



CERN-THESIS-2007-120

THÈSE DE DOCTORAT DE
L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Spécialité

Physique des particules

Présentée par

DESCAMPS Julien

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

**Étude et optimisation des performances du calorimètre
électromagnétique de l'expérience CMS pour la physique au LHC**

Soutenue le 16 juillet 2007

Devant le jury composé de :

CHAUVEAU Jacques	Président
JARRY Patrick	Directeur de thèse
SIROIS Yves	Rapporteur
ANTILOGUS Pierre	Rapporteur
ILLE Bernard	Examineur
SCHWEMLING Philippe	Examineur

Table des matières

Résumé	v
Summary	vii
1 Introduction : le Modèle Standard	1
1.1 Un bref historique du Modèle Standard	1
1.2 Le classement actuel des particules dans le Modèle Standard	2
1.3 Les avantages du Modèle Standard...	4
1.4 ...et ses limites	5
1.5 Et au delà ?	5
1.6 Enfin la réponse à nos questions ?	6
2 Le boson de Higgs	9
2.1 Le boson du Higgs dans le Modèle Standard	9
2.1.1 Le secteur électrofaible	9
2.1.2 Brisure spontanée de symétrie	11
2.1.2.a Le mécanisme de Goldstone	11
2.1.2.b Le mécanisme de Higgs	12
2.1.3 Limites sur la masse du boson de Higgs	14
2.2 Le boson de Higgs dans MSSM	16
2.3 Le boson de Higgs du Modèle Standard au LHC	17
2.3.1 Les modes de production	17
2.3.1.a Fusion de gluons	17
2.3.1.b Fusion de W et Z	18
2.3.1.c Higgsstrahlung	18
2.3.1.d Production associée	18
2.3.2 Les modes de désintégrations	19
2.4 Conclusion	21
3 Le LHC	23
4 L'expérience CMS	29
4.1 L'aimant solénoïdal	32
4.2 Le trajectomètre	33
4.2.0.a Le trajectomètre à micropistes de silicium	34
4.2.0.b Le trajectomètre à pixels	35
4.2.0.c Quantité de matière devant le calorimètre	37
4.3 Le calorimètre électromagnétique	37
4.4 Le calorimètre hadronique	37
4.5 Le système à muons	40
4.5.0.d Les tubes à dérives (DT pour Drift Tube Chambers)	42
4.5.0.e Les chambres à pistes cathodiques (CSC pour Cathode Strip Chambers)	42
4.6 Système de déclenchement	43
4.6.1 La sélection de Niveau 1 (L1)	43
4.6.1.a Sélection au niveau des calorimètres	44
4.6.1.b Sélection au niveau du système à muons	45

4.6.2	La sélection de Niveau Supérieur (HLT)	46
4.6.2.a	HLT pour les électrons et photons	46
4.6.2.b	HLT pour les muons	46
4.6.2.c	HLT pour les taus	46
4.6.2.d	HLT pour les jets et l'énergie manquante	46
4.7	Conclusion	46
5	Le calorimètre électromagnétique ECAL	47
5.1	Notions de calorimétrie	47
5.1.1	Types de calorimètres	47
5.1.2	Propriétés des gerbes électromagnétiques	49
5.1.2.a	Interactions des électrons	49
5.1.2.b	Interactions des photons	50
5.1.2.c	Développement de la gerbe	51
5.1.3	Résolution en énergie	52
5.1.3.a	Généralités	52
5.1.3.b	Besoins de la collaboration CMS	54
5.2	Le calorimètre à cristaux $PbWO_4$ de CMS	55
5.2.1	Les cristaux de $PbWO_4$	55
5.2.1.a	X_0 - Longueur de radiation	56
5.2.1.b	R_M - Rayon de Molière	56
5.2.1.c	Temps de scintillation	57
5.2.1.d	Taux de lumière détectée (noté LY pour "Light Yield")	57
5.2.1.e	Spectre d'émission	58
5.2.1.f	Propriétés optiques	59
5.2.1.g	Résistance aux radiations	62
5.2.2	Géométrie du calorimètre	63
5.2.2.a	Le tonneau	63
5.2.2.b	Les bouchons	64
5.2.3	Photodétecteurs	66
5.2.3.a	Les photodiodes à avalanche - APD	66
5.2.3.b	Les phototriodes à vide - VPT	69
5.2.4	Électronique de lecture	70
5.2.5	Le détecteur de pied de gerbe des bouchons	71
5.2.6	Calibration et système de monitoring de la transparence des cristaux	73
5.2.6.a	Calibration	73
5.2.6.b	Système de monitoring de la transparence des cristaux	74
5.2.7	Résolution en énergie	75
5.2.8	Résolution en position dans le tonneau	76
5.3	Conclusion	77
6	Analyse des tests en faisceau du ECAL	79
6.1	La ligne de faisceau H4	79
6.2	Le dispositif expérimental CMS ECAL	80
6.3	Les données expérimentales enregistrées	83
6.4	Analyse des données	84
6.4.1	Méthode de reconstruction de l'amplitude du signal	84
6.4.1.a	Modes synchrones (CMS) et asynchrones (test en faisceau)	84
6.4.1.b	Mesure des rapports de gains	86
6.4.1.c	Principe de la méthode de pondération ("méthode des poids")	87
6.4.1.d	Détermination des poids	87
6.4.1.e	Optimisation des poids	88
6.4.2	Alignement du supermodule	90
6.4.3	Intercalibration	92
6.4.4	Compensation de la perte de transparence des cristaux due aux irradiations	94

6.4.5	Mesure de l'énergie dans un amas de 3×3 ou 5×5 cristaux	96
6.4.6	Dépendance de la mesure de l'énergie avec la position	98
6.4.7	La méthode $\ln(\frac{E2}{E1})$	102
6.4.7.a	Définition	102
6.4.7.b	Mesure de la correction en utilisant différentes positions du faisceau incident	103
6.4.7.c	Influence de la largeur du faisceau	105
6.4.7.d	Dépendance avec la position d'incidence sur le calorimètre	107
6.4.7.e	Dépendance avec l'énergie du faisceau d'électron incident	108
6.4.7.f	Effet des corrections sur la résolution en énergie	108
6.4.7.g	Matrice en somme de neuf d'énergie maximale	111
6.4.8	La méthode $\frac{S_{9,25}}{S_1} - 1$	112
6.4.9	Mesure de la résolution en énergie intrinsèque	115
6.4.10	Étude de l'effet des espaces inter-modules en somme de 9 cristaux	116
6.5	Simulation des événements du test en faisceau	120
6.5.1	Données simulées	120
6.5.2	Dépendance de la mesure de l'énergie avec la position	120
6.5.3	Mesure des corrections en simulation et comparaison avec les données de tests en faisceau	122
6.5.4	Dépendance avec la position d'incidence sur le calorimètre	124
6.5.5	Effet des corrections sur la résolution en énergie	125
6.5.6	Balayage fin en position	126
6.5.7	Variation de l'angle d'incidence du faisceau	128
6.5.8	Étude des espaces inter-modules en somme de 9 cristaux	130
6.6	Uniformité de la réponse du calorimètre avec les données	132
6.6.1	Balayage du supermodule	132
6.6.2	Détermination des termes de la courbe de résolution en énergie du calorimètre	134
6.6.2.a	Mesure du bruit électronique	134
6.6.2.b	Résolution en énergie pour une incidence centrale	136
6.6.2.c	Résolution en énergie pour une incidence uniforme	136
6.6.2.d	Résumé	136
6.7	Conclusion	139
7	Application de la méthode $\ln(E2/E1)$	141
7.1	La chaîne de simulation et de reconstruction des événements dans CMS	141
7.2	Reconstruction de l'énergie des électrons et des photons	143
7.2.1	Reconstruction de l'énergie des électrons dans ORCA	146
7.2.2	Reconstruction de l'énergie des photons dans ORCA	148
7.3	Développement d'un algorithme de reconstruction	150
7.3.1	Cadre logiciel de l'étude	150
7.3.2	Données analysées	151
7.3.3	Définition	152
7.3.4	Mesure de la position d'impact	158
7.3.4.a	Définition de la méthode	158
7.3.4.b	Mesure de la position d'impact pour les électrons	159
7.3.4.c	Mesure de la position d'impact pour les photons	162
7.3.5	Mesure de l'énergie	164
7.3.5.a	Définitions des énergies générées	164
7.3.5.b	Corrections de l'énergie des électrons	164
7.3.5.c	Corrections de l'énergie des photons	168
7.3.5.d	Résumé des corrections	172
7.4	Performances des algorithmes	173
7.4.1	Application aux événements e^+e^- isolés	174
7.4.1.a	Reconstruction de la masse invariante avec association de la position de la particule générée	174

7.4.1.b	Variation des seuils de l'algorithme	174
7.4.2	Application aux événements $\gamma\gamma$ isolés	178
7.4.2.a	Reconstruction de la masse invariante avec association de la position de la particule générée	178
7.4.2.b	Variation des seuils de l'algorithme	178
7.4.3	Application aux événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ avec empilement	182
7.4.3.a	Reconstruction de la masse invariante avec association de la position de la particule générée	182
7.4.3.b	Variation des seuils de l'algorithme	182
7.4.3.c	Reconstruction de la masse invariante avec la position mesurée par le ECAL	186
7.4.4	Application aux événements $H \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ avec empilement . . .	188
7.4.4.a	Reconstruction de la masse invariante avec association de la position de la particule générée	188
7.4.4.b	Variation des seuils de l'algorithme	188
7.4.4.c	Reconstruction de la masse invariante avec la position mesurée par le ECAL	191
7.4.5	Application aux événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ avec empilement	193
7.4.5.a	Reconstruction de la masse invariante avec association de la position de la particule générée	193
7.4.5.b	Variation des seuils de l'algorithme	193
7.4.5.c	Reconstruction de la masse invariante avec la position mesurée par le ECAL	197
7.5	Conclusion	199
	Conclusion	201
	Remerciements	203

Résumé

L'expérience CMS (Compact Muon Solenoid) est l'une des deux expériences généralistes du collisionneur proton-proton LHC (Large Hadron Collider) actuellement en cours de démarrage au CERN à Genève. Un des axes majeurs de CMS est la recherche du boson de Higgs. Compte rendu de l'environnement du LHC, la collaboration a fait le choix d'un calorimètre électromagnétique ECAL composé d'environ 75000 cristaux scintillants de tungstate de plomb PbWO_4 , à la fois rapide, résistant aux radiations, et d'une extrême précision en particulier dans la gamme d'énergie pertinente pour la recherche du boson de Higgs lorsque sa désintégration en deux photons constitue le canal le plus prometteur de découverte.

Les premiers chapitres de cette thèse présentent le LHC, le détecteur CMS et plus particulièrement le calorimètre électromagnétique (ECAL). Est présentée ensuite une analyse des tests réalisés en 2004 au CERN avec un faisceau d'électrons de différentes énergies (20-250 GeV) dirigé vers une partie (1/36) du baril du calorimètre appelée " supermodule ". Une étude de la variation de la mesure de l'énergie déposée dans des matrices de 9 (3×3) et de 25 (5×5) cristaux en fonction de la position d'impact de l'électron incident a été menée afin d'en déduire une méthode de correction de l'énergie mesurée en fonction de différents paramètres. Cette méthode a permis d'améliorer de façon significative la résolution en énergie du calorimètre dans la configuration des tests en faisceaux.

Le dernier chapitre de cette thèse présente une application de cette méthode de correction aux électrons et aux photons engendrés par une simulation complète de CMS. La reconstruction de l'énergie des photons et des électrons est considérablement compliquée par rapport à la configuration des tests en faisceau, en raison de la quantité importante de matière devant le calorimètre et du champ magnétique intense qui baigne la partie centrale du détecteur CMS. Les photons ont une probabilité non négligeable de conversion en paire électron-positon avant le calorimètre tandis que les électrons (et les positons), dont la trajectoire est courbée dans le plan transverse, perdent de l'énergie au passage dans la matière et peuvent émettre un nombre aléatoire de photons par rayonnement de freinage.

Un algorithme novateur de reconstruction de l'énergie des électrons et des photons a été développé pour tenir compte de cette complication et appliquer la méthode de correction étudiée en tests en faisceau. Cette nouvelle approche algorithmique pour une reconstruction optimale des particules électromagnétiques dans le ECAL a finalement été soumise au test des événements de physique $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, $H \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ et $H \rightarrow \gamma\gamma$, simulés avec une luminosité du LHC de $10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, afin d'évaluer quantitativement les améliorations obtenues au cours de l'étude qui fait l'objet principal de cette thèse.

Summary

The CMS experiment (Compact Muon Solenoid) is one of the two multi-purpose experiments of the proton-proton collider LHC (Large Hadron Collider) currently starting at CERN (Geneva). One of the main goals of CMS is the search for the Higgs boson. Because of the LHC challenging environment, the collaboration have chosen an electromagnetic calorimeter made of about 75000 scintillating lead tungstate crystals $PbWO_4$, at the same time fast, radiation hard, and extremely precise, especially in the energy range for the Higgs boson search, in the channel where it decays in two photons.

The five first chapters of this thesis present the LHC, the CMS detector and notably the electromagnetic calorimeter (ECAL). The sixth chapter presents a test beam analysis realized in 2004 at CERN with an electron beam of different energies (20-250 GeV) incident on a part (1/36) of the calorimeter barrel called “ supermodule ”. A study of the energy measurement variation within 9 (3×3) and 25 (5×5) crystals matrices as function of the impact position of the initial electron was done to infer a correction method of the energy measured as function of different parameters. This method has improved very significantly the energy resolution of the calorimeter in the test beam configuration.

The last chapter of this thesis presents an application of this correction method for the electrons and photons in the full simulation chain of CMS. The energy reconstruction of photons and electrons is more complicated compared to the test beam case, because of an important amount of matter in front of the calorimeter and of the strong magnetic field in the central part of the CMS detector. The photons have a non negligible probability to convert into an electron-positron pair before the calorimeter, while the electrons (and positrons), whose trajectory is bended in the transverse plan, lose energy in the matter and can emit a random number of bremsstrahlung photons.

A reconstruction algorithm of the electrons and photons energy has been developed to take into account this issue and to apply the correction method studied in the test beam. This new algorithmic approach for an optimal reconstruction of the electromagnetic particles in the ECAL has been tested with physics events $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, $H \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ et $H \rightarrow \gamma\gamma$, simulated with a LHC luminosity of $10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

1

Introduction : le Modèle Standard

La physique de particules est l'étude des constituants ultimes de la matière, et comme tout autre domaine de la physique, elle s'est développée grâce aux interactions entre théories et résultats expérimentaux. À l'heure actuelle, le modèle théorique pouvant décrire la quasi-totalité des résultats expérimentaux est appelé le Modèle Standard. Ce modèle est le résultat de recherches expérimentales et théoriques qui ont débuté au début du XX^{ème} siècle et qui continuent encore de nos jours à l'aide de grands accélérateurs de particules de plus en plus puissants. Le Modèle Standard n'a toujours pas été mis en défaut et permet d'unifier trois des quatre interactions fondamentales : l'interaction électromagnétique, l'interaction faible et l'interaction forte. Seule la gravité, qui est environ 10^{40} fois plus faible que la force électromagnétique, ne trouve pas sa place dans ce modèle.

1.1 Un bref historique du Modèle Standard

L'histoire de la physique des particules commence en 1898 lorsque Joseph John Thomson découvre l'électron. Quelques années plus tard, Henri Becquerel et Pierre et Marie Curie mettent en évidence le phénomène de la radioactivité. Après la découverte de la présence d'un noyau dans l'atome par Henri Rutherford en 1911 et la découverte en 1932 par J. Chadwick du neutron, preuve est faite que le noyau est constitué de protons et de neutrons. Entre temps, en 1930, Wolfgang Pauli, ne pouvant expliquer le spectre continu des électrons issus de la radioactivité β , émet l'hypothèse de l'existence d'une nouvelle particule, le neutrino. En 1933, Enrico Fermi énonce la théorie de la radioactivité β , et Carl D. Anderson découvre la première antiparticule : le positron. L'étude des rayonnements cosmiques permet, en 1937, de mettre en évidence une nouvelle particule 200 fois plus lourde que l'électron : le muon. Le nombre de particules découvertes augmentant, il est alors nécessaire d'établir une théorie permettant de décrire et voire de prévoir l'existence de ces particules.

Où en est-t-on à cette époque au niveau des théories ? Aidé par les travaux de Planck et d'Einstein sur la quantification de la lumière entre 1900 et 1905, Compton émet la formulation corpusculaire des photons en 1923, et de Broglie le comportement ondulatoire de l'électron en 1924, ce qui va permettre à Schrödinger en 1926 de poser les grande bases de la mécanique quantique en écrivant son équation d'onde quantique. Dirac peut alors, en 1928, unir la mécanique quantique et la relativité d'Einstein pour décrire le comportement de l'électron.

Les fondations du Modèle Standard ne débutent réellement que lorsque Tomonaga, Schwinger et Feynmann établissent la formulation finale de l'électrodynamique quantique (QED) au cours de l'année 1948. Cette théorie est l'interprétation quantique et relativiste de l'interaction électromagnétique classique. En 1954, C. N. Yang et R. Mills généralisent la QED en développant les théories de champs de jauge, outil indispensable pour l'élaboration du Modèle Standard et la première tentative d'unification des interactions faible et électromagnétique en une théorie électrofaible est réalisée

par S. L. Glashow en 1961 [1]. En 1965, M. Gell-Mann et G. Zweig font tous deux l'hypothèse des quarks liés par interaction forte dans les protons et les neutrons.

Le problème principal de la théorie électrofaible de Glashow est que les particules qu'elle décrit sont sans masse, ce qui est en désaccord avec la réalité. Dans les années soixante, Peter Higgs propose d'introduire dans la théorie un champ scalaire (dont l'interaction est véhiculée par un boson scalaire appelé boson de Higgs) qui, couplé aux différentes particules, leur apporte une masse en brisant spontanément la symétrie de jauge. Cette idée est brillamment reprise en 1967 par S. Weinberg et A. Salam [2][3] qui introduisent ce boson scalaire dans le modèle théorique. Avec S.L. Glashow, ils prédisent ensuite l'existence de trois nouvelles particules, vecteurs de l'interaction faible : les W^\pm et le Z^0 . Les trois années suivantes verront la formulation de l'hypothèse d'existence des quarks u , d et s par Bjorken et Feynmann pour donner une sous structure au noyau qui ne sera mise en évidence qu'en 1969 à Stanford par l'étude de diffusions d'électrons sur les noyaux. Finalement, en 1970, S. L. Glashow, J. Iliopoulos et L. Maiani [4] intègrent les quarks à la théorie électrofaible en prédisant l'existence du quatrième quark, le c . Quelques années plus tard, la chromodynamique quantique (QCD) est ajoutée à la théorie électrofaible pour expliquer l'interaction forte : le Modèle Standard dans son état actuel est achevé.

On assiste alors durant plus de 20 ans à une spectaculaire succession de découvertes prédites par le Modèle Standard :

- L'existence de courants neutres de l'interaction faible est découverte 1973 au CERN.
- Le quark c et le lepton τ sont découverts en 1974. Le quark b est découvert en 1977.
- L'existence des gluons est mise en évidence en 1979 à DESY par l'expérience PETRA.
- Les bosons W^\pm et le Z^0 sont découverts au CERN en 1982 et 1983 par les expériences UA1 et UA2.
- L'existence de 3 familles de neutrinos est établie par les premières données du LEP dès 1990.
- Le quark t , recherché pendant presque 20 ans, est finalement découvert en 1995 à Fermilab.
- Le neutrino ν_τ est mis en évidence en 2000 à Fermilab.

Toutes ces découvertes ont donc confirmé de manière éclatante toutes les prédictions du Modèle Standard qui demeure encore valable en 2007.

1.2 Le classement actuel des particules dans le Modèle Standard

À l'heure actuelle, on classe toutes les particules connues en deux grandes familles : les fermions et les bosons.

La première famille, les fermions, sont les constituants élémentaires de la matière (figure 1.1), qui ont un spin demi-entier et qui se partagent en deux grandes catégories déterminées par la participation aux interactions fondamentales : les leptons d'une part, qui ne participent pas à l'interaction forte et les quarks d'autre part, qui participent à toutes les interactions. Dans la catégorie des leptons, les leptons chargés participent à l'interaction électromagnétique et à l'interaction faible et les leptons neutres ou neutrinos ne participent qu'à l'interaction faible. La participation des constituants élémentaires aux interactions fondamentales est conditionnée par leur nombre quantique conservés, ou charges d'interaction. À chaque constituant de la matière est associée son antiparticule, une particule de même masse et de charge opposée.

FERMIONS			matter constituents spin = 1/2, 3/2, 5/2, ...		
Leptons spin = 1/2			Quarks spin = 1/2		
Flavor	Mass GeV/c ²	Electric charge	Flavor	Approx. Mass GeV/c ²	Electric charge
ν_e electron neutrino	$<1 \times 10^{-8}$	0	u up	0.003	2/3
e electron	0.000511	-1	d down	0.006	-1/3
ν_μ muon neutrino	<0.0002	0	c charm	1.3	2/3
μ muon	0.106	-1	s strange	0.1	-1/3
ν_τ tau neutrino	<0.02	0	t top	175	2/3
τ tau	1.7771	-1	b bottom	4.3	-1/3
BOSONS			force carriers spin = 0, 1, 2, ...		
Unified Electroweak spin = 1			Strong (color) spin = 1		
Name	Mass GeV/c ²	Electric charge	Name	Mass GeV/c ²	Electric charge
γ photon	0	0	g gluon	0	0
W⁻	80.4	-1			
W⁺	80.4	+1			
Z⁰	91.187	0			

PROPERTIES OF THE INTERACTIONS						
Property	Interaction	Gravitational	Weak	Electromagnetic	Strong	
			(Electroweak)		Fundamental	Residual
Acts on:		Mass - Energy	Flavor	Electric Charge	Color Charge	See Residual Strong Interaction Note
Particles experiencing:		All	Quarks, Leptons	Electrically charged	Quarks, Gluons	Hadrons
Particles mediating:		Graviton (not yet observed)	W⁺ W⁻ Z⁰	γ	Gluons	Mesons
Strength relative to electromag for two u quarks at:	$\left. \begin{array}{l} 10^{-18} \text{ m} \\ 3 \times 10^{-17} \text{ m} \end{array} \right\}$	10^{-41}	0.8	1	25	Not applicable to quarks
		10^{-41}	10^{-4}	1	60	
		10^{-36}	10^{-7}	1	Not applicable to hadrons	20

FIG. 1.1: Le Modèle Standard de la physique des particules, et quelques propriétés des interactions des particules.

Le tableau des fermions montre une autre classification indépendante de la participation aux interactions, en trois répliques, ou générations, de particules qui ne diffèrent que par leurs masses. L'électron, le quark u et le quark d , qui appartiennent à la première génération sont les particules massives les plus légères et elles sont stables; elles sont les constituants exclusifs de la matière ordinaire. À l'exception des neutrinos, les particules des deux autres générations sont plus lourdes et instables; elles ne peuvent être observées ou détectées que dans les expériences auprès des accélérateurs ou dans le rayonnement cosmique. Cette structure en générations des constituants de la matière n'est pas expliquée par le Modèle Standard; elle reste l'un des problèmes les plus intrigant de la physique contemporaine.

La dernière partie du tableau montre la famille des porteurs de forces, les bosons, particules de spin entier : d'après la mécanique quantique, pour qu'il y ait une interaction il faut qu'au moins une particule élémentaire, un boson, soit échangée. Le photon est le boson de l'interaction électromagnétique, les bosons intermédiaires W^\pm et le Z sont les bosons de l'interaction faible et les gluons sont les bosons de l'interaction forte au niveau des quarks. Le boson de Higgs (ne portant pas d'interaction) n'ayant pas encore été découvert n'apparaît pas dans le tableau.

1.3 Les avantages du Modèle Standard...

Le Modèle Standard résulte de l'assemblage de deux théories quantiques des champs (théories utilisant la mécanique quantique relativiste et la théories des groupes), la théorie électrofaible EW et la chromodynamique quantique QCD. C'est un modèle de la matière qui permet de décrire ces interactions sur la base d'un Lagrangien qui doit être invariant par les symétries de couleur (C), d'isospin faible (L) et d'hypercharge (Y) :

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (1.1)$$

Dans ce modèle, on utilise un ensemble d'algorithmes, appelé développement perturbatif, qui permet de calculer, par approximations successives à l'aide d'un nombre fini et fixé de paramètres déterminés expérimentalement, les probabilités des réactions des différentes particules entre elles. Toutes les prédictions du Modèle Standard ont été confirmées par l'expérience, à l'exception d'une seule, l'existence du boson de Higgs, une particule que l'on espère bien découvrir dans les futures expériences.

Les avantages du Modèle Standard sont :

- Un niveau d'éléментарité, celui des quarks qui sont les constituants élémentaires qui participent à toutes les interactions fondamentales;
- Une explication simple de la violation de l'invariance par parité dans l'interaction faible.
- Un principe unificateur, l'invariance de jauge par symétrie, selon lequel toutes les interactions fondamentales découlent de l'invariance dans des opérations de symétrie .
- Un mécanisme efficace de brisure de symétrie, le mécanisme de Higgs, à l'origine de la différenciation des masses des particules élémentaires.

1.4 ...et ses limites

Ce modèle comporte cependant des points faibles qui nécessitent des recherches théoriques et expérimentales, et qui font penser qu'il doit être considéré comme une théorie effective, susceptible d'être améliorée ou approfondie :

- Certains des paramètres dont il dépend, comme les masses des constituants élémentaires, sont en très grand nombre. Leurs valeurs sont très éparpillées et toutes n'ont même pas encore été déterminées. C'est le problème de la hiérarchie des masses.
- Il ne fournit pas d'explication à la classification des constituants de la matière en trois générations de particules.
- Il est en échec face au traitement quantique de la gravitation.
- Il ne fournit pas d'explication à la propriété fondamentale du confinement qui interdit aux quarks de se propager à l'état libre hors des hadrons, les particules dont ils sont les constituants.
- Les interactions du boson de Higgs avec les autres particules sont calculables avec le Modèle Standard, mais sa masse ne peut être directement prédite. Cependant, il est possible de contraindre sa masse en combinant les observations expérimentales qui y sont sensibles au travers des corrections électrofaibles. Les recherches directes au collisionneur électron-positron du LEP¹, ont exclu l'existence d'un boson de Higgs de masse inférieure à 114,4 GeV avec un niveau de confiance de 95% [5].

1.5 Et au delà ?

Les recherches théoriques visant à dépasser le Modèle Standard empruntent principalement trois grandes voies :

- La voie de la supersymétrie (SUSY) qui corrige certaines des insuffisances du mécanisme de Higgs. La supersymétrie associerait à chaque particule (boson ou fermion) du Modèle Standard un partenaire de l'autre statistique (fermion ou boson). On les appelle les s-particules. Si les super-partenaires ont une masse de l'ordre du TeV, alors l'unification des interactions fortes, faibles et électromagnétiques devient possible à une échelle d'énergie Λ_{GUT} (voir figure 1.2). Cette supersymétrie peut être appliquée au Modèle Standard ; c'est le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) qui propose l'existence de plusieurs bosons de Higgs : deux bosons de Higgs scalaires chargés H^\pm , deux scalaires neutres H et h et enfin un pseudo-scalaire A . Cependant, jusqu'à maintenant, aucune de ces particules n'a été observée.
- Les modèles de grande unifications (GUT) qui sont des modèles étendant le groupes de symétrie du Modèle Standard à des groupes comme $SU(5)$ ou $SO(10)$ afin d'unifier le modèle électrofaible avec la chromodynamique quantique (figure 1.2) dans une gamme d'énergie $\Lambda_{GUT} = 10^{16}$ GeV. Beaucoup de ces théories prédisent l'existence d'un nouveau boson de jauge, le Z' , dont la masse serait de l'ordre du TeV. Il existe aussi des modèles de super unification, comme la théorie des cordes, permettant d'unifier également l'interaction gravitationnelle aux autres interactions, dans gamme d'énergie $\Lambda_{Planck} = 10^{19}$ GeV.

¹Large Electron Positron collider

- La voie de la sous-structure selon laquelle il existerait un nouveau niveau d'élémentarité sous-jacent aux particules du Modèle Standard (ou à certaines d'entre elles), et qui déboucherait sur un ensemble de nouvelles particules composites.

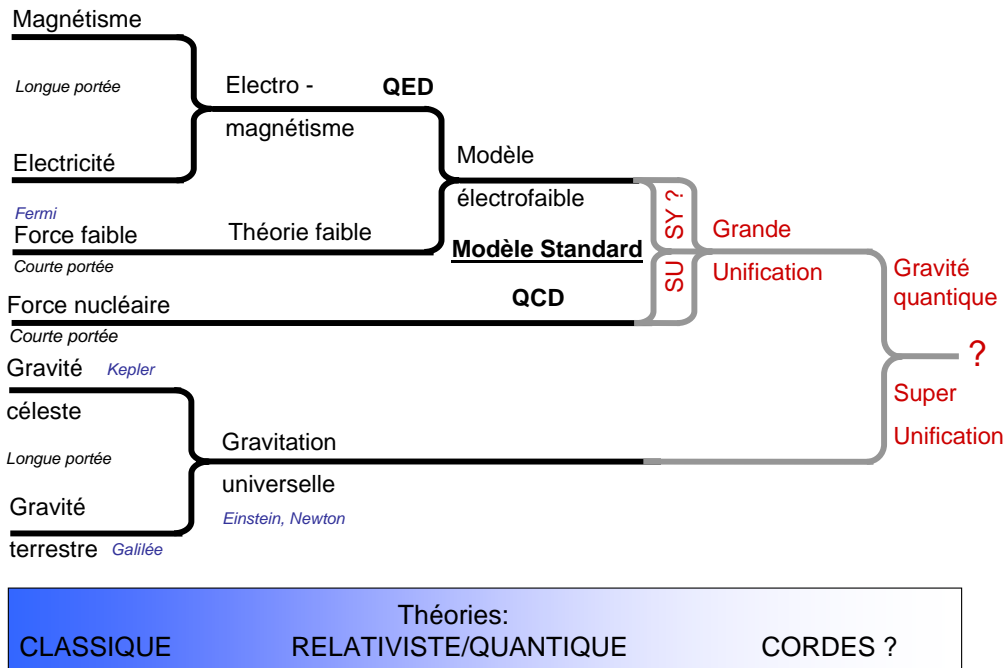


FIG. 1.2: Schéma de l'unification des forces.

1.6 Enfin la réponse à nos questions ?

Mais seule l'expérience permettra de trancher entre toutes ces options théoriques, ou de mettre en évidence une nouvelle voie. C'est pour essayer de répondre à ces questions que le CERN a décidé de construire un nouvel accélérateur : le LHC². Alors que le Modèle Standard précédemment décrit semble inébranlable et que les expériences comme HERA à Hambourg ou DØ et CDF à Fermilab arrivent en fin de prises de données sans le mettre en défaut, le LHC va démarrer d'ici 2008 pour explorer un domaine d'énergie jamais atteint (10 fois plus élevé que le Tevatron), ce qui lui donne un très haut potentiel de découverte. Quatre points de collisions sont prévus, où seront installés des détecteurs de particules. Deux d'entre eux (CMS et ATLAS) sont généralistes et conçus pour un domaine de recherche très étendu, tandis que les deux autres (LHCb et ALICE) sont dédiés, respectivement, à la physique du B et à des collisions d'ions lourds.

J'ai entamé mon activité de recherche au sein de la collaboration CMS à l'issue de mon cursus universitaire. Mon centre d'intérêt a été la compréhension du calorimètre électromagnétique de CMS afin d'en améliorer les performances. Nous verrons que ce détecteur est important pour l'étude des désintégrations de particules recherchées (nous verrons par exemple que le canal dans lequel le boson de Higgs se désintègre en deux photons a principalement motivé la construction de ce calorimètre). Une étude précise de la réponse du détecteur a été possible en exploitant les résultats expérimentaux des tests en faisceau effectués en 2004.

²Large Hadron collider

Nous commencerons cette thèse en présentant la physique du boson de Higgs, puis nous présenterons l'accélérateur LHC, dont l'un des principaux objectifs va être de rechercher cette particule. Nous montrerons les défis technologiques nécessaires pour mettre au point cette fantastique machine. Nous détaillerons brièvement toutes ses performances et ses futurs résultats qui évidemment imposeront de sévères contraintes aux détecteurs de particules situés aux points de collision. Le chapitre quatre présentera le détecteur CMS en détaillant les performances attendues pour les différents sous détecteurs ainsi que les contraintes imposées sur les composants électroniques et le stockage des données. Le cinquième chapitre présentera plus en détail le calorimètre électromagnétique de CMS : après des rappels sur la physique des calorimètres, nous justifierons les choix technologiques faits pour celui-ci. Puis les résultats des tests en faisceaux réalisés en 2004 sur une partie du calorimètre feront l'objet du sixième chapitre, avec une étude précise de la reconstruction du signal et de la mesure de l'énergie. Le septième chapitre présentera l'application des résultats obtenus à des événements de physique simulés dans CMS.

2

Le boson de Higgs

Le boson de Higgs est la seule particule prédite par le Modèle Standard qui ne soit pas encore observée. Le LEP durant ses dernières années de fonctionnement s'était fixé parmi ses buts la découverte de ce boson. Comme il n'existe aucune prédiction théorique précise pour définir sa masse, une machine dédiée à sa recherche doit couvrir une grande région en énergie. C'est dans ce but particulier que le LHC à été conçu.

Dans ce chapitre, nous allons introduire dans un premier temps le cadre théorique du secteur de Higgs dans le Modèle Standard et dans son extension supersymétrique minimale MSSM. Dans un second temps nous allons présenter les principaux processus de production et de désintégration du boson de Higgs au LHC ¹.

2.1 Le boson du Higgs dans le Modèle Standard

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, le Modèle Standard est une théorie quantique relativiste des champs où les interactions sont régies par des symétries de jauge non-abéliennes du groupe $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Le Modèle Standard contient deux secteurs : la chromodynamique quantique (QCD) et la théorie électrofaible (EW). La chromodynamique quantique décrit les interactions fortes de couleur entre les quarks et les gluons en terme de groupe de symétrie $SU(3)$. Le secteur électrofaible décrit les interactions électromagnétiques et faibles des quarks et des leptons en terme de groupe de symétrie $SU(2) \times U(1)$.

2.1.1 Le secteur électrofaible

Une approche phénoménologique de la formulation du secteur électrofaible du Modèle Standard peut être réalisée en tenant compte des propriétés suivantes :

- **La symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ de la famille des fermions**

Le groupe $SU(2)_L$ correspond à la symétrie d'isospin faible (I) et le groupe $U(1)_Y$ correspond à la symétrie d'hypercharge faible (Y). Les fermions sont organisés en doublets d'isospin avec $I=1/2$ et en singulet d'isospin avec $I=0$:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \quad e_R, \mu_R, \tau_R$$

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \quad u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R$$

¹Pour ce chapitre, nous nous sommes inspirés des références suivantes : [6], [7], [8] et [9].

Les membres du même multiplet ont la même valeur d'hypercharge faible. Les indices L et R dénotent les projections chirales gauche et droite des spineurs de Dirac.

• **La relation Gell-Mann-Nishijima :**

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (2.1)$$

où Q est la charge de la particule et I_3 est la troisième composante de l'isospin.

• **L'existence des bosons vecteurs :**

Il y a quatre bosons vecteurs, médiateurs de la force électrofaible : γ , W^+ , W^- et Z^0 . Le photon a une masse nulle alors que les bosons W^\pm et Z^0 ont des masses respectives de 80,4 GeV et 91,2 GeV.

Cette structure peut être unifiée en une théorie électrofaible en interprétant $SU(2)_L \times U(1)_Y$ comme un groupe de symétrie locale de jauge selon laquelle le lagrangien est invariant (selon un principe général de construction d'une théorie quantique de champ invariante par symétrie de jauge). Le lagrangien électrofaible peut être écrit, dans un premier temps, comme une somme deux termes, le lagrangien de jauge (\mathcal{L}_G) et le lagrangien fermionique (\mathcal{L}_f) :

$$\mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}_G + \mathcal{L}_f \quad (2.2)$$

la partie \mathcal{L}_G contient les termes d'énergie cinétique des bosons de jauge des groupes d'isospin faible et d'hypercharge ($W_{\mu\nu}^a$ et B_μ), et la partie \mathcal{L}_f contient les termes d'énergie cinétique des leptons et des quarks, ainsi que les termes d'auto-couplage des bosons et des quarks et d'interaction des fermions avec les bosons de jauge.

Le terme \mathcal{L}_G s'écrit comme suit :

$$\mathcal{L}_G = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \quad (2.3)$$

On remarque l'absence de terme de masse des bosons vecteurs du genre $m_V^2 V_\mu V^\mu$, où m_V représente la masse et V^μ le champ vectoriel ; en effet, avec la présence de ce terme, \mathcal{L}_G ne serait plus invariant pas transformation $SU(2) \times U(1)$ des champs vectoriels. La même remarque est faite pour le terme fermionique \mathcal{L}_f .

Les interactions entre fermions et bosons sont induites par la dérivée covariante D_μ construite afin de laisser les termes \mathcal{L}_G et \mathcal{L}_f invariant sous $SU(2) \times U(1)$:

$$D_\mu = \partial_\mu + ig\frac{\sigma^a}{2}W_\mu^a + ig'\frac{Y}{2}B_\mu \quad (2.4)$$

où g et g' sont respectivement les constantes de couplage des groupes $SU(2)$ et $U(1)$, et σ^a sont les trois matrices de Pauli. Le problème de ce lagrangien est qu'il génère des bosons de jauge sans masse : ceci est en accord avec la réalité pour le photon, mais les bosons W^\pm et Z^0 sont des objets massifs. Une solution élégante à ce problème à été trouvée en introduisant le mécanisme de brisure spontanée de symétrie.

2.1.2 Brisure spontanée de symétrie

Considérons un lagrangien qui :

- est invariant sous un groupe de transformations G ;
- possède un ensemble d'états dégénérés d'énergie minimum, qui se transforment sous G en membres d'un même multiplet ;

si l'on sélectionne arbitrairement un des ces états comme état fondamental du système, on dit que la symétrie a été brisée spontanément.

Dans notre cas, ce mécanisme va permettre de résoudre le problème de la génération des masses par l'addition d'un nouveau terme dans le lagrangien électrofaible. Nous introduirons dans un premier temps la brisure spontanée de symétrie dans le cas d'une invariance de jauge globale du lagrangien (la symétrie ne dépend pas de la position dans l'espace-temps) : c'est le mécanisme de Goldstone ; puis nous étudierons les effets de cette brisure dans le cas d'une invariance de jauge locale du lagrangien (la symétrie dépend de la position dans l'espace-temps) avec l'application à $SU(2) \times U(1)$: c'est le mécanisme de Higgs.

2.1.2.a Le mécanisme de Goldstone

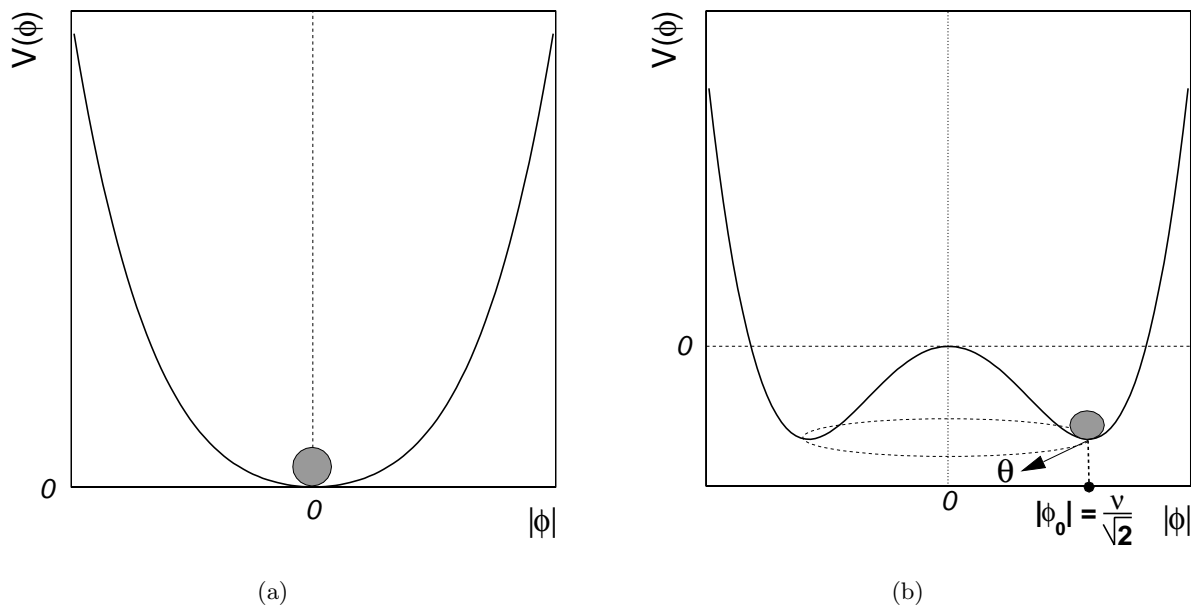


FIG. 2.1: Forme du potentiel scalaire $V(\phi)$ pour $\mu^2 > 0$ (a) et pour $\mu^2 < 0$ (b). Dans le second cas, il y a un ensemble continu d'états fondamentaux dégénérés correspondant à différentes phases θ .

Considérons un champ scalaire complexe $\phi(x) = \frac{\rho}{\sqrt{2}} e^{i\theta}$, avec un lagrangien :

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi^* \partial^\mu \phi - V(\phi), \quad V(\phi) = \mu^2 \phi^* \phi + \lambda (\phi^* \phi)^2 \quad (2.5)$$

\mathcal{L} est invariant par une transformation de jauge globale du champ scalaire :

$$\phi(x) \longrightarrow \phi'(x) \equiv e^{i\theta} \phi(x) \quad (2.6)$$

Afin d'avoir une solution physique pour l'état fondamental, le potentiel (voir figure 2.1) doit avoir $\lambda > 0$. Pour le terme quadratique, il y a deux possibilités :

- $\mu^2 > 0$: le potentiel à un minimum trivial à $\phi = 0$ décrivant ainsi une particule scalaire massive de masse μ et de couplage λ
- $\mu^2 < 0$: Le minimum est obtenu pour des champs satisfaisant les conditions suivantes :

$$|\phi_0| = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \equiv \frac{\nu}{\sqrt{2}} > 0 \quad V(\phi_0) = -\frac{\lambda}{4}\nu^4 \quad (2.7)$$

Il y a un nombre infini d'états $\phi_0 = \frac{\nu}{\sqrt{2}}e^{i\theta}$ dégénérés d'énergie minimum correspondant à un cercle de rayon $\rho = \nu$ (voir figure 2.1). L'invariance de phase $U(1)$ du lagrangien est bien vérifiée. En choisissant une solution particulière, $\theta = 0$ par exemple, comme état fondamental, la symétrie est brisée spontanément. Si l'on paramètre les perturbations autour de l'état fondamental comme étant

$$\phi(x) \equiv \frac{(\nu + h(x))}{\sqrt{2}} e^{i\frac{\Theta(x)}{\nu}} \quad (2.8)$$

où $h(x)$ et $\Theta(x)$ sont des champs réels (on introduit ν dans la phase pour que Θ ait la même dimension que h), le lagrangien prend la forme :

$$\mathcal{L} = \underbrace{\frac{1}{2}\partial_\mu h \partial^\mu h - \frac{1}{2}(2\mu^2)h^2}_{\text{particule } h} + \underbrace{\frac{1}{2}\partial_\mu \Theta \partial^\mu \Theta}_{\text{particule } \Theta} - V(\phi_0) + \text{termes cubiques et quadratiques en } \Theta, h \quad (2.9)$$

Il apparaît alors deux particules : h décrit un état de masse $m_h^2 = -2\mu^2$, tandis que Θ est sans masse. L'apparition d'une particule sans masse quand ($\mu^2 < 0$) est facile à comprendre : le champ Θ décrit des perturbations "parallèles" aux états dégénérés d'énergie minimum. Comme ces perturbations ne coûtent aucune énergie, ils correspondent à un état non massif. Pour h , les perturbations sont "perpendiculaires" aux états dégénérés et le potentiel varie : on se ramène à un cas similaire à $\mu^2 > 0$ correspondant à une particule massive. La symétrie 2.6 est toujours présente mais est dite cachée.

Ce mécanisme de Goldstone [10] contient l'essence de la brisure de symétrie en théorie quantique des champs : une valeur non nulle du champ dans son état fondamental, l'apparition de particule(s) de masse nulle (les bosons de Goldstone) et de particule(s) massive(s).

2.1.2.b Le mécanisme de Higgs

Il est intéressant d'appliquer maintenant ces résultats dans le cas du secteur électrofaible, avec une symétrie de jauge locale $SU(2) \times U(1)$ [11].

Considérons un doublet de champs scalaires complexes :

$$\phi(x) \equiv \begin{pmatrix} \phi^{(+)}(x) \\ \phi^{(0)}(x) \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

Le lagrangien scalaire du modèle de Goldstone (2.5) s'écrit alors :

$$\mathcal{L}_S = (D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi - V(\phi), \quad V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (\lambda > 0, \mu^2 < 0) \quad (2.11)$$

où D_μ est la dérivée covariante 2.4. On fixe l'hypercharge $Y = 1$ afin d'avoir les couplages corrects entre le photon et le champ scalaire $\phi(x)$, c'est à dire que le photon ne se couple pas à $\phi^{(0)}$ tout en ayant une charge électrique correcte pour $\phi^{(+)}$.

Le lagrangien est, par construction, invariant par transformation locale :

$$\phi(x) \longrightarrow \phi'(x) \equiv e^{i\frac{\sigma^i \theta^i(x)}{2}} \phi(x) \quad (2.12)$$

Le potentiel est similaire à celui présenté précédemment : il y a un nombre infini d'états dégénérés d'énergie minimum (ici, on parlera de vide quantique), satisfaisant :

$$\langle 0 | \phi^{(0)} | 0 \rangle = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \equiv \frac{\nu}{\sqrt{2}} \quad (2.13)$$

Notons que l'on rend explicite l'association entre l'état fondamental classique et le vide quantique. Comme la charge électrique est une quantité qui se conserve, seul le champ neutre $\phi^{(0)}$ peut développer une valeur de vide non nulle. Une fois que l'on choisit un état fondamental particulier, la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est brisée.

On développe perturbativement le doublet scalaire selon la forme suivante :

$$\phi(x) = e^{i\frac{\sigma^i \Theta^i(x)}{2\nu}} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu + H(x) \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

avec 4 champs réels $\Theta^1(x), \Theta^2(x), \Theta^3(x)$ et $H(x)$. Le point important est que l'invariance par symétrie $SU(2)$ du lagrangien nous permet de donner une valeur arbitraire à chacun des 3 champs $\Theta^{1,2,3}(x)$, qui représentent alors 3 bosons de Goldstone associés à la brisure de symétrie. La symétrie de jauge rend ces bosons non physiques.

La dérivée covariante 2.4 couple le doublet scalaire aux bosons de jauge de $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Si l'on prend la jauge $\Theta^i(x) = 0$, les parties quadratiques du lagrangien 2.11 s'écrivent :

$$(D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi \xrightarrow{\Theta=0} \left[\frac{g^2 \nu^2}{4} \right] W_\mu^\dagger W^\mu + \frac{1}{2} \left[\frac{(g^2 + g'^2) \nu^2}{4} \right] Z_\mu Z^\mu + \text{termes d'interaction} \quad (2.15)$$

$$V(\phi) = \frac{1}{2} (2\mu^2) H^2 + \text{termes cubiques et quadratiques en } \Theta, H \quad (2.16)$$

La valeur non nulle de l'état fondamental du doublet scalaire a généré un terme quadratique pour le W^\pm et le Z ; les bosons de jauge ont acquis une masse tandis que le photon reste non massif. De plus, un boson scalaire massif apparaît, c'est le boson de Higgs. On peut déduire des équations 2.15 et 2.16 les valeurs de masses suivantes :

$$M_W = \frac{1}{2} \nu g \quad M_Z = \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} \nu \quad (2.17)$$

$$M_H = \sqrt{2\lambda} \nu \quad (2.18)$$

La valeur de ν , appelée valeur quantique du vide, peut être déterminée :

$$\nu = \left(\sqrt{2}G_F\right)^{-1/2} = 246 \text{ GeV} \quad (2.19)$$

où G_F est la constante de couplage de Fermi. Aucune prédiction précise ne pouvant être faite sur la valeur de λ , la masse du boson de Higgs n'est donc pas connue.

La masse des fermions est quand à elle générée par le lagrangien de Yukawa \mathcal{L}_Y . Le lagrangien électrofaible final est obtenu en rajoutant \mathcal{L}_S et \mathcal{L}_W aux termes \mathcal{L}_G et \mathcal{L}_f :

$$\mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}_G + \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_S + \mathcal{L}_Y \quad (2.20)$$

Le couplage du Higgs au bosons de jauge est proportionnel au carré de leur masse :

$$g_{VH} = 2(\sqrt{2}G_F)^{1/2} M_V^2 \quad (V = W, Z) \quad (2.21)$$

et le couplage du Higgs au fermions est proportionnel à la masse de ces derniers :

$$g_{fH} = (\sqrt{2}G_F)^{1/2} M_f \quad (2.22)$$

2.1.3 Limites sur la masse du boson de Higgs

Comme nous venons de le voir, la masse du boson de Higgs dépend de la constante de couplage inconnue λ , et par conséquent ne peut être prédite. Néanmoins, des arguments de cohérence du Modèle Standard nous donnent des informations sur la gamme de masse permise. Comme tous les couplages, λ évolue avec l'échelle en énergie, et la consistance demande qu'elle soit finie et positive.

Une première limite peut être déterminée en utilisant la condition que la brisure spontanée de symétrie se produise lorsque :

$$V(\nu) < V(0) \quad (2.23)$$

Ceci est essentiellement équivalent à la condition que λ reste positif à toutes les échelles d'énergie (si λ est négatif, le potentiel n'a pas d'état d'énergie minimum). Près de cette limite, c'est à dire pour des λ petits correspondant à un boson de Higgs léger, les corrections radiatives venant du couplage au quark t deviennent importantes nous donnant une condition sur la limite inférieure [12] [13] :

$$M_H > \frac{3\nu}{32\pi^2} (16g_t^4 - g^4 - 2g^2g'^2 - 3g'^4) \log\left(\frac{\Lambda}{M_H}\right) \quad (2.24)$$

Λ est une échelle en énergie à partir de laquelle le Modèle Standard n'est plus valide et une nouvelle physique doit apparaître. Cette limite correspond à la région inférieure noire sur la figure 2.2 [13].

Si λ est grand (correspondant à un boson de Higgs lourd), la condition que sa valeur reste finie jusqu'à une échelle Λ grande nous donne une limite supérieure sur la masse du Higgs [12] :

$$M_H^2 < \frac{8\pi^2\nu^2}{3\log(\Lambda/\nu^2)} \quad (2.25)$$

C'est une relation approchée car les effets de couplages de jauge et au quark top sont négligés. Une analyse plus complète, comprenant tous les couplages de jauge et de Yukawa, donne une limite supérieure similaire qui est montrée sur la figure 2.2 par la région supérieure noire. Cette limite est souvent appelée limite de trivialité.

Ces limites théoriques impliquent que si le Modèle Standard est valide jusqu'à l'échelle $\Lambda_{GUT} = 10^{16}$ GeV, alors le boson de Higgs devrait avoir une masse comprise entre 130 et 190 GeV. En d'autres termes, la découverte d'un boson de Higgs de masse inférieure à 130 GeV suggérerait l'apparition d'une nouvelle physique à une échelle inférieure à Λ_{GUT} .

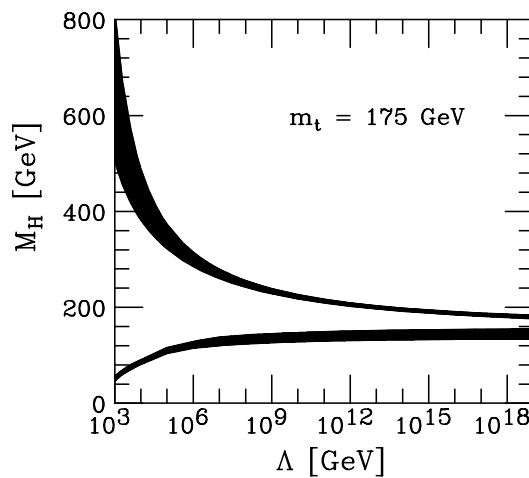


FIG. 2.2: Limites inférieures et supérieures théoriques de la masse du boson de Higgs en fonction de l'échelle en énergie Λ à partir de laquelle le Modèle Standard n'est plus valable. Les régions noires correspondent aux incertitudes théoriques [14].

On peut obtenir des limites expérimentales indirectes à partir d'ajustement sur les mesures de précision des observables électrofaibles (faites au LEP, Tevatron...) comme par exemple les masses du quark t et des bosons W^\pm . Ces mesures sont sensibles au $\log(M_H)$ au travers de corrections radiatives. Le meilleur ajustement de la masse du Higgs (68% de niveau de confiance) est actuellement de [15] :

$$M_H = 76_{-24}^{+33} \text{ GeV} \quad (2.26)$$

ou

$$M_H < 144 \text{ GeV à 95\% de niveau de confiance (CL)} \quad (2.27)$$

Les recherches directes du boson de Higgs faites au LEP jusqu'à l'été 2000 n'ont pas montré son existence, mais ont pu déterminer une limite inférieure sur sa masse. La dernière combinaison des données des quatre expériences du LEP donnent la limite suivante [5] :

$$M_H > 114,4 \text{ GeV à 95\% de niveau de confiance (CL)} \quad (2.28)$$

En incluant ce résultat, la limite indirecte de l'équation 2.27 augmente alors :

$$M_H < 182 \text{ GeV à 95\% de niveau de confiance (CL)} \quad (2.29)$$

2.2 Le boson de Higgs dans MSSM

Comme nous l'avons vu dans l'introduction de cette thèse, le Modèle Standard a cependant ses limites, ce qui pousse les théoriciens à développer de nouveaux modèles plus étendus. Le modèle MSSM (Modèle Standard SuperSymétrique Minimal) est l'extension supersymétrique du Modèle Standard pour lequel on a minimisé le nombre de nouvelles particules introduites.

Dans ce modèle, la solution la plus simple pour la brisure de symétrie est d'introduire deux doublets de Higgs complexes SU(2) d'hypercharges $Y = \pm 1$:

$$\phi_d = \begin{pmatrix} \phi_d^0 \\ \phi_d^- \end{pmatrix}, \quad \phi_u = \begin{pmatrix} \phi_u^+ \\ \phi_u^0 \end{pmatrix} \quad (2.30)$$

Quand la symétrie est brisée, les composantes neutres des doublets prennent les valeurs quantiques du vide :

$$\langle \phi_d \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \nu_d \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \langle \phi_u \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu_u \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

La brisure de symétrie électrofaible résulte de la création de trois bosons de Goldstone qui sont absorbés par la symétrie de jauge et qui rendent les bosons W^\pm et Z^0 massifs. Il reste alors 5 particules physiques, correspondant aux bosons de Higgs : deux bosons chargés H^\pm , un boson neutre pseudoscalaire A_0 , et deux bosons de Higgs neutres scalaires h^0 et H^0 . Le secteur de Higgs est décrit par deux paramètres indépendants, $\tan \beta$ et m_A^2 , définis par :

$$\tan \beta = \frac{\nu_u}{\nu_d} \quad \text{et} \quad m_H^2 = m_A^2 + m_W^2 \quad (2.32)$$

Les masses des bosons de Higgs h^0 , H^0 et H^\pm sont représentées sur la figure 2.3 en fonction de m_A pour différentes valeurs de $\tan \beta$. Il est intéressant de remarquer que H^\pm et H^0 sont presque dégénérés pour des grandes valeurs de m_A ($m_A > 120$ GeV).

Une des prédictions importantes du modèle MSSM est l'existence d'un boson de Higgs neutre de masse inférieure à 130 GeV : cette échelle est accessible au LHC (et au Tevatron) et permettra un test définitif du MSSM. Dans des modèles supersymétriques plus complexes, la limite supérieure sur la masse du Higgs peut être plus élevée (jusqu'à 205 GeV selon les modèles [16]).

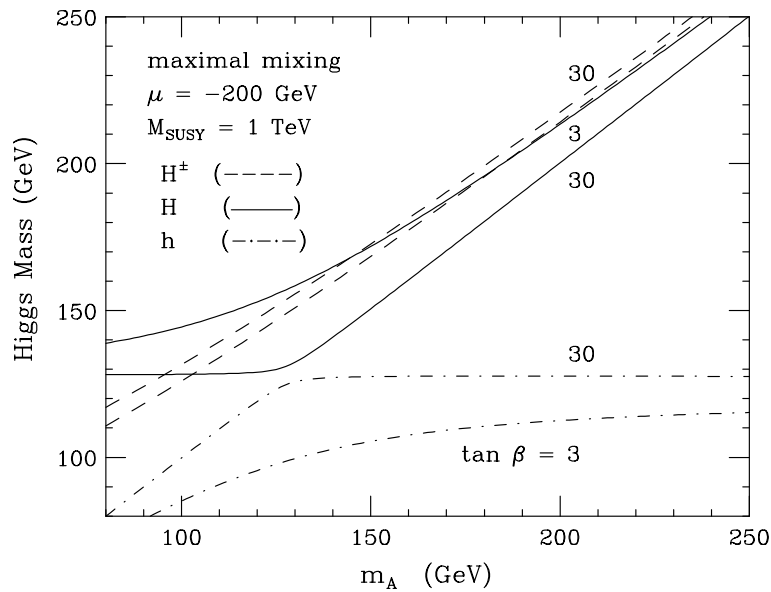


FIG. 2.3: Masses des bosons de Higgs h^0 , H^0 et H^\pm en fonction de m_A , pour deux valeurs de $\tan \beta = 3$ et 30 [17].

2.3 Le boson de Higgs du Modèle Standard au LHC

2.3.1 Les modes de production

Les modes de production dépendent du type de collisionneur utilisé, hadronique ou leptonique. Nous allons présenter ici les modes les plus importants pour le LHC.

2.3.1.a Fusion de gluons

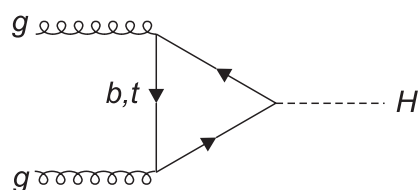


FIG. 2.4: Diagramme de production du boson de Higgs par processus de fusion de gluons.

Le processus de fusion de gluons, $gg \rightarrow H$ est le mode dominant au LHC, pour l'ensemble des masses (jusqu'au TeV). Le couplage des gluons au Higgs, non coloré, se fait au travers d'une boucle de quarks, essentiellement t ou b .

2.3.1.b Fusion de W et Z

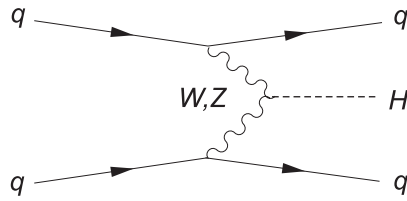


FIG. 2.5: Diagramme de production du boson de Higgs par fusion de W ou Z.

Pour des masses inférieures à 500 GeV, la section efficace de production du boson de Higgs par le processus $qq \rightarrow V^*V^*qq \rightarrow Hqq$ est plus faible d'un ordre de grandeur par rapport à la production par fusion de gluons. Ce processus devient compétitif pour des masses très élevées du boson de Higgs (environ 1 TeV).

2.3.1.c Higgsstrahlung

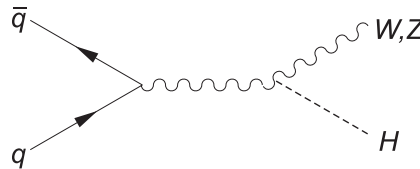


FIG. 2.6: Higgsstrahlung.

Le processus $qq \rightarrow V^* \rightarrow VH$ est important pour des masses de Higgs $M_H < 200$ GeV, bien qu'il reste bien inférieur de un ou deux ordres de grandeur par rapport au mode de fusion gluon-gluon.

2.3.1.d Production associée

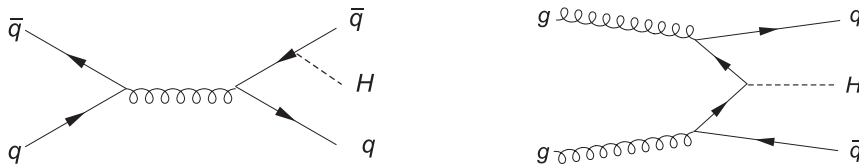


FIG. 2.7: Mode de production associée ($b\bar{b}H$, $t\bar{t}H$).

Les modes de production $q\bar{q}, gg \rightarrow b\bar{b}H$ et $gg \rightarrow t\bar{t}H$ ont des sections efficaces du même ordre de grandeur que le Higgsstrahlung. La production du Higgs en association avec une paire $t\bar{t}$ est particulièrement intéressante pour la recherche d'un Higgs léger, $M_H < 130$ GeV.

Les principales sections efficaces de production du boson de Higgs au LHC sont représentées sur la figure 2.8 en fonction de la masse de celui-ci

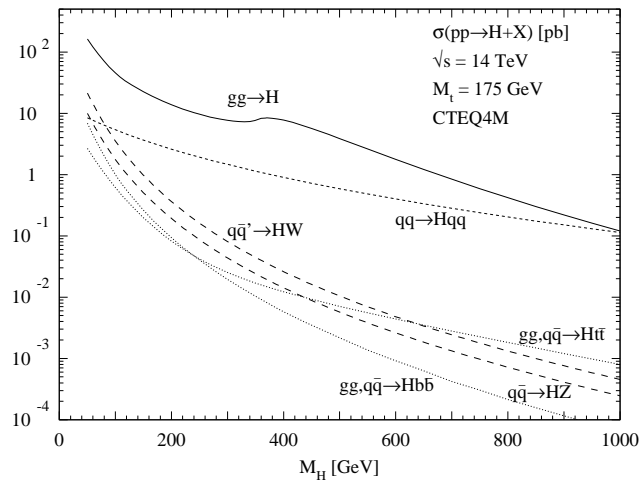


FIG. 2.8: Principales section efficaces de production, dans le Modèle Standard, du boson de Higgs au LHC en fonction de sa masse [18].

2.3.2 Les modes de désintégrations

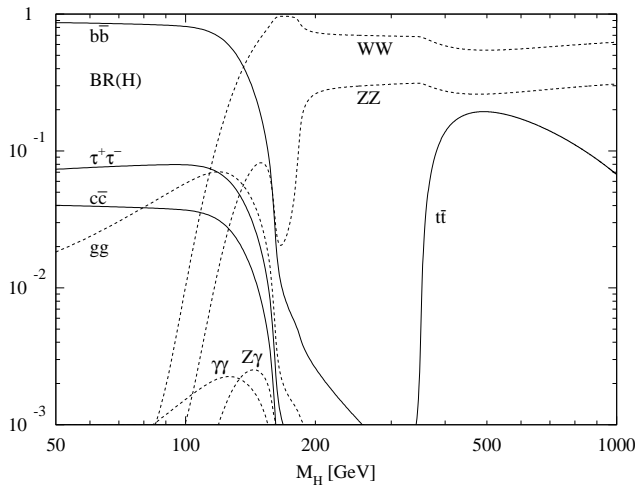


FIG. 2.9: Rapports de branchement des processus de désintégration dominant du Higgs dans le Modèle Standard [18].

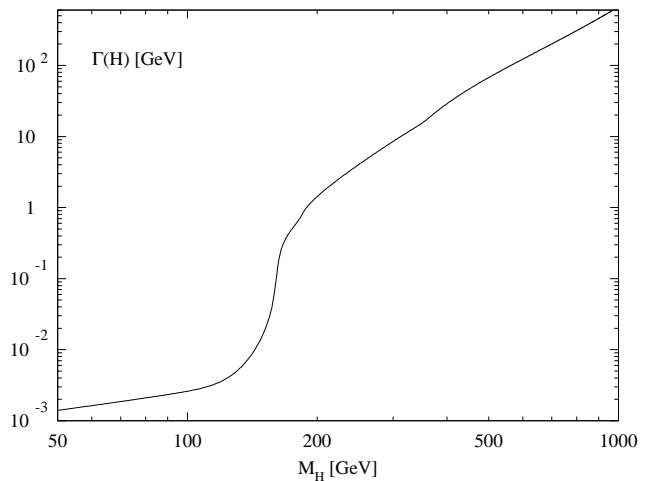


FIG. 2.10: Largeur totale de désintégration du Higgs en fonction de sa masse [18].

Le couplage du boson de Higgs est toujours proportionnel à une certaine échelle de masse : le couplage aux fermions $Hf\bar{f}$ croît linéairement avec la masse du fermion, tandis que le couplage aux bosons de jauge HWW et HZZ est proportionnel aux carré de leurs masses, M_W^2 et M_Z^2 . Cela entraîne que le mode de désintégration le plus probable sera celui avec l'état final le plus massif possible. Ceci est clairement illustré par la figure 2.9.

La région de basse masse : $M_H < 130$ GeV

Lorsque sa masse est inférieure à environ 130 GeV, le boson de Higgs se désintègre principalement en une paire $b\bar{b}$. Malheureusement, l'observation du signal dans ce canal est très difficile au LHC en raison de la présence d'un important bruit de fond $b\bar{b}$ irréductible, venant de processus QCD. On peut contourner ce problème et obtenir des rapports signal sur bruit de fond raisonnables en considérant des productions de boson de Higgs associées comme par exemple le canal $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$. Cependant, le recherche du boson de Higgs dans ce canal reste assez difficile car elle nécessite une identification des jets de b performante et une bonne détermination de leur échelle en énergie. C'est pourquoi dans cette région de masse, on doit s'intéresser également à des modes de désintégrations dont les rapports de branchement sont plus faibles. Par exemple le canal $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ conduit à des signatures parfois exploitables bien que la contrainte de masse soit plus faible en raison de l'énergie emportée par les neutrinos de désintégration des leptons τ .

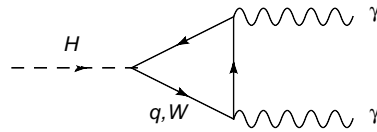


FIG. 2.11: Diagramme de Feynman de désintégration du boson de Higgs en deux photons.

Le mode de désintégration du boson de Higgs en deux photons fournit un grand potentiel de découverte dans cette région de masse car sa signature expérimentale est particulièrement claire. Le faible rapport d'embranchement $H \rightarrow \gamma\gamma$, de l'ordre du pour mille (car le diagramme de production montré sur la figure 2.11 est du second ordre), est en partie compensé par la possibilité d'exploiter la fusion de gluons, dominante au LHC (voir figure 2.8). On peut ainsi espérer reconstruire de l'ordre de 15 à 20 désintégrations $H \rightarrow \gamma\gamma$ par inverse-femtobarn de luminosité intégrée au LHC pour un boson de Higgs de masse 120 GeV. La difficulté principale de l'exploitation de ce canal réside dans la présence d'un bruit de fond irréductible provenant de la production QED de deux photons ou de l'association de deux photons non corrélés, auquel s'ajoute un bruit de fond réductible impliquant des photons provenant de désintégration hadroniques ou des faux photons. On estime par exemple un niveau de bruit de fond environ 20 fois supérieur au signal dans une fenêtre de 2 GeV autour de 120 GeV. Seule une excellente résolution en masse di-photon peut permettre d'extraire du bruit de fond un pic significatif du signal. La largeur de désintégration du boson de Higgs dans cette région de masse étant très faible (voir figure 2.10), la résolution en masse du signal en deux photons est alors entièrement contrainte par les performances du détecteur, et particulièrement par le calorimètre électromagnétique. L'un des objectifs de cette thèse est précisément d'optimiser les résolutions en énergie pour les photons isolés dans le ECAL de CMS, afin d'améliorer la résolution en masse di-photon dans la région $M_H < 130$ GeV.

La région de masse intermédiaire : 130 GeV $< M_H < 180$ GeV

La figure 2.9 indique qu'au dessus d'environ 130 GeV, en raison de la dépendance linéaire de sa masse du couplage de boson de Higgs avec les fermions plutôt que quadratique avec les bosons de jauge, le rapport d'embranchement du canal $H \rightarrow b\bar{b}$ diminue fortement au profit des modes de désintégrations en deux bosons de jauge WW et ZZ . Lorsque l'énergie est inférieure aux seuils cinématiques de production de paires de bosons de jauge réels (environ 160 et 180 GeV respectivement), l'un des deux bosons est en général proche de sa couche de masse tandis que l'autre est virtuel, ce que l'on note habituellement $H \rightarrow WW^*$ et $H \rightarrow ZZ^*$.

Le canal le plus prometteur dans cette région de masse est la désintégration en quatre leptons $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow l^+l^-l^+l^-$. Bien que la largeur de désintégration du boson de Higgs ait considérablement augmenté lors de l'apparition des canaux WW^* et ZZ^* (voir figure 2.10), elle reste négligeable dans cette gamme de masse : la résolution en masse quatre-leptons du détecteur reste essentielle afin d'extraire le signal du bruit de fond. Pour les canaux faisant intervenir des électrons comme $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow e^+e^-e^+e^-$, le calorimètre joue un rôle primordial pour l'identification des électrons, mais aussi pour la mesure précise de leur énergie initiale (avant émission de photons par rayonnement de freinage dans la matière du détecteur central). Un autre objectif du travail exposé dans cette thèse est d'améliorer la mesure calorimétrique de l'énergie des électrons dans CMS, dans la gamme d'énergie appropriée pour la recherche du boson de Higgs se désintégrant en quatre leptons.

La région de haute masse : $M_H > 180$ GeV

Au dessus d'environ 180 GeV, les canaux $H \rightarrow W^+W^-$ et $H \rightarrow Z^0Z^0$ ont les deux bosons réels et continuent de dominer les autres modes de désintégration du boson de Higgs, y compris lorsque le canal $H \rightarrow t\bar{t}$ apparaît vers 340 GeV. Pour une recherche dans le canal $H \rightarrow Z^0Z^0 \rightarrow l^+l^-l^+l^-$, la résolution en masse quatre-leptons reste importante mais joue un rôle moins crucial : tout d'abord car il est possible d'appliquer une contrainte de masse sur chacun des deux bosons Z ; de plus, la largeur de désintégration du boson de Higgs à haute masse devient elle même comparable, ou supérieure, à la résolution en masse du détecteur.

Le tableau 2.1 résume les canaux importants pour la détection du Higgs, ainsi que les bruits de fond réductibles et irréductibles associés.

Canal	Principaux bruits de fond	
	irréductibles	réductibles
$H \rightarrow \gamma\gamma$	$q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$, $gg \rightarrow \gamma\gamma$ $qg \rightarrow q\gamma \rightarrow q\gamma\gamma$	$Z \rightarrow e^+e^-$
$WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$	$WZ \rightarrow l\nu b\bar{b}$ $Wb\bar{b} \rightarrow l\nu b\bar{b}$ $t \rightarrow Wb\bar{b}$	Wjj , $t\bar{t} \rightarrow l\nu b\bar{b}$
$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$	$Z\gamma \rightarrow lll$	$t\bar{t} \rightarrow lll$, $Zb\bar{b} \rightarrow lll$
$H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\bar{\nu}$	$ZZ \rightarrow ll\nu\bar{\nu}$	Zj
$H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$	Zj , Wj	

TAB. 2.1: Principaux canaux de désintégration du Higgs.

2.4 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les propriétés du ou des bosons de Higgs prédits par certains modèles comme le Modèle Standard ou MSSM. Nous avons plus particulièrement décrits les propriétés et les principales voies de désintégrations du boson de Higgs dans le cadre du Modèle Standard afin de mettre en évidence les contraintes requises sur l'accélérateur de particules nécessaire à sa découverte (il doit couvrir une grande gamme en énergie) et sur le détecteur de particules qui devra permettre une mesure très précise de l'énergie des photons et des électrons : en effet, nous avons vus que les deux canaux les plus prometteurs pour la recherche d'un boson de Higgs de basse masse sont les canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ pour lesquels la résolution en masse sera entièrement contrainte par la résolution du calorimètre électromagnétique. Les prochains chapitres vont maintenant présenter l'accélérateur LHC et le détecteur CMS, conçus principalement pour la recherche du ou des bosons de Higgs.

3

Le LHC

Un accélérateur de particules peut être considéré comme un microscope pour le physicien des hautes énergies : il va permettre de sonder la matière en collisionnant deux faisceaux de particules (ou un faisceau et une cible fixe) à une énergie donnée. On peut classer les accélérateurs selon deux familles dépendant de la nature de la particule que l'on accélère :

- les machines électroniques utilisant des électrons ;
- les machines hadroniques utilisant des objets plus massifs, dans une gamme s'étendant des protons (et antiprotons) jusqu'aux noyaux lourds comme le plomb, les protons étant le plus souvent utilisés.

Chacun a ses avantages et ses inconvénients et joue un rôle spécifique. Dans toute l'histoire de la physique des particules, les machines hadroniques et électroniques ont toujours formé un tandem complémentaire. Les machines hadroniques sont des machines à découvertes par excellence car les protons sont les plus faciles à accélérer et perdent beaucoup moins d'énergie par rayonnement synchrotron que les électrons. Étant donné la grande masse des protons (≈ 1840 fois celle de l'électron), les énergies atteintes dans les collisions sont très grandes, même si l'énergie réellement disponible dans le centre de masse n'atteint qu'une fraction de l'énergie de la collision. Elles permettent alors de scruter une grande gamme d'énergies, ceci étant une source potentielle de découvertes. Cependant, l'utilisation des hadrons demande une analyse plus complexe car le nombre de particules produites au point d'interaction est beaucoup plus important, les protons ayant une structure interne constituée de quarks et de gluons (partons). Une fois la découverte accomplie, les machines électroniques entrent en jeu : ce sont des machines de précision ; les électrons étant des particules élémentaires, on maîtrise très bien les réactions produites. Elles permettent, de plus, d'avoir un réglage très fin de l'énergie de collision que l'on veut atteindre, ceci permettant de se placer exactement à l'énergie de résonance d'une particule trouvée par le collisionneur hadronique et de faire alors des mesures de précision. Par exemple, les bosons W^\pm et Z^0 ont été découverts au $Spp\bar{S}$ du CERN, collisionneur protons-antiprotons ; leurs propriétés ont été mesurées ensuite très précisément par le LEP, collisionneur e^+e^- . Différentes découvertes associées au type de collisionneur utilisé sont illustrées par la figure 3.1.

Le LHC est le futur grand collisionneur hadronique qui démarrera en 2008 au CERN. C'est un collisionneur proton-proton d'une énergie de 14 TeV dans le centre de masse et d'une luminosité nominale $L = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ (à comparer avec $L = 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ du Tevatron comme le montre la figure 3.1). Il a une circonférence de 27 km et est construit dans le même tunnel que son prédécesseur, le LEP.

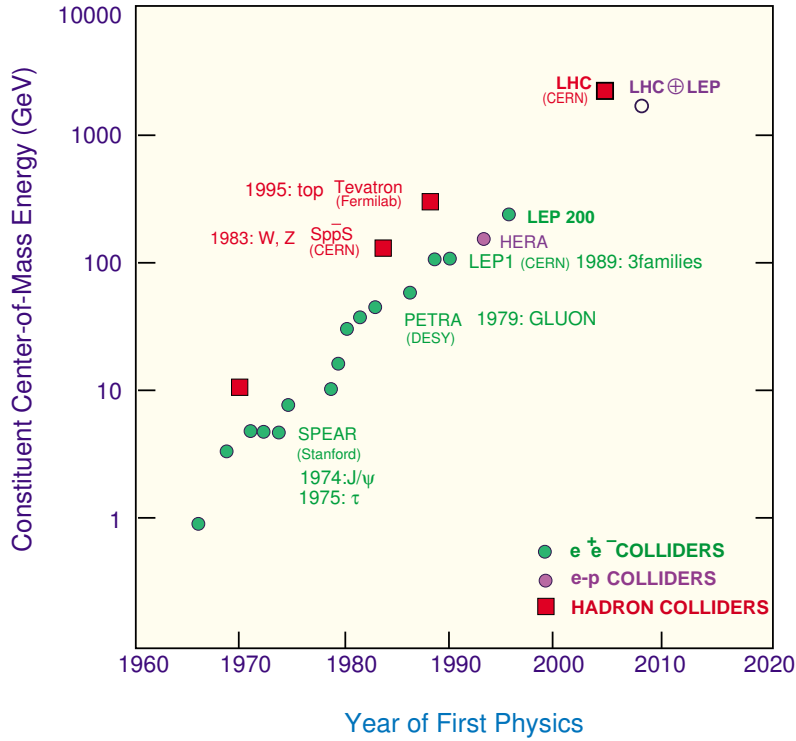


FIG. 3.1: Évolution des énergies atteintes par les accélérateurs et découvertes associées. les collisionneurs hadroniques sont représentés par des carrés rouges.

La figure 3.2 représente une vue du LHC et le tableau 3.1 présente quelques paramètres de l'accélérateur. On exprime la luminosité d'un accélérateur de la manière suivante :

$$L = \frac{\gamma f k_B N_p^2}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F \quad (3.1)$$

où γ est le facteur de Lorentz, f est la fréquence de révolution, k_B est le nombre de paquets, N_p est le nombre de protons par paquet, ϵ_n est l'émittance transverse normalisée (d'une valeur nominale de $3,75 \mu\text{m}$), β^* est la fonction betatron au point d'interaction, et F est le facteur de réduction du à l'angle de croisement.

Le LHC sera connecté aux autres accélérateurs du CERN (voir figure 3.2) qui assureront la montée en énergie et l'injection des protons : après leur extraction d'une source plasma, ils sont accélérés par un LINAC (LINAC 2 sur la figure) puis injectés dans le PSB (Proton Synchrotron Booster), d'un diamètre de 50 m, qui va les accélérer jusqu'à 1 GeV. Ensuite, le PS (Proton Synchrotron), d'un diamètre de 200 m, va les accélérer jusqu'à 26 GeV puis le SPS (Super Proton Synchrotron), d'un diamètre de 6,9 km, va les accélérer jusqu'à une énergie de 450 GeV, pour les injecter ensuite dans l'anneau du LHC. Les protons seront ensuite accélérés à une énergie de 7 TeV par 60 cavités radio-fréquence supraconductrices, assemblées en 4 modules. Le LHC permettra également la collision d'ions lourds, notamment les collisions plomb-plomb à une énergie de 1150 TeV dans le centre de masse.

Le faisceau de protons, composé de "paquets" longs de 75 mm (RMS) et contenant $1,1 \times 10^{11}$ particules, sera guidé et focalisé par des aimants supraconducteurs conçus, par souci d'économie, de telle manière que les protons circuleront dans les deux directions à l'intérieur du même aimant (aimant "2-en-1" - voir figure 3.3). Le champ magnétique déviant la trajectoire est très complexe car il doit être dans la direction opposée pour chacun des tubes à vide de l'aimant, comme le montre

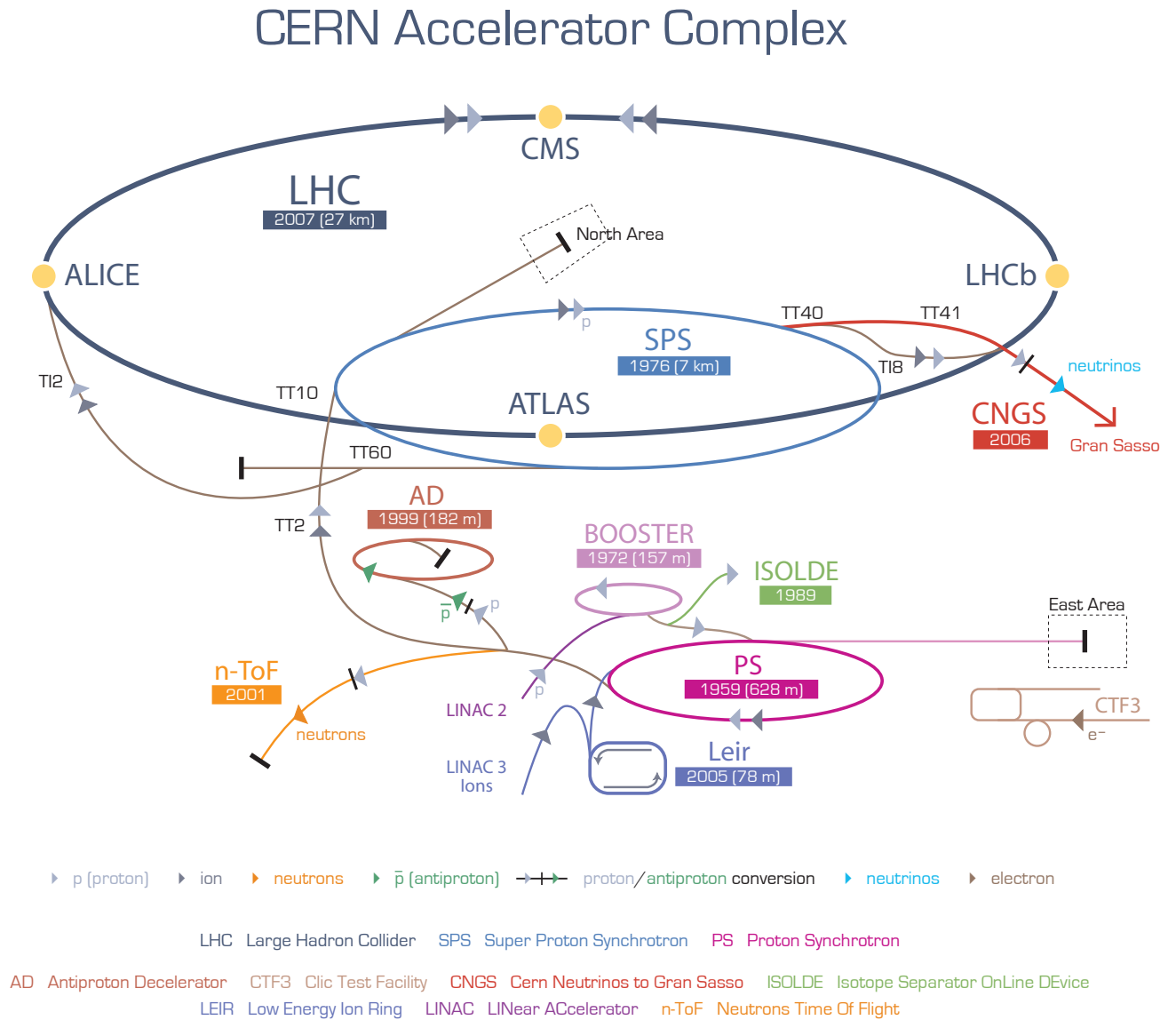


FIG. 3.2: Vue du complexe d'accélérateurs du CERN ainsi que des quatre expériences du LHC.

Paramètres faisceau		pp	$Pb - Pb$	Unité
Énergie à la collision /nucléon	E	7	2,76	TeV/u
Énergie à l'injection /nucléon		450	177,4	GeV/u
Champ des dipôle à 7 TeV	B	8,33		Tesla
Circonférence	l	26658		m
Luminosité nominale	L	10^{34}	10^{27}	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Nombre de paquets	k_B	2808	592	
Nombre de particules/paquet	N_p	$1,1 \times 10^{11}$	$7,0 \times 10^7$	
Séparation des paquets		25	100	ns
Courant de faisceau DC	I	0,56	-	A
Énergie emmagasinée par faisceau		350	-	MJ
Collisions				
Fonction betatron	β^*	0,55	0,5	m
RMS faisceau	σ_*	16,7	15,9	μm
Temps de vie luminosité	τ_L	15	6	hr
Nb de collisions/croisement	n_c	≈ 20	-	

TAB. 3.1: Quelques paramètres du LHC pour des collisions proton-proton et ions lourds.

la figure 3.4. Il y aura 1232 dipôles, 520 quadrupôles, 2×1232 sextupôles et 1232 octupôles le long de l'anneau afin de guider les particules et de corriger leur trajectoire. Étant donné le rayon du tunnel et l'énergie à atteindre, le champ magnétique doit être de 8,33 teslas. Cette valeur de champ ne pouvant être obtenue avec des aimants standards, on doit utiliser des dipôles supraconducteurs, refroidis à 1,9 K avec de l'hélium super-fluide, ce qui nécessite un grand système cryogénique à l'intérieur du tunnel du LHC.

La fréquence de croisement des paquets sera de 40 MHz, correspondant à un temps de 25 ns, et ce croisement se fera en quatre points correspondant à l'emplacement des quatre expériences du LHC : CMS (Compact Muon Solenoid)[19], ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS)[20], LHCb (LHC beauty experiment)[21] et ALICE (A Large Ion Collider Experiment)[22] (voir figure 3.2). Les expériences CMS et ATLAS sont généralistes, possédant un domaine de recherche étendu (en particulier pour la recherche de nouvelles particules), tandis que les expériences ALICE et LHCb sont spécialisées, respectivement, dans la physique des ions lourds (plasma de quarks et de gluons) et la physique du quark b (violation de CP).

Après sa mise en route en 2008, le LHC fonctionnera à 14 TeV d'abord à une luminosité nominale de $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ($10 \text{ fb}^{-1}/\text{an}$) pendant deux ans, avant d'atteindre sa luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ($100 \text{ fb}^{-1}/\text{an}$).

La figure 3.5 montre les sections efficaces et le taux d'événements pour différents types de collisions hadroniques (pp ou $p\bar{p}$). La section efficace totale au LHC est très grande, environ 100 mb. La section efficace correspondante pour des processus inélastiques est d'environ 60 mb. En moyenne, 20 interactions proton-proton sont attendues à chaque croisement de faisceau. À titre indicatif, la figure 3.5 montre le taux de production (théorique) d'un boson de Higgs de 150 GeV qui est de l'ordre de 6×10^5 événements par année pour une luminosité de $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (soient 6×10^6 pour une luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$).

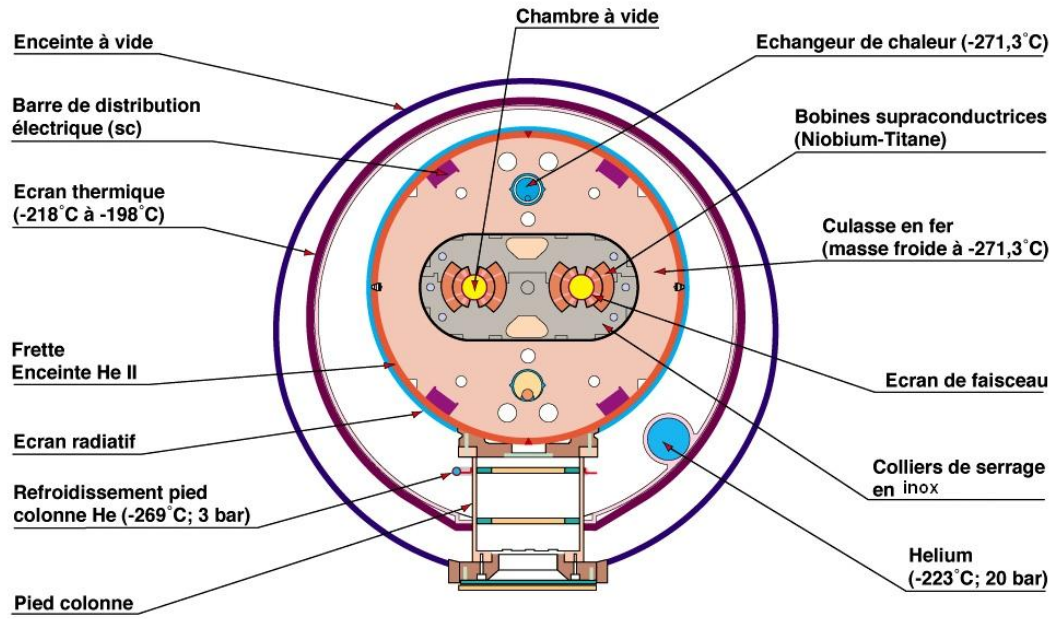


FIG. 3.3: Coupe transversale d'un dipôle LHC.

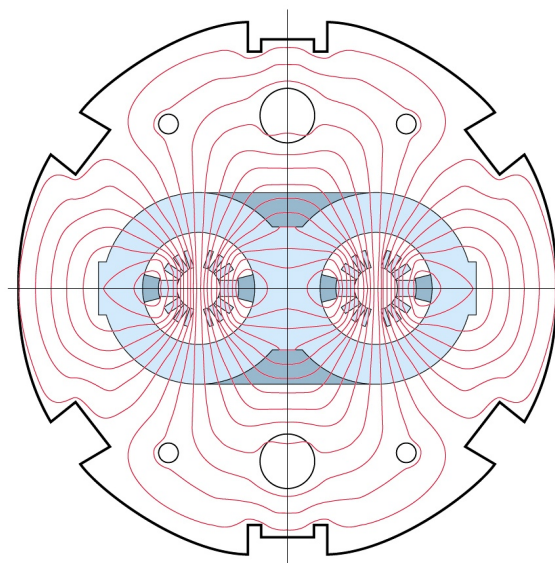


FIG. 3.4: Carte du champ magnétique calculée pour un champ de 10 Tesla d'un dipôle LHC.

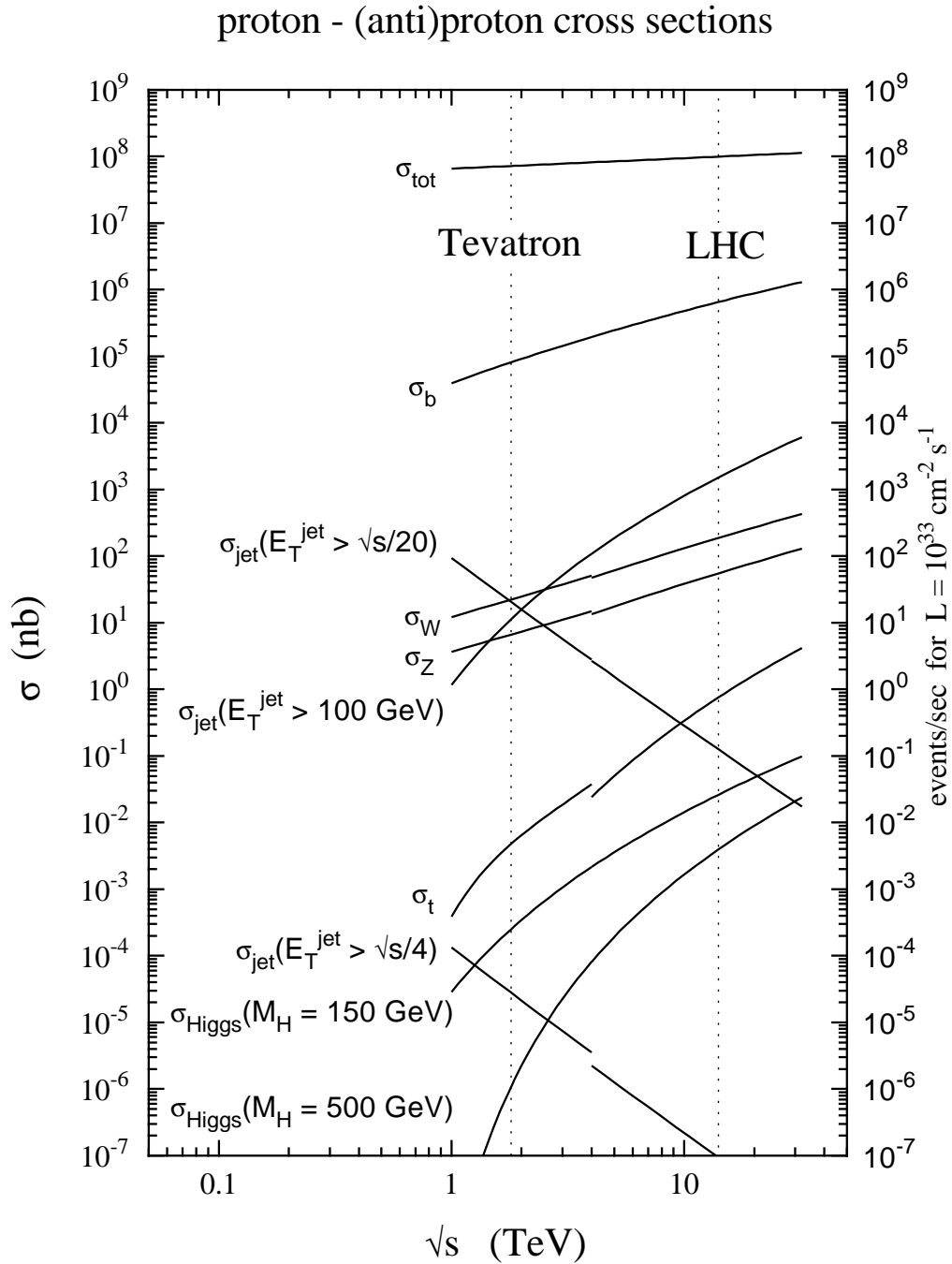


FIG. 3.5: Sections efficaces calculées pour des diffusions inélastiques en fonction de l'énergie dans le centre de masse, \sqrt{s} . Les discontinuités dans les courbes viennent de la différence proton-antiprotons (montré pour \sqrt{s} plus petit que 4 TeV) et proton-proton (montré pour \sqrt{s} plus grand que 4 TeV).

4

L'expérience CMS

L'expérience CMS (Compact Muon Solenoid) est un détecteur généraliste conçu pour étudier la physique des collisions proton-proton de 14 TeV dans le centre de masse sur toute l'échelle de luminosité du LHC. Elle a été conçue pour mesurer l'énergie et l'impulsion des photons, électrons, muons et autres particules chargées avec une grande précision, ceci permettant d'avoir une excellente résolution en masse pour de nombreuses nouvelles particules allant du boson de Higgs jusqu'au possible Z' lourd dans l'échelle de masse multi-TeV. CMS signifie "Solénoïde à Muons Compact" mais a néanmoins un diamètre de 15 m, une longueur de 21,6 m et un poids de 12500 T. Malgré sa taille, CMS a été conçu pour être le plus compact possible tout en ne compromettant pas ses performances physiques. Environ 2000 physiciens de plus de 160 institutions et 36 pays sont impliqués dans cette expérience.

Les caractéristiques du LHC vont imposer des contraintes sévères sur la conception des détecteurs de particules :

- une granularité fine afin de pouvoir séparer le grand nombre de particules créées ;
- une réponse rapide afin de minimiser les effets d'empilement ;
- un système de déclenchement rapide et efficace afin d'atteindre un taille d'événement raisonnable ;
- une bonne résistance aux radiations pour tous les sous-détecteurs et spécialement dans les régions avant et arrière du détecteur.

Pour pouvoir atteindre ces buts et étudier de manière précise les événements produits lors des collisions du LHC, les objectifs spécifiques du détecteur CMS ont été d'avoir :

1. un très bon système de détection des muons. Ceci a mené au choix d'un solénoïde supraconducteur créant un champ magnétique de 4T, dont le retour de champ est instrumenté par des chambres à muons, ayant alors pour conséquence une conception compacte du spectromètre à muons.
2. un calorimètre électromagnétique avec une très bonne résolution et une grande compacité afin de contenir tout le système calorimétrique dans l'aimant.
3. un calorimètre hadronique aux performances adéquates et une grande herméticité du système calorimétrique pour une très bonne mesure de l'énergie manquante.

4. un trajectomètre capable de reconstruire toutes les particules de grandes impulsions transverses, à grande luminosité. Il doit pouvoir aussi reconstruire les traces des hadrons de basses impulsions transverses (de l'ordre de 1 GeV/c). Étant donné que d'importantes découvertes dépendent de la capacité du trajectomètre à accomplir une signature hors-ligne des τ et des jets de b jusqu'aux grandes luminosités, la collaboration CMS a donc décidé d'utiliser un détecteur à pixel proche du point d'interaction qui va permettre de reconstruire avec précision les vertex primaires et secondaires des interactions, grâce à la mesure de deux ou trois points supplémentaires dans l'espace le long de la trajectoire des particules.

CMS a donc été conçu comme un détecteur 4π constitué d'un assemblage traditionnel concentrique de sous détecteurs dans l'ordre suivant en partant du point de collision :

- un trajectomètre entièrement en silicium (pixels et micropistes) servant à mesurer l'impulsion des particules chargées.
- un calorimètre électromagnétique à cristaux scintillants et un calorimètre hadronique basé sur un échantillonnage de plaques de laiton et de scintillateurs plastiques, servant à mesurer l'énergie des électrons, photons et des jets.
- un solénoïde supraconducteur produisant un champ magnétique axial de 4 teslas.
- un système de chambres à muons basé sur des chambres à dérives et placé entre les culasses de fer servant au retour du champ magnétique.

L'ensemble de ces sous détecteurs est illustré sur la figure 4.2. Dans la suite de ce chapitre, nous allons donner un brève description des sous-détecteurs, avant une description plus détaillée du calorimètre électromagnétique dans le chapitre suivant.

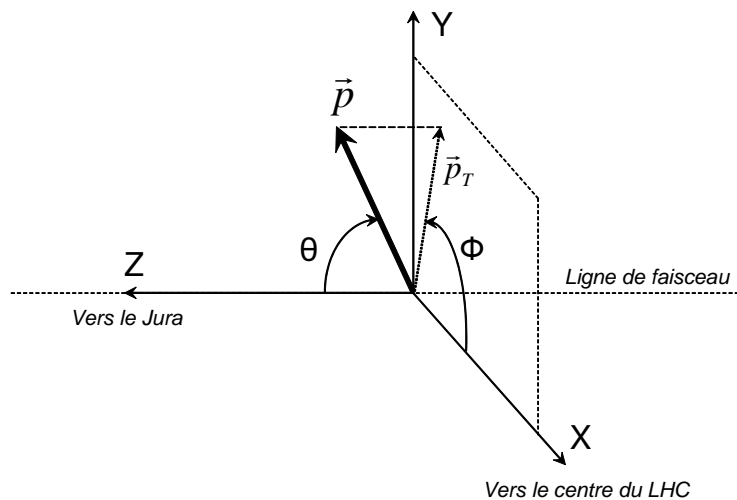


FIG. 4.1: Système de coordonnées utilisées.

Convention pour les coordonnées

Le système de coordonnées de CMS (voir figure 4.1) a son origine centrée sur le point de collision nominal à l'intérieur de l'expérience, l'axe y pointant verticalement vers le haut, et l'axe X pointant radialement vers le centre du LHC. Ainsi, l'axe Z pointe le long de la direction du faisceau, vers le Jura à partir du point 5 du LHC. L'angle azimutal Φ est mesuré à partir de l'axe X dans le plan $X - Y$. L'angle polaire θ est mesuré à partir de l'axe Z . La pseudorapidité est définie comme $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$. Ainsi, l'impulsion et l'énergie mesurées transversalement à la direction du faisceau, notées p_T et E_T respectivement, sont calculées à partir des coordonnées X et Y . L'énergie manquante dans le plan transverse est notée E_T^{miss} .

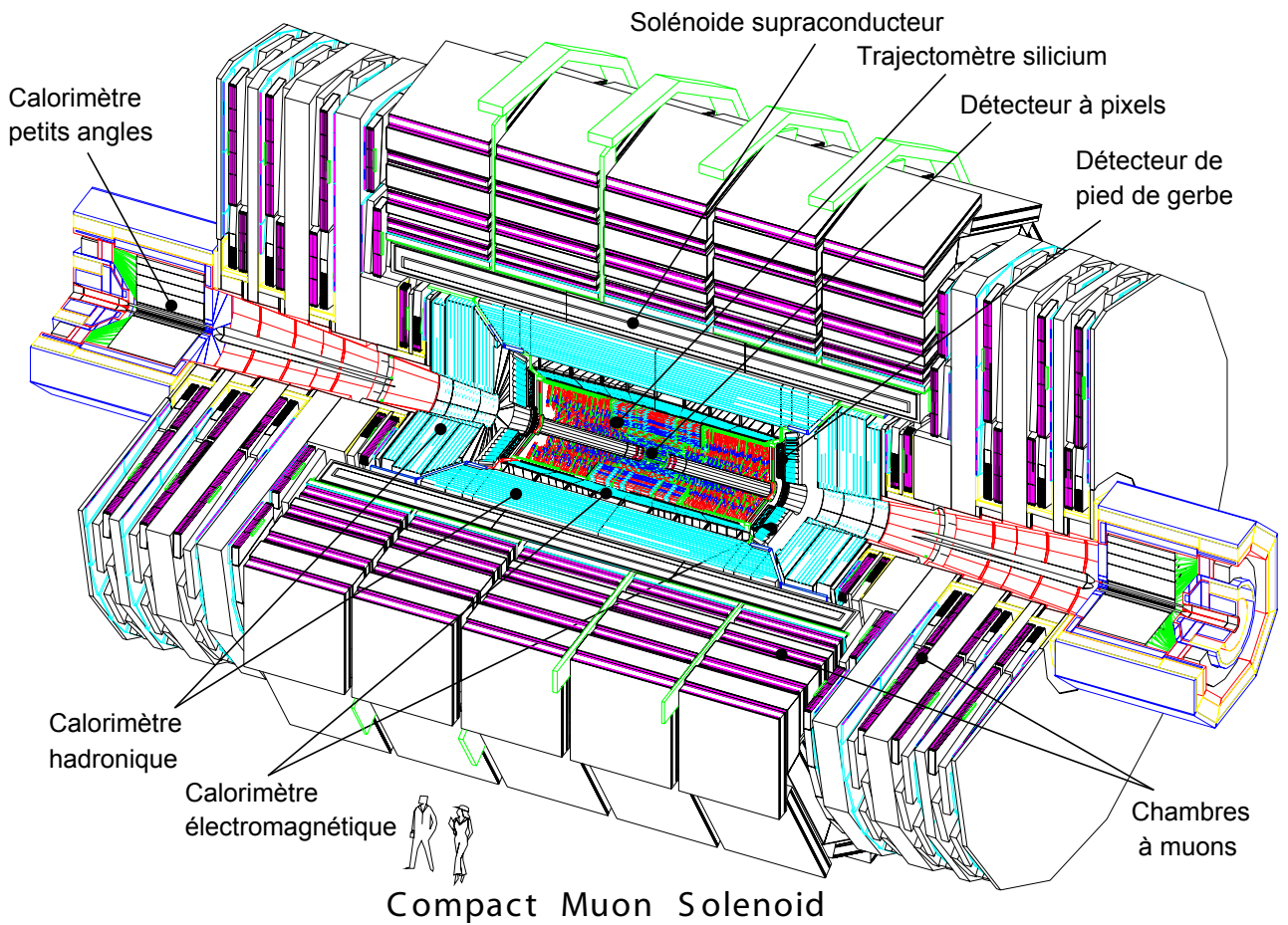


FIG. 4.2: Vue générale de CMS.

4.1 L'aimant solénoïdal

Un aspect primordial du détecteur est le choix de la configuration du champ magnétique pour la mesure de l'impulsion des muons : afin d'avoir une très bonne mesure de l'impulsion des particules chargées tout en n'ayant pas de contraintes rigoureuses sur la résolution et l'alignement des chambres à muons, le solénoïde de CMS [23] doit créer un champ magnétique de 4 teslas (100000 fois le champ magnétique terrestre). L'aimant doit alors être refroidi à 4,2 K grâce à de l'hélium liquide pour le rendre supraconducteur et faire ainsi circuler le courant électrique de 19,5 kA nécessaire à la création du champ. Le cylindre du solénoïde a un diamètre de 5,9 m pour une longueur de 12,9 m ceci permettant de contenir tout le système calorimétrique ; l'énergie emmagasinée est de 2,7 GJ (soit l'énergie nécessaire pour soulever de 2 mètres la Tour Montparnasse). Le flux magnétique est retourné à travers 1,5 m de culasses de fer, séparées en 5 anneaux pour le tonneau et en 2 disques pour les bouchons du détecteur. Les culasses de retour de champ sont la composante principale de CMS en termes de poids et de taille et jouent un rôle de structure supportant les autres composantes du détecteur. L'ensemble des paramètres du solénoïde est résumé dans le tableau 4.1.

Champ	4 T
Diamètre interne	5,9 m
Longueur	12,9 m
Nombre de spires	2168
Courant	19,5 kA
Énergie stockée	2,7 GJ
Contrainte circulaire	64 atm

TAB. 4.1: Paramètres du solénoïde supraconducteur de CMS.

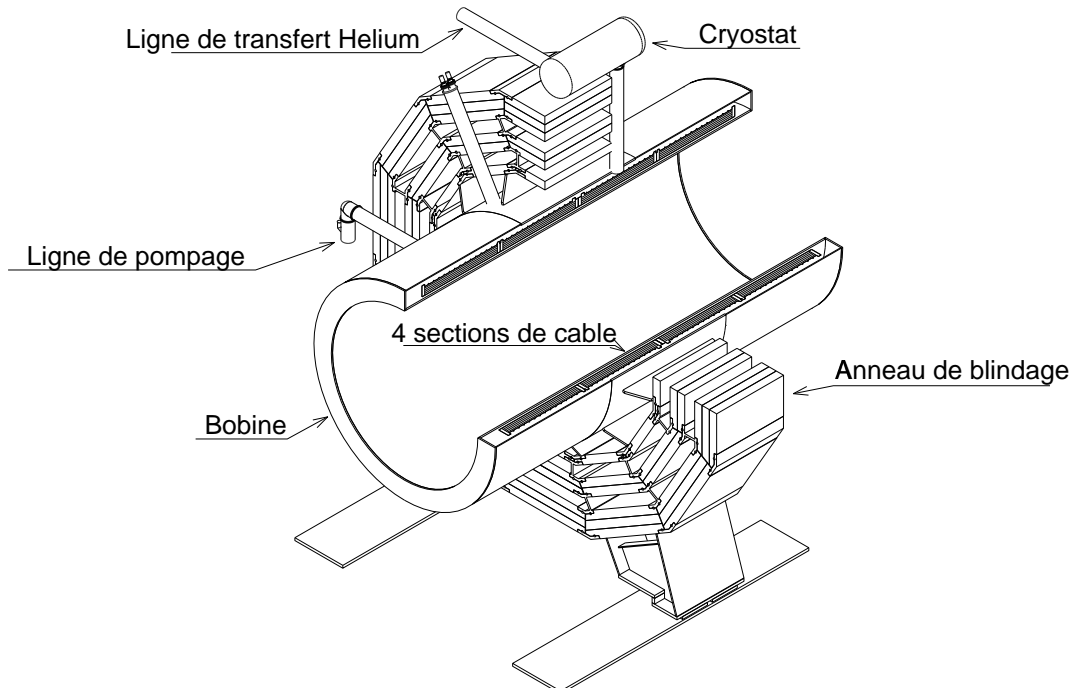


FIG. 4.3: Le système d'aimant de CMS [23].

4.2 Le trajectomètre

Lors de la période de haute luminosité du LHC ($10^{34} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$), on s'attend à environ 20 événements provenant de collisions inélastiques par croisement de paquets, ce qui correspond à environ 5000 traces chargées par événement. La reconstruction détaillée de toutes les traces est pratiquement impossible car la plupart d'entre elles correspondent à des particules de faible impulsion transverse confinées autour de la ligne de faisceau. Cependant, le détecteur de traces a été conçu pour être capable de reconstruire les trajectoires des particules chargées d'impulsions transverses supérieures à 0,7 GeV/c. De plus comme au LHC, le point de collision des faisceaux est étalé sur quelques cm selon la direction z , le trajectomètre doit permettre de reconstruire avec précision les vertex primaires et secondaires.

Le trajectomètre de CMS [24][25] a été conçu entièrement en silicium pour atteindre les performances suivantes :

- Une résolution sur les traces isolées à grand p_T de :

$$\frac{dp_T}{p_T} \approx 15\% \cdot p_T \oplus 0,5\% \quad (4.1)$$

avec p_T en TeV, dans la région centrale $|\eta| < 1,6$, et diminuant jusqu'à

$$\frac{dp_T}{p_T} \approx 80\% \cdot p_T \oplus 0,5\% \quad (4.2)$$

quand $|\eta|$ tend vers 2,5.

- une efficacité supérieure à 90% sur la reconstruction des électrons de haute énergie ;
- 95% d'efficacité sur la reconstruction des hadrons chargés dont l'impulsion transverse est supérieure à 10 GeV, et mieux que 85% si elle est comprise entre 1 et 10 GeV ;
- 98% d'efficacité sur la reconstruction des muons dont l'impulsion transverse est supérieure à 1 GeV ;
- une résolution spatiale de 35 μm dans le plan (r, ϕ) pour des traces de $p_T > 10$ GeV et d'environ 75 μm suivant l'axe z ;
- dans la région de pseudo-rapacité centrale, une efficacité de signature des b de 50% ou mieux peut être obtenue pour une énergie transverse E_T allant de 50 GeV à 200 GeV, avec une probabilité de signature erronée d'environ 1% à 2%. Dans les régions avant l'efficacité de signature est de 40%, pour la même probabilité de signature erronée.

Pour atteindre ces performances, le trajectomètre de CMS est constitué de 3 régions :

- au plus près du point d'interaction, où le flux de particules est le plus élevé (environ $10^7/s$ à $r = 10$ cm), sont placés des détecteurs à pixels. La taille d'un pixel est d'environ $100 \times 150 \mu\text{m}^2$, donnant une occupation d'environ 10^{-4} par pixel à chaque croisement de paquet du LHC ;
- dans la région intermédiaire ($20 < r < 55$ cm), le flux de particules est assez bas pour pouvoir utiliser des détecteurs à micropistes de silicium avec une taille minimum de cellule de $10 \text{ cm} \times 80 \mu\text{m}$, donnant une occupation d'environ 2 – 3% par croisement de paquet LHC ;
- dans la région extérieure ($r > 55$ cm), le flux de particules a diminué suffisamment pour pouvoir utiliser des micropistes de silicium dont le pas est plus grand avec une taille de cellule maximum de $25 \text{ cm} \times 180 \mu\text{m}$, l'occupation est alors d'environ 1%.

L'ensemble occupe un volume cylindrique de diamètre 2,4 m et de longueur 5,4 m. Le trajectomètre est constitué au total de 66 millions de pixels et de 9,6 millions de micropistes à silicium.

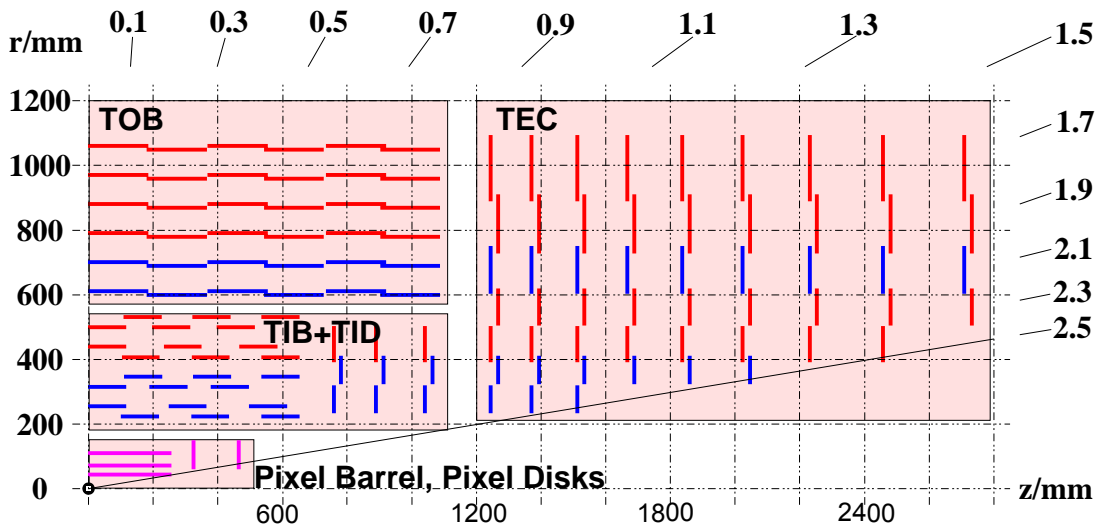


FIG. 4.4: Configuration du trajectomètre (un quart selon la direction z).

4.2.0.a Le trajectomètre à micropistes de silicium

Comme le montre la figure 4.4, le tonneau du trajectomètre est divisé en deux parties distinctes :

Le TIB (Tracker Inner Barrel) est constitué de 4 couches et couvre la région $|z| < 65$ cm. Il utilise des détecteurs à silicium d'épaisseur $320 \mu\text{m}$ avec un pas de pistes variant de 80 à $120 \mu\text{m}$. Les deux premières couches sont doublées afin d'avoir une mesure selon les deux coordonnées (r, Φ) et z . La résolution ponctuelle du TIB varie entre 23 et $34 \mu\text{m}$ selon (r, Φ) et $23 \mu\text{m}$ selon z .

Le TOB (Tracker Outer Barrel) est constitué de 6 couches avec une demi-longueur de $|z| < 110$ cm. Comme les niveaux de radiations sont plus faibles dans cette région, des détecteurs silicium plus épais ($500 \mu\text{m}$) peuvent être utilisés pour maintenir un bon rapport signal sur bruit pour une longueur de piste plus grande et un pas plus large. Le pas des pistes varie de 120 à $180 \mu\text{m}$. Comme pour le TIB, les deux premières couches sont doublées. La résolution ponctuelle du TOB varie entre 35 et $52 \mu\text{m}$ selon (r, Φ) et $52 \mu\text{m}$ selon z .

De même, les bouchons sont divisés en deux parties :

Les TEC (Tracker End Caps) : chacun des deux TEC comprend 9 disques et couvrent une région $120 \text{ cm} < |z| < 280 \text{ cm}$. Les modules TEC sont arrangés en anneaux, centrés sur la ligne de faisceau. Les deux anneaux les plus intérieurs et le cinquième anneau sont doublés. L'épaisseur des détecteurs est de $320 \mu\text{m}$ pour les 3 anneaux les plus intérieurs, et de $500 \mu\text{m}$ pour le reste du TEC

Les TID (Tracker Inner Disks) : chaque TID comprend 3 disques remplissant l'espace entre le TIB et le TEC. Les modules TID sont également arrangés en anneaux, et les deux premiers sont doublés. L'épaisseur des détecteurs est de $320 \mu\text{m}$.

Le trajectomètre à micropistes contient 15148 modules qui sont montés sur des structures en fibres de carbone et logés dans un tube dont la température est contrôlée. Afin de limiter l'effet des radiations subies par le trajectomètre et de permettre une utilisation fiable à long terme, la température de fonctionnement sera d'environ -20°C .

4.2.0.b Le trajectomètre à pixels

Le détecteur à pixels est constitué de trois cylindres pour le tonneau et deux disques pour chacun des deux bouchons (voir figure 4.6). Les trois cylindres du tonneau sont situés à des rayons moyen de 4,4 cm, 7,3 cm et 10,2 cm, et ont une longueur de 53 cm. Les deux disques des bouchons, allant de 6 à 15 cm de rayon, sont placés sur chaque côté à $|z| = 34,5$ cm et 46,5 cm.

Afin d'avoir une résolution en position optimale pour le vertex, on a choisi une géométrie des pixels de $100 \times 150 \mu\text{m}^2$ selon les deux coordonnées (r, Φ) et z . Le tonneau comprend 768 modules de pixels. L'effet de Lorentz est important (l'angle de Lorentz des électrons est de 32° pour un champ de 4T) et améliore la résolution selon (r, Φ) au travers d'un partage de charges : en effet, quand des électrons arrivent sur la surface d'un pixel, leurs trajectoires s'étendent sur une distance (r, Φ) égale à l'épaisseur sensible du détecteur multipliée par $\tan(32^\circ)$ (voir figure 4.5). Plusieurs pixels sont alors utilisés pour collecter les électrons, améliorant la résolution. La longueur de $150 \mu\text{m}$ des pixels a été choisie principalement pour que cette diffusion ne s'étende pas sur plus de deux pixels, un diffusion plus grande ayant un effet négligeable sur la résolution. Les disques des bouchons sont assemblés en géométrie style "turbine" avec des lames tournées de 20° pour bénéficier aussi de l'angle de Lorentz. Les disques des bouchons comprennent 672 modules de pixels avec 7 modules différents pour chaque lame. La résolution spatiale est d'environ $10 \mu\text{m}$ selon la direction (r, Φ) et de $20 \mu\text{m}$ selon la direction z .

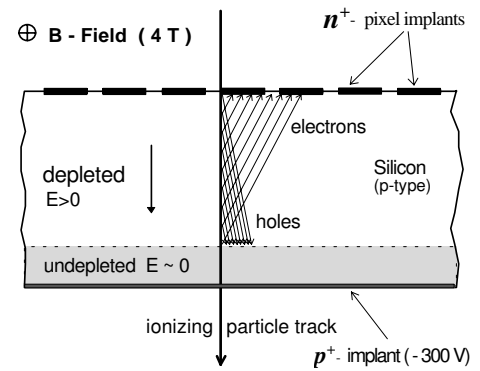


FIG. 4.5: Partage de charges induit par l'effet Lorentz.

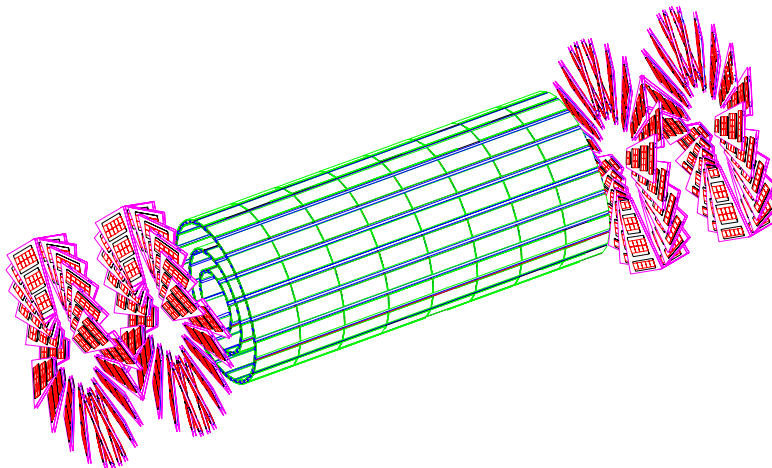


FIG. 4.6: Vue générale du détecteur à pixel.

Les performances du trajectomètre sont illustrées sur la figure 4.7, qui montre la résolution en impulsion transverse en fonction de la pseudorapidité pour des muons simples avec un p_T de 1, 10 et 100 GeV/c. L'efficacité de reconstruction des traces en fonction de la pseudorapidité est montrée sur la figure 4.8 pour des muons et des pions simples.

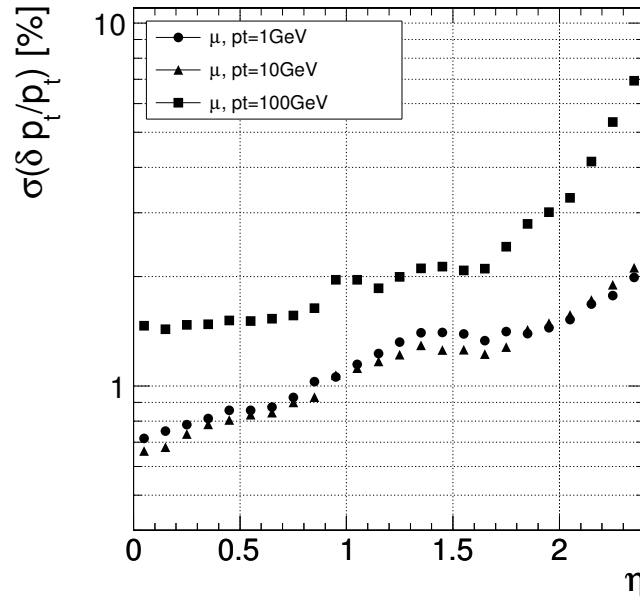


FIG. 4.7: Résolution en impulsion transverse pour des muons simples avec un p_T de 1, 10 et 100 GeV/c, en fonction de la pseudorapidité [25].

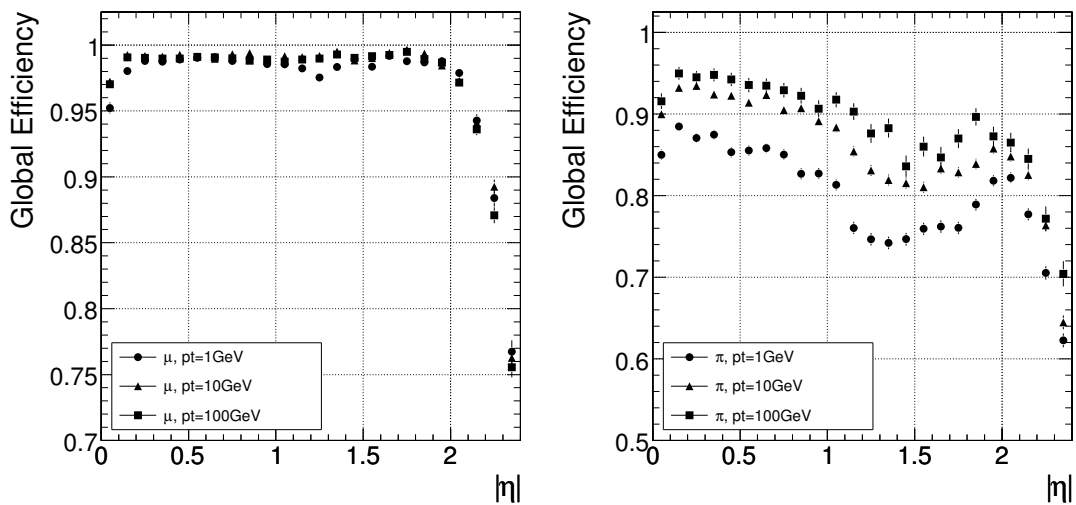


FIG. 4.8: Efficacité globale de reconstruction des traces en fonction de la pseudorapidité pour des muons (à gauche) et des pions (à droite) de p_T 1, 10 et 100 GeV/c [25].

4.2.0.c Quantité de matière devant le calorimètre

La collaboration CMS a choisi un trajectomètre très performant entièrement conçu en silicium qui pourra effectuer des mesures précises de l'impulsion des particules chargées, mais ce choix nécessite un refroidissement efficace et un support mécanique important. Le prix à payer est la présence de matière devant le calorimètre, comme illustré sur la figure 4.9, ce qui va entraîner une dégradation de la résolution en énergie des électrons et des photons, ainsi qu'une diminution de l'efficacité de reconstruction. En effet, les électrons vont interagir avec cette matière et vont perdre de l'énergie sous forme de bremsstrahlung, la longueur d'interaction allant jusqu'à environ $1,4 X_0$ à $\eta = 1,6$. De même, les photons vont avoir une probabilité non nulle de se convertir en paires e^+e^- . La présence de cette matière avant le calorimètre va jouer un rôle important dans la reconstruction des électrons et des photons, et sera discuté plus en détail dans le chapitre 7.

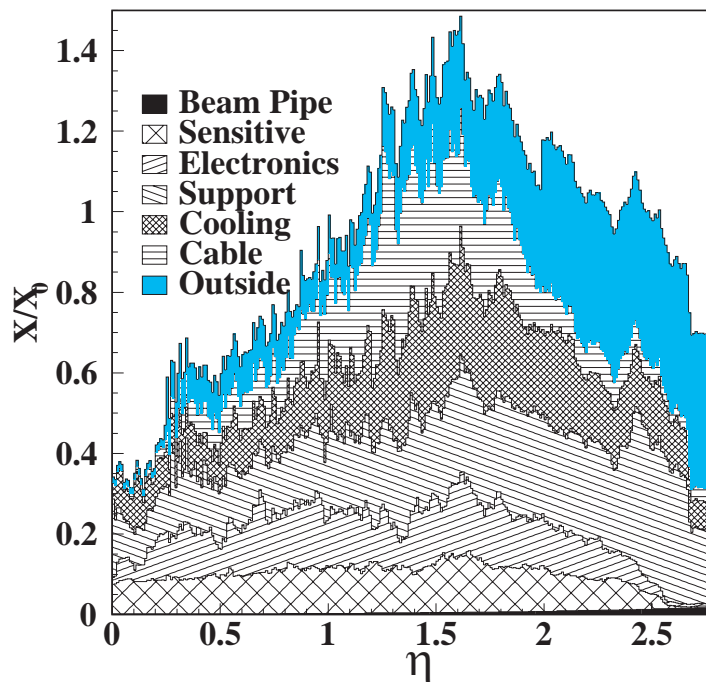


FIG. 4.9: Quantité de matière du trajectomètre en fonction de la pseudorapidité η [19].

4.3 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique de CMS, ECAL, placé après le trajectomètre, est un calorimètre hermétique, homogène, constitué de 75848 cristaux de tungstate de plomb $PbWO_4$. Ce détecteur fait l'objet du prochain chapitre et ne sera donc pas présenté ici.

4.4 Le calorimètre hadronique

Le rôle du calorimètre hadronique HCAL de CMS [26][25], placé derrière le ECAL, est de mesurer l'énergie et la direction des jets de particules, mais aussi de mesurer l'énergie transverse manquante E_T^{miss} et de permettre l'identification des électrons, photons et muons, cela en conjonction avec les autres sous-détecteurs.

La conception du calorimètre hadronique est gouvernée par :

- une grande herméticité, le détecteur couvrant un région allant jusqu'à $|\eta| < 5$, ce qui permet d'avoir une bonne mesure de l'énergie transverse manquante ;
- une fine granularité transverse de $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0,087 \times 0,087$, menant à une résolution spatiale précise. Cette granularité a été choisie pour être adaptée aux tours de déclenchement du calorimètre électromagnétique et aux chambres à muons.
- une bonne résolution en énergie ainsi qu'une profondeur suffisante pour contenir les gerbes provenant des hadrons très énergétiques produits au LHC.

Pour atteindre ces performances, CMS a choisi un calorimètre à échantillonnage, constitué de plaques absorbantes en laiton, séparées par des tuiles de scintillateur de 4 mm d'épaisseur. La lumière de scintillation bleue produite est capturée et décalée jusqu'au vert grâce à des fibres spéciales WLS (Wavelength Shifting Fibers), et est ensuite transportée jusqu'aux photodiodes.

Le HCAL est constitué de quatre parties :

HB (Hadron Barrel) Il couvre une région en pseudorapidité $|\eta| < 1,4$ et est constitué de 36 modules de 30 tonnes chacun. Le HB mesure 9 mètres de long et entre 2 et 3 mètres de diamètre. La segmentation est de $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0,087 \times 0,087$. Le HB est lu avec un simple échantillonnage longitudinal. Il y a 16 plaques de laiton arrangées en tours et pointant vers le point d'interaction. Chaque partie est attachée au cryostat au travers de deux rails. Il y a en tout 2304 tours dans cette partie (voir figure 4.10).

HO (Hadron Outer) Le détecteur HO contient des scintillateurs d'épaisseur 10 mm, situées à l'extérieur du cryostat de l'aimant supraconducteur et couvre la région $|\eta| < 1,26$. Les tuiles scintillantes sont groupées en secteurs de 30° . Ce détecteur mesure une partie de l'énergie qui échappe aux calorimètres. Il augmente l'épaisseur effective du calorimètre hadronique jusqu'à 10 longueurs d'interactions. Le HO améliore aussi la résolution en E_T^{miss} du calorimètre.

HE (Hadron Endcap) Cette partie est attachée aux bouchons du système à muons : son épaisseur est d'environ 1,8 m, avec un rayon interne de 40 cm et un rayon externe de 3 m. Elle couvre une région en pseudorapidité $1,3 < |\eta| < 3,0$. La segmentation concorde avec celle du HB, sauf pour la région $\eta \approx 3$ où elle est de $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0,17 \times 0,17$. Il y a 19 couches de tuiles scintillantes. Chacun des deux bouchons HE est constitué de 14 tours en η . Les radiations sont particulièrement importantes dans cette région à petit angle, autour de $\eta=3$: on augmente alors l'échantillonnage longitudinal de la structure en tours pour pouvoir corriger la perte de rendement lumineux dû aux radiations. Le nombre de tours HE est au total de 2304.

HF (Hadron Forward) Le détecteur HF couvre les pseudorapidités entre 3,0 et 5,0. Il est constitué de fibres quartz/acier. Le quartz est beaucoup plus résistant aux radiations que le plastique et est insensible à la radioactivité induite dans l'absorbeur en acier. Cette conception permet d'obtenir des gerbes plus fines et plus courtes, et est alors idéale dans un environnement compact comme les régions avant. La face avant est située à 11,2 m du point d'interaction. La profondeur de matériau absorbant est de 1,65 m. Le signal provient de la lumière Cerenkov émise par les fibres de quartz puis est transportée jusqu'aux photomultiplicateurs. Il y a au total 900 tours et 1800 canaux dans les deux modules HF.

La figure 4.10 résume la géométrie des différentes tours pour les détecteurs HB, HE et HO.

Pour tester les performances du HCAL, il est usuel d'étudier la résolution en énergie des jets et de l'énergie manquante. La granularité de l'échantillonnage des parties HB, HE et HO du HCAL a été choisie telle que la résolution en énergie des jets, en fonction de E_T , soit du même ordre de grandeur dans les trois parties. Ceci est illustré par la figure 4.11. La résolution en énergie, mesurée dans la région $\eta < 1,4$, peut se mettre sous la forme [25] :

$$\frac{\sigma(E_T^{rec}/E_T^{MC})}{E_T^{rec}/E_T^{MC}} = \frac{5,6}{E_T^{MC}} \oplus \frac{1,25}{\sqrt{E_T^{MC}}} \oplus 0,033 \quad (4.3)$$

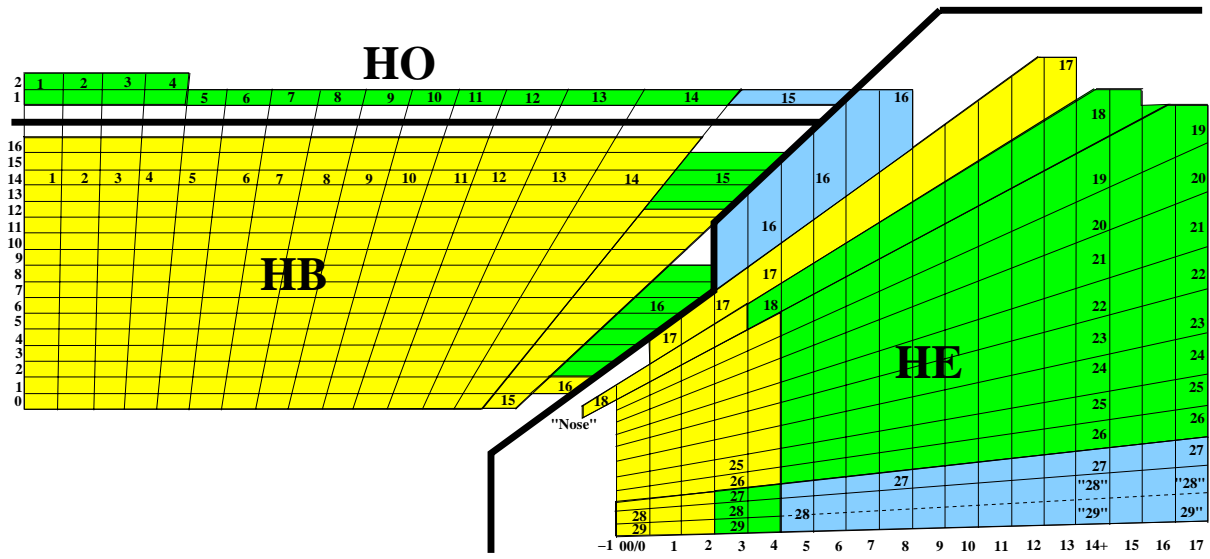


FIG. 4.10: Le modèle de groupement en tours des tuiles de scintillateur pour HB, HE et HO [25]. Les couleurs correspondent aux différentes lectures électroniques.

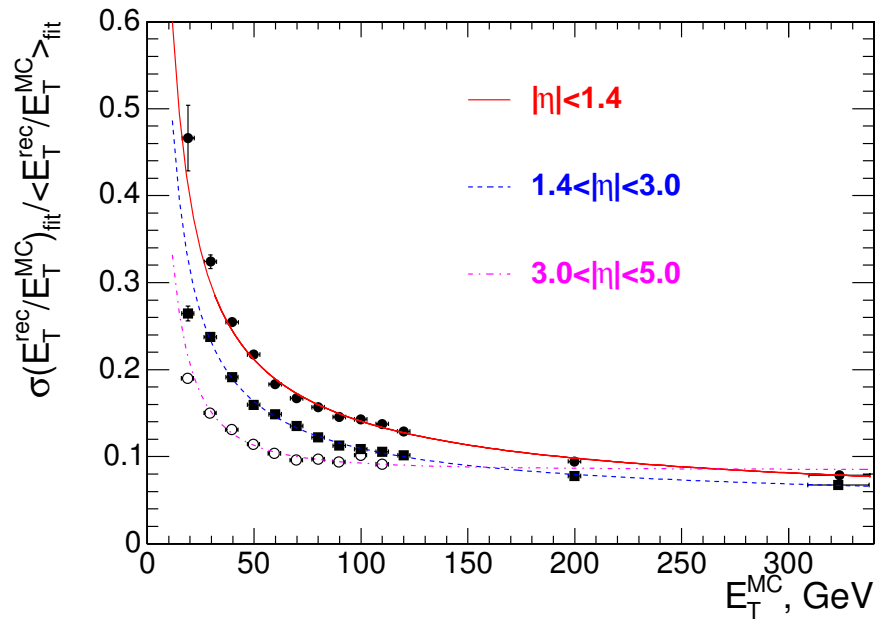


FIG. 4.11: Résolution en énergie des jets en fonction de l'énergie transverse simulée E_T des jets.[25].

4.5 Le système à muons

La présence de muons dans les états finals est caractéristique de beaucoup de processus physiques intéressants. Les conditions les plus rigoureuses pour les performances du système à muons viennent du canal de désintégration du Higgs en quatre muons $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$. Le système à muons de CMS [27][25] doit permettre d'atteindre une excellente identification des muons et une bonne résolution de leur impulsion dans la région $|\eta| < 2,5$, ainsi qu'une bonne résolution en masse sur les systèmes di-muons ($\approx 1\%$ à $100 \text{ GeV}/c^2$). Il faut pouvoir aussi déterminer sans ambiguïtés la charge des muons d'impulsion inférieure à $1 \text{ TeV}/c$. Enfin, l'efficacité de reconstruction doit être la plus élevée possible (95-99%).

C'est pourquoi CMS a choisi une redondance dans son principe de détection des muons : chaque particule est en effet mesurée à trois endroits différents :

- dans le trajectomètre ;
- après la bobine ;
- dans le retour de champ.

Comme le montre la figure 4.12, la résolution des muons dépend fortement de leur impulsion. Selon le domaine considéré, on doit combiner les résultats des mesures dans le système à muons avec ceux du trajectomètre.

Si on utilise uniquement le système à muons ("muon system only" sur la figure), la résolution en impulsion est dominée par la diffusion multiple dans les matériaux traversés avant la première station à muons. Pour les muons de bas p_T , on obtient une meilleure résolution en utilisant uniquement le trajectomètre à silicium ("inner tracker only" sur la figure).

Cependant, une des particularités importantes de ce système est qu'on peut extrapoler en retour la trajectoire des muons à la sortie du détecteur jusqu'à la ligne de faisceau. Ainsi, pour des muons d'impulsions supérieures à $200 \text{ GeV}/c$ dans le tonneau, et 1 TeV à l'avant, lorsque la diffusion multiple et les pertes d'énergie peuvent être négligées, on arrive à combiner le trajectomètre et le système de détection des muons pour obtenir une meilleure résolution ("full system" sur la figure).

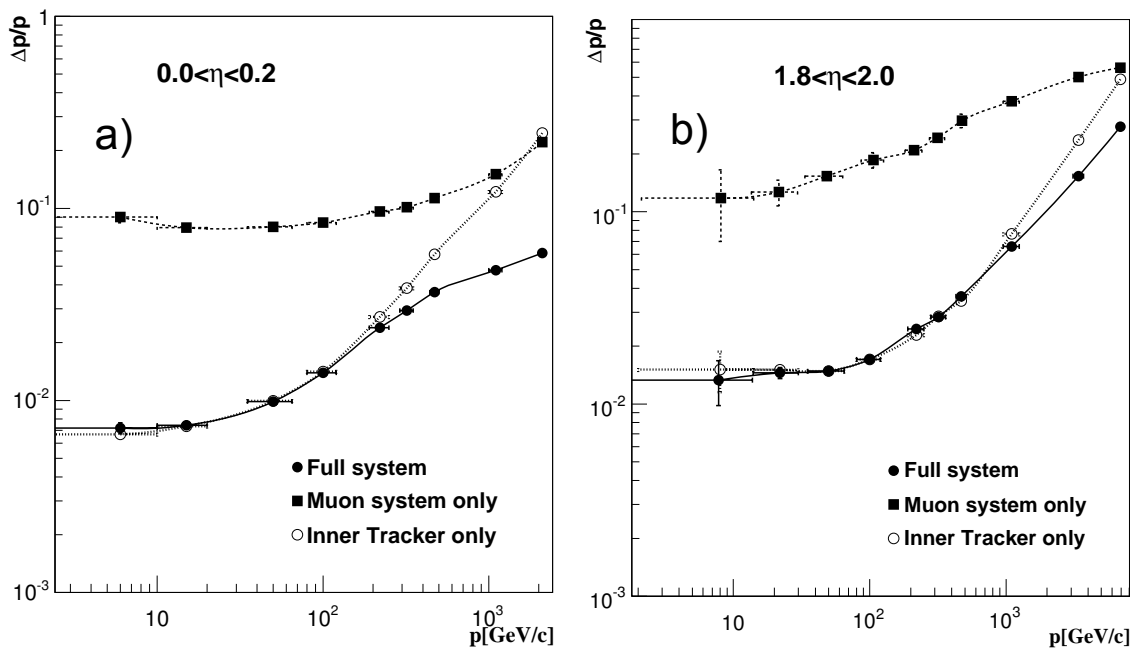


FIG. 4.12: La résolution en impulsion des muons en fonction de p en utilisant le système à muons seulement, le trajectomètre seulement, où les deux. a) tonneau ; b) bouchons [25].

Afin de réaliser ces mesures, trois types de détecteurs gazeux sont utilisés pour identifier et mesurer les muons (voir figure 4.13). Le choix technologique a été fait en fonction de la surface à couvrir ainsi que par les différents environnements radiatifs.

- Dans la région du tonneau ($|\eta| < 1,2$), où le bruit de fond induit par les neutrons est faible ($1-10 \text{ Hz/cm}^2$), et le taux de muons est bas ($\approx 1 \text{ Hz/cm}^2$), des tubes à dérive (**DT** pour Drift Tubes) ont été utilisés.
- Dans les 2 bouchons ($0,9 < |\eta| < 2,4$), où le bruit de fond induit par les neutrons et les γ est grand (jusqu'à 1000 Hz/cm^2), et le taux de muons est haut ($\approx 200 \text{ Hz/cm}^2$), on a utilisé des chambres à fils (**CSC** pour Cathode Strip Chambers).

De plus, des chambres à plaques résistives (**RPC** pour Resistive Plate Chambers) ont été ajoutées dans le tonneau et les bouchons afin de disposer d'un système de déclenchement rapide et une bonne résolution en temps ($\sigma_t < 1,3 \text{ ns}$), ce qui permet d'identifier sans ambiguïté le bon croisement de paquets LHC. Il est cependant à noter que la résolution en position de ces chambres est nettement moins bonne que pour les DT ou les CSC.

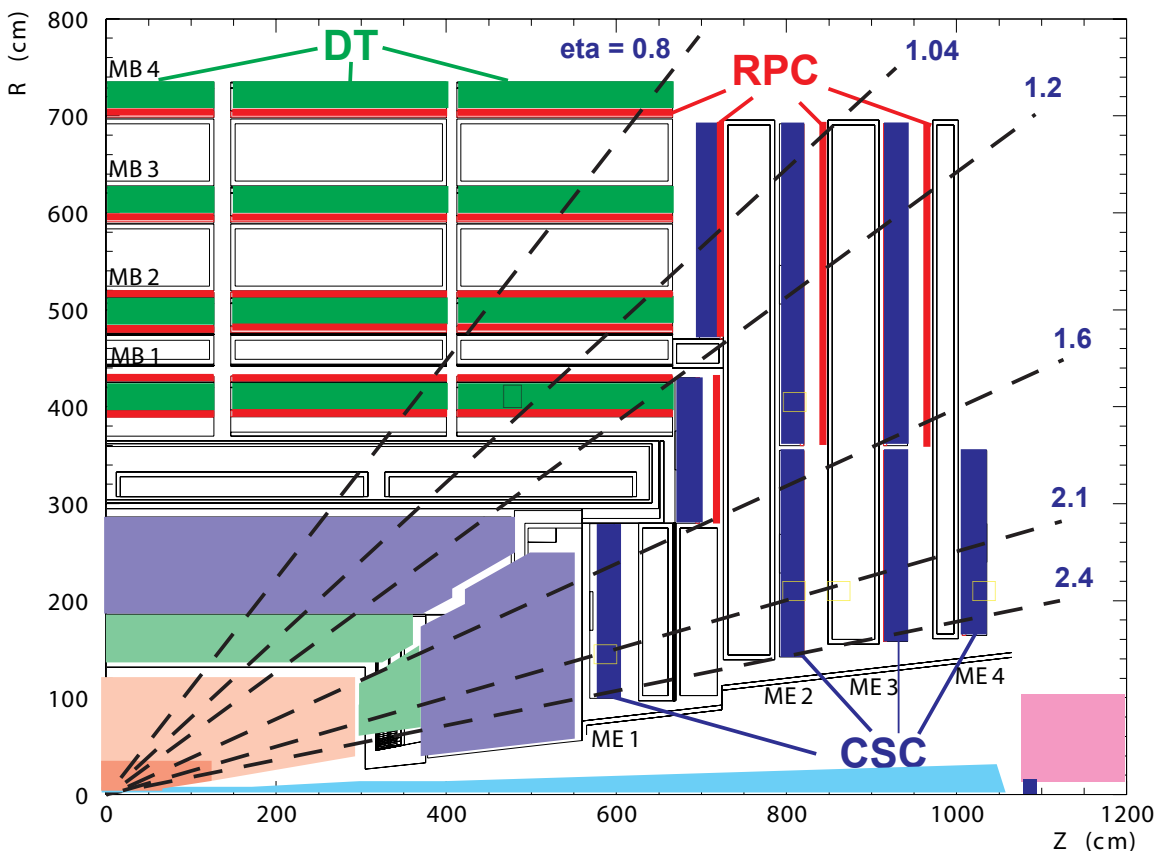


FIG. 4.13: Vue transverse d'un quart du système à muons de CMS.

4.5.0.d Les tubes à dérives (DT pour Drift Tube Chambers)

Les tubes à dérives (voir figure 4.14) sont utilisés dans le tonneau où le champ magnétique est constant et la taux de particules faible. Chaque tube contient un fil d'anode et seul le signal provenant des anodes est lu.

Le tonneau est constitué de 250 chambres, rangées en quatre couches (stations appelées MB1, MB2, MB3 et MB4 - voir figure 4.13) à l'intérieur de la culasse de retour de champ magnétique, à des rayons d'environ 4,0, 4,9, 5,9, et 7,0 m à partir de l'axe du faisceau. Chacune des cinq roues du tonneau est divisée en 12 secteurs, chacun couvrant un angle azimutal de 30° . Les chambres sont arrangées de telle manière qu'un muon de haut p_T produit près d'un espace entre deux secteurs traverse au moins trois des quatre stations. Chaque chambre mesure à la fois les coordonnées (r, Φ) et z , sauf les plus extérieures qui ne mesurent que (r, Φ) . Chaque chambre est construite de trois "super-couches" qui sont elles même constituées de quatre couches de tubes à dérive. Huit couches mesurent les coordonnées (r, Φ) alors que quatre couches mesurent z . À partir de données de tests en faisceau, une résolution ponctuelle de $\sigma \approx 200 \mu\text{m}$ a été mesurée pour ces chambres.

Chaque DT est associée avec une ou deux RPC selon la station. Un muon de haut p_T traverse jusqu'à six RPC et quatre DT, produisant alors jusqu'à 44 points de mesure à partir desquels la trace du muon peut être reconstruite.

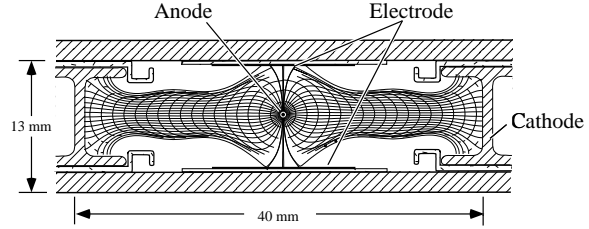


FIG. 4.14: Coupe transverse d'un tube à dérive (DT)

4.5.0.e Les chambres à pistes cathodiques (CSC pour Cathode Strip Chambers)

Les chambres à pistes cathodiques (voir figure 4.15) sont utilisées dans les régions latérales où le champ est très intense et inhomogène. Les CSC sont des chambres proportionnelles multi-fils dans lesquelles le plan de cathodes est segmenté en pistes. L'ionisation du gaz et l'avalanche électronique vont produire une charge sur le fil d'anode et une charge image sur un groupe de cathodes. Le signal sur les anodes est rapide et est utilisé dans le déclenchement de Niveau 1. Cependant la résolution en position n'est pas très bonne. Une mesure de position plus précise est obtenue en mesurant le centre de gravité des distributions de charges sur les cathodes. Chaque CSC mesure jusqu'à six coordonnées spatiales (r, Φ, z) . La résolution spatiale obtenue ainsi par chaque chambre est de $\sigma \approx 200 \mu\text{m}$ ($\approx 100 \mu\text{m}$ pour ME1/1). La résolution angulaire en Φ est de l'ordre de 10 mrad.

Chacun des bouchons est équipé de 468 CSC, réparties en quatre couches (ME1, ME2, ME3 et ME4 - voir figure 4.13), chacune des couches étant composée de deux ou trois anneaux (par exemple ME1/a, ME1/2 et ME1/3). Chaque CSC a une forme trapézoïdale avec un plan de pistes radiales jouant le rôle de cathode et un plan de fils jouant le rôle d'anode, presque perpendiculaire aux bandes. Toutes les CSC (sauf dans ME1/3) se recouvrent en phi afin d'éviter les zones mortes.

Enfin, il y a 36 chambres RPC associées aux CSC, montées sur chacun des deux anneaux ME1 et ME2 de chaque bouchon.

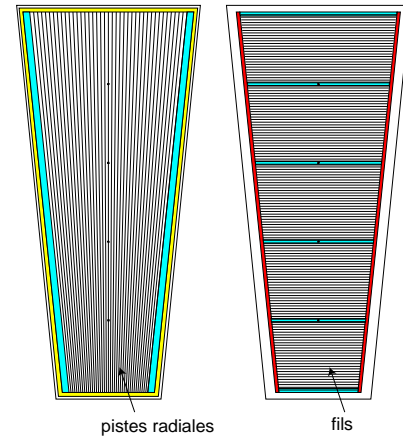


FIG. 4.15: Schéma d'une chambre à pistes cathodiques (CSC)

4.6 Système de déclenchement

Lorsque le LHC aura atteint sa luminosité nominale de $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, 20 événements provenant de collisions inélastiques seront produits simultanément, ceci à la fréquence de collision des paquets de 40 MHz. Ce taux d'événements d'environ 10^9 Bq doit être réduit jusqu'à au plus 100 Bq qui est la limite pouvant être enregistrée. CMS a choisi de réduire ce taux en deux étapes [28][25][29] :

La sélection de Niveau 1 (L1 pour "Level-1") En utilisant les données des calorimètres et du système à muons, la sélection de Niveau 1 analyse des candidats photons, électrons, muons, jets, énergie transverse manquante E_T et énergie totale E , et retient seulement les événements passant des critères prédéterminés. À ce niveau, le taux d'entrée est de 1 GBq et le taux de sortie est de 100 kBq.

La sélection de Niveau Supérieur (HLT pour "High Level Trigger") Les événements passant la sélection de Niveau 1 sont envoyés au système de sélection de Niveau Supérieur. Ce système a accès à toute les données des sous-détecteurs, en incluant le trajectomètre et toutes les cellules des calorimètres. En utilisant ces données, il réalise une reconstruction des objets, et prend une décision sur des critères de physique précis. À ce niveau, le taux de sortie est inférieur ou égal à 100 Bq et les données sont enregistrées.

Détaillons à présent ces deux niveaux de sélection.

4.6.1 La sélection de Niveau 1 (L1)

Une vue schématique du système de déclenchement de Niveau 1 de CMS est montrée sur la figure 4.16. Cette sélection est hiérarchisée en trois parties : les calorimètres, le système à muons et la sélection globale qui accepte les informations venant des sélections des muons et des calorimètres. Cette sélection est faite toutes les 25 ns après chaque interaction. Toutes les données sont stockées en mémoire, pendant $3,2 \mu\text{s}$.

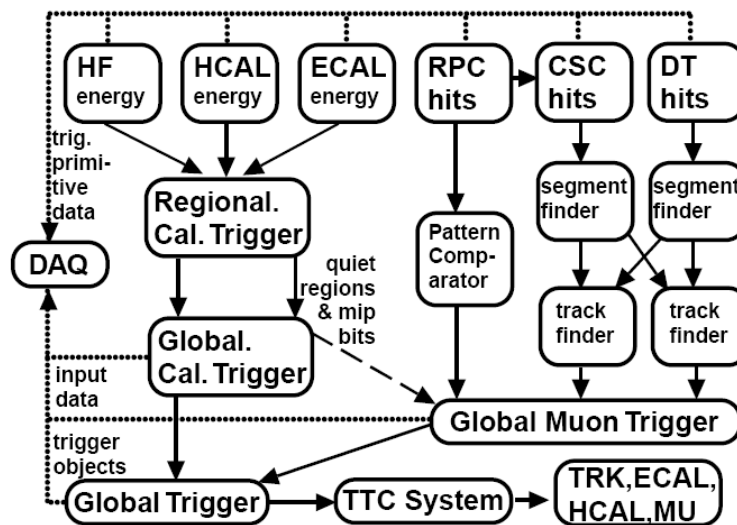


FIG. 4.16: Système de déclenchement de Niveau 1 de CMS [28].

4.6.1.a Sélection au niveau des calorimètres

Les algorithmes sont basés sur l'énergie contenue dans les tours de déclenchement du ECAL et du HCAL, de granularité $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0,087 \times 0,087$: cela correspond à une cellule du HCAL et à 25 canaux du ECAL (un canal correspondant à un cristal, on regroupe les 25 canaux par des matrices carrées de 5×5 canaux).

La sélection électron/photon de Niveau 1 est basée sur les propriétés de développement des gerbes électromagnétiques et sur des critères d'isolation. L'algorithme est basé sur une fenêtre dynamique de 3×3 tours de déclenchement centrée sur la tour d'énergie transverse E_T maximum dans le ECAL. Pour cette sélection de niveau 1, on effectue les coupures sur les variables suivantes :

- l'énergie transverse totale ;
- le développement latéral de la gerbe ;
- la fraction relative énergie hadronique sur énergie électromagnétique.

La sélection des jets de Niveau 1 est basée sur l'énergie déposée dans une fenêtre de 12×12 tours de déclenchements. Trois classes de jets sont créées : jet central, tau-jet et jet avant. Les quatre candidats jets de plus grande énergie déposée sont envoyés au déclenchement global.

La lecture sélective des événements ("Selective Readout Processor")

La taille moyenne d'un événement du ECAL est de l'ordre de 1,5 Mo si on lit tous les canaux, cette taille est supérieure à la taille d'un événement de CMS complet qui est de 1 Mo et est incompatible avec la bande passante du système d'acquisition de CMS qui est de 100 Go/s. Il est donc nécessaire de réduire d'environ un facteur 20 la taille d'un événement du ECAL. Une simple suppression de zéros pourrait introduire une non-linéarité de la mesure de l'énergie du ECAL et une dégradation de la résolution en énergie.

CMS a donc conçu un module électronique appelé SRP ("Selective Readout Processor") qui a pour tâche de réduire le volume des données lues en tenant compte de la géographie de l'énergie déposée dans le ECAL et de seuils en énergie ajustables. Pour des raisons de rapidité et de simplification on considère les énergies déposées dans les tours de déclenchement (5×5 canaux) et on les compare à deux seuils distincts : un seuil "bas" et un seuil "haut" ; l'algorithme utilisé par le SRP fonctionne sur le principe suivant : on classe les tours de déclenchement d'un événement du ECAL en trois ensembles distincts, celles dont l'énergie est supérieure au seuil "haut" et qui sont classées en tant que "fort intérêt", celles dont l'énergie est supérieure au seuil "bas" mais aussi inférieure au seuil "haut" classées en tant que "moyen intérêt", et enfin celles dont l'énergie est inférieure au seuil "bas" classées de "faible intérêt". Les seuils en énergie transverse "haut" et "bas" ont respectivement été fixes à 2,5 GeV et 5 GeV dans la simulation mais ils devront faire l'objet d'une étude approfondie au démarrage du LHC.

Finalement on lit les canaux des tours classées comme "fort intérêt" et ceux des 25 tours voisines sans suppression de zéro ou avec un très faible seuil ; on lit les canaux des tours classées comme "moyen intérêt" sans suppression de zéros, enfin on applique une suppression de zéros, éventuellement totale, sur les canaux des tours classées comme étant de "faible intérêt" (non voisines d'une région de fort intérêt) .

On peut ainsi atteindre la réduction du volume des données nécessaire, sans affecter les performances physique du détecteur comme cela a été montré en simulation.

La figure 4.17 illustre l'application de cet algorithme du SRP sur un événement typique du ECAL.

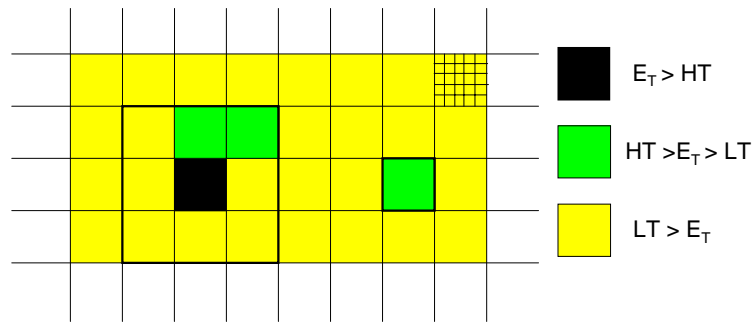


FIG. 4.17: Régions de lecture sélective. La figure illustre le cas d'une tour de déclenchement avec une grande énergie transverse déposée (supérieure au seuil HT, en noir) : Les cristaux de la matrice de 9 (3×3) tours de déclenchement autour de cette tour sont lus sans suppression de zéro. Les cristaux de la tour de déclenchement avec une énergie transverse moyenne (entre les seuils supérieurs HT et inférieurs LT, en vert) sont lus sont également lus sans suppression de zéro. Les tours restantes (en jaune), sont lues avec suppression de zéro.

4.6.1.b Sélection au niveau du système à muons

Un aspect fondamental du système à muons de CMS est son utilisation pour le déclenchement grâce à l'identification et l'estimation de l'impulsion transverse des muons effectuée à l'aide des stations RPC. Les données provenant des stations RPC sont comparées avec des références prédéfinies correspondant à différentes impulsions transverses. Le déclenchement peut être aussi réalisé avec les DT et des CSC, une précision spatiale plus grande étant obtenue (leur résolution en position est meilleure), mais avec une résolution temporelle moins bonne. Une technique analogue de comparaison permet de définir une impulsion transverse et également une mesure de l'angle polaire. Les informations des RPC et des DT/CSC sont envoyées en parallèle au centre de décision. La sélection est effectuée en fonction des différents modes de déclenchement prédéfinis. Les impulsions des quatre meilleurs muons candidats, combinée avec les informations provenant du calorimètre électromagnétique, sont ensuite envoyées à la sélection globale afin de décider de garder ou non l'événement.

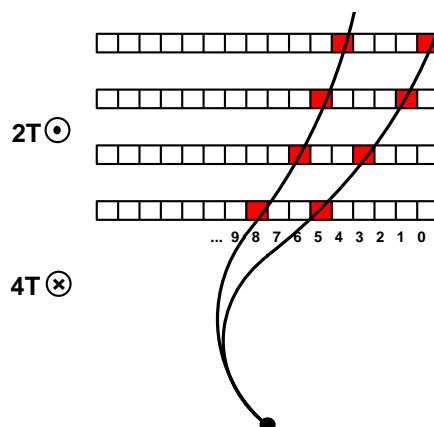


FIG. 4.18: Principe de reconstruction des trajectoires dans le système à muons [28].

À faible luminosité les modes de déclenchement sur les muons sont optimisés pour les besoins de la physique du b , de manière à sélectionner principalement les événements $pp \rightarrow b\bar{b} + X$. Les modes principaux sont un déclenchement sur un seul ou deux muons dans l'événement. Dans le cas du déclenchement à un muon, la limite vient du taux d'événement alloué à ce canal qui doit être inférieur à 5 kBq, ce qui impose une coupure en impulsion transverse supérieure à 5 GeV. Pour les déclenchement à deux muons, la performance est limitée par la possibilité pour les muons de pénétrer dans au moins quatre stations ce qui empêche la mesure en impulsion transverse pour des particules de moins de 4 GeV dans le tonneau et de moins de 2 GeV dans les bouchons.

4.6.2 La sélection de Niveau Supérieur (HLT)

Le HLT a la tâche ultime de réduire le flux de données à un taux de l'ordre de 100 Bq permettant l'écriture sur disque. Le HLT effectue une première reconstruction des particules en combinant les données des sous-détecteurs, ceci afin de sélectionner les événements les plus intéressants pour la physique, et de rejeter dès que possible les autres. Les algorithmes de sélection qui devront être le plus proche du code d'analyse traiteront les données dans une ferme constituée de processeurs standards, chaque processeur analysant un seul événement à la fois. La puissance requise pour exécuter ces algorithmes est de l'ordre de 2000 processeurs.

Le HLT utilise des sélections successives : au Niveau 2, seulement l'information des calorimètres et des muons est utilisée, le Niveau 2.5 est utilisé lorsque l'on ajoute les informations des pixels du trajectomètre, puis le Niveau 3 utilise toute l'information de l'événement, en incluant tout le trajectomètre.

4.6.2.a HLT pour les électrons et photons

Dans un premier temps, les amas calorimétriques (on définit un amas comme étant un groupement de plusieurs cellules calorimétriques) sont reconstruits et comparés à la sélection L1 électron/photon. Le principal problème est la récupération de l'énergie radiée par bremsstrahlung dans le trajectomètre. L'énergie est collectée en amas d'amas, appelés super-amas. Un seuil E_T est appliqué sur ces super-amas. Au Niveau 2.5, les super-amas sont propagés en retour dans le champ magnétique jusqu'aux pixels du trajectomètre et on sélectionne ceux qui concordent avec deux ou trois pixels touchés pour en faire des candidats électrons. Les super-amas qui ne concordent pas sont alors définis comme des objets photons.

4.6.2.b HLT pour les muons

La sélection des muons est basée sur le raffinement successif de la mesure de l'impulsion transverse des muons. Au Niveau 2, seul le système à muons est utilisé, avec comme condition que les segments de trace aient une extrapolation valide dans la région d'interaction. Au Niveau 3, on utilise toute la chaîne de reconstruction des traces en incluant le trajectomètre.

4.6.2.c HLT pour les taus

L'algorithme de sélection pour l'identification des τ est conçu pour être utilisé pour la sélection des τ isolés tel que ceux attendus dans la désintégration d'un Higgs MSSM $A/H \rightarrow \tau^+\tau^-$ et $H \rightarrow \tau\nu$. Un Niveau 2 de réjection du bruit de fond des désintégrations hadroniques des τ est obtenu en cherchant les jets très étroits ($\Delta R = 0,13$) entourés par une région d'isolation ($\Delta R = 0,4$). On peut utiliser à la fois l'isolation des pixels et la reconstruction complète des traces pour affiner la sélection.

4.6.2.d HLT pour les jets et l'énergie manquante

La recherche globale des jets est faite grâce à un simple algorithme utilisant un cône itératif. Pour identifier les neutrinos dans le HLT, l'information des calorimètres est utilisée pour évaluer une énergie transverse manquante E_T^{miss} . L'algorithme courant calcule E_T^{miss} comme une simple somme vectorielle des tours de déclenchement dont l'énergie est supérieure à 500 MeV.

4.7 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre le détecteur CMS et son système de déclenchement, nous avons montré toute la complexité des systèmes mis en oeuvre pour détecter les particules et reconstruire leur impulsion. Dans le chapitre suivant, nous allons présenter une des pièces maîtresses du détecteur CMS, dont l'importance est primordiale pour la détection d'un boson de Higgs se désintégrant en deux photons : le calorimètre électromagnétique ECAL.

5

Le calorimètre électromagnétique ECAL

Comme nous l'avons déjà vu, le boson de Higgs, s'il a une basse masse est susceptible de se désintégrer en deux photons. Dans ce cas, sa largeur de désintégration est très faible et la résolution sur sa masse sera entièrement dominée par la résolution du calorimètre électromagnétique. Cependant le bruit de fond associé à ce canal de désintégration en deux photons est très important et est parfois irréductible comme nous l'avons montré au chapitre 2 (table 2.1). Pour pouvoir effectuer des analyses très précises, CMS a choisi de s'équiper d'un calorimètre électromagnétique très performant et capable de mesurer l'énergie des électrons et les photons avec une très bonne résolution tout en étant rapide, compact et résistant aux radiations.

La première partie de ce chapitre va être consacrée à une introduction sur la calorimétrie en physique des hautes énergies afin de pouvoir justifier les choix technologiques associés à ce détecteur qui seront décrits dans la seconde partie.

5.1 Notions de calorimétrie

Le principe de base de la calorimétrie est de faire interagir une particule avec un bloc de matière dans lequel elle va déposer la totalité de son énergie. La structure interne du calorimètre passe alors dans un état excité. Le retour à son état fondamental s'accompagne de l'émission d'un signal, qui peut être électrique, optique ou thermique, mais dont l'intensité est en général proportionnelle à l'énergie de la particule incidente. On peut alors déterminer l'énergie incidente en mesurant le signal après avoir étalonné le calorimètre.

Le transfert d'énergie des particules (e^+ , e^- , γ) dans la matière s'effectue par une multitude d'interactions successives qui donnent naissance, lorsque les énergies incidentes sont élevées, à une réaction en chaîne que l'on appelle gerbe électromagnétique. Les mécanismes responsables du développement des gerbes sont, à haute énergie, le rayonnement de freinage (bremsstrahlung), la création de paire électron-positron, et à plus basse énergie, la diffusion Compton et l'effet photoélectrique.

5.1.1 Types de calorimètres

Deux principaux types de calorimètres électromagnétiques sont utilisés en physique des hautes énergies : les calorimètres à échantillonnage (voir figure 5.1 - c'est le type de calorimètre utilisé dans l'expérience ATLAS) et les calorimètres homogènes (voir figure 5.2 - c'est le type de calorimètre utilisé dans l'expérience CMS). Les électrons/positrons de la gerbe vont créer le signal qui va permettre de mesurer l'énergie de la particule incidente en produisant soit de l'ionisation, soit de la lumière (soit les deux), selon le matériau utilisé.

Les calorimètres à échantillonnage

Ce type de calorimètre est divisé en feuilles alternées de matériau dense et de matériau producteur de signal. Ce type est utilisé dans l'expérience ATLAS où il consiste à utiliser des plaques de plomb baignant dans de l'argon liquide. Les espaces d'argon liquide sont soumis à un grand champ électrique. Les électrons ou positrons créés dans le plomb produisent des ionisations dans l'argon : grâce au champ électrique, les électrons ainsi produits dérivent et les charges sont collectées sur des électrodes de lecture, ce qui provoque un courant électrique.

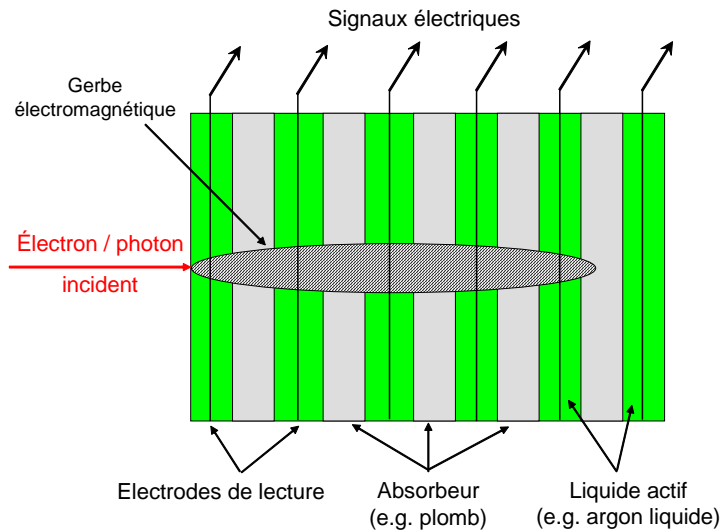


FIG. 5.1: Représentation schématique d'un calorimètre à échantillonnage du type utilisé dans ATLAS, constitué de plaques de plomb (producteur de gerbe) baignant dans de l'argon liquide (producteur de signal).

Les calorimètres homogènes

Dans ce type de calorimètre, un seul matériau va jouer le rôle de support de la gerbe et de producteur de signal (principalement de lumière). La lumière émise est soit une lumière de scintillation (comme dans CsI ou $PbWO_4$ par exemple) ou soit une lumière Cerenkov. La lumière est ensuite détectée par des photodétecteurs qui la transforment en signal électrique.

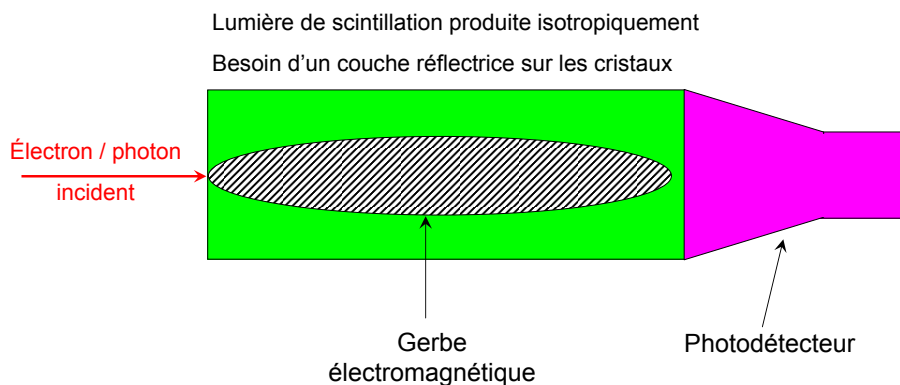


FIG. 5.2: Représentation schématique d'un calorimètre homogène.

Les performances d'un calorimètre sont liées principalement aux propriétés de développement des gerbes électromagnétiques dans les matériaux qui le compose. Nous allons à présent décrire ces propriétés.

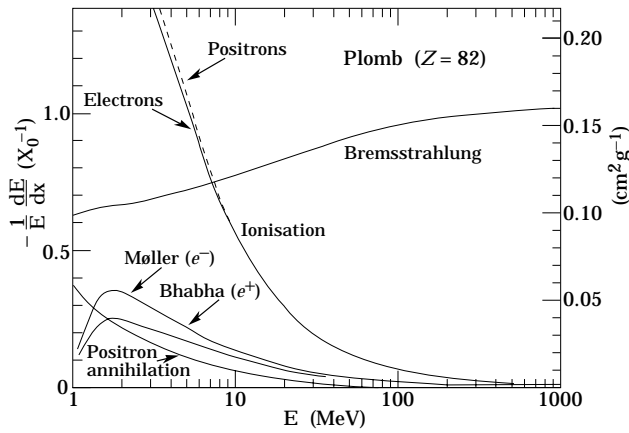


FIG. 5.3: Fraction d'énergie perdue par un électron, ou un positron, par longueur de radiation X_0 , dans le cas du plomb. Le bremsstrahlung domine tous les autres processus à partir de $\approx 10 \text{ MeV}$ [30]. À 100 MeV un électron (ou positron) perd, par rayonnement de freinage, plus de 90% de son énergie par unité de X_0 .

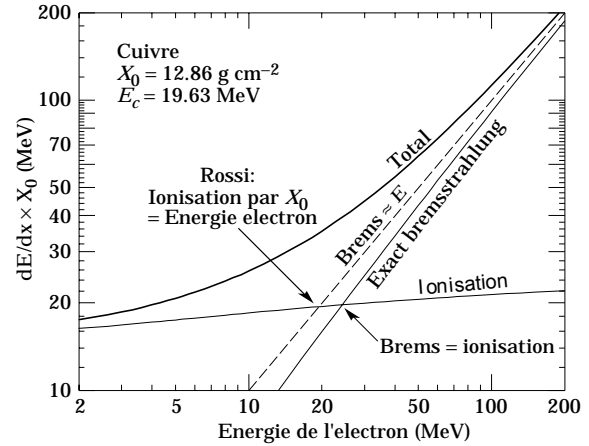


FIG. 5.4: Deux définitions de l'énergie critique E_c (la valeur donnée pour le cuivre correspond à la définition de Rossi) [30].

5.1.2 Propriétés des gerbes électromagnétiques

5.1.2.a Interactions des électrons

À basse énergie, les électrons et positrons perdent principalement leur énergie par ionisation, mais aussi au travers d'autres phénomènes (diffusion Møller, diffusion Bhabha, annihilation) comme on peut le voir sur la figure 5.3. À haute énergie, ils perdent principalement leur énergie par émission de radiations électromagnétiques (phénomène appelé rayonnement de freinage ou bremsstrahlung). Le rayonnement de freinage se produit lorsqu'un électron ou un positron interagit électromagnétiquement avec le champ magnétique d'un noyau de charge Ze .

On définit alors un paramètre caractéristique de la quantité de matière traversée : la longueur de radiation X_0 , usuellement mesurée en $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$, qui est défini comme la longueur au delà de laquelle un électron perd $(1 - \frac{1}{e})$ de son énergie initiale (soit $\approx 63,2\%$). Ce paramètre est aussi approprié pour décrire les gerbes électromagnétiques comme nous le verrons dans la suite. X_0 est donc définie par l'équation 5.1, en faisant l'approximation qu'elle est indépendante de l'énergie :

$$\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{E} = -\frac{dx}{X_0} \quad \text{soit en intégrant :} \quad E(x) = E(0)e^{-\rho \cdot \frac{x}{X_0}} \quad (5.1)$$

Dahl fournit dans [30] un ajustement aux données avec la formule 5.2 suivante, avec X_0 mesuré en cm :

$$X_0 \text{ (cm)} = \frac{716,4 A}{\rho Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} \quad (5.2)$$

La probabilité d'émission d'un photon par une particule chargée est proportionnelle à l'inverse du carré de sa masse : $\sigma \propto r^2 = (e^2/mc^2)^2$. Ainsi, les électrons et les positrons sont les seules particules dont la perte par bremsstrahlung peut être importante (pour les muons par exemple, cette perte sera 40000 fois plus faible).

L'angle moyen d'émission est indépendant de l'énergie des photons mais dépend de l'énergie initiale de l'électron :

$$\theta = \frac{m_e c^2}{E} \quad (5.3)$$

où m_e est la masse de l'électron et E est l'énergie de l'électron avant émission. À haute énergie, les photons sont donc émis dans la direction du mouvement de l'électron. Cependant, dans CMS, le champ magnétique intense de 4 teslas a tendance à séparer les trajectoires de l'électron et des photons émis.

La perte d'énergie par bremsstrahlung est proportionnelle au carré du numéro atomique (Z^2) de la matière et croît linéairement avec l'énergie tandis que la perte par excitation et ionisation est proportionnelle à Z et augmente logarithmiquement avec l'énergie. Un autre paramètre important pour le développement d'une gerbe est l'énergie critique E_c , définie comme l'énergie à laquelle les deux phénomènes deviennent égaux. Rossi[31] définit l'énergie critique comme l'énergie à laquelle les pertes d'ionisation par longueur de radiation sont égales à l'énergie de l'électron. Cette définition est illustrée pour le cuivre dans la figure 5.4. On observe que l'énergie critique obtenue selon cette définition est légèrement différente de celle obtenue avec une simulation calculant précisément tous les effets : cette définition prend en compte uniquement le bremsstrahlung émis sur le noyau et ne prend pas en compte celui émis sur le cortège électronique. Cette différence peut être non négligeable pour des atomes lourds ayant beaucoup d'électrons. Berger et Seltzer [32] donnent l'approximation suivante prenant en compte cet effet :

$$E_c \text{ (MeV)} = \frac{800}{Z + 1,2} \quad (5.4)$$

Dans le cas des cristaux de tungstate de plomb utilisés pour le calorimètre électromagnétique de CMS, E_c est, selon les méthodes d'estimation, de l'ordre d'une dizaine de MeV [33]. L'application de la formule 5.4 au $PbWO_4$ nous conduit à $E_c = 11,5$ MeV si on prend un numéro atomique effectif $Z=68,35$.

5.1.2.b Interactions des photons

À basse énergie, les photons interagissent principalement par effet photoélectrique, mais aussi par effet Compton et par diffusion Rayleigh. Dès que l'énergie du photon E_γ est de l'ordre du MeV, le processus de création de paire apparaît : lorsque le photon passe dans le champ électrique d'un noyau (et plus rarement dans le champ d'un électron) il a une probabilité non nulle de se convertir en une paire e^+e^- . Le processus physique mis en cause est similaire au phénomène radiatif. Les sections efficaces de conversion et de bremsstrahlung sont d'ailleurs du même ordre de grandeur. Pour $E_\gamma \gg$ MeV, la création de paire est prépondérante par rapport aux autres processus. L'angle moyen entre l'électron créé et la trajectoire du photon est donné par $\theta = m_e c^2/E$ comme pour l'équation 5.3. À haute énergie, la paire e^+e^- est émise dans la direction du photon.

Le libre parcours moyen X_p des photons peut être défini en fonction de X_0 par la formule 5.5 :

$$X_p = \frac{9}{7} X_0 \quad (5.5)$$

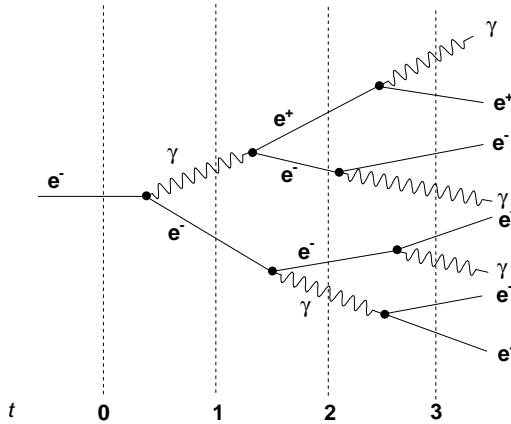


FIG. 5.5: Modèle simple de développement d'une gerbe électromagnétique. Les nombres représentent la distance t mesurée en longueurs de radiation.

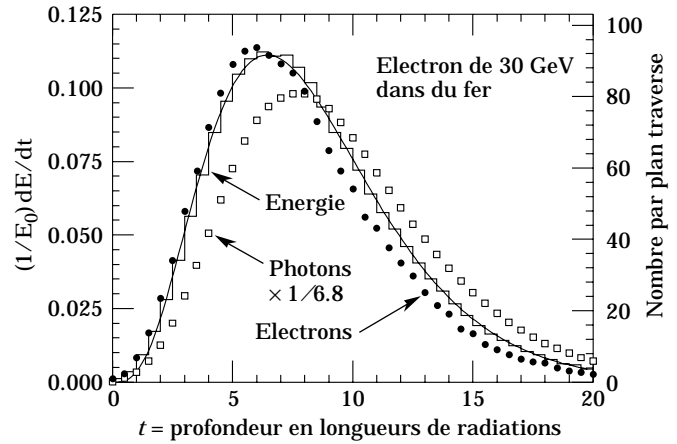


FIG. 5.6: Simulation d'une gerbe électromagnétique induite par un électron de 30 GeV dans du fer [30]. La distribution montre la fraction d'énergie déposée par longueur de radiation. La courbe est un ajustement d'une fonction gamma de cette distribution. Les cercles indiquent le nombre d'électrons, d'énergie supérieure à 1,5 MeV, traversant des plans situés à $X_0/2$ d'intervalle (échelle de droite) et les carrés représentent le nombre de photons ($E \geq 1,5$ MeV) par plan.

5.1.2.c Développement de la gerbe

Le développement d'une gerbe électromagnétique va résulter de l'association des interactions des photons et des électrons et son étude peut être séparée selon les directions longitudinale et transverse. Un modèle simple de gerbe est illustré par la figure 5.5.

Le développement longitudinal de la gerbe est principalement déterminé par la longueur de radiation X_0 : le nombre de particules e^+ , e^- et γ augmente exponentiellement avec le développement longitudinal jusqu'à ce que l'énergie des électrons (ou positrons) soit inférieure à l'énergie critique E_c et commence à se dissiper préférentiellement par ionisation ou effet Compton. Pour décrire le comportement de la gerbe, il est usuel d'introduire la variable t , afin que les longueurs soient mesurées en longueurs de radiation :

$$t = \frac{x}{X_0} \quad (5.6)$$

Le profil longitudinal est décrit de manière satisfaisante par une distribution gamma [30] :

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)} \quad (5.7)$$

où a et b sont des paramètres dépendant de l'énergie incidente E_0 . La figure 5.6 montre le profil longitudinal simulé d'une gerbe générée par un électron de 30 GeV dans du fer.

Le maximum d'énergie est déposé à une distance t_{max} :

$$t_{max} = \frac{a-1}{b} = 1,0 \left(\ln \frac{E}{E_c} + C_j \right) \quad \text{où } j = e, \gamma \quad (5.8)$$

où $C_e = -0,5$ pour les gerbes induites par des électrons et $C_\gamma = +0,5$ pour celles induites par des photons.

Le développement latéral des gerbes électromagnétiques est dû essentiellement aux diffusions multiples des électrons et aux photons Compton qui ont un parcours élevé à basse énergie. La dispersion latérale est souvent donnée en unités de rayon de Molière R_M [33] :

$$R_M = \frac{E_s}{E_c} X_0 \quad \text{avec} \quad E_s = \sqrt{4 \frac{\pi}{\alpha}} m_e c^2 = 21,2 \text{ MeV} \quad (5.9)$$

En moyenne, 90% de l'énergie totale de la gerbe est contenue dans un cylindre de rayon R_M et l'on considère que 99% de la gerbe est contenue dans $3,5 R_M$. Le profil transversal peut être paramétré par la fonction suivante [30] :

$$f(r) = \frac{2rR^2}{(r^2 + R^2)^2} \quad (5.10)$$

où R est une fonction phénoménologique dépendant de x/X_0 et de $\ln(E)$.

Le nombre maximum de particules créées, c'est à dire au point où elles ont atteint l'énergie critique, est donné par la formule suivante [33] :

$$N_{max} = \frac{E_0}{E_c} \quad (5.11)$$

où E_0 est l'énergie de la particule incidente et E_c est l'énergie critique. Ce nombre est proportionnel à l'énergie E_0 , propriété essentielle d'un calorimètre pour la mesure de l'énergie de la particule incidente.

5.1.3 Résolution en énergie

5.1.3.a Généralités

La résolution en énergie σ_E/E d'un calorimètre est traditionnellement paramétrée par la formule suivante :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \oplus \frac{c}{E} \quad (5.12)$$

où le terme a , dit stochastique, traduit les fluctuations de la gerbe, le terme b , dit constant, est lié à la qualité du détecteur (étalonnage des voies et uniformité) et le terme c provient du bruit de l'électronique de lecture. Détaillons maintenant chacun de ces termes [34].

Terme stochastique - Ce terme traduit les fluctuations photostatistiques de la gerbe. Par exemple, dans le cas d'un calorimètre homogène scintillant, une particule laissant un dépôt d'énergie E dans un canal va créer par scintillation $N \pm \sqrt{N}$ photons, dont une fraction α va atteindre les photodétecteurs et donner lieu à un signal. Ce terme α dépend de la surface occupée par les photodétecteurs et de l'efficacité quantique. Si pour chaque photoélectron on a un signal ΔS , le signal total est :

$$S = (N\alpha \pm \sqrt{N\alpha})\Delta S = N\alpha\Delta S \pm \sqrt{N\alpha}\Delta S = \langle S \rangle \pm \sigma_S \quad (5.13)$$

On en déduit :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{\sigma_S}{\langle S \rangle} = \frac{1}{\sqrt{N\alpha}} \quad (5.14)$$

Et si ϵ est l'énergie moyenne nécessaire à la création d'un photon de scintillation, nous obtenons :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{\epsilon}{E\alpha}} = \frac{a}{\sqrt{E}} \quad \text{avec} \quad a = \sqrt{\epsilon/\alpha} \quad \text{et} \quad \epsilon = E/N \quad (5.15)$$

Pour les cristaux de $PbWO_4$, ce terme est typiquement de l'ordre de 1,5% (en ne tenant pas compte pour l'instant de l'aspect photostatistique des photodétecteurs).

Terme constant - Le terme constant b traduit la capacité à contenir les fuites de gerbe, l'uniformité de la réponse (longitudinale et latérale) des canaux et la précision de l'étalonnage de chaque voie. Si pour une énergie E , on obtient le signal S , $S = C.E$ où C est la constante de calibration. On a alors :

$$dS = C.dE + dC.E \quad (5.16)$$

La dispersion du signal σ_S^2 , est donnée par la valeur moyenne du carré de cette variation $\langle dS^2 \rangle$. La résolution peut alors s'écrire :

$$\left(\frac{\sigma_S}{\langle S \rangle} \right)^2 = \frac{\langle dS^2 \rangle}{\langle S \rangle^2} = \frac{1}{\langle S \rangle^2} \times (C^2 \langle dE^2 \rangle + \langle dC^2 \rangle E^2 + 2CE \langle dC.dE \rangle) \quad (5.17)$$

Si l'on suppose qu'il n'y a pas de corrélations entre les variations des termes C et E , $\langle dC.dE \rangle = 0$. Ainsi, on obtient :

$$\left(\frac{\sigma_S}{\langle S \rangle} \right)^2 = \frac{\langle dE^2 \rangle}{E^2} + \frac{\langle dC^2 \rangle}{C^2} = \frac{a^2}{E} + b^2 \quad (5.18)$$

Soit encore :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{\sigma_S}{S} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \quad (5.19)$$

où l'on retrouve le terme stochastique a , dépendant des variations dE de l'énergie collectée, et un terme constant b qui dépend de la résolution sur les constantes d'étalonnage.

Terme de bruit électronique - Même en l'absence de dépôt d'énergie dans le calorimètre, la chaîne électronique de lecture génère un bruit gaussien S_b . Le signal mesuré est alors $S = C.E + S_b$. Si l'on reprend le calcul précédent, on a :

$$dS = C.dE + dC.E + dS_b \quad (5.20)$$

Soit, en considérant que les termes croisés $\langle dCdE \rangle$, $\langle dEdS_b \rangle$, et $\langle dCdS_b \rangle$ sont nuls

$$\sigma_S^2 = C^2 \langle dE^2 \rangle + \langle dC^2 \rangle E^2 + \langle dS_b^2 \rangle \quad (5.21)$$

Soit :

$$\left(\frac{\sigma_S}{\langle S \rangle} \right)^2 = \frac{\langle dE^2 \rangle}{E^2} + \frac{\langle dC^2 \rangle}{C^2} + \frac{dS_b^2}{C^2 E^2} \quad (5.22)$$

Soit encore en introduisant le terme de bruit électronique c :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{\sigma_S}{S} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \oplus \frac{c}{E} \quad (5.23)$$

Cette équation est une expression usuelle de la résolution en énergie d'un calorimètre.

5.1.3.b Besoins de la collaboration CMS

Le haut degré de performance du calorimètre électromagnétique de CMS requises ont été justifiées par la recherche du boson de Higgs se désintégrant en deux photons. Le boson de Higgs de basse masse (inférieure à 150 GeV) se désintégrant en deux photons a une faible largeur de désintégration, de l'ordre de quelques dizaines de MeV. La résolution en masse est alors entièrement contrainte par la résolution du détecteur. Dans le cas de la désintégration du boson de Higgs en deux photons d'énergies $E1$ et $E2$, émis avec un angle θ , la résolution sur la masse reconstruite s'écrit :

$$\frac{\sigma_M}{M} = \frac{1}{2} \left[\frac{\sigma_{E1}}{E1} \oplus \frac{\sigma_{E2}}{E2} \oplus \frac{\sigma_\theta}{\tan(\frac{\theta}{2})} \right] \quad (5.24)$$

L'énergie typique d'un photon pour un Higgs de cette masse sera d'environ 50 GeV dans le tonneau et 180 GeV dans les bouchons. Afin d'arriver à extraire le signal de désintégration du bruit de fond qui sera important à ces énergies, la collaboration CMS a choisi un calorimètre électromagnétique homogène composé de cristaux de tungstate de plomb pouvant atteindre un terme stochastique de l'ordre de 2,7% (1,5% \oplus photostatistique des photodétecteurs) et un terme constant d'environ 0,5% (nous pouvons comparer ces chiffres à ceux du calorimètre à échantillonnage d'ATLAS atteignant un terme stochastique de l'ordre de 10% et un terme constant de l'ordre 0,7%). La formule 5.24 met en évidence un point important et trop souvent négligé : la contribution de la résolution en position du détecteur est aussi importante que la résolution en énergie. En particulier pour la mesure des photons, CMS devra obtenir une résolution en position meilleure que le millimètre.

5.2 Le calorimètre à cristaux $PbWO_4$ de CMS

L'environnement de CMS est particulièrement hostile : champ magnétique de 4 teslas, fréquence du LHC de 40 MHz, doses de radiations mesurées en kGy par année lors de la période de luminosité maximum. L'expérience CMS a choisi un calorimètre électromagnétique homogène constitué de 75848 cristaux très denses ($\rho = 8,28 \text{ g.cm}^{-3}$) de tungstate de plomb $PbWO_4$.

Le tableau 5.1 présente certains paramètres importants du $PbWO_4$, ainsi que pour quelques autres matériaux utilisés dans des calorimètres homogènes (les verres ne sont pas mentionnés car ils ne résistent pas aux radiations). Le choix approprié d'un matériau va dépendre de l'application particulière que l'on veut en faire (résolution, coût, espace requis, etc.). Dans la suite de ce chapitre, nous allons justifier le choix de ces cristaux $PbWO_4$ pour le calorimètre ECAL de CMS, puis nous allons décrire les choix technologiques ainsi que leur justification pour la physique au LHC.

Matériau	Densité (g.cm^{-3})	$X_0(\text{cm})$	$R_M(\text{cm})$	Émission de lumière			
				Coeff. de tempé- rature(%/°C)	Taux de lumière relatif	Pic $\lambda(\text{nm})$	Temps d'émission (ns)
Plomb	11,35	0,56	1,22	-	-	-	-
NaI(Ta)	3,67	2,59	4,8	≈ 0	1,00	410	230
BGO	7,13	1,12	2,3	-1,6	0,18	480	300
CsI(dopé)	4,51	1,85	3,5	-0,6	0,20	315	16
CeF_3	6,16	1,68	2,6	0,14	0,08	340	25
$PbWO_4$	8,28	0,89	2,19	-2	0,01	440	5-15

TAB. 5.1: Caractéristiques physiques de quelques matériaux utilisés dans les calorimètres électromagnétiques.

5.2.1 Les cristaux de $PbWO_4$

Les cristaux de tungstate de plomb ont été choisis pour leur compacité, leur réponse rapide et leur aptitude à résister au fort taux de radiation. La figure 5.7 montre une photographie d'un cristal du tonneau. Ces cristaux ont une géométrie tronç-pyramidale : les cristaux du tonneau, par exemple, ont des dimensions transverses d'approximativement $2,2 \times 2,2 \text{ cm}^2$ pour la face avant (il y a 17 formes de cristaux différentes) et de $2,6 \times 2,6 \text{ cm}^2$ pour la face arrière, ceci pour une longueur de 23 cm. Le paragraphe 5.1.1 a décrit les paramètres appropriés affectant directement les performances physiques des calorimètres électromagnétiques en général ; nous allons décrire maintenant les propriétés attractives de ces paramètres pour les cristaux de $PbWO_4$.

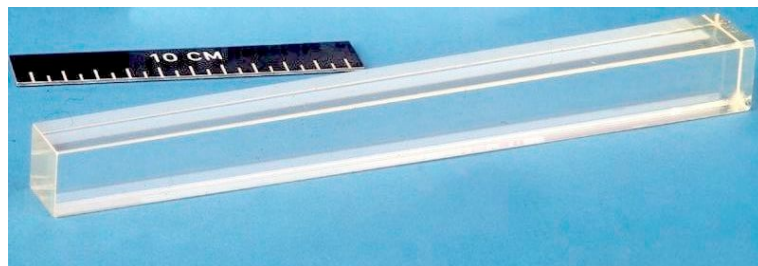


FIG. 5.7: Photographie d'un cristal du tonneau.

5.2.1.a X_0 - Longueur de radiation

La longueur de radiation d'un calorimètre est très importante car elle détermine sa taille : plus la longueur de radiation sera petite, plus le calorimètre sera compact.

Pour le tungstate de plomb, elle est de 0,89 cm ; les 23 cm de longueur des cristaux du tonneau représentent 25,8 X_0 , ce qui apporte les avantages suivants :

- La gerbe est contenue complètement longitudinalement dans le cristal et les fuites arrière sont minimisées (voir figure 5.8), évitant alors les fluctuations dans la mesure de l'énergie. Cela influe sur le terme constant de la résolution en énergie : avec les 25,8 X_0 , la contribution au terme constant est inférieure à 0,2% et peut être considérée comme négligeable.
- Ceci est compatible avec la volonté de la collaboration de mettre toute la calorimétrie du détecteur (calorimètre électromagnétique + calorimètre hadronique) à l'intérieur du solénoïde supraconducteur afin de ne pas dégrader la résolution.

Le principal désavantage de ce choix est l'absence d'échantillonnage en profondeur, ce qui limite les performances du ECAL pour la reconnaissance des particules.

5.2.1.b R_M - Rayon de Molière

La granularité d'un calorimètre représente la segmentation angulaire $\Delta\eta \times \Delta\phi$ du canal de base du détecteur. Elle va augmenter avec la taille de ce canal et avec la diminution du rayon du cylindre du calorimètre. Un petit rayon de Molière va permettre de contenir le maximum de la gerbe dans ce canal et ainsi de garder une bonne granularité du détecteur tout en minimisant son rayon et donc sa taille.

Le rayon de Molière est d'environ 2,2 cm pour le $PbWO_4$. Les bénéfices sont multiples :

- Cela permet de garder une fine granularité sur toute la région angulaire $|\eta| < 3,0$ couverte par le calorimètre avec un rayon raisonnable (le rayon du ECAL est de 1,29 m seulement), deuxième contrainte pour garder tout le système calorimétrique dans le solénoïde supraconducteur.
- Moins de cristaux sont nécessaires afin de contenir latéralement la gerbe (voir figure 5.8) : une matrice de 5×5 cristaux habituellement utilisée contient 97% de l'énergie incidente. Les fluctuations de gerbe latérales sont minimisées et leur contribution au terme stochastique de la résolution est d'environ 1,5%. Cela améliore également l'efficacité d'isolation.
- La résolution en position est de l'ordre du millimètre (en fait, comme nous le verrons elle dépend de l'énergie), ce qui est excellent et est très important pour la résolution en masse des particules reconstruites avec des photons (voir équation 5.24).

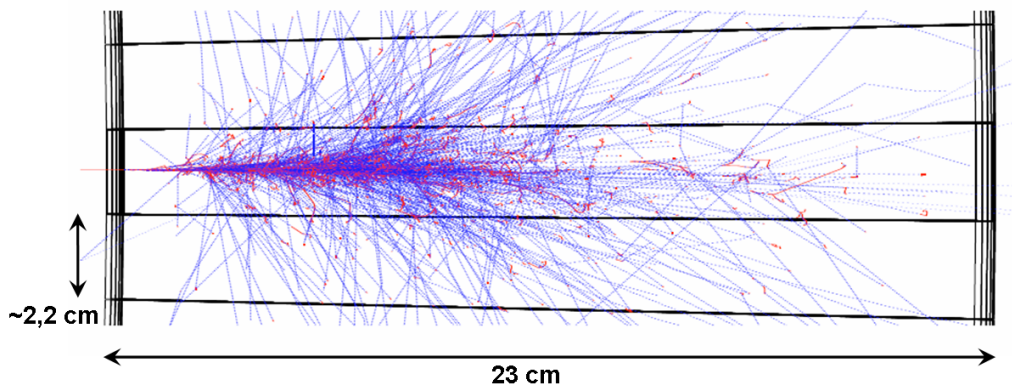


FIG. 5.8: Illustration d'un électron de 10 GeV (incident de la gauche) dans un cristal de tungstate de plomb du tonneau. Les lignes pointillées représentent les photons produits ; les lignes pleines représentent les électrons et positrons produits par création de paire.

5.2.1.c Temps de scintillation

C'est le temps d'émission de la lumière de scintillation. Il va dépendre de l'utilisation du détecteur : si l'on a besoin d'une réponse rapide du calorimètre, il faut que ce temps soit le plus court possible.

Le temps d'émission de la lumière dans le $PbWO_4$ est de 15 ns, soit du même ordre de grandeur que la fréquence de croisement des paquets. C'est un avantage car, pour réduire le bruit, l'électronique de lecture du ECAL à besoin de moins d'échantillons temporels pour reconstruire l'énergie avec une bonne précision. Ce choix permet aussi un gain non négligeable sur la taille d'un événement du ECAL.

5.2.1.d Taux de lumière détectée (noté LY pour "Light Yield")

C'est la quantité de lumière détectée par unité d'énergie déposée, généralement exprimée en nombre de photoélectrons par MeV. Elle doit être la plus élevée possible.

Le taux de lumière est malheureusement assez faible pour le $PbWO_4$, ce qui va être un des seuls défauts de ce choix qui, comme nous allons le voir, va être compensé par des choix judicieux d'amplification. Étant donné que le taux de lumière est faible, la lumière doit être amplifiée par des photodétecteurs mais :

- L'amplification va introduire du bruit.
- Les amplificateurs standard (tubes PM par exemple) ne peuvent pas fonctionner correctement dans un champ magnétique de 4 teslas.

Ces problèmes ont été très bien surmontés grâce à l'utilisation de photodétecteurs performants, les photodiodes à avalanche en silicium (APD) et les phototriodes à vide (VPT) dont les performances seront détaillées dans le paragraphe 5.2.3. La figure 5.9 montre le taux de lumière produite en photoélectrons par MeV mesuré pour environ 50000 cristaux. Les mesures ont été faites avec des tubes PM. La valeur moyenne est de 10,25 p.e./MeV mesurée avec un PM qui couvre toute la surface arrière du cristal (ce qui est équivalent à environ 5 p.e./MeV pour un cristal équipé avec deux APD).

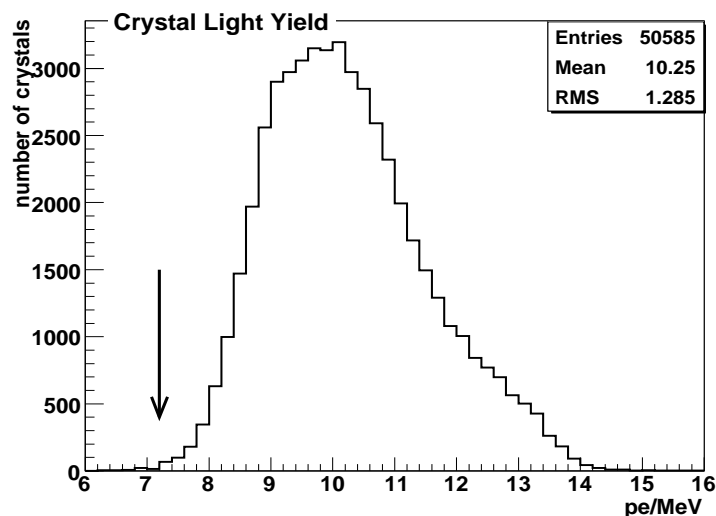


FIG. 5.9: Distribution du taux de lumière détectée avec des tubes PM. La flèche montre la coupure en acceptation des cristaux [35].

Un autre inconvénient dû au choix de ces cristaux va être la variation du taux de lumière avec la température, comme le montre la figure 5.10. À température ambiante, la variation est de l'ordre de $-2\%/^{\circ}\text{C}$ [19]. Cet effet influe sur le terme constant de la résolution : l'ensemble du calorimètre électromagnétique doit donc impérativement être réglé à une température très stable ($18^{\circ}\text{C} \pm 0,1^{\circ}\text{C}$) afin d'obtenir une contribution au terme constant inférieure à $0,4\%$.

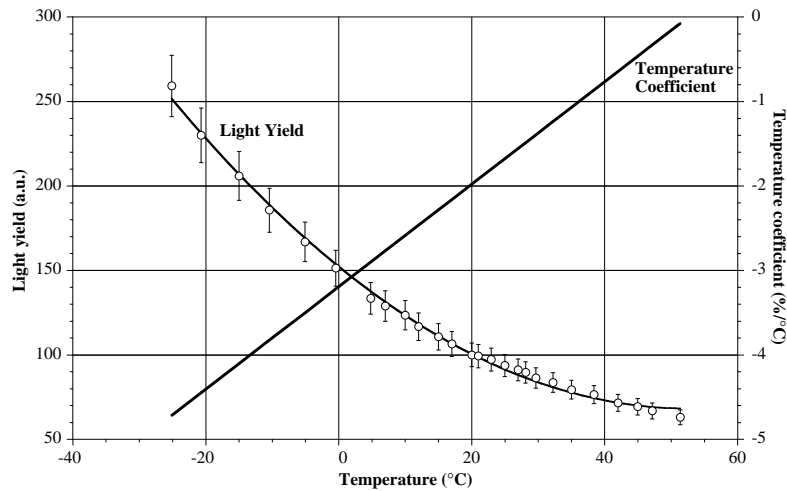


FIG. 5.10: Variation du taux de lumière des cristaux en fonction de la température [19].

5.2.1.e Spectre d'émission

Ce sont les longueurs d'ondes émises par la scintillation du cristal. Ce paramètre va gouverner le choix du photodétecteur.

Le tungstate de plomb est un scintillateur intrinsèque : il émet sa lumière de scintillation en une seule étape et directement dans le visible, permettant alors une émission de lumière rapide. Le pic de scintillation du tungstate de plomb est autour de 440 nm (dans le bleu). La transmission longitudinale de la lumière dans le cristal va dépendre de la longueur d'onde de la lumière. La figure 5.11 nous montre la superposition de cette transmission avec le spectre de lumière de scintillation : il est clair que le spectre complet de scintillation peut être transmis au travers du cristal. mais on comprend donc que les propriétés optiques des cristaux de PbWO_4 vont être cruciales pour avoir un taux de lumière de scintillation détectée maximum. La suite de ce chapitre va décrire plus en détail ces propriétés.

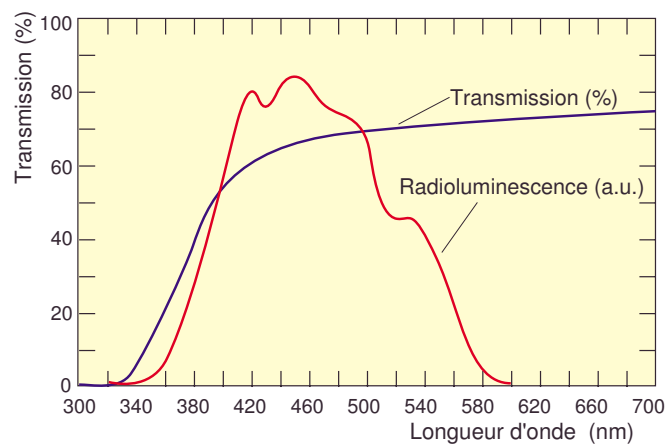


FIG. 5.11: Spectre de scintillation du PbWO_4 , ainsi que sa transmission longitudinale.

5.2.1.f Propriétés optiques

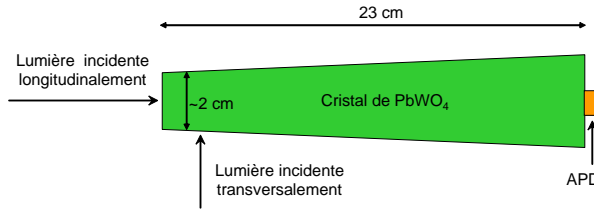


FIG. 5.12: Représentation schématique d'un cristal de $PbWO_4$, montrant les dimensions approximatives ainsi que la position du photodétecteur (APD) et les directions d'incidence de la lumière et/ou des particules pour différents tests.

La figure 5.12 montre une représentation schématique d'un cristal de $PbWO_4$ du tonneau : on représente les directions d'incidence de la lumière et/ou des particules pour les tests des transmissions longitudinale et transverse.

Transmissions longitudinale et transverse

La transmission longitudinale de la lumière de scintillation dans le cristal est un paramètre très important car il faut qu'un maximum de lumière arrive au photodétecteur à l'arrière du cristal afin d'optimiser la résolution en énergie du détecteur. Cette transmission, mesurée en pourcentage de la lumière incidente, va dépendre de la longueur d'onde et doit être maximisée pour la longueur d'onde du pic de lumière scintillée. Le taux de lumière détectée est directement corrélé avec la transmission longitudinale par la formule suivante :

$$LY = \int S(\lambda)T(\lambda)^n \epsilon_{pm}(\lambda) d\lambda \quad (5.25)$$

où $S(\lambda)$ est le spectre d'émission, $T(\lambda)$ est la courbe de transmission, n est le parcours moyen de la lumière dans le cristal et $\epsilon_{pm}(\lambda)$ est l'efficacité quantique du photodétecteur.

Comme nous le montre la figure 5.11, les cristaux de $PbWO_4$ ont une très faible transmission pour des longueurs d'onde inférieures à 380 nm. Pour éviter une perte de transmission de la lumière de scintillation, on utilise des dopants (le niobium et l'yttrium) qui suppriment certaines bandes d'absorption dans le cristal en augmentant la transmission aux petites longueurs d'onde. On utilise ces dopants car leur rayon atomique est assez petit pour leur permettre de rentrer dans la structure cristalline du tungstate de plomb. La figure 5.13 montre les courbes de transmission pour des cristaux non dopés et dopés.

Dans CMS, les particules seront incidentes longitudinalement (de la gauche sur la figure 5.12) et c'est aussi la manière standard de tester les cristaux en faisceau. Cependant la mesure de la transmission transverse des cristaux est aussi nécessaire afin de vérifier la bonne homogénéité des cristaux sur toute leur longueur, la profondeur du dépôt maximum d'énergie de la gerbe dépendant logarithmiquement de l'énergie de la particule incidente ; une inhomogénéité induirait alors une non linéarité de la mesure de l'énergie et dégraderait la résolution du détecteur.

La transmission pour les cristaux dopés au niobium augmente beaucoup plus rapidement avec la longueur d'onde et la transmission longitudinale (au travers de 23 cm de cristal) est virtuellement la même que la transmission transverse dans ce cas. Ces dopants sont particulièrement importants pour le contrôle de l'absorption induite par les radiations : nous reviendrons sur ce point lorsque nous présenterons la résistance aux radiations.

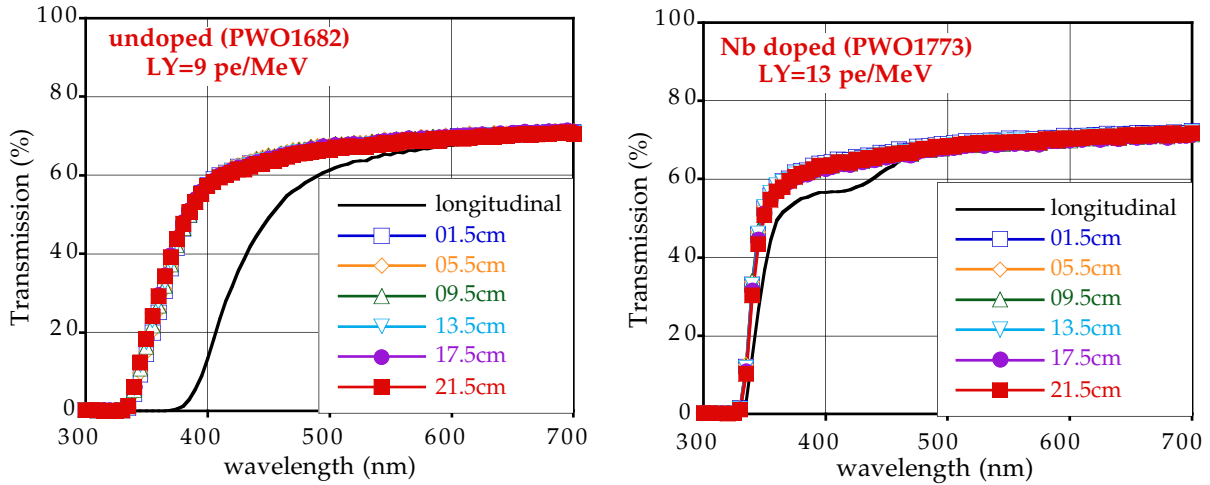


FIG. 5.13: Courbes de transmission pour des cristaux non dopés et dopés au Niobium. La ligne pleine montre la transmission longitudinale et les points de données représentent la transmission transverse mesurée sur la longueur du cristal [36].

Uniformité longitudinale

Un autre paramètre important est le taux de lumière mesuré en fonction de la distance entre la face avant du cristal et le photodétecteur. La forme tronc-pyramidale des cristaux a un effet focalisant sur la lumière à l'intérieur du cristal : la lumière produite sur la face avant du cristal (le plus loin du photodétecteur) est plus focalisée, et ainsi a plus de chance d'être détectée par le photodétecteur que la lumière produite vers l'arrière du cristal. Cependant, si la longueur d'absorption du cristal est relativement courte, la lumière produite à l'avant du cristal a plus de chance d'être absorbée que celle produite à l'arrière. Le taux de lumière détectée est ainsi une fonction de la position le long du cristal [37], comme illustré sur la figure 5.14.

La figure 5.15 montre la courbe idéale du taux de lumière détectée en fonction de la distance à partir de l'APD. Cette courbe idéale peut se décomposer en trois parties distinctes :

- pour la région allant de la face avant jusqu'à une profondeur de $3X_0$, le taux de lumière peut varier de 20% sans que cela n'affecte la résolution en énergie.
- pour la région allant de $3X_0$ à $13X_0$ (moitié du cristal) : on se situe dans la zone où la gerbe a son dépôt d'énergie maximum (rappelons que la position de ce dépôt varie avec le logarithme de l'énergie - voir équation 5.8) et le taux de lumière doit être constant. Pour illustrer une éventuelle variation de lumière, on définit le FNUF ("Front Non Uniformity") comme étant :

$$FNUF = \frac{1}{LY} \frac{dLY}{dX} \quad \text{pour } 3X_0 < X < 13X_0 \quad (5.26)$$

Une valeur de $FNUF < \pm 0,45/X_0$ (la pente pouvant être positive ou négative) à été choisie afin d'avoir une contribution de 0,3% au maximum au terme constant de la résolution.

- pour la région supérieure à $13X_0$, c'est à dire la seconde moitié du cristal, le taux de lumière détectée doit croître linéairement de 10% dans cette région pour devenir maximum près de l'APD, ceci afin qu'une gerbe se développant tardivement ait son signal augmenté. On définit le RNUF ("Rear Non Uniformity") comme étant la variation

$$RNUF = \frac{1}{LY} \frac{dLY}{dX} \quad \text{pour } 13X_0 < X < 25,8X_0 \quad (5.27)$$

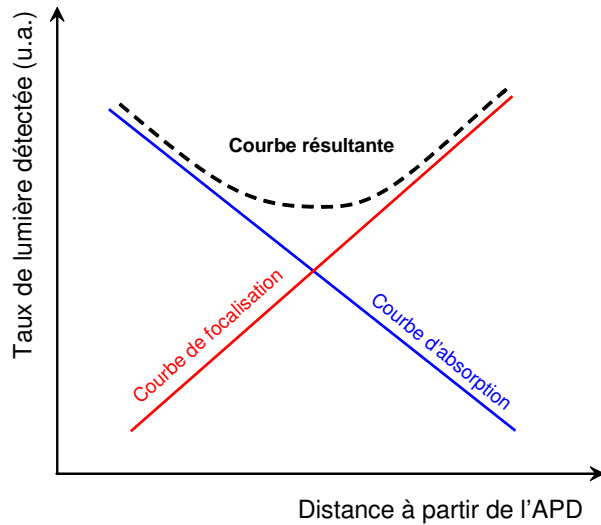


FIG. 5.14: Courbe de collection de lumière longitudinale produite par la concurrence des effets de focalisation et d'absorption.

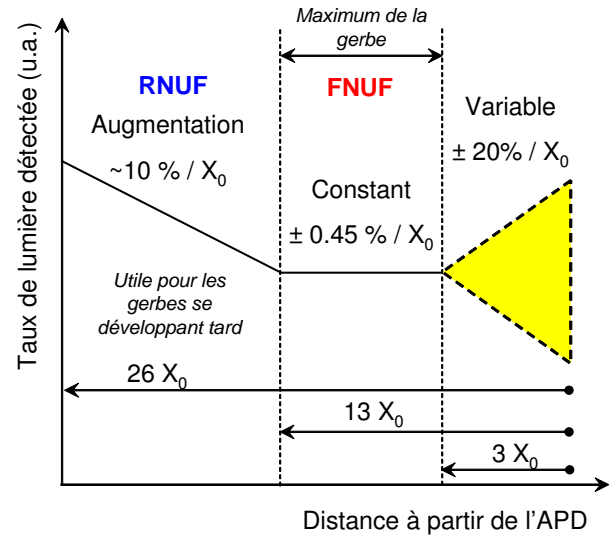


FIG. 5.15: Courbe de collection de lumière idéale; la région ombrée correspond aux tolérances requises pour sélectionner un cristal.

Les cristaux produits ont cependant montré une augmentation notable de leurs longueurs d'absorption, favorisant ainsi l'effet focalisant dans les courbes de collection de lumière et donc privilégiant de plus grandes valeurs de FNUF supérieures aux valeurs de la courbe idéale. Pour remédier à ceci et privilégier une plus grande diffusion de la lumière dans le cristal, il a été décidé de procéder au dépolissage d'une des faces du cristal. On obtient ainsi des valeurs de FNUF beaucoup plus petites et se rapprochant plus du cas idéal comme le montre la figure 5.16. La figure 5.17 montre la distribution de FNUF obtenue après dépolissage pour environ 50000 cristaux sélectionnés.

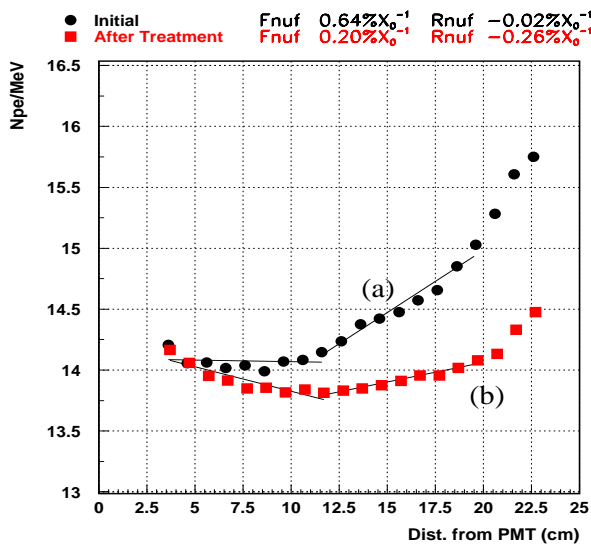


FIG. 5.16: Taux de lumière en fonction de la distance au photodétecteur, avec (b) et sans (a) uniformisation du cristal par polissage[38]. Le FNUF et le RNUF sont mesurés pour les deux cas.

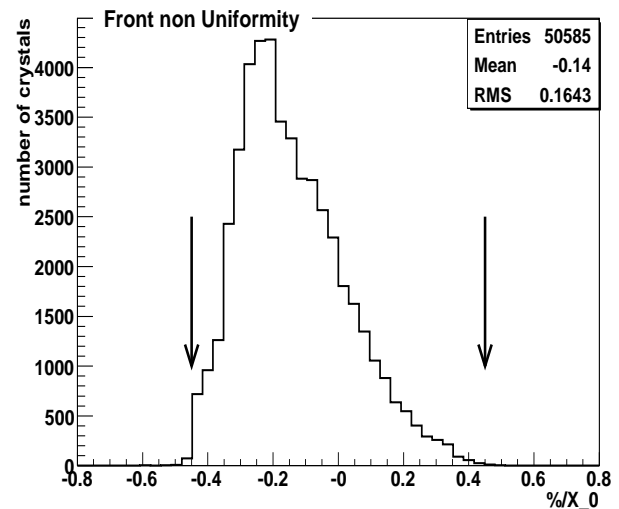


FIG. 5.17: Distribution en non uniformité avant pour environ 50000 cristaux, les flèches noires montrent la coupure en acceptation des cristaux correspondant à $\pm 0,45 X_0$ [35].

5.2.1.g Résistance aux radiations

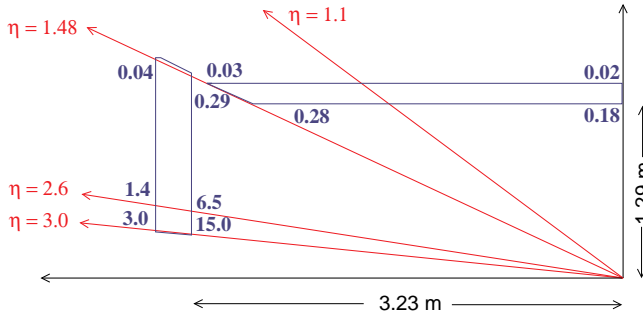


FIG. 5.18: Doses de radiations prédites en Gy/h à différents endroits du calorimètre pour une luminosité de $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ [19].

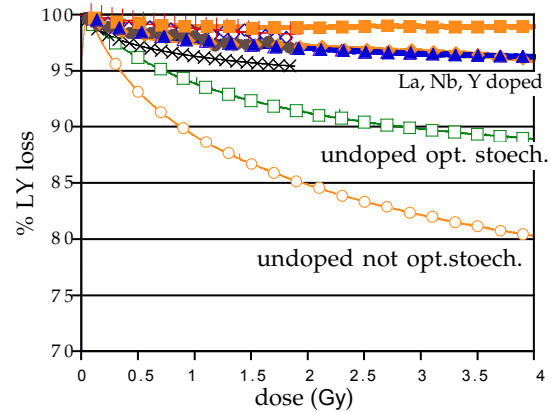


FIG. 5.19: Taux de lumière en fonction de la dose de radiations pour différents types de cristaux de $PbWO_4$ [36].

Comme mentionné précédemment, l'environnement radioactif du détecteur auprès du LHC va être important à haute luminosité. Les doses prédites au niveau du calorimètre électromagnétique dépendent de la pseudo-rapacité et sont montrées sur la figure 5.18.

Nous avons vu que les cristaux de tungstate de plomb ont été choisis pour leur excellente résolution en énergie et pour rendre le calorimètre compact, mais leur inconvénient est qu'ils ne sont pas complètement résistants aux radiations.

L'effet de ces radiations induit des centres colorés [39] qui réduisent la transparence des cristaux, et par conséquent la quantité de lumière détectée. Il faut souligner que le phénomène de scintillation qui est un mécanisme intrinsèque au cristal n'est pas du tout affecté par ces radiations, seul le transport de la lumière dans le cristal est affecté [19]. Durant ces dix dernières années, des études ont été faites pour améliorer leur tenue aux radiations. Des progrès décisifs ont été réalisés :

- en ajustant leur stœchiométrie (avec le rapport entre l'oxyde de plomb et le trioxyde de tungstène) ;
- en dopant chaque composant ou les deux à la fois ;
- en contrôlant rigoureusement leur pureté.

La figure 5.19 montre la variation de la quantité de lumière collectée pour des doses cumulées de quelques grays pour différents traitements. On voit clairement sur cette figure que l'optimisation de la stœchiométrie ainsi que le dopage des cristaux augmentent de manière significative la quantité de lumière collectée sous irradiation preuve que l'on a accru la résistance du matériau aux radiations.

Comme le suggère la figure 5.19 et ce qui est confirmé par des tests en faisceau dédiés, la décroissance de la réponse des cristaux arrive très vite à une saturation dont le niveau dépend du taux de radiations. Si l'on stoppe l'irradiation, la plupart des cristaux récupèrent avec une constante de temps (dépendante de la température) qui va d'une dizaine à une centaine d'heures selon la nature des cristaux. Il a aussi été montré par des tests complémentaires que les neutrons ne génèrent aucun dommage dans ces cristaux de tungstate de plomb.

Bien que la tenue aux radiations des cristaux ait été améliorée, il reste néanmoins une variation résiduelle, typiquement de 4 à 5% pour les cristaux du tonneau et à haute luminosité, que l'on devra corriger. Pour corriger cette variation de réponse des cristaux, puisque le phénomène de scintillation n'est en aucun cas affecté par les radiations, on a construit un système qui mesure à intervalles réguliers la transparence des cristaux à une longueur d'onde de 440 nm correspondant au pic du spectre de scintillation des cristaux. La lumière d'un LASER est injectée sur la face avant de chaque cristal au travers d'un système de distribution de lumière par fibre optique. Nous décrirons cette correction dans le paragraphe 5.2.6.

5.2.2 Géométrie du calorimètre

Le calorimètre électromagnétique, composé en tout de 75848 cristaux, se décompose en deux parties : un détecteur cylindrique principal, le tonneau, et deux parties situées chacune aux extrémités du tonneau servant à rendre le détecteur hermétique, les bouchons. Les bouchons sont équipés d'un détecteur de pied de gerbe dont l'utilisation sera détaillée dans la section 5.2.5. Nous allons à présent décrire ces deux parties.

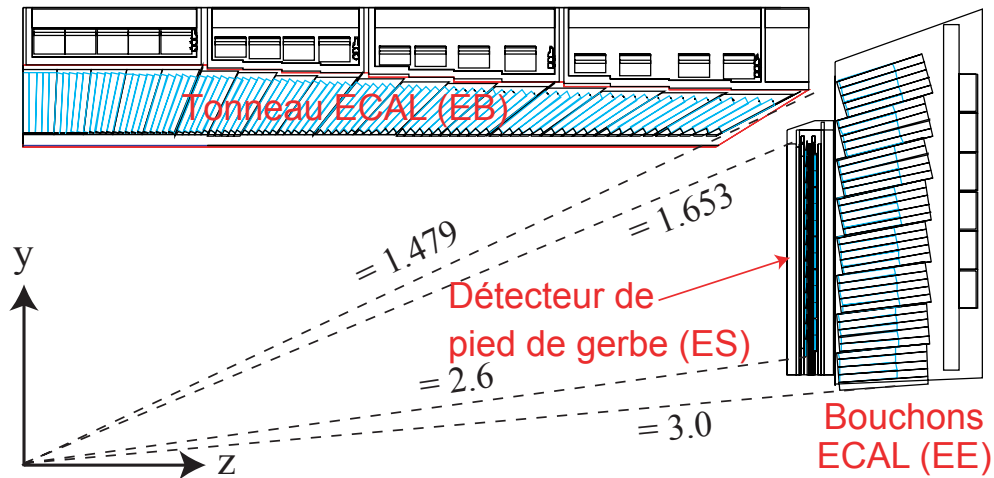


FIG. 5.20: Vue générale d'un quadrant du ECAL.

5.2.2.a Le tonneau

Le tonneau du ECAL (appelé EB sur la figure 5.20) est constitué d'un cylindre de rayon interne 1290 mm et de longueur 3045 mm. Il couvre la région de rapidité $|\eta| < 1,479$. Il est inséré entre le trajectomètre interne et le tonneau du calorimètre hadronique (HB). La granularité est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,0174 \times 0,0174 \text{ rad}^2$ sur toute la région couverte par le tonneau. Il y a 360 cristaux par anneau en ϕ (soit 1° par cristal) et 2×85 cristaux sur une ligne en η , soit un total de 61200 cristaux.

Ces 61200 cristaux sont tout d'abord groupés par 2 selon ϕ et par 5 selon η , soit 10 cristaux contenus dans une structure alvéolaire, formant un sous-module (voir figure 5.21). Les cristaux du tonneau ont une forme tronç-pyramidale : les dimensions transverses sont d'environ $22 \times 22 \text{ mm}^2$ pour la face avant et de $26 \times 26 \text{ mm}^2$ pour la face arrière, et ils ont une longueur de 230 mm. Il y a 17 formes de cristaux différentes afin de conserver une géométrie quasi-pointante du ECAL. C'est une géométrie quasi-pointante car les cristaux sont dépointés d'un angle de 3° selon η et ϕ par rapport au centre géométrique du détecteur (voir figure 5.24), ceci afin de réduire les effets des espaces inter-cristaux. L'alvéole est constituée de deux couches de matériau composite de faible densité. La première couche (la plus proche des cristaux) est une feuille de $25 \mu\text{m}$ d'aluminium qui sert de réflecteur à la lumière produite dans le cristal. La seconde couche est une résine de fibre de verre epoxy d'épaisseur $75 \mu\text{m}$. L'ensemble induit un espace inter-cristal de $400 \mu\text{m}$ au maximum à l'intérieur du sous-module. L'espace entre deux sous-modules adjacents est au maximum $600 \mu\text{m}$.

Les sous-modules sont ensuite assemblés en groupes de 500 cristaux (10×5 cristaux, on les nomme type 1) et de 400 cristaux (10×4 , on les nomme type 2, 3, 4) pour former un module (voir figure 5.22). Un super-module va être formé de chacun des 4 types de modules, soit 1700 cristaux au total, comme montré sur la figure 5.23. Les modules sont séparés par des espaces de 6 mm. Le super-module va assurer la rigidité mécanique ainsi que l'infrastructure pour le système de refroidissement (rappelons qu'il est nécessaire de stabiliser la température du calorimètre à $0,1^\circ$ près afin de conserver un taux de lumière constant) ; chaque super-module pèse environ 2 tonnes.

Un super-module couvre une région de 20° en ϕ et un région en η entre 0 et 1,479. Il y a donc 2 super-modules en η et 18 en ϕ , soit 36 super-modules, tous identiques, au total dans le tonneau.

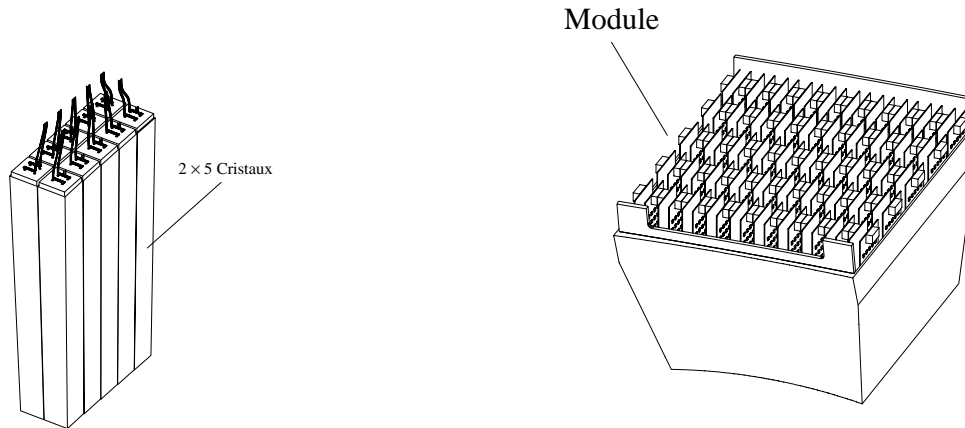


FIG. 5.21: Vue d'un sous-module du tonneau.

FIG. 5.22: Vue d'un module du tonneau.

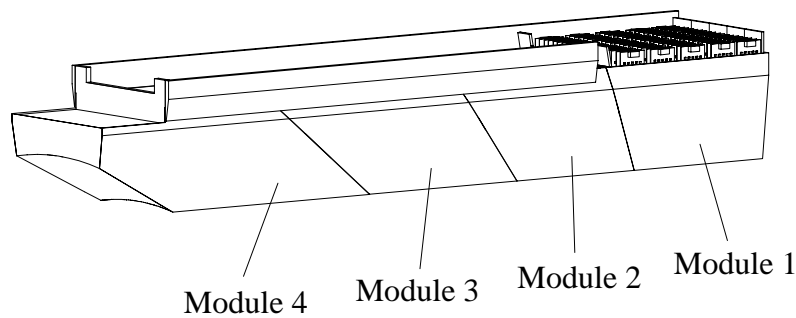


FIG. 5.23: Vue d'un supermodule du tonneau.

5.2.2.b Les bouchons

Les bouchons (EB sur la figure 5.20) couvrent la région $1,479 < \eta < 3,0$. La distance théorique entre le point d'interaction et les cristaux est de 3144 mm. Afin d'avoir la précision spatiale nécessaire (de l'ordre du mm) à l'avant du détecteur, un détecteur de pied de gerbe pouvant mesurer précisément la position des particules incidentes est placé devant les cristaux (voir figure 5.20). Ce détecteur va rajouter environ $3X_0$ de matériau absorbant permettant alors de raccourcir la longueur des cristaux de 1 cm (soit 220 mm). La géométrie est alors différente de celle du tonneau : les cristaux ont des faces avant et arrières légèrement plus grandes, et ont une forme tronc-pyramidale différente, ceci afin de garder la géométrie non pointante selon les deux directions η et ϕ (ils pointent à 1300 mm du vertex et le dépointage s'étend de 3° à 8°). Les cristaux sont tous identiques, avec une surface avant constante de $28,62 \times 28,62 \text{ mm}^2$ et une surface arrière de $30 \times 30 \text{ mm}^2$: la granularité va alors varier progressivement selon η jusqu'à atteindre une valeur de $\Delta\eta = 0,05$, mais cela ne va pas avoir d'effet sur la résolution en position qui est mesurée par le détecteur de pied de gerbe.

Les cristaux sont groupés en super-cristaux constitués de matrices de 5×5 cristaux et sont placés dans des structures alvéolaires en fibre de carbone. Chaque bouchon est constitué de deux "dés" et chaque "dé" contient 3662 cristaux. Un "dé" est composé de 138 super-cristaux standards et de 18 super-cristaux partiels sur la circonférence interne et externe. Ces super-cristaux sont arrangés en lignes horizontales et verticales, comme montré sur la figure 5.25.

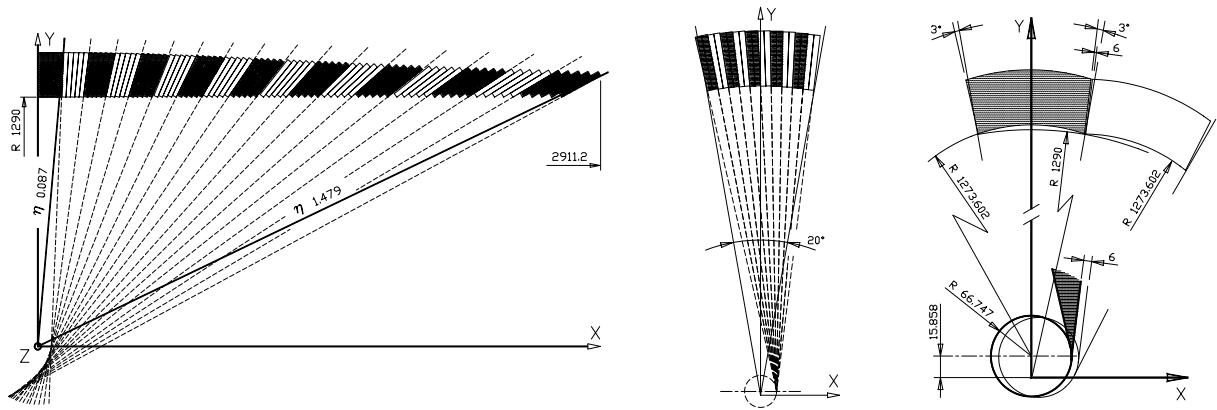


FIG. 5.24: Représentation de la géométrie non-pointante des cristaux selon la direction η à gauche, et selon ϕ à droite.

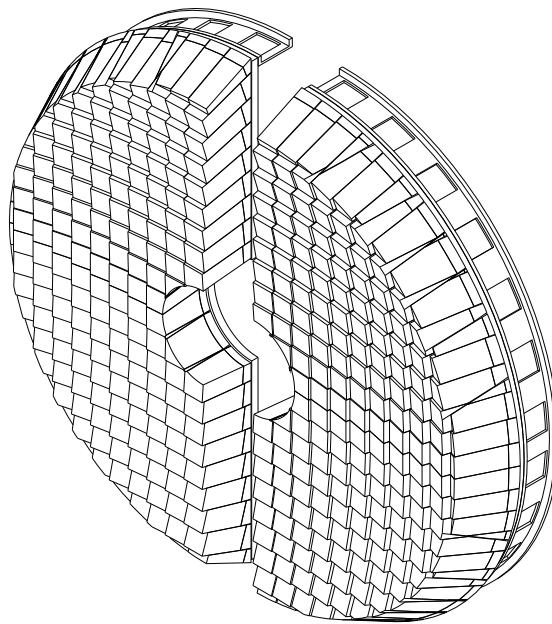


FIG. 5.25: Disposition des supercristaux dans les bouchons.

5.2.3 Photodétecteurs

L'émission de lumière relativement faible des cristaux de tungstate de plomb impose des conditions sévères sur les choix des photodétecteurs à utiliser : ils doivent avoir une amplification interne ainsi qu'un bruit faible. De plus, ils doivent pouvoir fonctionner dans un champ magnétique de 4 teslas, s'adapter à la géométrie compacte de CMS, et résister aux très hautes doses de radiations pendant la durée de l'expérience. À cause de ces contraintes, deux types de détecteurs ont alors été développés : les photodiodes à avalanche (APD) pour le tonneau du ECAL, et les phototriodes à vide (VPT) pour les bouchons, là où le taux de radiation est le plus grand.

5.2.3.a Les photodiodes à avalanche - APD

Les conditions pour avoir un photodétecteur amplificateur compact pouvant être utilisé en champ magnétique élevé sont satisfaites par un type de détecteur au silicium appelé photodiode à avalanche. Ces appareils contiennent une région multiplicatrice qui peut donner un très grand gain (plusieurs centaines) selon la manière dont elles sont fabriquées (dopage). Une vue schématique est donnée par la figure 5.26.

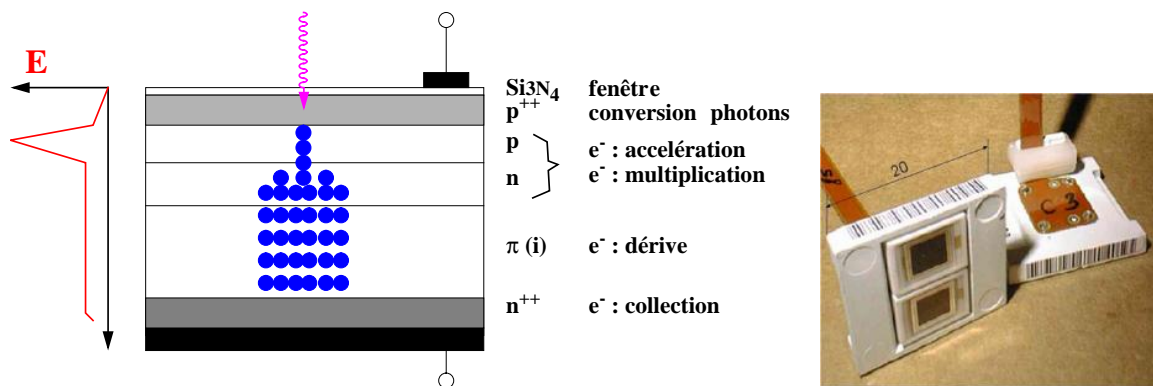


FIG. 5.26: Vue schématique d'une APD et photographie de deux APD montées ensemble

Le principe amplificateur des photodiodes APD peut être résumé de la manière suivante : un photon incident se convertit en paire électron-trou sur la couche p_{++} , l'électron est ensuite accéléré par un champ électrique intense de l'ordre de 10^5 Vm^{-1} ce qui en même temps provoque une multiplication des électrons. Le "nuage" d'électrons ainsi produit dérive vers le silicium où il est collecté.

Les APD ont de grands avantages :

- Une très bonne efficacité quantique de 75% à 440 nm, la longueur d'onde d'émission du $PBWO_4$
- Un gain interne entre 50 et 200 (dans CMS, on fonctionnera à un gain de 50).
- La capacité d'opérer dans un champ magnétique élevé.
- La compacité (environ 3 mm d'épaisseur avec la structure mécanique), motivée par la volonté de garder un calorimètre compact
- Une bonne résistance au flux de neutrons présent dans le tonneau.

mais possèdent aussi quelques inconvénients :

- Une capacité de 80 pF (minimisée grâce à la région de dérive). Une telle capacité est un inconvénient pour une utilisation à 40 MHz au LHC.
- Il est actuellement encore difficile technologiquement de fabriquer des APD de bonne qualité d'une surface supérieure à $5 \times 5 \text{ mm}^2$, ce qui représente seulement une très petite partie de la surface du cristal (environ 1/20). Cet inconvénient est en partie compensé par l'excellente efficacité quantique de l'APD (75%) et CMS a de plus choisi de placer deux APD par cristal de telle façon que les performances du détecteur ne soient pas limitées par la photostatistique. Les APD couvrent dans ce cas environ 10% de la surface du cristal. Un inconvénient de cette duplication des APD est qu'elles sont mises en parallèle et que dans ce cas leurs capacités s'ajoutent

(c'est la raison pour laquelle on se limite à deux APD par cristal). Malgré de nombreuses études, une mise en série permettant de diminuer cette capacité n'a jamais été possible.

- Le gain de ces photodétecteurs est sensible à la température car ils sont constitués de silicium sous forme cristalline. Des études ont montré que la variation du gain était de 2% par degré Celsius et donc tout à fait comparable à l'effet de température sur les cristaux de $PbWO_4$.
- Les fluctuations de courant de fuite augmentent avec les dommages dus aux radiations, ce qui empêche une utilisation dans les bouchons.

Un autre désavantage des APD est leur sensibilité potentielle aux particules ionisantes couplée à une faible émission de lumière de scintillation du cristal scintillant que l'on utilise. Une particule d'ionisation minimum (MIP) traversant une diode silicium conventionnelle PIN va déposer, en moyenne, environ 100 keV dans 300 μm de silicium. Bien que les APD soient très fines, un MIP traversant l'APD peut produire un signal non négligeable par rapport à l'énergie qu'il va déposer dans le cristal et cela peut induire des queues de grande énergie dans les distributions. L'effet d'un MIP traversant une APD est illustré par la figure 5.27.

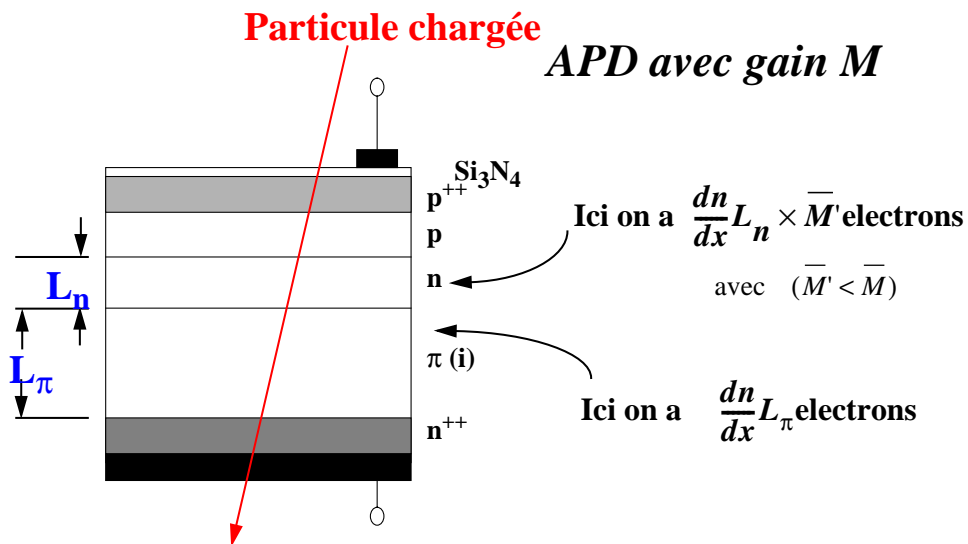


FIG. 5.27: Sensibilité d'une APD aux rayonnements ionisants

On définit alors l'épaisseur effective ϵ des APD qui est l'épaisseur que devrait avoir une diode PIN (sans gain interne) pour qu'un MIP dépose autant d'énergie par unité de gain, en moyenne, que dans une APD. On obtient la formule suivante :

$$n_e = 100(L_\pi + \epsilon M) \quad (5.28)$$

où n_e est le nombre d'électrons collectés après passage d'un MIP, L_π est la longueur de dérive des électrons et M est le gain de l'APD. L'épaisseur effective est d'environ 5 μm à un gain d'environ 50. Le signal d'un MIP traversant une APD est d'approximativement $40 \times \epsilon$ (MeV), soit environ 200 MeV. Grâce à une fabrication soignée des différentes couches de silicium, la sensibilité aux MIPs des APD du calorimètre électromagnétique de CMS a été limitée. Ceci associé aux 26 X_0 de longueur des cristaux résulte en un rapport signal lumineux sur signal produit par un MIP relativement faible. La contribution des MIPs peut être considérée comme négligeable.

Les propriétés typiques des APD sont résumées dans le tableau 5.2.

Surface active	$5 \times 5 \text{ mm}^2$
Tension nominale	340-430 V
Gain nominal	50
Capacité	$80 \pm 2 \text{ pF}$
Résistance série	$< 10 \Omega$
Courant d'obscurité	$< 50 \text{ nA}$
Efficacité quantique (430 nm)	$75 \pm 2 \%$
Sensibilité du gain à la tension ($dM/dV \times 1/M$)	$3,1 \pm 0,1 \%/ \text{ V}$
Sensibilité du gain à la température ($dM/dT \times 1/M$)	$-2,4 \pm 0,2 \%/ ^\circ \text{ C}$
Facteur d'excès de bruit	$2,1 \pm 0,2$
Epaisseur effective	$6 \pm 0,5 \mu\text{m}$
Temps de montée du signal	$< 2 \text{ ns}$

TAB. 5.2: Propriétés typiques des APD à 18° et à gain 50.*Contribution à la résolution en énergie*

La photodiode à avalanche, de par sa nature, a un impact sur la résolution en énergie. Au terme stochastique dont l'origine est la fluctuation de la gerbe au sein du cristal vient s'ajouter (de manière quadratique) la fluctuation de la multiplication des électrons primaires au sein de l'APD. Cette fluctuation est d'autant plus importante que le facteur d'excès de bruit F de la photodiode est grand [19]. Cette contribution au terme stochastique est en général dominante par rapport à celle due à la fluctuation de la gerbe. Le terme stochastique total est donné par la formule suivante :

$$a = a' \oplus \sqrt{\frac{F}{N_{pe}}} \quad (5.29)$$

où a' est le terme venant de la photostatistique du cristal, F est le facteur d'excès de bruit et N_{pe} est le nombre de photoélectrons par GeV créés à l'entrée de l'APD. Le facteur d'excès de bruit est donné par la formule suivante :

$$F \approx k \times M + \left(2 - \frac{1}{M}\right) \times (1 - k) \quad (5.30)$$

où k est le rapport des coefficients d'ionisation entre les trous et les électrons, et M est le gain de l'APD. On observe que le facteur d'excès de bruit dépend du gain des APD : une faible valeur du terme stochastique est alors un compromis entre une valeur de gain des APD assez élevée et un facteur d'excès de bruit faible. En prenant un nombre de photoélectrons $N_{pe} > 4000/\text{GeV}$ et un facteur d'excès de bruit de 2,1, on obtient une contribution au terme stochastique inférieure à 2,3%. Les APD contribuent également fortement à la dégradation du terme de bruit électronique par leur caractéristiques électriques (capacité et courant de fuite).

5.2.3.b Les phototriodes à vide - VPT

Comme mentionné précédemment, l'environnement radiatif intense dans la région des bouchons a exclu l'utilisation des APD. Des phototriodes à vide (VPT) similaires à celles utilisées par l'expérience OPAL au LEP sont utilisées. Le principe de fonctionnement des VPT est similaire aux tubes photomultiplicateurs conventionnels est bien résumé par la figure 5.28. Un photon incident produit des électrons sur la photocathode semi-transparente, ces électrons sont ensuite accélérés vers une grille servant d'anode. Ils arrivent ensuite sur la dynode où ils sont ensuite multipliés pour être ensuite récoltés. Cette configuration d'électrodes permet d'avoir un fonctionnement en champ magnétique intense. Les VPT compensent leur moins bonne efficacité quantique que les APD par une surface active plus grande. Les propriétés typiques des VPT sont résumées dans le tableau 5.3.

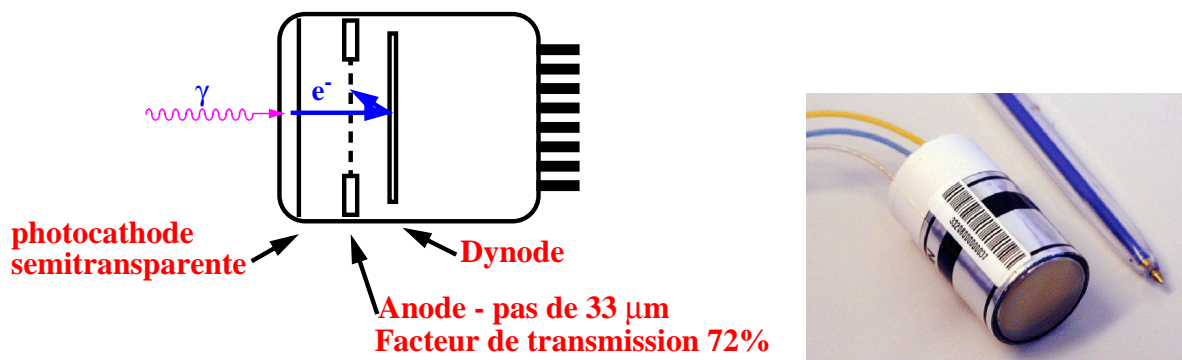


FIG. 5.28: Diagramme schématique d'une VPT et photographie d'une VPT.

Diamètre de la surface active	15 mm
Tension nominale	800-1000 V
Gain nominal (4T)	7
Courant d'obscurité	1-10 nA
Efficacité quantique (450 nm)	> 15 %
Sensibilité du gain à la tension ($dM/dV \times 1/M$)	< 0,1 %/V
Sensibilité du gain à la température ($dM/dT \times 1/M$)	< 1 %/°C
Facteur d'excès de bruit	1,5 – 2,0
Temps de montée du signal	1,5 ns

TAB. 5.3: Propriétés typiques des VPT.

5.2.4 Électronique de lecture

La chaîne de lecture des signaux issus des photodétecteurs du ECAL représente un défi technologique sans précédent : une gamme d'amplitude du signal qui s'étend du bruit (40 MeV environ) jusqu'à environ 1,8 TeV, une fréquence de 40 MHz, une bonne tenue aux radiations et une consommation la plus faible possible.

La chaîne de lecture de CMS est représentée sur la figure 5.29. La lumière issue du cristal scintillant est convertie en courant par les photodétecteurs (APD, VPT). Le courant étant relativement faible, il est amplifié par un pré-amplificateur dont le signal de sortie sera numérisé à 40 MHz grâce à un convertisseur ADC ("Analog to Digital Converter"). La résolution en énergie requise pour la physique au LHC va demander de numériser précisément toute la gamme d'amplitudes du signal : pour atteindre ce but, un ADC de 15 bits (32768 canaux) serait nécessaire. Malheureusement, le prix d'un tel circuit fonctionnant à 40 MHz est très élevé, c'est pourquoi la collaboration a choisi d'utiliser un convertisseur ADC 12 bits (4096 canaux) couplé à un pré-amplificateur de type MGPA (Multi Gain Pre Amplifier) qui fonctionne avec 3 gains différents ($\times 1$, $\times 6$ et $\times 12$) permettant ainsi, en amplifiant le signal sur 3 régions, de numériser précisément toute la gamme d'énergie requise avec seulement 4096 canaux ADC.

Les circuits MGPA et ADC sont installés sur une carte VFE (Very Front End), contenant 5 canaux, et qui va choisir parmi les trois signaux amplifiés de chaque canal celui qui ne sature pas l'ADC. Les données sont ensuite acheminées vers la carte FE (Front End) où elle sont sérialisées en signal lumineux puis transportées hors détecteur grâce à deux fibres optiques par carte : la première fibre optique va fonctionner à 40 MHz (synchrone) et sert à l'envoi d'un signal au système de déclenchement de Niveau 1, la deuxième fibre va fonctionner à 100 kHz (asynchrone) et sert au transport des échantillons numérisés. Une carte FE récolte les signaux de 5 cartes VFE et donc de 25 cristaux.

Le bruit électronique mesuré avec la chaîne de lecture complète, et contribuant au terme de bruit de la résolution en énergie, est de l'ordre de 40 MeV par canal dans le tonneau et de 150 MeV par canal dans les bouchons.

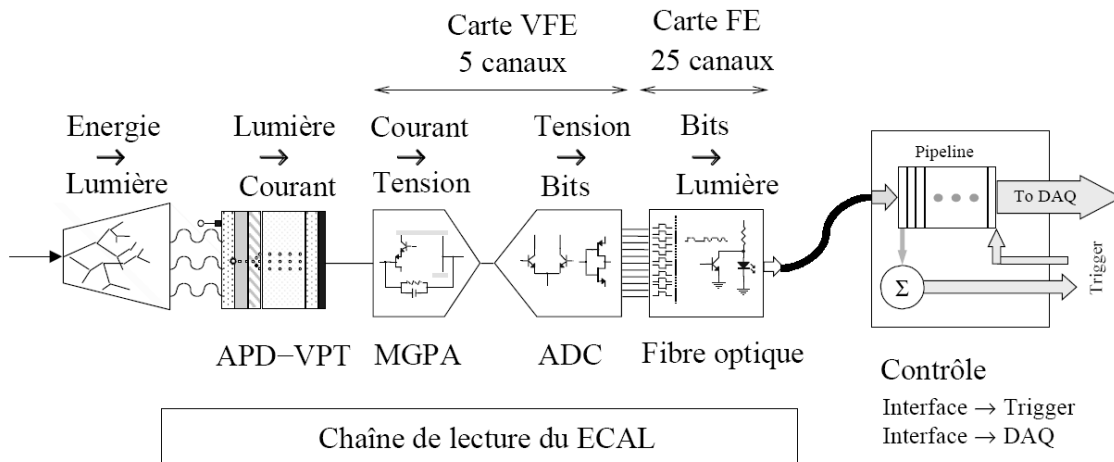


FIG. 5.29: Chaîne de lecture du ECAL.

5.2.5 Le détecteur de pied de gerbe des bouchons

Un des principaux bruits de fond réductibles du canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ vient des pions neutres qui simulent un photon isolé. Dans le tonneau, la séparation moyenne entre deux photons venant de la désintégration d'un π^0 est d'environ 1 cm au rayon du ECAL. Dans le cas où l'on détermine la position du vertex de la désintégration (à l'aide des traces chargées de plus haute énergie de l'événement), on peut utiliser les cristaux pour séparer les photons simples des paires de photons venant de π^0 . Cependant, dans les bouchons, l'énergie des pions et des photons est plus grande et la distance de séparation entre les deux photons du π^0 est plus petite, de l'ordre du millimètre. Un détecteur mesurant la position avec une granularité suffisante placé juste avant les cristaux doit être alors utilisé pour identifier et rejeter les amas calorimétriques provenant des photons de π^0 . Ce détecteur est appelé détecteur de pied de gerbe.

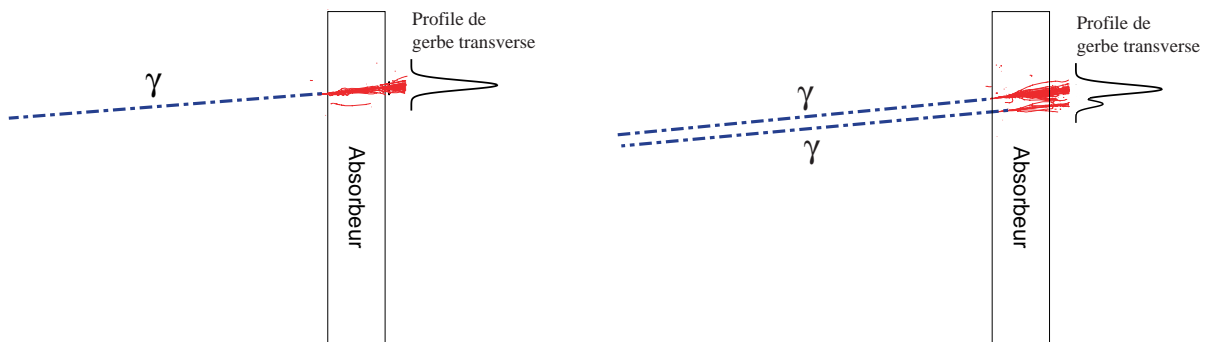


FIG. 5.30: Profil transverse de gerbe pour des photons simples ou double.

CMS a choisi d'utiliser la technique du calorimètre à échantillonnage pour construire son détecteur de pied de gerbe [40]. Pour ce faire, on associe un matériau absorbeur à un détecteur à micropistes de silicium. Le principe de base : les photons incidents sur l'absorbeur vont initier une gerbe et les électrons/positrons produits vont donner un signal dans le détecteur en silicium ; ces signaux vont permettre de mesurer la position d'incidence du (des) photon(s) initial(s). Le profil transverse de la gerbe mesuré par les détecteurs micropistes va ainsi être différent pour des photons simples et des paires de photons très proches, comme le montre la figure 5.30. Grâce à une électronique analogique spécifique, la mesure de l'énergie déposée dans les micropistes de silicium va être possible, ce qui nous permettra de corriger l'énergie déposée dans les cristaux. Cette mesure peut être réalisée grâce au grand nombre de MIPs traversant les plans de micropistes (de l'ordre d'une centaine). Cependant les fluctuations de l'énergie dans l'absorbeur vont se traduire par 5% de contribution au terme stochastique, dégradant légèrement la résolution en énergie des bouchons en dessous de 80 GeV.

La structure d'un détecteur de pied de gerbe doit être choisie soigneusement :

- L'épaisseur de l'absorbeur doit être assez importante (en terme de X_0) afin d'avoir une bonne probabilité d'initier une gerbe, mais pas excessive afin de ne pas trop dégrader la résolution en énergie. L'épaisseur optimum choisie est de $3X_0$, ceci donnant une probabilité d'initier une gerbe de 95%.
- La contenance latérale des gerbes par les cristaux est clairement une fonction de la distance entre l'absorbeur et les cristaux : le détecteur de pied de gerbe doit donc être le plus compact possible mais aussi le plus proche possible des cristaux.
- Le pas des micropistes de silicium ne doit pas être trop petit car les conditions pour la résolution en position de ne sont pas trop strictes. Les pistes sont d'environ $1,9 \text{ mm} \times 60 \text{ mm}$.

La figure 5.31 montre la conception finale du détecteur de pied de gerbe qui comprend deux couches absorbantes de plomb, d'une épaisseur d'approximativement $2X_0$ pour la première (composée d'une succession de couches aluminium-plomb-aluminium) et $1X_0$ pour la deuxième (composée de plomb), chacune suivie par un plan de détecteurs à silicium. Les détecteurs à silicium ont une surface d'environ $6 \times 6 \text{ cm}^2$, contiennent 32 pistes, et sont supportés par des cales en aluminium qui vont permettre une superposition des détecteurs dans une direction. Les deux couches de détecteur ont leur micropistes alignées dans des directions orthogonales. Les structures de refroidissement et les couches d'absorption de neutrons sont aussi montrées : en effet, les neutrons créés par interactions nucléaires dans les cristaux du ECAL peuvent endommager les détecteurs à silicium, aussi bien dans le détecteur de pied de gerbe que dans le trajectomètre ; pour réduire les effets des radiation, l'intérieur du détecteur doit être maintenu à -15°C , tout en maintenant la surface à $18 \pm 1^\circ\text{C}$ pour garder les performances optimales des bouchons du calorimètre.

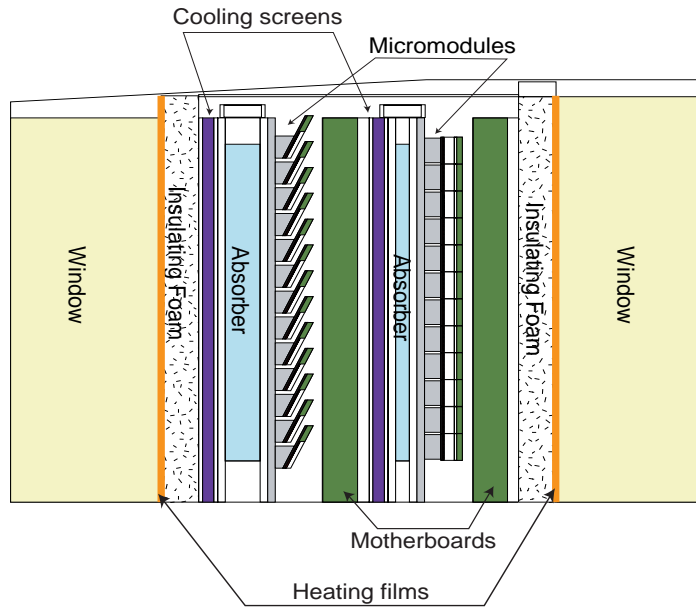


FIG. 5.31: Conception finale du détecteur de pied de gerbe, les particules incidentes arrivent de la gauche.

La résolution spatiale mesurée par les micropistes à silicium après $3X_0$ d'absorbeur, peut être approximée par la formule suivante :

$$\sigma_Y (\mu\text{m}) = \frac{1370}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 260 \quad (5.31)$$

L'énergie totale déposée dans les bouchons peut être écrite comme suivant :

$$E_{tot} = E_{cristaux} + E_{PG} \quad (5.32)$$

où $E_{cristaux}$ est l'énergie déposée dans une matrice de 3×3 cristaux et E_{PG} est l'énergie déposée dans 5 micropistes (celle avec le plus grand signal plus 4 voisines), qui peut être exprimée comme :

$$E_{PG} = \gamma(E_1 + \alpha E_2) \quad (5.33)$$

où $E_{1,2}$ sont les énergies déposées dans les deux plan de silicium et sont exprimés en nombre de MIPs, γ est un facteur de conversion de GeV en MIPs, et α est un poids relatif entre les deux plans (il est ajusté en test en faisceau afin d'obtenir la meilleure résolution possible sur E_{tot}).

Les figures 5.32 et 5.33 représentent une section transverse du détecteur de pied de gerbe à $\eta = 1,7$ avec, respectivement, un photon simple incident de $E_T=30$ GeV, et une paire de photons provenant de la désintégration d'un π^0 de $E_T=30$ GeV. On peut voir une représentation du profil de gerbe dans les deux cas.

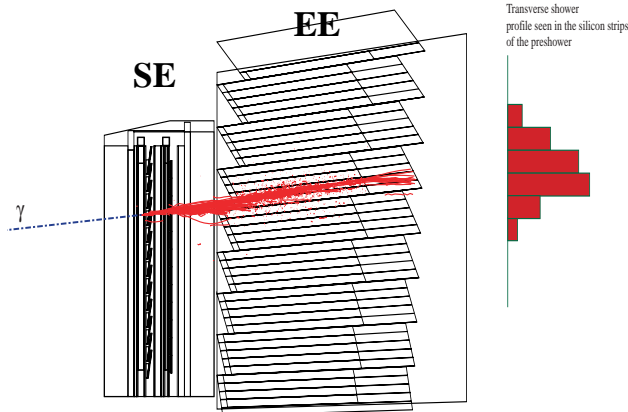


FIG. 5.32: Vue transverse du détecteur de pied de gerbe à $\eta = 1,7$ représentant un photon simple incident de $E_T=30$ GeV.

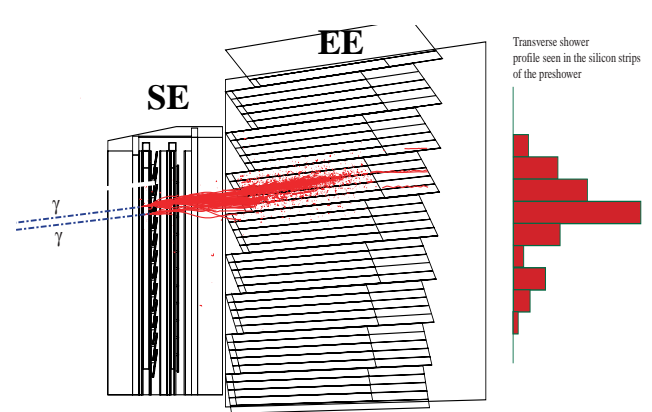


FIG. 5.33: Vue transverse du détecteur de pied de gerbe à $\eta = 1,7$ représentant une paire de photons provenant de la désintégration d'un π^0 de $E_T=30$ GeV.

5.2.6 Calibration et système de monitoring de la transparence des cristaux

5.2.6.a Calibration

Un des plus grands défis du calorimètre ECAL de CMS est d'arriver à obtenir à chaque instant de la prise de donnée une calibration très précise. En effet, La découverte potentielle d'un boson de Higgs dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ va s'appuyer sur une résolution en énergie avec un terme constant $\leq 0,5\%$. De plus, une mesure précise de sa masse va demander l'enregistrement d'un nombre d'événements assez important étalés sur plusieurs mois, voire d'années, à cause des faibles sections efficaces de production et de désintégration dans ce canal. Ces deux contraintes vont imposer d'avoir une calibration en énergie individuelle très précise de chacun des cristaux de $PbWO_4$ du détecteur, avec une précision de canal à canal inférieure à $0,4\%$, et ceci étalé sur un grand intervalle de temps.

La calibration du calorimètre va se décomposer en trois parties :

- **L'intercalibration locale** des réponses canal à canal, définissant la résolution en énergie.
- **L'intercalibration globale** entre les différentes régions du calorimètre (homogénéité de la mesure quelque soit la région d'impact de la particule).
- **La calibration absolue**, utilisée pour définir l'échelle en énergie.

Cette calibration est réalisée en deux phases :

- Dans un premier temps, **les tests en faisceaux** vont permettre d'établir les coefficients d'intercalibration avec une précision de $0,5\%$, pour un certain nombre de supermodules (9 supermodules ont été calibrés en faisceau test en 2006).
- Dans un second temps, **la calibration *in situ*** avec des événements de physique va permettre de compléter et d'affiner l'intercalibration pour arriver à une précision de $0,3\%$ ($W^\pm \rightarrow e^\pm \nu_l$, $\pi_0 \rightarrow \gamma\gamma$, etc.), ainsi que d'effectuer la calibration absolue du calorimètre ($Z^0 \rightarrow e^+e^-$). Ces canaux peuvent être utilisés car leur sections efficaces de production seront grandes au LHC : pour une luminosité nominale de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, la section efficace du canal $W^\pm \rightarrow e^\pm \nu_l$ est de l'ordre de $4,5 \text{ nb}$, correspondant à un taux de production de 45 Hz ; la section efficace du canal $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ est de l'ordre de $1,4 \text{ nb}$, correspondant à un taux de production de $5,6 \text{ Hz}$.

5.2.6.b Système de monitoring de la transparence des cristaux

Comme le montre la figure 5.19, l'environnement radioactif du calorimètre n'est pas homogène. On s'attend alors à ce que la réponse des cristaux décroisse et atteigne des niveaux de saturations différents selon leur nature et leur position. Dès les premières interactions à haute luminosité, on va donc rapidement détruire l'excellente intercalibration des cristaux et l'homogénéité de réponse du calorimètre. La correction de transparence des cristaux au moyen du système d'injection de lumière LASER est nécessaire pour rétablir à la fois la bonne résolution en énergie et son homogénéité de réponse.

La faisabilité de cette correction a été mise au point lors de tests en faisceau dédiés. La figure 5.34(a) montre l'évolution de la variation de réponse d'un cristal du tonneau à la lumière bleue d'un LASER et la variation correspondante de sa réponse aux électrons de 120 GeV pendant un cycle d'irradiation et de récupération. La figure 5.34(b) montre que les deux variations sont corrélées, ce qui peut être confirmé par un modèle d'irradiation très simple [41]. Pour une variation de réponse LASER inférieure à 5%, la variation de la réponse aux électrons d'un cristal est relié à la variation correspondante au LASER par la relation :

$$\frac{S}{S_0} = \left[\frac{R}{R_0} \right]^\alpha \quad (5.34)$$

où S et R sont, respectivement la réponse du cristal aux particules et au LASER, S_0 et R_0 sont les mêmes réponses à un temps de référence et α est le coefficient de corrélation. Le coefficient α n'est pas connu *a priori*, il doit être mesuré expérimentalement :

1. il ne dépend pas de la géométrie des cristaux (ceci a été vérifié en simulation [42]).
2. des irradiations effectuées en faisceau test sur un lot important de cristaux ont montré que la dispersion des coefficients était faible[43].
3. dans la limite des faibles variations (<5%) de réponse au LASER, on a un même coefficient pour les électrons et les hadrons.

Au début de la prise de données, une même valeur du paramètre α sera pris pour tous les cristaux du tonneau. On étudie actuellement la possibilité de mesurer ces coefficients *in situ*. Cette correction de transparence des cristaux permet d'arriver à une précision relative inférieure ou égale à 0,15% sur l'intercalibration.

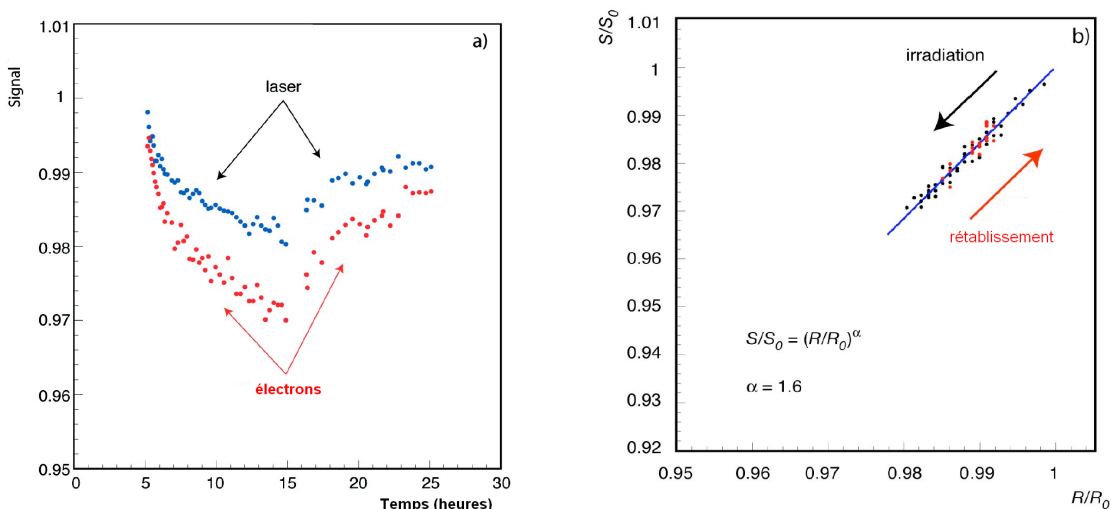


FIG. 5.34: Réponse d'un cristal du tonneau à un LASER bleu et à des électrons de 120 GeV pour un cycle d'irradiation et de récupération mesuré en faisceau test, ainsi que le calcul du coefficient de corrélation α [43].

5.2.7 Résolution en énergie

La résolution en énergie totale, telle qu'elle a été évaluée dans le TDR du ECAL [19], donne pour une énergie déposée dans une matrice de 5×5 cristaux, dans le tonneau :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{2,7\%}{\sqrt{E}} \oplus 0,55\% \oplus \frac{0,250 (0,205)}{E} \quad (\eta = 0) \quad (5.35)$$

et dans les bouchons :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{2,7\%}{\sqrt{E}} \oplus 0,55\% \oplus \frac{0,915 (0,770)}{E} \quad (\eta = 2) \quad (5.36)$$

avec E exprimé en GeV. Le terme stochastique tient compte des contributions des fluctuations latérales de la gerbe (1,5%) et de la photostatistique (2,3%). On remarque que les termes stochastiques du tonneau et des bouchons sont égaux car les photodétecteurs des ces deux régions ont à peu près le même nombre de photoélectrons par MeV ; en effet les VPT utilisés dans les bouchons ont une plus grande surface que les APD du tonneau, mais ces derniers ont une meilleure efficacité quantique et les deux effets se compensent donc.

Le terme constant est dominé par la précision de l'intercalibration des différents canaux. Si on suppose que ces erreurs d'intercalibration ne dépasseront pas 0,4% et que l'on évalue une contribution due à la non uniformité des cristaux de 0,3%, on obtient un terme constant de l'ordre de 0,5%.

Pour le terme de bruit, il faut prendre en compte en plus du bruit électronique (200 MeV pour une matrice 5×5 dans le tonneau, 750 MeV dans les bouchons) le bruit provenant des effet d'empilement. À chaque croisement de faisceau, le grand nombre d'événements générés entraîne le dépôt de faibles quantités d'énergie sur l'ensemble du calorimètre. Cette contribution est estimée, pour une matrice 5×5 et à haute luminosité, à 95 MeV pour $\eta = 0$ et 525 MeV pour $\eta = 2$. À basse luminosité, ces valeurs sont respectivement de 30 MeV et 175 MeV. Finalement, il faut également prendre en compte pour les APD du tonneau le bruit induit par les radiations (courant de fuite) qui estimé à 110 MeV pour une matrice 5×5 à haute luminosité, et à 30 MeV à basse luminosité. Le bruit total est calculé en ajoutant quadratiquement les contributions de bruit électronique, d'irradiation et d'empilement. Le bruit indiqué correspond à une haute luminosité, et celui entre parenthèses à une basse luminosité.

La figure 5.35 montre la contribution de chacun des termes à la résolution en énergie totale dans le cas du tonneau. Le terme de bruit domine à basse énergie en dessous de 10 GeV et reste important jusqu'à 40 GeV, et le terme constant domine à haute énergie au dessus de 100 GeV. La zone comprise entre 10 et 100 GeV où les trois termes ont une contribution importante correspond à la gamme d'énergies typiques au LHC.

Précisons que les valeurs des termes donnés par les deux équations précédentes sont purement indicatifs car ils ne prennent pas en compte les évolutions les plus récentes des conditions expérimentales, notamment en ce qui concerne la géométrie et les performances du détecteur.

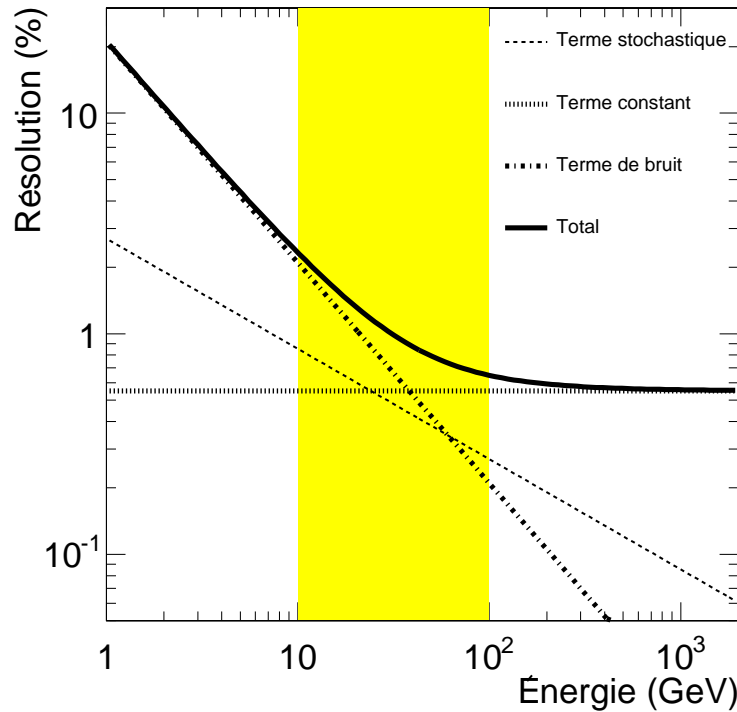


FIG. 5.35: Courbe de résolution en énergie pour une matrice 5×5 dans le tonneau avec contribution des différents termes à basse luminosité. La zone ombrée correspond à la région d'intérêt pour la physique au LHC.

5.2.8 Résolution en position dans le tonneau

La détermination de la position d'impact des électrons et des photons par le tonneau du calorimètre électromagnétique va être cruciale pour la reconstruction des masses invariantes dans CMS (dans les bouchons, on rappelle que cette position est déterminée par le détecteur de pied de gerbe). Pour effectuer précisément cette reconstruction, on a besoin pour chaque particule de sa position angulaire (η, ϕ) au vertex de l'événement et de son énergie :

- pour les électrons, dont la position angulaire au vertex va être déterminée par le trajectomètre, la position mesurée par le ECAL va être importante pour effectuer une association précise et sans ambiguïtés entre la trace mesurée par le trajectomètre et le dépôt d'énergie de l'électron dans le calorimètre.
- pour les photons, qui sont des particules neutres, la détermination de leur position angulaire va donc reposer entièrement sur la mesure de leur position par le calorimètre, sous réserve d'avoir pu déterminer la position du vertex de l'événement.

La reconstruction de la position d'impact dans un calorimètre à segmentation comme le ECAL est basé principalement sur la distribution des énergies dans les canaux. Plusieurs méthodes existent (nous en présenterons une plus en détail dans la suite de cet exposé), et ont été étudiées lors de tests en faisceau. Les meilleurs résultats obtenus à ce jour sont de l'ordre du millimètre et la résolution en position en fonction de l'énergie est donnée par [44] :

$$\sigma_x (\mu\text{m}) = \frac{5020}{\sqrt{E (\text{GeV})}} \oplus 550 \quad \text{et} \quad \sigma_y (\mu\text{m}) = \frac{5040}{\sqrt{E (\text{GeV})}} \oplus 430 \quad (5.37)$$

5.3 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre le calorimètre ECAL et ses principales caractéristiques attendues lors des études qui ont précédées sa construction. Nous avons eu la chance de pouvoir participer durant l'automne 2004 aux premiers tests en faisceaux effectués sur un supermodule entier du calorimètre qui de plus jetait pour la première fois équipé de la nouvelle électronique finale. Ces tests nous ont permis d'une part d'effectuer toute une série de mesures visant à vérifier/infirmier les chiffres de la simulation, à irradier les cristaux pour étudier le processus sur différents cristaux mais aussi comme nous allons le voir à développer différents algorithmes visant à améliorer la résolution du détecteur.

6

Analyse des tests en faisceau du ECAL : performances du détecteur

Depuis 1994, un programme de R&D intensif a été consacré au calorimètre électromagnétique. Des parties du calorimètre, appartenant aussi bien du tonneau que des bouchons, ont été construites puis testées en faisceau dans le but de finaliser et de valider les choix de la collaboration sur les matériaux et technologies à utiliser. Les performances du ECAL ont été régulièrement étudiées en tests en faisceau.

Ce chapitre est consacré à la présentation de la prise de données et de l'analyse des tests en faisceau effectués durant l'automne 2004 qui ont été très importants car pour la première fois, nous avons pu étudier un supermodule entier (SM10) équipé de l'électronique de pré-série du ECAL. Nous présenterons dans un premier temps le protocole expérimental et nous décrirons les conditions des différentes prises de données, puis nous présenterons l'analyse des données pour la mesure de l'énergie des particules incidentes. La dernière partie du chapitre sera consacrée à la présentation des corrections à apporter aux mesures d'énergie pour obtenir une réponse uniforme du calorimètre et une résolution en énergie optimale ; l'uniformité de la réponse du calorimètre est en effet essentielle pour effectuer des mesures de précision au LHC.

6.1 La ligne de faisceau H4

La campagne de tests a été réalisée pendant les mois d'octobre et de novembre 2004 dans la ligne de faisceau H4 du CERN qui est une ligne secondaire du faisceau de protons SPS (Super Proton Synchrotron). Les protons de 450 GeV extraits du SPS viennent frapper une cible fixe et produisent différents types de particules secondaires dont la proportion dépend de la nature de la cible utilisée. Il est ainsi possible de produire un faisceau d'électrons dont l'énergie est typiquement comprise en 15 et 280 GeV, un faisceau de muons de 225 GeV et un faisceau de pions jusqu'à 50 GeV. À la sortie de la ligne de faisceau, la dispersion en énergie des particules dépend de :

- la dispersion à la sortie d'un collimateur de sélection d'impulsion (c'est une fente placée après des aimants de courbure servant à sélectionner une certaine trajectoire des particules, et par conséquent une certaine impulsion) ;
- la taille du faisceau à la hauteur de ce collimateur. La taille réelle du faisceau pour les électrons est essentiellement déterminée par la diffusion multiple au niveau du convertisseur en plomb de 4 mm d'épaisseur situé en début de ligne de faisceau.

Sur la ligne de faisceau H4, un collimateur (nommé C_8) contrôle la taille effective du faisceau à l'entrée des aimants de courbure et un collimateur (nommé C_3) contrôle la taille effective du faisceau à la sortie des aimants au niveau de la fente de sélection d'impulsion. On peut alors exprimer la résolution en impulsion du faisceau d'électrons par l'expression suivante [45] :

$$\left(\frac{\sigma_p}{p}\right)_{\text{faisceau}} = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\sqrt{(C_3^2 + C_8^2)}}{27} \% \quad (6.1)$$

où C_3 et C_8 sont les demi-largeurs des ouvertures des collimateurs 3 et 8 en mm.

Pour des valeurs de C_3 et C_8 de ± 3 mm, la résolution en impulsion est la suivante :

$$\left(\frac{\sigma_p}{p}\right)_{\text{faisceau}} \approx 0,09\% \quad (6.2)$$

Cependant, pour les électrons de haute énergie ($E > 150$ GeV), la perte d'énergie par rayonnement synchrotron est non négligeable et apporte une composante additionnelle à la résolution en impulsion à la sortie de la ligne de faisceau comme le montre le tableau 6.1 :

Énergie du faisceau	$(\sigma_p/p)_{\text{synchrotron}}$
250 GeV	0,23 %
180 GeV	0,11 %
150 GeV	0,05 %

TAB. 6.1: Perte d'énergie par rayonnement synchrotron du faisceau sur la ligne H4, pour des électrons de 150 à 250 GeV.

La ligne de faisceau H4 permet aussi de fournir de fortes intensités de particules (de l'ordre de 10 à 25000 particules par impulsions de 2 secondes) permettant des études d'irradiation des cristaux. De plus, avec une contamination des pions inférieure à 10^{-3} , les faisceaux d'électrons sont relativement purs.

6.2 Le dispositif expérimental CMS ECAL

Les tests de 2004 ont été réalisés avec un supermodule complet du tonneau, soit 1700 cristaux, avec des électrons d'énergie variant entre 20 et 250 GeV. Les cristaux du supermodule sont numérotés de 1 à 1700 et couvrent une région de 0 à 20 degrés selon l'angle azimutal ϕ et de 0 à 1,479 en pseudorapidité η (figure 6.3).

On sélectionne une taille transverse de faisceau de 20×20 mm² (voir figure 6.2) grâce à un système de déclenchement utilisant des scintillateurs plastiques : le faisceau a alors une taille comparable à la surface de la face avant d'un cristal.

La position transverse (X, Y) de chaque particule est mesurée par un hodoscope, constitué de quatre plans de fibres scintillantes positionnés perpendiculairement l'axe du faisceau (voir figure 6.1), l'axe x correspondant à η et l'axe y correspondant à ϕ .

Un support automatisé a été construit pour pouvoir positionner n'importe quel cristal du supermodule en face du faisceau (photographie 6.4). Cette table peut être utilisée en mode balayage "fin" ou en mode balayage "automatique". Les mouvements de la table en translation et en rotation permettent de positionner le supermodule par rapport au faisceau de manière à reproduire les conditions réelles d'incidence des particules sur les supermodules dans l'expérience CMS (voir chapitre 5).

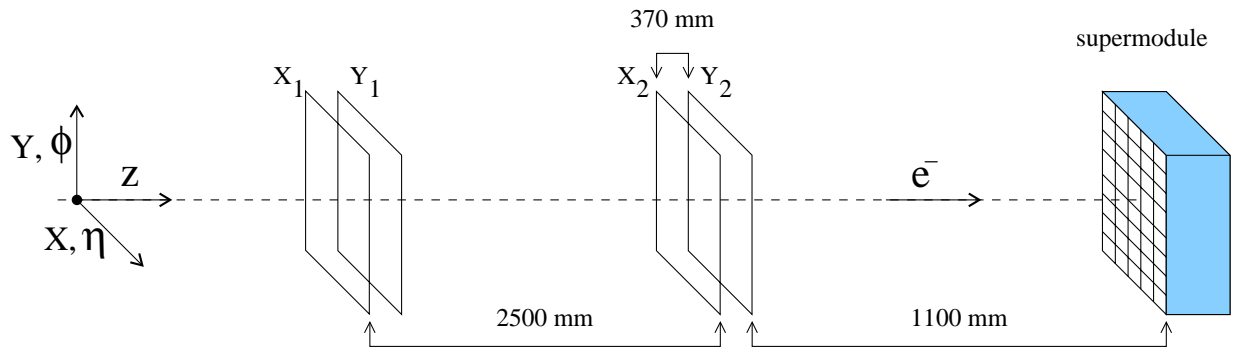


FIG. 6.1: Mesure de la position transverse du faisceau avec un hodoscope constitué de 4 plans de fibres scintillantes.

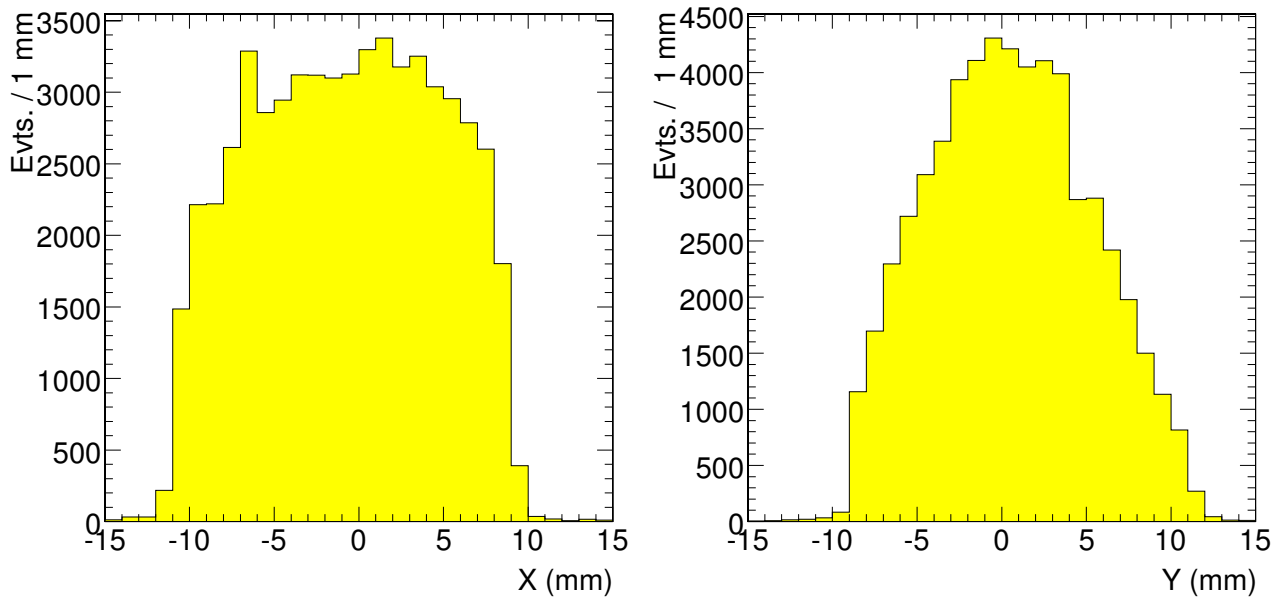


FIG. 6.2: Profil du faisceau selon les directions X et Y .

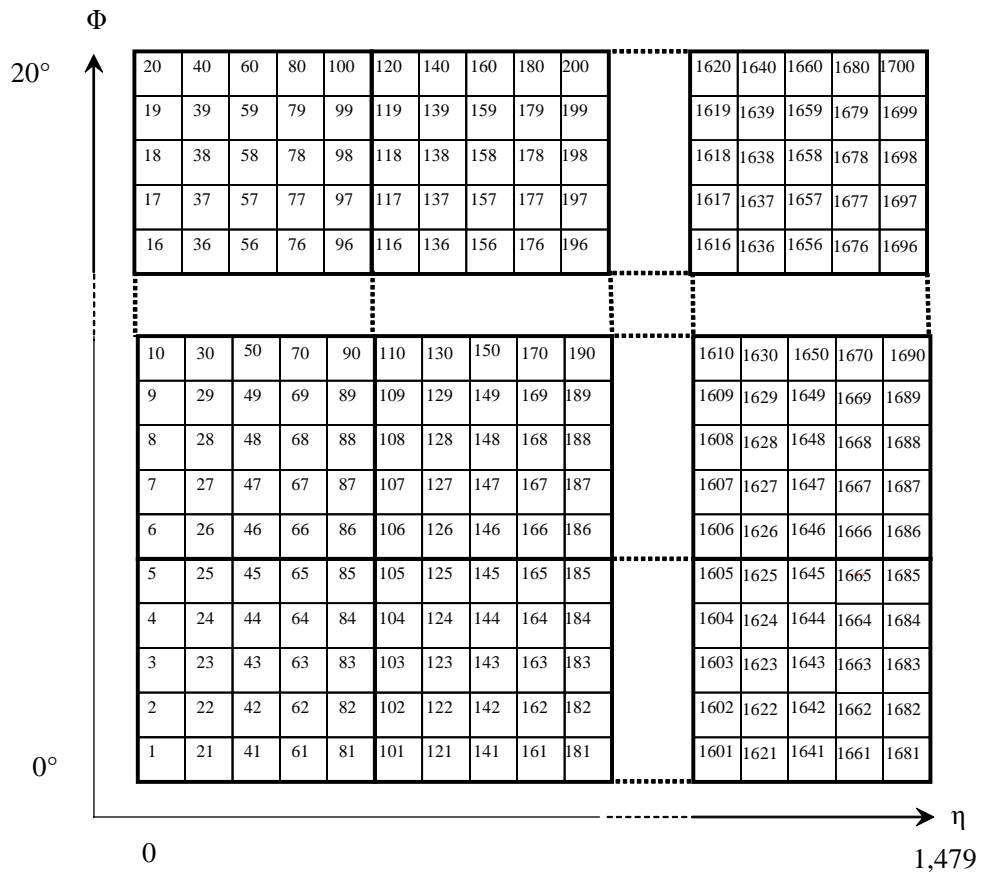


FIG. 6.3: Numérotation des cristaux dans le supermodule.

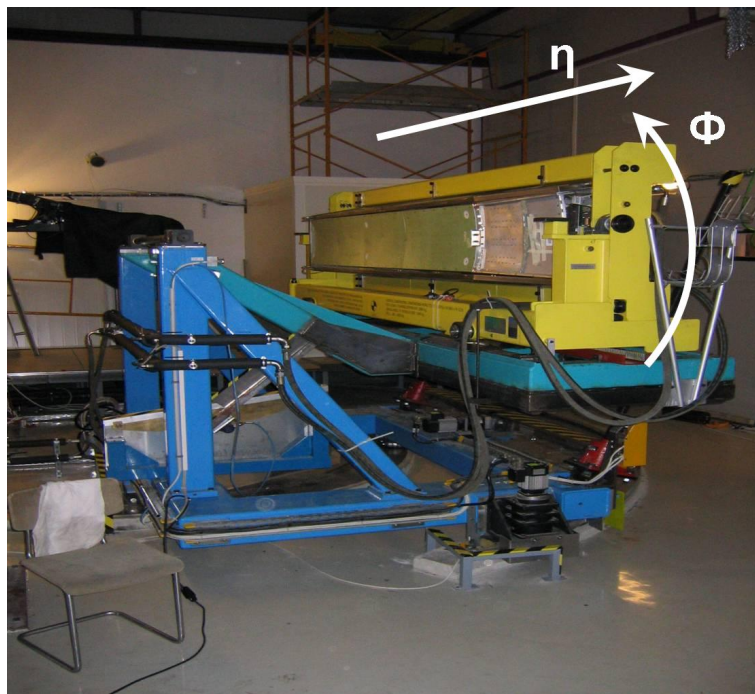


FIG. 6.4: Le supermodule SM10 positionné sur la table de balayage située dans la zone expérimentale H4 au CERN.

6.3 Les données expérimentales enregistrées

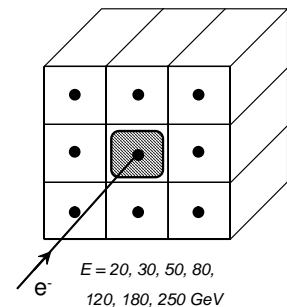
Les objectifs principaux de cette prise de données ont été :

- de mesurer les coefficients d'intercalibration des cristaux ;
- de vérifier la stabilité du calorimètre (électronique, stabilité des cristaux) ;
- d'étudier et de corriger les effets des espaces intercristaux et intermodules sur la résolution en énergie.
- de mesurer les termes de la courbe de résolution en énergie du calorimètre ;

Pour remplir ces objectifs, on considère trois types de données :

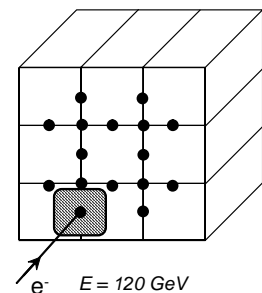
- des mesures **d'étalonnage** de l'électronique (piédestal, bruit, gain), afin de vérifier la stabilité de la réponse de l'électronique sur la durée de la campagne de tests ;
- des prises de données **LASER**, réalisées à intervalles réguliers et fréquents (environ 30 mn) afin de mesurer la variation de transparence des cristaux et ainsi pouvoir corriger l'intercalibration.
- différentes prises de données avec des **électrons** :

- un faisceau centré sur chaque cristal (nous reviendrons sur la définition du centrage du faisceau dans la section 6.4.2) de 4 matrices de 9 cristaux centrées sur les cristaux 204,704,1104 et 1404 (respectivement situés dans les modules M1/M2/M3/M4). Pour chacun de ces cristaux, 30000 événements ont été enregistrés à 7 énergies différentes du faisceau (20, 30, 50, 80, 120, 180 et 250 GeV) afin de pouvoir mesurer la dépendance en énergie de la résolution du calorimètre. La position du centre du faisceau durant ces prises de données est schématisée par un rond noir sur la figure ci-contre. La zone hachurée illustre la taille transverse du faisceau.



- un faisceau centré sur chaque cristal du supermodule. Pour chaque cristal, 5000 événements ont été enregistrés à 2 énergies différentes (50 et 120 GeV) afin d'évaluer les coefficients d'intercalibration des cristaux à ces deux énergies.

- un faisceau centré sur les bords d'un cristal à l'intérieur de chaque matrice 3 × 3 décrite ci dessus. Pour chacun de ces cristaux, 30000 événements ont été enregistrés à 120 GeV. La position du faisceau incident pour ces prises de données est schématisée sur la figure ci contre.



- un faisceau centré au milieu et sur les bords des cristaux adjacents aux espaces intermodules à 120 GeV.
- une étude de l'irradiation des cristaux avec des prises de données de 200000 événements par cristal à 120 GeV.

Problèmes rencontrés lors de la prise des données

Ce test en faisceau à été la première occasion d'expérimenter dans des conditions réalistes toute la chaîne d'acquisition du ECAL. Trois problèmes principaux ont été rencontrés :

- une corruption des données à cause d'un mauvais fonctionnement de l'électronique ne permettant d'exploiter que les données concernant 1175 cristaux au lieu des 1700 initialement prévus.
- les données du module M4 souvent corrompues et difficiles à exploiter.
- seuls les cristaux 1285 et 1305 adjacents à l'espace inter-module M3/M4 ont été étudiés, les données enregistrées sur les autres espaces inter-modules étant corrompues.

6.4 Analyse des données

L'analyse des données se fait en quatre étapes principales. La première étape consiste à reconstruire l'amplitude du signal. On applique les coefficients d'intercalibration puis on corrige la variation de la transparence des cristaux. Finalement, dans la dernière étape, on reconstruit l'énergie déposée en utilisant des amas de 3×3 ou 5×5 cristaux. Dans la suite, nous détaillons ces étapes.

6.4.1 Méthode de reconstruction de l'amplitude du signal

Les données brutes pour un cristal et un événement consistent en une série d'échantillons temporels (voir figure 6.5). Dans les conditions de fonctionnement au LHC, le nombre d'échantillons est égal à 10. La numérisation est effectuée à 40 MHz en utilisant une horloge synchronisée à la fréquence de collision des paquets du LHC. Durant ces tests, nous travaillons en mode asynchrone, c'est à dire que la phase du signal provenant des électrons incidents est aléatoire par rapport à l'horloge de l'échantillonnage. On mesure le retard entre le déclenchement des scintillateurs plastiques et l'horloge à l'aide d'un TDC.

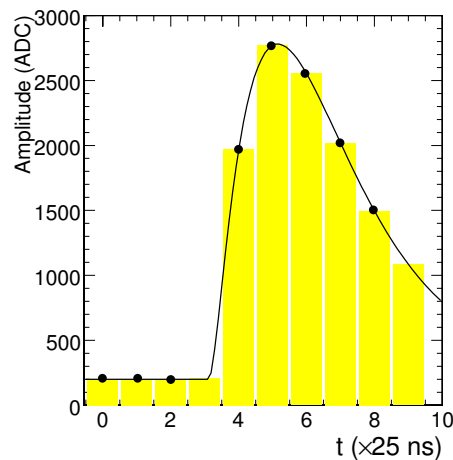


FIG. 6.5: Représentation des 10 échantillons temporels d'un événement (colonnes jaunes) pour un cristal avec un faisceau incident de 120 GeV . Le temps est indiqué en unité d'horloge ADC (une unité = 25 ns). La ligne pleine montre la fonction reproduisant l'impulsion du signal. Les ronds noirs représentent les échantillons utilisés pour la reconstruction du signal.

6.4.1.a Modes synchrones (CMS) et asynchrones (test en faisceau)

Le TDC mesure le temps séparant le passage d'un électron incident au travers d'un scintillateur et le premier front de montée de l'horloge qui suit : ce temps sera toujours compris entre 0 et 25 ns (soit 0 et 1 unité d'horloge).

- **Le mode asynchrone** : le temps d'arrivée de l'électron est aléatoire et le TDC est donc compris entre 0 et 1. Ceci est illustré par la figure 6.6 montrant les échantillons en fonction de l'horloge ADC : les données sont séparées en tranches de TDC de largeur 0,1 et on associe une couleur par tranche. La figure 6.6(a) représente toutes la statistique de la prise de donnée avec un faisceau de $20 \times 20 \text{ mm}^2$. On remarque que les valeurs des amplitudes mesurées s'étalent sur une grande largeur : ceci provient de la variation de l'énergie mesurée en fonction de la position d'incidence sur le cristal. Pour avoir une distribution plus claire, nous réalisons une coupure sur l'hodoscope pour ne sélectionner que les électrons incidents dans une fenêtre de $\pm 2 \text{ mm}$ au centre du cristal (voir figure 6.6(b)).
- **Le mode synchrone** : l'horloge de CMS-ECAL est en phase avec le temps de croisement des faisceaux du LHC et la phase est donc toujours la même entre le temps d'arrivée de la particule (en négligeant les corrections de temps de vol) et l'horloge. On peut simuler ce mode asynchrone avec les données du test en faisceau en sélectionnant des tranches de TDC entre 0-0,1 pour la figure 6.7(a) ou entre 0,3-0,4 pour la figure 6.7(b).

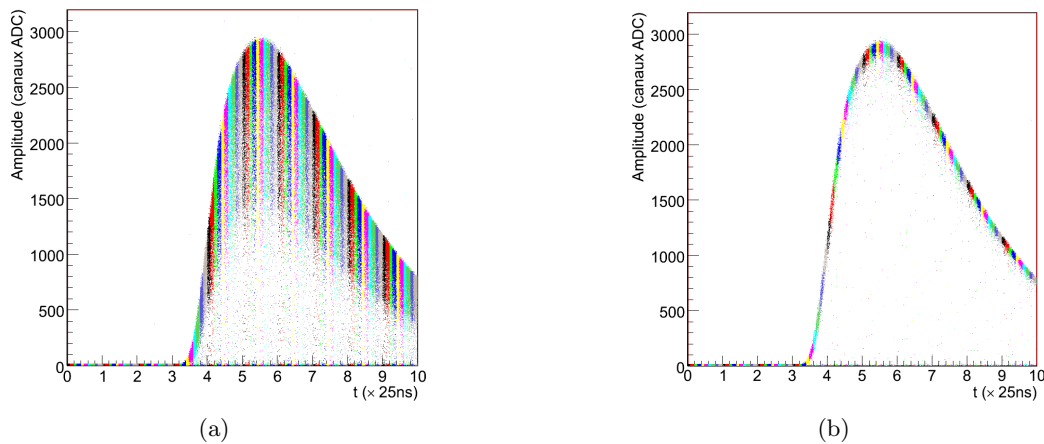


FIG. 6.6: Signal d'un cristal du supermodule en utilisant un faisceau de 120 GeV sans coupure sur les données **(a)** et avec coupure $\pm 2 \text{ mm}$ sur les coordonnées mesurées par l'hodoscope autour du centre du cristal **(b)**. Les données sont séparées en tranches de TDC et on associe une couleur par tranche : (0-0,1) = noir , (0,1-0,2)=rouge , (0,2-0,3)=vert, (0,3-0,4) = bleu ,etc. On note que le piédestal est soustrait.

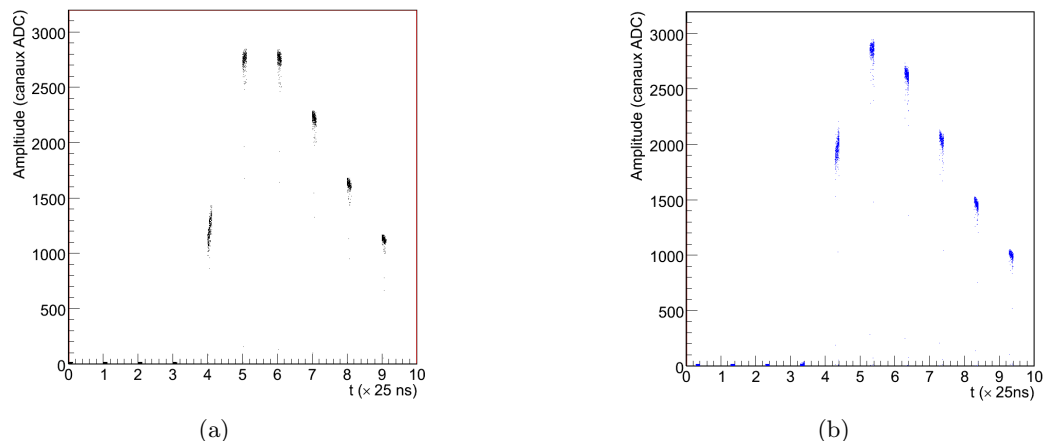


FIG. 6.7: Signal d'un cristal du supermodule en utilisant un faisceau de 120 GeV en sélectionnant : **(a)** une tranche de TDC (0-0,1) et **(b)** une tranche de TDC (0,3-0,4), avec coupure $\pm 2 \text{ mm}$ sur les coordonnées mesurées par l'hodoscope autour du centre du cristal.

6.4.1.b Mesure des rapports de gains

Lors de la reconstruction du signal, chaque échantillon sera caractérisé par son gain et sa valeur sera pondérée en conséquence par les rapports de gain de la manière suivante (illustré par la figure 6.8) :

- s'il est en gain 12, on ne fait rien.
- s'il est en gain 6, on multiplie la réponse de l'ADC par le rapport gain 12/gain 6, soit environ 2.
- s'il est en gain 1, on multiplie la réponse de l'ADC par le rapport gain 12/gain 1, soit environ 12.

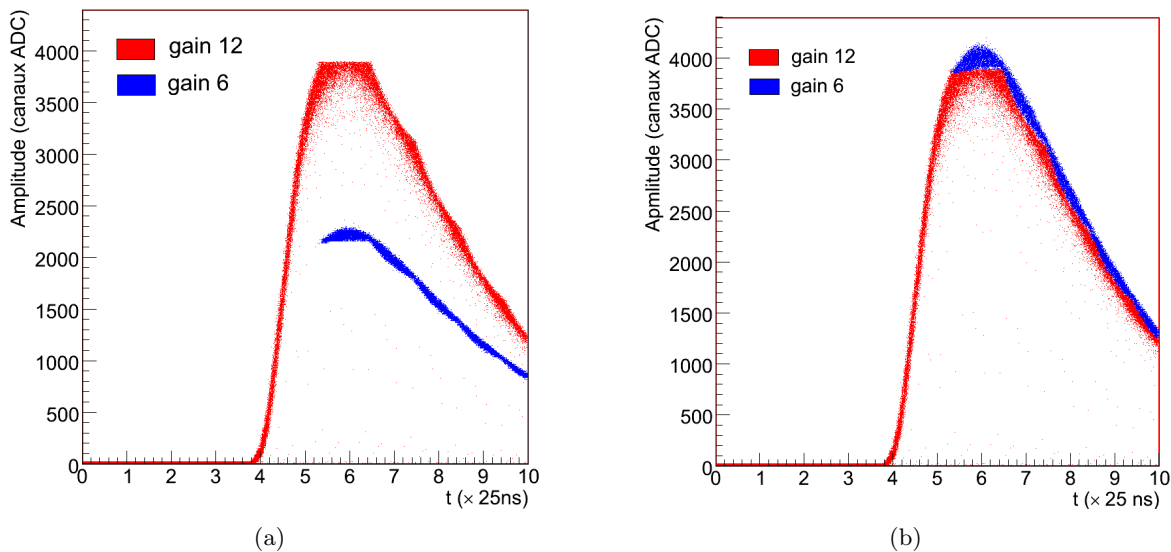


FIG. 6.8: Signal d'un cristal du supermodule en utilisant un faisceau de 180 GeV : les échantillons enregistrés en gain 12 sont en rouge et ceux enregistrés en gain 6 sont en bleu. La figure **a)** représente le signal avant application du rapport de gain sur les échantillons ; on note que l'électronique est à un mode hystérésis qui impose l'acquisition de 5 échantillons au même gain dès que celui-ci a changé. La figure **b)** représente le signal après multiplication des échantillons par le rapport de gain. On note que le piédestal est soustrait.

Ces rapports ne sont pas nominaux et leur valeur exacte doit être mesurée. On utilise pour cela deux méthodes :

- *Injection de charge dans le MGPA*
Une charge est injectée dans le MGPA et échantillonnée par l'ADC à une phase fixée. Comme le gain peut être forcé à une valeur particulière, il est possible d'avoir des signaux de gains différents avec la même charge injectée. Le rapport des gains est égal au rapport des signaux mesuré par l'ADC.
- *Injection de lumière LASER dans les APD*
Cette méthode consiste à augmenter progressivement l'intensité du LASER, le gain étant forcé. On mesure alors l'amplitude reconstruite en fonction de l'intensité du LASER ; le rapport des signaux correspond au rapport des gains.

L'amplitude du signal est reconstruite à partir de ces échantillons. Cette reconstruction s'appuie sur un algorithme permettant d'estimer la hauteur du signal de manière précise. Les données des tests en faisceau ont été utilisées afin d'étudier l'algorithme de reconstruction à utiliser. Une descrip-

tion complète des performances de la méthode choisie peut être trouvée dans [46]. Le paragraphe suivant en décrit le principe.

6.4.1.c Principe de la méthode de pondération ("méthode des poids")

La méthode est basée sur une technique standard destinée à déterminer l'amplitude du signal à partir des échantillons numérisés. L'amplitude du signal s'exprime comme une combinaison linéaire des échantillons temporels :

$$\hat{A} = \sum_{i=0}^N w_i \times S_i \quad (6.3)$$

où w_i sont les poids, S_i les valeurs des échantillons en canaux ADC et N le nombre d'échantillons utilisés. Les poids sont obtenus en minimisant la variance de \hat{A} avec la contrainte $\sum_i^N w_i f_i = 1$, où $f_i = f(t = t_i)$ et $f(t)$ est la représentation analytique du signal. Si l'on se place dans le cas spécial où le piédestal est connu et le bruit entre les échantillons n'est pas corrélé, l'ensemble de poids optimum est déterminé par la relation suivante : $w_i = f_i / \sum_j^N f_j^2$. Dans ce cas particulier, la variance de l'amplitude reconstruite est donnée par $\sigma_{\hat{A}} = \sqrt{\sum w_i^2} \times \sigma$ qui représente le bruit total mesuré par la méthode de pondération, σ étant le bruit d'un échantillon unique.

L'utilisation d'un algorithme avec plusieurs poids va entraîner une réduction de la contribution du bruit (car $\sqrt{\sum w_i^2} < 1$), et par conséquent une amélioration du rapport signal sur bruit.

6.4.1.d Détermination des poids

Afin de déterminer un ensemble de poids optimum, on a besoin d'une fonction reproduisant la forme du signal en fonction du temps. Cette fonction est estimée en étudiant la distribution à haute statistique des amplitudes des différents échantillons en fonction du temps d'arrivée par rapport au signal de déclenchement (ce temps est égal au temps de l'échantillon plus celui du TDC) comme le montre la figure 6.9. Le temps de montée du signal est d'environ 50 ns soit 10 ns de temps de décroissance du cristal et 45 ns de temps de mise en forme du MGPA.

Les poids sont alors extraits par la minimisation du χ^2 formulé dans l'équation 6.4 :

$$\chi^2 = \sum_{i,j} (S_i - G_i) \times Cov_{i,j}^{-1} \times (S_j - G_j) \quad (6.4)$$

où

- S_i est l'échantillon enregistré au temps t_i
- G_i qui est une fonction dépendant de différents paramètres : $G_i = G_i(A, P, T_{max})$ ou A est l'amplitude réelle, P est le piédestal et T_{max} est le temps au maximum de la distribution.
- Cov est la matrice de covariance du bruit.

Dans notre cas où l'on a 10 échantillons, le choix le plus approprié des échantillons à utiliser pour mesurer l'amplitude du signal est de prendre ceux autour du maximum. Trois échantillons pris avant le signal (voir figure 6.5) sont utilisés pour la mesure du piédestal. Les deux derniers échantillons ne sont pas utilisés.

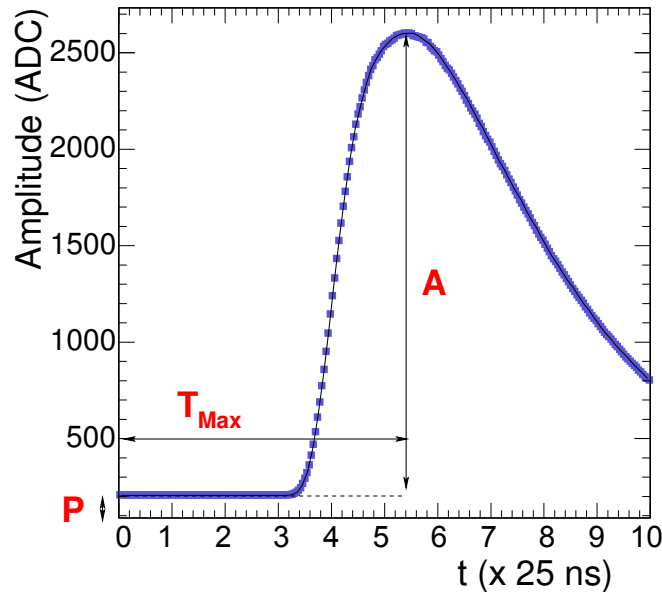


FIG. 6.9: Signal moyen d'un cristal à 120 GeV à partir duquel on ajuste la fonction analytique décrivant la forme expérimentale de ce signal.

6.4.1.e Optimisation des poids

L'optimisation des poids consiste à déterminer les échantillons à utiliser pour obtenir la meilleure réduction du bruit. On doit distinguer deux cas selon que les échantillons du signal sont au même gain ou à des gains différents :

- le cas où tous les échantillons du signal sont en gain 12, on utilise l'ensemble "**5+3 poids**" : 5 échantillons (1 échantillon avant le maximum, 1 sur le maximum et 3 après le maximum - voir figure 6.5), plus 3 échantillons avant le signal pour prendre en compte le piédestal de façon dynamique. Ceci mène à un calcul de poids dont l'expression peut être trouvée dans [47]. Cet ensemble va permettre de prendre en compte également l'incertitude de la mesure de la phase du TDC (jusqu'à une valeur d'environ 1 ns).
- le cas où des échantillons sont en gain 6 (ou gain 1), comme nous l'avons vu, l'hystérésis impose dans ce cas 5 échantillons dans le même gain. Nous utilisons dans ce cas l'ensemble "**5 poids**" où l'on utilise 5 échantillons dans le même gain. Le piédestal est mesuré dans ce cas avec une prise de donnée spécifique et sa valeur est soustraite des échantillons.

Le bruit électronique est mesuré en appliquant la reconstruction de l'amplitude sur une prise de donnée "piédestal". Le tableau 6.2 montre ces mesures pour un simple cristal et pour des matrices de 3×3 et 5×5 cristaux (matrices qui vont être utilisées dans la suite pour reconstruire l'énergie). Les résultats obtenus pour les deux ensembles de poids sont comparés au cas où l'on n'utiliserait qu'un seul échantillon pour la mesure.

Notons que la meilleure réduction de bruit pour les trois matrices est obtenue avec l'ensemble "5+3 poids". En prenant en compte le piédestal dans le calcul des poids, on élimine efficacement le bruit basse fréquence (le bruit total mesuré dans une somme de 9 et 25 cristaux est exactement égal à 3 fois et 5 fois le bruit mesuré dans un cristal). De plus, cela peut prévenir des effets de variation du piédestal dans le temps. Grâce à cette soustraction, on mesure, sur 1100 canaux du supermodule, une valeur moyenne du bruit électronique d'environ 40 MeV (1 canal ADC \approx 37 MeV en gain 12).

Méthodes	Bruit (canaux ADC)		
	1×1	3×3	5×5
Échantillonnage unique	$1,2 \pm 0,01$	$3,7 \pm 0,04$	$6,5 \pm 0,07$
“5 poids”	$1,1 \pm 0,02$	$3,8 \pm 0,1$	$6,7 \pm 0,1$
“5+3 poids avec soustraction du piédestal”	$1,07 \pm 0,02$	$3,2 \pm 0,08$	$5,4 \pm 0,1$

TAB. 6.2: Bruit électronique mesuré en canaux ADC dans un cristal et avec des matrices 3×3 et 5×5 cristaux pour trois implémentations des poids dans la reconstruction de l’amplitude.

Dans les tests en faisceau, l’horloge ADC et le signal sont complètement asynchrones. Les données sont divisées en 25 ”tranches” de 1 ns, le signal de chaque tranche ayant une relation de phase différente avec l’horloge. Un ensemble de poids différent doit être alors utilisé pour chaque tranche car l’algorithme doit reconstruire la même amplitude pour toutes les tranches. On mesure alors au total 25 ensembles de “5+3” ou “5” poids.

Un des inconvénients de cette méthode de reconstruction qui utilise des poids calculés à partir d’un temps de maximum du signal T_{max} donné est que ses performances vont fortement dépendre de ce temps. Des études ont montré qu’un groupe de poids donné pour temps T_{max} est valable si ce temps varie au maximum de 1 ns. La résolution en énergie est dégradée si l’on dépasse cette limite (par exemple, à 120 GeV pour une matrice 3×3 , on passe d’une résolution en énergie mesurée de 0,45% à 0,5% pour un $\Delta T_{max}=1$ ns ; pour un $\Delta T_{max}=2$ ns cette résolution passe à 0,6%). Or la distribution en T_{max} pour les 1700 cristaux du supermodule présente une largeur de 3 ns (cette dispersion est principalement due aux fluctuations de la mise en forme du signal). Il a donc été décidé de produire trois ensembles de poids, chacun d’entre eux étant valable pour un intervalle en T_{max} de 1 ns, pour chaque supermodule.

Dans le cas de CMS, l’horloge ADC et le signal seront synchrones et on montre qu’utiliser une “mauvaise” représentation du signal ne résulte pas en une dégradation de la résolution en énergie : on peut donc utiliser la même fonction de référence et par conséquent les mêmes poids pour tous les cristaux. Ceci n’est valable que si le temps d’arrivée des signaux est fixe et stable dans le temps. Le nombre de poids utilisés dans le cas de CMS et dans le cas du faisceau test, avec l’exemple de l’ensemble “5+3” poids utilisé pour le gain 12, est résumé dans le tableau 6.3.

	Ensemble de poids	Phase asynchrone	Correction T_{max}	Total par supermodule
Faisceau test	5+3	$\times 25$	$\times 3$	600
CMS	5+3	-	-	8

TAB. 6.3: Nombre de poids utilisés par supermodule dans le cas du faisceau test et dans le cas de CMS, dans le cas de l’ensemble “5+3” poids utilisé pour le gain 12.

6.4.2 Alignement du supermodule

Les mouvements de la table peuvent positionner n'importe quel cristal du supermodule en regard du faisceau. Le faisceau est dit "centré" sur un cristal quand le centre géométrique du faisceau coïncide avec la position du maximum d'énergie déposée dans un cristal à 120 GeV. Ce point, de coordonnées transverses X_{max} et Y_{max} mesurées par l'hodoscope, est appelé point de dépôt d'énergie maximum et est illustré pour la direction X sur la figure 6.10.

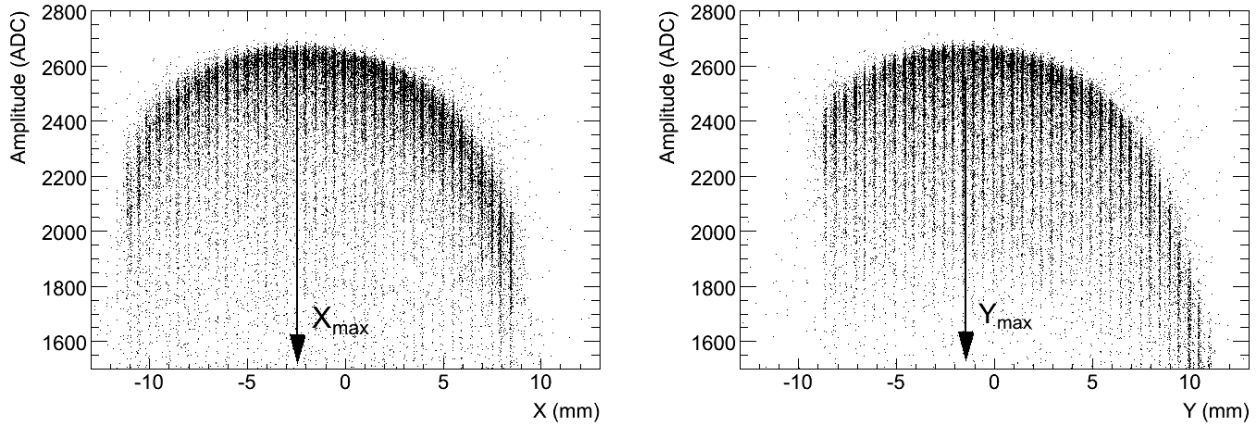


FIG. 6.10: Amplitude de l'énergie mesurée dans un cristal, avec un faisceau de 120 GeV, en fonction des positions X (à gauche) et Y (à droite) mesurées par l'hodoscope. Le point de dépôt d'énergie maximum pour chaque coordonnée est également représenté.

La position de ce point va dépendre de deux paramètres : l'énergie de la particule incidente et la position du cristal dans le supermodule.

La figure 6.11 représente les positions X_{max} et Y_{max} du dépôt d'énergie maximum, pour un faisceau de 120 GeV, en fonction du cristal dans le supermodule. Chaque point regroupe une même forme de cristal (on rappelle qu'il y a 17 formes de cristaux différentes dans un supermodule). On observe que cette position (X_{max}, Y_{max}) varie au plus de 3,4 mm selon $Y(\Phi)$ entre le module 1 et le module 4, et de 0,8 mm au plus selon $X(\eta)$. Les formes des cristaux varient, lorsque η augmente, principalement selon ϕ et moins selon η , expliquant alors cet effet (voir [19]). Cet effet est également observé qualitativement avec la simulation du faisceau test H4Sim [48], et que nous décrirons plus précisément dans la suite de ce chapitre.

La position de ce point dépend aussi de l'énergie de la particule incidente. Considérons d'abord une géométrie pointante des cristaux : la position transverse du dépôt d'énergie maximum pour une particule d'énergie fixe E_0 est (X_{surf}, Y_{surf}) et sa position en profondeur est Z_{surf0} . Si on considère une particule d'énergie E_1 , la position transverse du maximum est toujours (X_{surf}, Y_{surf}) , mais sa position en profondeur est $Z_{surf1} \neq Z_{surf0}$ avec $Z = X_0 \ln(E) + K$ (X_0 est la longueur de radiation et K est une constante indépendante de l'énergie - voir l'équation 5.8). Si on prend en compte le dépointage de 3° des cristaux, la profondeur Z se projette sur les axes X et Y et la position (X_{max}, Y_{max}) peut alors s'exprimer comme :

$$X_{max}(E) = X_{surf} - \sin(3^\circ) \cos(\omega) \times [X_0 \ln(E) + K] \quad (6.5)$$

$$Y_{max}(E) = Y_{surf} - \sin(3^\circ) \sin(\omega) \times [X_0 \ln(E) + K] \quad (6.6)$$

où ω est un angle de projection dans le plan transverse (X, Y) . La mesure de cet effet est montrée sur la figure 6.12 où l'on observe un déplacement de X_{max} et Y_{max} d'environ 1 mm entre 20 et 250 GeV. On peut vérifier avec les pentes des droites (0,477 mm et 0,363 mm) que l'on trouve un dépointage de l'ordre de 3° en prenant $X_0 = 8,9$ mm.

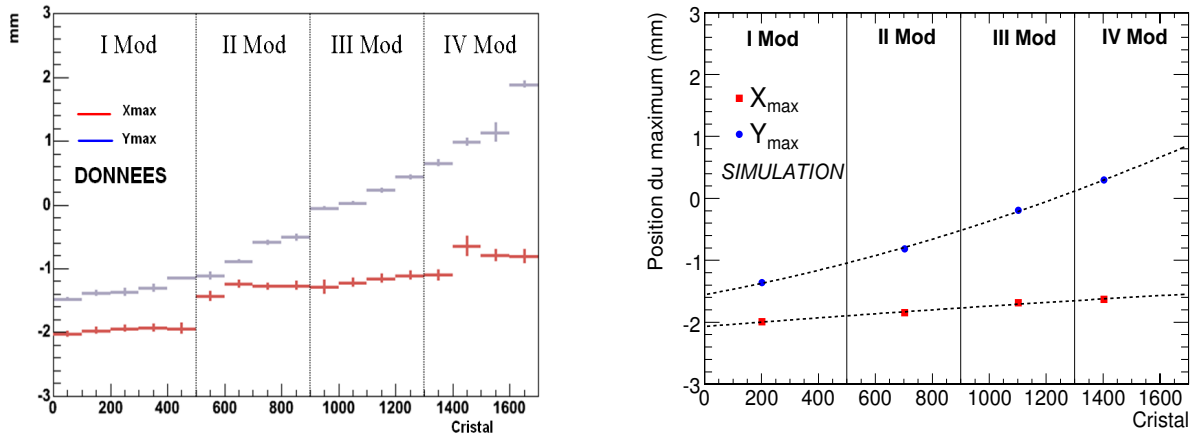


FIG. 6.11: À gauche : position du dépôt d'énergie maximum, avec un faisceau de 120 GeV, selon les coordonnées transverses X et Y en fonction du cristal pour les 17 types de formes de cristaux différents ; à droite : position du dépôt d'énergie maximum selon les coordonnées transverses X et Y en fonction du cristal pour 4 cristaux (204, 704, 1104 et 1404) obtenue avec la simulation H4Sim.

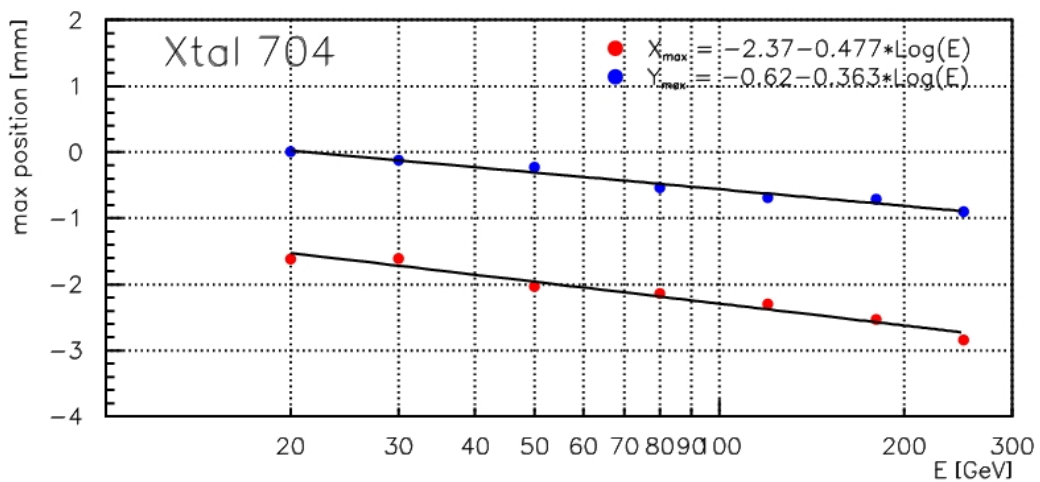


FIG. 6.12: Position du dépôt d'énergie maximum en fonction de l'énergie du faisceau pour le cristal 704. On constate une dépendance logarithmique de cette position en fonction de l'énergie de la particule incidente [49].

6.4.3 Intercalibration

La calibration d'un calorimètre à cristaux se fait en deux étapes : l'intercalibration dont le but est de mesurer la réponse relative des cristaux afin d'uniformiser la réponse du calorimètre et la calibration absolue qui va donner l'échelle en énergie. Dans cette partie, nous allons étudier une méthode utilisée lors du test en faisceau pour mesurer les coefficients d'intercalibration.

La principale source de variation de la réponse de cristal à cristal vient de la variation du taux de production de lumière de scintillation (voir figure 5.9), mais aussi de la variation des gains de l'électronique et des APD. La réponse d'un cristal aux particules est donné par la formule simplifiée suivante :

$$S \text{ (GeV)} = E_0 \text{ (GeV)} \times \alpha \quad (6.7)$$

où S est le signal mesuré, E_0 est l'énergie totale déposée par la particule dans le cristal, et α est le coefficient d'intercalibration du cristal. Ce coefficient est mesuré par rapport à un cristal de référence dont le coefficient est défini comme égal à 1.

La méthode d'intercalibration [50] présentée dans ce paragraphe a été développée lors des prises de données au CERN entre les années 2000 et 2004. Elle se base sur la mesure de l'énergie dans un seul cristal, en appliquant la précédente méthode de reconstruction de l'amplitude.

Comme cette amplitude dépend de la position d'impact (X, Y) de l'électron, mesurée par l'hodoscope, on applique une correction polynomiale en X et Y on suppose qu'il n'y a pas de corrélation $X - Y$). L'amplitude corrigée du cristal S_{cor} est obtenue à partir de l'amplitude mesurée S_{mes} comme :

$$S_{cor}(X, Y) = S_{mes}(X, Y) \times \frac{P_X^{max} \times P_Y^{max}}{P_X(X) \times P_Y(Y)} \quad (6.8)$$

où X et Y sont les mesures de l'hodoscope, et $P_{X,Y}^{max}$ sont les maxima des polynômes. La figure 6.13 montre l'ajustement et l'amplitude du cristal après correction. Seuls les événements contenus dans une fenêtre de $7 \times 7 \text{ mm}^2$ sont utilisés (soit environ 25% des événements du faisceau $20 \times 20 \text{ mm}^2$ initial).

On ajuste ensuite une fonction gaussienne avec une queue exponentielle sur la distribution corrigée obtenue (voir figure 6.14) afin de mesurer l'amplitude moyenne M du cristal. Le coefficient d'intercalibration est ensuite défini de la manière suivante :

$$\alpha_i = \frac{M_i}{M_{ref}} \quad (6.9)$$

où M_i est l'amplitude moyenne du cristal i et M_{ref} est l'amplitude d'un cristal de référence.

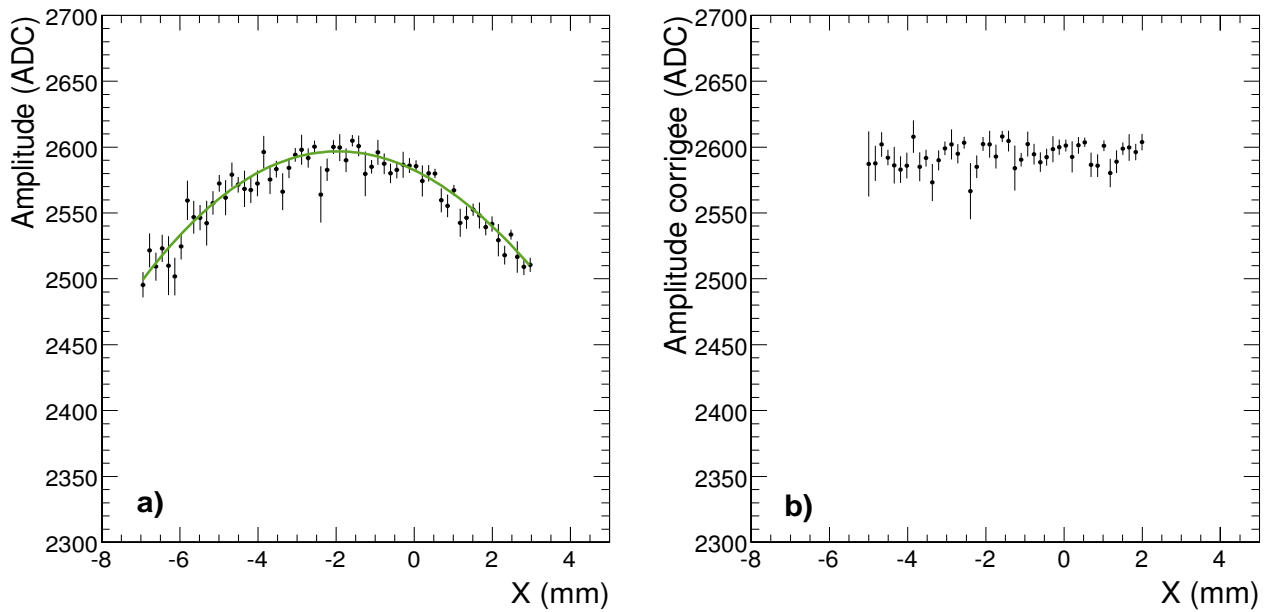


FIG. 6.13: a) Ajustement polynomial sur l'énergie mesurée dans un cristal en fonction de la coordonnée transverse X ; b) Amplitude mesurée dans un cristal après application de la correction polynomiale.

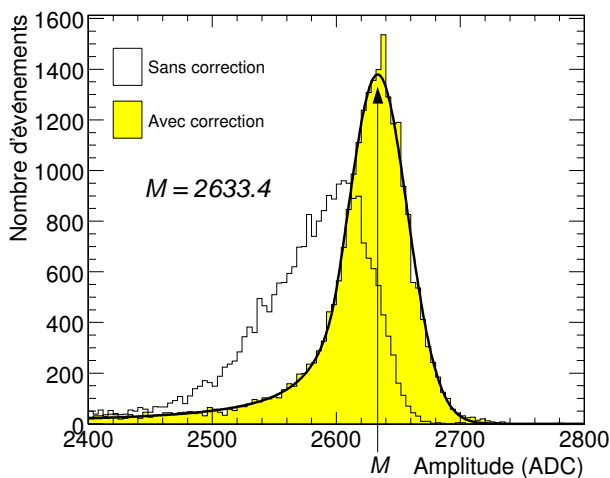


FIG. 6.14: Distribution de l'amplitude reconstruite dans un cristal individuel avec et sans correction polynomiale. On montre également l'ajustement de l'amplitude la plus probable sur la distribution corrigée.

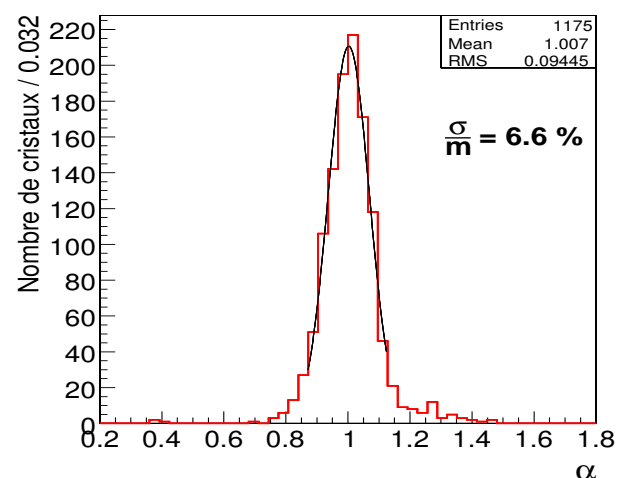


FIG. 6.15: Distribution des coefficients d'intercalibration α mesurés avec le SM10.

6.4.4 Compensation de la perte de transparence des cristaux due aux irradiations

Ces tests en faisceau ont été une occasion de tester le système de monitoring de la transparence des cristaux (introduit dans le paragraphe 5.2.6) sur un supermodule complet. Des prises de données spéciales réalisées avec le système LASER ont été faites à intervalles réguliers entre les prises données électrons pour mesurer la variation de la transparence des cristaux. Le but du système de monitoring est de corriger les coefficients d'intercalibration, mesurés à l'instant t_0 , afin d'avoir leurs valeurs à tout instant t de la prise de données électron que l'on analyse. À partir de la formule 5.34, on a calculé un facteur de correction dépendant du temps, appelé facteur de compensation $C(t)$, pour chaque cristal à un instant t . Ce facteur est représenté sur la figure 6.16 pour deux cristaux situés dans deux modules différents, et en fonction de temps. On corrige ensuite le coefficient d'intercalibration α de chaque cristal selon la formule suivante :

$$\alpha_i(t) = \alpha_i(t_0) \times \frac{C_i(t)}{C_i(t_0)} \quad (6.10)$$

où i est le cristal considéré, t_0 est l'instant de la prise de données au cours de laquelle le cristal i à été intercalibré, t est l'instant de la prise de données électron analysée, et C_i est le facteur de compensation du cristal i à un instant t .

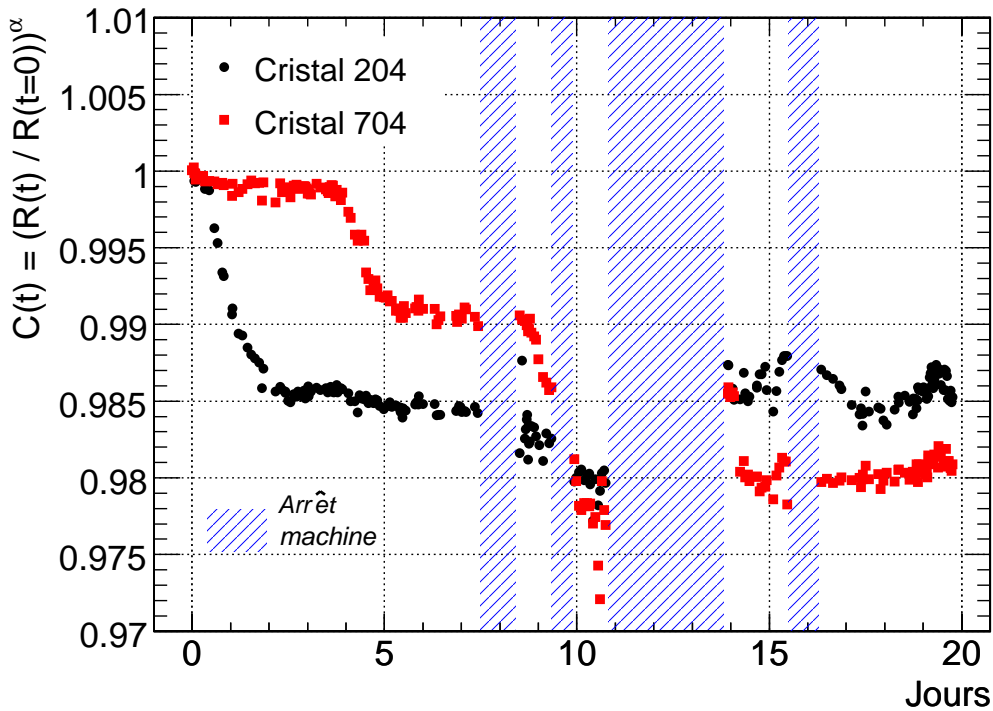


FIG. 6.16: Coefficient de compensation $C(t)$ pour deux cristaux du supermodule, sur une durée de 20 jours.

La figure 6.17 illustre l'application des facteurs de compensation sur un cristal : la figure de gauche représente la distribution de l'amplitude (avec correction polynomiale) mesurée sur le cristal 204 obtenue lors de deux prises de données électrons, à environ deux semaines d'intervalle ; on observe une variation de l'amplitude moyenne d'environ 1,5%. La figure de droite montre les mêmes données mais après application des facteurs de compensation afin de stabiliser la réponse du supermodule : on retrouve bien la même valeur pour l'amplitude moyenne mesurée dans les deux distributions (la mesure de l'énergie dans un cristal devant être la même quelque soit le temps). La figure 6.15 montre la distribution de ces coefficients d'intercalibration du supermodule SM10 compensés à l'instant $t = 0$. On mesure une dispersion de 6,6%. Une vue en deux dimensions de ces coefficients

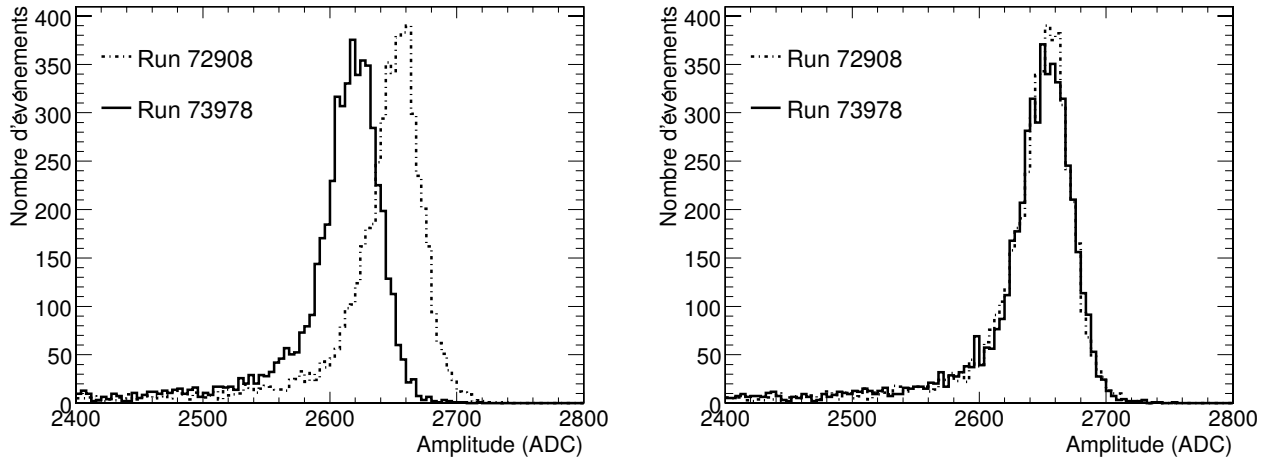


FIG. 6.17: Distribution des amplitudes pour le cristal 204, avec correction polynomiale et coupure $7 \times 7 \text{ mm}^2$, sans compensation des irradiations (à gauche) et avec compensation (à droite).

est donnée sur la figure 6.18, et permet ainsi de visualiser l'ensemble des cristaux analysés au cours de cette campagne de tests en faisceau. On remarque les cristaux dont l'électronique a un gain plus élevé dans le module 4 (cet effet est dû à une augmentation du voltage de l'alimentation haute tension).

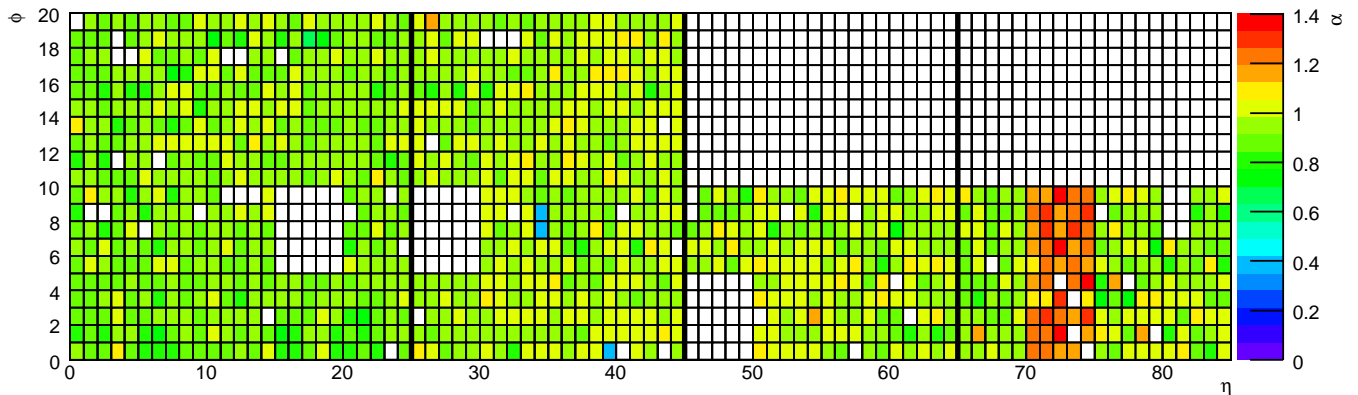


FIG. 6.18: Vue en deux dimensions des coefficients d'intercalibration du supermodule SM10 compensés à l'instant $t = 0$. Les lignes noires verticales représentent la séparation entre les modules; les zones blanches regroupent les cristaux pour lesquels aucune donnée exploitable n'a été enregistrée.

Après avoir rapidement décrit les méthodes de reconstruction des amplitudes et de mesure des coefficients d'intercalibration des cristaux, nous allons à présent décrire la procédure de mesure de l'énergie des électrons en sommant les mesures d'énergie de différents cristaux voisins.

6.4.5 Mesure de l'énergie dans un amas de 3×3 ou 5×5 cristaux

Étant donné une particule incidente qui dépose son énergie dans le calorimètre, on peut considérer l'énergie mesurée dans un cristal unique ou dans une somme de plusieurs cristaux. La résolution en énergie dépend principalement du nombre de canaux utilisés dans la reconstruction et du point d'impact de la particule incidente sur le cristal.

Afin de mesurer l'énergie et sa résolution, il est usuel d'étudier des matrices de 3×3 et de 5×5 cristaux (matrices symétriques car pas de rayonnement dans le champ magnétique) centrées sur le cristal contenant l'énergie déposée la plus grande (voir figure 6.19). L'énergie reconstruite totale sera alors une somme des amplitudes de chaque cristal, définie par la formule suivante :

$$E_{9,25} = F \times G_{9,25} \times L_{9,25}(\phi, \eta) \times \sum_{i=1}^{9,25} \hat{A}_i / \alpha_i(t) \quad (6.11)$$

où F est le facteur de conversion (il est de 37 MeV par canal ADC en moyenne), $G_{9,25}$ est un facteur de correction de contenance globale de la gerbe dépendant de la matrice utilisée, \hat{A}_i et $\alpha_i(t)$ sont respectivement l'amplitude reconstruite et le coefficient d'intercalibration du cristal i compensé au temps t , et enfin $L_{9,25}(\phi, \eta)$ est une fonction locale de correction de la dépendance de la mesure de l'énergie avec le point d'impact de la particule incidente sur le cristal central. La détermination de la fonction $L_{9,25}$ constitue le sujet principal de ce chapitre.

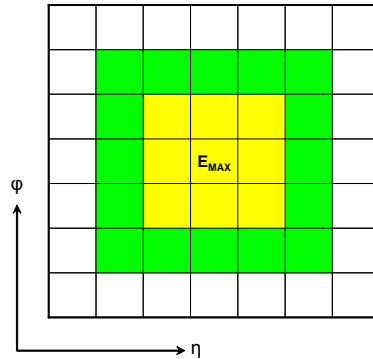


FIG. 6.19: Définition des matrices utilisées pour reconstruire l'énergie.

Le tableau 6.4 indique le pourcentage d'énergie contenue dans un cristal et dans des matrices 3×3 et de 5×5 . Ce pourcentage a été mesuré en simulant un faisceau d'électrons de 120 GeV et en sélectionnant les événements dans une fenêtre ± 2 mm centrée sur le point de dépôt d'énergie maximum. Le facteur G introduit précédemment est l'inverse de ce facteur de contenance. Dans la suite de notre étude, on ajustera le facteur F en sélectionnant les événements du faisceau dans cette fenêtre et pour normaliser les distributions obtenues à l'énergie du faisceau.

Lorsqu'on mesure l'énergie déposée par les électrons dans une somme de 9 ou 25 cristaux, on observe une dépendance de l'énergie mesurée avec la position de l'impact de la particule sur le cristal central. Cet effet est illustré sur la figure 6.20 qui montre l'énergie mesurée dans les sommes de 9 et 25 cristaux en fonction de la coordonnée transverse X mesurée par l'hodoscope (les mêmes distributions sont obtenues selon la coordonnée Y) pour un faisceau de 120 GeV centré sur le cristal 204. On constate que l'énergie mesurée varie avec la position d'impact et devient maximum quand l'électron incident est proche du centre du cristal. Notons que cette dépendance est plus forte en somme de 9 qu'en somme de 25. La figure 6.21 montre les projections des distributions 6.20 sur l'axe des énergies : on constate que ces projections sont très asymétriques à cause de la contribution des événements dans lesquels l'électron incident est proche des bords du cristal et où la variation de mesure de l'énergie est grande.

matrice	Fraction d'énergie déposée (G^{-1})
1 cristal	78%
3×3 cristaux	94%
5×5 cristaux	97%

TAB. 6.4: Fraction d'énergie déposée dans des matrices de 1, 3×3 et 5×5 cristaux, mesurée en simulation pour un faisceau d'électrons de 120 GeV en sélectionnant les événements dans une fenêtre 4×4 mm² centrée sur le point de dépôt d'énergie maximum du cristal 204.

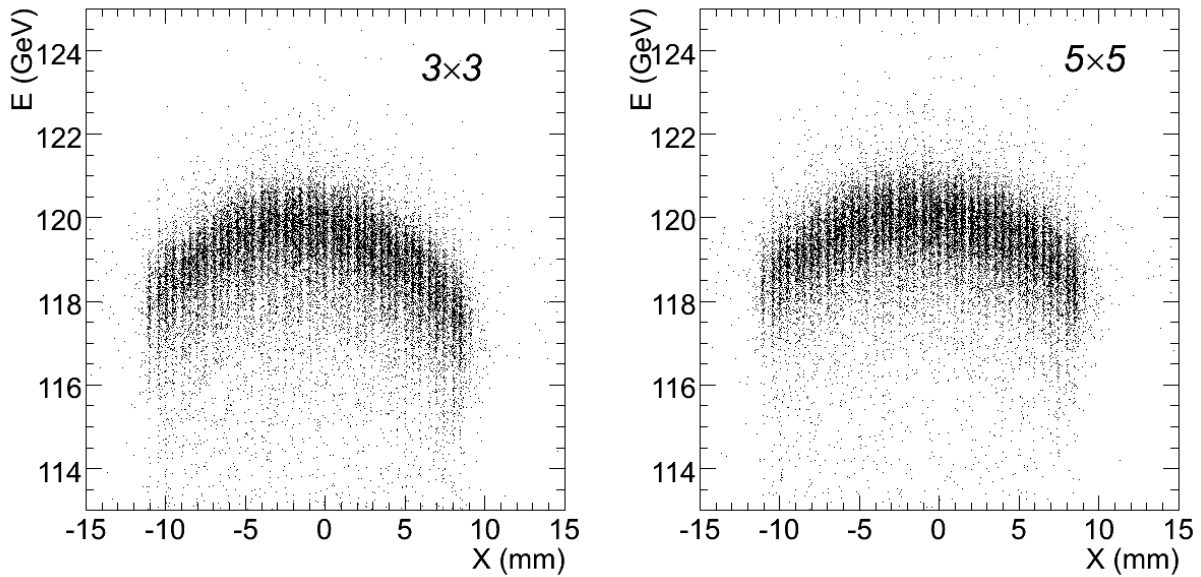


FIG. 6.20: Énergie mesurée en somme de 9 cristaux et 25 cristaux en fonction de la coordonnée transverse X mesurée par l'hodoscope, pour un faisceau d'électrons de 120 GeV de dimensions transverses 20×20 mm² centré sur le cristal 204. Le facteur L est dans ce cas égal à 1.

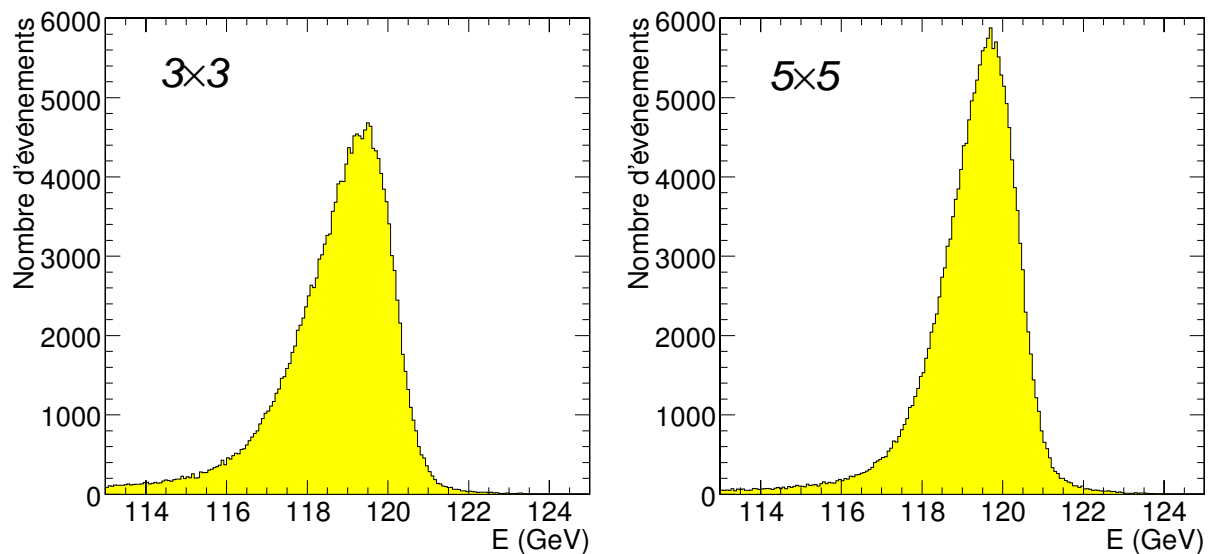


FIG. 6.21: Distribution en énergie mesurée en somme de 9 et 25 cristaux, pour un faisceau d'électron de 120 GeV de dimensions transverses 20×20 mm² centré sur le cristal 204. Le facteur L est dans ce cas égal à 1.

Un des principaux buts de cette thèse à été d'étudier cette dépendance de la mesure de l'énergie en fonction de la position d'impact de la particule incidente. Nous allons à présent expliquer en détail comment nous avons procédé pour mettre au point des méthodes de correction de cet effet.

6.4.6 Dépendance de la mesure de l'énergie avec la position

Pour étudier plus précisément cette dépendance, notamment sur les bords des cristaux, nous avons analysé les données enregistrées sur trois cristaux adjacents (184/204/224), lorsque le faisceau incident est positionné au centre et aux bords de ces cristaux. Nous avons mesuré l'énergie dans ces cristaux, ainsi que dans les matrices 3×3 et 5×5 associées (ces matrices sont définies sur la figure 6.23), en fonction de la position η de l'électron incident.

Afin d'effectuer cette mesure d'énergie, nous avons utilisé une méthode d'analyse d'histogramme basée sur une division des axes en intervalles. Les différentes étapes de cette méthode sont illustrées sur la figure 6.22 pour la mesure de l'énergie en somme de neuf cristaux en fonction de la coordonnée X de l'hodoscope, avec un faisceau de 120 GeV centré sur le cristal 204 :

Figure 6.22 a) On divise tout d'abord l'axe des abscisses de l'histogramme en N intervalles.

Figure 6.22 b) Ensuite, les données de chaque intervalle sont projetées sur l'axe des ordonnées et nous ajustons une fonction Gaussienne avec une queue polynômiale (décrite par la formule 6.12 ci dessous) sur la distribution obtenue, afin de déterminer la valeur du maximum de la distribution (\bar{x}) et la précision avec laquelle il est déterminé (incertitude de l'ajustement).

$$f(x) = N \times \begin{cases} \exp \left[\frac{(x - \bar{x})^2}{2\sigma^2} \right] & \text{si } (x - \bar{x})/\sigma > \alpha \\ A \times \left[B - \frac{x - \bar{x}}{\sigma} \right]^{-n} & \text{si } (x - \bar{x})/\sigma \leq \alpha \end{cases} \quad (6.12)$$

où $A \equiv \left[\frac{n}{|\alpha|} \right]^n \times \exp \left[\frac{-|\alpha|^2}{2} \right]$ et $B \equiv \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha|$

Figure 6.22 c) Finalement, on reporte dans un graphe pour chaque tranche les maximums mesurés et leurs erreurs (les erreurs sont très petites en raison du grand nombre d'événements étudiés).

Cette méthode d'analyse des distributions d'énergie en tranches s'est avérée être précise et stable. À titre d'exemple, on peut appliquer cette méthode à l'étude de l'énergie déposée dans un cristal en faisant varier la position de l'impact de l'électron incident.

Les énergies mesurées ont été normalisées à 120 GeV. La figure 6.24 représente la mesure de l'énergie dans un seul cristal, chaque courbe représentant un des trois cristaux adjacents. La flèche représente la zone où le cristal 204 est le cristal d'énergie maximum ; cette définition sera utilisée dans la suite pour définir le cristal central d'une matrice. On observe dans ce cas une variation de 50% au maximum de la mesure de l'énergie. La figure 6.25 représente, pour les mêmes données, l'énergie mesurée dans des matrices 3×3 centrées sur les cristaux précédents. On observe dans ce cas une variation de la mesure de l'énergie mais beaucoup plus faible car elle est d'environ 2,5%.

On remarque que les courbes des matrices 3×3 sont asymétriques, à cause du dépointage de 3° des cristaux. La figure 6.26 représente l'énergie mesurée cette fois dans des matrices 5×5 : ici, on mesure une variation d'environ 1,6 % et l'asymétrie est moins marquée en raison de la meilleure contenance en énergie de la matrice. Des distributions similaires peuvent être obtenue selon la direction ϕ . Cet effet de variation d'énergie pour des sommes de 9 et 25 cristaux est observé lorsque le cœur de la gerbe électromagnétique s'approche d'un espace inter-cristal. Cet effet est plus important pour une somme de 9 que pour une somme de 25, car les fuites latérales de gerbe sont plus importantes et s'ajoutent à l'effet précédent.

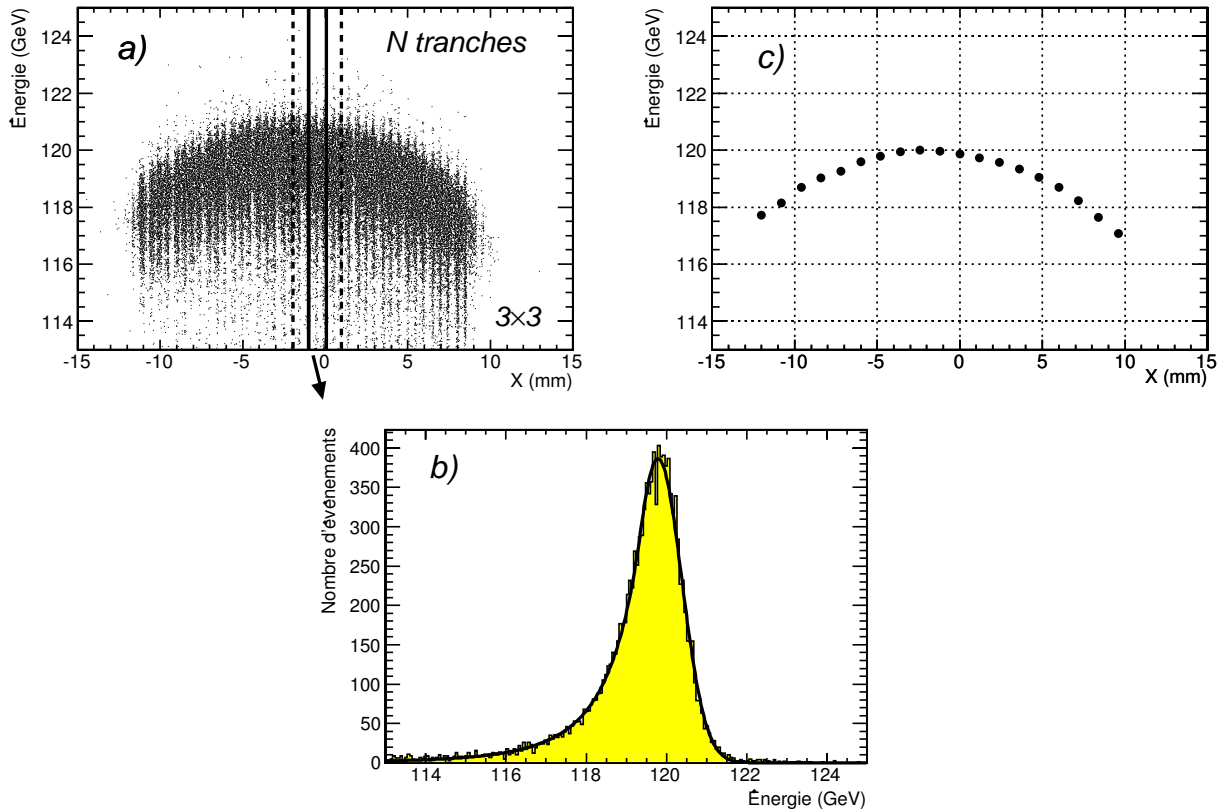


FIG. 6.22: Principe d'analyse d'histogramme par tranche, ici réalisée pour la mesure de l'énergie en 3×3 en fonction de la coordonnée X de l'hodoscope, avec un faisceau de 120 GeV centré sur le cristal 204. La figure a) illustre la division en N tranches de l'histogramme initial. La figure b) montre l'ajustement d'une tranche. Les mesures de chaque tranche sont reportés dans la figure c).

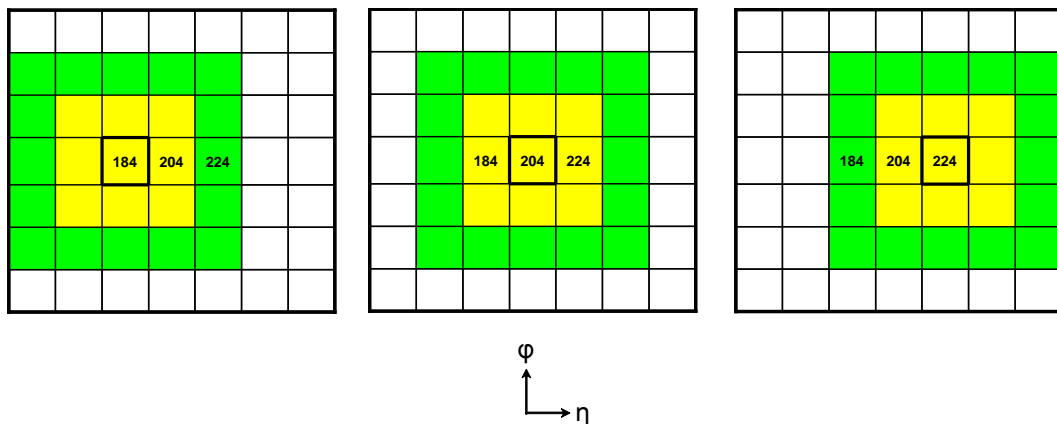


FIG. 6.23: Matrices 3×3 et 5×5 avec lesquelles est effectué la reconstruction de l'énergie.

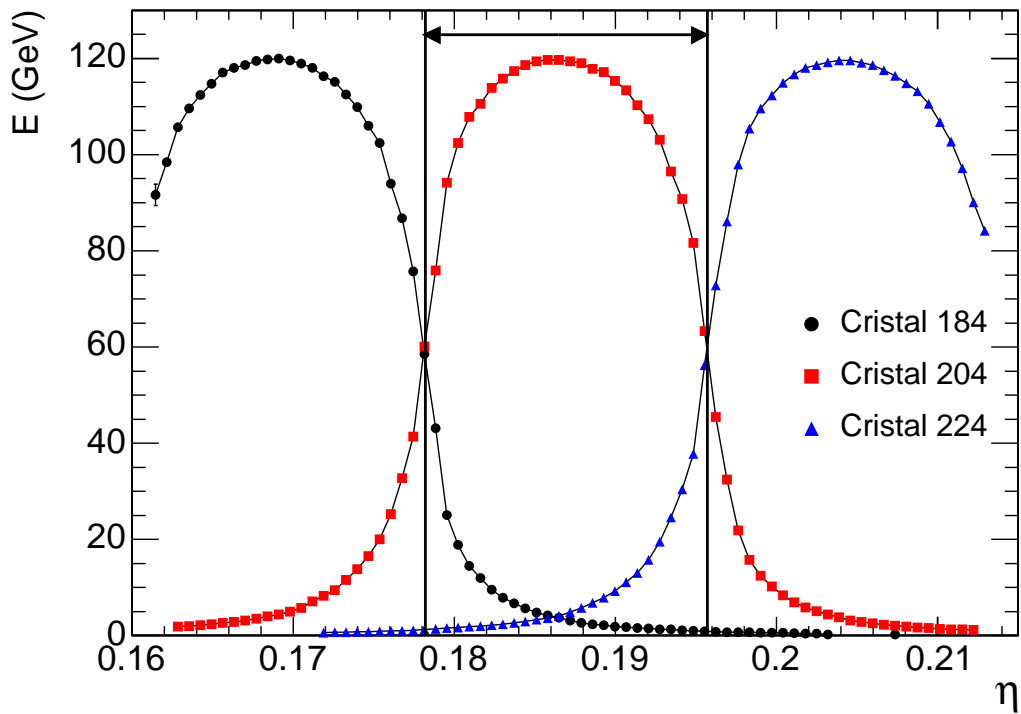


FIG. 6.24: Énergie mesurée dans trois cristaux adjacents en fonction de la position d'impact en η de l'électron incident. La flèche représente la région où le cristal 204 contient le maximum d'énergie.

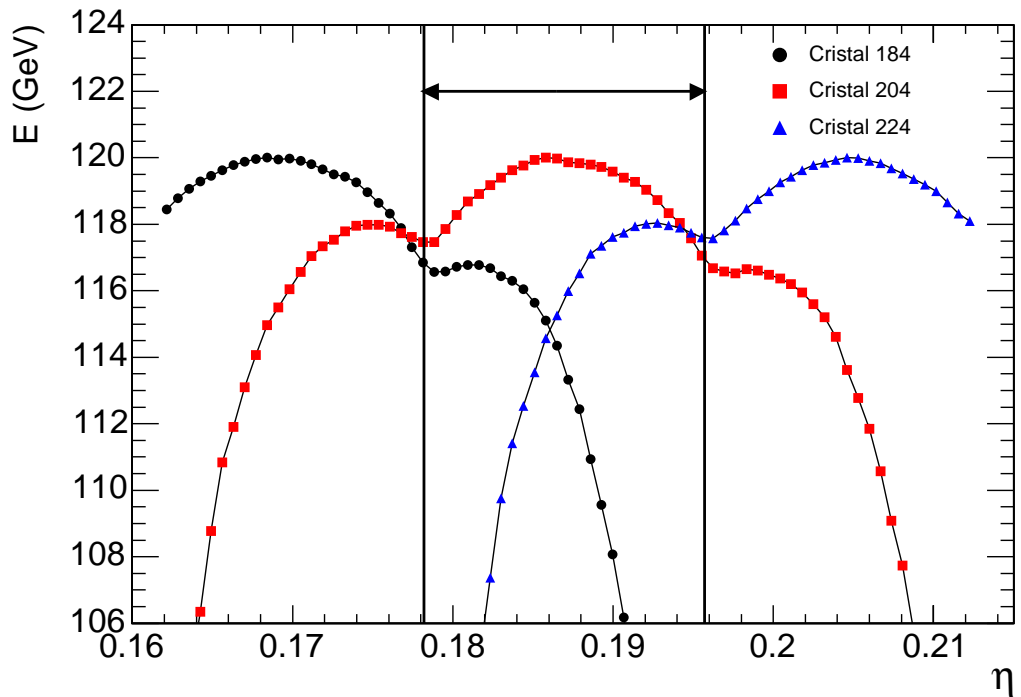


FIG. 6.25: Énergie mesurée dans trois matrices 3×3 centrées sur les cristaux 184 (ronds), 204 (carrés) et 224 (triangles) en fonction de la position d'impact η de l'électron incident. La flèche représente la région où le cristal 204 contient le maximum d'énergie.

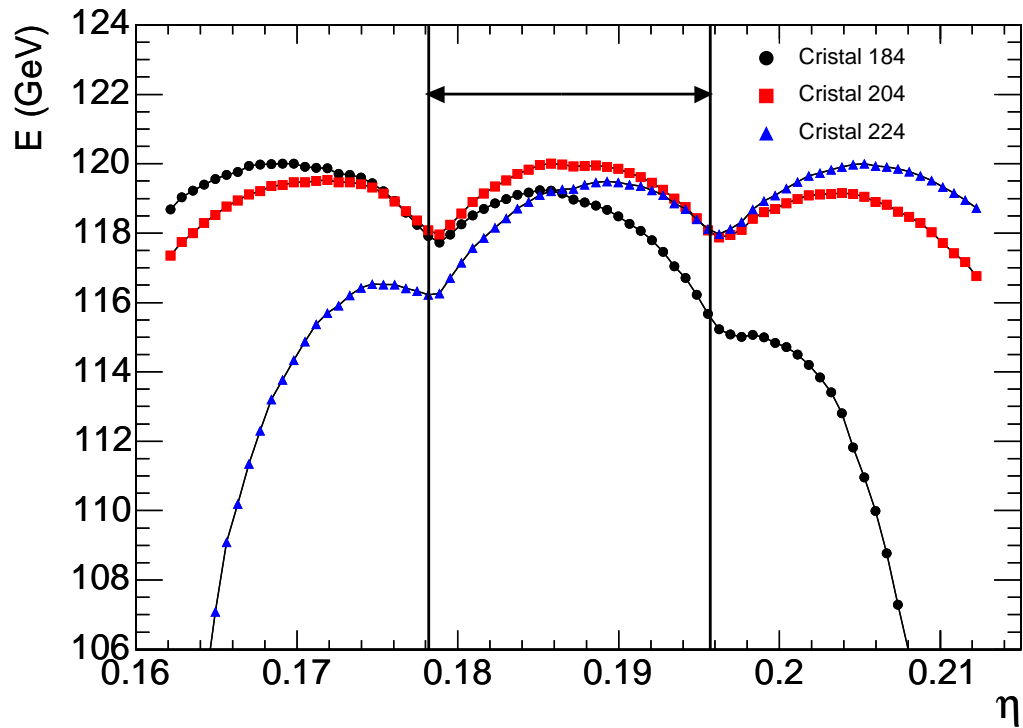


FIG. 6.26: Énergie mesurée dans trois matrices 5×5 centrées sur les cristaux 184 (ronds), 204 (carrés) et 224 (triangles) en fonction de la position d'impact η de l'électron incident. La flèche représente la région où le cristal 204 contient le maximum d'énergie.

Nous avons observé que la mesure de l'énergie dépend fortement de la position du point d'impact de la particule incidente. Pour pouvoir corriger la mesure de l'énergie et avoir une réponse uniforme sur la surface du cristal, il est nécessaire de paramétrer cette variation et ainsi déterminer le facteur $L_{9,25}$ de l'équation 6.11. Pour cela, nous allons étudier deux méthodes se basant sur l'énergie contenue dans les différents cristaux de la matrice. Les deux méthodes ne prennent en compte que l'énergie contenue dans des sommes de 9 ou 25 cristaux et ne tiennent pas compte des mesures X, Y de l'hodoscope. Nous verrons dans la suite que cette contrainte est nécessaire pour pouvoir aussi corriger l'énergie déposée par les photons et être indépendant de la mesure des traces.

6.4.7 La méthode $\ln(\frac{E2}{E1})$

6.4.7.a Définition

Les résultats présentés dans le paragraphe précédent ont montré qu'il était nécessaire d'appliquer une correction en fonction de la position d'impact de la particule incidente. Dans la méthode que l'on va décrire ci dessous (voir [51]), nous allons estimer cette correction directement à partir de la distribution des énergies mesurées dans les cristaux. Cette méthode utilise le rapport de l'énergie contenue dans des colonnes de cristaux spécifiques sur l'énergie contenue dans le reste de la matrice. De nombreuses études de cette méthode, réalisées avec une simulation de CMS, sont décrites dans les références [52][53][54].

Le principe de la méthode est illustré avec la figure 6.27 pour une matrice 3×3 . Considérons la position d'impact selon la direction η . On compare d'abord l'énergie mesurée ($W2$) dans le cristal adjacent de η inférieur au cristal central de la matrice, celui qui a l'énergie déposée la plus grande, avec l'énergie mesurée ($W1$) au cristal adjacent de η supérieur.

- Si $W1 < W2$ (cas où l'impact se situe en général dans la partie de η inférieur du cristal central), on définit les sommes d'énergies suivantes selon 2 groupements de cristaux : $E1$ en sommant l'énergie mesurée dans les deux colonnes de 3 cristaux de la matrice au centre et à plus grand η , et $E2$ en sommant seulement la colonne à plus petit η , comme montré sur la figure 6.27a. Dans ce cas $E2 < E1$ et $\ln(E2/E1) < 0$.
- Si $W1 > W2$ (cas où l'impact se situe en général dans la partie de η supérieur du cristal central), la définition de $E1$ et $E2$ est différente, avec l'énergie mesurée dans la colonne centrale contribuant à la somme $E2$ au lieu de la somme $E1$, comme montré sur la figure 6.27b. Dans ce cas $E2 > E1$. Notons que $E1$ correspond toujours au groupement de cristaux de plus grand η . Dans ce cas $E2 > E1$ et $\ln(E2/E1) > 0$.

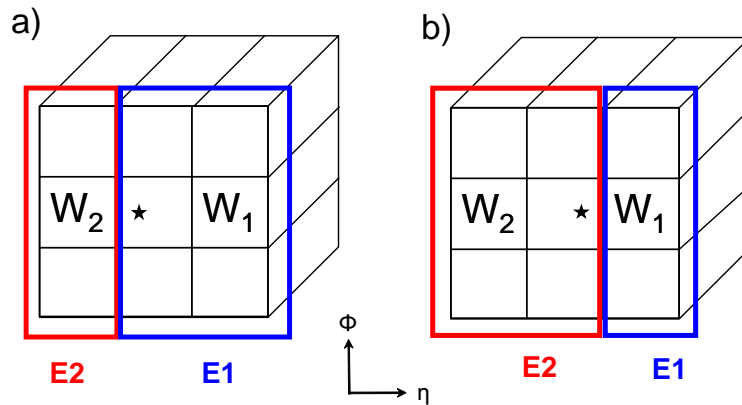


FIG. 6.27: Définition de $E1$ et $E2$ dans le cas où $W1 < W2$ (a) et $W1 > W2$ (b) (voir texte). L'étoile représente la position d'impact d'un électron.

Le principe de la méthode selon la direction ϕ est le même, mais en utilisant les lignes au lieu des colonnes. L'énergie mesurée dans la matrice 3×3 est ensuite évaluée en fonction du paramètre $\ln(E2/E1)$. On prend le logarithme du rapport afin d'éviter une gamme de valeurs trop étendue (typiquement entre -3 et 3). De plus, cela permet d'avoir un effet grossissant de loupe au voisinage des régions inter-cristaux ($\ln(E2/E1) \approx 0$). Dans le cas d'une matrice 5×5 , on utilise des sous-matrices 2×5 et 3×5 pour mesurer les énergies $E1$ et $E2$.

La figure 6.28 montre la correspondance entre des valeurs de $\ln(E2/E1)$ et les coordonnées spatiales X et Y à la surface du cristal mesurées par l'hodoscope du faisceau. Les grandes valeurs de $\ln(E2/E1)$ correspondent à des électrons incidents près du centre du cristal de telle façon que la plupart de l'énergie est déposée dans la colonne centrale de la matrice : dans ce cas $E1 \gg E2$ (configuration a)) ou $E2 \gg E1$ (configuration b)). Pour des électrons incidents près du bord du cristal, l'énergie est partagée à peu près également entre $E1$ et $E2$ et $\ln(E2/E1)$ tend vers 0.

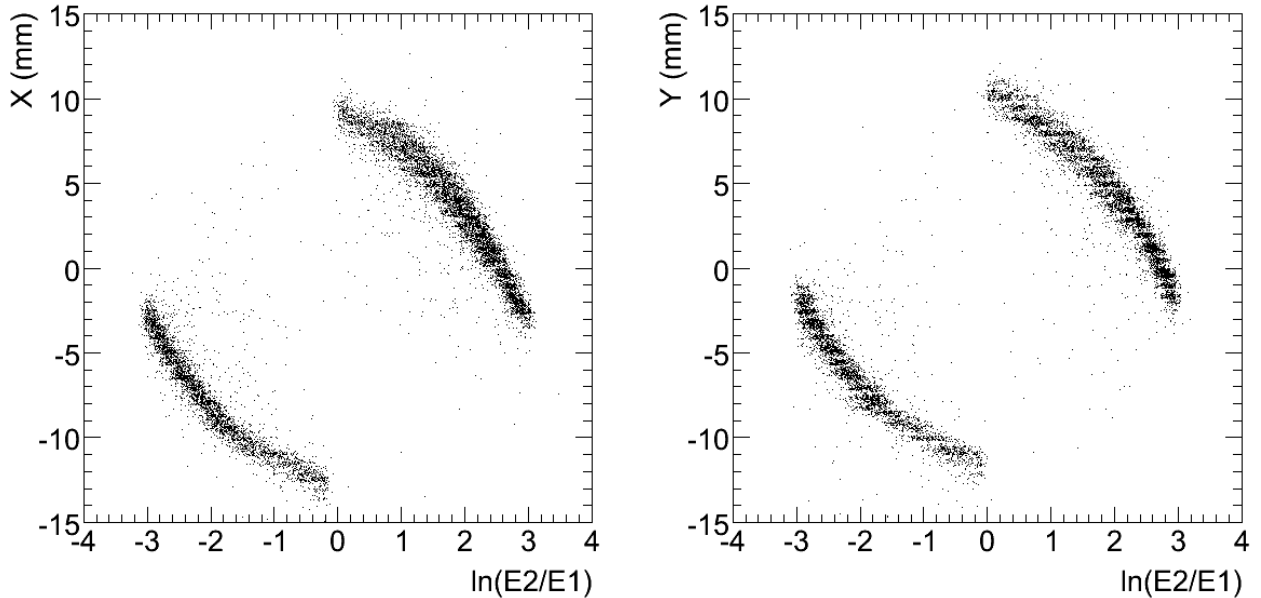


FIG. 6.28: Correspondance entre les coordonnées X et Y mesurées par l'hodoscope et le paramètre $\ln(\frac{E2}{E1})$.

6.4.7.b Mesure de la correction en utilisant différentes positions du faisceau incident

Les corrections sont mesurées dans un premier temps sur le cristal 204 ($\eta = 0,187$). Afin de mesurer les corrections, cinq prises de données de 120 GeV sont analysées (voir figure 6.29) : une avec le faisceau d'électrons centré sur le cristal 204 et quatre centrées respectivement sur chacun des bords du cristal. On sélectionne les événements pour lesquels le cristal 204 contient l'énergie la plus grande.

Les données sont analysées avec la méthode utilisant une division en intervalles de l'axe des abscisses, comme expliqué dans le paragraphe 6.4.6. Les résultats sont normalisés afin que l'énergie mesurée ait une valeur de 1 pour $\ln(E2/E1) = \pm 3$ correspondant à la valeur $\ln(E2/E1)$ pour laquelle l'énergie mesurée est maximale (ce sont des événements dont l'impact est situé au centre du cristal). Les sommes normalisées de l'énergie déposée dans 9 ou 25 cristaux sont montrées sur les figures 6.30 et 6.31 respectivement, en fonction de $\ln(E2/E1)$, pour les directions ϕ et η . Les corrections sont mesurées avec des ajustements polynomiaux, indépendamment en ϕ et η , et pour des valeurs positives et négatives de $\ln(E2/E1)$. On obtient finalement deux ensembles de corrections par matrice : P_9^ϕ et P_9^η pour une somme de 9, et P_{25}^ϕ et P_{25}^η pour une somme de 25 cristaux.

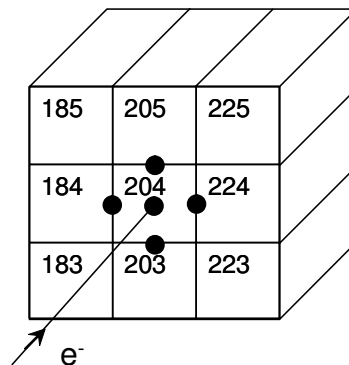


FIG. 6.29: Position du faisceau dans les prises de données utilisées pour mesurer les corrections. Les ronds noirs représentent la position du centre du faisceau.

Dans le cas d'une matrice 3×3 , la discontinuité dans les distributions observées à $\ln(E2/E1) = 0$ reflètent une asymétrie entre les distributions pour des électrons incidents dans des régions proches des deux bords opposés du cristal central(haut/bas et gauche/droite). Cette asymétrie est fortement réduite dans le cas d'une matrice 5×5 .

Cet effet, lié à l'asymétrie déjà mentionnée dans le paragraphe 6.4.6, découle du dépointage de 3° des cristaux, en conjonction avec le choix du cristal contenant l'énergie la plus grande comme centre de la matrice (cet effet sera discuté en détail dans la section 6.4.7.g). Il sera montré dans la section 6.5 que cette asymétrie est bien reproduite en simulation.

Les corrections polynomiales sont ensuite utilisées pour corriger les énergies mesurées avec des sommes de 9 et 25 cristaux ; on note que les corrections sont légèrement différentes entre ϕ et η : les corrections en η sont plus importantes de 0,5% (30% en relatif) que celles en ϕ pour les deux sommes de 9 et 25 cristaux.

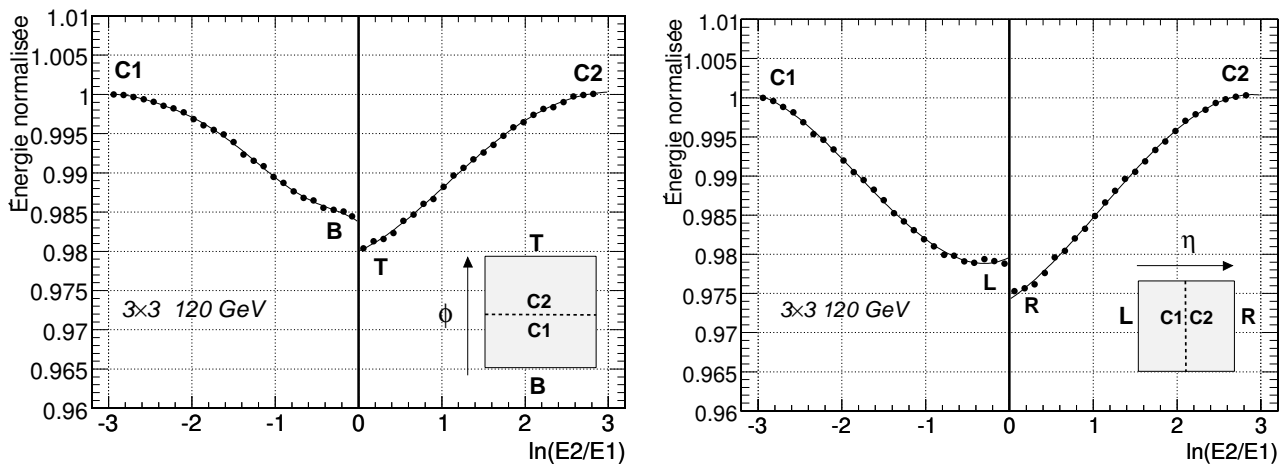


FIG. 6.30: Somme de 9 cristaux normalisée en fonction de $\ln(E2/E1)$ selon ϕ (à gauche) et selon η (à droite) pour le cristal 204. Les courbes sont des polynômes de degré 3 ajustées sur les distributions mesurées (indépendamment pour des valeurs positives et négatives de $\ln(E2/E1)$). Les schémas carrés représentent le cristal central avec différentes régions indiquées : T (haut), B(bas), L(gauche), R(droite), C1 et C2 (centre haut/bas où gauche/droite). Les lettres sur les distributions indiquent la région d'incidence des électrons.

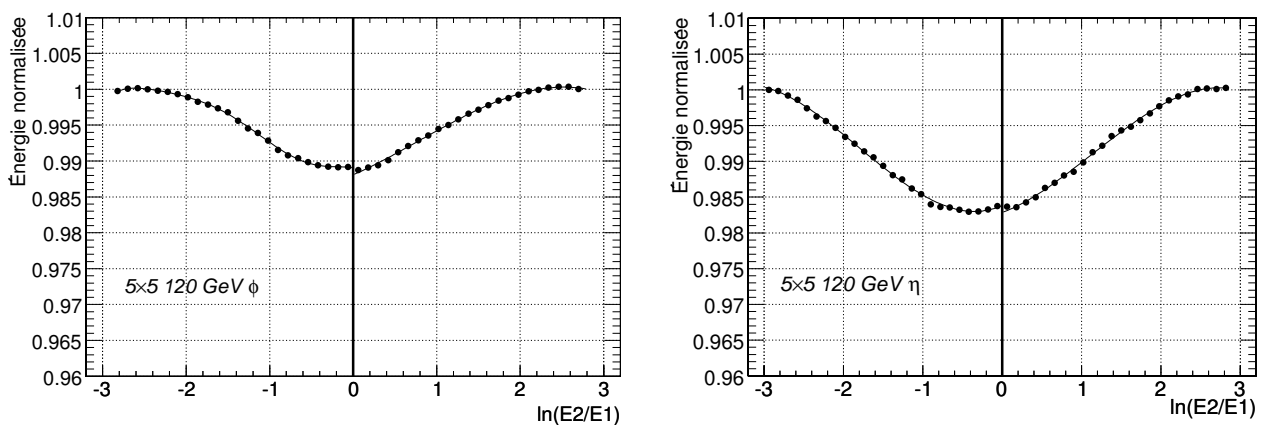


FIG. 6.31: Somme de 25 cristaux normalisée en fonction de $\ln(E2/E1)$ selon ϕ (à gauche) et selon η (à droite) pour le cristal 204. Les courbes sont des polynômes de degré 3 ajustées sur les distributions mesurées.

6.4.7.c Influence de la largeur du faisceau

Le faisceau utilisé lors de la prise de données étant de l'ordre de la taille de la face avant du cristal, il est observé, lors de la mesure des corrections, une influence des variations d'énergie selon la direction η sur celles mesurées selon la directions ϕ (et réciproquement). Pour mettre en évidence cet effet selon η , une sélection géométrique des événements est réalisée grâce à l'hodoscope : des tranches de 5 mm sont faites selon la direction X (voir figure 6.32) sur toute la surface du cristal (à l'aide de prises de données au centre et sur les bords du cristal) et les distributions de l'énergie mesurée dans une somme de 9 en fonction de $\ln(E2/E1)$ sont mesurées pour chaque tranche, selon les directions ϕ et η .

La figure 6.33 représente respectivement les distributions de l'énergie mesurée en somme de 9 en fonction de $\ln(E2/E1)$, selon ϕ et selon η pour chaque tranche. L'effet de la largeur du faisceau va s'observer sur la distribution en ϕ où on mesure une décroissance absolue de l'énergie pour les tranches proches des bords du cristal. Cette décroissance est corrélée à la variation de la mesure selon η , ce qui peut être montré en corrigeant la distribution seulement selon la direction η (voir figure 6.34) et en mesurant de nouveau la distribution selon ϕ : les différentes mesures pour chaque tranche se normalisent à 120 GeV et les distributions de chaque tranche sont alors équivalentes.

Cette étude montre que ces influences mutuelles ne changent pas beaucoup la forme de la correction (l'effet est petit et inférieur à 0,4%), mais la valeur absolue de l'énergie mesurée : les corrélations entre les deux directions ϕ et η peuvent être négligées et les corrections peuvent se factoriser. Ces tranches, ici réalisées selon la direction X , peuvent être faites selon la direction Y : les observations précédentes seront encore valables mais en inversant ϕ et η .

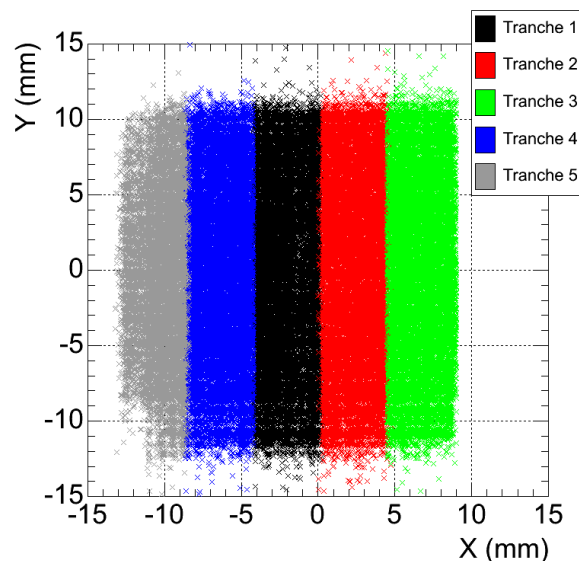


FIG. 6.32: Tranches selon la direction X réalisées sur l'hodoscope.

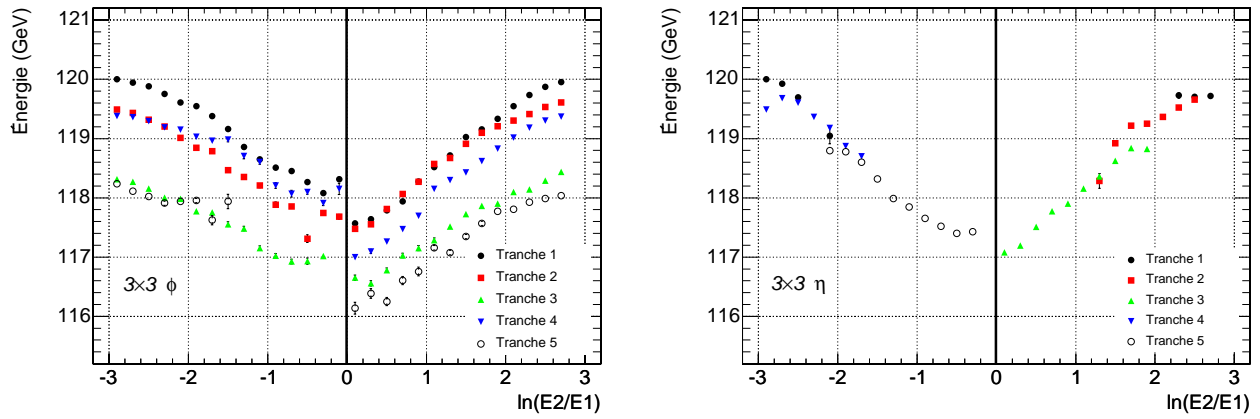


FIG. 6.33: Somme de 9 cristaux en fonction de $\ln(\frac{E_2}{E_1})$ selon la direction ϕ (à gauche) et η (à droite), pour chaque tranche.

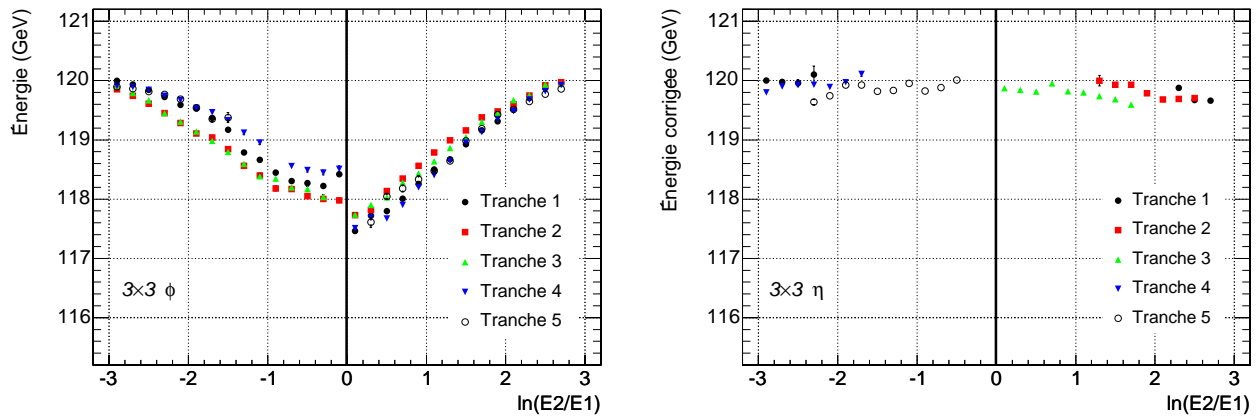


FIG. 6.34: Somme de 9 cristaux en fonction de $\ln(\frac{E_2}{E_1})$ selon la direction ϕ (à gauche) et η (à droite), pour chaque tranche, avec correction selon η .

6.4.7.d Dépendance avec la position d'incidence sur le calorimètre

Les mesures des corrections ont été répétées à différentes pseudo-rapidités afin de déterminer si les corrections dépendent de la position du cristal dans le supermodule. Les distributions obtenues en sommes de 9 et 25, pour les cristaux 204, 704 et 1104 ($\eta = 0,187; 0,624; 0,974$ situés dans les modules 1, 2 et 3) sont superposées sur les figures 6.35 et 6.36. Dans la direction η , la dispersion entre les trois distributions est inférieure à $\pm 0,15\%$; cependant, une différence en ϕ , de l'ordre de $\approx 1\%$, est observée sur les bords des cristaux ($\ln(E2/E1) \approx 0$). On verra dans le paragraphe 6.5.4 qu'un effet similaire mais moins important est observé dans la simulation. Nous avons étudié la différence de résolution obtenue en utilisant soit la même correction pour tous les cristaux des modules, soit une correction différente pour chaque module; la différence étant très petite nous avons décidé d'utiliser au premier ordre la même correction pour tous les cristaux indépendamment de leur position dans le supermodule.

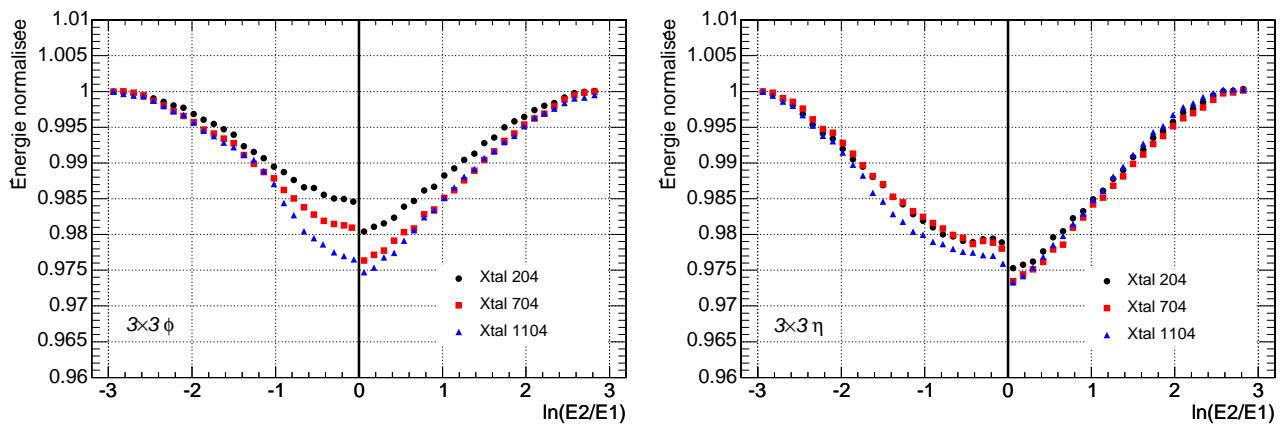


FIG. 6.35: Somme de 9 cristaux normalisée en fonction de $\ln(\frac{E2}{E1})$ selon la direction ϕ (à gauche) et η (à droite) pour trois cristaux situés à trois pseudo-rapidités (cristaux 204/704/1104).

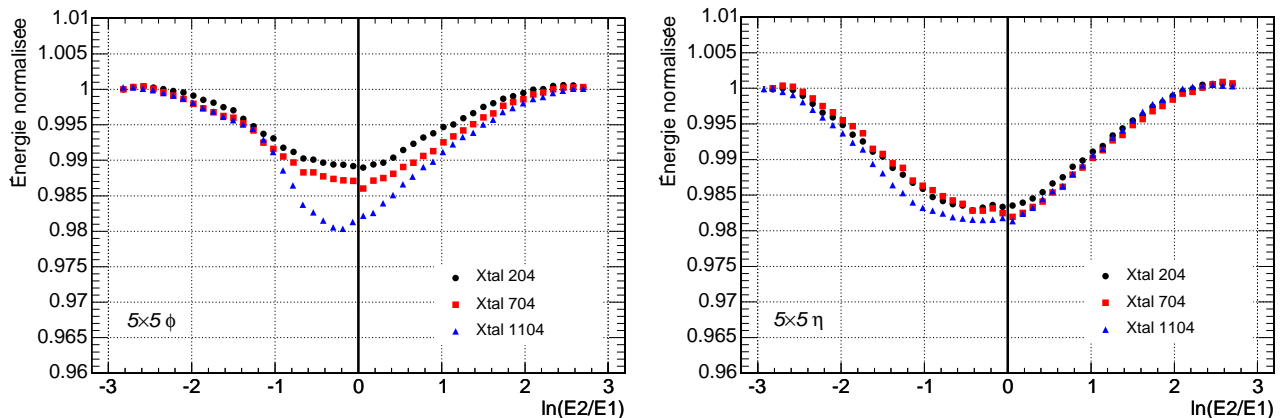


FIG. 6.36: Somme de 25 cristaux normalisée en fonction de $\ln(\frac{E2}{E1})$ selon la direction ϕ (à gauche) et η (à droite) pour trois cristaux situés à trois pseudo-rapidités (cristaux 204/704/1104).

6.4.7.e Dépendance avec l'énergie du faisceau d'électron incident

Il convient maintenant de vérifier que les corrections sont indépendantes de l'énergie de la particule incidente. Lors des tests, 8 énergies entre 20 GeV et 250 GeV ont été enregistrées : la figure 6.37 montre les résultats obtenus avec un faisceau centré sur le cristal 204 pour chacune de ces 8 énergies. Comme aucune donnée n'a été prise sur les bords des cristaux à toutes les énergies, on ne peut faire une comparaison pour toutes les valeurs de $\ln(E2/E1)$. La dispersion entre les différentes distributions n'excède pas $\pm 0,2\%$, sauf pour le cas à 180 GeV (énergie située à la frontière entre le changement de gain 12 à gain 6). En supposant que ces différences sont petites et peuvent être négligées, nous pouvons alors appliquer la même correction pour toutes les énergies.

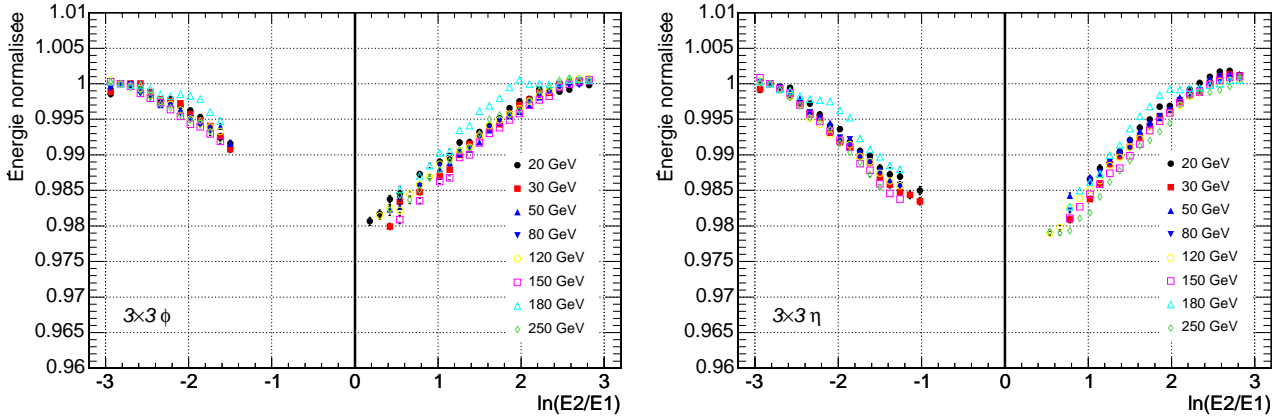


FIG. 6.37: Somme de 9 cristaux normalisée en fonction de $\ln(\frac{E2}{E1})$ selon la direction ϕ (à gauche) et η (à droite) pour 8 énergies du faisceau de 20 à 250 GeV.

6.4.7.f Effet des corrections sur la résolution en énergie

Appliquons maintenant les corrections à la mesure de l'énergie, en donnant au facteur $L_{9,25}(\phi, \eta)$ de l'équation 6.11 la valeur suivante :

$$L_{9,25}(\phi, \eta) = (P_{9,25}^{\phi} \times P_{9,25}^{\eta})^{-1} \quad (6.13)$$

où $P_{9,25}^{\phi}$ et $P_{9,25}^{\eta}$ sont les corrections polynomiales mesurées précédemment.

Afin de vérifier la procédure de correction, on mesure l'énergie reconstruite et corrigée mesurée avec une somme de 9 et de 25, en fonction des coordonnées X et Y mesurées par l'hodoscope, avec une prise de données centrée sur le cristal 204. Les distributions résultantes sont montrées sur les figures 6.38 et 6.39 : on observe que bien que la mesure de l'énergie est uniforme quelque soit la position de l'impact de l'électron incident.

La figure 6.40 montre l'effet des corrections sur la distribution en énergie quand le faisceau d'électrons est centré sur le cristal 204. La distribution obtenue après correction est nettement améliorée et on mesure, avec la fonction 6.12, une résolution en énergie de 0,43% pour une matrice 3×3 et 0,44% pour une matrice 5×5

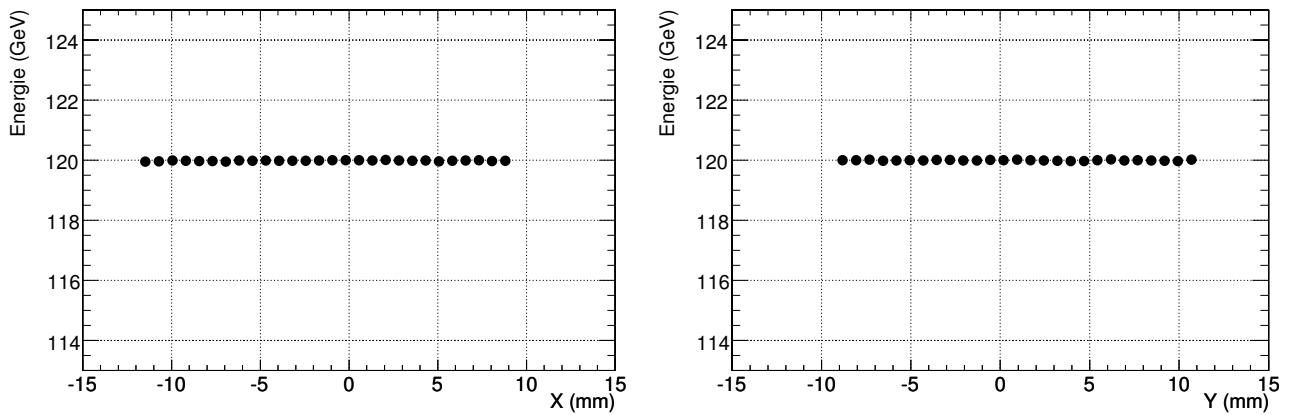


FIG. 6.38: Énergie corrigée dans une matrice 3×3 en fonction des coordonnées X et Y des électrons incidents, avec un faisceau de 120 GeV centré sur le cristal 204.

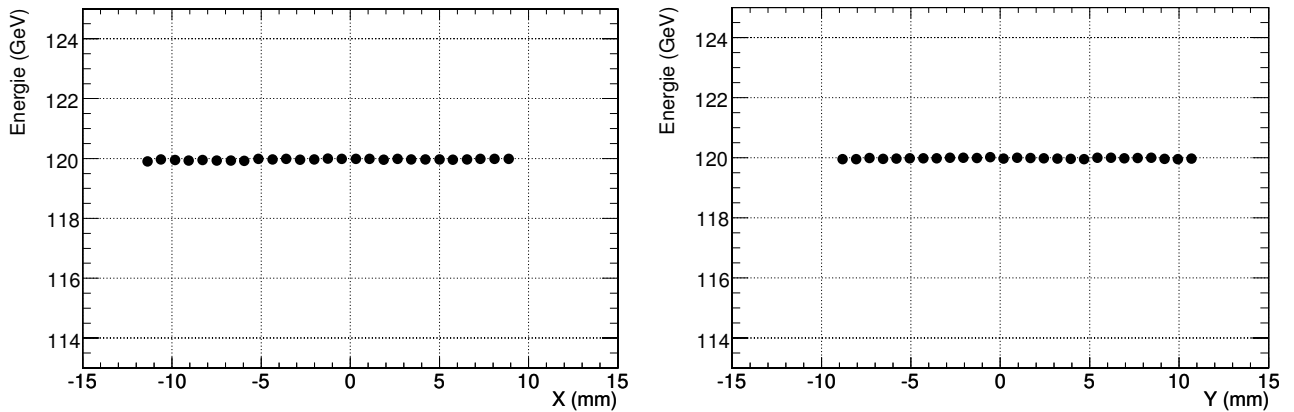


FIG. 6.39: Énergie corrigée dans une matrice 5×5 en fonction des coordonnées X et Y des électrons incidents, avec un faisceau de 120 GeV centré sur le cristal 204.

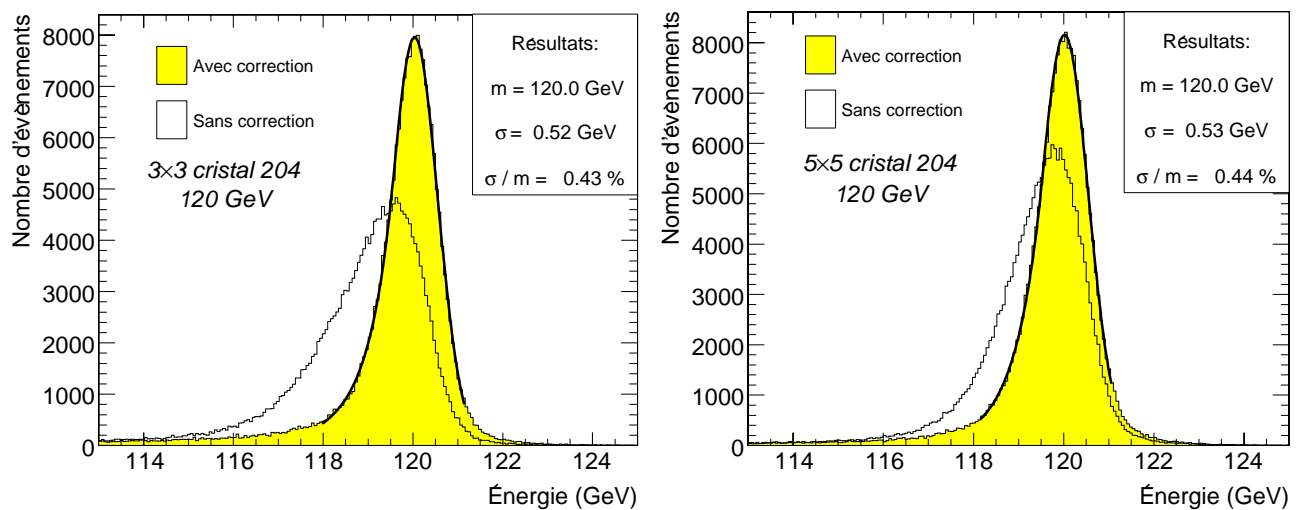


FIG. 6.40: Distribution en énergie avant et après correction, avec un faisceau de 120 GeV centré sur le cristal 204, mesurée avec une matrice 3×3 (à gauche) et 5×5 (à droite).

Les figures 6.41 et 6.42 illustrent les cas où le faisceau est centré respectivement entre 2 cristaux et au coin de 4 cristaux (qui est le cas le plus pessimiste pour mesurer la résolution en énergie). Après corrections, les distributions sont très proches de celles obtenues avec un faisceau centré sur le cristal, et les résolutions en énergie (ici mesurées avec une matrice 3×3) sont respectivement de 0,46% et 0,50%.

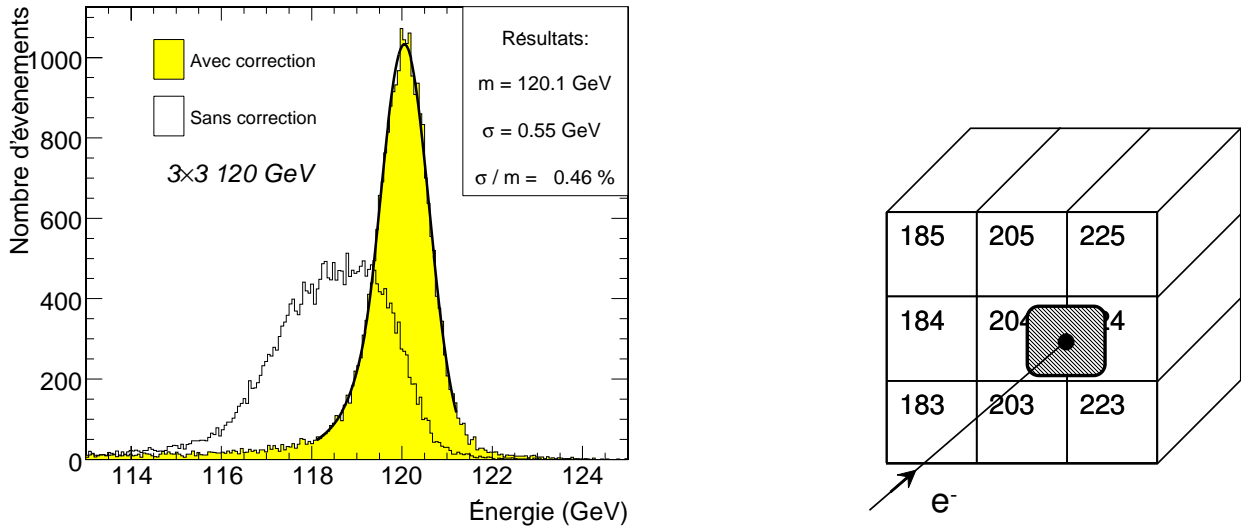


FIG. 6.41: Distribution en énergie avant et après correction, mesurée avec une matrice de 3×3 cristaux, quand le faisceau de 120 GeV est centré entre les cristaux 204 et 224, comme illustré à droite de la figure.

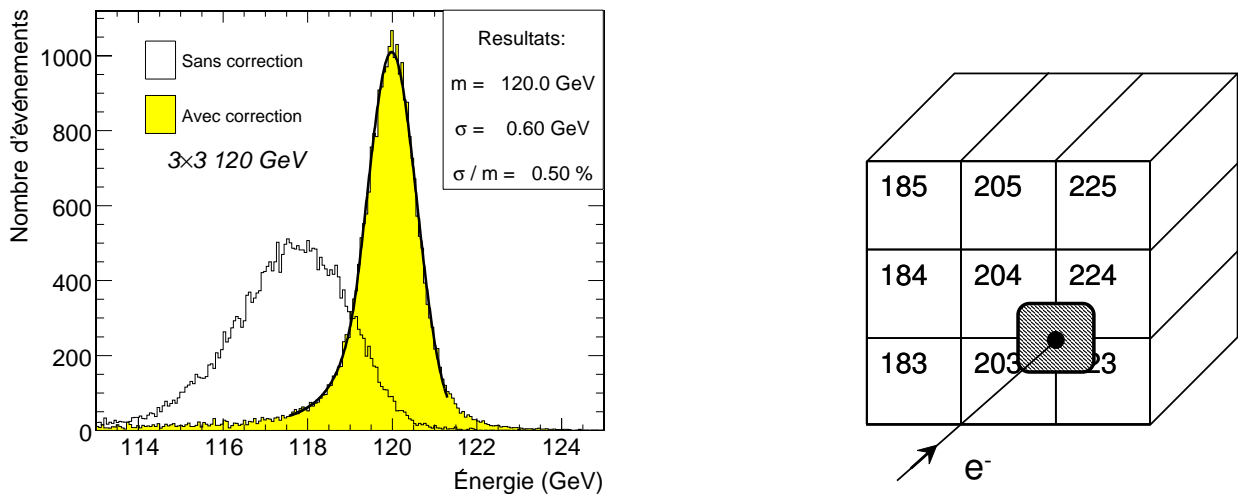


FIG. 6.42: Distribution en énergie avant et après correction, mesurée avec une matrice de 3×3 cristaux, quand le faisceau de 120 GeV est centré au coin de 4 cristaux (203/204/223/224), comme illustré à droite de la figure.

La figure 6.43 montre l'effet des corrections sur la somme de plusieurs prises de données où le faisceau est centré à plusieurs endroits d'une matrice de 9 cristaux (cristaux 183, 184, 185, 203, 204, 205, 223, 224 et 225), à tous les centres, coins et milieux des bords de la matrice. Cette configuration reproduit bien une couverture uniforme de la matrice de 9 cristaux. La résolution en énergie mesurée est de 0,50%.

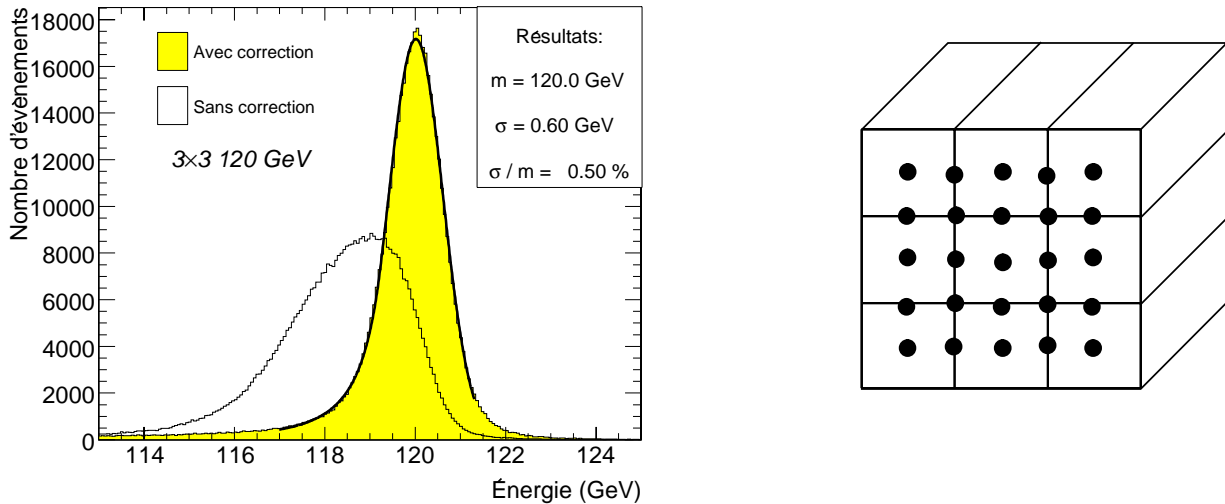


FIG. 6.43: Distribution en énergie avant et après correction, mesurée avec une matrice de 3×3 cristaux, quand le faisceau de 120 GeV est centré à de nombreux endroits d'une matrice de 9 cristaux centrée sur le cristal 204, comme l'indiquent les ronds noirs sur la figure de droite.

6.4.7.g Matrice en somme de neuf d'énergie maximale

Comme nous l'avons mentionné dans le paragraphe 6.4.7.b, une des raisons de l'asymétrie observée sur les corrections mesurées avec une somme de 9 cristaux est issu de la définition du cristal central de la matrice comme cristal d'énergie maximum. Il est utile de remarquer que si, lors de la mesure des corrections avec des matrices 3×3 , on utilise la matrice contenant le maximum d'énergie au lieu de la matrice centrée sur le cristal d'énergie maximum, l'asymétrie des corrections disparaît, comme observé sur la figure 6.44. Cet effet peut être compris grâce à la figure 6.25 : la transition de définition de matrice à utiliser, entre deux cristaux adjacents, ne s'effectue plus au niveau de la ligne noire (qui représente la position où l'énergie contenue dans un cristal individuel devient supérieure à l'énergie de son voisin), mais au niveau du croisement des courbes légèrement avant la ligne noire, c'est à dire lorsque l'énergie contenue dans une somme de 9 centrée sur un cristal devient supérieure à l'énergie contenue dans la somme de 9 centrée sur le cristal adjacent.

Dans ce cas de définition, la résolution en énergie corrigée est un peu moins bonne, comme illustré par la figure 6.45 où l'on mesure une résolution de 0,55% pour une prise de donnée où le faisceau est centré au coin de quatre cristaux en prenant la somme de 9 cristaux d'énergie maximum pour chaque événement, au lieu de 0,50% dans le cas où le cristal central est d'énergie maximum. Dans ce cas, la distribution spatiale en énergie dans la matrice n'est plus symétrique (le cristal contenant le maximum d'énergie n'est plus au centre mais sur les bords), ceci donnant un rôle plus important à la précision de la mesure de l'intercalibration des cristaux lors la mesure de la résolution en énergie.

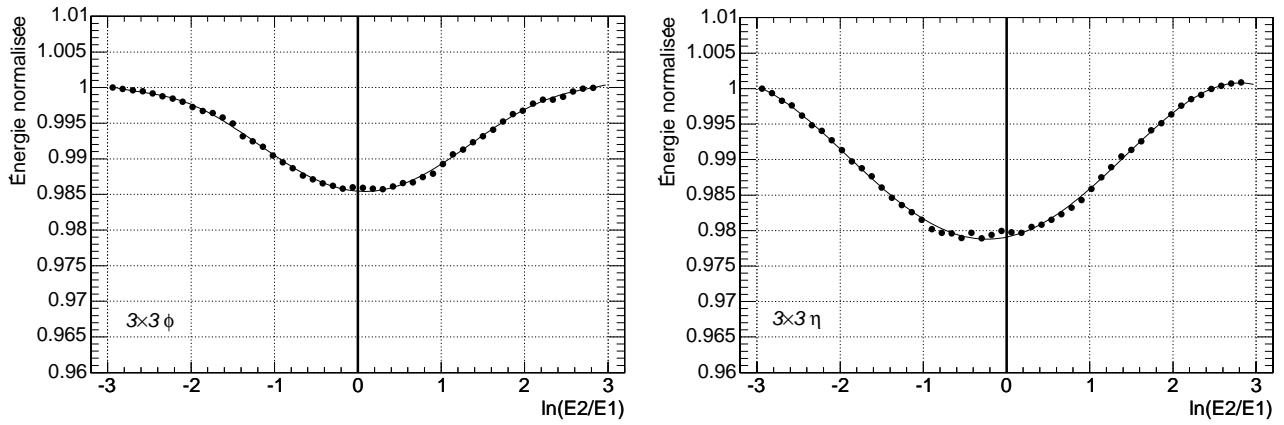


FIG. 6.44: Somme de 9 cristaux en fonction de $\ln(\frac{E_2}{E_1})$ selon la direction ϕ (à gauche) et η (à droite), avec un faisceau de 120 GeV positionné au centre et sur les bords du cristal 204, en choisissant pour chaque événement la somme de 9 cristaux contenant le maximum d'énergie.

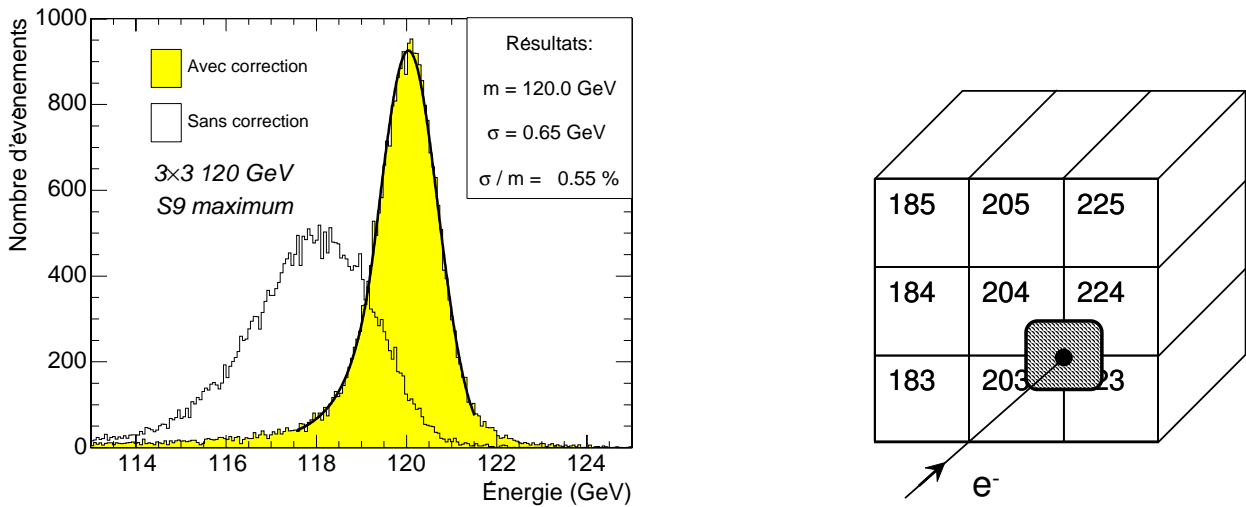


FIG. 6.45: Distribution en énergie avant et après correction, mesurée avec une matrice de 3×3 cristaux, quand le faisceau de 120 GeV est centré au coin de 4 cristaux (203/204/223/224), comme montré à droite de la figure, en choisissant pour chaque événement la somme de 9 cristaux contenant le maximum d'énergie.

6.4.8 La méthode $\frac{S_{9,25}}{S_1} - 1$

D'autres méthodes de corrections sont possibles, parmi celles-ci nous présenterons la méthode $\frac{S_{9,25}}{S_1} - 1$ (voir [19]). Cette méthode introduit le paramètre $\frac{S_{9,25}}{S_1} - 1$, où $S_{9,25}$ et S_1 sont respectivement l'énergie mesurée dans une somme de 9 ou 25 cristaux et l'énergie mesurée dans le cristal central de la matrice étudiée. Ce paramètre caractérise le développement latéral de la gerbe dans les cristaux voisins du cristal central de la matrice. Plus la gerbe se développe dans ces cristaux, plus le rapport est grand.

Il convient ensuite d'étudier l'énergie mesurée dans une somme de 9 ou 25 cristaux en fonction de ce paramètre afin d'obtenir une correction. Pour cela, on utilise des prises de données à 120 GeV situées au centre et sur les côtés du cristal 204 afin de couvrir toute la surface du cristal. La figure 6.46 représente l'énergie mesurée avec une matrice 3×3 en fonction de ce rapport. La variation d'énergie est alors observée pour des valeurs croissantes du rapport $\frac{S_{9,25}}{S_1} - 1$.

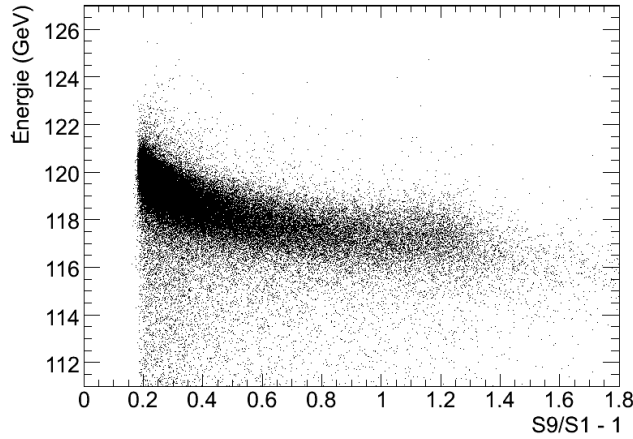


FIG. 6.46: Énergie mesurée en somme de 9 cristaux en fonction de $\frac{S_9}{S_1} - 1$ pour le cristal 204, à 120 GeV.

Les données sont étudiées avec la méthode d'analyse en tranches, on normalise la distribution à 1 pour des valeurs de $\frac{S_{9,25}}{S_1} - 1 = 0,2$ (ce sont les événements situés au centre du cristal où l'énergie mesurée est maximum), puis la correction est mesurée en ajustant une fonction exponentielle décroissante, comme illustré sur la figure 6.47. Deux corrections sont obtenues : P_9 et P_{25} pour, respectivement, une somme de 9 et une somme de 25 cristaux. Comme pour la méthode précédente, la correction est appliquée à la mesure de l'énergie en utilisant :

$$L_{9,25}(\phi, \eta) = (P_{9,25})^{-1} \quad (6.14)$$

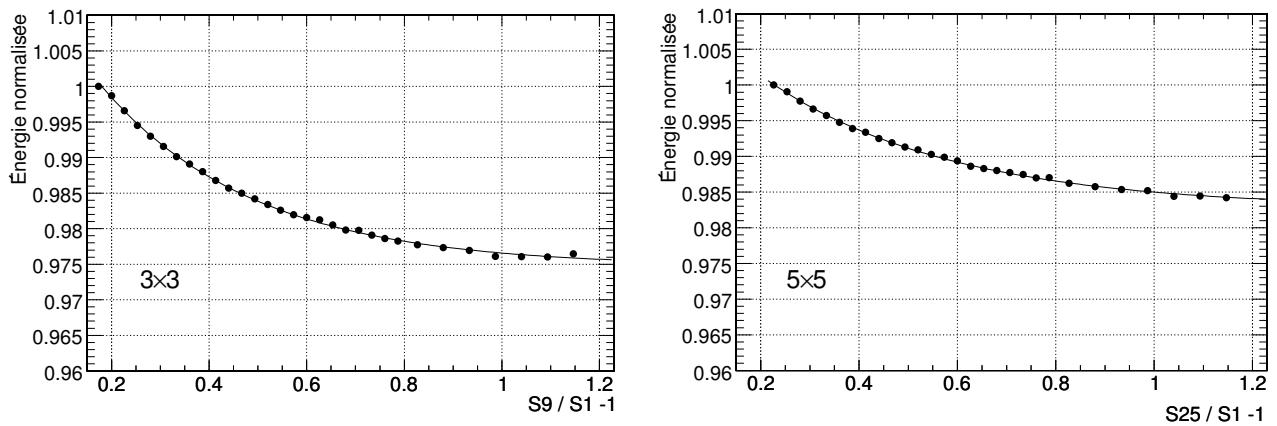


FIG. 6.47: Énergie mesurée normalisée en somme de 9 cristaux (à gauche) et 25 cristaux (à droite) en fonction de $\frac{S_{9,25}}{S_1} - 1$, pour le cristal 204, à 120 GeV.

La figure 6.48 représente la distribution en énergie avec et sans correction pour une matrice 3×3 pour une prise de données au coin de quatre cristaux : nous observons que la correction $\frac{S_9}{S_1} - 1$ améliore bien la distribution et la résolution mesurée est de 0,55%. Néanmoins, la distribution est beaucoup plus asymétrique que celle obtenue avec la méthode $\ln(\frac{E_2}{E_1})$ pour la même prise de données. Ceci est dû à des événements sous corrigés provenant d'une divergence du paramètre $\frac{S_9}{S_1} - 1$ lors d'un impact sur les bord des cristaux, comme illustré par la figure 6.49 représentant la valeur du rapport $\frac{S_9}{S_1} - 1$ en fonction des coordonnées X et Y mesurées par l'hodoscope. On observe que la valeur du rapport se décorrèle de la position sur les bords du cristal. On peut alors conclure que cette méthode est moins performante que la méthode $\ln(E_2/E_1)$ pour corriger la variation de la mesure de l'énergie en fonction de la position de la particule incidente.

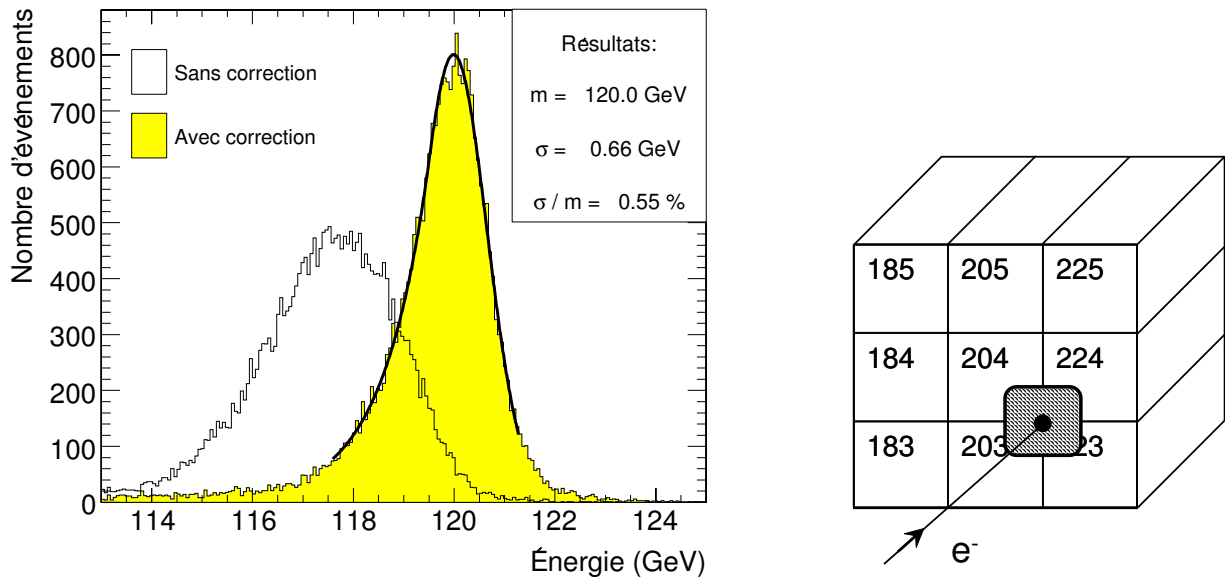


FIG. 6.48: Distribution en énergie avant et après correction, mesurée avec une matrice de 3×3 cristaux, quand le faisceau de 120 GeV est centré au coin de 4 cristaux (203/204/223/224), comme montré à droite de la figure, avec la méthode $\frac{S_{9,25}}{S_1} - 1$.

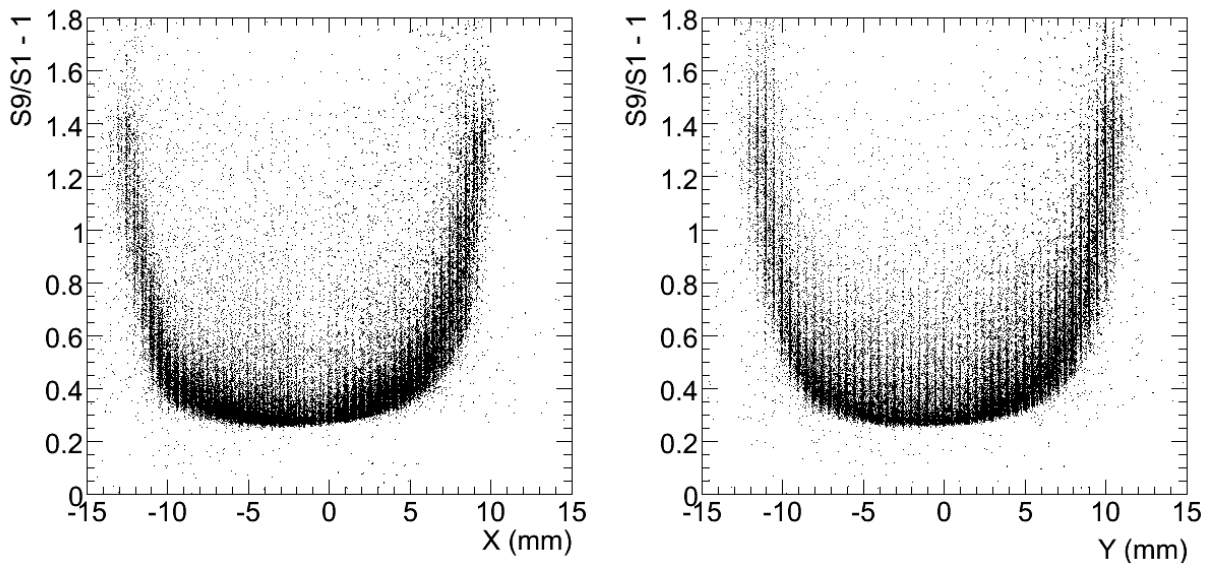


FIG. 6.49: Valeur du rapport $\frac{S_9}{S_1} - 1$ en fonction des coordonnées X et Y mesurées par l'hodoscope, pour un faisceau incident de 120 GeV positionné au centre et sur les bords du cristal 204.

6.4.9 Mesure de la résolution en énergie intrinsèque

Dans ce paragraphe, nous allons expliquer la procédure pour mesurer la résolution en énergie intrinsèque du calorimètre, c'est à dire dans le cas où la mesure de l'énergie est quasiment indépendante de l'intercalibration des cristaux et ne nécessite pas de corrections en fonction de la position d'impact de la particule incidente. Les valeurs obtenues pourront être comparées avec celles de la résolution mesurée avec application des corrections de position : des résultats similaires prouveront alors la validité des corrections.

Pour cela, on étudie une prise de données centrée sur le cristal 204. L'histogramme non hachuré de la figure 6.50 représente l'énergie reconstruite dans une matrice 3×3 , à 120 GeV, avec toute la statistique. Comme nous l'avons mentionné précédemment, la distribution est très asymétrique à cause la dépendance de la mesure de l'énergie avec la position d'impact de la particule incidente.

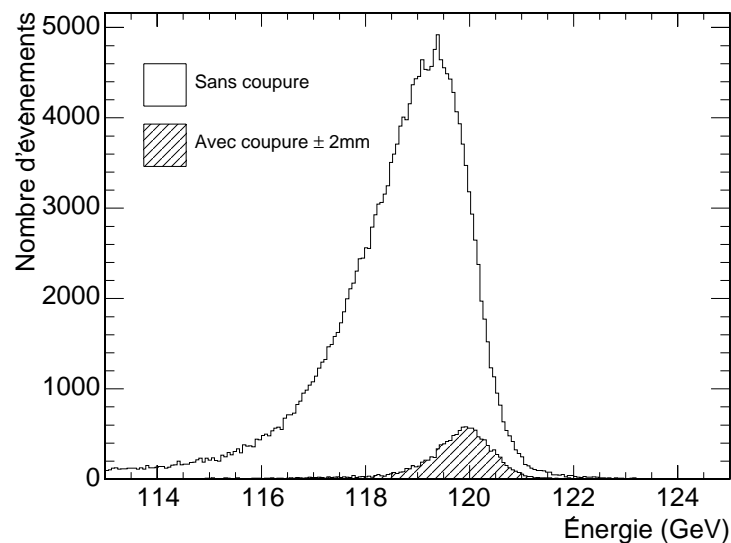


FIG. 6.50: Distribution en énergie dans une matrice 3×3 pour un faisceau d'électron de 120 GeV centré sur le cristal 204, sans coupure sur l'hodoscope (en blanc), et après une coupure sur l'hodoscope (hachuré) rejetant les événements en dehors d'une fenêtre de $4 \times 4 \text{ mm}^2$ centrée sur la position du dépôt d'énergie maximum.

Pour pouvoir mesurer la résolution en énergie intrinsèque, on effectue une coupure sur les positions mesurées faite avec l'hodoscope afin de ne sélectionner que les particules incidentes dans une fenêtre de $4 \times 4 \text{ mm}^2$ centrée sur la position du dépôt d'énergie maximum du cristal central de la matrice. La mesure de l'énergie des particules ainsi choisies loin des bords du cristal varie peu. La distribution en énergie devient plus gaussienne et il est possible de mesurer la résolution en énergie. La résolution a été mesurée en ajustant la fonction 6.12.

Pour le cristal 204 à 120 GeV nous mesurons une résolution de 0,42% en 3×3 et de 0,41% en 5×5 (voir figure 6.51), ce qui est très proche des résolutions obtenues dans le paragraphe 6.4.7.f avec un faisceau large et après corrections. Notons que la coupure réduit très fortement la statistique : ainsi une coupure $4 \times 4 \text{ mm}^2$ ne conserve qu'environ 7% du nombre d'événements total.

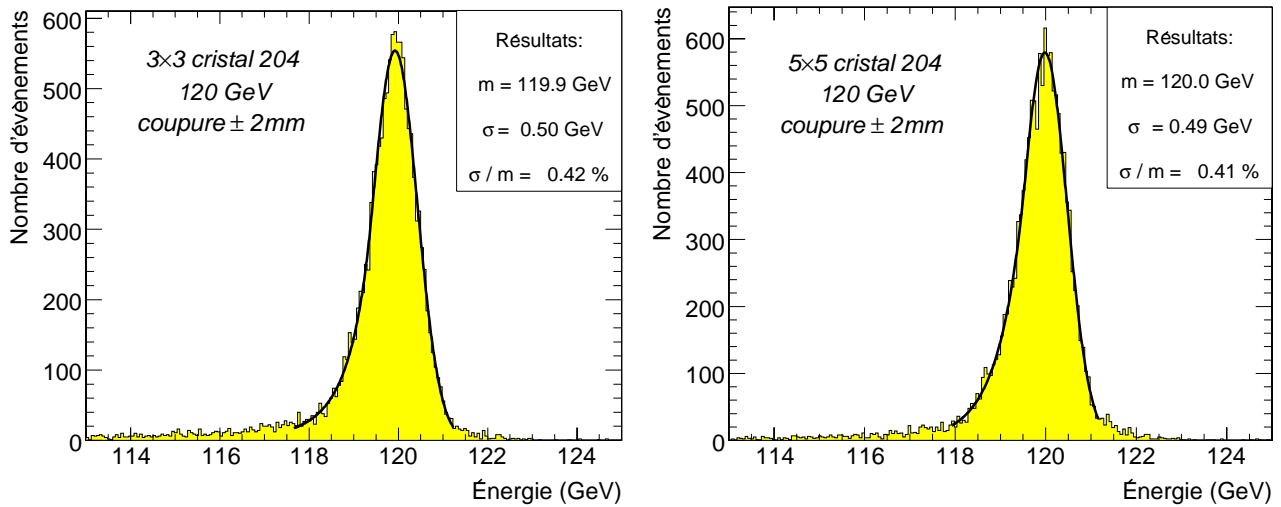


FIG. 6.51: Distribution en énergie mesurée avec une somme de 9 cristaux (à gauche) et de 25 cristaux (à droite), avec sélection des événements dans une fenêtre de $4 \times 4 \text{ mm}^2$ autour du dépôt d'énergie maximum, à 120 GeV.

6.4.10 Étude de l'effet des espaces inter-modules en somme de 9 cristaux

Le supermodule est constitué de 4 modules différents, séparés par un espace de 6 mm appelé espace inter-module (aussi appelé “crack”) : il y a donc trois espaces inter-modules au total dans le supermodule selon la direction η . À cause de cet espace, la mesure de l'énergie des particules arrivant sur les cristaux adjacents à ces espaces est fortement dégradée. Il est nécessaire de corriger ces pertes et cela peut être réalisé dans le cadre de la méthode $\ln(\frac{E_2}{E_1})$. On se restreint dans la suite à une étude en somme de 9 cristaux, la procédure en somme de 25 étant similaire ([53] [54]).

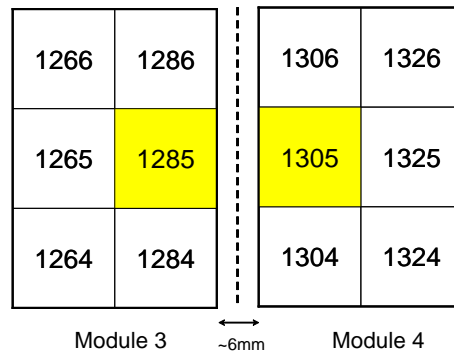


FIG. 6.52: Position de l'inter-module M3-M4 et numérotation des cristaux.

Pour ce faire, nous allons distinguer les deux types de cristaux affectés par cet effet : les cristaux directement à gauche de l'espace inter-module et les cristaux directement à droite. Des prises de données ont été réalisées avec un faisceau centré sur les cristaux 1285 et 1305 (voir figure 6.52), mais aussi sur les bords gauches et droits de ces deux cristaux, à 120 GeV.

La figure 6.53 représente les énergies mesurées dans une matrice 3×3 centrée sur le cristal 1285 et sur le cristal 1305, en fonction du paramètre $\ln(\frac{E_2}{E_1})$, selon la direction η , obtenue à l'aide d'un faisceau centré au milieu et sur les bords gauches et droits de ces cristaux. On observe alors l'effet de l'espace inter-module pour ces deux cristaux, qui se manifeste principalement pour des $\ln(\frac{E_2}{E_1})$ positifs sur le 1285 et pour des $\ln(\frac{E_2}{E_1})$ négatifs sur le 1305, c'est à dire lorsque les électrons touchent la moitié du cristal adjacente à l'espace inter-module. Nous pouvons remarquer que cet effet n'est pas symétrique entre les 2 cristaux : alors que le cristal 1285 peut être corrigé sur toute sa surface, l'espace inter-module produit un effet qui rend impossible une correction complète du

crystal 1305. En effet, pour certaines valeurs de $\ln(\frac{E_2}{E_1})$, il est mesuré deux valeurs d'énergie ; il est donc impossible d'évaluer une correction. Cet effet est dû au dépointage des cristaux et est illustré par la figure 6.54 : alors que pour le cristal 1285, la correspondance entre la position X, Y et $\ln(\frac{E_2}{E_1})$ est univoque, ces deux paramètres se décorrelent pour le cristal 1305 (pour des $\ln(\frac{E_2}{E_1}) < 0$). Cet effet est qualitativement expliqué avec les figures 6.55 et 6.55.

L'effet observé sur les moitiés non adjacentes à l'espace inter-module des cristaux 1285 et 1305 est un effet proche de celui observé dans le paragraphe précédent avec les espaces inter-cristaux. Du côté de l'espace inter-module, la variation de la mesure de l'énergie observée est au maximum de 35%.

Avec ces données, une correction polynomiale est mesurée (voir figure 6.56) : pour le cristal 1285, il est possible de parfaitement corriger toute la surface du cristal, alors que pour le cristal 1305 nous ne pouvons effectuer qu'une correction au premier ordre. On obtient alors une correction selon la direction η , P_9^η ; selon la direction ϕ , on utilise la correction des effets dûs aux espaces inter-cristaux que l'on appelle P_9^ϕ .

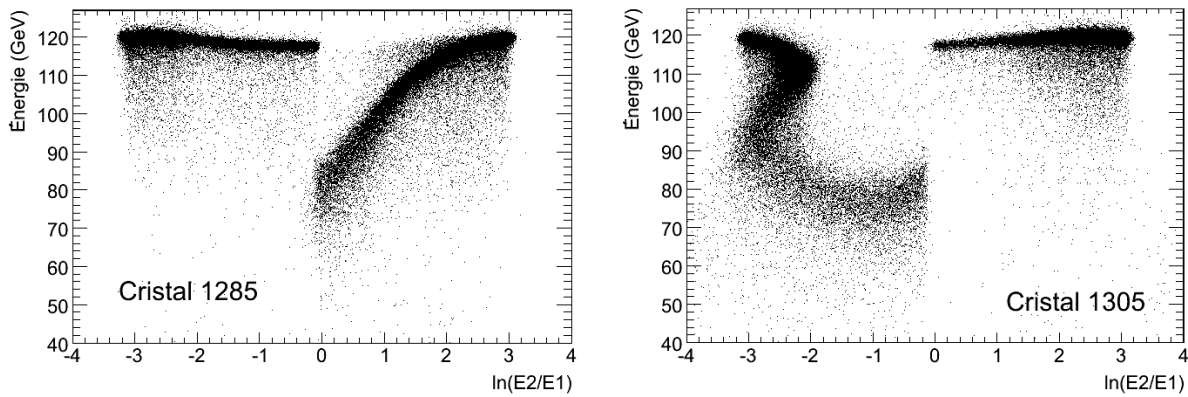


FIG. 6.53: Somme de 9 cristaux en fonction de $\ln(\frac{E_2}{E_1})$ selon la direction η pour le cristal 1285 (à gauche) et pour le cristal 1305 (à droite), obtenue avec des données où le faisceau de 120 GeV est centré au milieu et sur les bords gauches et droits du cristal.

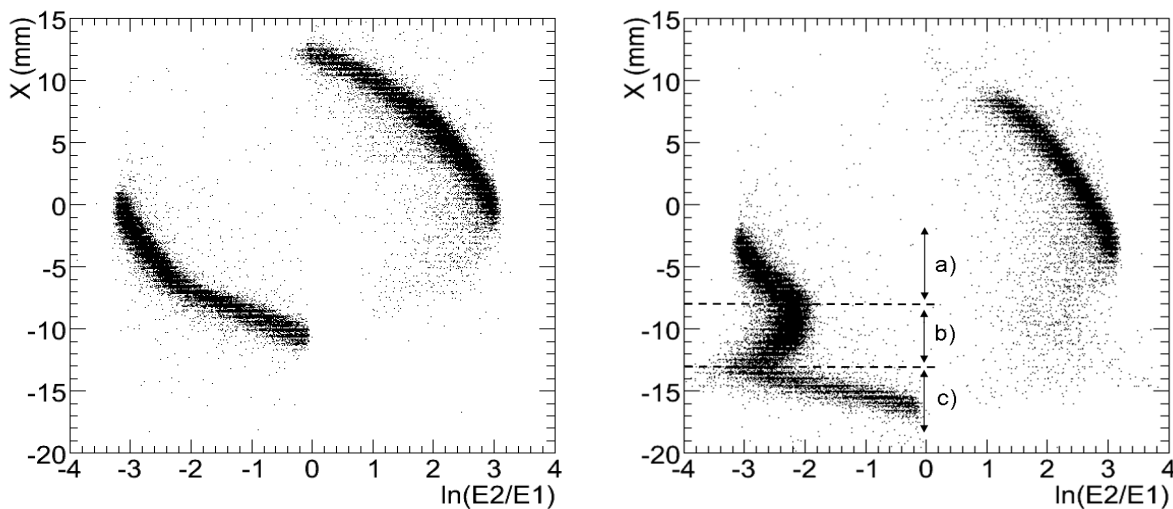


FIG. 6.54: Correspondance entre la coordonnée X mesurée par l'hodoscope et le paramètre $\ln(\frac{E_2}{E_1})$ selon la direction η pour le cristal 1285 (à gauche) et pour le cristal 1305 (à droite), obtenue avec des données où le faisceau de 120 GeV est centré sur l'espace inter-module, et sur les bords respectifs droit et gauche des cristaux 1285 et 1305. Les zones a), b) et c) correspondent aux cas de la figure 6.55.

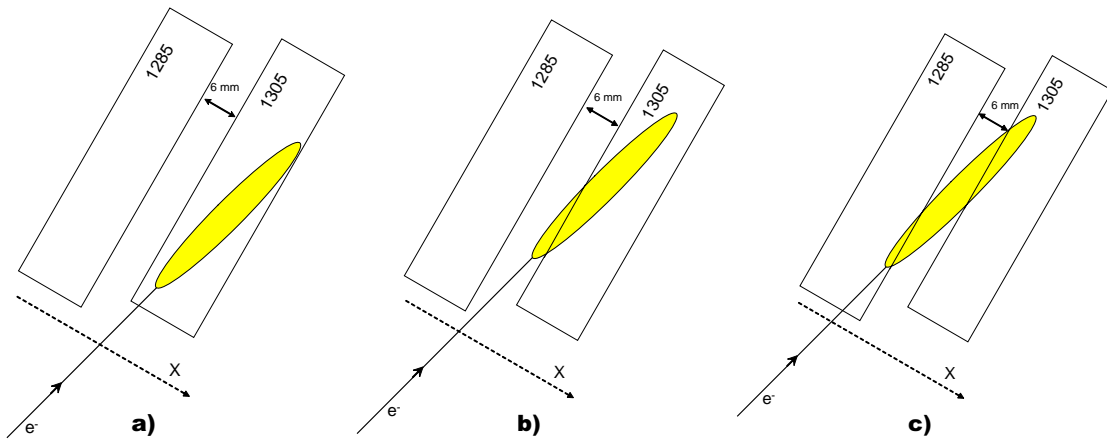


FIG. 6.55: Schéma explicatif de l'effet de l'espace inter-module sur le cristal 1305. Les dimensions ne sont pas à l'échelle. Les cas a), b) et c) correspondent aux zones de la figure 6.54. On se place dans le cas où le cristal 1305 contient le maximum d'énergie, et $\ln(E2/E1) < 0$. La zone jaune représente la gerbe. **Zone a)** On se trouve dans le cas "normal" où lorsque X diminue, $\ln(E2/E1)$ augmente. **Zone b)** L'effet de l'espace inter-module s'observe à partir de ce cas : l'électron est incident dans l'espace et l'énergie perdue n'est pas "récupérée" par le cristal 1285 ; $\ln(E2/E1)$ diminue lorsque X diminue. **Zone c)** : à partir de cette zone, on dépose à nouveau de l'énergie dans le cristal 1285 : $\ln(E2/E1)$ augmente de nouveau lorsque X diminue.

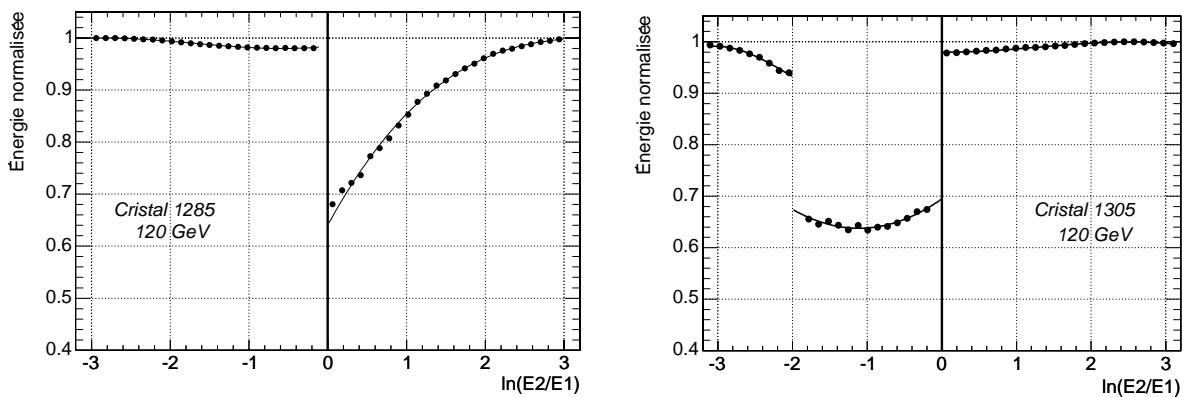


FIG. 6.56: Somme de 9 cristaux normalisée en fonction de $\ln(\frac{E2}{E1})$ selon la direction η pour le cristal 1285 (à gauche) et pour le cristal 1305 (à droite), obtenue avec des données où le faisceau de 120 GeV est centré au milieu et sur les bords gauches et droits du cristal, avec ajustement des corrections.

L'étude des espaces inter-modules faite dans les références [55][53][54] pour une simulation complète de CMS mesure les corrections sur une vue "complète" de l'espace inter-module, c'est à dire en utilisant un balayage du faisceau allant du centre du cristal 1285 au centre du cristal 1305. La figure 6.57 représente une vue similaire de l'espace inter-module, obtenue en combinant dans un même histogramme les deux moitiés des distributions, c'est à dire la partie $\ln(E2/E1) > 0$ du cristal 1285 et la partie $\ln(E2/E1) < 0$ du cristal 1305.

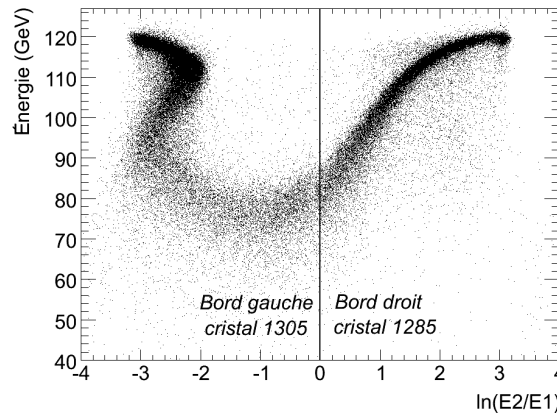


FIG. 6.57: Somme de 9 cristaux en fonction de $\ln(\frac{E2}{E1})$ selon la direction η , en assemblant les moitiés adjacentes à l'espace inter-module des cristaux 1285 ($\ln(E2/E1) > 0$) et 1305 ($\ln(E2/E1) < 0$).

Les corrections mesurées sont appliquées à la mesure de l'énergie en donnant au facteur $L_9(\phi, \eta)$ de l'équation 6.11 la valeur suivante :

$$L_9(\phi, \eta) = (P_9^\phi \times P_9^\eta)^{-1} \quad (6.15)$$

La figure 6.58 représente les distributions en énergie obtenues avec et sans correction, pour des prises de données dans lesquelles le faisceau d'électrons de 120 GeV est centré sur les cristaux 1285 et 1305 : nous obtenons une résolution corrigée de 0,50 % pour le cristal 1285 ce qui confirme que la correction est efficace, alors que pour le cristal 1305, malgré une amélioration très nette de la distribution, nous mesurons une résolution de 0,68 %, ceci dû au fait que la correction n'est pas toujours possible.

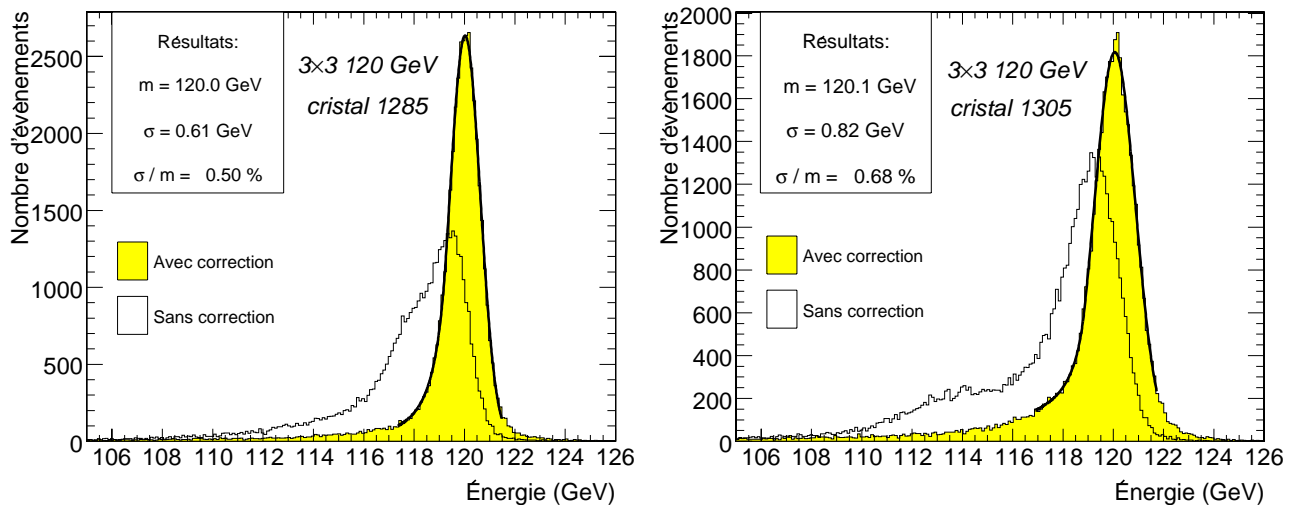


FIG. 6.58: Distribution en énergie avec un faisceau d'électrons incident de 120 GeV, avant et après correction, mesurée avec une matrice de 3×3 cristaux, quand le faisceau incident de 120 GeV est centré sur le cristal 1285 (à gauche) et 1305 (à droite).

6.5 Simulation des événements du test en faisceau

6.5.1 Données simulées

Nous avons effectué une étude de simulation détaillée que nous présentons à présent. Nous avons simulé les événements en utilisant le logiciel H4Sim[48] avec un faisceau incident d'électrons de 120 GeV, de taille transverse 20×20 mm². La géométrie des supermodules dans la simulation est obtenue à partir de dessins d'ingénieurs par CAO (Conception Assistée par Ordinateur). Les dessins CAO sont ensuite transférés dans la simulation à travers l'interface CAO-Euclid-GEANT. La simulation correspond donc à une description théorique, idéale du ECAL. Elle ne tient pas compte des différences de positionnement lors du montage. Le dépointage de 3 degrés des cristaux dans les deux plans transverses est également pris en compte. La gerbe électromagnétique est simulée avec l'algorithme de GEANT4 (illustré par la figure 6.59). Les coefficients d'intercalibration des cristaux sont tous égaux à 1. Nous avons mesuré les corrections et la résolution en énergie pour des matrices 3×3 et 5×5 , centrées sur les mêmes cristaux que pour les données, ainsi que les espaces inter-modules.

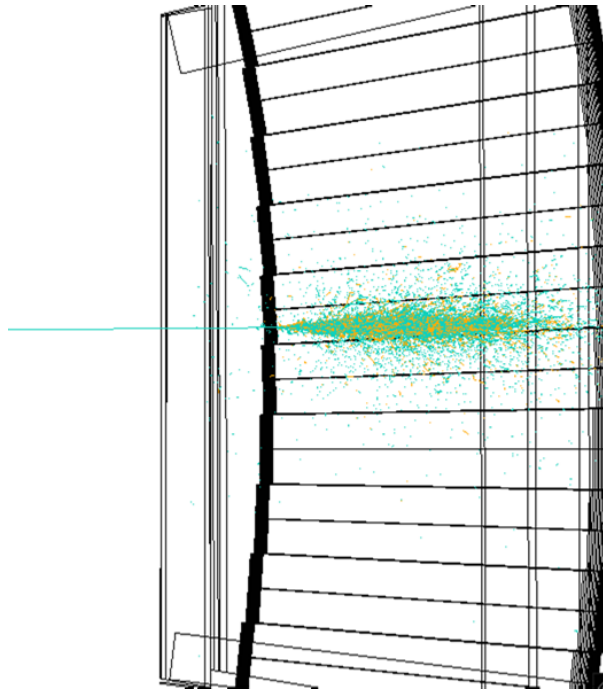


FIG. 6.59: Simulation d'une gerbe électromagnétique initiée par un électron de 120 GeV dans le supermodule en utilisant le logiciel H4Sim.

6.5.2 Dépendance de la mesure de l'énergie avec la position

Afin de mettre en évidence la dépendance de la mesure de l'énergie observée dans les données de tests en faisceau, nous utilisons la même procédure : l'énergie est mesurée dans trois cristaux adjacents en fonction de la position η de l'électron incident, ainsi que dans leurs matrices 3×3 et 5×5 associées (définis selon la figure 6.23). Cette mesure est réalisée avec un faisceau simulé de 120 GeV positionné au centre et au bords des cristaux et avec la même méthode d'analyse de division en tranches d'histogramme.

Les figures 6.60, 6.61 et 6.62 montrent respectivement l'énergie mesurée dans un cristal, une matrice 3×3 et une matrice 5×5 . Les formes générales de ces courbes sont les mêmes que pour celles des données et l'on observe bien l'asymétrie des courbes due au dépointage présent dans la simulation.

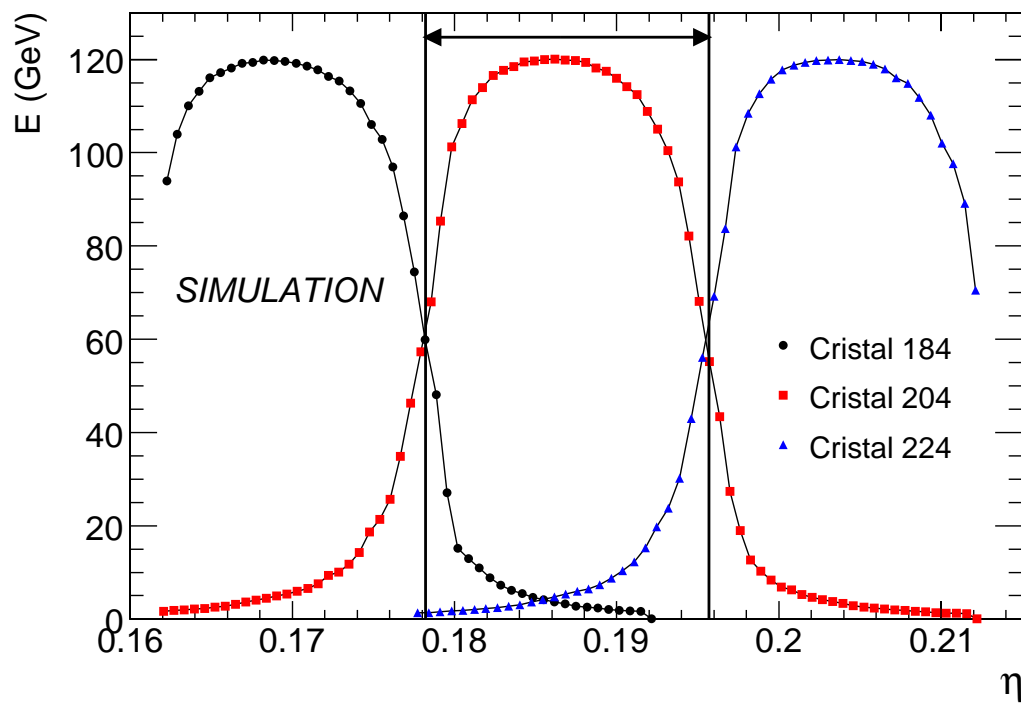


FIG. 6.60: Énergie mesurée dans trois cristaux adjacents en fonction de la position d'impact en η de l'électron incident. La flèche représente la région où le cristal 204 contient le maximum d'énergie.

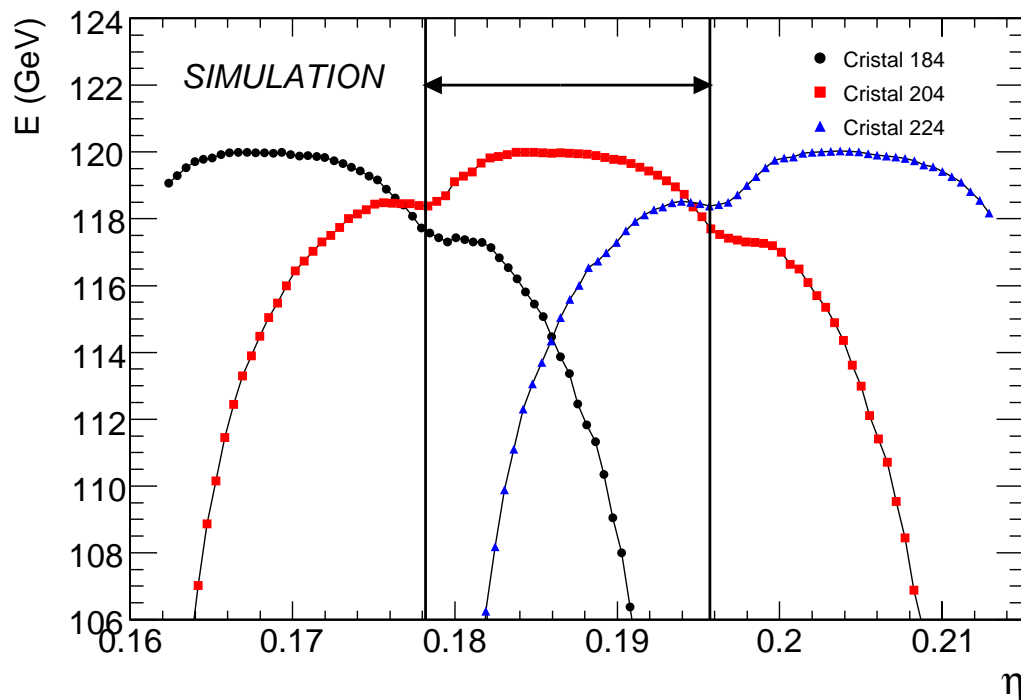


FIG. 6.61: Énergie mesurée dans trois matrices 3×3 centrées sur les cristaux 184 (ronds), 204 (carrés) et 224 (triangles) en fonction de la position d'impact η de l'électron incident. La flèche représente la région où le cristal 204 contient le maximum d'énergie.

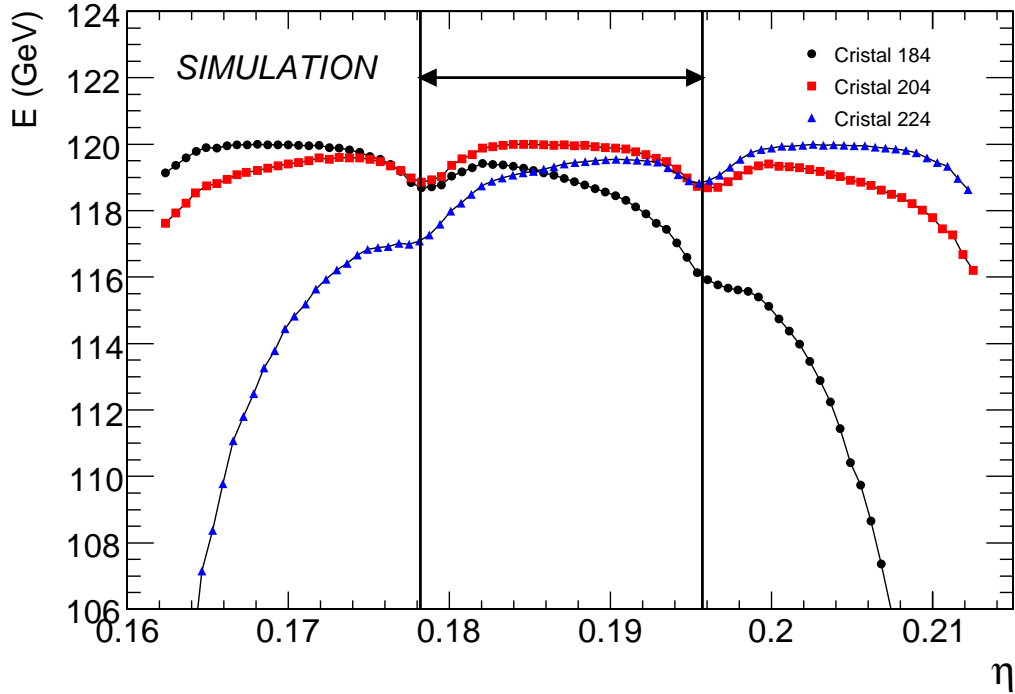


FIG. 6.62: Énergie mesurée dans trois matrices 5×5 centrées sur les cristaux 184 (ronds), 204 (carrés) et 224 (triangles) en fonction de la position d'impact η de l'électron incident. La flèche représente la région où le cristal 204 contient le maximum d'énergie.

6.5.3 Mesure des corrections en simulation et comparaison avec les données de tests en faisceau

À l'aide du même protocole que pour les données de tests en faisceau, nous mesurons les corrections avec la méthode $\ln(\frac{E_2}{E_1})$ pour une somme de 9 et de 25 cristaux, selon les directions ϕ et η , à 120 GeV. Les figures 6.63 et 6.64 représentent des comparaisons données-simulation des distributions obtenues sur le cristal 204. On observe un bon accord entre la simulation et les données selon la direction ϕ : l'asymétrie entre les valeurs positives et négatives de $\ln(\frac{E_2}{E_1})$ pour une matrice 3×3 est bien reproduite par la simulation et cette asymétrie disparaît presque avec une matrice 5×5 . Cependant, la différence de 0,5% entre les directions ϕ et η observée dans les données est absente dans la simulation. Cet effet n'est pas encore compris à l'heure actuelle mais certaines hypothèses sont envisagées, comme par exemple un effet pouvant être dû à la géométrie (position des cristaux dans le supermodule) : cette géométrie qui est idéale dans la simulation peut varier dans la réalité d'un supermodule à l'autre. Un ensemble de corrections est mesuré spécifiquement pour la simulation, en ajustant une correction polynomiale similaire à celle des données.

Afin de confirmer cette différence, il est intéressant d'étudier aussi la comparaison données-simulation avec la mesure de l'énergie en fonction du paramètre $\frac{S_{9,25}}{S_1} - 1$, ce qui est illustré par figure 6.65. La différence de 0,5% entre les données et la simulation est aussi observable.

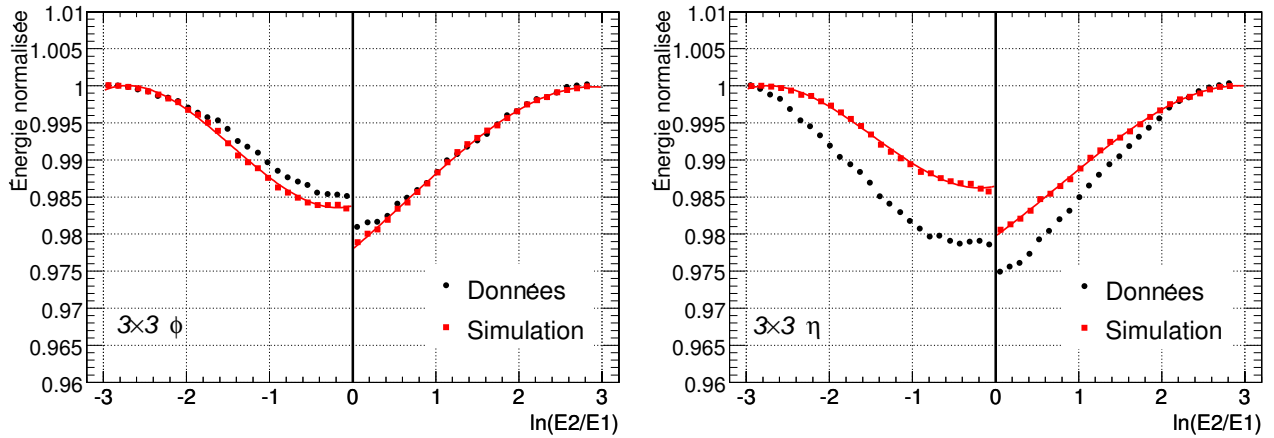


FIG. 6.63: Comparaison données (ronds noirs) - simulation (carrés rouges) de l'énergie normalisée mesurée avec une somme de 9 cristaux, en fonction de $\ln(\frac{E_2}{E_1})$ en ϕ (à gauche) et en η (à droite), à 120 GeV pour le cristal 204. La ligne représente l'ajustement des corrections polynomiales.

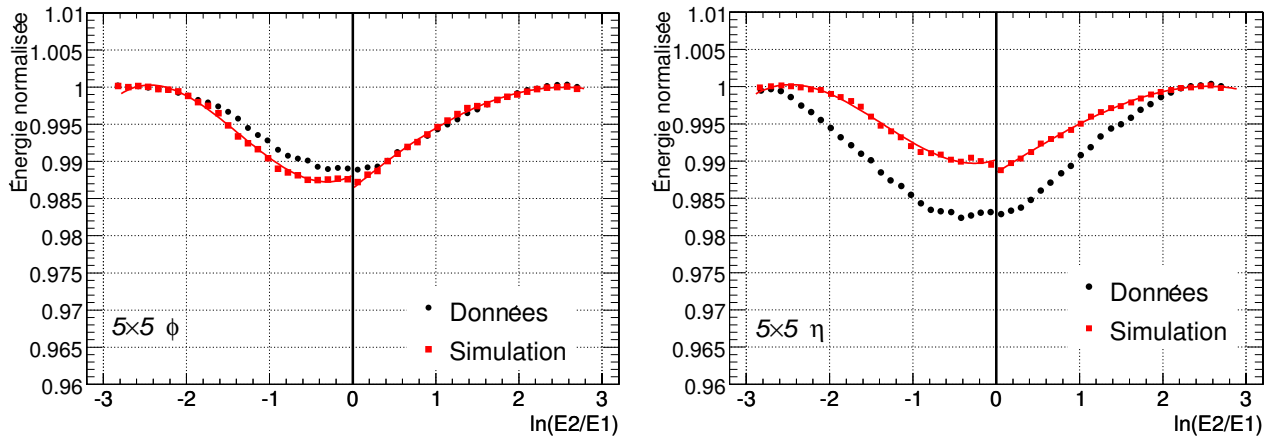


FIG. 6.64: Comparaison données (ronds noirs) - simulation (carrés rouges) de l'énergie normalisée mesurée avec une somme de 25 cristaux, en fonction de $\ln(\frac{E_2}{E_1})$ en ϕ (à gauche) et en η (à droite) à 120 GeV pour le cristal 204. La ligne représente l'ajustement spécifique des corrections polynomiales.

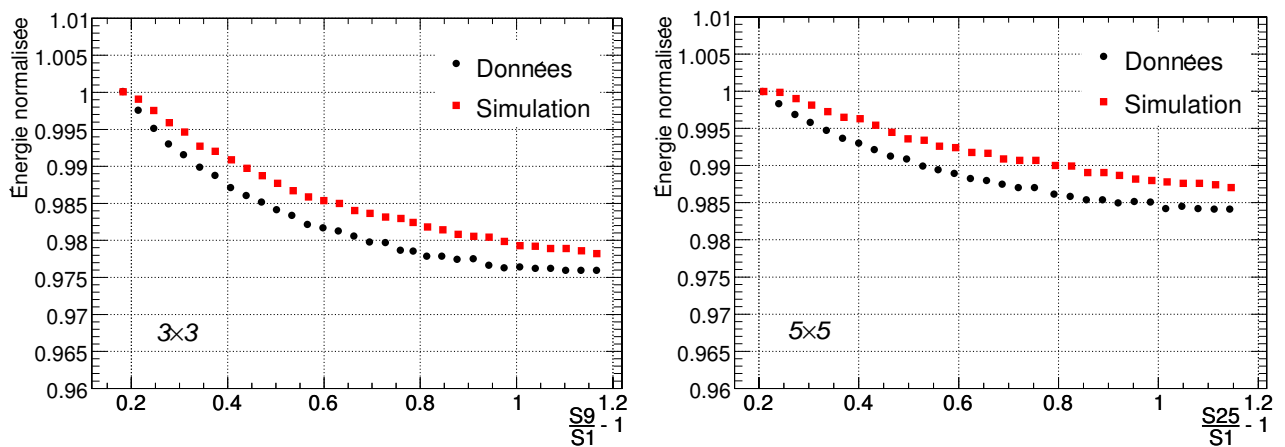


FIG. 6.65: Comparaison données (ronds noirs) - simulation (carrés rouges) de l'énergie normalisée mesurée avec une somme de 9 cristaux (à gauche) et 25 cristaux (à droite) en fonction de $\frac{S_{9,25}}{S_1} - 1$ à 120 GeV pour le cristal 204.

6.5.4 Dépendance avec la position d'incidence sur le calorimètre

Afin de vérifier l'indépendance au premier ordre des correction avec l'angle η , les corrections sont mesurées avec la simulation sur les cristaux 704 et 1104, à 120 GeV. Les figures 6.66 et 6.67 représentent une comparaison des corrections, mesurées avec une somme de 9 et de 25 cristaux, entre les cristaux 204, 704 et 1104 ($\eta = 0,187; 0,624; 0,974$ situés dans les modules 1, 2 et 3) : une différence de 0,5% est observée dans la direction ϕ et aux bords des cristaux entre les cristaux 204 et 1104. Au premier ordre, la même correction peut être utilisée pour tout le supermodule.

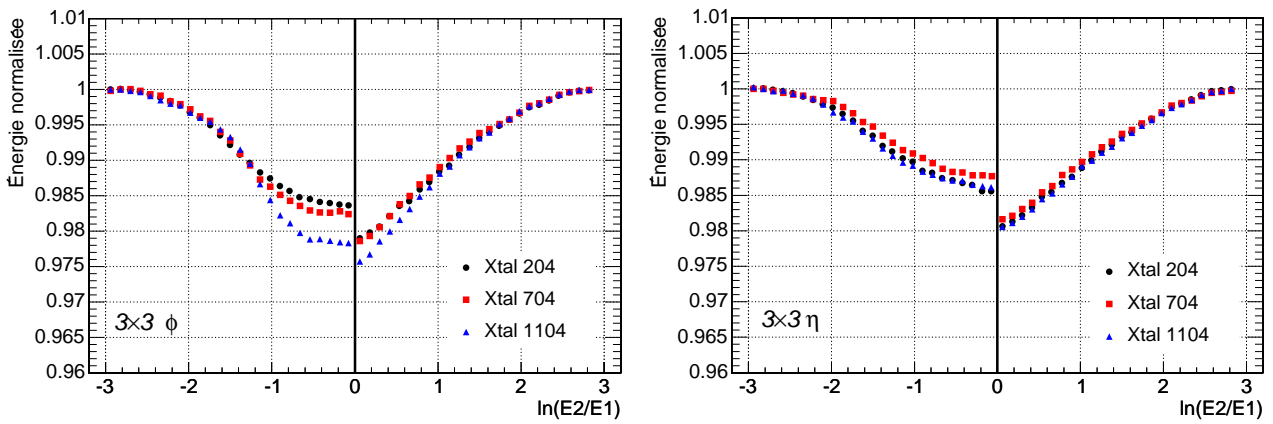


FIG. 6.66: Somme de 9 cristaux normalisée en fonction de $\ln(\frac{E_2}{E_1})$ selon la direction ϕ (à gauche) et η (à droite) pour trois cristaux situés à trois pseudo-rapidités (cristaux 204/704/1104).

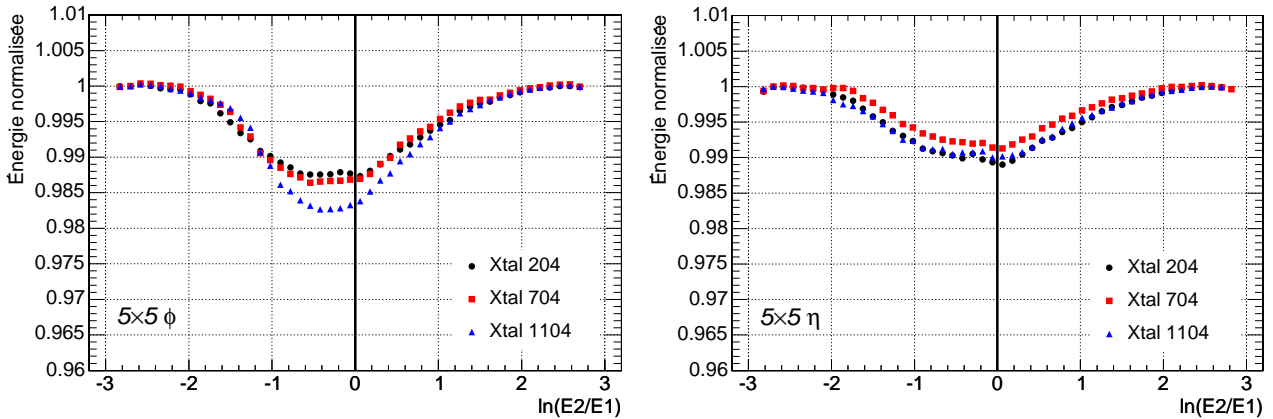


FIG. 6.67: Somme de 25 cristaux normalisée en fonction de $\ln(\frac{E_2}{E_1})$ selon la direction ϕ (à gauche) et η (à droite) pour trois cristaux situés à trois pseudo-rapidités (cristaux 204/704/1104).

6.5.5 Effet des corrections sur la résolution en énergie

Appliquons les corrections pour mesurer l'énergie dans des sommes de 9 et 25 cristaux autour du cristal 204 avec un faisceau d'électrons incident de 120 GeV. Comparons les résultats obtenus sur la figure 6.68 avec les mêmes mesures non corrigées. On mesure également une résolution de 0,25 % dans le cas où le faisceau est centré aux coins de 4 cristaux (203/204/223/224) (voir figure 6.69). Les valeurs des résolutions mesurées en simulation sont très petites et bien inférieures à celles mesurées avec les données car le terme constant de la résolution n'a pas été pris en compte dans la simulation (terme constant de 0,3%). Cependant, on observe que l'effet de la correction sur les distributions en énergie mesurées dans des matrices 3×3 et 5×5 est similaire à celui observé dans les données (voir figure 6.40).

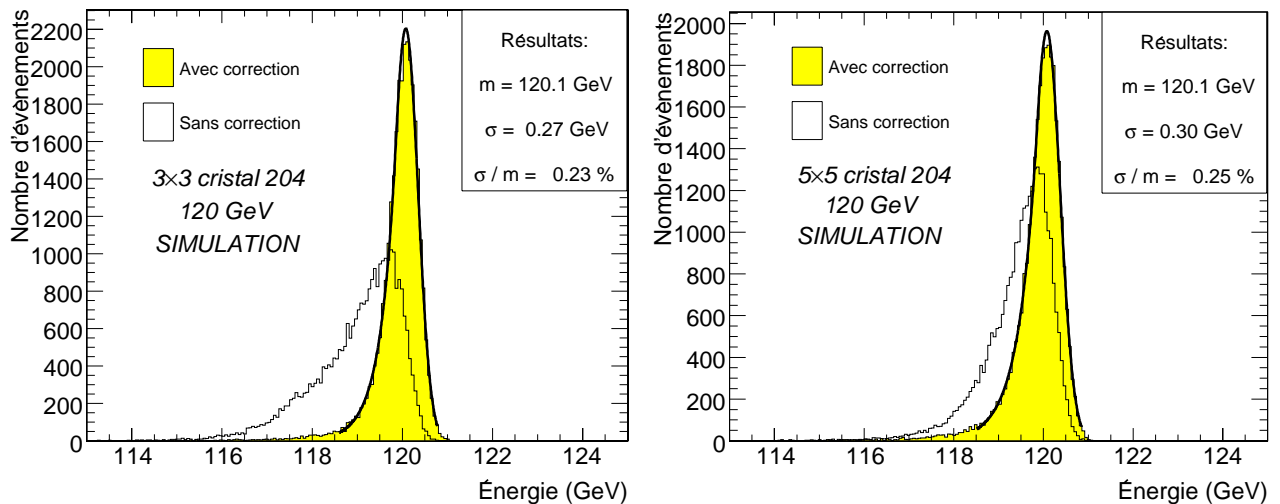


FIG. 6.68: Distribution en énergie avant et après correction, avec un faisceau d'électrons de 120 GeV centré sur le cristal 204, mesurée avec une matrice 3×3 (à gauche) et 5×5 (à droite).

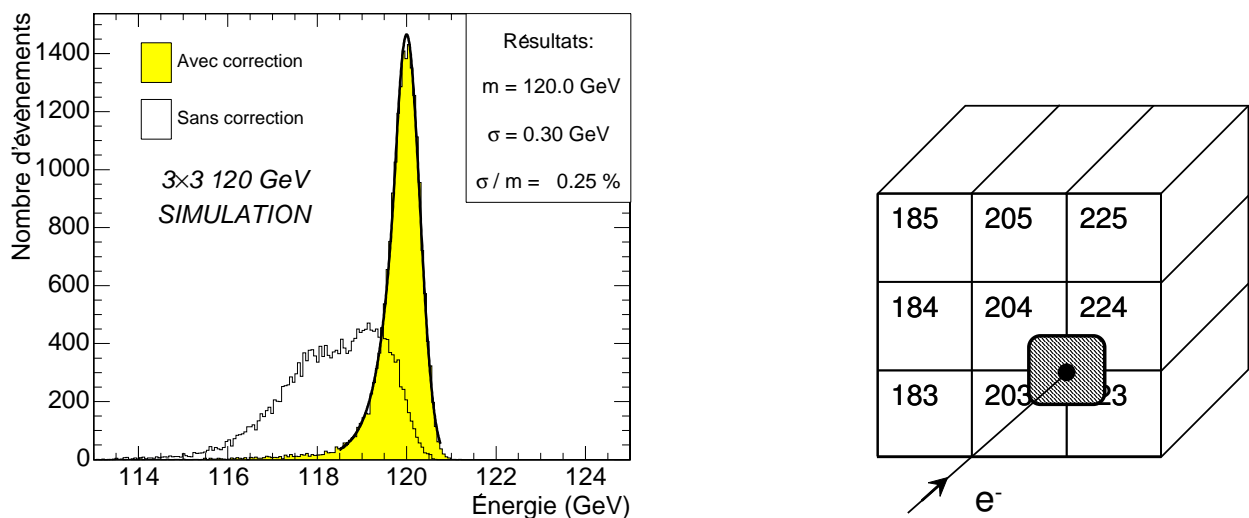


FIG. 6.69: Distribution en énergie avant et après correction, mesurée avec une matrice de 3×3 cristaux, quand le faisceau d'électrons de 120 GeV est centré au coin de 4 cristaux (203/204/223/224), comme montré à droite de la figure.

6.5.6 Balayage fin en position

Afin de vérifier que la différence entre les deux corrections selon les directions ϕ et η ne provienne pas de l'utilisation d'un faisceau large (les trajectoires des électrons sont parallèles et elles ont toutes le même angle d'incidence sur le cristal), nous avons simulé un balayage en angle entre deux cristaux avec un faisceau de 120 GeV très fin de $1 \times 1 \text{ mm}^2$, un pas de 0,5 mm et 3000 événements par mesure. Ce type de balayage correspond à l'incidence d'une particule provenant du centre du détecteur. Dans ce cas, on n'utilise pas la méthode d'analyse d'histogramme de la section précédente, mais on ajuste une gaussienne sur la distribution en énergie et en position (ou en $\ln(\frac{E_2}{E_1})$) de chaque point afin de déterminer sa valeur moyenne selon l'axe des abscisses et des ordonnées.

Les figures 6.70 et 6.71 montrent l'énergie mesurée respectivement dans deux cristaux adjacents (704/724), et dans les sommes de 9 et 25 centrées sur ces cristaux, pour chaque point en fonction de la position η . La ligne verticale représente la position où l'on change de cristal d'énergie maximum. On observe que la variation d'énergie et l'asymétrie entre les deux matrices au niveau de changement de cristal d'énergie maximum est bien présente.

La figure 6.72 compare l'énergie mesurée dans une somme de 9 et de 25 cristaux en fonction du paramètre $\ln(\frac{E_2}{E_1})$ selon la direction η , pour les corrections mesurées précédemment avec un faisceau large, et pour les points du balayage en position. Nous pouvons déduire de cette mesure que les résultats obtenus avec l'utilisation d'un faisceau incident large de $20 \times 20 \text{ mm}^2$ dans les données est aussi valable que si nous avons effectué un balayage fin en position.

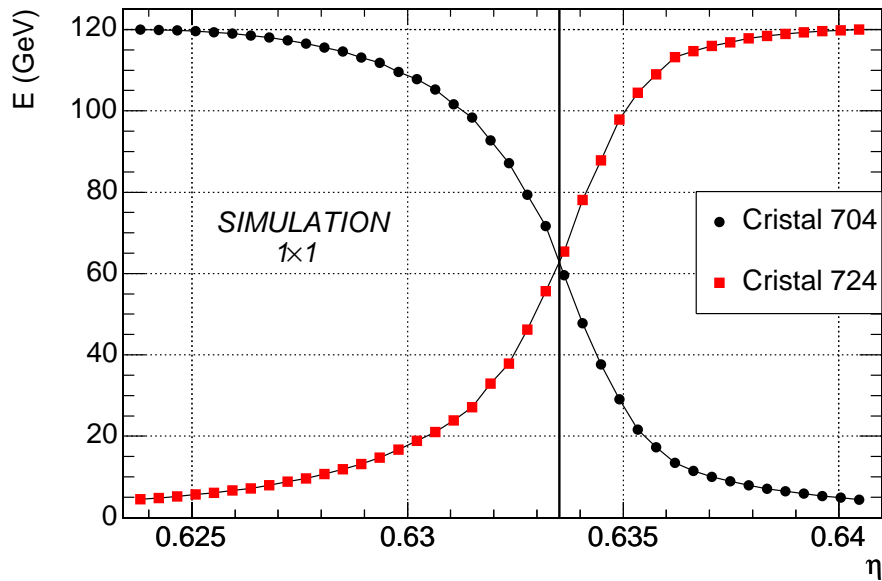


FIG. 6.70: Énergie mesurée dans un simple cristal en fonction de la position η de la particule incidente, pour un balayage en position simulé, à 120 GeV.

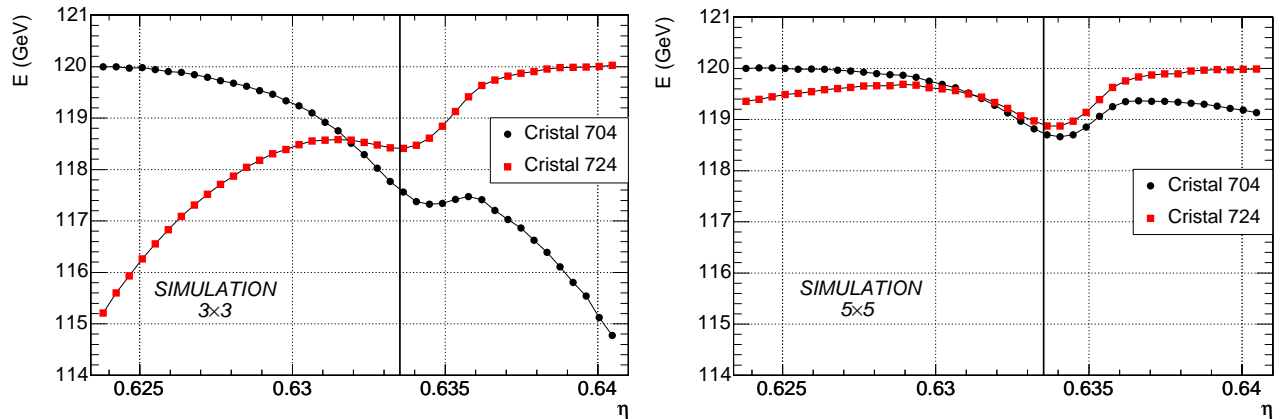


FIG. 6.71: Énergie mesurée avec une matrice 3×3 (à gauche) et 5×5 (à droite) en fonction de la position η de la particule incidente, pour un balayage en position simulé, à 120 GeV.

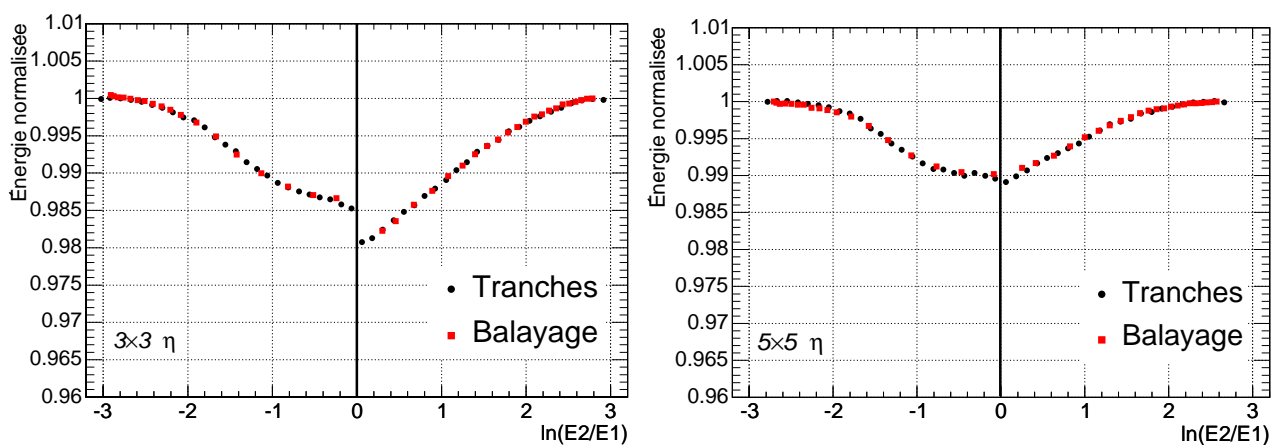


FIG. 6.72: Comparaison de l'énergie normalisée mesurée avec une somme de 9 et de 25 cristaux en fonction du paramètre $\ln(\frac{E_2}{E_1})$, avec un balayage en position (carré rouges) et un faisceau large (ronds noirs), à 120 GeV.

6.5.7 Variation de l'angle d'incidence du faisceau

Nous allons à présent étudier dans ce paragraphe l'influence de l'angle d'incidence du faisceau sur les corrections : pour ce faire, on a simulé un faisceau de 120 GeV, large de $22 \times 22 \text{ mm}^2$ recouvrant toute la surface d'un cristal (ici le 204) et on a ajouté un angle α sur l'incidence du faisceau à l'angle d'incidence de 3° du faisceau, et selon la directions η , comme illustré sur la figure 6.73. Quatre valeurs de α sont simulées : 3° , 1° , 0° et -1° , 0° correspondant à la position nominale du faisceau (on rappelle que dans cette position, l'axe des cristaux est déjà dépointé de 3° par rapport au faisceau).

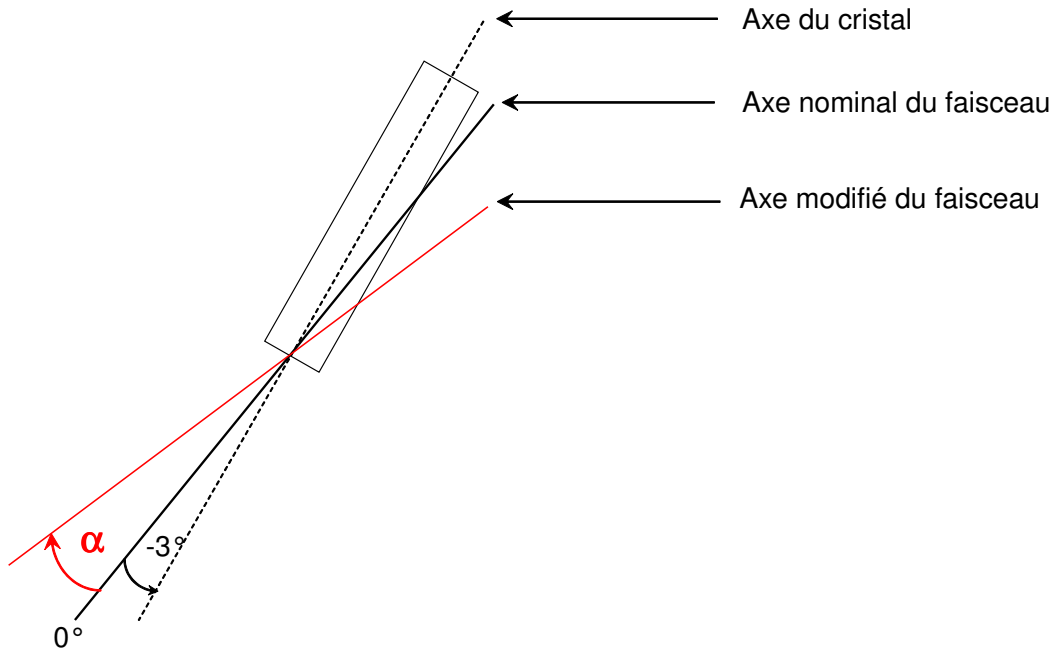


FIG. 6.73: Définition des angles d'incidence du faisceau (l'échelle n'est pas respectée).

Les figures 6.74 et 6.75 représentent respectivement l'énergie mesurée dans une somme de 9 ou de 25 cristaux en fonction $\ln(\frac{E_2}{E_1})$, pour les quatre angles : on observe une variation de la profondeur correction d'environ 1% entre 3° et -1° , pour des valeurs de $|\ln(\frac{E_2}{E_1})| \leq 1$ c'est à dire sur les bords du cristal. De plus on vérifie bien que seule la correction selon la direction η est modifiée car il n'y a aucune influence selon la direction ϕ . On observe que l'asymétrie pour une matrice 3×3 a tendance à disparaître lorsque l'on diminue l'angle α : elle est quasiment nulle pour un décalage de -1° . La figure 6.76 montre la mesure de l'énergie d'une somme de 9 cristaux en fonction de $\ln(E_2/E_1)$ dans le cas particulier où la valeur de l'angle α est de -3° ; dans ce cas l'axe d'incidence du faisceau est parallèle à l'axe des cristaux ; le dépointage de 3° est annulé, et les électrons peuvent perdre toute leur énergie s'ils sont incidents sur l'espace intercristal (pour des valeurs de $\ln(\frac{E_2}{E_1}) \approx 0$).

Cette étude montre donc que l'asymétrie des corrections pour une matrice 3×3 provient bien du dépointage de 3° des cristaux si l'on demande que le cristal d'énergie maximum soit le centre de la somme de 9.

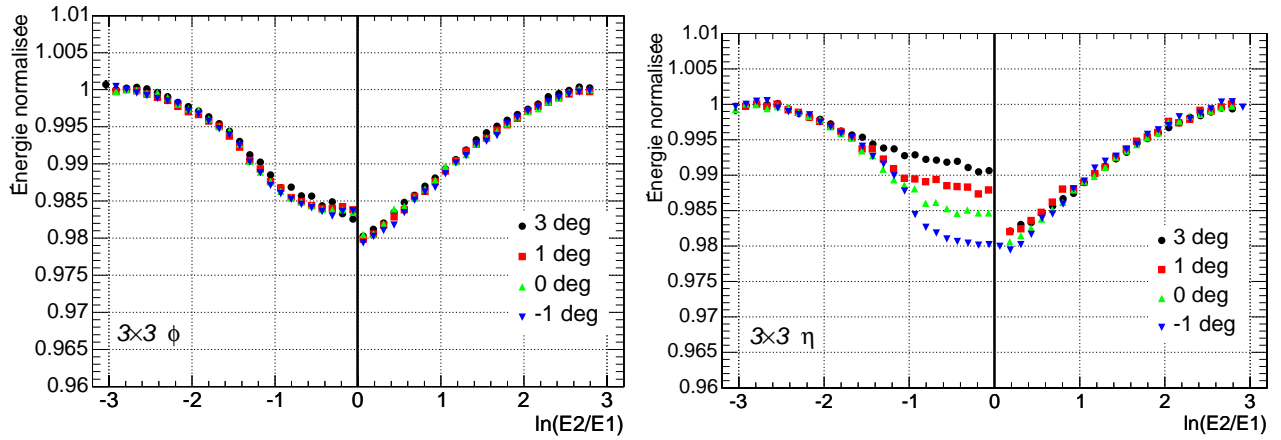


FIG. 6.74: Somme de 9 cristaux normalisée en fonction de $\ln(\frac{E2}{E1})$ selon la direction ϕ (à gauche) et η (à droite) pour quatre valeurs d'angle α .

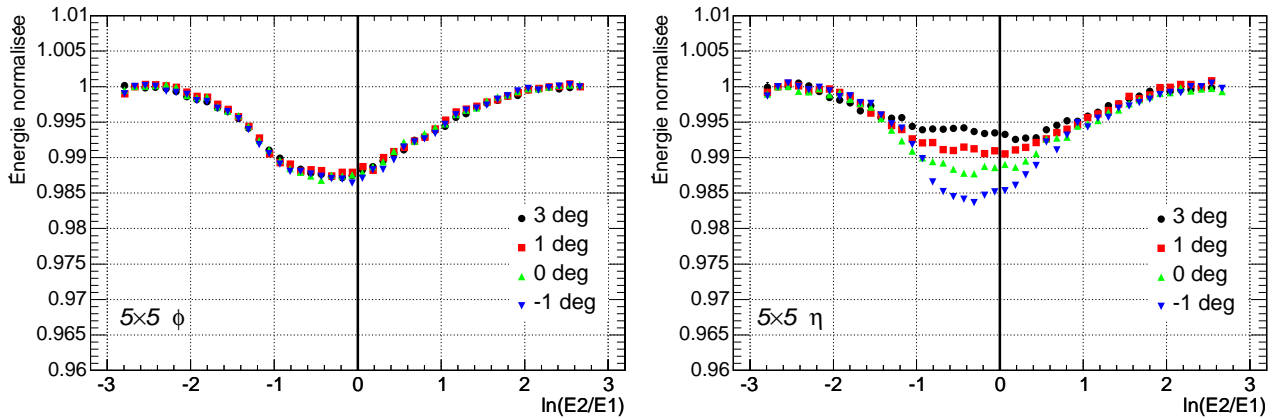


FIG. 6.75: Somme de 25 cristaux normalisée en fonction de $\ln(\frac{E2}{E1})$ selon la direction ϕ (à gauche) et η (à droite) pour quatre valeurs d'angle α .

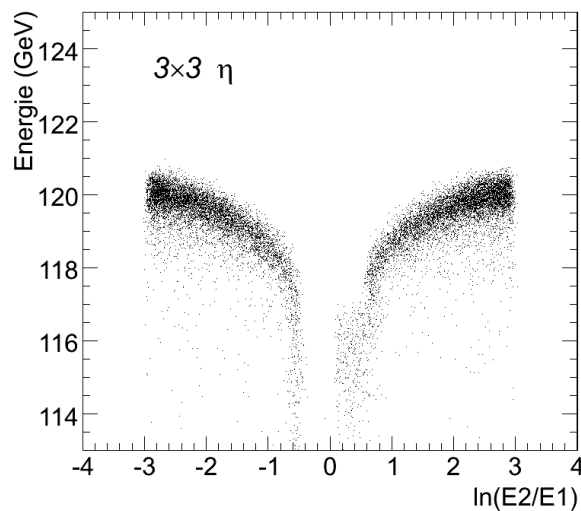


FIG. 6.76: Somme de 9 cristaux en fonction de $\ln(\frac{E2}{E1})$ selon la direction η pour une valeur d'angle $\alpha = -3^\circ$.

6.5.8 Étude des espaces inter-modules en somme de 9 cristaux

L'effet et les corrections des espaces inter-modules ont aussi été étudiés en simulation. Pour cela, des données ont été simulées sur les cristaux 1285 et 1305 des modules 3 et 4 (voir figure 6.52), dans la même configuration que pour les données des tests en faisceau.

La figures 6.77 représentent l'énergie mesurée avec une somme de 9 cristaux en fonction de $\ln(\frac{E_2}{E_1})$ pour les cristaux 1285 et 1305, le faisceau incident de 120 GeV étant centré sur les bords et sur les centres des cristaux 1285 et 1305. On observe, comme pour les données, que nous ne pouvons mesurer une correction parfaite pour des valeurs de $\ln(E_2/E_1) < 0$ du cristal 1305. Ces figures permettent de constater une perte absolue d'énergie de 35% au maximum due à l'espace inter-module, ce qui est en accord avec les données des tests en faisceau.

Comme pour l'analyse des données des tests en faisceau, la figure 6.78 représente une vue "globale" de l'espace inter-module, obtenue en combinant dans un même histogramme les deux moitiés des distributions, c'est à dire la partie $\ln(E_2/E_1) > 0$ du cristal 1285 et la partie $\ln(E_2/E_1) < 0$ du cristal 1305.

Une correction polynomiale du même type que pour les données est ajustée pour les deux cristaux (voir figure 6.79) et est appliquée ensuite sur la mesure de l'énergie. La figure 6.80 nous montre l'effet des corrections sur les distributions en énergie, pour des données simulées centrées respectivement sur le cristal 1285 et sur le cristal 1305, à 120 GeV. Les corrections améliorent nettement les distributions, mais comme précédemment, nous mesurons des résolutions trop faibles (0,32% pour le cristal 1285 et 0,29% pour le cristal 1305). Les petites différences observées entre les distributions des données (figure 6.58) et de la simulation (figure 6.80) peuvent venir d'imprécisions résiduelles dans la simulation des gerbes dans GEANT4.

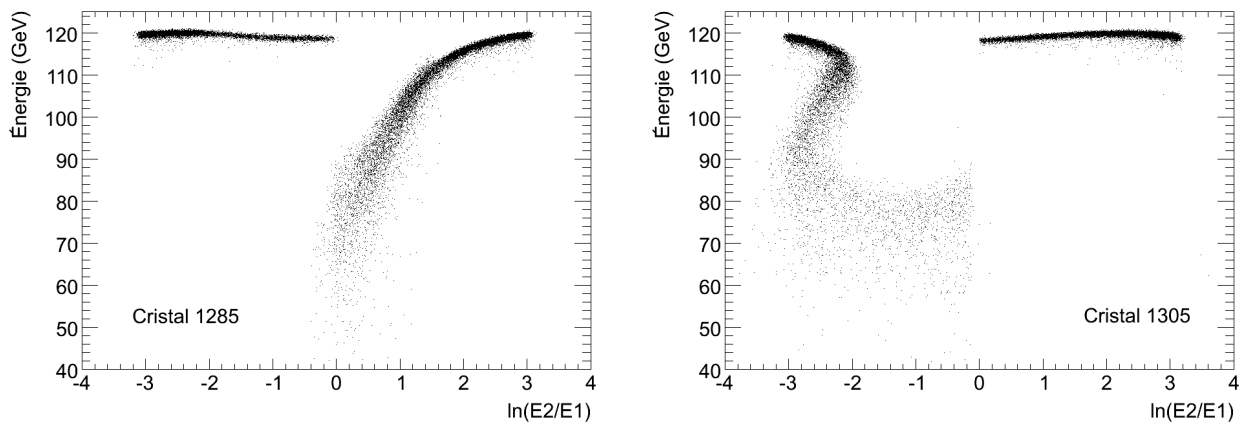


FIG. 6.77: Énergie mesurée dans une somme de 9 cristaux en fonction de $\ln(\frac{E_2}{E_1})$ selon la direction η , pour le cristal 1285 (à gauche) et pour le cristal 1305 (à droite), obtenue avec des données simulées où le faisceau de 120 GeV est centré au milieu et sur les bords gauches et droits du cristal.

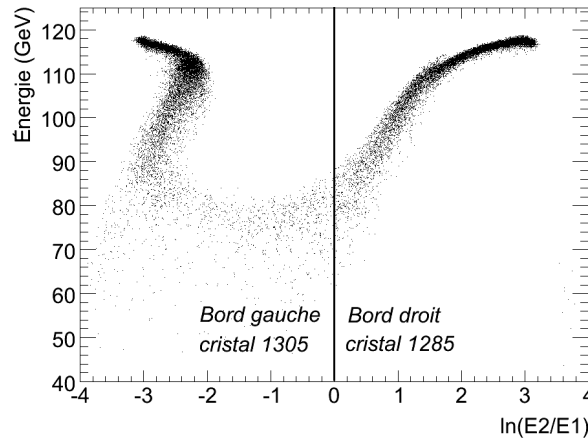


FIG. 6.78: Énergie mesurée dans une somme de 9 cristaux en fonction de $\ln(\frac{E_2}{E_1})$ selon la direction η , en assemblant les moitiés adjacentes à l'espace inter-module des cristaux 1285 ($\ln(E_2/E_1) > 0$) et 1305 ($\ln(E_2/E_1) < 0$).

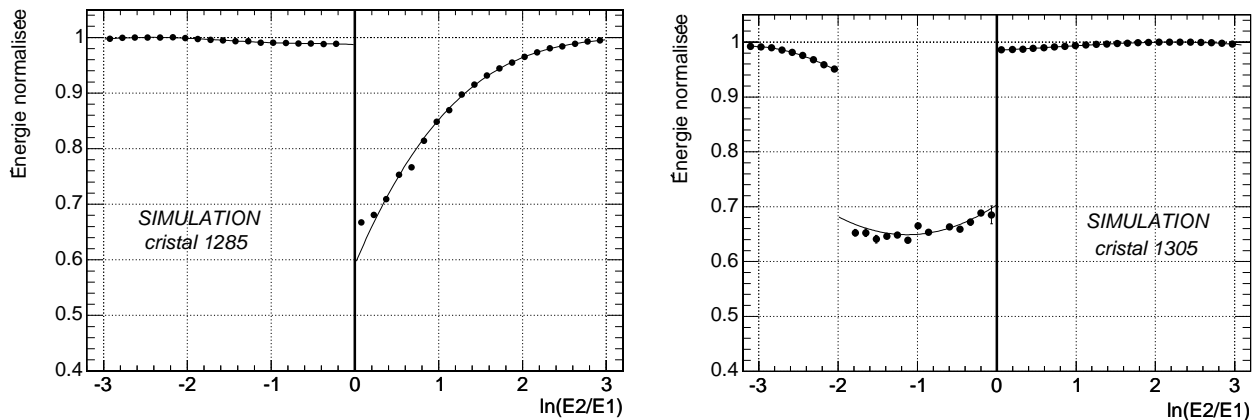


FIG. 6.79: Énergie mesurée dans une somme de 9 cristaux normalisée en fonction de $\ln(\frac{E_2}{E_1})$ selon la direction η pour le cristal 1285 (à gauche) et pour le cristal 1305 (à droite), obtenue avec des données simulées où le faisceau de 120 GeV est centré au milieu et sur les bords gauches et droits du cristal, avec ajustement des corrections.

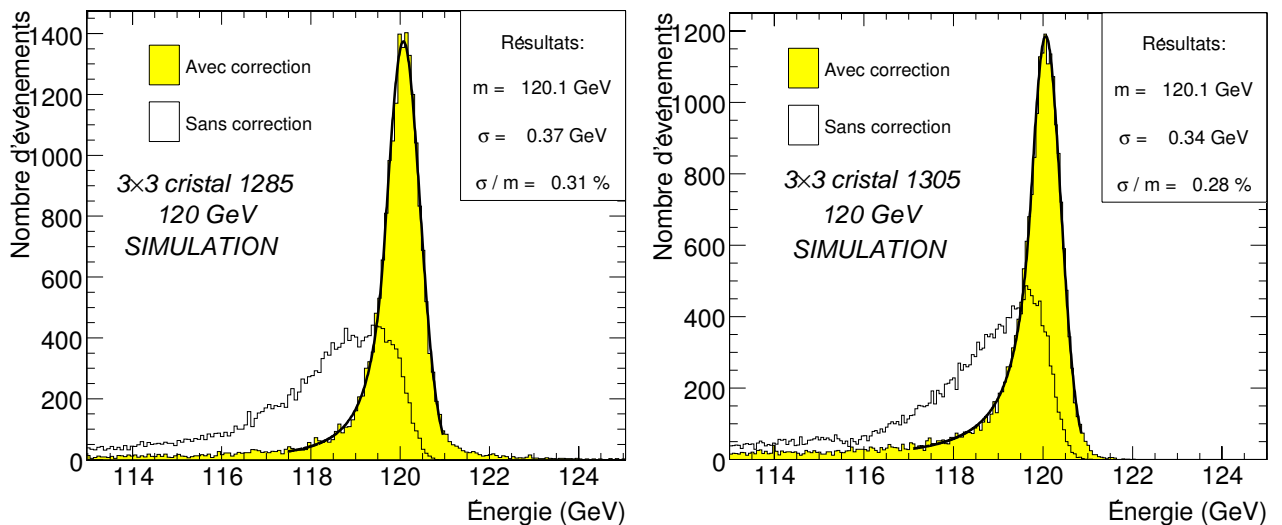


FIG. 6.80: Distribution en énergie avant et après correction, mesurée avec une matrice de 3×3 cristaux, quand le faisceau incident de 120 GeV est centré sur le cristal 1285 (à gauche) et 1305 (à droite).

6.6 Uniformité de la réponse du calorimètre avec les données

6.6.1 Balayage du supermodule

Dans ce paragraphe, nous allons présenter l'application des différentes corrections mesurées (corrections des espaces inter-cristaux et inter-modules) sur les cristaux du supermodule. Pour ce faire, on utilise des prises de données spécifiques à 120 GeV avec un faisceau centré sur chaque cristal (voir section 6.3), d'environ 5000 électrons chacune. Ceci va permettre de vérifier l'universalité de la correction, quelque soit l'angle η ou ϕ du cristal étudié.

Pour chacun des cristaux, la résolution en énergie est mesurée en utilisant une matrice de 3×3 cristaux complète, ce qui exclut certains cristaux n'ayant pas une somme de 9 complète, notamment ceux situés au bord du supermodule. Nous avons étudié les cristaux jusqu'à $\eta=70$ (on exprime η dans cette section en nombre de cristaux allant de 1 à 85), le reste des cristaux ayant un problème au niveau de l'électronique haute tension. Au final, nous avons ainsi étudié 803 sommes de 9 parmi les 1175 cristaux disponibles, sans aucune coupure sur l'hodoscope et en appliquant la même correction des inter-cristaux pour tout le supermodule. Pour les espaces inter-modules, nous appliquons la correction mesurée sur les cristaux 1285 et 1305 qui a été la seule possible à étudier. Enfin, nous avons appliqué la correction de l'effet "parapluie" : dû au dépointage et à la forme des cristaux, la contenance en énergie G_9 (voir équation 6.11) d'une matrice 3×3 diminue légèrement avec η . L'amplitude de cet effet est au maximum de 0,4%. Le facteur G_9 prend alors la forme :

$$G_9 = G_9(\eta) = G_9(1) \times U(\eta) \quad (6.16)$$

où $U(\eta)$ est un facteur de correction mesuré en simulation [52] et qui est illustré par la figure 6.81 .

La figure 6.82 représente la dispersion de l'énergie mesurée, obtenue après un ajustement gaussien sur la distribution en énergie corrigée de 803 matrices de 3×3 cristaux. Après ajustement gaussien, nous obtenons une dispersion $\sigma(E)/E$ de 0,19% (à comparer avec la dispersion de 6,6% des coefficients d'intercalibration). La figure 6.84 montre cette distribution en fonction de l'angle η de chaque cristal.

La figure 6.83 représente la dispersion en résolution en énergie mesurée pour ces mêmes 803 matrices. On obtient sur la majorité des cristaux une résolution d'environ 0,5%, ce qui permet de confirmer que la correction est valable au premier ordre quelque soit la position du cristal dans le supermodule. La figure 6.85 montre cette distribution en fonction l'angle η de chaque cristal. On obtient aussi de bon résultats pour la correction des trois espaces inter-modules en utilisant uniquement la correction mesurée sur l'inter-module M3-M4. Cependant, on observe 27 cristaux dont la résolution est supérieure à 0,7% : ceci n'est pas encore compris actuellement. Enfin, une vue en deux dimensions, en fonction de η et ϕ , de l'énergie moyenne mesurée et de la résolution en énergie est illustrée par les figures 6.86 et 6.87.

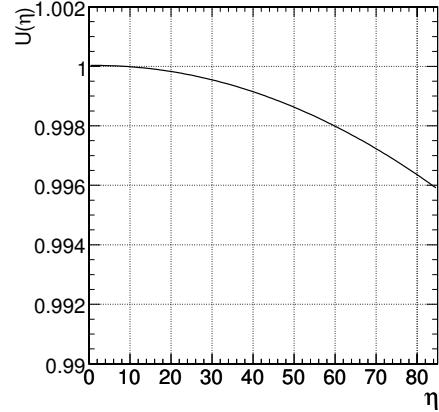


FIG. 6.81: Facteur de correction de l'effet "parapluie" pour une matrice 3×3 .

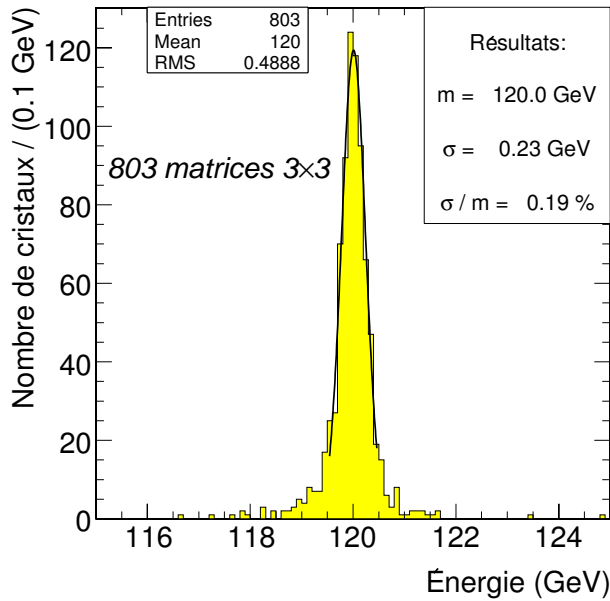


FIG. 6.82: Dispersion de l'énergie mesurée pour 803 sommes de 3×3 cristaux, avec un faisceau incident de 120 GeV.

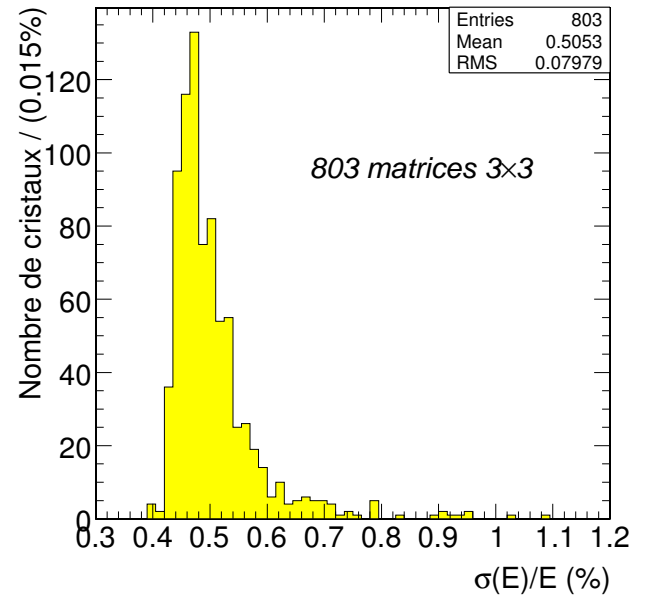


FIG. 6.83: Dispersion de la résolution en énergie mesurée pour 803 sommes de 3×3 cristaux, avec un faisceau incident de 120 GeV.

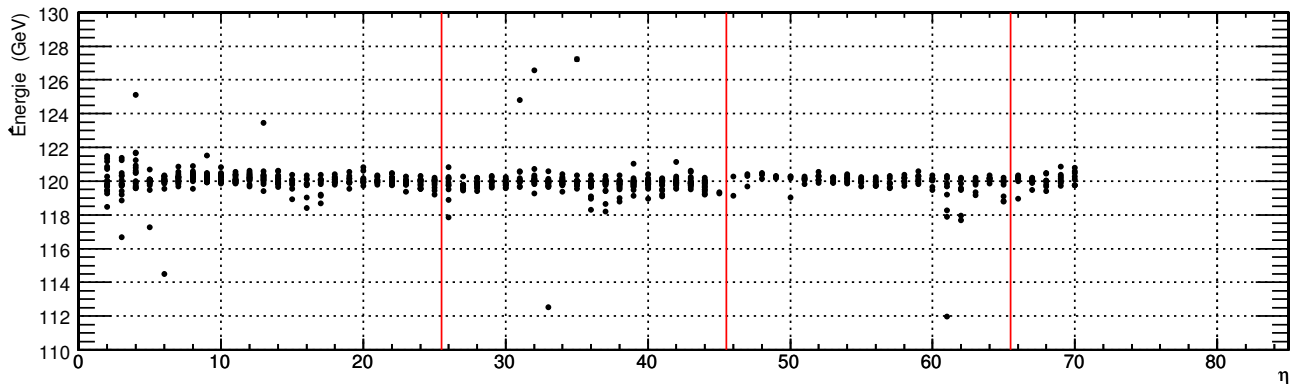


FIG. 6.84: Énergie mesurée sur 803 cristaux en fonction de l'angle η du cristal, avec un faisceau incident de 120 GeV.

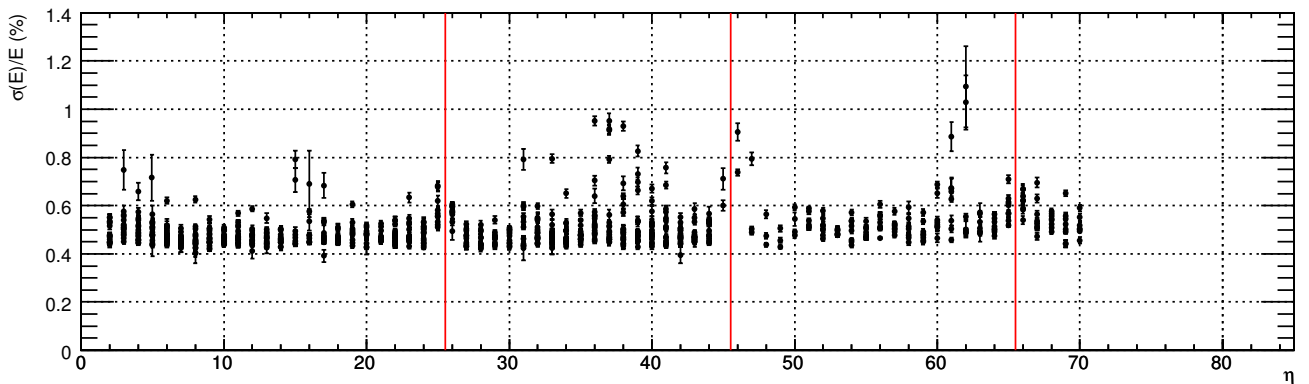


FIG. 6.85: Résolution en énergie mesurée sur 803 cristaux en fonction de l'angle η du cristal, avec un faisceau incident de 120 GeV.

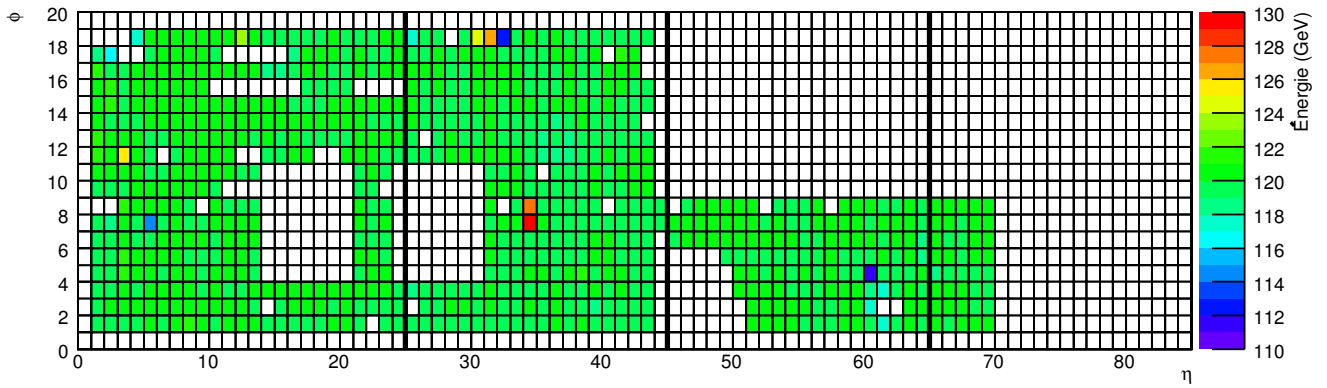


FIG. 6.86: Vue géométrique de l'énergie moyenne mesurée sur chaque cristal pour un faisceau incident de 120 GeV. Les cristaux non analysés pour cause de sommes de 9 non complètes due à des données corrompues, des problèmes électroniques ou des cristaux au bord du supermodule, sont en blanc.

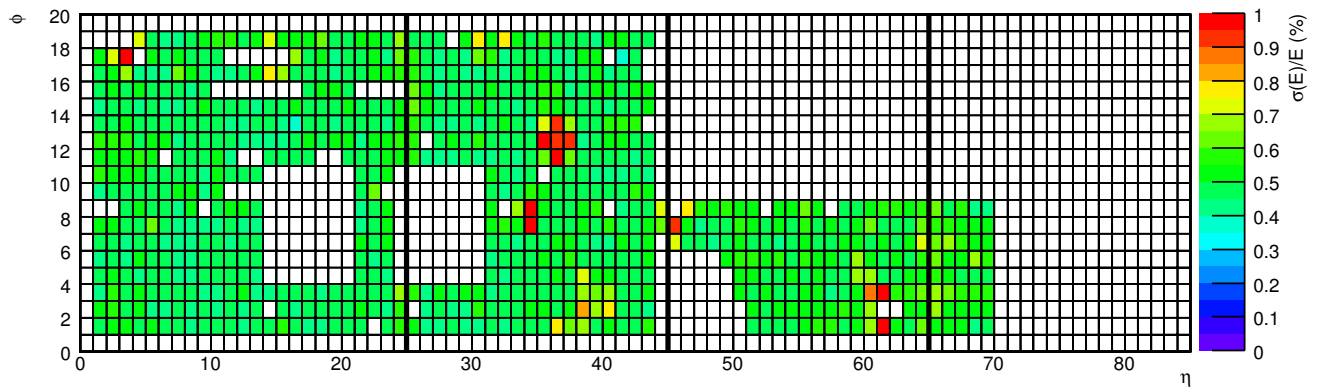


FIG. 6.87: Vue géométrique de la résolution en énergie mesurée sur chaque cristal pour un faisceau incident de 120 GeV. Les cristaux non analysés pour cause de sommes de 9 non complètes due à des données corrompues, des problèmes électroniques ou des cristaux au bord du supermodule, sont en blanc.

6.6.2 Détermination des termes de la courbe de résolution en énergie du calorimètre

Nous avons étudié pour 9 énergies de faisceau, les résolutions de 18 cristaux, 9 centrés autour du cristal 704 et 9 centrés autour du cristal 1104 [56]. Les mesures ont été effectuées dans le cas d'électrons incidents sélectionnés près du centre du cristal et dans le cas d'une incidence uniforme sur toute la surface du cristal. Dans ce dernier cas, les corrections de variation de la mesure de l'énergie avec le point d'impact décrites dans les sections précédentes ont été appliquées au premier ordre, c'est à dire avec une seule correction pour tous les cristaux et pour toutes les énergies.

6.6.2.a Mesure du bruit électronique

On peut aisément mesurer le bruit électronique en analysant une prise de donnée piédestal effectuée avec un système de déclenchement aléatoire et sans aucun signal électron. Cette prise de donnée est analysée comme les prises de données enregistrées avec des électrons, c'est à dire en reconstruisant les amplitudes avec la méthode des poids précédemment décrite.

La distribution des amplitudes reconstruites pour un canal individuel est montré sur la figure 6.88(a). Un ajustement gaussien est effectué sur la distribution. La mesure du bruit électronique

est représentée par la largeur de cette gaussienne qui est pour ce canal de 40,8 MeV.

Comme nous l'avons signalé, un problème technique survenu lors des tests en faisceau de 2004 à empêché l'enregistrement d'environ 25% des canaux. Nous avons alors analysé le bruit de 1175 canaux en cristal simple pour obtenir un bruit moyen de 41,5 MeV comme montré sur la figure 6.88(b). Les figures 6.88(c) et 6.88(d) montrent les bruits moyens mesurés en somme de 9 et de 25 pour les 1175 canaux. Nous mesurons respectivement 127 MeV et 213,4 MeV ce qui représente à peu près 3 fois et 5 fois le bruit d'un canal simple comme on peut l'espérer en absence de corrélation entre canaux.

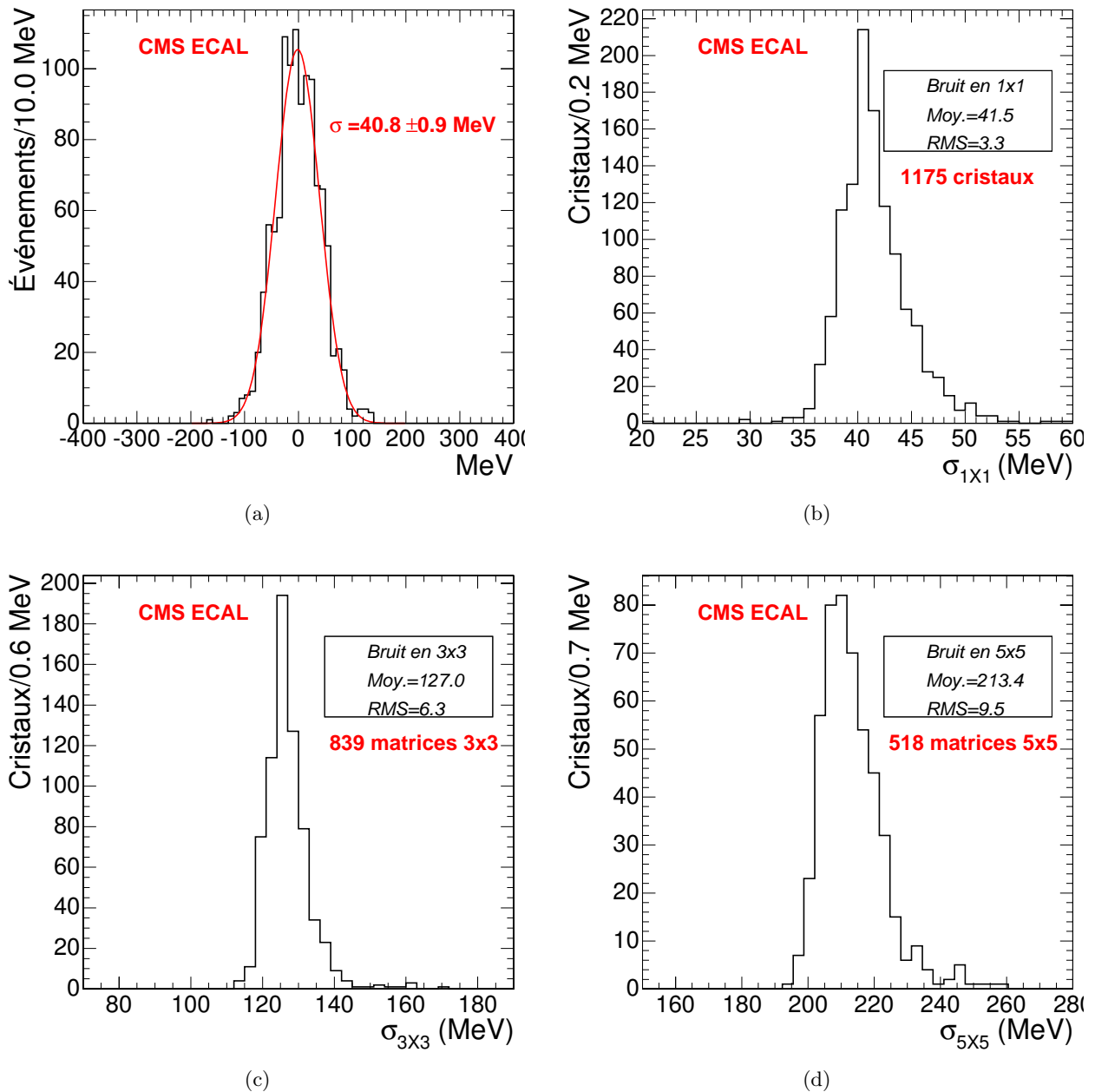


FIG. 6.88: Mesure du bruit électronique dans un canal individuel et dans des matrices de cristaux du supermodule : a) distribution de l'amplitude reconstruite pour un canal individuel ; b) distribution du bruit mesuré dans 1175 canaux individuels ; c) distribution du bruit mesuré dans 839 matrices de 3×3 cristaux ; d) Distribution du bruit mesuré dans 518 matrices de 5×5 cristaux.

6.6.2.b Résolution en énergie pour une incidence centrale

Comme nous l'avons déjà expliqué, nous sélectionnons dans ce cas les électrons incidents sur une surface de $4 \times 4 \text{ mm}^2$ autour du point de dépôt d'énergie maximum, à l'aide de l'hodoscope mesurant les positions X et Y . Dans ce cas l'énergie mesurée est quasiment indépendante de l'intercalibration des cristaux et ne nécessite pas de correction en fonction de la position d'impact. Nous pouvons dans ce cas espérer une résolution intrinsèque du calorimètre. Rappelons que cette sélection ne retient que 7% des événements.

Nous mesurons la résolution pour des données prises à 20, 30, 50, 80, 120, 180 et 250 GeV. Comme expliquée dans le chapitre 5.2.7, la dépendance en énergie de la résolution peut être ajustée avec la formule suivante :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{S}{\sqrt{E}} \oplus C \oplus \frac{N}{E} \quad (6.17)$$

Cet ajustement est effectué en fixant le terme de bruit N à la valeur mesurée avec les prises de données piédestal. De plus, on soustrait quadratiquement la résolution du faisceau, principalement afin de corriger les pertes par rayonnement synchrotron (voir section 6.1) au dessus de 150 GeV. La résolution en énergie pour des matrices 3×3 et 5×5 centrées sur les cristaux 704 et 1104 est montrée sur les figures 6.89(a) et 6.89(b) avec la courbe de résolution ajustée en rouge. Les barres d'erreurs incluent les erreurs statistiques et systématiques qui deviennent plus grandes à basse énergie. On constate que le terme constant se situe au niveau de 0,3%.

La courbe de résolution est aussi montrée pour les 18 cristaux centrés autour des cristaux 704 et 1104 sur la figure 6.90. Les valeurs moyennes des termes constant et stochastique sont respectivement de 0,3% et 2,8%.

6.6.2.c Résolution en énergie pour une incidence uniforme

Les corrections décrites précédemment sont appliquées aux événements sans aucune coupure sur l'hodoscope. Les figures 6.91(a) et 6.91(b) présentent les courbes de résolution mesurées en avec des matrices 3×3 et 5×5 centrées sur les cristaux 704 et 1104. La résolution en énergie est en dessous de 0,5% pour des électrons d'énergie supérieure à 100 GeV. On constate une légère augmentation du terme stochastique par rapport à une incidence centrale des électrons mais la différence (quadratique) reste inférieure à 0,5%. On observe également que les matrices 3×3 donnent de meilleures résolutions que les matrices 5×5 : en 5×5 , le bruit électronique dans les cristaux extérieurs de la matrices est du même ordre de grandeur que l'énergie qui y est déposée, ceci dégradant alors la résolution.

La figure 6.92 montre les courbes de résolution ajustées pour les 18 cristaux centrés autour des cristaux 704 et 1104. On observe une dispersion des termes stochastique et constant plus grande que pour une incidence centrale des électrons.

6.6.2.d Résumé

Pour un faisceau avec une incidence centrale sur 18 cristaux différents et après soustraction de la résolution du faisceau, la résolution en énergie moyenne, obtenue en sommant 3×3 cristaux, avec des électrons de 120 GeV est de $0,40 \pm 0,1\%$. La fonction typique de dépendance de la résolution est dans ce cas :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{2,8\%}{\sqrt{E}} \oplus 0,30\% \oplus \frac{0,125}{E} \quad (E \text{ en GeV}) \quad (6.18)$$

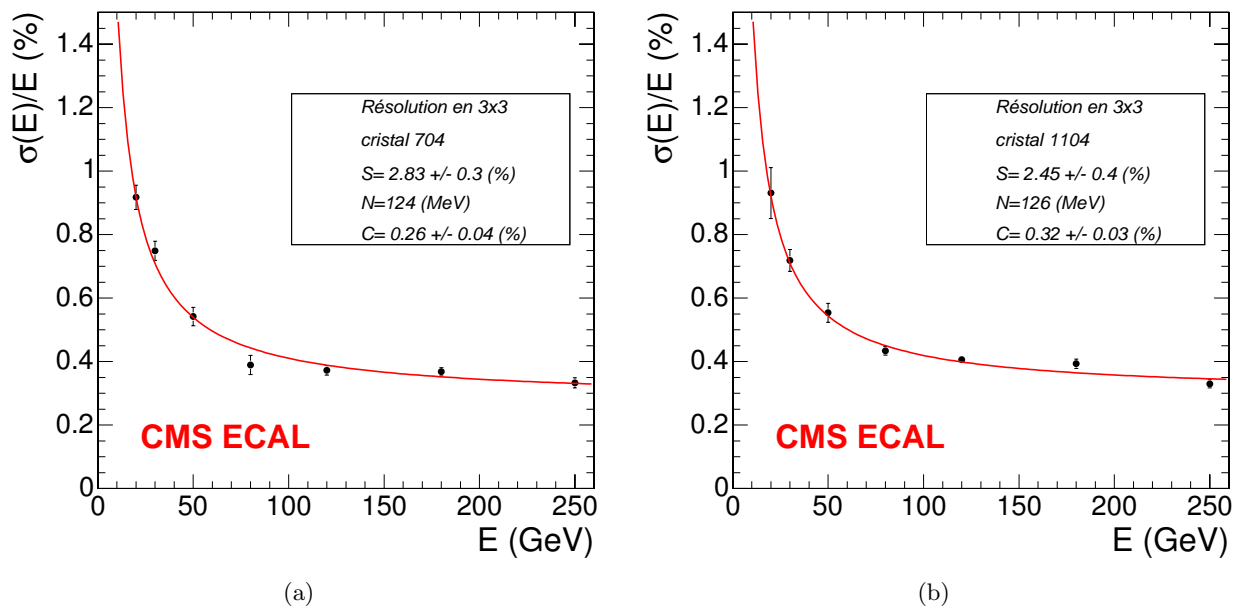


FIG. 6.89: Résolution en fonction de l'énergie reconstruite en sommant des matrices de 3×3 cristaux centrées sur a) le cristal 704 et b) le cristal 1104, avec une coupure $4 \times 4 \text{ mm}^2$ sur l'hodoscope du faisceau.

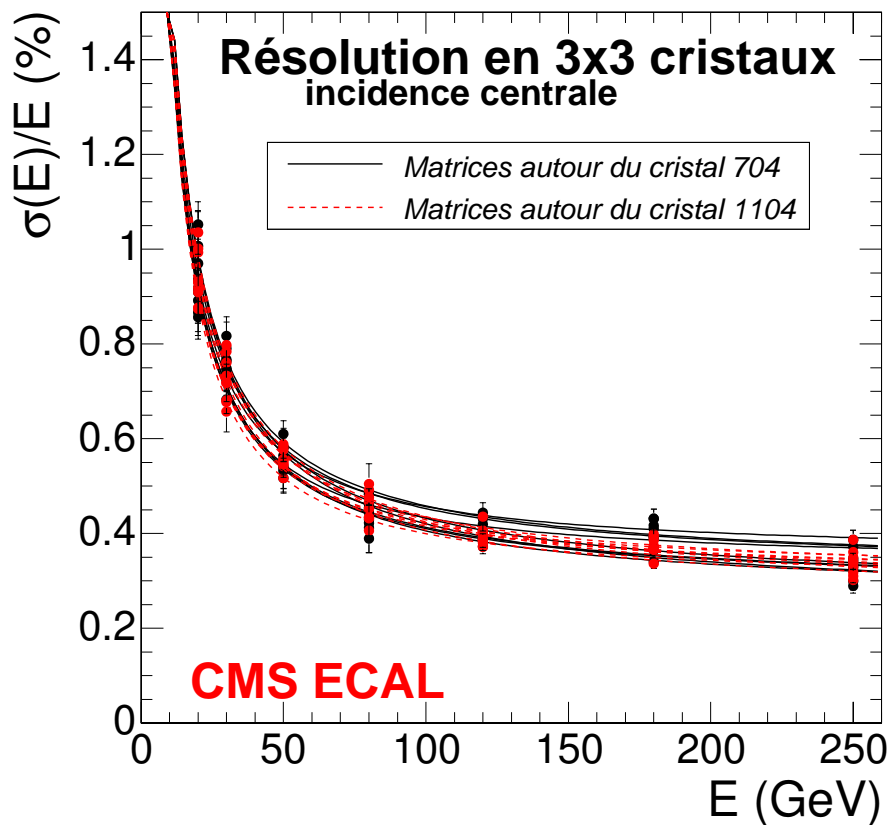


FIG. 6.90: Résolution en fonction de l'énergie reconstruite en sommant des matrices de 3×3 cristaux. La figure montre la résolution obtenue pour 18 cristaux différents après application de coupure de $4 \times 4 \text{ mm}^2$ sur l'hodoscope du faisceau.

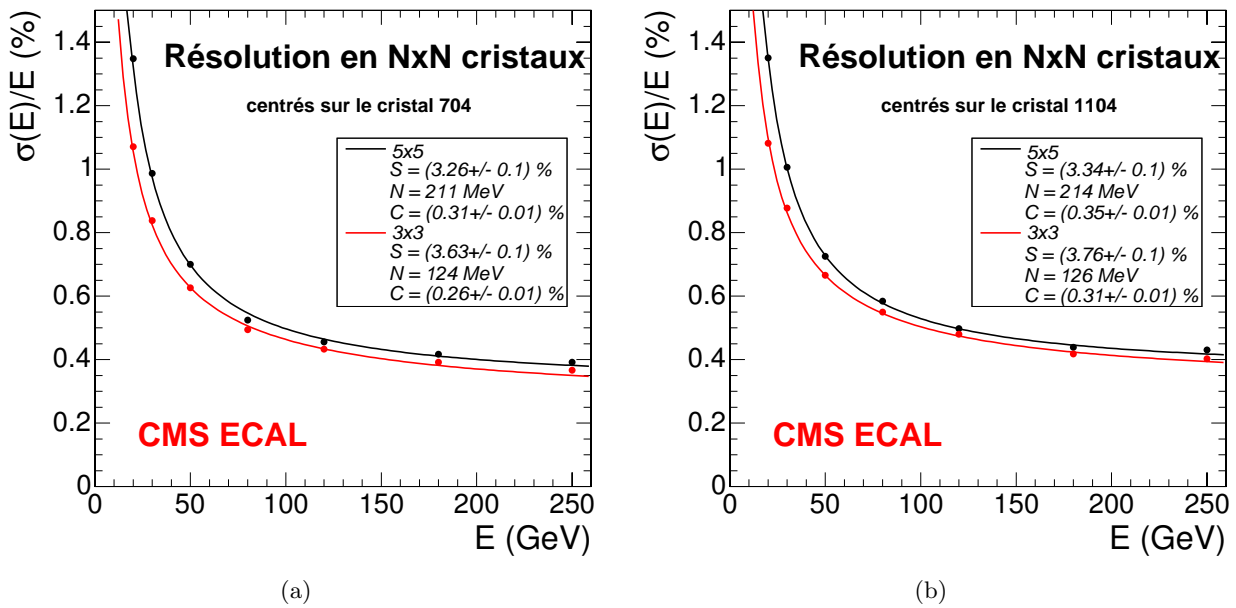


FIG. 6.91: Résolution en fonction de l'énergie reconstruite en sommant des matrices de 5×5 cristaux comparées à des matrices de 3×3 cristaux centrées sur a) le cristal 704 et b) le cristal 1104, sans coupure sur l'hodoscope du faisceau et avec application des corrections de position.

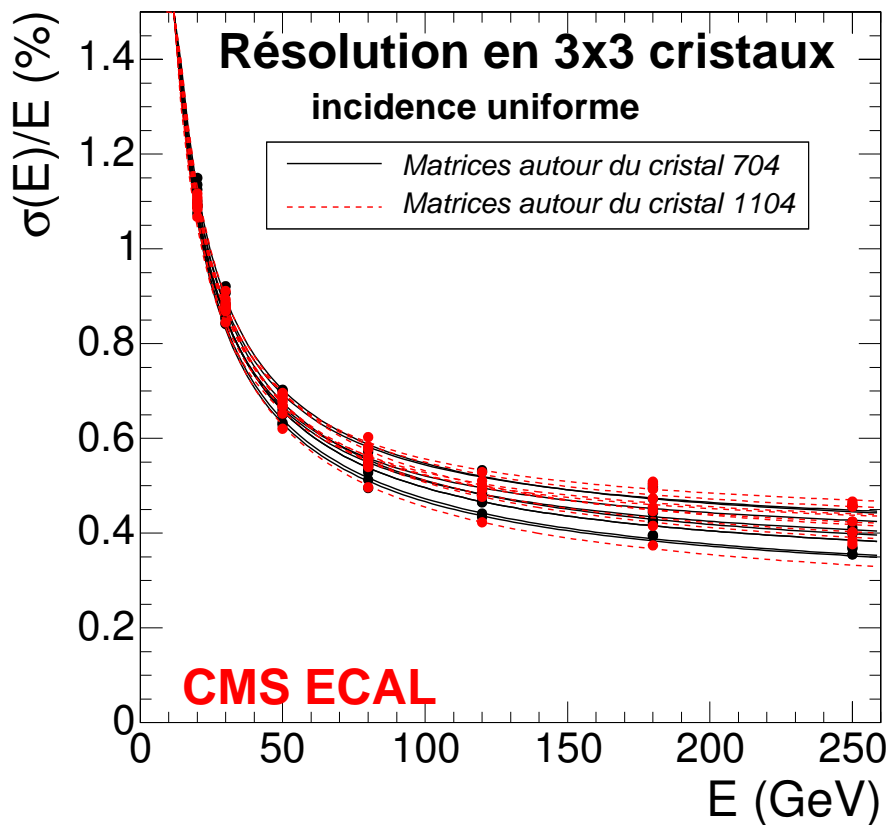


FIG. 6.92: Résolution en fonction de l'énergie reconstruite en sommant des matrices de 3×3 cristaux. La figure montre la résolution obtenue pour 18 cristaux différents sans coupure sur l'hodoscope du faisceau et avec application des corrections de position.

La dispersion relative des termes stochastiques et constants mesurés est de l'ordre de 10% autour de cette valeur centrale. Pour un faisceau avec une incidence uniforme et après correction de la dépendance de l'énergie reconstruite avec la position de la particule incidente, on mesure un terme stochastique et un terme constant un peu plus élevé. La résolution en énergie moyenne mesurée avec des matrices 3×3 et 5×5 , pour 18 cristaux, et pour des électrons d'énergie supérieure à 100 GeV, est inférieure à 0,5%.

6.7 Conclusion

Les études présentées dans ce chapitre et utilisant les données des tests en faisceau réalisés en 2004 ont montré que la méthode $\ln(E2/E1)$ est performante pour corriger la dépendance en position de l'énergie reconstruite avec le calorimètre électromagnétique, et ainsi obtenir une mesure d'énergie uniforme. Les corrections ont été mesurées sans connaître l'énergie du faisceau ou la position réelle de l'électron incident, ceci rendant la méthode applicable aux photons et aux électrons dans CMS. Après corrections, la différence entre la résolution en énergie mesurée en utilisant tous les événements distribués sur toute la surface du cristal, et la résolution intrinsèque, mesurée en sélectionnant les électrons incidents dans la région centrale d'un cristal, est inférieure à 0,5% (en quadrature). On constate également que l'utilisation de matrices 3×3 donne de meilleures résolutions en énergie que les matrices 5×5 .

La simulation H4Sim du test en faisceau a permis d'obtenir des résultats encourageants, notamment en reproduisant et en expliquant l'asymétrie observée dans les courbes de corrections, mais aussi en reproduisant les effets dûs aux espaces inter-modules. Il reste principalement un effet à comprendre : la différence de 0,5 % avec les données dans les corrections mesurées selon η .

Notons qu'une autre méthode de correction utilisant la position mesurée avec le barycentre de l'énergie déposée dans les cristaux est actuellement étudiée avec les données des tests en faisceaux réalisés en 2006 ; pour l'instant cette nouvelle méthode en cours d'étude obtient des résultats moins performants lorsque l'électron incident arrive sur le bord du cristal.

Dans le prochain chapitre, nous allons montrer comment appliquer ces corrections sur la reconstruction de l'énergie des électrons et des photons dans CMS, et nous allons étudier l'effet de ces corrections sur la reconstruction de la masse invariante du boson Z^0 se désintégrant en deux électrons, et du boson de Higgs se désintégrant en 2 photons ou 4 électrons.

7

Application de la méthode $\ln(E2/E1)$ à la reconstruction de l'énergie des électrons et des photons dans CMS

Nous avons présenté dans le chapitre précédent la méthode $\ln(E2/E1)$ qui nous a permis de corriger la mesure de l'énergie des électrons en tests en faisceau en fonction de la position d'impact de l'électron incident. Nous avons vu, en particulier, que cette méthode implique l'utilisation de matrices de 3×3 ou 5×5 cristaux. Le but de ce chapitre est d'étudier l'application de ces corrections à des événements de physique simulés dans l'expérience CMS. Le problème n'est pas tout à fait identique à la situation des tests en faisceau car, dans CMS, les particules ont une grande probabilité d'interagir dans la matière du trajectomètre avant de parvenir au ECAL. La conversion des photons ou l'émission de photon par rayonnement bremsstrahlung des électrons peut conduire à un mélange des dépôts d'énergie des particules voisines ce qui résulte en des conditions d'application de la méthode beaucoup plus contraignantes et difficiles.

Dans une première partie nous introduirons les chaînes de reconstruction et de simulation utilisées dans CMS et nous mettrons en évidence les difficultés d'application de la méthode sur les objets électrons et photons reconstruits. La seconde partie sera consacrée à une présentation détaillée d'un algorithme spécifique développé pour la reconstruction des électrons et des photons, qui comme nous le verrons, facilitera beaucoup l'application de la méthode de correction $\ln(E2/E1)$. Dans une troisième partie, nous appliquerons la méthode à des échantillons issus de trois processus physiques différents où le ECAL aura un rôle primordial : $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, $H \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ ($m_H = 150$ GeV) et $H \rightarrow \gamma\gamma$ ($m_H = 120$ GeV), simulés dans le cadre du fonctionnement du LHC à basse luminosité du faisceau, soit $L = 10^{33}$ cm⁻²s⁻¹.

7.1 La chaîne de simulation et de reconstruction des événements dans CMS

La chaîne de simulation de la réponse d'un détecteur peut être divisée en trois étapes successives. Dans un premier temps on simule la cinématique d'un processus physique grâce à un générateur Monte Carlo qui va engendrer aléatoirement les différentes variables cinématiques des particules produites. Dans une seconde étape on va simuler la propagation de ces particules dans tout le détecteur. Cette simulation complète conduit ensuite à la numérisation de l'information des réponses du détecteur dans un format identique aux données réelles. Enfin, dans une troisième étape on reconstruit les particules avec le même algorithme que les données réelles. La chaîne de programmes utilisée pour simuler et reconstruire la réponse du détecteur CMS est illustrée sur la figure 7.1.

La simulation de la cinématique est réalisée dans le cadre du programme CMKIN [57], utilisant un générateur d'événements comme PYTHIA, Isajet ou HERWIG. Les particules stables sont propagées dans le détecteur et leurs interactions sont simulées avec le programme GEANT4 [58]. La version CMS de GEANT4 est appelée OSCAR : elle décrit la géométrie, les matériaux ainsi que la configuration du champ magnétique de CMS. Les données à la sortie de GEANT sont appelées *hits* : un *hit* est défini chaque fois qu'une particule traverse un élément du détecteur, et contient l'information sur la position, le temps et la charge déposée.

Ces *hits* sont ensuite traduits en signaux électroniques en simulant la réponse de l'électronique des sous-détecteurs : les résultats sont appelés *digis* et sont en fait le résultat de la numérisation. Cette étape est réalisée avec le programme ORCA (Oriented Object Reconstruction for CMS Analysis) [59]. En utilisant ces *digis* qui représentent les signaux électroniques numérisés, ORCA reconstruit les quantités physiques. Par exemple, le résultat de la numérisation pour chaque cristal du ECAL est un ensemble d'échantillons électroniques qui sont analysés (comme le serait les données réelles) afin de d'extraire l'amplitude du signal à partir de laquelle, après application des procédures de calibration, on estime la quantité d'énergie déposée dans le cristal. Les effets d'empilement (souvent nommé PU pour "Pile Up"), que nous allons introduire dans le paragraphe suivant, sont ajoutés à ce niveau.

Les données des sous-détecteurs sont combinées afin de reconstruire les trajectoires et les dépôts d'énergie des différentes particules simulées. Les données des objets ainsi créés sont écrites en sortie au format ROOT-tree grâce au programme ExRootAnalysis, afin de permettre une analyse rapide.

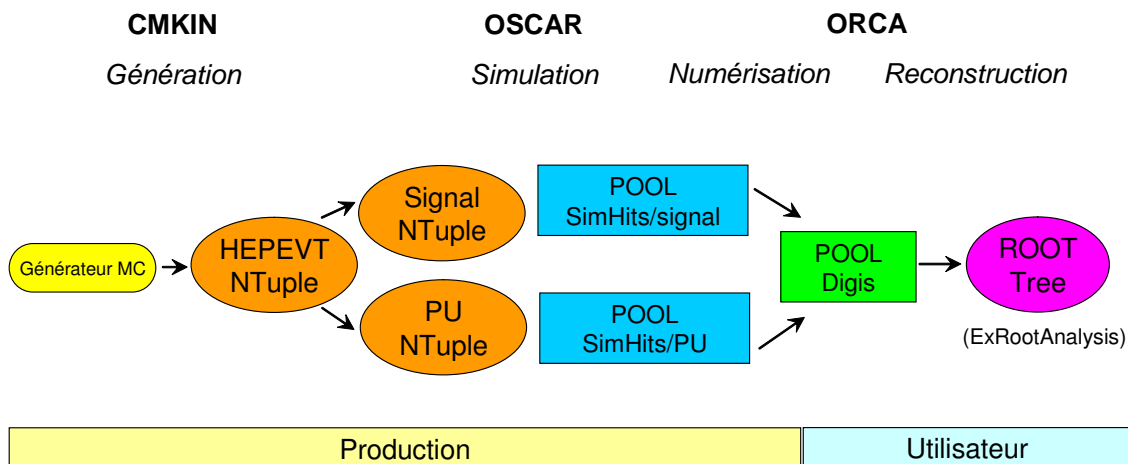


FIG. 7.1: Chaîne de simulation et de reconstruction de CMS, de la production jusqu'à l'utilisateur.

Remarque sur l'empilement

L'empilement est un processus important dans les collisionneurs hadroniques qui ajoute un bruit de fond dans les données enregistrées. Il est composé principalement de deux processus : le bruit haute fréquence et l'événement "sous-jacent".

- le bruit haute fréquence découle de la fréquence de collision élevée de 40 MHz : les données de l'événement n enregistré par CMS sont affectées par les événements $n - 1$ et $n + 1$.
- l'événement sous-jacent est constitué de toutes les particules ne provenant pas de la partie non-élastique des collisions (voir figure 7.2). Cet effet se traduit par une activité importante dans les parties du détecteur à grande pseudo-rapacité $|\eta|$. Grâce au fort champ magnétique de CMS, les particules de l'événement sous-jacent de plus faible p_T sont confinées à faible rayon et affectent peu la partie tonneau du ECAL. En revanche, les parties bouchon du ECAL sont très sensibles à l'événement sous-jacent.

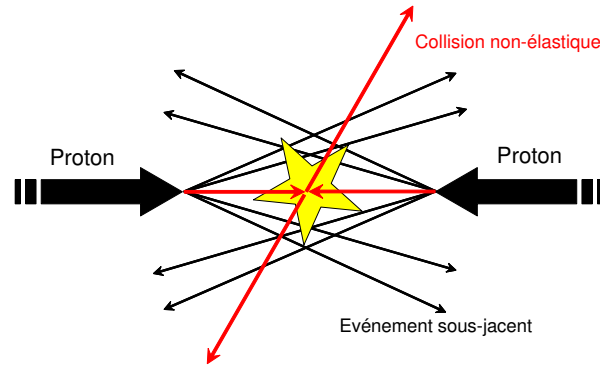


FIG. 7.2: Illustration de l'événement sous-jacent.

7.2 Reconstruction de l'énergie des électrons et des photons

La figure 7.3 montre le spectre en énergie des photons de rayonnement de freinage (bremsstrahlung) émis dans la matière du trajectomètre par des électrons mono-énergétiques de 35 GeV : on constate que la plupart des photons sont de basse énergie. La figure 7.4 illustre la position où ces électrons ont émis leurs photons de bremsstrahlung ; c'est une bonne indication de la localisation de la matière dans le trajectomètre.

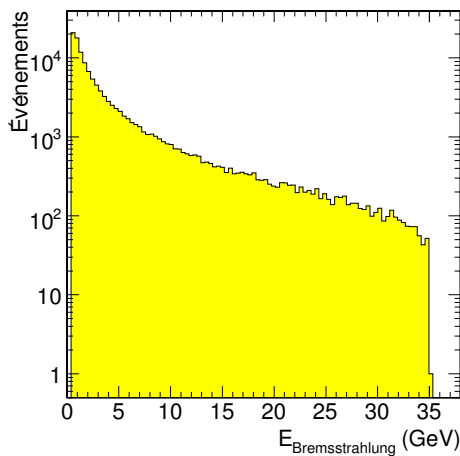


FIG. 7.3: Spectre en énergie des photons de bremsstrahlung émis dans la matière du trajectomètre par des électrons mono-énergétiques de 35 GeV.

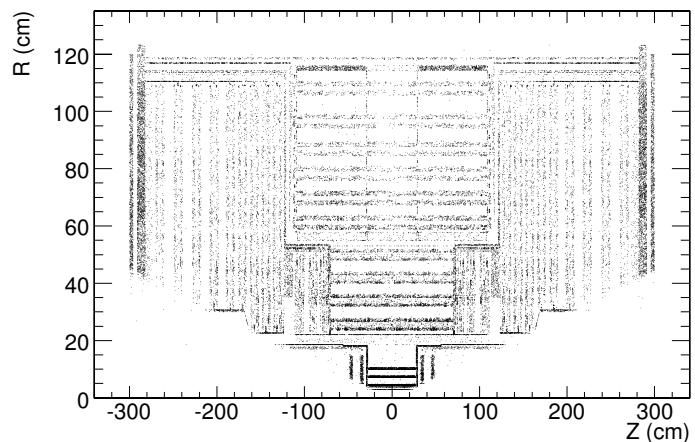


FIG. 7.4: Position, donnée en coordonnées cylindriques (r, z) , où un électron émet un photon de bremsstrahlung.

La trajectoire des électrons est courbée à η constant (au premier ordre) par le champ magnétique homogène et uniforme de 4 teslas. Les photons étant émis colinéairement à la trajectoire de l'électron, on obtient une distribution de photons sur la surface du ECAL principalement selon la direction ϕ . La figure 7.5 illustre cet effet avec un affichage dans le plan transverse $X - Y$ de 3 électrons de 35 GeV et un photon de 50 GeV interagissant dans la matière avant le ECAL. Les événements a) et b) sont relativement simples : ils montrent respectivement un électron émettant deux photons proches de sa trajectoire, et un photon se convertissant en une paire e^+e^- . Les événements c) et d), plus rares, sont plus compliqués. Dans l'événement c), l'électron initial émet un photon très énergétique qui se convertit par la suite en une paire e^+e^- . L'électron initial ayant perdu une grande partie de son énergie voit sa trajectoire se courber fortement et va déposer son énergie plus loin sur la surface du ECAL. Dans l'événement d), l'électron initial va subir un grand nombre d'interactions, entraînant une dispersion de l'énergie sur une large région en ϕ .

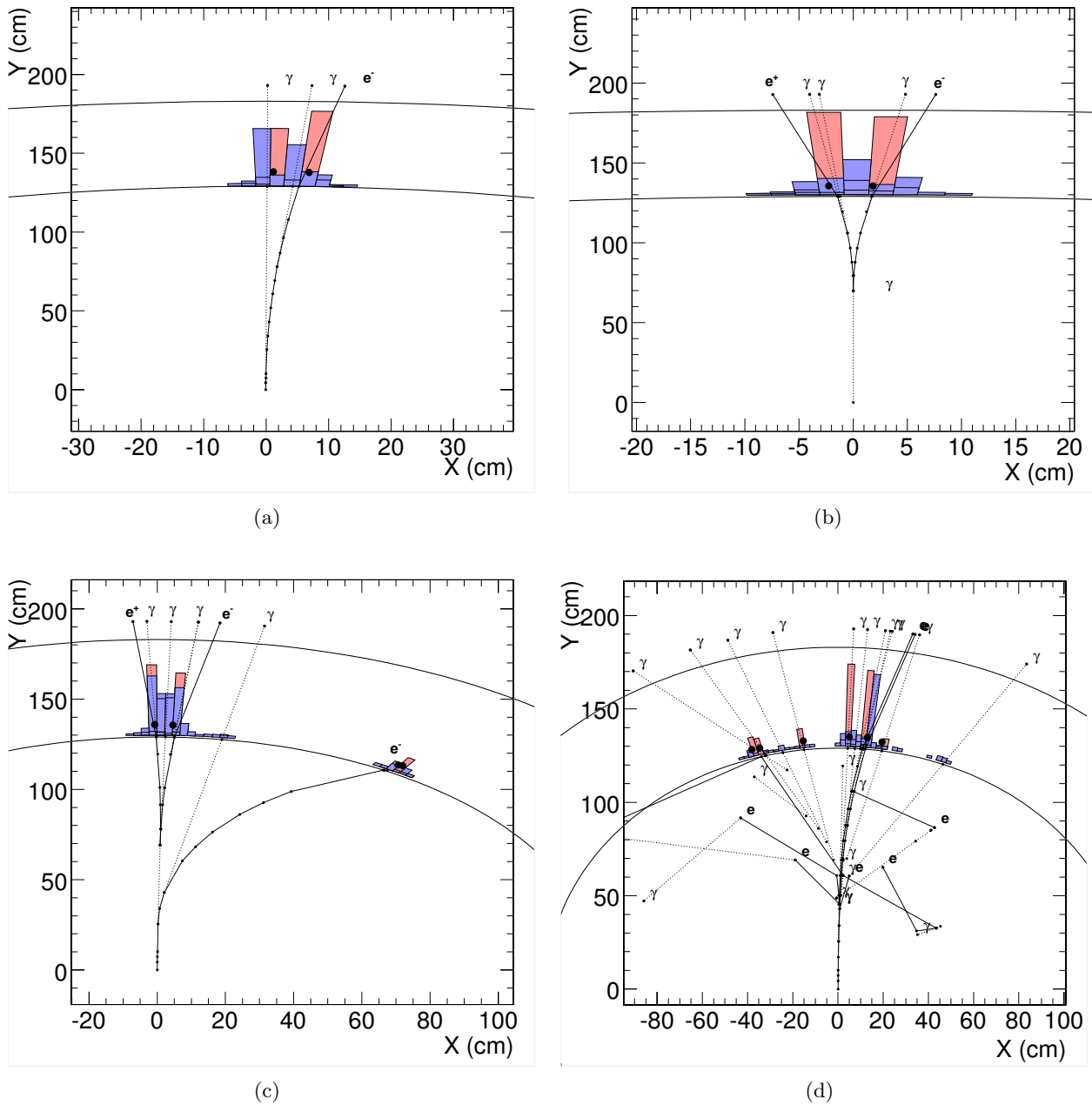


FIG. 7.5: Illustration selon les coordonnées $X - Y$ de CMS de l'effet de la matière du trajectomètre sur les électrons et les photons atteignant l'ECAL pour quatre cas : a) un électron de 35 GeV émettant deux photons de bremsstrahlung b) un photon de 50 GeV se convertissant en une paire e^+e^- c) un électron de 35 GeV émettant un photon très énergétique qui se convertit en une paire e^+e^- d) un électron de 35 GeV qui subit un grand nombre d'interactions rendant sa reconstruction difficile. Les deux lignes courbes représentent respectivement l'entrée du ECAL et celle du HCAL ; la taille des rectangles est proportionnelle à l'énergie déposée dans les cristaux.

Les algorithmes de reconstruction de l'énergie dans le ECAL doivent tenir compte de cet effet pour associer toutes les énergies déposées à un électron (ou un photon) qui en serait la source. Pour cela, les algorithmes doivent reconstruire l'énergie en trois étapes principales :

1. recherche des maxima d'énergie locaux, appelés "cristaux graines".
2. somme de l'énergie contenue dans un certain nombre de cristaux autour de ces cristaux graines pour former ce que l'on appelle des "amas de base" ("*basic-clusters*"). La taille et la topologie de ces *basic-clusters* dépendent du type d'algorithme utilisé.
3. collection de l'énergie selon une route en ϕ (voir figure 7.6) afin d'associer l'ensemble des énergies déposées provenant d'un électron (ou photon) initial. On va alors former des amas d'amas de cristaux que l'on appelle "super-amas" ("*super-clusters*"). La figure 7.7 compare la distribution en énergie d'électrons mono-énergétiques de 35 GeV obtenue en formant des *super-clusters* à celle obtenue sans récupérer l'énergie rayonnée par bremsstrahlung, c'est à dire en utilisant un seul *basic-cluster* (une simple matrice 3×3). On observe une amélioration nette de la distribution avec la formation de *super-clusters*.

Dans la suite de cette section, nous décrivons les algorithmes officiels utilisés pour les électrons et pour les photons dans ORCA.

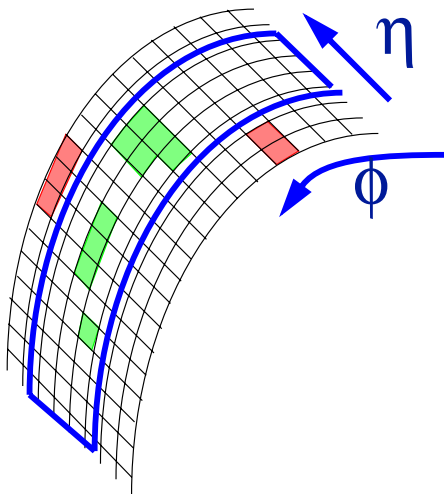


FIG. 7.6: Illustration de la récupération de l'énergie selon une route en ϕ dans le tonneau du ECAL.

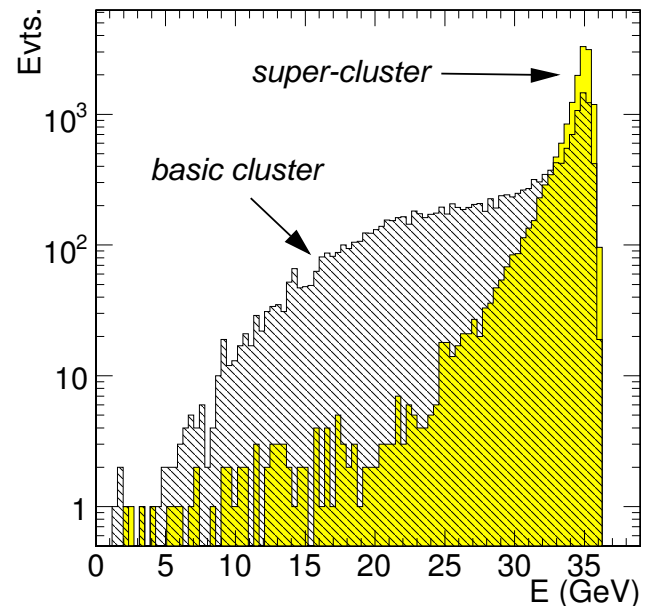


FIG. 7.7: Reconstruction de l'énergie d'électrons mono-énergétiques de 35 GeV avec un algorithme utilisant des *basic-clusters* uniques, et un algorithme utilisant des *super-clusters*.

7.2.1 Reconstruction de l'énergie des électrons dans ORCA

Dans le tonneau, l'algorithme par défaut pour la reconstruction de l'énergie des électrons est appelé *Hybrid* [60]. C'est un algorithme utilisant un nombre de cristaux variable et sa philosophie est de récupérer un maximum d'énergie lors de la formation des *basic-clusters* autour de cristaux graines détectés. Il utilise la géométrie $\eta - \phi$ du tonneau afin d'exploiter la connaissance du développement latéral de la gerbe selon la direction η , tout en cherchant dynamiquement l'énergie provenant de bremsstrahlung selon la direction ϕ . Ces *basic-clusters* sont ensuite groupés en *super-clusters* afin de récupérer l'énergie radiée plus en amont de la trajectoire de l'électron.

La formation des *basic-clusters* est illustrée par la figure 7.8. Cet algorithme part d'un cristal graine, dont l'énergie transverse satisfait la condition $E_T > E_T^{hybseed}$. Le seuil $E_T^{hybseed}$ sert à réduire le nombre de *super-clusters* provenant du bruit, principalement de l'empilement. Il est défini en énergie transverse car le bruit induit par l'empilement augmente avec $|\eta|$.

On crée ensuite des dominos de 1×3 cristaux alignés selon η avec le cristal graine. Si l'énergie du cristal central d'un domino est supérieure à une énergie E_{wing} , alors on utilise un domino 1×5 . Cette opération est répétée sur N_{step} cristaux dans chaque direction selon ϕ à partir du cristal graine. Les dominos dont l'énergie est inférieure à E_{tresh} sont éliminés. Les dominos sont ensuite assemblés selon ϕ . Chaque *basic-cluster* constitué de dominos doit avoir un domino graine d'énergie supérieure à E_{seed} . Les paramètres de cet algorithme sont résumés dans le tableau 7.1 suivant.

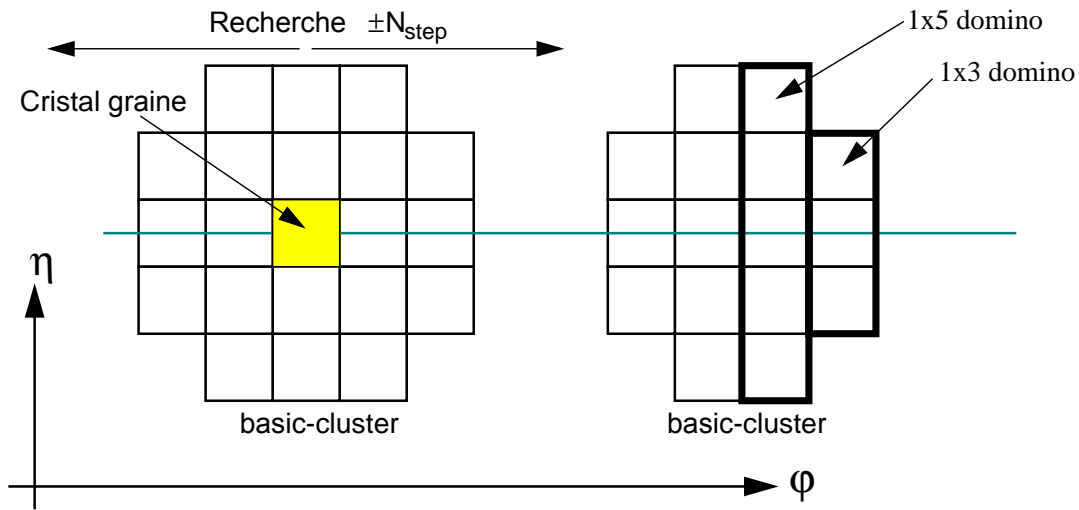


FIG. 7.8: Principe de de l'algorithme *Hybrid*.

Description du paramètre	Nom	Valeur par défaut
E_T minimum pour le cristal graine du <i>super-cluster</i>	$E_T^{hybseed}$	1 GeV
Nombre de pas pour la recherche selon ϕ	N_{step}	10
Seuil pour utiliser des dominos 1×5 au lieu de 1×3	E_{wing}	1 GeV
Seuil pour utiliser un domino	E_{tresh}	0,1 GeV
Domino minimum pour faire un <i>sous-cluster</i> déconnecté	E_{seed}	0,35 GeV

TAB. 7.1: Valeurs par défaut des paramètres de l'algorithme *Hybrid*.

Dans les bouchons, on utilise l'algorithme *Island* [60], où la reconstruction des *basic-clusters* est réalisée différemment : dans un premier temps, les cristaux graines sont définis et triés par ordre d'énergie croissante. Ensuite, en partant des cristaux graines contenant le maximum d'énergie, l'énergie dans les cristaux adjacents selon les directions η et ϕ à partir du cristal graine, est collectée jusqu'à ce qu'un cristal sans énergie où avec plus d'énergie que son voisin soit trouvé. Le comptage double est évité en marquant les cristaux déjà collectés et appartenant à un certain cluster. La figure 7.9 illustre le principe de cet algorithme.

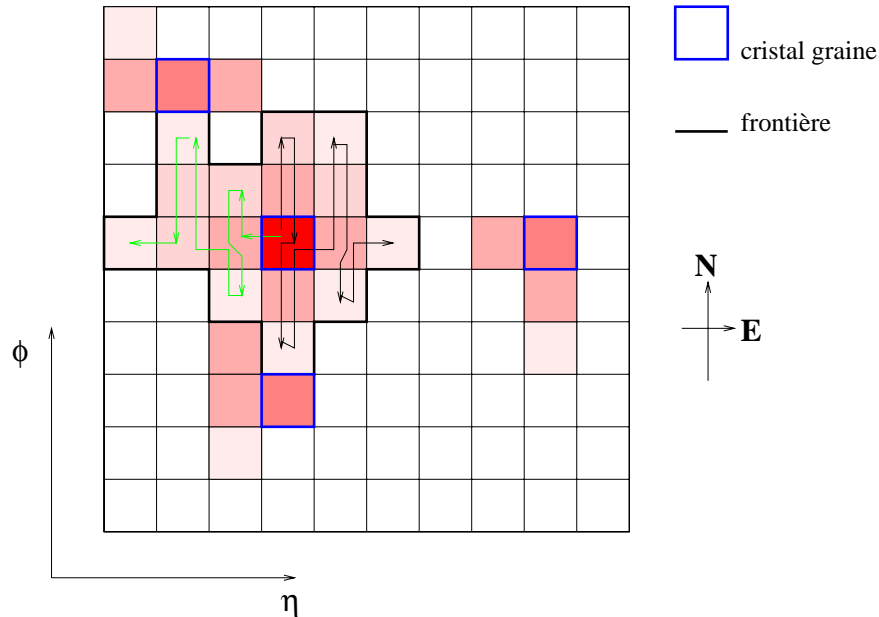


FIG. 7.9: Principe de de l'algorithme *Island*.

La mesure de l'énergie pour ces deux algorithmes se fait ensuite simplement en sommant l'énergie déposée dans les cristaux du *super-cluster*. Cependant, on constate que même avec ces algorithmes compliqués qui essaient de collecter les énergies associées à une seule particule, l'énergie mesurée est souvent sous-estimée. La première cause de cet effet vient des *basic-clusters* qui ne contiennent pas totalement l'énergie de la gerbe électromagnétique (phénomène analogue à celui observé avec des matrices 3×3 et 5×5 dans la section 6.4.5 du chapitre précédent). Le second effet provient d'une récupération incomplète des photons de *bremsstrahlung* : il arrive que des photons de basse énergie ne soient pas associés à la particule initiale. Étant donné que la quantité de matière devant le ECAL varie avec η , cette sous-estimation de l'énergie mesurée varie avec η .

Pour tenir compte de ces effets et pour les corriger, on paramètre la distribution $E_{mesurée}/E_{générée}$ pour un *super-cluster* en fonction du nombre de cristaux $N_{cristaux}$ dans un *super-cluster*. La figure 7.10 illustre cette correction pour l'algorithme *Hybrid*, pour des électrons de $10 < P_T < 50$ GeV. On constate que l'on doit appliquer une correction comprise entre 3 et 7% à l'énergie mesurée pour retrouver l'énergie déposée.

Le principal inconvénient de ces algorithmes est qu'ils nécessitent cette correction *a posteriori* ; de plus cette correction mélange les deux effets de contenance en énergie (nombre variable de cristaux) et de perte d'énergie dans le trajectomètre (récupération incomplète des photons de *bremsstrahlung* radiés).

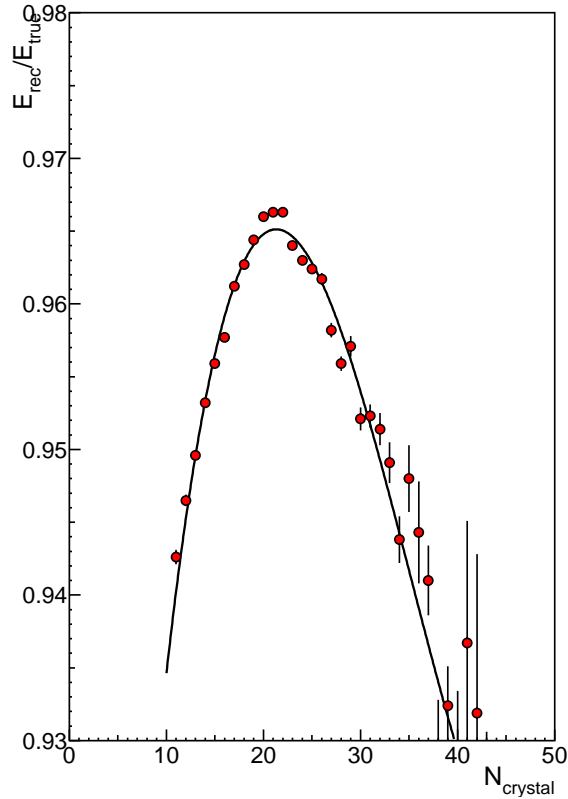


FIG. 7.10: $E_{mesurée}/E_{vraie}$ en fonction du nombre de cristaux par *super-cluster* Hybrid, pour des électrons ayant un spectre en P_T plat entre 10 et 50 GeV, avec l'ajustement d'une correction polynomiale.

7.2.2 Reconstruction de l'énergie des photons dans ORCA

Plus il y a de quantité de matière à traverser, plus les photons ont une grande probabilité de se convertir en paire e^+e^- , les électrons issus de ces conversions (produits dans la direction du photon incident, avec conservation du η) pouvant à leur tour émettre des photons de rayonnement de freinage. Dans ce cas, l'énergie du photon incident va se diffuser selon la direction ϕ .

À titre d'exemple, considérons les photons issus de la désintégration d'un boson de Higgs de masse 120 GeV. La probabilité de conversion est de 27% au centre du tonneau ($\eta = 0$), 50% à la jonction entre le tonneau du trajectomètre et la région avant ($\eta = 0,9$) et 62% à la fin du tonneau du ECAL ($\eta = 1,4$). Le résultat dans ce cas est que environ 70% des événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ ($m_H = 120$ GeV) ont au moins un photon converti.

Le cas idéal pour mesurer l'énergie d'un photon dans le ECAL est d'utiliser s'il n'est pas converti une matrice avec un nombre fixe de cristaux (dans ORCA, c'est une matrice 5×5) autour du cristal contenant le maximum d'énergie, et un *super-cluster* du type *Hybrid* ou *Island* s'il est converti afin de récupérer l'énergie diffusée selon ϕ .

Comme l'information sur la conversion du photon ne sera pas connue avec les données, on utilise par défaut dans ORCA une variable discriminante appelée R_9 afin de séparer les photons convertis de ceux qui ne le sont pas, et pouvoir ainsi utiliser l'algorithme approprié. R_9 est, pour un photon donné, le rapport de l'énergie contenue dans une matrice 3×3 sur l'énergie contenue dans le *super-cluster* : $R_9 = E_9/E_{SC}$.

Les événements photons peuvent alors être séparés en deux ensembles :

- le premier ensemble est constitué des photons avec $R_9 > 0,937$ dans le tonneau (0,91 dans les bouchons) : cet ensemble est constitué de 82% de photons non convertis pour la région du tonneau, et de 63% de photons non convertis pour la région des bouchons. On utilise alors une matrice 5×5 pour reconstruire l'énergie de ces photons.
- le deuxième ensemble est constitué des photons restant, c'est à dire avec $R_9 < 0,937$ dans le tonneau (0,91 dans les bouchons) : cet ensemble est constitué de 96% de photons convertis pour la région du tonneau, et de 98% de photons convertis pour la région des bouchons. L'énergie des photons de cet ensemble est reconstruite avec un *super-cluster* (*Hybrid* ou *Island*).

Corrections complémentaires

Afin d'obtenir la meilleure résolution en énergie possible, des corrections sont appliquées aux deux classes de photons décrites précédemment.

Quatre corrections sont mesurées pour chaque classe (matrice 5×5 et *super-cluster*) et sont appliquées dans l'ordre suivant :

1. on applique d'abord un facteur global afin de normaliser la distribution $E_{mesurée}/E_{générée}$ à 1,0;
2. on paramètre ensuite $E_{mesurée}/E_{générée}$ en fonction de R_9 et on ajuste une correction polynomiale.
3. on mesure une correction pour la distribution $E_{mesurée}/E_{générée}$ en fonction de la position η du *cluster*, ceci afin de corriger les pertes d'énergie dans matière du trajectomètre;
4. on paramètre ensuite $E_{mesurée}/E_{générée}$ en fonction du rapport $R_1 = S_1/S_9$ et on mesure une correction. Cette correction est équivalente à la méthode S_9/S_1 présentée dans le chapitre précédent et va corriger la variation de la mesure de l'énergie avec la position d'impact sur la surface du cristal. Les espaces inter-modules sont corrigés avec la méthode $\ln(E_2/E_1)$ pour la classe des matrices 5×5 : les corrections utilisées ont été mesurées séparément (voir [52]).

La figure 7.11 représente l'application de ces corrections sur la distribution en énergie mesurée dans une matrice 5×5 sur l'énergie générée, pour des photons issus d'une désintégration d'un boson de Higgs de masse 120 GeV.

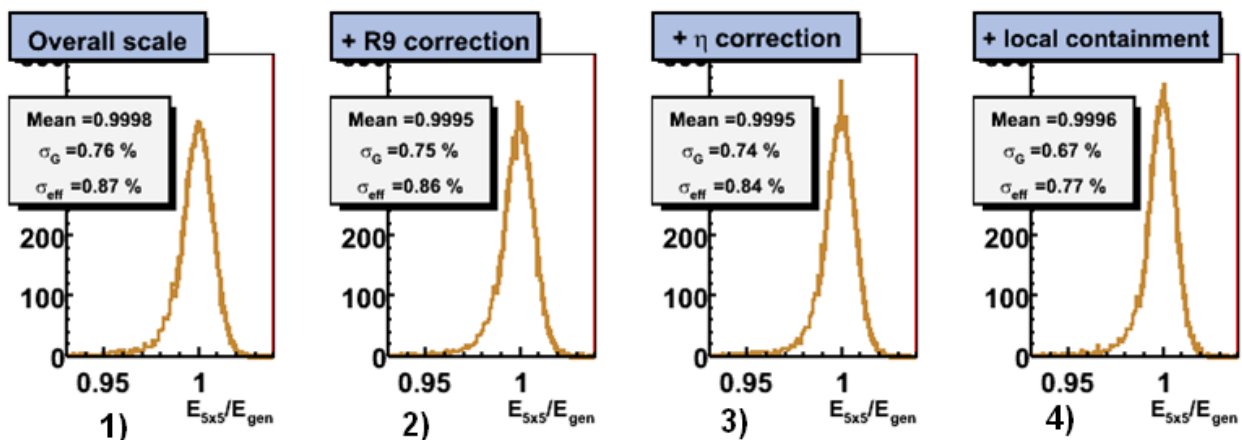


FIG. 7.11: Distribution du rapport de l'énergie mesurée dans une matrice 5×5 sur l'énergie générée, après application des quatre corrections complémentaires, pour des photons issus d'une désintégration d'un boson de Higgs de masse 120 GeV.

7.3 Développement d'un algorithme de reconstruction pour le tonneau

Nous avons vu dans la section précédente que les algorithmes utilisés dans ORCA utilisent un nombre de cristaux variables lors de la formation des *basic-clusters*. Notre but étant d'appliquer les corrections de contenance de *cluster* avec la méthode $\ln(E2/E1)$, par souci de simplicité, nous avons décidé de n'utiliser que des matrices 3×3 pour définir un *basic-cluster* et corriger son énergie.

C'est pourquoi nous avons décidé de concevoir un algorithme de formation de *clusters*. Nous en évaluerons ensuite ses performances.

7.3.1 Cadre logiciel de l'étude

Afin de réaliser cette étude, nous avons utilisé le logiciel HAF (**H**iggs **A**nalysis **F**ramework), qui lit les données écrites dans le `ROOT-tree` en sortie de ORCA (version 8_13_3) (voir figure 7.12). Ce fichier contient les informations énergie et position des cellules calorimétriques sur lesquelles nous allons utiliser l'algorithme de reconstruction, mais aussi l'information sur les objets déjà reconstruits *super-clusters Hybrid* et *Photons* utilisés par défaut dans ORCA, et que nous allons utiliser pour faire des comparaisons.

Le logiciel HAF utilise des modules appelés sélecteurs, dont le rôle est de créer à partir d'une (ou de plusieurs) liste(s) d'objets en entrée, une liste de sortie constituée d'objets plus élaborés héritant des propriétés de (ou des) liste(s) en entrée. La figure 7.12 illustre l'implémentation de l'algorithme de reconstruction (que l'on appellera *S9* par la suite) dans cette étude, ainsi que les différents niveaux de sélecteurs utilisés pour faire l'analyse.

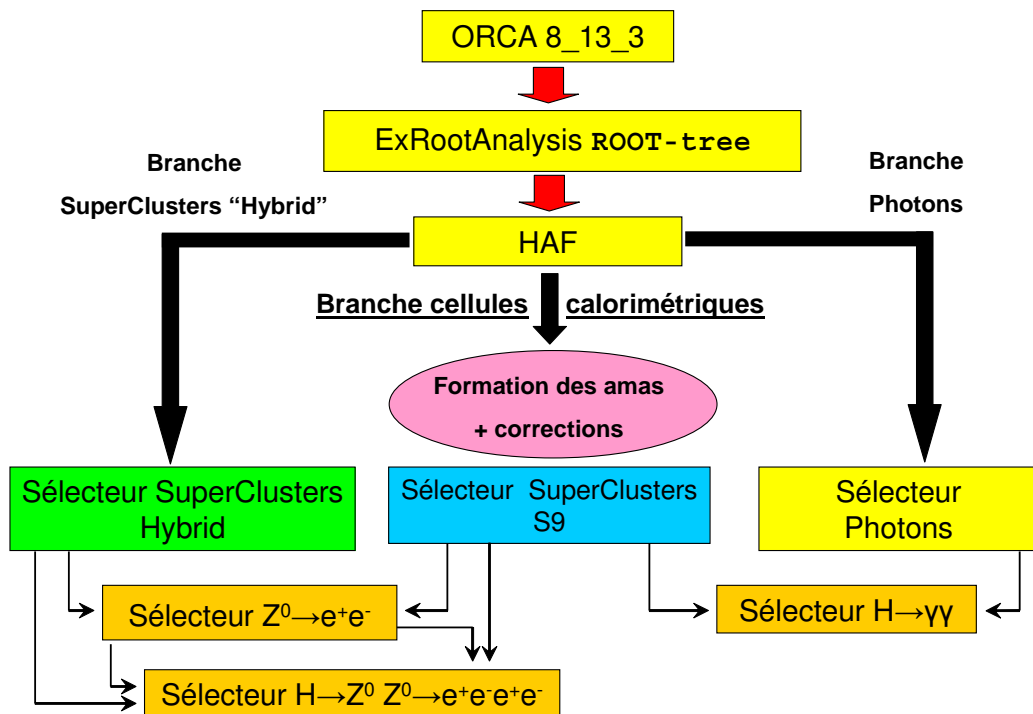


FIG. 7.12: Illustration du cadre logiciel de l'étude.

7.3.2 Données analysées

Nous avons utilisé différents lots d'événements simulés pour mettre au point et tester notre algorithme. Le tableau 7.2 présente les cinq ensembles de données étudiés.

Afin d'optimiser l'algorithme pour la mesure de la position d'impact et pour la mesure de l'énergie des électrons et des photons, nous avons utilisé des événements isolés électrons-positrons mono-énergétiques de 35 GeV (qui est l'énergie typique des électrons venant de la désintégration du Z^0) émis dos à dos sans empilement, ainsi que des événements isolés avec deux photons mono-énergétiques de 50 GeV (qui est l'énergie typique des photons venant de la désintégration d'un boson de Higgs de basse masse) émis dos à dos et aussi sans empilement. Ces événements sont illustrés par la figure 7.13.

Nous avons étudié les performances de l'algorithme avec des événements de physique $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, $H \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ ($m_H = 150$ GeV) et $H \rightarrow \gamma\gamma$ ($m_H = 120$ GeV), simulés avec une luminosité du faisceau $L = 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ et l'empilement associé. Ces événements sont illustrés par la figure 7.14.

Nous réalisons sur tous les électrons/photons de désintégration une coupure $|\eta| < 1,4$ afin de supprimer les particules incidentes à la jonction tonneau-bouchons du ECAL.

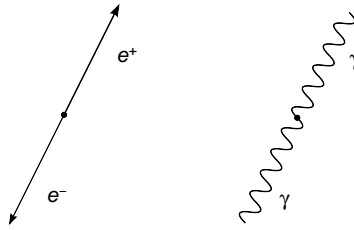


FIG. 7.13: Événements mono-énergétiques sans empilement.

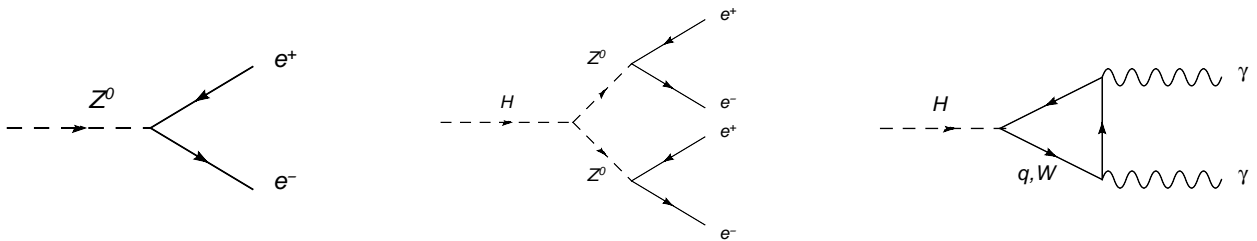


FIG. 7.14: Événements de physique avec empilement.

Données		Nombre d'événements après coupure $ \eta < 1,4$
<i>événements mono-énergétiques, particules isolées</i>		
e^+e^-	E=35 GeV	7455
$\gamma\gamma$	E=50 GeV	17895
<i>événements de physique</i>		
$Z^0 \rightarrow e^+e^-$		5821
$H \rightarrow \gamma\gamma$ ($m_H = 120$ GeV)		5607
$H \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ ($m_H = 150$ GeV)		7501

TAB. 7.2: Ensemble de données analysées.

7.3.3 Définition

La philosophie de cet algorithme est de reconstruire l'énergie en utilisant comme *basic-clusters* des matrices de 3×3 cristaux centrées sur des cristaux graines préalablement recherchés, de corriger les énergies mesurées, puis de les sommer en formant des *super-clusters*.

Les étapes détaillées de la formation des *super-clusters* sont expliquées dans un premier temps avec le cas le plus simple où les matrices sont isolées, et illustré par la figure 7.15 :

1. La première étape consiste à chercher *par ordre d'énergie décroissante* les cristaux graines dont l'énergie est supérieure à un seuil $E_{S1} = 0,3 \text{ GeV}$. Ces cristaux devront être séparés par au moins un cristal afin d'éviter de sélectionner plusieurs cristaux graines pour la même particule incidente. Les cristaux graines sont numérotés 1 et 2 sur la figure 7.15.
2. On construit ensuite des matrices 3×3 autour de ces cristaux graines (cristaux rouges sur la figure 7.15).
3. On applique deux corrections successives à l'énergie de ces matrices : une correction de gerbe dite *locale* avec la méthode $\ln(E_2/E_1)$ (afin de corriger la dépendance de la mesure de l'énergie avec la position d'impact sur la surface du cristal), puis une correction de gerbe dite *globale* (c'est une correction de contenance en énergie : une matrice 3×3 contient environ 94% de l'énergie pour une incidence au point de dépôt d'énergie maximum).
4. On groupe ces *basic-clusters* pour former un *super-cluster* en utilisant la surface définie par $\Delta\phi = \pm 20$ cristaux et $\Delta\eta = \pm 1$ cristal où $\Delta\phi$ et $\Delta\eta$ sont les différences en unité de cristal entre le cristal graine contenant le maximum d'énergie et le cristal graine considéré.
5. Finalement, on sélectionne les *super-clusters* dont l'énergie transverse du cristal graine maximum est supérieure à un seuil $E_T^{SG} = 1 \text{ GeV}$ afin d'éliminer les *super-clusters* provenant du bruit électronique ou de l'empilement des événements du LHC (haute luminosité).

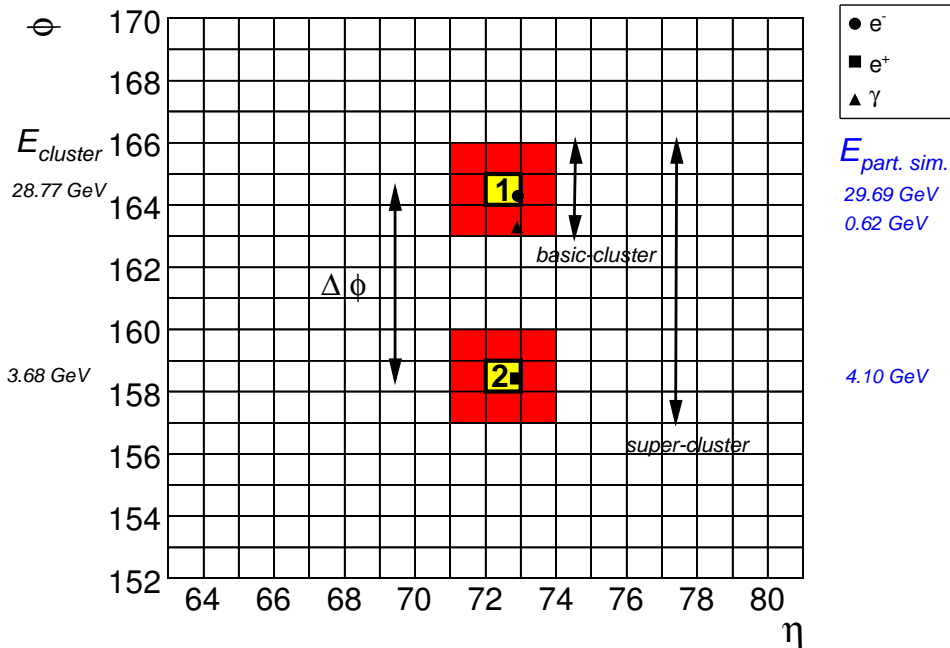


FIG. 7.15: Illustration de la formation d'un *super-cluster* dans le cas simple où les matrices (*basic-cluster*) sont isolées. La particule incidente initiale est un électron de 35 GeV ; les ronds, triangles et carrés représentent les particules simulées après interaction de l'électron dans la matière du trajectomètre, extrapolées sur la surface du ECAL. L'énergie des particules simulées est montrée à droite en bleu, et l'énergie reconstruite non corrigée des matrices est représentée en noir à gauche.

Toutes les configurations ne sont malheureusement pas aussi simples que celle de la figure 7.15. Ainsi la figure 7.17 présente une configuration qui va faire l'objet d'un traitement spécial comme nous allons le voir.

1. Dans le cas de la figure 7.17, on trouve un cristal graine (numéroté 2 sur la figure) adjacent à une matrice 3×3 formée antérieurement (appelée *cluster 1* sur la figure). Dans ce cas, l'énergie dans ce cristal peut soit provenir de la queue du *cluster 1* et ce cristal et dans ce cas ne doit pas être considéré, soit provenir réellement d'une particule incidente. Afin de ne sélectionner que les cristaux graines provenant d'une particule, on ajoute, en plus du seuil E_{S1} , la condition suivante sur l'énergie du cristal graine, condition illustrée par la figure 7.16 :

$$\frac{E_{\text{graine } 2}}{E_{\text{cluster } 1}} > E_{S2} = 0,011 \quad (7.1)$$

Nous verrons dans la suite que ce seuil est important pour les photons, ceci afin d'utiliser des matrices 3×3 isolées pour les photons ne convertissant pas.

2. Si le cristal graine est sélectionné, on construit autour une matrice de 3×3 cristaux *moins* les cristaux déjà utilisés par le *cluster 1* afin de pas compter deux fois les énergies des cristaux : il résulte dans l'exemple montré par la figure 7.17 une matrice 2×3 cristaux (*cluster 2* en bleu sur la figure). Les deux matrices dans ce cas seront dites "non isolées".
3. On applique ensuite sur les *cluster 1* et *2* les corrections de gerbe *locales* (avec la méthode $\ln(E2/E1)$) et *globales* qui sont différentes des corrections utilisées dans le cas de matrices isolées. En effet, les distributions spatiales en énergie dans les cristaux sont modifiées par la présence de plusieurs gerbes et c'est pourquoi on n'applique la correction *locale* qu'uniquement selon la direction η , avec un facteur de correction *globale* différent. Ces choix seront justifiés dans la suite. Pour ces deux *clusters*, le paramètre $\ln(E2/E1)$ est calculé en utilisant les 9 cristaux autour de chaque cristal graine.
4. On poursuit à partir de l'étape 4 du cas simple précédent.

L'ensemble des seuils est résumé dans le tableau 7.3 : on utilise les mêmes seuils pour les photons et les électrons. Ces seuils sont optimisés afin d'obtenir la meilleure résolution sur les masses invariantes reconstruites des trois ensembles d'événements physiques $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, $H \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ et $H \rightarrow \gamma\gamma$. Nous reviendrons sur l'optimisation de ces seuils dans la suite.

Paramètre	Valeur par défaut
E_{S1}	0,3 GeV
E_{S2}	0,011
$\Delta\phi$	± 20
$\Delta\eta$	± 1
E_T^{SG}	1 GeV

TAB. 7.3: Valeurs par défaut des paramètres de l'algorithme *S9*.

Les *super-clusters* peuvent être une combinaison des deux cas précédents, comme illustré par la figure 7.18. Les figures 7.19, 7.20 et 7.21 illustrent des cas plus complexes où l'électron incident interagit grandement dans la matière du trajectomètre. Sur les figures 7.19 et 7.20, on observe que les *super-clusters* peuvent être composés de plusieurs matrices non isolées adjacentes. La figure 7.21 montre un *super-cluster* composé uniquement de matrices 3×3 complètes.

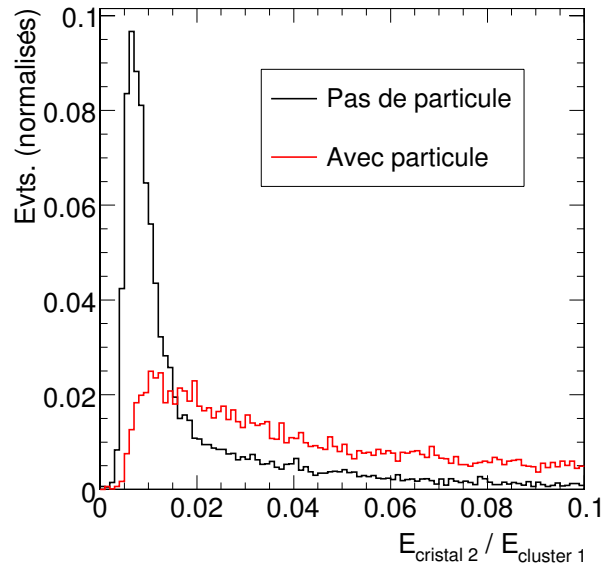


FIG. 7.16: Distribution pour une matrice 3×3 , du rapport de l'énergie d'un cristal adjacent en ϕ à cette matrice (du type cristal 2 sur la figure 7.17) sur l'énergie non corrigée contenue dans cette matrice (du type *cluster 1* sur la figure 7.17), pour le cas où ce cristal ne correspond à aucune particule (en noir) et pour le cas où il correspond à une particule incidente. La flèche noire correspond à la coupure utilisée : si le rapport est supérieur à cette valeur, le cristal est défini comme graine ; dans le cas contraire il n'est pas considéré.

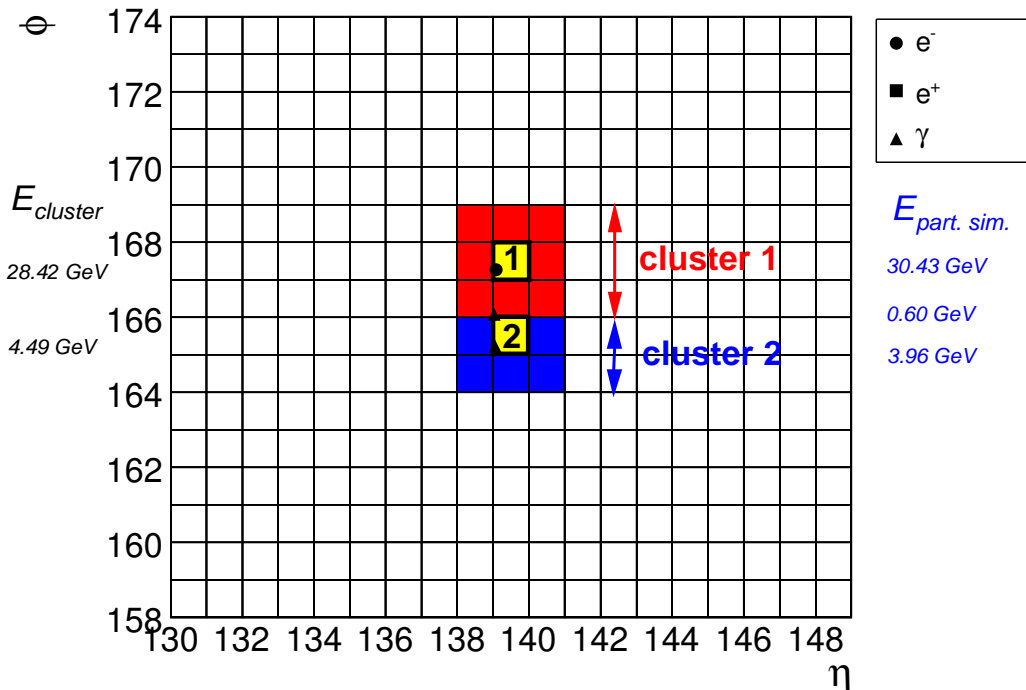


FIG. 7.17: Illustration de la formation d'un *super-cluster* dans le cas spécial où un cristal graine est trouvé adjacent à une matrice formée antérieurement (en rouge). La mesure de l'énergie avec la matrice résultante (en bleu) ne prendra pas en compte des cristaux déjà utilisés. Ces deux matrices sont qualifiées de "non isolées".

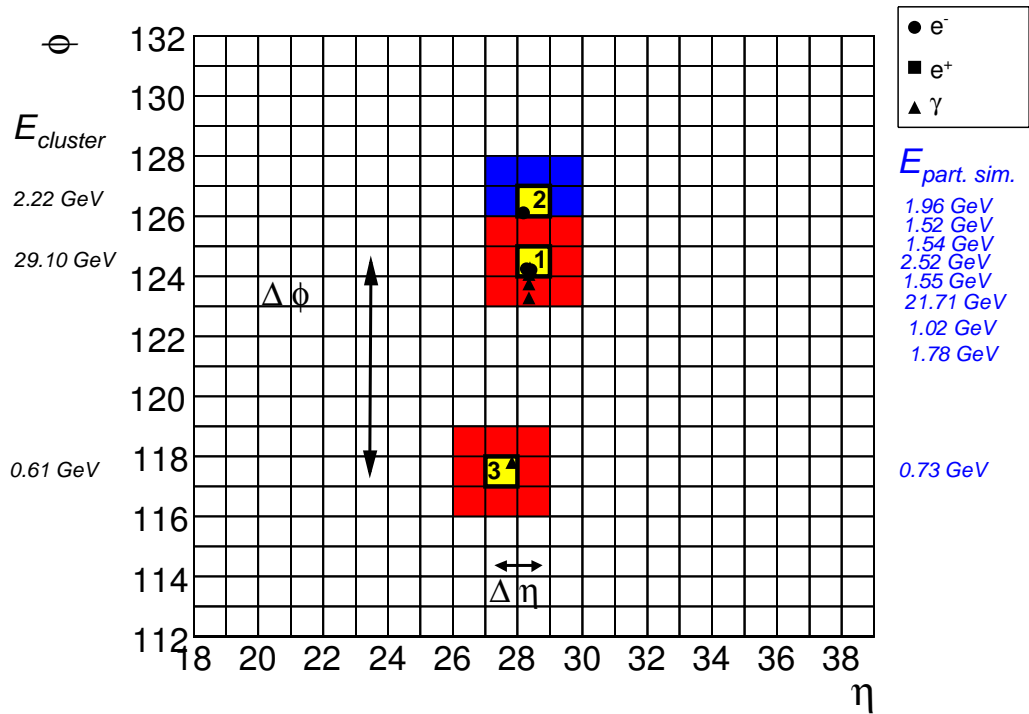


FIG. 7.18: Illustration de la formation d'un *super-cluster* pour une combinaison de matrices isolées et non isolées, et avec un $\Delta\eta = 1$. La particule incidente initiale est un électron de 35 GeV.

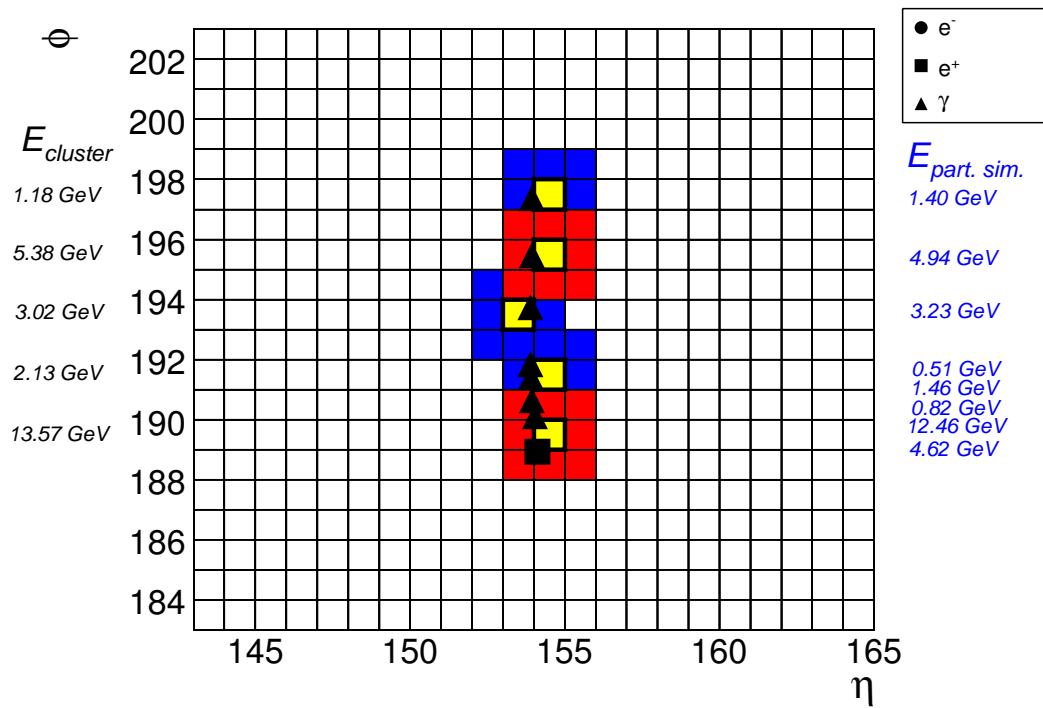


FIG. 7.19: Illustration de la formation d'un *super-cluster* pour un cas complexe. La particule incidente initiale est un positron de 35 GeV.

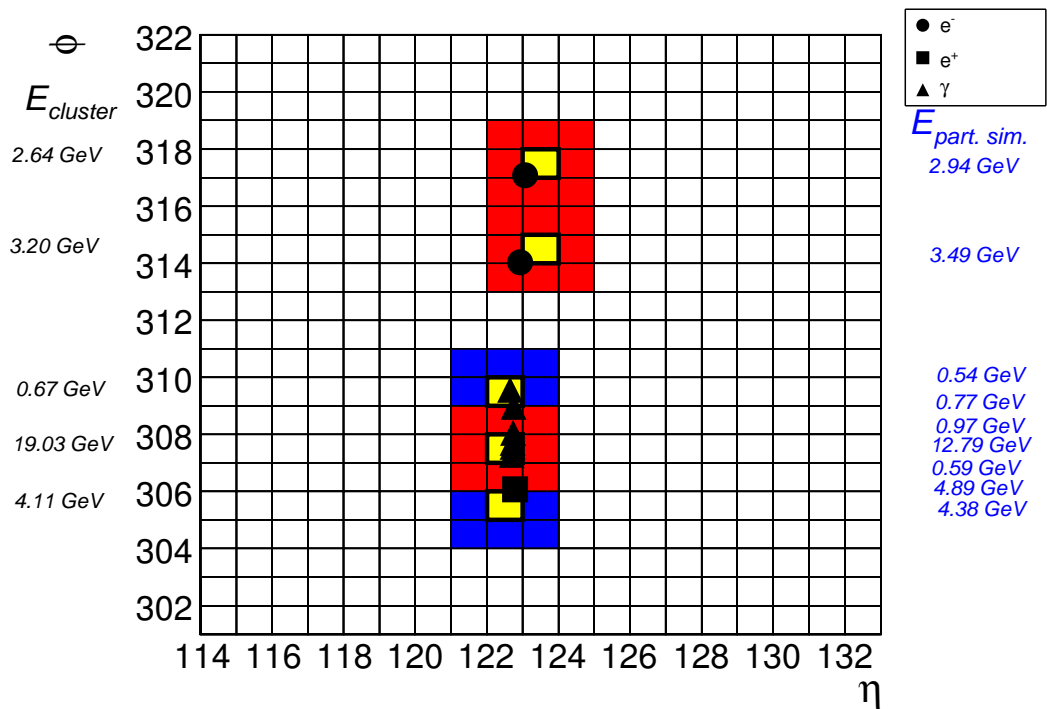


FIG. 7.20: Illustration de la formation d'un *super-cluster* pour un cas complexe. La particule incidente initiale est un positron de 35 GeV.

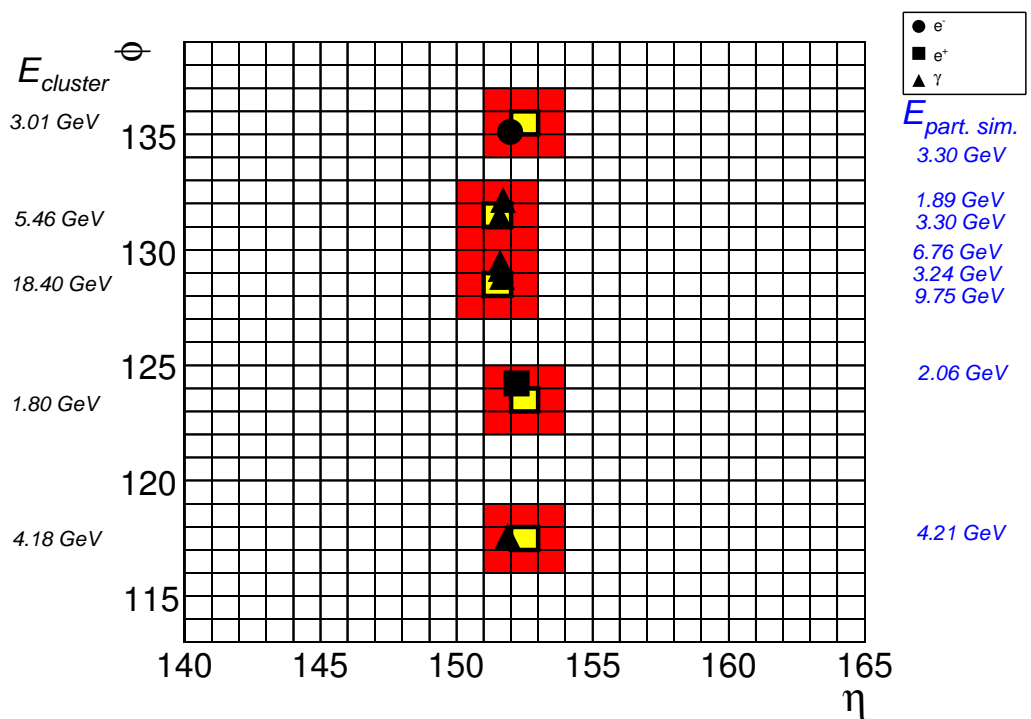


FIG. 7.21: Illustration de la formation d'un *super-cluster* pour un cas complexe. La particule incidente initiale est un électron de 35 GeV.

La figure 7.22 montre la distribution en nombre de cristaux par *super-cluster* pour les événements e^+e^- isolés. On constate que ce nombre est discret, car la philosophie de l'algorithme est d'utiliser des matrices 3×3 . De plus, on remarque que la majorité des *super-cluster* est constitué de 9 cristaux (28%) et de 15 cristaux (28%), ce qui correspond respectivement à une matrice isolée unique, et à deux matrices non isolées (voir figure 7.17). Ce nombre de cristaux est corrélé à la position selon η du *super-cluster*, comme montré sur la figure 7.24 : en effet, la quantité de matière devant le ECAL augmente avec η , amplifiant alors le nombre de particules secondaires créées par bremsstrahlung et par création de paire, et par conséquent la dispersion selon ϕ de la taille des *super-clusters*.

La figure 7.23 montre cette distribution en nombre de cristaux par *super-cluster* pour les événements $\gamma\gamma$ isolés, en séparant les distributions venant des photons non convertis (58% des événements) et celle des photons convertis (42% des événements). On remarque que 93% des photons non convertis (54% du nombre total de photons) sont reconstruits avec une seule matrice de 3×3 cristaux. Ces événements sont très "propres" et similaires à ceux des tests en faisceau : nous verrons dans la suite qu'ils ont une bien meilleure résolution en énergie que les photons convertis.

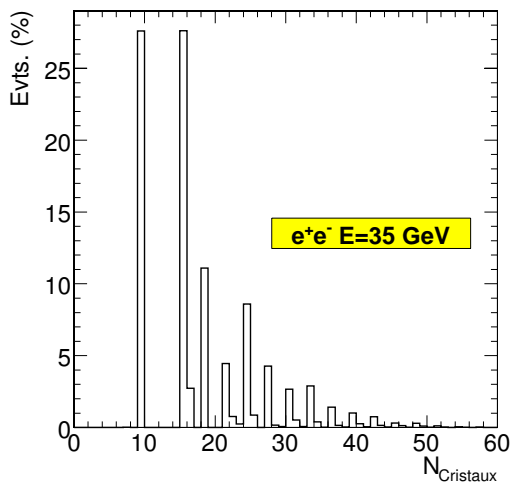


FIG. 7.22: Distribution du nombre de cristaux par *super-cluster*, pour des électrons et des positons de 35 GeV d'énergie.

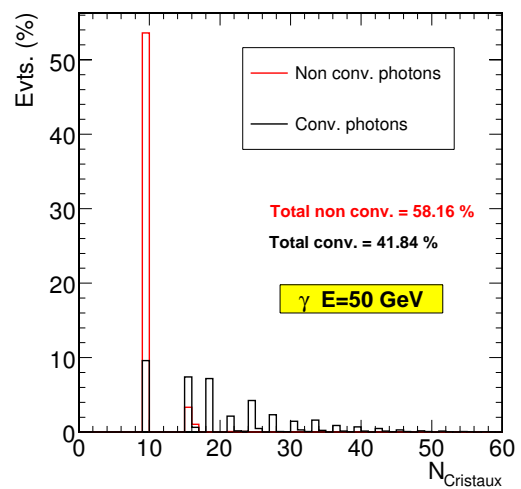


FIG. 7.23: Distribution du nombre de cristaux par *super-cluster*, pour des photons de 50 GeV, en séparant les distributions pour les photons non convertis (en rouge) et convertis (en noir).

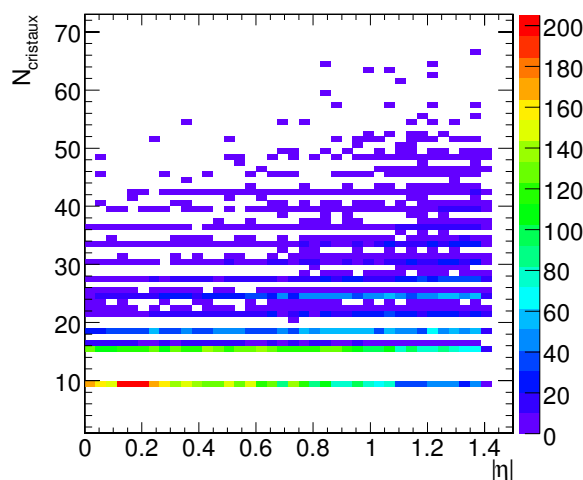


FIG. 7.24: Distribution du nombre de cristaux par *super-cluster* en fonction de la valeur absolue de la position η du *super-cluster*.

7.3.4 Mesure de la position d'impact

7.3.4.a Définition de la méthode

Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre 5, la reconstruction de la position d'impact d'un électron ou d'un photon incident par le calorimètre est très importante. Afin de mesurer cette position, nous utilisons une méthode simple consistant à mesurer le centre de gravité de la gerbe avec une pondération logarithmique de la position des cristaux du *basic-cluster* considéré, en utilisant l'énergie contenue dans ces cristaux.

La position d'impact pour un *basic-cluster* donné est calculé avec la formule suivante :

$$x = \frac{\sum x_i \cdot W_i}{\sum W_i} \quad (7.2)$$

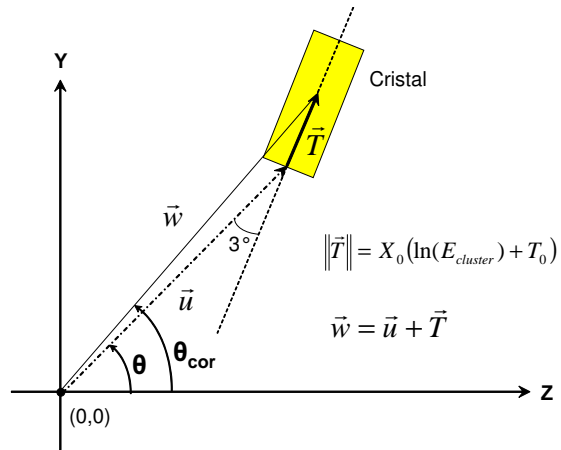
où x_i est position du cristal i du *basic-cluster*, W_i est le poids du cristal i , et x est position d'impact reconstruite du *basic-cluster*. Le poids de chaque cristal est calculé avec la formule suivante :

$$W_i = W_0 + \ln\left(\frac{E_i}{E_{cluster}}\right) \quad (7.3)$$

où le poids doit être positif, sinon sa valeur est mise à zéro. W_0 contrôle la plus petite fraction d'énergie qu'un cristal peut avoir afin de contribuer à la mesure de la position. Les poids sont logarithmiques afin de prendre en compte la variation exponentielle de la densité d'énergie dans le profil transverse de la gerbe.

Pour définir la position x_i d'un cristal, on tient compte du profil longitudinal de la gerbe et on mesure donc la position à une certaine profondeur $T = X_0 (\ln(E_{cluster}) + T_0)$ pour tenir compte du dépointage de 3° des cristaux par rapport au vertex nominal.

Cette correction est illustrée dans le plan $Y-Z$ par la figure ci-contre. La variable T_0 est un paramètre d'optimisation qui dépend de la particule incidente : en effet, les gerbes provenant des électrons ont un maximum moins profond que les photons d'environ une longueur de radiation. Les deux paramètres libres de la méthode sont W_0 et T_0 . Leurs courbes d'optimisation pour les électrons et pour les photons seront montrées dans la suite.



On montre dans [61] que le barycentre de la position d'impact d'un électron ayant émis un photon de bremsstrahlung et de la position d'impact du photon émis est égale à la position d'impact de l'électron s'il n'avait pas émis de bremsstrahlung. Afin d'avoir la position de la particule incidente, nous formons alors le barycentre des positions mesurées par chaque *basic-cluster* du *super-cluster* de la particule :

$$x_{super-cluster} = \frac{\sum (x_{basic-cluster\ i} \times E_{basic-cluster\ i})}{\sum E_{basic-cluster\ i}} \quad (7.4)$$

7.3.4.b Mesure de la position d'impact pour les électrons

Pour cette analyse, nous utilisons les événements e^+e^- mono-énergétiques et isolés de 35 GeV. Afin de mesurer la résolution en position, on calcule pour chaque événement les quantités :

$$\Delta\eta = \eta_{supercluster} - \eta_{génééré} \quad \text{et} \quad \Delta\phi = \phi_{supercluster} - \phi_{génééré} \quad (7.5)$$

Les valeurs $\eta_{génééré}$ et $\phi_{génééré}$ sont obtenues avec l'extrapolation au calorimètre de la position au vertex des particules générées (voir figure 7.25). La figure 7.26 montre les distributions obtenues avec une comparaison à celles obtenues avec l'algorithme *Hybrid*. Les σ obtenus avec un ajustement gaussien sont également indiqués pour les deux algorithmes. Pour l'algorithme *S9*, les paramètres W_0 et T_0 sont fixés respectivement à 4,6 et 7, et ont été optimisés pour avoir les meilleurs σ effectifs (le σ effectif σ_{eff} est défini comme étant la demi-largeur d'une distribution lorsque 68.3% des événements sont contenus dans un intervalle $[\bar{x} - \sigma_{eff}; \bar{x} + \sigma_{eff}]$: on l'utilise car il permet de prendre en compte les queues des distributions et sa valeur tend vers un σ gaussien quand la distribution tend vers une distribution Gaussienne) pour les deux directions η et ϕ , comme illustré par la figure 7.27. Pour l'algorithme *Hybrid*, la position du *super-cluster* est pré-calculée dans ORCA et sa valeur est lue dans le *ROOT-tree* en sortie : les valeurs de W_0 et T_0 utilisées par défaut dans ORCA sont respectivement 4,2 et 5,7.

On remarque que les distributions en ϕ ont des queues plus grandes : en effet, l'émission de photons de bremsstrahlung à tendance à augmenter la courbure des traces des électrons, contrairement au traces extrapolées qui ne prennent pas en compte cette émission (voir figure 7.25), augmentant alors la différence $\Delta\phi$.

La résolution en position (σ gaussien) obtenue avec l'algorithme *S9* selon ϕ est meilleure de 17% que celle obtenue avec l'algorithme *Hybrid*, ceci pouvant être expliqué par une meilleure récupération des photons de bremsstrahlung. Selon la direction η , les résolutions sont équivalentes.

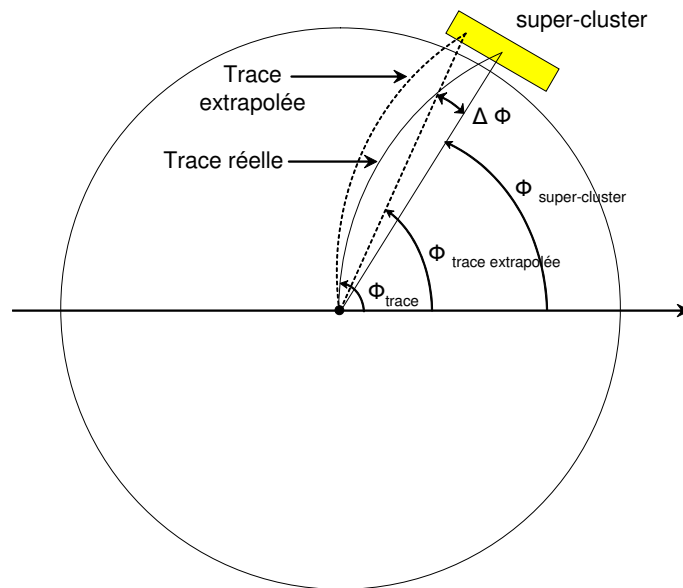


FIG. 7.25: Principe de l'extrapolation sur le calorimètre de la position au vertex des particules simulées, selon la direction ϕ . L'émission de photons de bremsstrahlung à tendance augmenter la courbure des traces réelles des électrons, contrairement au traces extrapolées qui ne prennent pas en compte cette émission, augmentant alors la différence $\Delta\phi = \phi_{supercluster} - \phi_{trace\ extrapolée}$.

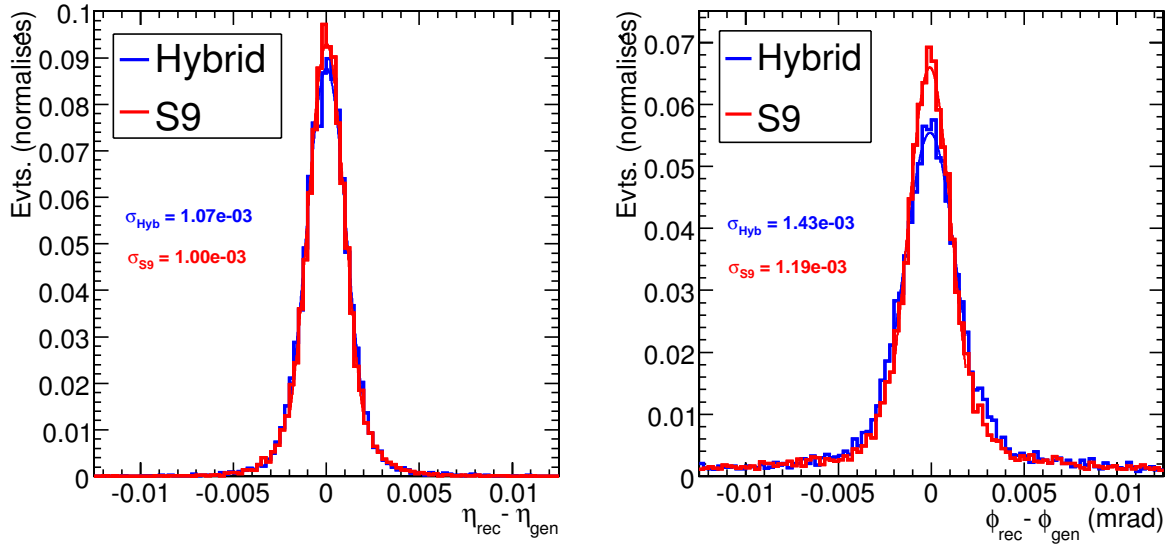


FIG. 7.26: Distribution, pour les événements e^+e^- mono-énergétiques de 35 GeV, de la différence entre position reconstruite et position générée extrapolée au calorimètre selon les directions ϕ et η , pour l'algorithme *S9* en rouge et l'algorithme *Hybrid* en bleu. Le σ obtenu avec un ajustement gaussien est montré pour chaque distribution.

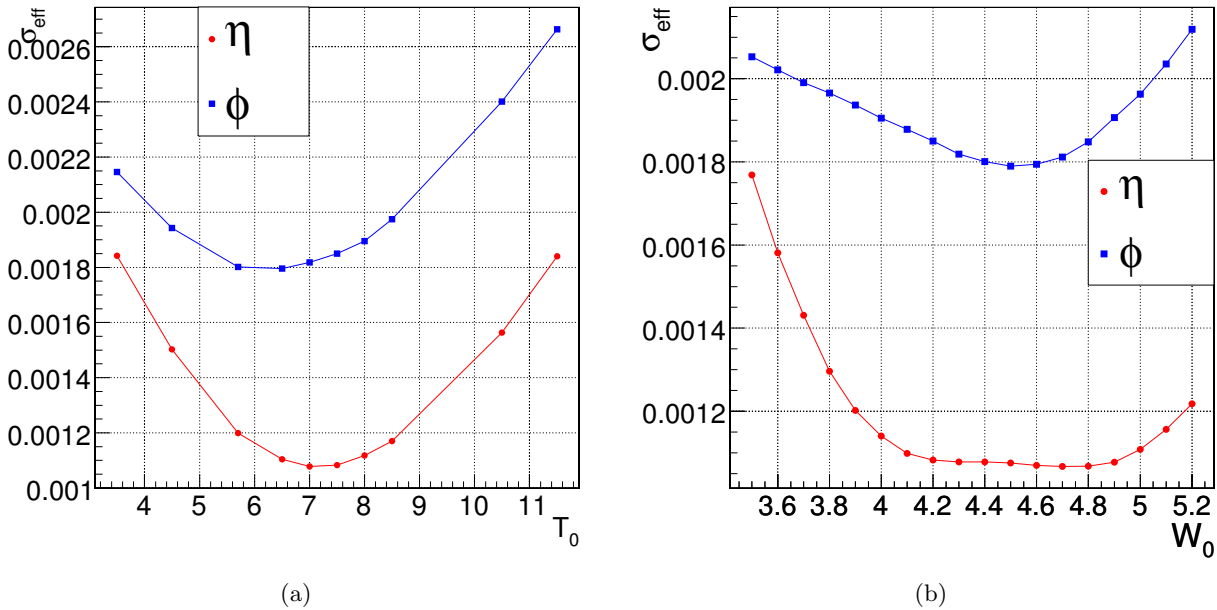


FIG. 7.27: Courbe du $\sigma_{effectif}$ de la distribution en position reconstruite selon les directions η et ϕ pour : a) en fonction du paramètre T_0 (avec W_0 fixé à 4,2) et b) en fonction du paramètre W_0 (avec T_0 fixé à 7), pour les événements e^+e^- mono-énergétiques de 35 GeV.

La figure 7.28 montre $\Delta\eta$ en fonction de $\eta_{super-cluster}$. On observe une légère dégradation de la résolution en position pour des impacts près des espaces inter-modules

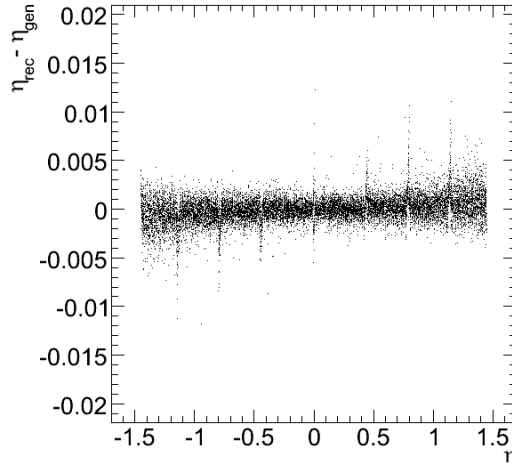


FIG. 7.28: Distribution $\Delta\eta$ en fonction du η reconstruit du *super-cluster* pour les événements e^+e^- isolés mono-énergétiques de 35 GeV.

La position d'impact mesurée par le ECAL va servir dans la suite de cet exposé afin d'associer chaque *super-cluster* avec sa particule générée grâce à la variable ΔR :

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} \quad (7.6)$$

Une particule générée sera associée à un *super-cluster* si $\Delta R < 0,1$. La distribution en ΔR est représentée sur la figure 7.29 pour les trois ensembles d'événements e^+e^- étudiés. La valeur 0,1 à été choisie grâce à les événements e^+e^- où les particules sont isolées. On observe les effets de l'empilement pour les deux autres ensembles avec les queues dans les distributions représentant des mauvaises associations entre *super-clusters* et particule générée. Dans la suite de notre étude les *super-clusters* ne concordant avec aucune particule générée ne seront pas sélectionnés.

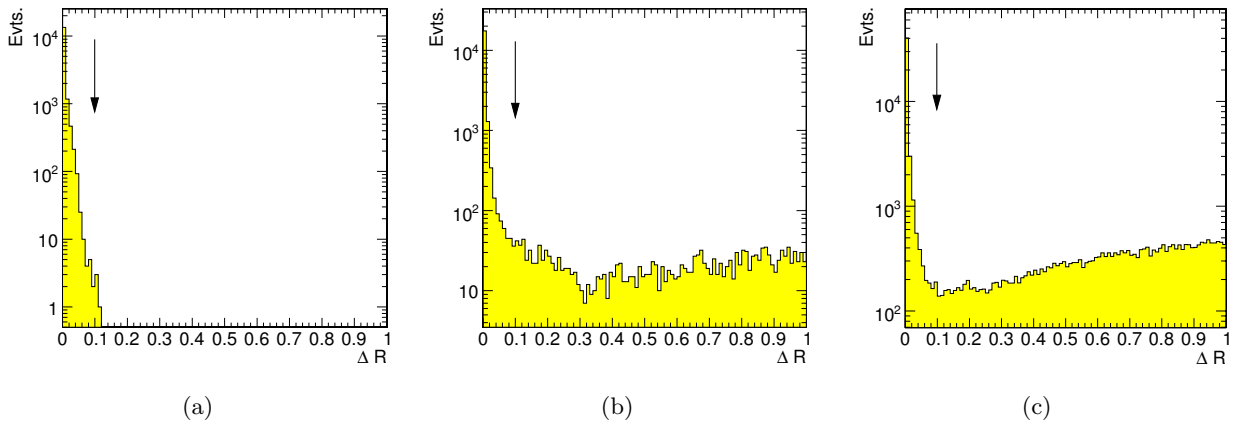


FIG. 7.29: Distribution en ΔR pour les ensembles d'événements a) e^+e^- isolés mono-énergétiques de 35 GeV, b) $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ avec empilement et c) $H \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ avec empilement. Les flèches noires représentent la valeur $\Delta R = 0,1$ utilisée pour l'association entre un *super-cluster* et une particule générée.

7.3.4.c Mesure de la position d'impact pour les photons

L'étude des photons utilise la même méthode utilisée pour l'étude des électrons. Nous utilisons les événements $\gamma\gamma$ mono-énergétiques isolés de 50 GeV pour en tester les résultats. Les distributions en $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$ obtenues sont représentées sur la figure 7.30. Les valeurs de W_0 et T_0 ont été optimisées de la même manière que pour les électrons (voir figure 7.31) et leurs valeurs ont été fixées respectivement à 4,6 et 7,5. Le T_0 des photons est plus élevé que celui des électrons dû à un maximum de gerbe plus profond. Les résultats pré-calculés avec l'algorithme de reconstruction des photons dans ORCA sont également montrés pour comparaison.

Des queues dans les distributions $\Delta\phi$ sont observées, mais sont moins importantes que dans l'étude des électrons. Elles sont dues aux photons convertis représentant 42% du nombre total de photons dans la région angulaire $|\eta| < 1,4$. Les résolutions en position (σ gaussien) mesurées avec l'algorithme S9 sont meilleures de 18% que l'algorithme par défaut de ORCA selon la direction ϕ et de 12% selon la direction η .

La figure 7.32 représente les distributions en ΔR pour les deux distributions $\gamma\gamma$ mono-énergétiques de 50 GeV et $H \rightarrow \gamma\gamma$. On choisit également $\Delta R < 0,1$ pour l'association avec la particule générée.

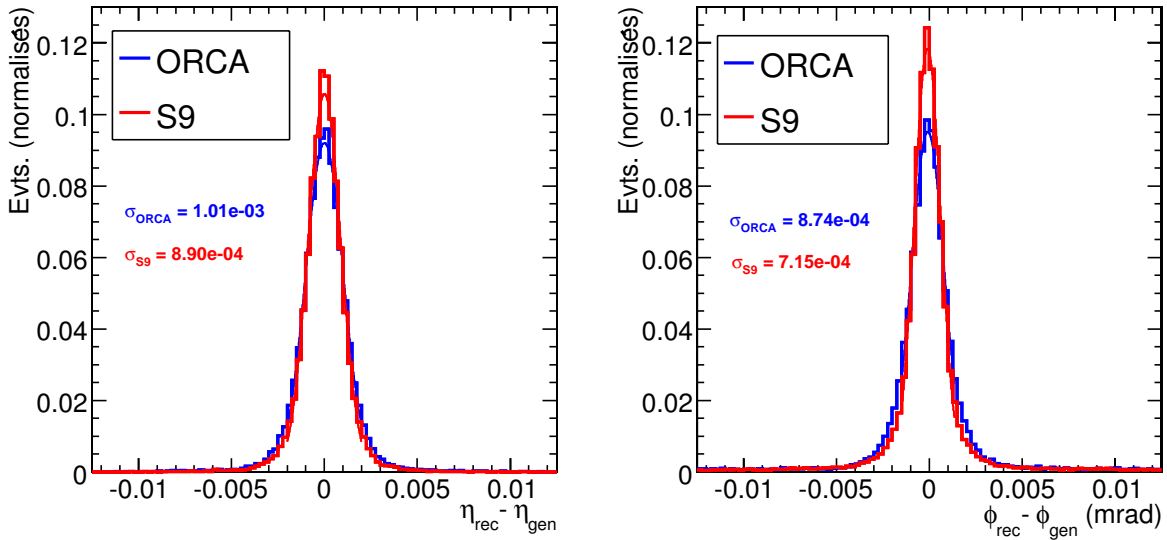


FIG. 7.30: Distribution, pour les événements $\gamma\gamma$ mono-énergétiques de 50 GeV, de la différence entre position reconstruite et position générée extrapolée au calorimètre selon les directions ϕ et η , pour l'algorithme S9 en rouge et l'algorithme par défaut de ORCA en bleu. Le σ obtenu avec un ajustement gaussien est montré pour chaque distribution.

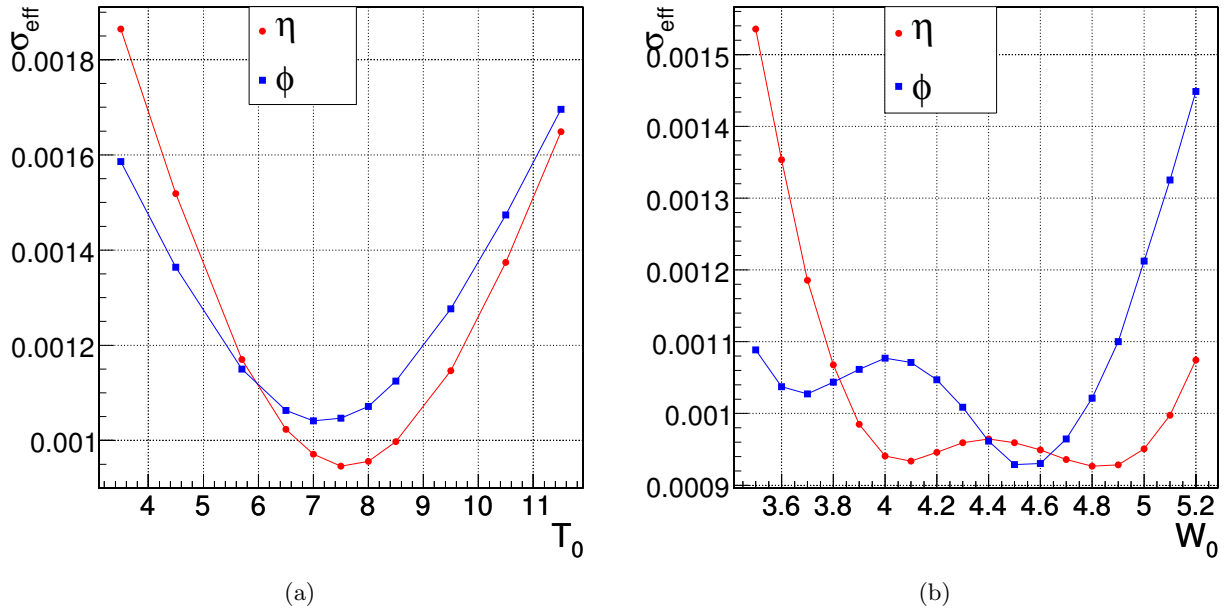


FIG. 7.31: Courbe du σ_{effectif} de la distribution en position reconstruite selon les directions η et ϕ pour : a) en fonction du paramètre T_0 (avec W_0 fixé à 4,2) et b) en fonction du paramètre W_0 (avec T_0 fixé à 7,5) pour les événements $\gamma\gamma$ mono-énergétiques de 50 GeV.

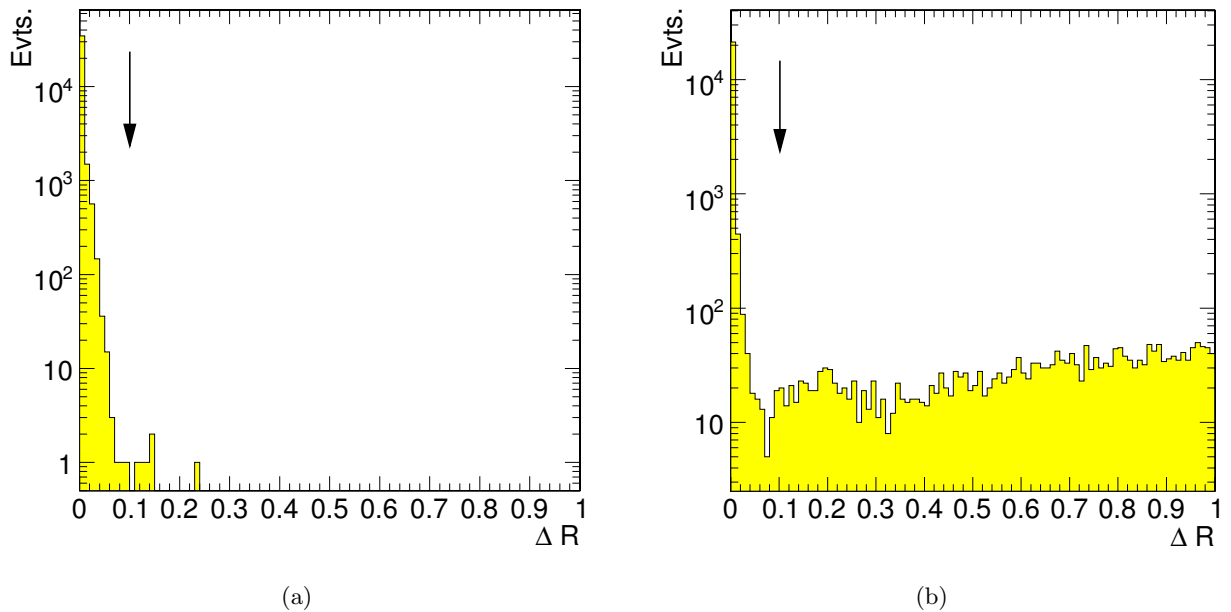


FIG. 7.32: Distribution en ΔR pour les ensembles d'événements a) $\gamma\gamma$ mono-énergétiques de 50 GeV et b) $H \rightarrow \gamma\gamma$ avec empilement. Les flèches noires représentent la valeur $\Delta R = 0,1$ utilisée pour l'association entre un *super-cluster* et une particule générée.

7.3.5 Mesure de l'énergie

Dans ce paragraphe, nous allons détailler les différentes corrections appliquées à l'énergie mesurée par les *super-clusters* dans le cas des électrons et dans le cas des photons. Cette mesure d'énergie corrigée sera ensuite appliquée à la reconstruction de la masse invariante pour les cinq ensembles d'événements étudiés, et sera comparée avec celle obtenue par les algorithmes officiels implémentés dans ORCA.

On peut résumer de manière générale la mesure de l'énergie par un *super-cluster* avec l'équation suivante :

$$E_{super-cluster} = T \times \sum_j^{N_{basic-cluster}} \left[G \times L(\phi, \eta) \times \sum_i^{N_{cristaux}} E_i \right] \quad (7.7)$$

où

- $L(\eta, \phi)$ est une correction de gerbe locale appliquée sur l'énergie de chaque *basic-cluster* qui va prendre en compte la variation de la mesure de l'énergie avec la position d'impact de la particule incidente.
- G est une correction de gerbe globale appliquée sur l'énergie de chaque *basic-cluster* qui va prendre en compte le fait que les matrices de cristaux ne contiennent qu'un certain pourcentage de l'énergie incidente. Plus le nombre de cristaux est grand, plus cette correction est petite.
- T est un facteur de correction prenant en compte les pertes d'énergie des particules initiales dans le trajectomètre. Il est appliqué sur l'énergie de chaque *super-cluster*.

Nous allons détailler dans la suite la mesure et l'application de ces facteurs de correction dans le cas des électrons puis dans le cas des photons. Pour cela, nous utiliserons les ensembles d'événements mono-énergétiques isolés.

7.3.5.a Définitions des énergies générées

Afin de mesurer les corrections de l'algorithme, nous allons utiliser deux types d'énergies générées :

- $E_{gen\ Vtx}$: énergie de la particule générée au vertex principal. Elle est de 35 GeV pour les événements e^+e^- et de 50 GeV pour les événements $\gamma\gamma$
- $E_{gen\ SC}$: somme des énergies des particules simulées arrivant sur la surface du ECAL et concordant spatialement avec le *super-cluster* étudié (voir figure 7.15). Ces particules résultent de l'interaction de la particule initiale générée avec la matière du trajectomètre (photons de bremsstrahlung, créations de paires e^+e^-). Cette énergie est inférieure ou égale à l'énergie de la particule initiale générée au vertex.

Nous appellerons dans la suite $E_{rec\ SC}$ l'énergie reconstruite d'un *super-cluster*.

7.3.5.b Corrections de l'énergie des électrons

Correction de gerbe locale : mesure de L

L'étude du chapitre précédent a montré que l'énergie mesurée dans une matrice de cristaux va varier avec la position d'impact de la particule incidente, et que cet effet peut être corrigé. Afin d'effectuer cette correction, nous allons utiliser la méthode $\ln(E_2/E_1)$. Pour cela, nous utilisons les corrections mesurées précédemment dans la simulation du faisceau test H4Sim (voir figure 6.63).

Ces corrections sont appliquées sur chaque matrice 3×3 du *super-cluster* étudié. Deux cas vont se présenter :

- Si la matrice est **isolée** (cas simple de la section 7.3.4.a, aucun cristal graine n'est adjacent à la matrice), on applique les corrections selon les directions η et ϕ afin d'obtenir la meilleure résolution possible. Ceci est illustré par la figure 7.33(a) où l'on observe l'amélioration du σ_{eff} de la distribution $E_{rec\ SC}/E_{gen\ SC}$, en sélectionnant des *super-clusters* de 9 cristaux (soit une matrice 3×3 isolée), pour l'application de corrections successives dans les deux directions.
- Si la matrice n'est **pas isolée** (cas spécial de la section 7.3.4.a, on trouve un cristal graine adjacent), alors on applique les corrections seulement selon la direction η : en effet, la distribution spatiale en énergie dans les cristaux selon ϕ est modifiée et l'application des corrections n'est plus valable. Ceci est illustré avec la figure 7.33(b) montrant la distribution $E_{rec\ SC}/E_{gen\ SC}$, en sélectionnant des *super-clusters* de 15 cristaux (soit deux matrices non isolées), pour l'application de corrections successives dans les deux directions : le meilleur σ_{eff} est obtenu en ne corrigeant que selon la direction η .

Pour résumer, si P_η et P_ϕ sont les fonctions polynomiales dépendantes de $\ln(E_2/E_1)$ mesurées, alors :

$$L = \begin{cases} L_{\eta,\phi} = (P_\eta \times P_\phi)^{-1} & \text{si la matrice est isolée} \\ L_\eta = (P_\eta)^{-1} & \text{si la matrice n'est pas isolée} \end{cases} \quad (7.8)$$

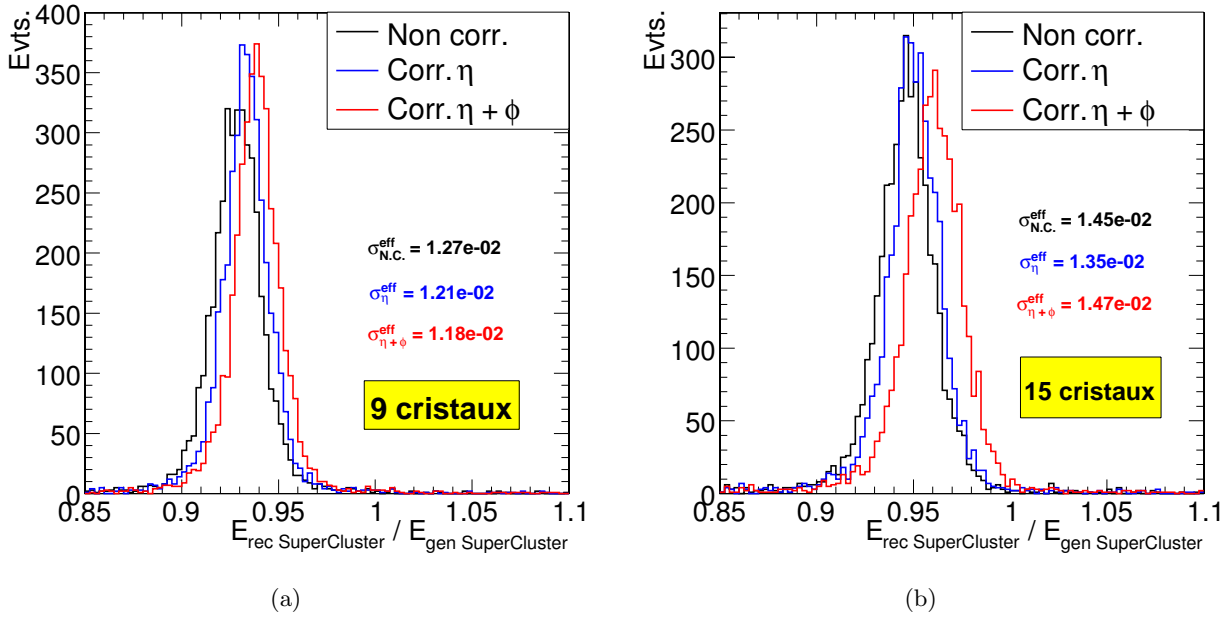


FIG. 7.33: **a)** Distributions $E_{rec\ SC}/E_{gen\ SC}$ pour une sélection de super-clusters contenant 9 cristaux (soit une matrice 3×3 isolée), sans correction locale (en noir), avec correction selon η (en bleu) et avec correction selon η et ϕ (en rouge); la meilleure résolution est obtenue en corrigeant selon η et ϕ . **b)** Distributions $E_{rec\ SC}/E_{gen\ SC}$ pour une sélection de *super-clusters* contenant 15 cristaux (soit deux matrices 3×3 non isolées-voir figure 7.17), sans correction locale (en noir), avec correction selon η (en bleu) et avec correction selon η et ϕ (en rouge); la meilleure résolution est obtenue en corrigeant uniquement selon η .

Correction de gerbe globale : mesure de G

Nous avons vu dans la section 6.4.5 qu'une matrice 3×3 contient environ 94% de l'énergie initiale pour une incidence au point de dépôt d'énergie maximum. Plus généralement, la quantité d'énergie contenue dans un *super-cluster* de $N_{cristaux}$ va dépendre de ce nombre N de cristaux .

Cet effet est observé sur la figure 7.34(a) représentant la distribution $E_{rec\ SC}/E_{gen\ SC}$, après les corrections de gerbe locale, en sélectionnant 4 *super-clusters* composés de 4 nombres de cristaux différents. On remarque que les valeurs moyennes des distributions sont différentes. Le but de la correction de gerbe globale est de normaliser toutes les distributions à 1, quelque soit le nombre de cristaux dans le *super-cluster*, ceci afin de mesurer exactement l'énergie déposée dans le calorimètre.

Pour ce faire, nous allons mesurer un facteur de correction G que l'on va appliquer à chaque matrice 3×3 du *super-cluster* étudié. Deux cas vont se présenter :

- Si la matrice est isolée, on applique un facteur $G_{isol} = (0,938)^{-1}$. On mesure ce facteur en ajustant une fonction gaussienne sur la distribution $E_{rec\ SC}/E_{gen\ SC}$, en sélectionnant des *super-clusters* de 9 cristaux, ce qui est illustré sur la figure 7.33(a).
- Si la matrice n'est pas isolée, on applique un facteur $G_{noisol} = (0,951)^{-1}$. On mesure ce facteur en ajustant une fonction gaussienne sur la distribution $E_{rec\ SC}/E_{gen\ SC}$, en sélectionnant des *super-clusters* de 15 cristaux, ce qui est également illustré sur la figure 7.33(a). Dans le cas spécial où l'on trouve deux matrices 3×3 complètes adjacentes, on applique également ce facteur.

La figure 7.33(b) montre la distribution $E_{rec\ SC}/E_{gen\ SC}$ après application de ce facteur pour les 4 types de *super-clusters* : les distributions sont normalisées à 1 et on peut en conclure que la correction est correcte au premier ordre.

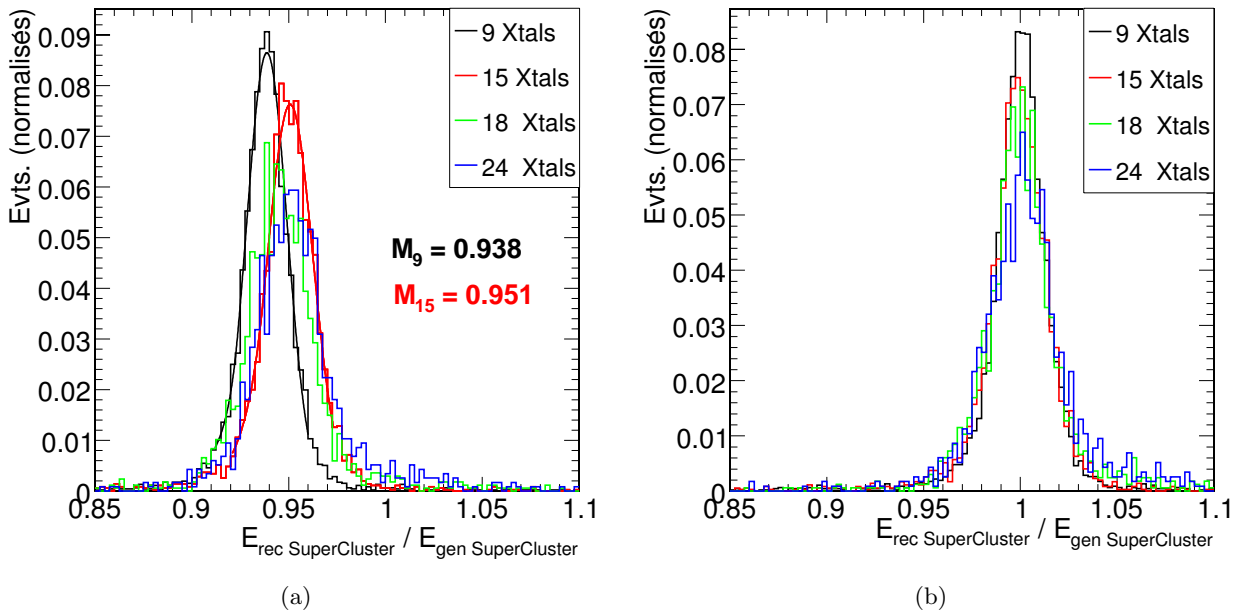


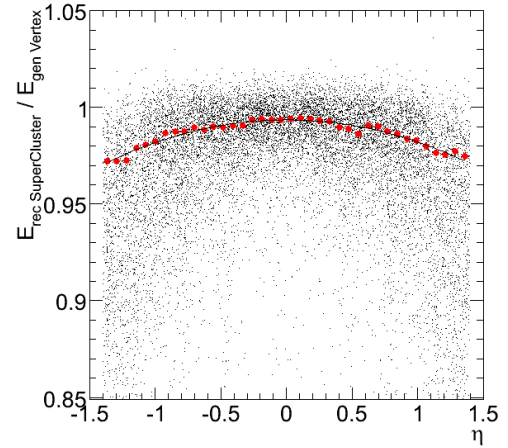
FIG. 7.34: **a)** Distributions de $E_{rec\ SC}/E_{gen\ SC}$ pour une sélection de 4 types de *super-clusters* composés de 9, 15, 18 et 24 cristaux. On ajuste une fonction gaussienne afin de déterminer la valeur moyenne des distributions de 9 et 15 cristaux (M_9 et M_{15}). **b)** Distributions de $E_{rec\ SC}/E_{gen\ SC}$ après application du facteur G pour les 4 types de *super-clusters*. Ces résultats sont obtenus avec les événements e^+e^- isolés mono-énergétiques de 35 GeV.

Correction de l'énergie perdue dans le trajectomètre : mesure de T

La dernière correction à appliquer doit prendre en compte la perte d'énergie des particules initiales dans le trajectomètre. Cet effet va augmenter avec η car la quantité de matière croît avec la pseudo-rapidité. Cet effet est observé sur la figure ci-contre montrant la distribution $E_{rec\ SC} / E_{gen\ vtx}$ en fonction de la position η mesurée par le *super-cluster*.

On mesure alors un facteur T_{elec} en ajustant une fonction polynomiale $P(\eta)$ sur le profil de la distribution $E_{rec\ SC} / E_{gen\ vtx} = f(\eta)$ (ligne noire) dans le but de corriger la dépendance en η et de normaliser la distribution $E_{rec\ SC} / E_{gen\ vtx}$ à 1. L'amplitude de cette correction va de 1% à $\eta = 0$ jusqu'à environ 3% à $\eta = 1,4$. On obtient alors :

$$T_{electrons} = (P(\eta))^{-1} \quad (7.9)$$



Les effets des trois corrections mesurées sont illustrées par les figures 7.35(a) et 7.35(b) pour l'ensemble des *super-clusters* :

- application des corrections de gerbe locales et globale (7.35(a)).
- correction des pertes d'énergie dans le trajectomètre (7.35(b)).

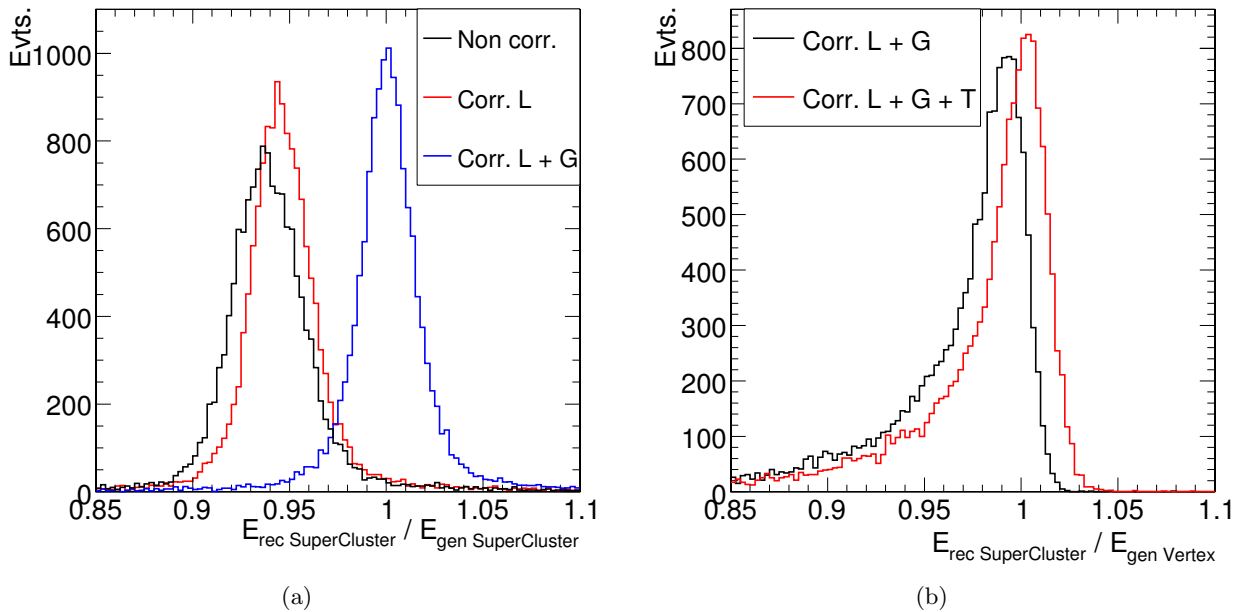


FIG. 7.35: **a)** Distribution $E_{rec\ SC}/E_{gen\ SC}$ pour la totalité des *super-clusters*, sans correction (en noir), avec correction locale (en rouge), et avec correction locales et globale (en bleu). **b)** Distribution $E_{rec\ SC}/E_{gen\ vtx}$, avec corrections locale et globale sans correction de l'énergie perdue dans le trajectomètre (en noir) et avec correction (en rouge). Ces résultats sont obtenus avec les événements e^+e^- isolés mono-énergétiques de 35 GeV.

7.3.5.c Corrections de l'énergie des photons

Nous allons déterminer dans cette section les corrections à appliquer sur l'algorithme S_9 afin de mesurer l'énergie des photons. On insiste sur le fait que l'algorithme ainsi que les seuils sont les mêmes pour les électrons et pour les photons ; seules les corrections appliquées aux énergies mesurées par *super-clusters* sont légèrement différentes. Ce point ne pose pas de problèmes car la différenciation entre électrons et photons dans CMS est faite après formation des *super-clusters* en propageant la position mesurée en retour jusqu'aux pixels du trajectomètre : les *super-clusters* ayant une trace concordante sont considérés comme électrons et les autres comme photons.

Correction de gerbe locale : mesure de L

La procédure de correction est la même que pour les électrons et nous utilisons la même fonction de correction dépendante de $\ln(E_2/E_1)$.

Correction de gerbe globale : mesure de G

Pour cette correction, nous procédons de la même manière que pour les électrons. La figure 7.36 représente la distribution $E_{rec\ SC}/E_{gen\ SC}$ pour 4 *super-clusters* composés de 4 nombres de cristaux différents. Nous mesurons un facteur $G_{isol} = (0,938)^{-1}$, et un facteur $G_{noisol} = (0,948)^{-1}$. La figure 7.36(b) montre les distributions après correction. Comme dans le cas des électrons, on peut conclure que la correction est correcte au premier ordre.

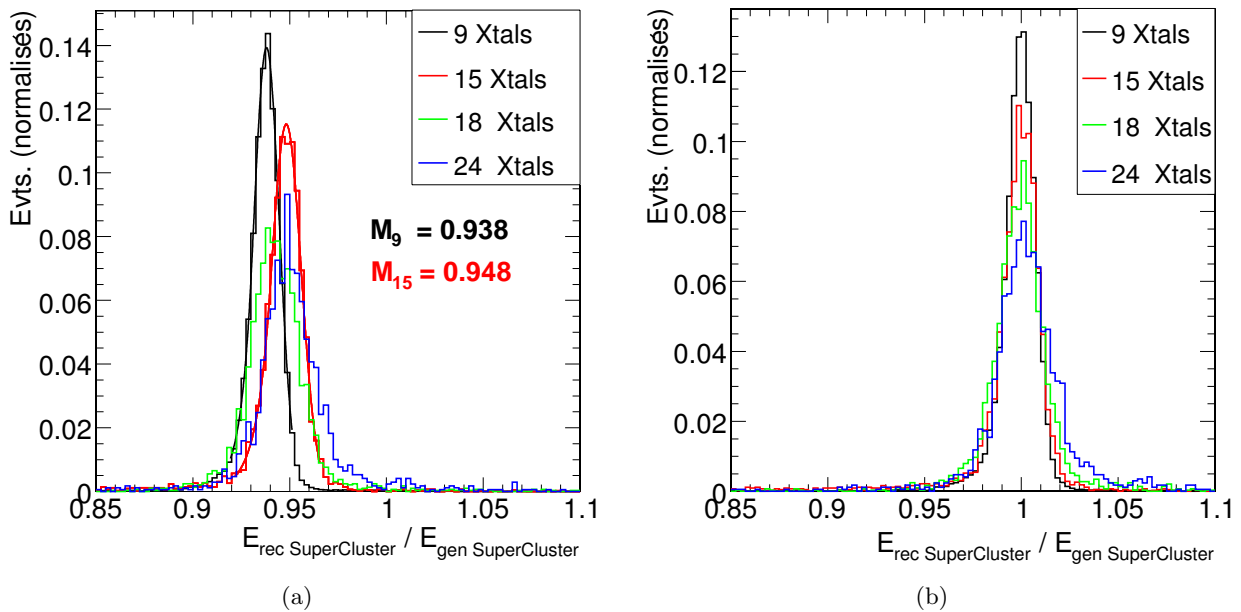


FIG. 7.36: **a)** Distributions de $E_{rec\ SC}/E_{gen\ SC}$ pour une sélection de 4 types de *super-clusters* composés de 9, 15, 18 et 24 cristaux. On ajuste une fonction gaussienne afin de déterminer la valeur moyenne des distributions de 9 et 15 cristaux (M_9 et M_{15}). **b)** Distributions de $E_{rec\ SC}/E_{gen\ SC}$ après application du facteur G pour les 4 types de *super-clusters*. Ces résultats sont obtenus avec les événements photons isolés mono-énergétiques de 50 GeV.

Correction de l'énergie perdue dans le trajectomètre : mesure de T

Comme pour les électrons, les photons convertis vont perdre de l'énergie dans le trajectomètre. Nous allons alors séparer les *super-clusters* de $N_{cristaux} = 9$ composés à 85% de photons non convertis qui n'auront pas besoin de correction (voir figure 7.37(a) - l'effet "parapluie" est négligé), et les *super-clusters* avec $N_{cristaux} > 9$ composés de 88% de photons convertis qui vont devoir être corrigés.

Pour les *super-clusters* de $N_{cristaux} > 9$, nous allons appliquer deux corrections successives :

- On mesure une première correction en ajustant une fonction polynomiale P_1 sur le profil de la distribution $E_{rec\ SC}/E_{gen\ SC}$ en fonction du η mesuré par le *super-cluster*. Cette correction est illustrée sur la figure 7.37(b).
- Une fois la correction précédente appliquée, on mesure une deuxième correction en ajustant une fonction polynomiale P_2 sur le profil de la distribution $E_{rec\ SC}/E_{gen\ SC}$ en fonction du rapport de l'énergie de la somme de 9 contenant le maximum d'énergie (sans aucune correction) sur l'énergie du *super-cluster* (sans aucune correction) $E_{9\ nc}/E_{rec\ SC\ nc}$. Ce paramètre représente la profondeur de conversion du photon : plus le photon se convertit loin du ECAL, plus ce rapport est petit, et plus le photon perd de l'énergie. Cette correction est illustrée sur la figure 7.37(c).

On applique finalement la correction suivante :

$$T_{photons} = \begin{cases} 1. & \text{si } N_{cristaux} = 9 \\ \left(P_1(\eta) \times P_2 \left(\frac{E_{9\ nc}}{E_{SC\ nc}} \right) \right)^{-1} & \text{si } N_{cristaux} > 9 \end{cases} \quad (7.10)$$

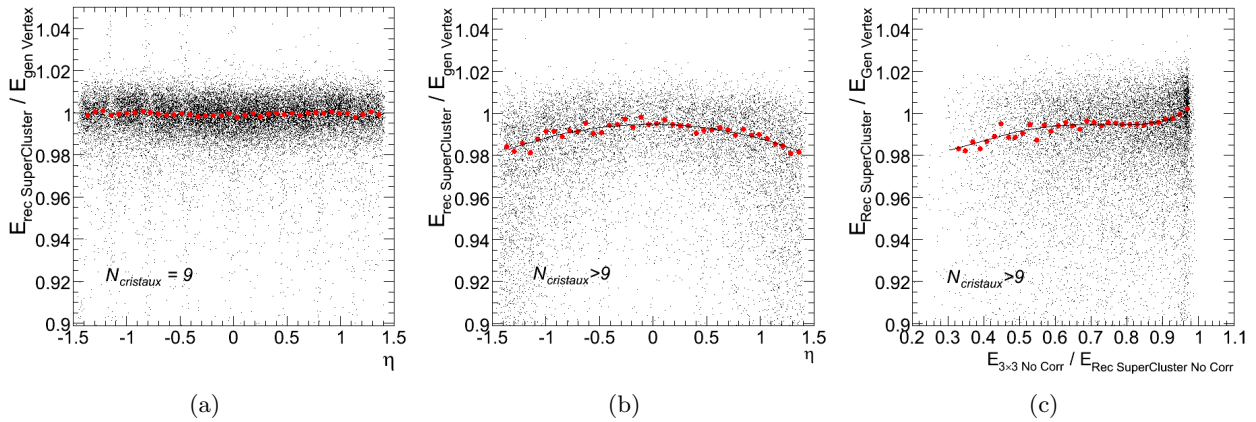


FIG. 7.37: **a)** Distribution $E_{rec\ SC}/E_{gen\ Vtx}$ en fonction de la position η du *super-cluster*, après corrections locale et globale, pour des *super-clusters* de 9 cristaux. **b)** Distribution $E_{rec\ SC}/E_{gen\ Vtx}$ en fonction de la position η du *super-cluster*, après corrections locale et globale, pour des *super-clusters* de plus de 9 cristaux, avec ajustement d'un polynôme de degré 2 $P_1(\eta)$ sur le profil de la distribution. **c)** Distribution $E_{rec\ SC}/E_{gen\ Vtx}$ en fonction du rapport $E_{9\ nc}/E_{rec\ SC\ nc}$, pour des *super-clusters* de plus de 9 cristaux, avec ajustement d'un polynôme de degré 4 $P_2(\eta)$ sur le profil de la distribution. Ces résultats sont obtenus avec les événements $\gamma\gamma$ isolés mono-énergétiques de 50 GeV.

Les effets des trois corrections mesurées sont illustrées par les figures 7.38(a) et 7.38(b) pour l'ensemble des *super-clusters* :

- application des corrections de gerbe locales et globale (7.35(a)).
- correction des pertes d'énergie dans le trajectomètre pour les *super-clusters* de $N_{cristaux} > 9$ (7.35(b)).

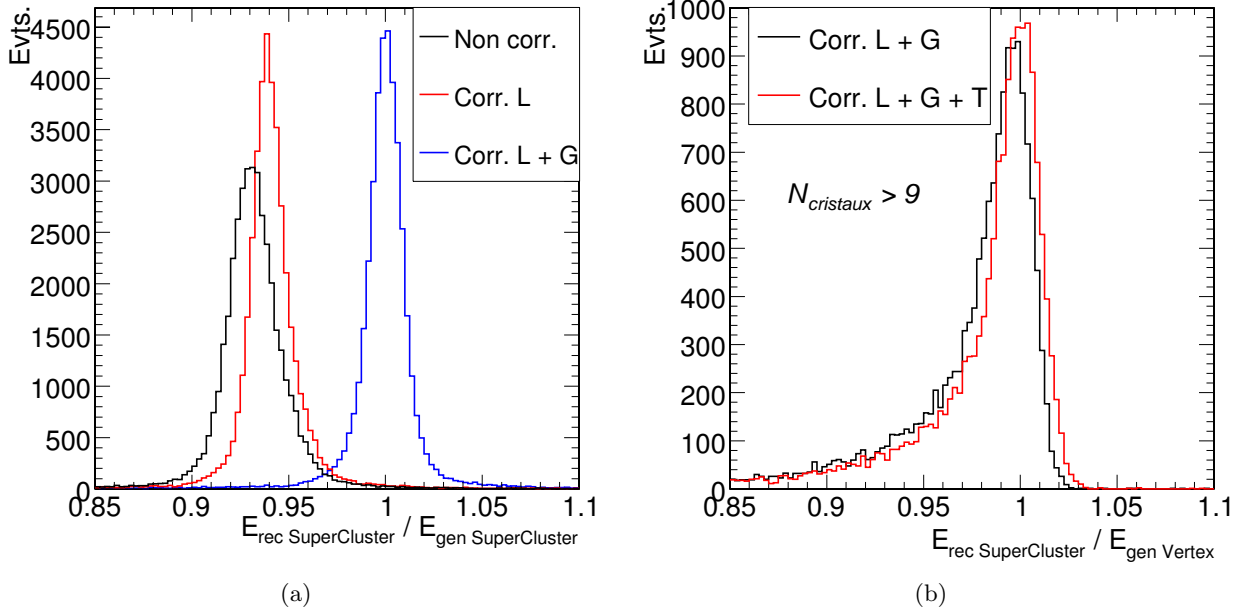


FIG. 7.38: **a)** Distribution $E_{rec\ SC}/E_{gen\ SC}$ pour la totalité des *super-clusters*, sans correction (en noir), avec correction locale (en rouge), et avec correction locales et globale (en bleu). **b)** distribution $E_{rec\ SC}/E_{gen\ Vtx}$, avec corrections locale et globale sans correction de l'énergie perdue dans le trajectomètre (en noir) et avec correction (en rouge). Ces résultats sont obtenus avec les événements photons isolés mono-énergétiques de 50 GeV.

Correction des espaces inter-modules

Pour les photons non convertis qui sont des événements très “propres”, les pertes d'énergie dans les espaces inter-modules peuvent être corrigées avec la méthode $\ln(E2/E1)$: on applique les corrections mesurées dans le chapitre précédent (figure 6.79) sur l'énergie des *super-clusters* composés de 9 cristaux uniquement (car on rappelle qu'ils sont composés à 85% de photons non convertis). La figure 7.39 montre l'effet de la correction des espaces inter-modules sur les *super-clusters* de 9 cristaux adjacents à un espace (c'est à dire que le cristal contenant le maximum d'énergie est situé directement avant ou après un espace - soit environ 12% du nombre d'événements total). L'amélioration¹ est de 33% sur le σ_{eff} .

¹Dans la suite de ce chapitre, nous définirons la comparaison entre deux largeurs comme $\Delta\sigma = \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_2}$

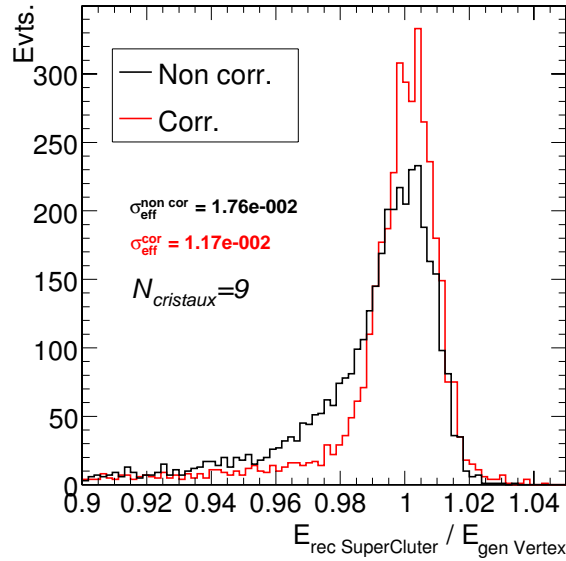


FIG. 7.39: Distribution $E_{rec\ SC}/E_{gen\ Vtx}$ pour des *super-clusters* de 9 cristaux sélectionnés adjacents à un espace inter-module, sans correction (en noir) et avec correction (en rouge) des pertes d'énergie par la méthode $\ln(E2/E1)$.

Influence de la conversion sur la distribution en énergie

La figure 7.40 représente la distribution $E_{rec\ SC}/E_{gen\ Vtx}$ dans le cas de *super-clusters* ayant 9 cristaux (soit une matrice 3×3 unique) et dans le cas de *super-clusters* ayant plus de 9 cristaux, avec et sans correction de gerbe locale par la méthode $\ln(E2/E1)$. On observe pour la première classe que la résolution en énergie est très bonne et que la correction est performante (l'amélioration est de 27%) car les *super-clusters* sont composés de 85 % de photons non convertis et la correction de gerbe locale est appliquée dans les deux directions η et ϕ . Pour la deuxième classe, la résolution est fortement dégradée car les événements sont composés à 88% de photons convertis, on se ramène alors à un cas similaire aux électrons ; la correction est moins performante que pour le cas précédent (l'amélioration est de 8%).

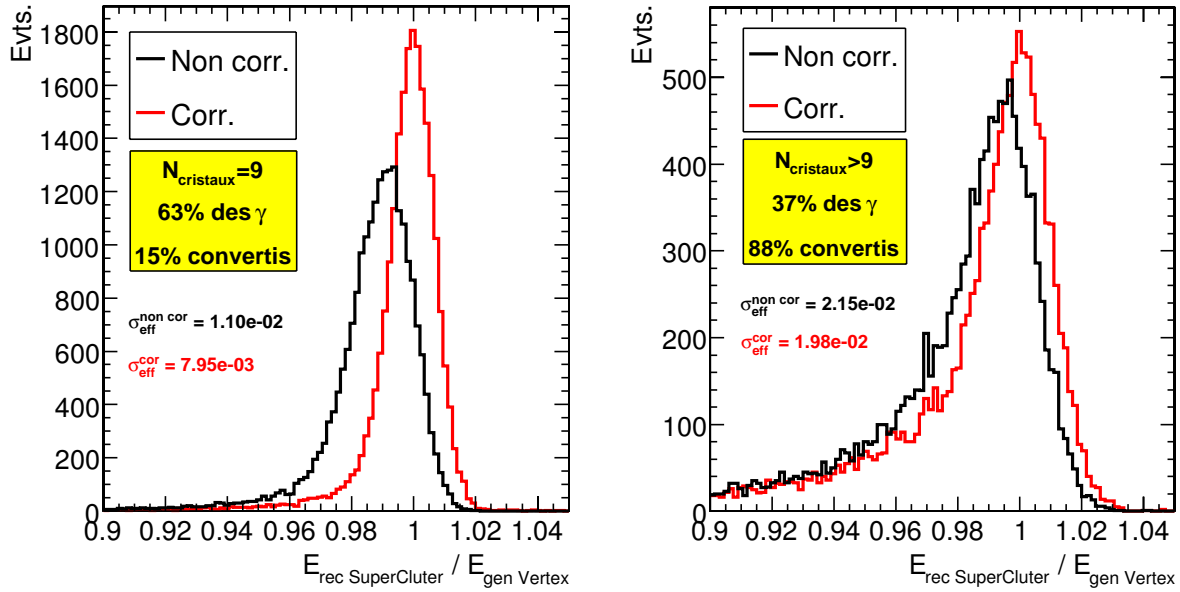


FIG. 7.40: Distribution $E_{rec\ SC}/E_{gen\ vtx}$ sans (en noir) et avec (en rouge) correction de gerbe locale par la méthode $\ln(E_2/E_1)$, pour les *super-clusters* ayant 9 cristaux (soit une matrice 3×3 unique) et pour les *super-clusters* ayant plus de 9 cristaux.

7.3.5.d Résumé des corrections

Le tableau 7.4 compare les facteurs de corrections appliqués pour les électrons et les photons. La principale différence provient des corrections des espaces inter-modules et du trajectomètre. La correction des espaces inter-modules n'est pas appliquée dans le cas des électrons, son application n'a pas permis jusqu'à maintenant une amélioration de la résolution en énergie. Ceci s'explique par le fait que la correction à appliquer en fonction de $\ln(E_2/E_1)$ pour les espaces inter-modules varie très rapidement en fonction de ce paramètre : les biais induits dans les distributions spatiales en énergie des *super-clusters* par les photons de bremsstrahlung conduisent à des erreurs de corrections.

Corrections		Électrons	Photons
Locale	Matrice isolée	$L_{\eta,\phi}$	$L_{\eta,\phi}$
	Matrice non isolée	L_{η}	L_{η}
Globale	Matrice isolée	$G_{isol} = (0, 938)^{-1}$	$G_{isol} = (0, 938)^{-1}$
	Matrice non isolée	$G_{noisol} = (0, 951)^{-1}$	$G_{noisol} = (0, 948)^{-1}$
Inter-modules	$N_{cristaux} = 9$	non	oui
	$N_{cristaux} > 9$		non
Trajectomètre	$N_{cristaux} = 9$	$T_{électrons}(\eta)$	non
	$N_{cristaux} > 9$		$T_{photons}(\eta, \frac{E_9}{E_{SC}})$

TAB. 7.4: Résumé des facteurs de corrections pour les électrons et les photons.

7.4 Performances des algorithmes sur la reconstruction des masses invariantes

Dans cette section nous allons étudier les performances des algorithmes en mesurant les masses invariantes des différents ensembles de données di-électrons et di-photons. Dans le cas d'une désintégration d'une particule de masse M en deux particules (on se place dans le cas ultra-relativiste où l'on peut négliger la masse des produits de désintégration), la masse invariante M est donnée par :

$$M = \sqrt{E_1 E_2 4 \sin^2 \left(\frac{\alpha}{2} \right)} \quad (7.11)$$

où E_1 et E_2 sont les énergies des deux produits de désintégration, et α est l'angle au vertex entre ces deux corps (voir figure 7.41).

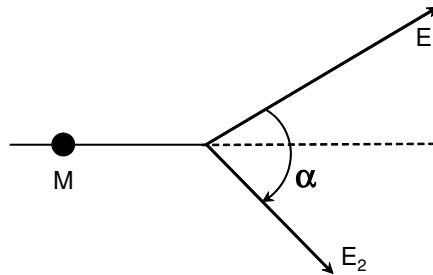


FIG. 7.41: Désintégration en deux corps.

Dans CMS, la masse invariante d'un système di-électrons ou di-photons est reconstruite de la manière suivante :

- les énergies E_1 et E_2 sont mesurées avec le calorimètre électromagnétique ECAL.
- l'angle α est mesuré grâce aux coordonnées (η, ϕ) au vertex des particules :
 - pour les électrons, les angles (η, ϕ) sont mesurés avec les traces associées aux *super-clusters*.
 - pour les photons qui sont neutres, les angles (η, ϕ) sont directement mesurés par le ECAL.

Dans un premier temps, afin de n'être dépendant que de la mesure de l'énergie par le calorimètre, nous reconstruirons les masses invariantes en utilisant la position au vertex (η_{gen}, ϕ_{gen}) de la particule générée associée à chaque *super-cluster*. Afin de quantifier l'effet de la correction de gerbe locale par la méthode $\ln(E_2/E_1)$, nous reconstruirons la masse invariante avec l'algorithme *S9* avec et sans correction de gerbe locale par la méthode $\ln(E_2/E_1)$. Puis nous comparerons avec les résultats obtenus avec ceux de l'algorithme *Hybrid*.

Dans un second temps, pour les événements de physique, nous reconstruirons les masses invariantes en utilisant la position $(\eta_{ECAL}, \phi_{ECAL})$ mesurée par le calorimètre afin de quantifier la variation de la résolution en énergie sans l'utilisation du trajectomètre.

7.4.1 Application aux événements e^+e^- isolés

7.4.1.a Reconstruction de la masse invariante avec association de la position de la particule générée

Nous étudions les événements e^+e^- isolés mono-énergétiques de 35 GeV. La figure 7.42 représente la masse invariante reconstruite des événements e^+e^- , ainsi que le rapport de la masse reconstruite sur la masse générée $masse_{rec}/masse_{gen}$ (ici l'angle entre les deux particules est de 180° , la masse générée est $M = 2\sqrt{E_1E_2} = 70$ GeV), avec et sans correction de gerbe locale par la méthode $\ln(E_2/E_1)$. Les largeurs des distributions sont mesurées avec deux paramètres : le σ_{eff} et la largeur à mi-hauteur (FWHM) d'un ajustement de la fonction 6.12. On observe une amélioration de 1,5% sur le σ_{eff} et de 8% sur le FWHM. On observe également que la distribution non corrigée se normalise bien à 1 après correction.

La figure 7.42 représente la masse invariante reconstruite, ainsi que le rapport $masse_{rec}/masse_{gen}$, pour l'algorithme *S9* et pour l'algorithme *Hybrid*. On obtient des résultats meilleurs avec l'algorithme *S9* : l'amélioration est de 28% sur le σ_{eff} et de 15% sur le FWHM. Cette amélioration peut être expliquée par l'application des corrections de gerbe locales absentes dans l'algorithme *Hybrid*, ainsi qu'une meilleure récupération de l'énergie radiée selon ϕ due à l'émission de photons de bremsstrahlung (on observe que les queues de basse énergie sont moins importantes pour l'algorithme *S9*).

7.4.1.b Variation des seuils de l'algorithme

Nous allons dans cette section observer l'effet de la variation des différents seuils de l'algorithme *S9* sur la largeur de la distribution en masse invariante. Cette étude sera répétée pour chacun des ensembles d'événements étudiés. Le choix des valeurs des seuils a été fait afin d'avoir une bonne résolution sur les masses invariantes tout en prenant les mêmes valeurs pour tous les ensembles. Les courbes présentées dans la suite pourront également permettre de choisir une valeur spécifique pour une analyse donnée.

Les figures 7.44(a) et 7.44(b) représentent la valeur du σ_{eff} de la distribution $masse_{rec}/masse_{gen}$ en fonction des seuils E_{S1} et E_{S2} . On observe que le seuil E_{S1} peut être diminué jusqu'à 0,2 GeV ; pour des valeurs plus petites le bruit électronique dégrade la résolution. On observe également l'effet du seuil E_{S1} qui va améliorer la résolution à partir d'une valeur d'environ 0,01, le minimum étant vers 0,012. L'effet de ce seuil est faible ici car l'énergie des électrons est de seulement 35 GeV, peu d'énergie est alors déposée dans les cristaux adjacents aux sommes de 9 créées et il y a peu de probabilité de sélectionner un cristal adjacent comme graine ne venant pas d'une particule réelle.

Les figures 7.45(a) et 7.45(b) représentent la valeur du σ_{eff} de la distribution $masse_{rec}/masse_{gen}$ en fonction des seuils en nombre de cristaux $\Delta\phi$ et $\Delta\eta$. En l'absence d'empilement, on observe que ces seuils peuvent être augmentés jusqu'à de grandes valeurs sans dégrader la résolution. Cela ne sera pas le cas pour les événements de physique avec empilement.

La figure 7.46(a) représente l'efficacité de reconstruction de l'algorithme *S9*, c'est à dire le rapport du nombre de *super-clusters* reconstruits concordant avec une particule générée sur le nombre total de particules générées, en fonction du seuil E_T^{SG} . La valeur obtenue avec l'algorithme *Hybrid* est montrée par la ligne noire. Pour cette mesure d'efficacité, l'association entre *super-cluster* et particule générée satisfait la condition $\Delta R < 0,05$ afin d'éviter d'associer des *super-clusters* de bruit. La figure 7.46(b) représente en fonction de ce même seuil E_T^{SG} le rapport du nombre *super-clusters* ne concordant pas avec une particule générée sur le nombre total de *super-clusters* reconstruits : ce paramètre représente le pourcentage de *super-clusters* reconstruits provenant du bruit électronique (ou de l'empilement pour les événements de physique).

On peut observer grâce à ces figures que l'augmentation du seuil E_T^{SG} va diminuer le pourcentage de *super-clusters* de bruit (ici ce pourcentage est faible car il n'y a pas d'empilement), mais en contre-partie va diminuer l'efficacité de reconstruction : une valeur du seuil $E_T^{SG} = 1$ GeV est convenable pour garder une bonne efficacité de 99,5% avec un taux de bruit faible.

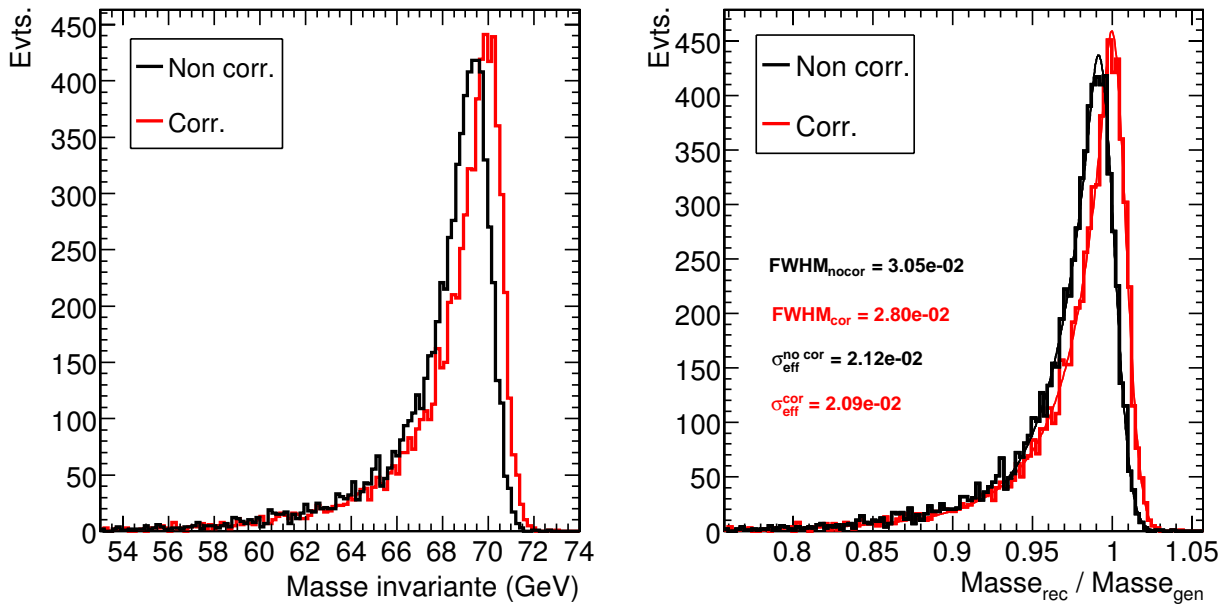


FIG. 7.42: Distribution de la masse invariante reconstruite (avec association de la position au vertex de la particule générée) et du rapport m_{rec}/m_{gen} , sans (en noir) et avec (en rouge) correction de gerbe locale par la méthode $\ln(E2/E1)$, pour les événements e^+e^- isolés mono-énergétiques de 35 GeV.

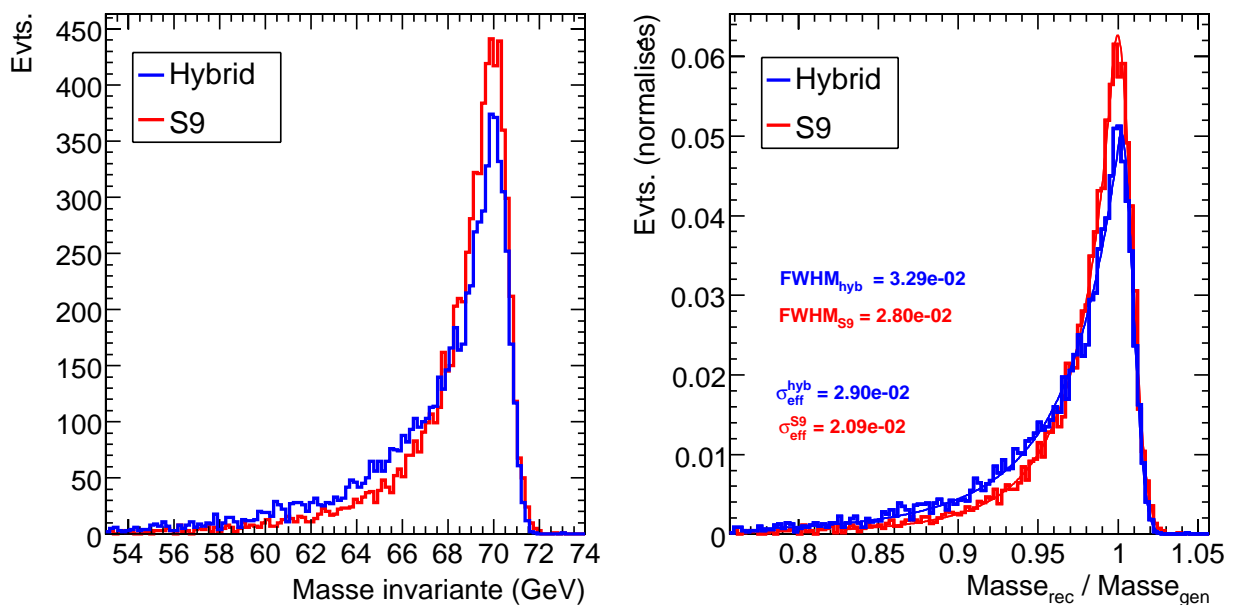


FIG. 7.43: Distribution de la masse invariante reconstruite (avec association de la position au vertex de la particule générée) et du rapport m_{rec}/m_{gen} (avec normalisation du nombre d'événements à 1), pour l'algorithme S9 (en rouge) et pour l'algorithme Hybrid (en bleu), pour les événements e^+e^- isolés mono-énergétiques de 35 GeV.

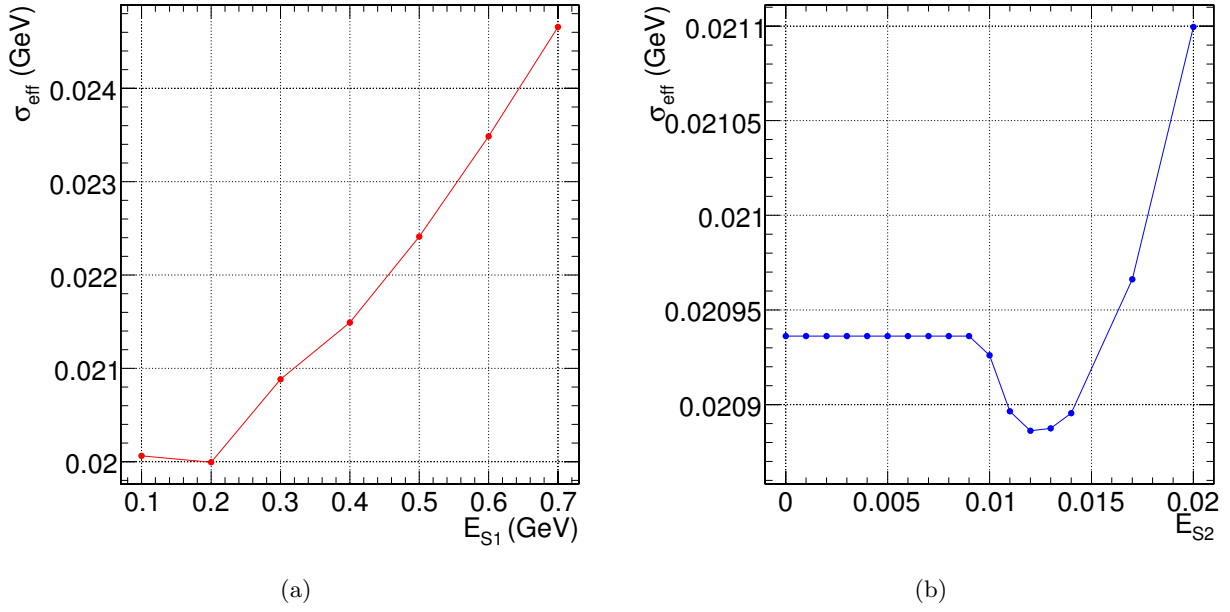


FIG. 7.44: σ_{eff} de la distribution $masse_{rec}/masse_{gen}$ des événements e^+e^- isolés, en fonction du seuil **a)** E_{S1} (E_{S2} fixé à 0,011) et **b)** E_{S2} (E_{S1} fixé à 0,3 GeV).

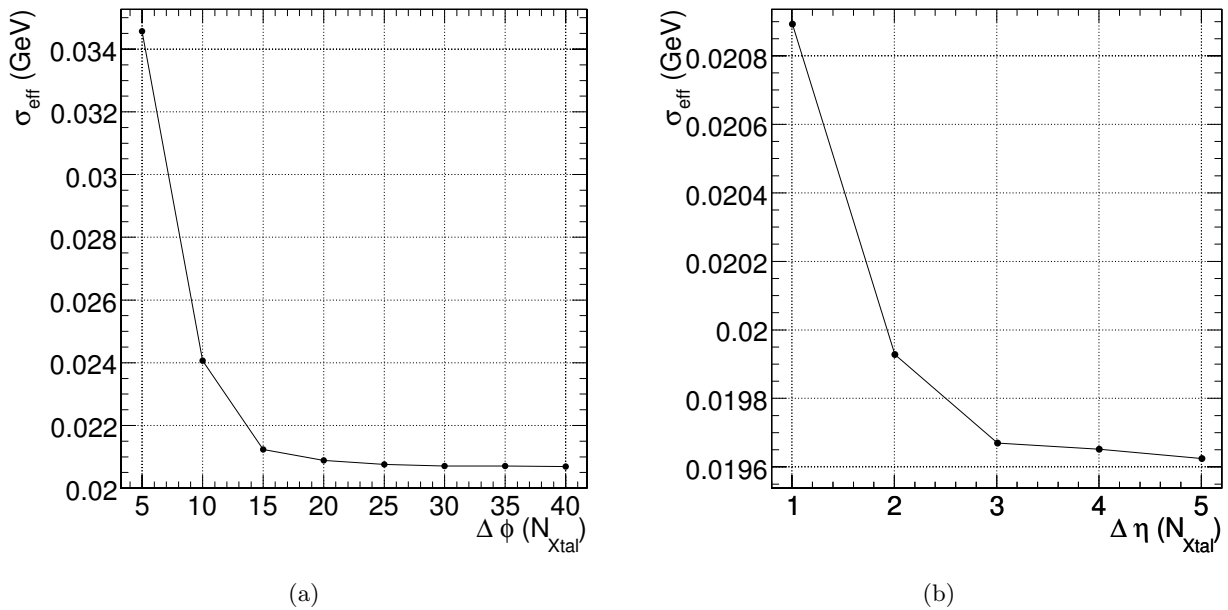


FIG. 7.45: σ_{eff} de la distribution $masse_{rec}/masse_{gen}$ des événements e^+e^- isolés, en fonction du seuil **a)** $\Delta\phi$ (fixé $\Delta\eta$ à 1 cristal) et **b)** $\Delta\eta$ ($\Delta\phi$ fixé à 20 cristaux).

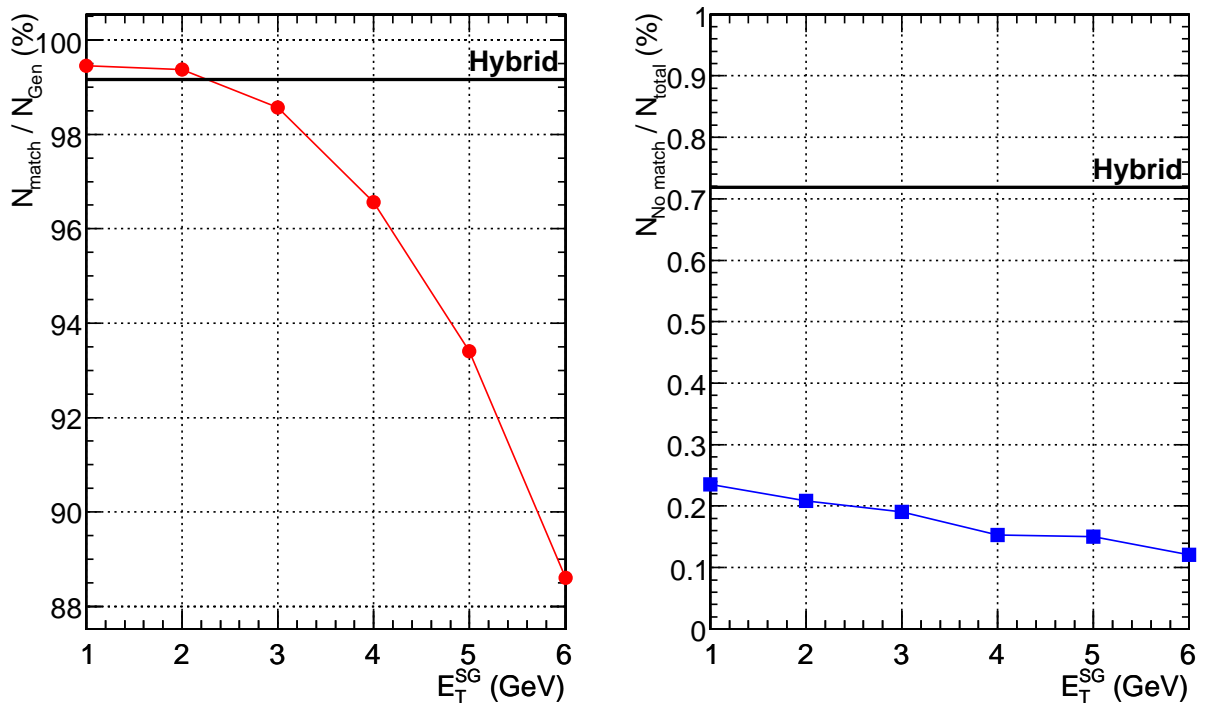


FIG. 7.46: **a)** Rapport du nombre de *super-clusters* concordant avec une particule générée N_{match} avec les critères $\Delta R < 0,05$ sur le nombre total de particules générées N_{gen} , en fonction du seuil E_T^{SG} . **b)** Rapport du nombre de *super-clusters* ne concordant pas avec une particule générée sur le nombre total de *super-clusters* reconstruits. Ces résultats sont obtenus avec les événements e^+e^- isolés mono-énergétiques de 35 GeV. Les lignes noires représentent les valeurs obtenues avec l'algorithme *Hybrid*.

7.4.2 Application aux événements $\gamma\gamma$ isolés

7.4.2.a Reconstruction de la masse invariante avec association de la position de la particule générée

Considérons le lot des événements $\gamma\gamma$ mono-énergétiques de 50 GeV. La masse invariante des deux photons est reconstruite de la même manière que pour les électrons, c'est à dire en utilisant la position (η, ϕ) de la particule générée associée au *super-cluster* étudié afin de n'être dépendant que de l'énergie mesurée.

La figure 7.47 représente la masse invariante reconstruite des événements $\gamma\gamma$, ainsi que le rapport $masse_{rec}/masse_{gen}$ (ici la masse générée est de 100 GeV), avec et sans correction de gerbe locale par la méthode $\ln(E2/E1)$. On observe une amélioration de 15% sur le σ_{eff} et de 24% sur le FWHM. Cette amélioration est plus importante que dans le cas des électrons, ceci dû aux 93% des photons non convertis (soit 54% du nombre total de photons) dont l'énergie est reconstruite avec une matrice 3×3 pour laquelle la correction de gerbe locale est faite selon les deux directions η et ϕ . On observe également que la distribution non corrigée se normalise bien à 1 après correction.

La figure 7.48 représente la masse invariante reconstruite, ainsi que le rapport $masse_{rec}/masse_{gen}$, pour l'algorithme *S9* et pour l'algorithme par défaut de *ORCA*. On obtient des résultats très proches pour les deux algorithmes : on mesure une amélioration de 6% avec l'algorithme *S9* et aucune différence sur le FWHM. Ceci peut être expliqué par le fait qu'une correction de gerbe locale est déjà appliquée dans l'algorithme de *ORCA* (avec la méthode S_1/S_9), ainsi qu'une correction des espaces inter-modules (avec la méthode $\ln(E2/E1)$) pour les photons non convertis .

7.4.2.b Variation des seuils de l'algorithme

Nous réalisons dans ce paragraphe les mêmes analyses de variation de seuils que pour les électrons. Les figures 7.49(a) et 7.49(b) représentent les variations des seuils E_{S1} et E_{S2} . Le seuil E_{S1} a le même comportement que pour les électrons : il peut être diminué jusqu'à 0,2 GeV grâce à l'absence d'empilement ; pour des valeurs plus petites, le bruit électronique dégrade la résolution. Le seuil E_{S2} a un effet important car sa valeur agit directement sur le nombre de *basic-clusters* utilisés pour reconstruire les photons non convertis : plus sa valeur est élevée, plus le pourcentage de photons non convertis reconstruits avec des matrices 3×3 uniques sera grand et meilleure sera la résolution. En contre partie, une valeur trop élevée va diminuer la récupération de l'énergie des photons convertis et la résolution en énergie est dégradée.

Les figures 7.50(a) et 7.49(b) montre l'effet des seuils en nombre de cristaux $\Delta\phi$ et $\Delta\eta$. Le comportement est le même que pour les électrons isolés : la résolution n'est pas dégradée pour de grandes valeurs de ces seuils à cause de l'absence d'empilement.

Les figures 7.51(a) et 7.51(b) illustrent l'efficacité de reconstruction des *super-clusters* et le pourcentage de bruit en fonction du seuil E_T^{SG} : avec un seuil de 1 GeV, l'efficacité est de 99,7%. Le bruit reste très faible à cause de l'absence d'empilement.

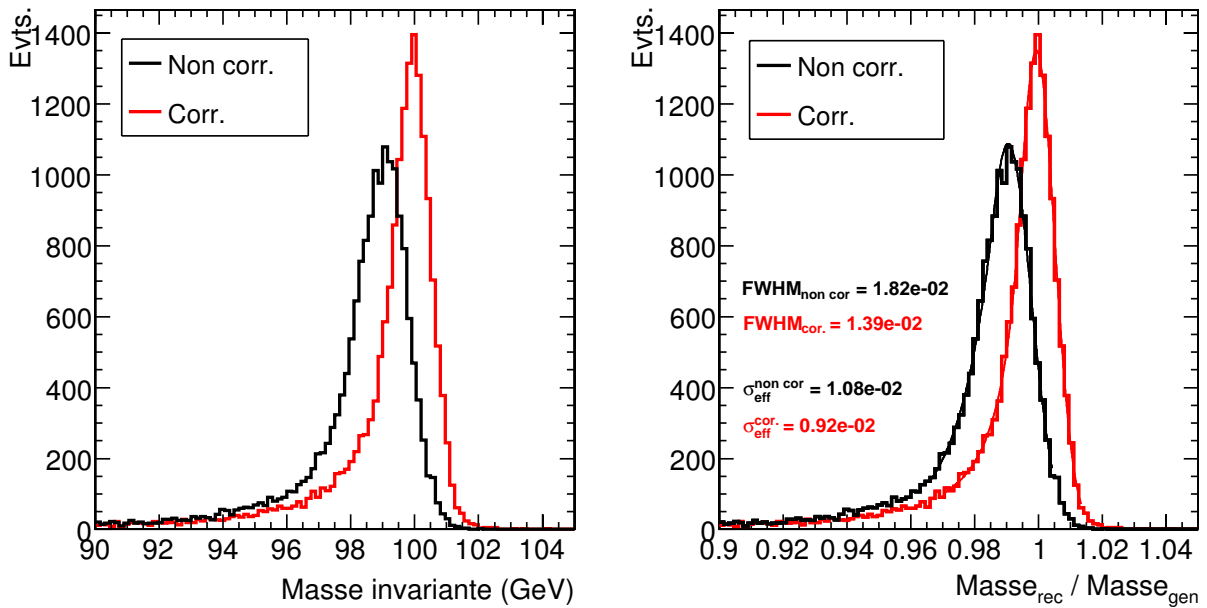


FIG. 7.47: Distribution de la masse invariante reconstruite (avec association de la position au vertex de la particule générée) et du rapport $masse_{rec}/masse_{gen}$, sans (en noir) et avec (en rouge) correction de gerbe locale par la méthode $\ln(E_2/E_1)$, pour les événements photons isolés mono-énergétiques de 50 GeV.

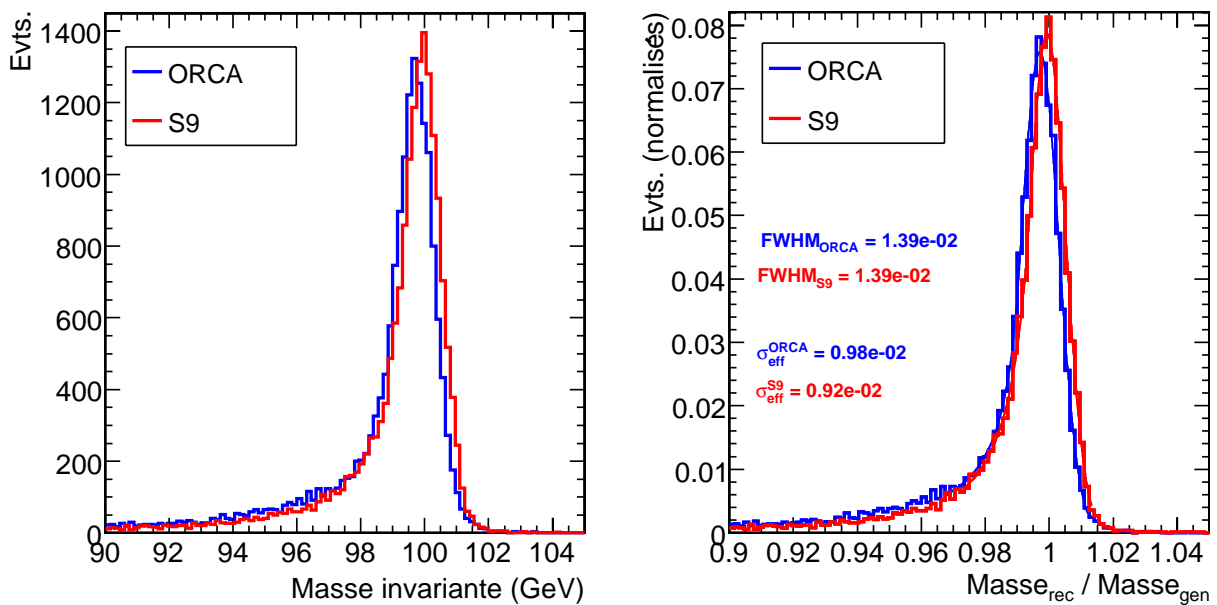


FIG. 7.48: Distribution de la masse invariante reconstruite (avec association de la position au vertex de la particule générée) et du rapport $masse_{rec}/masse_{gen}$ (avec normalisation du nombre d'événements à 1), pour l'algorithme *S9* (en rouge) et pour l'algorithme par défaut dans *ORCA* (en bleu), pour les événements photons isolés mono-énergétiques de 50 GeV.

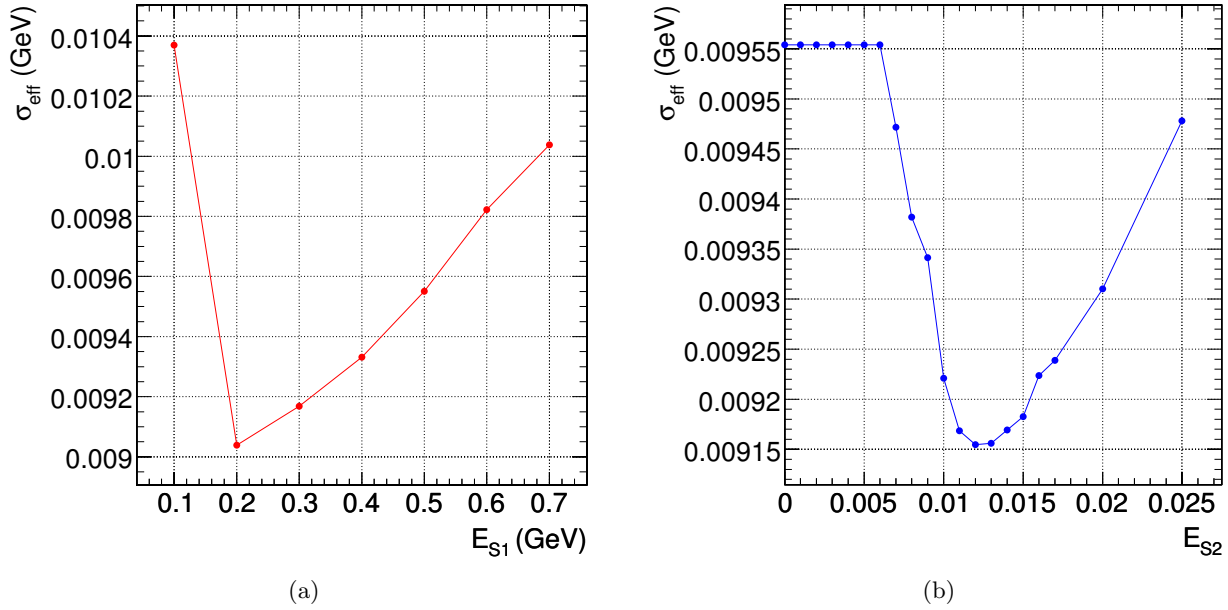


FIG. 7.49: σ_{eff} de la distribution $\text{masse}_{\text{rec}}/\text{masse}_{\text{gen}}$ des événements $\gamma\gamma$ isolés mono-énergétiques de 50 GeV, en fonction du seuil **a)** E_{S1} (E_{S2} fixé à 0,011) et **b)** E_{S2} (E_{S1} fixé à 0,3 GeV).

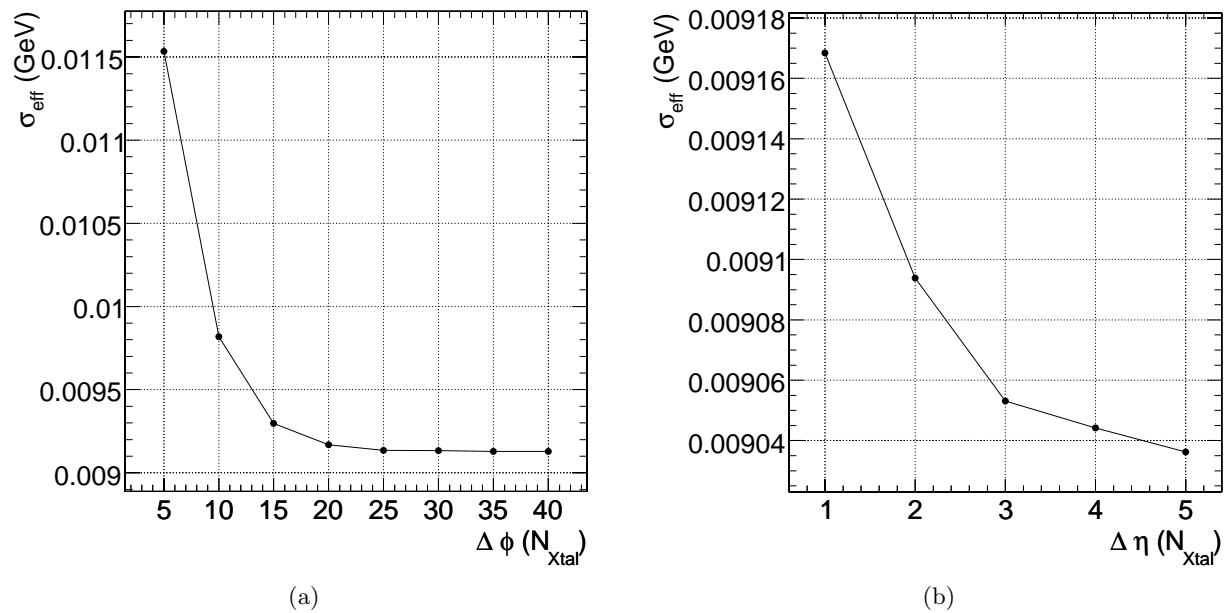


FIG. 7.50: σ_{eff} de la distribution $\text{masse}_{\text{rec}}/\text{masse}_{\text{gen}}$ des événements $\gamma\gamma$ isolés mono-énergétiques de 50 GeV, en fonction du seuil **a)** $\Delta\phi$ (fixé $\Delta\eta$ à 1 cristal) et **b)** $\Delta\eta$ ($\Delta\phi$ fixé à 20 cristaux).

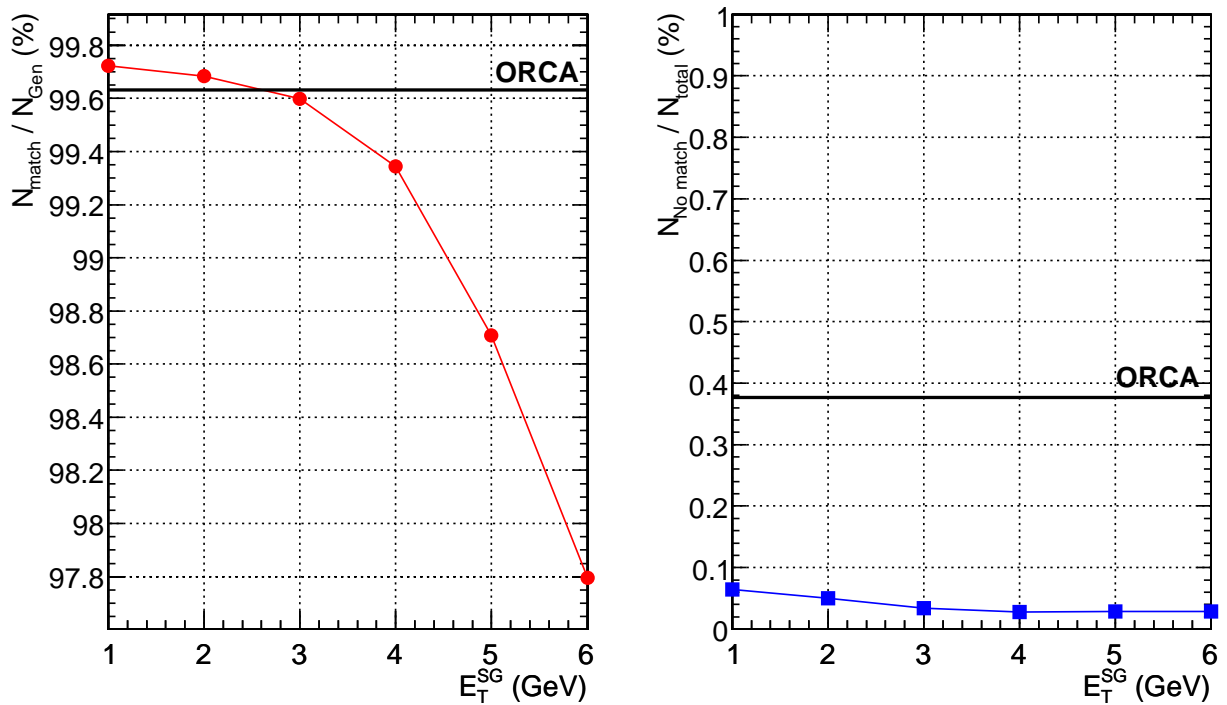


FIG. 7.51: **a)** Rapport du nombre de *super-clusters* concordant avec une particule générée N_{match} avec les critères $\Delta R < 0,05$ sur le nombre total de particules générées N_{gen} , en fonction du seuil E_T^{SG} . **b)** Rapport du nombre *super-clusters* ne concordant pas avec une particule générée le nombre total de *super-clusters* reconstruits. Ces résultats sont obtenus avec les événements $\gamma\gamma$ isolés mono-énergétiques de 50 GeV. Les ligne noires représentent les valeurs obtenues avec l'algorithme de *ORCA*.

Nous allons à présent étudier les lots d'événements de physique qui, contrairement aux événements simples précédents, sont simulés avec une luminosité du faisceau de $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, soit la luminosité attendue pendant les deux premières années de fonctionnement du LHC. Cette luminosité implique un effet d'empilement des événements qui va se caractériser par de nombreux dépôts d'énergie uniformément sur tout le calorimètre électromagnétique. Ces dépôts vont créer des *super-clusters* de bruit ne provenant pas de la particule initiale et vont avoir un effet sur les différents seuils de l'algorithme. Le test de l'algorithme dans ces conditions est très important pour tester ses performances en conditions réelles de fonctionnement du LHC.

7.4.3 Application aux événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ avec empilement

Appliquons l'algorithme à la reconstruction de la masse invariante du Z^0 se désintégrant en paire e^+e^- . Nous reconstruisons dans un premier temps cette masse en associant à chaque *super-cluster* la position (η, ϕ) au vertex de la particule générée afin de n'être dépendant que de l'énergie mesurée, et nous comparons les résultats avec ceux de l'algorithme *Hybrid*.

Dans CMS, la position (η, ϕ) des objets électrons sera mesurée par les traces associées aux *super-clusters*. Afin d'avoir une idée de l'effet de la résolution en masse que l'on obtiendrait sans le trajectomètre, nous reconstruirons également cette masse en utilisant la position des particules mesurée par le ECAL.

Nous étudierons également la variations des seuils de l'algorithme afin d'observer les effets de l'empilement.

7.4.3.a Reconstruction de la masse invariante avec association de la position de la particule générée

La figure 7.52 représente la masse invariante reconstruite, ainsi que le rapport $masse_{rec}/masse_{gen}$, avec et sans correction de gerbe locale par la méthode $\text{ln}(E2/E1)$. On observe une amélioration de 2% sur le σ_{eff} et de 9% sur le FWHM. Comme dans le cas des électrons isolés, on observe que la distribution non corrigée se normalise bien à 1 après correction.

La figure 7.53 représente la masse invariante reconstruite, ainsi que le rapport $masse_{rec}/masse_{gen}$, pour l'algorithme *S9* et pour l'algorithme *Hybrid*. On obtient des résultats meilleurs avec l'algorithme *S9* : l'amélioration est de 22% sur le σ_{eff} et de 18% sur le FWHM.

7.4.3.b Variation des seuils de l'algorithme

La même analyse que pour les électrons et photons isolés est réalisée, la différence principale étant la présence d'empilement qui va contraindre le choix des seuils.

Les figures 7.54(a) et 7.54(b) montrent respectivement l'effet variation du seuil E_{S1} dont le minimum est à 0,2 GeV, et l'effet de la variation du seuil E_{S2} dont le minimum est à 0,008.

Les figures 7.55(a) et 7.55(b) montrent respectivement l'effet variation des seuils $\Delta\phi$ et $\Delta\eta$: pour $\Delta\phi$, on observe un minimum à 20 et pour $\Delta\eta$ un minimum à 2. Au dessus de ces seuils, les effets d'empilement dégradent la résolution par l'addition de *basic-clusters* de bruit dans les *super-clusters*.

Les figures 7.56(a) et 7.56(b) illustrent l'efficacité de reconstruction des *super-clusters* et le pourcentage de bruit en fonction du seuil E_T^{SG} : on observe clairement les effets d'empilement dans le pourcentage de bruit qui, pour un seuil de 1 GeV, est d'environ 32%, soit un peu plus élevé que la valeur obtenue avec l'algorithme *Hybrid* qui est de 19%. Néanmoins, on observe que ce seuil peut être monté jusqu'à 2 GeV pour avoir un pourcentage de bruit équivalent entre les deux algorithmes tout en gardant une efficacité équivalente d'environ 98,8%.

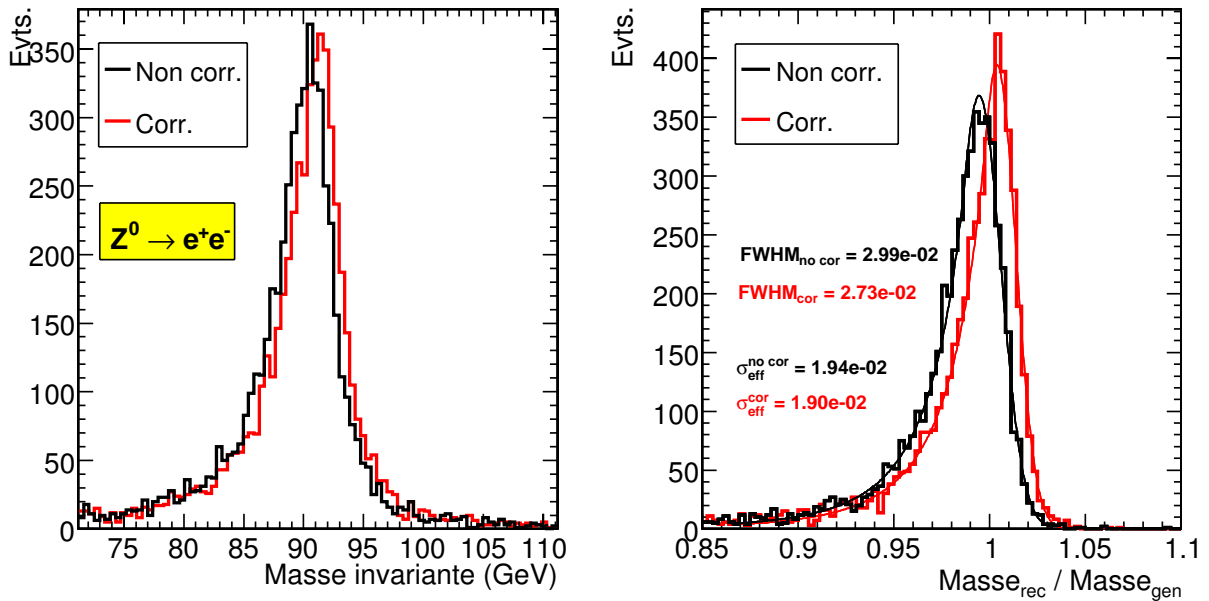


FIG. 7.52: Distribution de la masse invariante reconstruite (avec association de la position au vertex de la particule générée) et du rapport $masse_{rec}/masse_{gen}$, sans (en noir) et avec (en rouge) correction de gerbe locale par la méthode $\ln(E2/E1)$, pour les événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$.

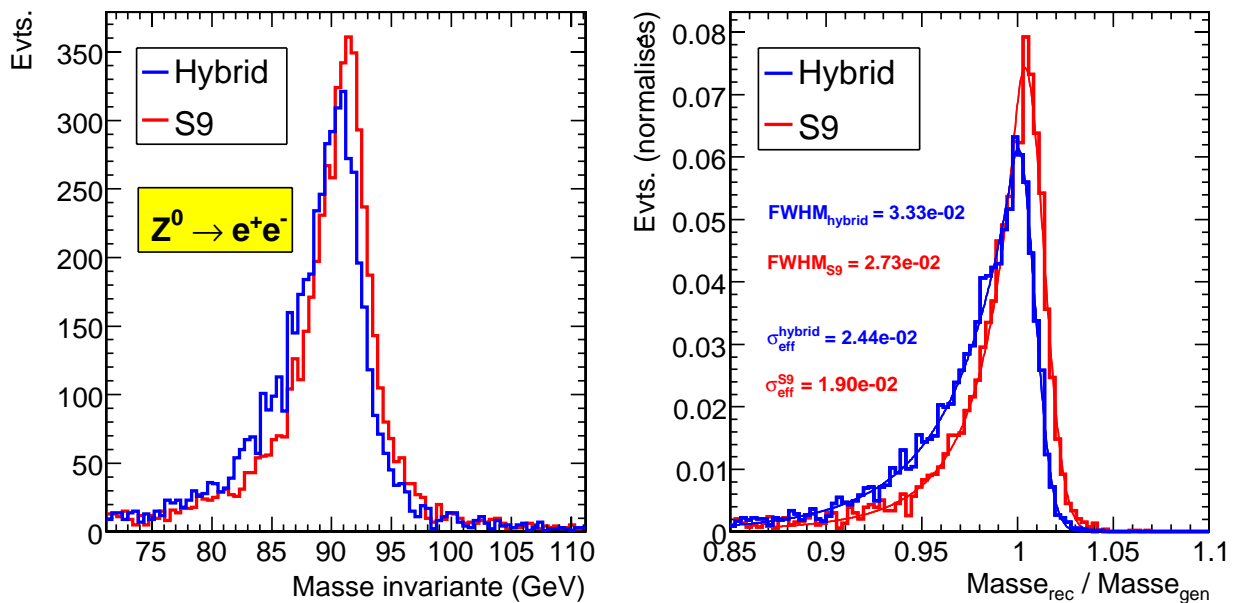


FIG. 7.53: Distribution de la masse invariante reconstruite (avec association de la position au vertex de la particule générée) et du rapport $masse_{rec}/masse_{gen}$ (avec normalisation du nombre d'événements à 1), pour l'algorithme S9 (en rouge) et pour l'algorithme Hybrid (en bleu), pour les événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$.

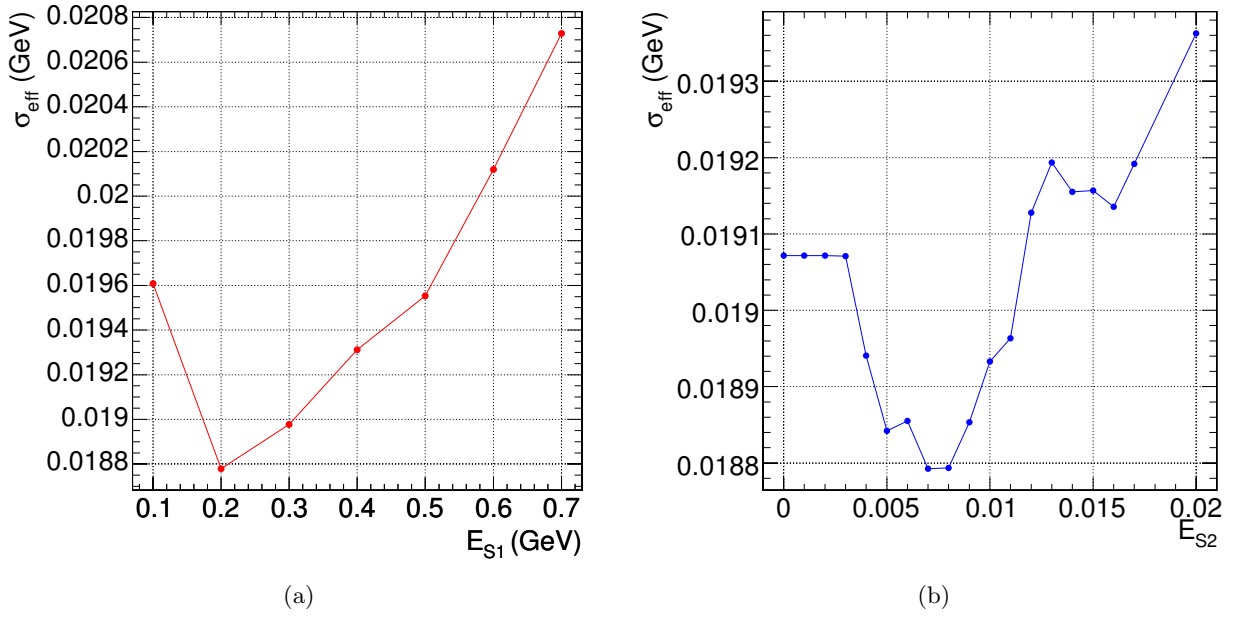


FIG. 7.54: σ_{eff} de la distribution $masse_{rec}/masse_{gen}$ des événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, en fonction du seuil a) E_{S1} (E_{S2} fixé à 0,011) et b) E_{S2} (E_{S1} fixé à 0,3 GeV).

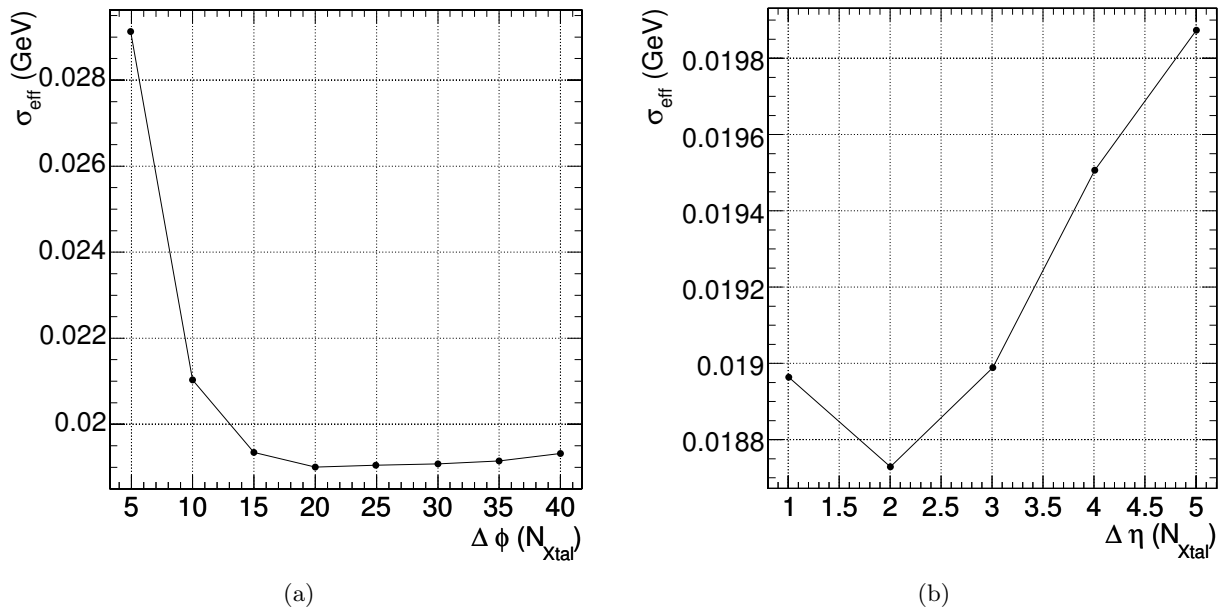


FIG. 7.55: σ_{eff} de la distribution $masse_{rec}/masse_{gen}$ des événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, en fonction du seuil a) $\Delta\phi$ (fixé $\Delta\eta$ à 1 cristal) et b) $\Delta\eta$ ($\Delta\phi$ fixé à 20 cristaux).

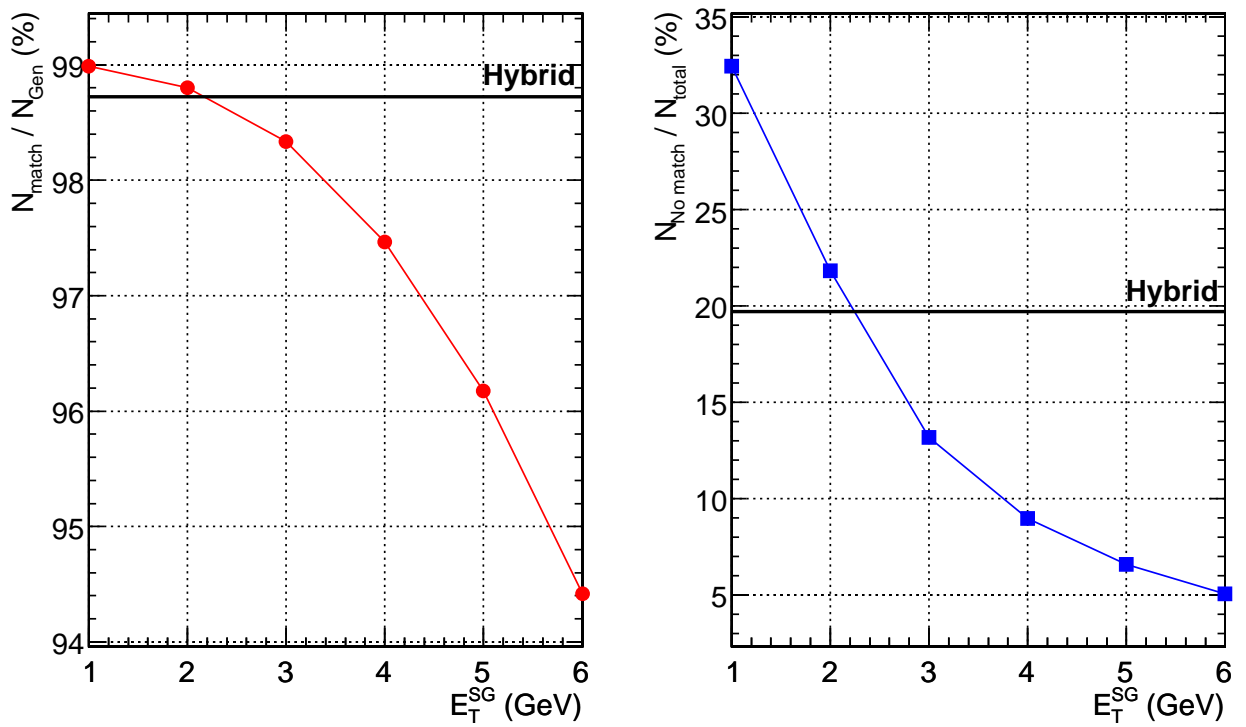


FIG. 7.56: **a)** Rapport du nombre de *super-clusters* concordant avec une particule générée N_{match} avec les critères $\Delta R < 0,05$ sur le nombre total de particules générées N_{gen} , en fonction du seuil E_T^{SG} . **b)** Rapport du nombre *super-clusters* ne concordant pas avec une particule générée le nombre total de *super-clusters* reconstruits. Ces résultats sont obtenus avec les événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$. Les ligne noires représentent les valeurs obtenues avec l'algorithme *Hybrid*.

7.4.3.c Reconstruction de la masse invariante avec la position mesurée par le ECAL

Dans cette section, nous reconstruisons la masse invariante en utilisant la position d'impact mesurée par le ECAL (au lieu d'utiliser la position de la particule générée au vertex). Dans ce cas, nous allons devoir corriger la position des *super-clusters* de la position du vertex principal du processus ; en effet cette position peut varier de plusieurs centimètres principalement selon la direction Z faussant alors la position des *super-clusters* mesurée par défaut par rapport au centre géométrique du détecteur. Cette correction est illustrée par la figure 7.57.

Les figures 7.58 et 7.59 montrent respectivement la masse invariante reconstruite, ainsi que le rapport $masse_{rec}/masse_{gen}$, pour l'algorithme *S9* et pour l'algorithme *Hybrid*, pour trois cas : sans correction du vertex, avec correction du vertex reconstruit et avec correction du vertex simulé. On indique également la valeur du σ_{eff} mesuré pour chaque cas. Nous observons que, pour chaque cas, l'algorithme *S9* est toujours meilleur que l'algorithme *Hybrid*.

Dans le cas de la résolution mesurée avec correction du vertex reconstruit, on observe, par rapport à la résolution mesurée avec association de la position de la particule générée, une dégradation de 12% de la résolution pour l'algorithme *S9* et de 8% pour l'algorithme *Hybrid*. Sans correction du vertex, cette dégradation est de 24% pour *S9* et 18% pour *Hybrid*.

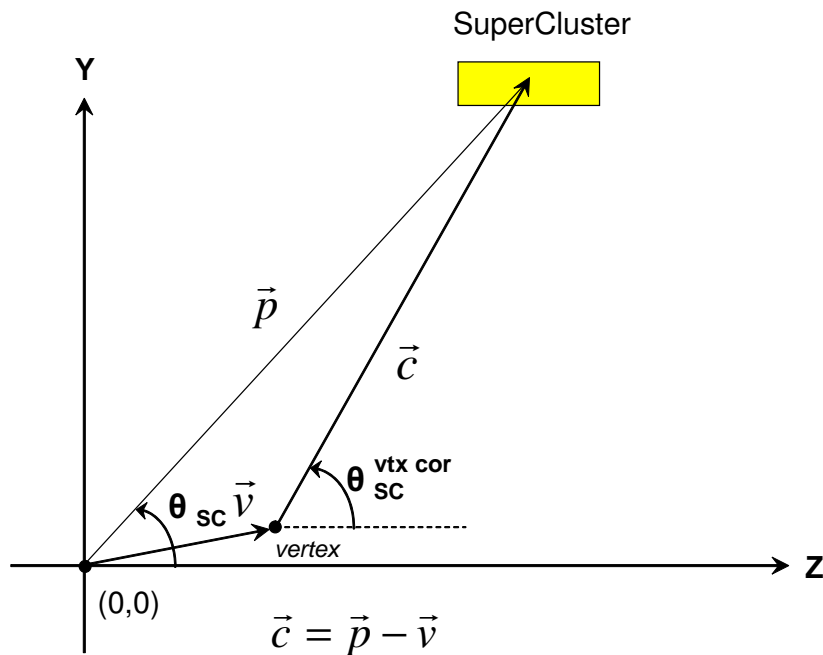


FIG. 7.57: Principe de la correction du vertex : θ_{sc} est l'angle non corrigé mesuré par le *super-cluster* et $\theta_{sc}^{vtx\ cor}$ est l'angle corrigé de la position du vertex.

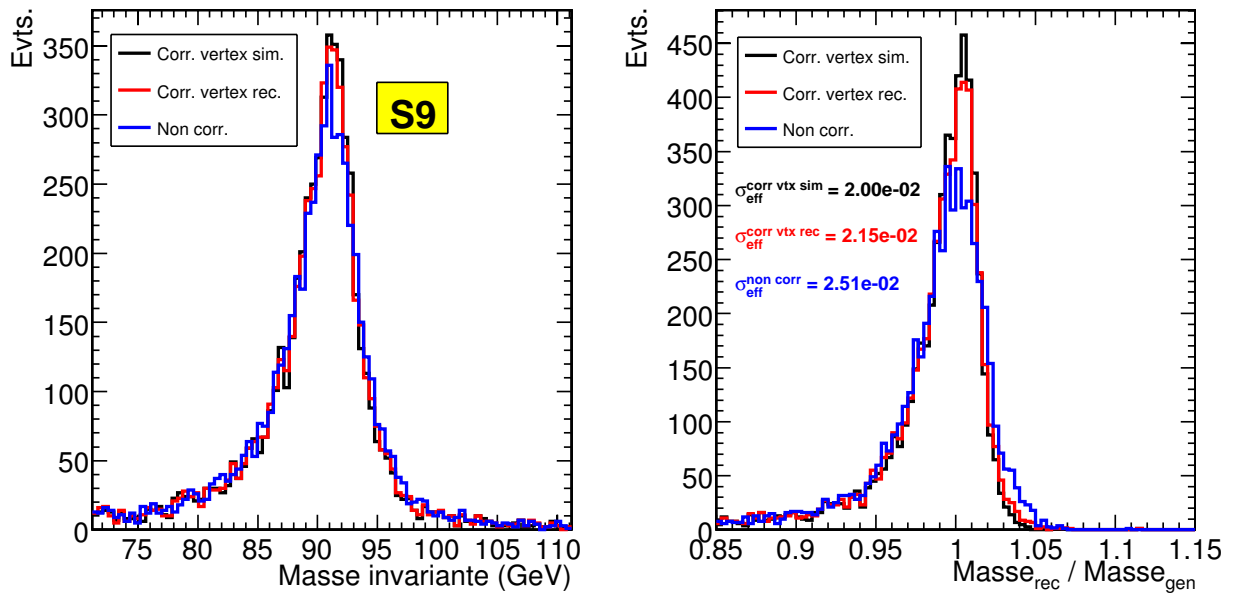


FIG. 7.58: Distribution de la masse invariante reconstruite (avec utilisation de la position mesurée par le ECAL) et du rapport $masse_{rec}/masse_{gen}$, sans correction du vertex (en bleu), avec correction du vertex simulé (en noir), et avec correction du vertex reconstruit (en rouge), avec l'algorithme *S9* pour les événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$.

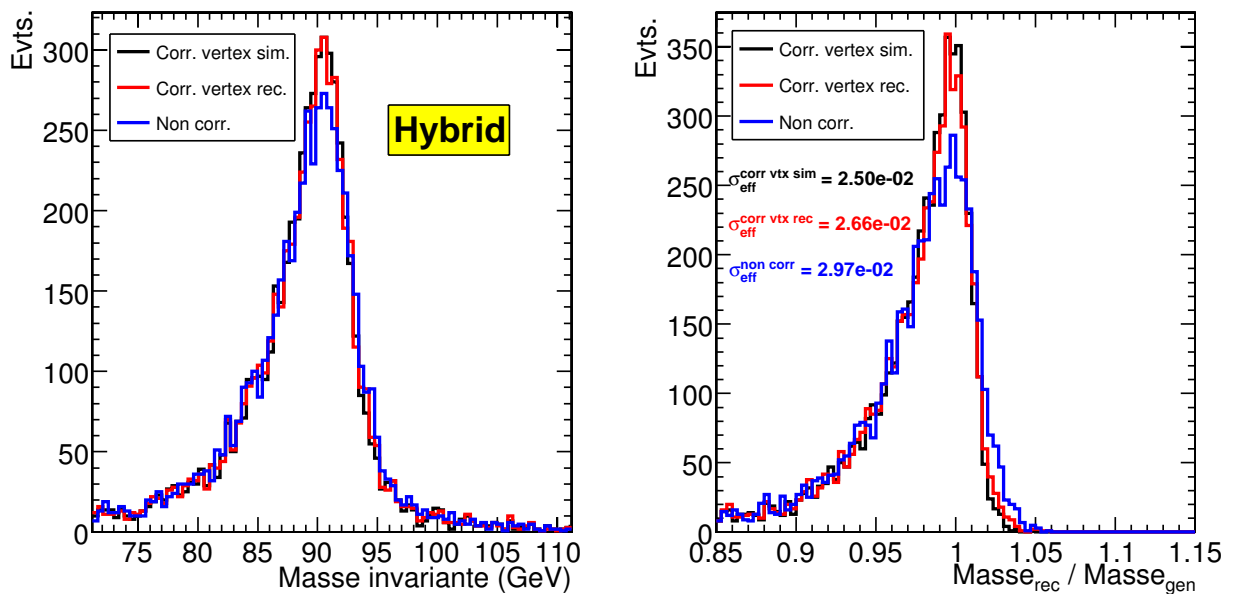


FIG. 7.59: Distribution de la masse invariante reconstruite (avec utilisation de la position mesurée par le ECAL) et du rapport $masse_{rec}/masse_{gen}$, sans correction du vertex (en bleu), avec correction du vertex simulé (en noir), et avec correction du vertex reconstruit (en rouge), avec l'algorithme *Hybrid* pour les événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$.

7.4.4 Application aux événements $H \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow e^+ e^- e^+ e^-$ avec empilement

Nous appliquons dans cette section l'algorithme à la désintégration d'un boson Higgs ayant une masse de 150 GeV. À cette masse, il peut se désintégrer en une paire $Z^0 Z^{0*}$ qui peuvent à leur tour se désintégrer en paires $e^+ e^-$. Les procédures d'analyse sont les mêmes que pour le canal précédent $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$.

Dans ce chapitre, nous tenons compte uniquement de l'information calorimétrique pour évaluer les performances de l'algorithme, mais il est important de mentionner que pour ce canal $H \rightarrow Z^0 Z^{0*}$ où il faut absolument préserver une efficacité maximale et descendre à très basse impulsion transverse, il faudra combiner l'information du ECAL et du trajectomètre [62][63].

7.4.4.a Reconstruction de la masse invariante avec association de la position de la particule générée

La figure 7.60 montre la masse invariante reconstruite, ainsi que le rapport $masse_{rec}/masse_{gen}$, avec et sans correction de gerbe locale par la méthode $\ln(E_2/E_1)$. On observe une amélioration de 0,5% sur le σ_{eff} et de 2% sur le FWHM. Comme précédemment, la distribution non corrigée se normalise bien à 1 après correction.

La figure 7.61 représente la masse invariante reconstruite, ainsi que le rapport $masse_{rec}/masse_{gen}$, pour l'algorithme *S9* et pour l'algorithme *Hybrid*. On obtient des résultats meilleurs avec l'algorithme *S9* : l'amélioration est de 18% sur le σ_{eff} et de 20% sur le FWHM.

7.4.4.b Variation des seuils de l'algorithme

Les figures 7.62(a) et 7.62(b) montrent respectivement l'effet variation du seuil E_{S1} dont le minimum est à 0,3 GeV, et l'effet de la variation du seuil E_{S2} dont le minimum est à 0,011.

Les figures 7.63(a) et 7.63(b) montrent respectivement l'effet variation des seuils $\Delta\phi$ et $\Delta\eta$: pour $\Delta\phi$, on observe un minimum à 20 et pour $\Delta\eta$ un minimum à 3.

Les figures 7.64(a) et 7.64(b) illustrent l'efficacité de reconstruction des *super-clusters* et le pourcentage de bruit en fonction du seuil E_T^{SG} : pour un seuil de 1 GeV, le pourcentage de bruit est d'environ 28%, soit un peu plus élevé que la valeur obtenue avec l'algorithme *Hybrid* qui est de 18%. Néanmoins, comme pour les événements $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$, on observe que ce seuil peut être monté jusqu'à 2 GeV pour avoir un pourcentage de bruit équivalent entre les deux algorithmes tout en gardant une efficacité équivalente d'environ 97%.

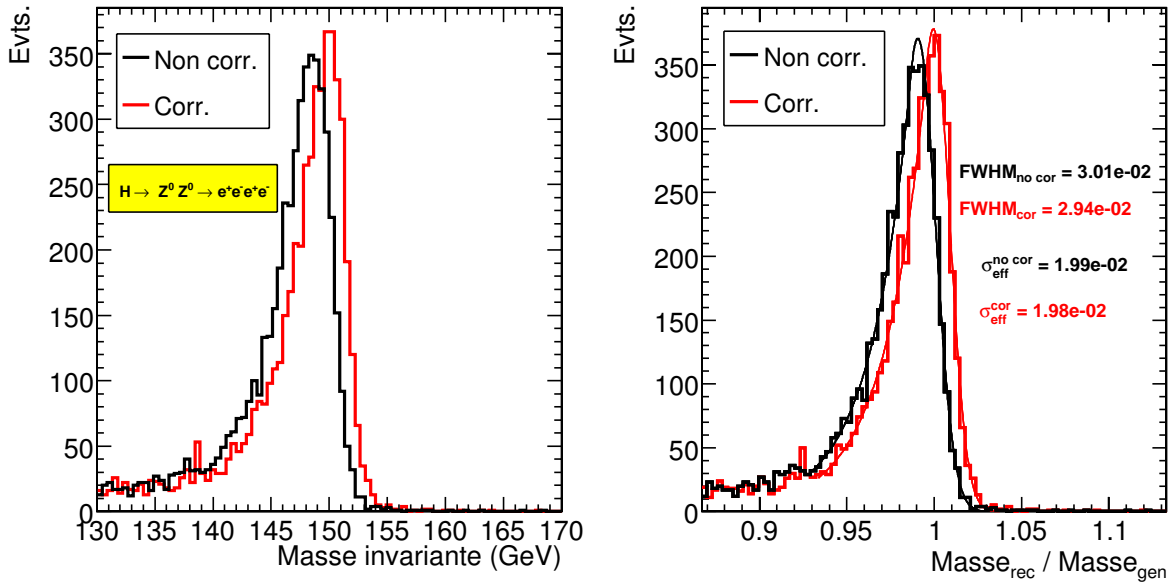


FIG. 7.60: Distribution de la masse invariante reconstruite (avec association de la position au vertex de la particule générée) et du rapport $masse_{rec}/masse_{gen}$, sans (en noir) et avec (en rouge) correction de gerbe locale par la méthode $\ln(E2/E1)$, pour les événements $H \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow e^+ e^- e^+ e^-$.

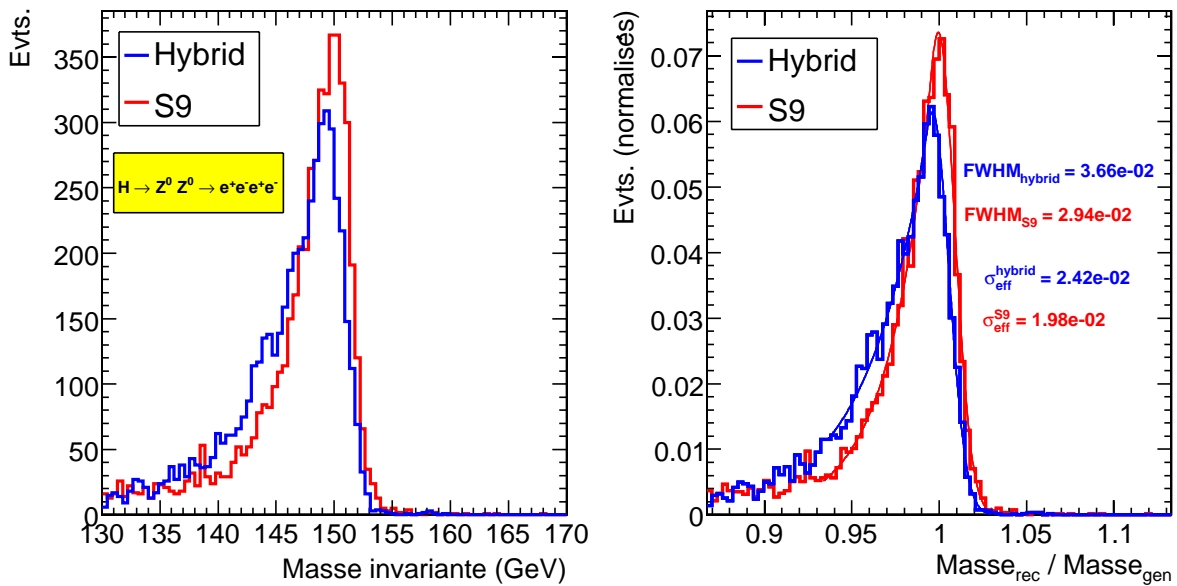


FIG. 7.61: Distribution de la masse invariante reconstruite (avec association de la position au vertex de la particule générée) et du rapport $masse_{rec}/masse_{gen}$ (avec normalisation du nombre d'événements à 1), pour l'algorithme *S9* (en rouge) et pour l'algorithme *Hybrid* (en bleu), pour les événements $H \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow e^+ e^- e^+ e^-$.

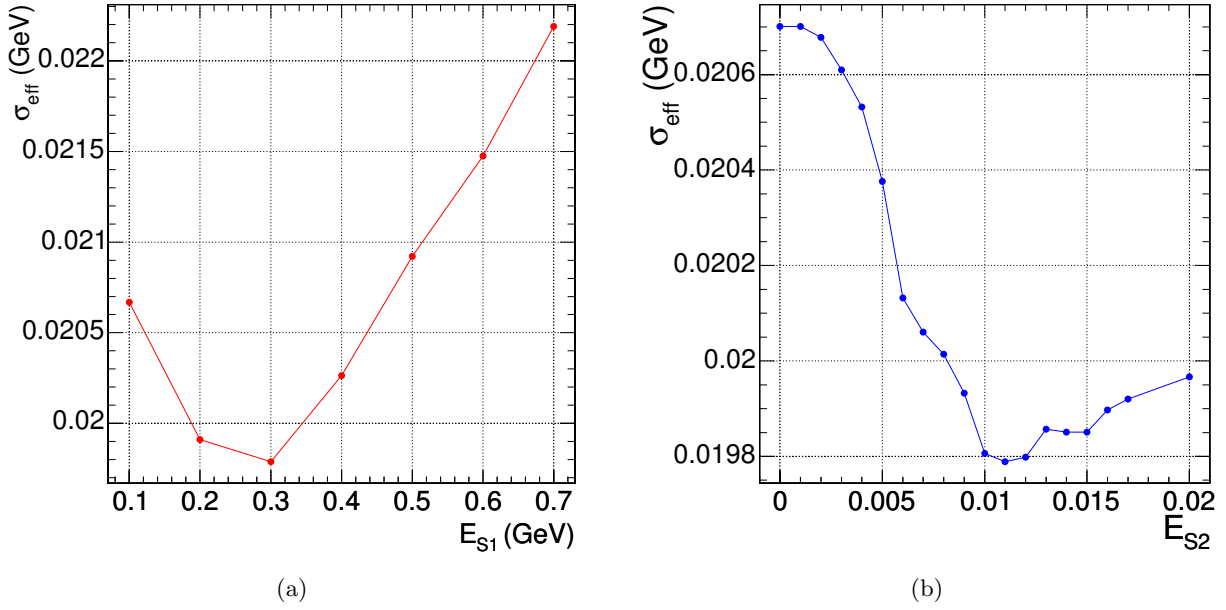


FIG. 7.62: σ_{eff} de la distribution $\text{masse}_{\text{rec}}/\text{masse}_{\text{gen}}$ des événements $H \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow e^+ e^- e^+ e^-$, en fonction du seuil a) E_{S1} (E_{S2} fixé à 0,011) et b) E_{S2} (E_{S1} fixé à 0,3 GeV).

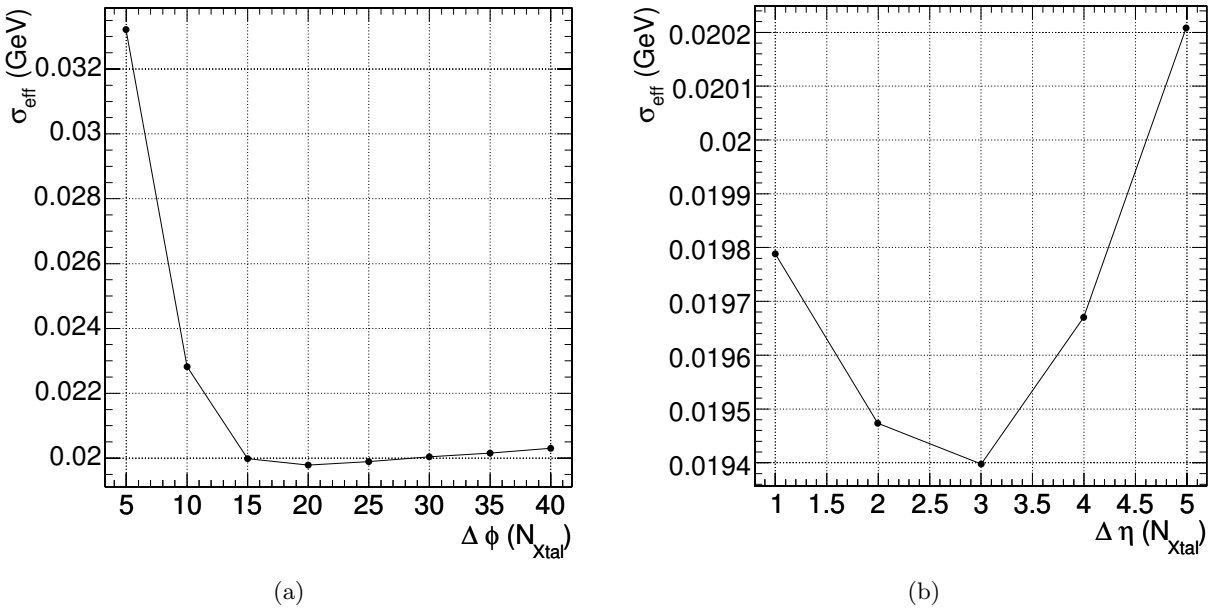


FIG. 7.63: σ_{eff} de la distribution $\text{masse}_{\text{rec}}/\text{masse}_{\text{gen}}$ des événements $H \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow e^+ e^- e^+ e^-$, en fonction du seuil a) $\Delta\phi$ (fixé $\Delta\eta$ à 1 cristal) et b) $\Delta\eta$ ($\Delta\phi$ fixé à 20 cristaux).

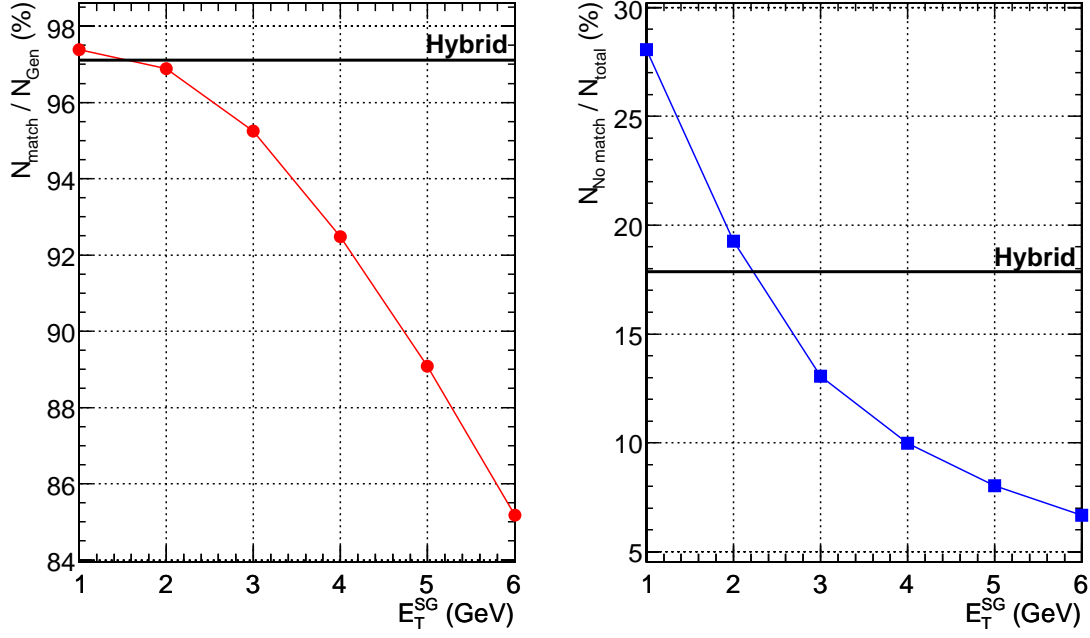


FIG. 7.64: a) Rapport du nombre de *super-clusters* concordant avec une particule générée N_{match} avec les critères $\Delta R < 0,05$ sur le nombre total de particules générées N_{gen} , en fonction du seuil E_T^{SG} . b) Rapport du nombre *super-clusters* ne concordant pas avec une particule générée le nombre total de *super-clusters* reconstruits. Ces résultats sont obtenus avec les événements $H \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow e^+ e^- e^+ e^-$. Les ligne noires représentent les valeurs obtenues avec l’algorithme *Hybrid*.

7.4.4.c Reconstruction de la masse invariante avec la position mesurée par le ECAL

Nous réalisons la même étude que pour les événements $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$. Les figures 7.65 et 7.66 montrent respectivement la masse invariante reconstruite, ainsi que le rapport $masse_{rec}/masse_{gen}$, pour l’algorithme *S9* et pour l’algorithme *Hybrid*, pour trois cas : sans correction du vertex, avec correction du vertex reconstruit et avec correction du vertex simulé. On indique également la valeur du σ_{eff} mesuré pour chaque cas. Nous observons ici également que, pour chaque cas, l’algorithme *S9* est toujours meilleur que l’algorithme *Hybrid*.

Dans cas de la résolution mesurée avec correction du vertex reconstruit, on observe, par rapport à la résolution mesurée avec association de la position de la particule générée, une dégradation de 7% de la résolution pour l’algorithme *S9* et de 4% pour l’algorithme *Hybrid*. Sans correction du vertex, cette dégradation est de 21% pour *S9* et 14% pour *Hybrid*.

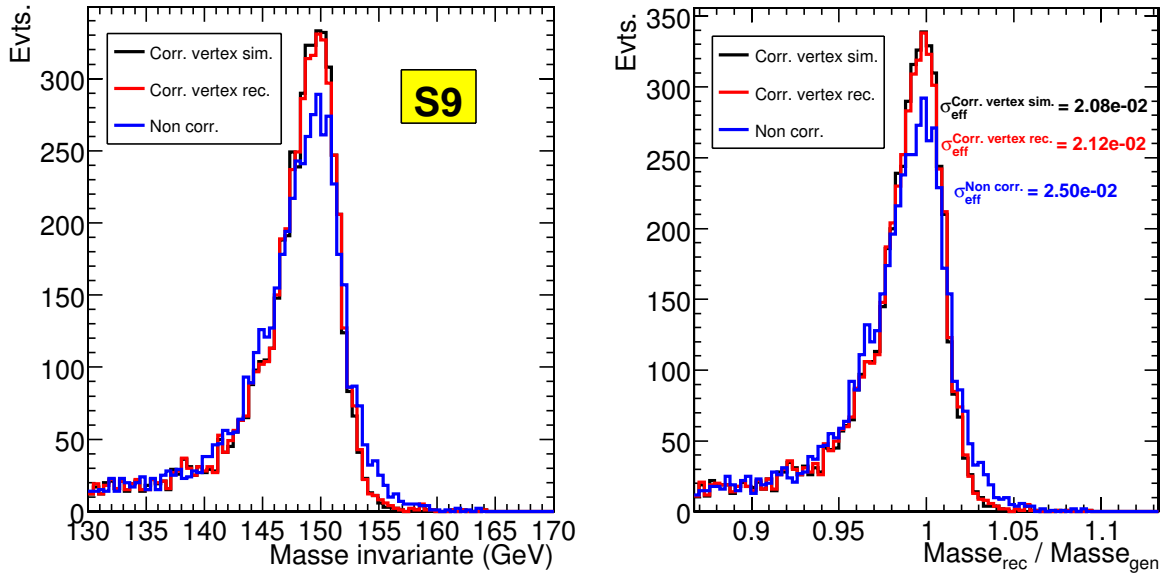


FIG. 7.65: Distribution de la masse invariante reconstruite (avec utilisation de la position mesurée par le ECAL) et du rapport $masse_{rec}/masse_{gen}$, sans correction du vertex (en bleu), avec correction du vertex simulé (en noir), et avec correction du vertex reconstruit (en rouge), avec l'algorithme *S9* pour les événements $H \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow e^+ e^- e^+ e^-$.

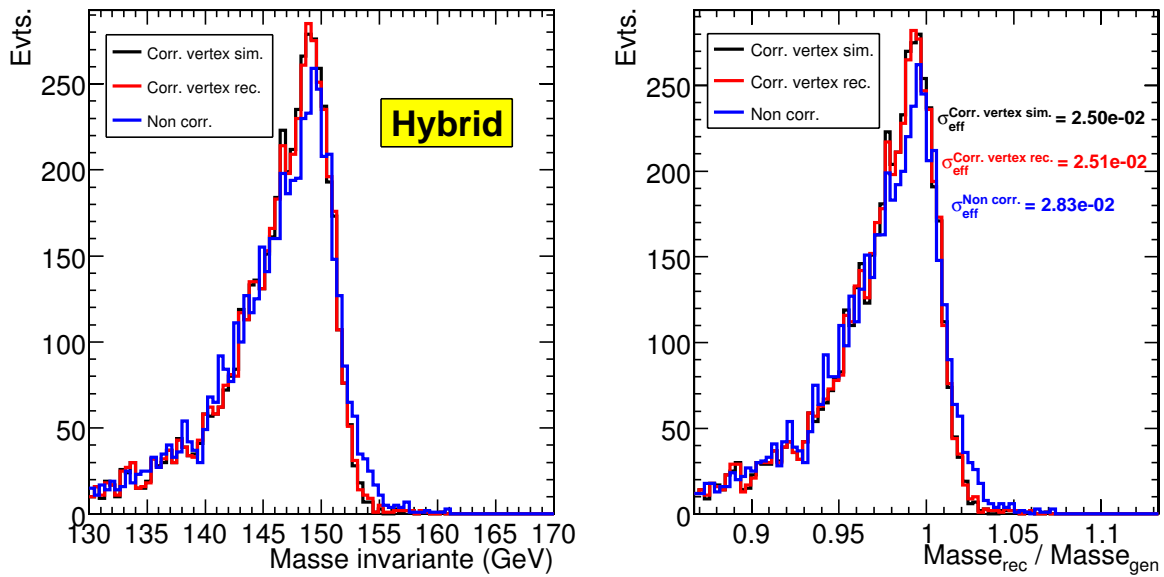


FIG. 7.66: Distribution de la masse invariante reconstruite (avec utilisation de la position mesurée par le ECAL) et du rapport $masse_{rec}/masse_{gen}$, sans correction du vertex (en bleu), avec correction du vertex simulé (en noir), et avec correction du vertex reconstruit (en rouge), avec l'algorithme *Hybrid* pour les événements $H \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow e^+ e^- e^+ e^-$.

7.4.5 Application aux événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ avec empiement

L'algorithme est à présent appliqué à la désintégration d'un boson de Higgs ayant une masse de 120 GeV. À cette masse, il peut se désintégrer en deux photons. Les procédures d'analyse sont les mêmes que pour les deux canaux précédents.

7.4.5.a Reconstruction de la masse invariante avec association de la position de la particule générée

La figure 7.67 montre la masse invariante reconstruite, ainsi que le rapport $masse_{rec}/masse_{gen}$, avec et sans correction de gerbe locale par la méthode $\ln(E2/E1)$. On observe une amélioration de 19% sur le σ_{eff} et de 28% sur le FWHM. La distribution non corrigée se normalise bien à 1 après correction.

La figure 7.68 représente la masse invariante reconstruite, ainsi que le rapport $masse_{rec}/masse_{gen}$, pour l'algorithme *S9* et pour l'algorithme de *ORCA*. Comme dans le cas des photons isolés, on obtient des résultats similaires pour les deux algorithmes.

La figure 7.69 représente respectivement les rapport $masse_{rec}/masse_{gen}$, pour l'algorithme *S9* et pour l'algorithme de *ORCA*, pour trois cas : lorsqu'aucun photon n'est converti (37 % des événements), lorsqu'un photon est converti (47% des événements) et lorsque les deux photons sont convertis (16% des événements). On observe ici également que les distributions des deux algorithmes sont équivalentes.

7.4.5.b Variation des seuils de l'algorithme

Les figures 7.70(a) et 7.70(b) montrent respectivement l'effet variation du seuil E_{S1} dont le minimum est à 0,3 GeV, et l'effet de la variation du seuil E_{S2} dont le minimum est à environ 0,011.

Les figures 7.71(a) et 7.71(b) montrent respectivement l'effet variation des seuils $\Delta\phi$ et $\Delta\eta$: pour $\Delta\phi$, on observe un minimum à 20 et pour $\Delta\eta$ un minimum à 3.

Les figures 7.72(a) et 7.72(b) illustrent l'efficacité de reconstruction des *super-clusters* et le pourcentage de bruit en fonction du seuil E_T^{SG} : pour un seuil de 1 GeV, le pourcentage de bruit est d'environ 37%, soit un peu plus élevé que la valeur obtenue avec l'algorithme *Hybrid* qui est de 23%. Néanmoins, comme pour les deux ensembles précédents, on observe que ce seuil peut être monté jusqu'à 2 GeV pour avoir un pourcentage de bruit équivalent entre les deux algorithmes tout en gardant une efficacité équivalente d'environ 99,7%.

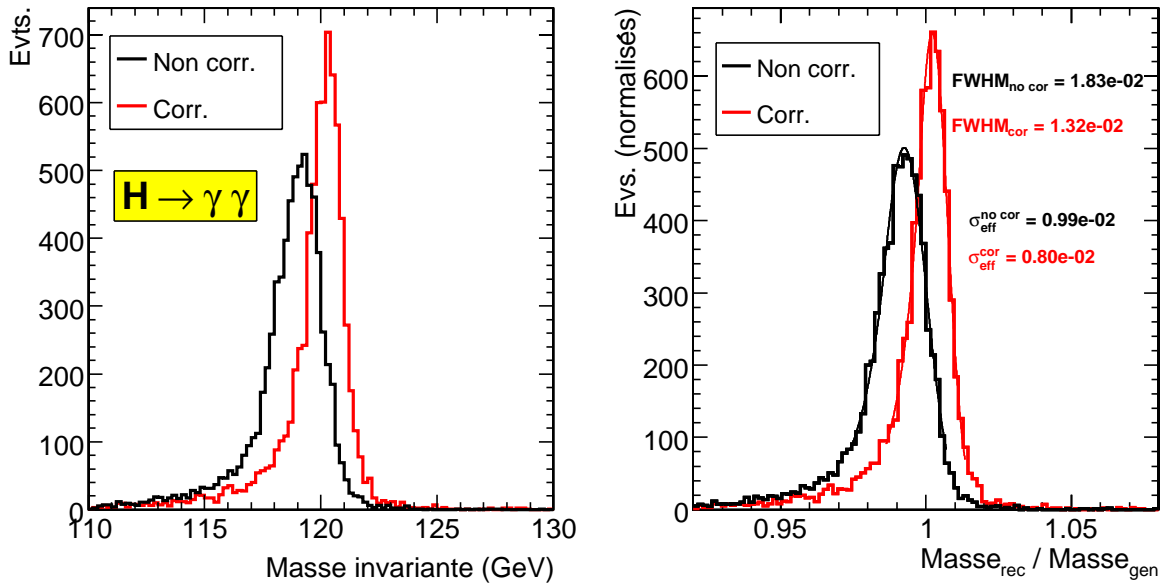


FIG. 7.67: Distribution de la masse invariante reconstruite (avec association de la position au vertex de la particule générée) et du rapport $masse_{rec}/masse_{gen}$, sans (en noir) et avec (en rouge) correction de gerbe locale par la méthode $\ln(E2/E1)$, pour les événements $H \rightarrow \gamma\gamma$.

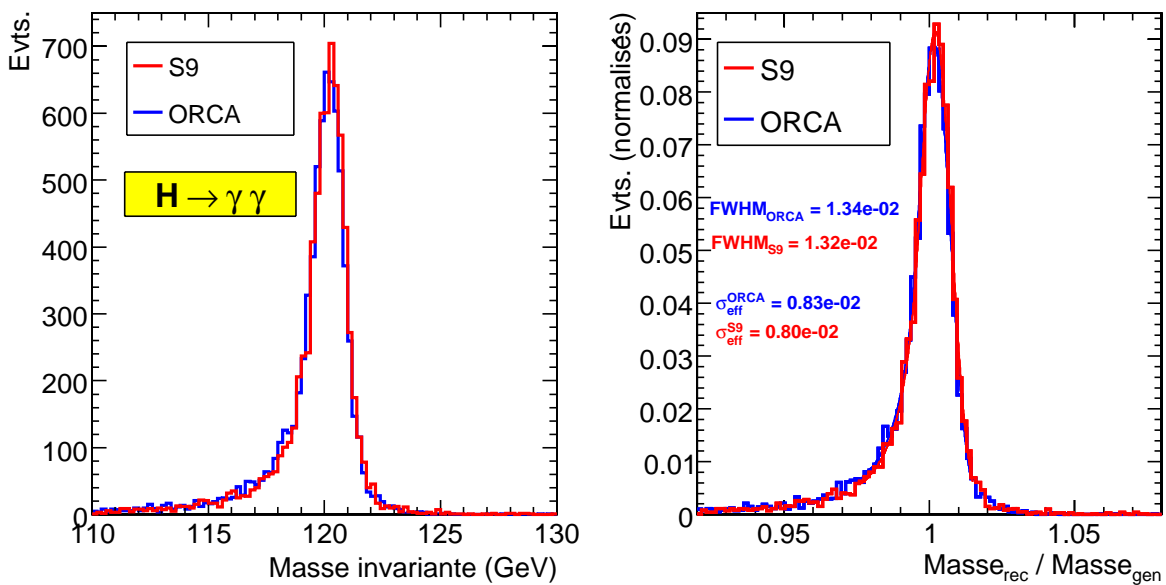


FIG. 7.68: Distribution de la masse invariante reconstruite (avec association de la position au vertex de la particule générée) et du rapport $masse_{rec}/masse_{gen}$ (avec normalisation du nombre d'événements à 1), pour l'algorithme *S9* (en rouge) et pour l'algorithme par défaut dans *ORCA* (en bleu), pour les événements $H \rightarrow \gamma\gamma$.

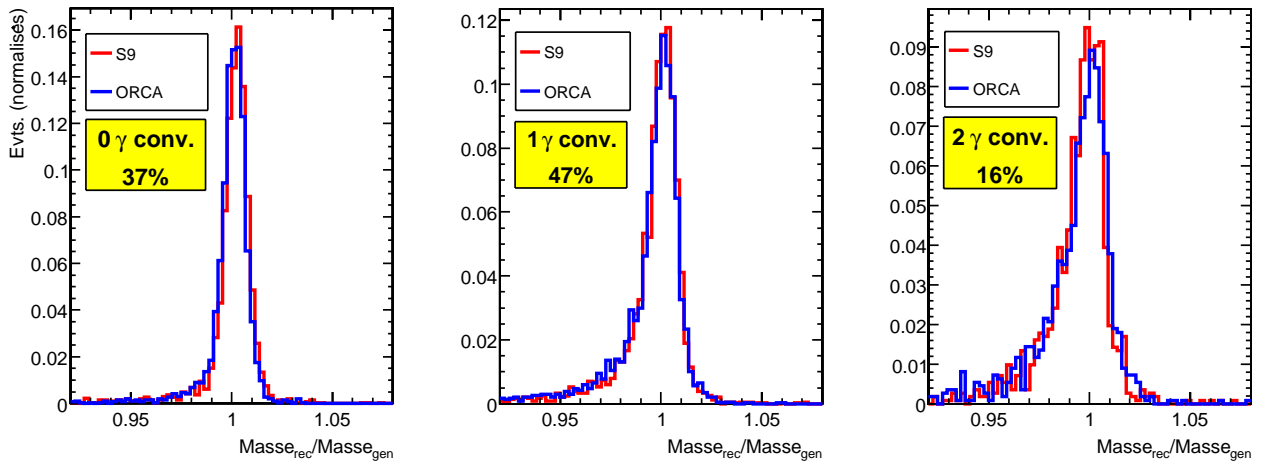


FIG. 7.69: Distribution du rapport $masse_{rec}/masse_{gen}$ (avec association de la position au vertex de la particule générée) obtenu avec l'algorithme *S9* pour trois cas : sans conversion de γ , avec conversion d'un des γ et avec conversion des deux γ .

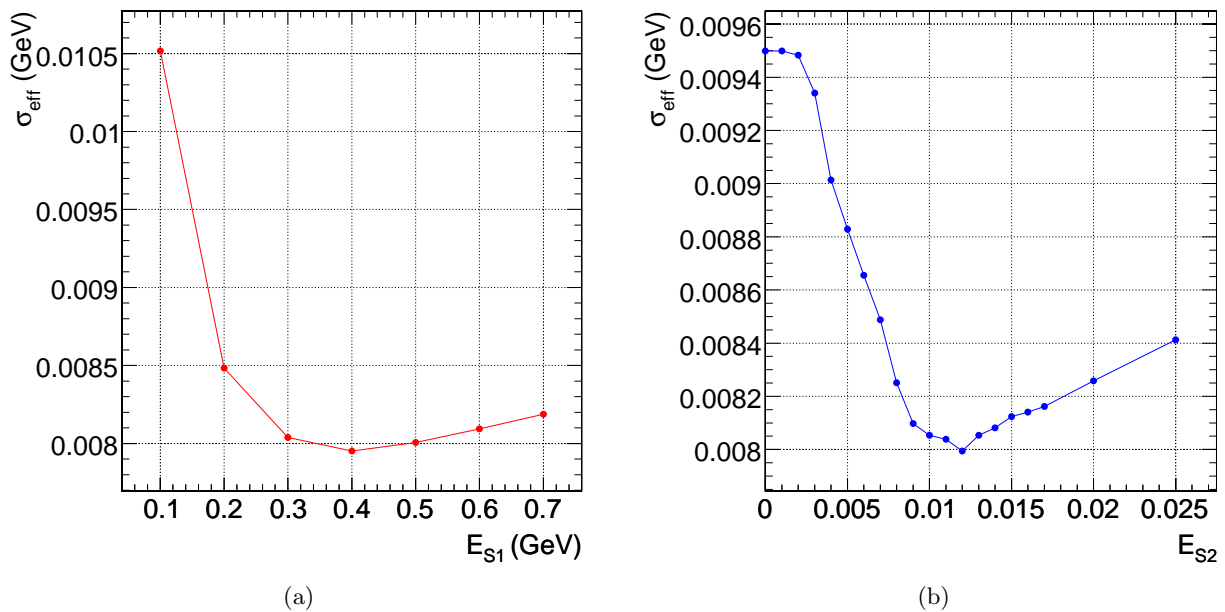


FIG. 7.70: σ_{eff} de la distribution $masse_{rec}/masse_{gen}$ des événements $H \rightarrow \gamma\gamma$, en fonction du seuil a) E_{S1} (E_{S2} fixé à 0,011) et b) E_{S2} (E_{S1} fixé à 0,3 GeV).

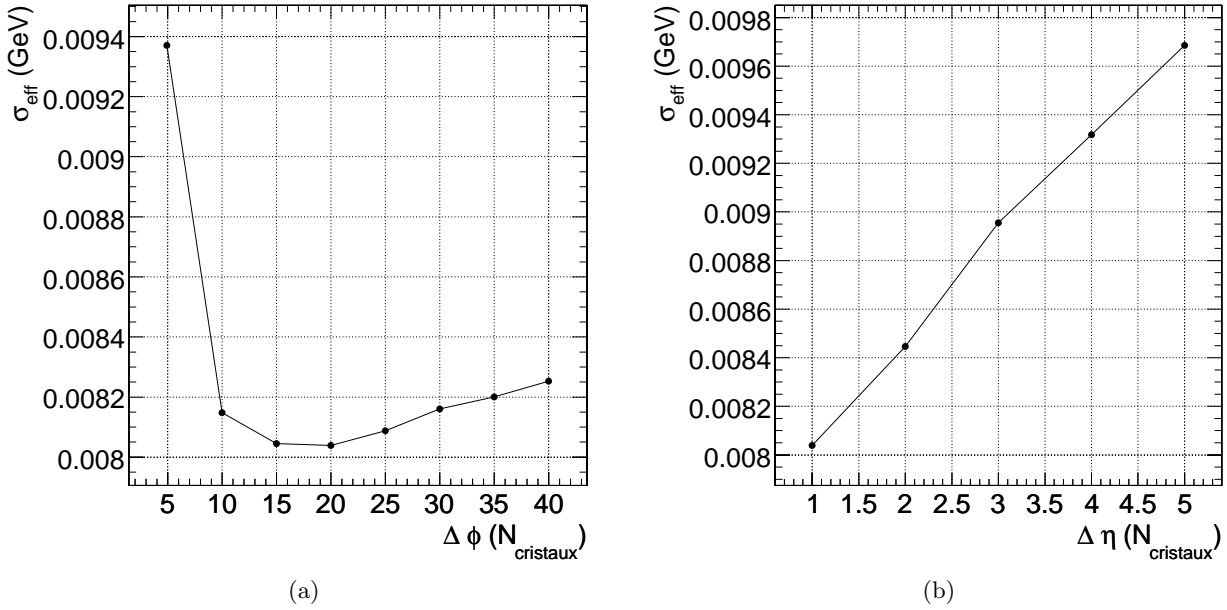


FIG. 7.71: σ_{eff} de la distribution $masse_{rec}/masse_{gen}$ des événements $H \rightarrow \gamma\gamma$, en fonction du seuil a) $\Delta\phi$ (fixé $\Delta\eta$ à 1 cristal) et b) $\Delta\eta$ ($\Delta\phi$ fixé à 20 cristaux).

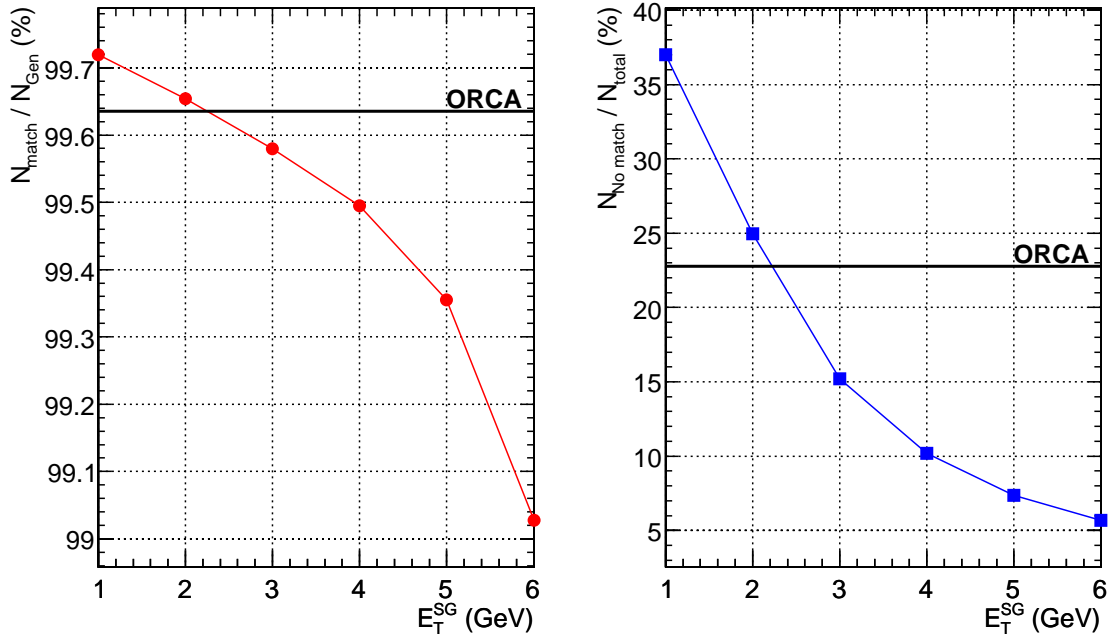


FIG. 7.72: a) Rapport du nombre de *super-clusters* concordant avec une particule générée N_{match} avec les critères $\Delta R < 0,05$ sur le nombre total de particules générées N_{gen} , en fonction du seuil E_T^{SG} . b) Rapport du nombre *super-clusters* ne concordant pas avec une particule générée le nombre total de *super-clusters* reconstruits. Ces résultats sont obtenus avec les événements $H \rightarrow \gamma\gamma$. Les ligne noires représentent les valeurs obtenues avec l'algorithme de ORCA.

7.4.5.c Reconstruction de la masse invariante avec la position mesurée par le ECAL

La position mesurée par le ECAL va être cruciale dans le cas du canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ car les photons étant neutres, ils ne laissent pas de traces dans le trajectomètre et leurs trajectoires ne sont pas courbées par le champ magnétique. La position (η, ϕ) au vertex des deux photons est donc déterminée uniquement par la position d'impact mesurée par le ECAL corrigée du vertex principal. Nous avons vu que le ECAL permet d'avoir une mesure très précise de l'impact des particules : une résolution précise sur la masse du Higgs va être alors principalement contrainte par la détermination du vertex principal.

Les figures 7.65 et 7.66 montrent respectivement la masse invariante reconstruite, ainsi que le rapport $masse_{rec}/masse_{gen}$, pour l'algorithme *S9* et pour l'algorithme de *ORCA*, pour trois cas : sans correction du vertex, avec correction du vertex reconstruit et avec correction du vertex simulé. On indique également la valeur du σ_{eff} mesuré pour chaque cas. On observe, par rapport à la résolution mesurée avec association de la position de la particule générée, une dégradation de 25% lors de la correction du vertex reconstruit, et de 50% sans correction du vertex, ceci montrant le rôle important de la détermination du vertex. Pour l'algorithme *ORCA*, les dégradations sont respectivement de 25% et 50% également.

Nous avons vu dans le paragraphe 7.3.4.c que la résolution en position pour les photons de l'algorithme *S9* est légèrement meilleure que pour l'algorithme de *ORCA*. Cependant, même en utilisant cette position dans la reconstruction, les deux algorithmes présentent toujours des résultats similaires : cette légère amélioration de la résolution en position a un effet négligeable.

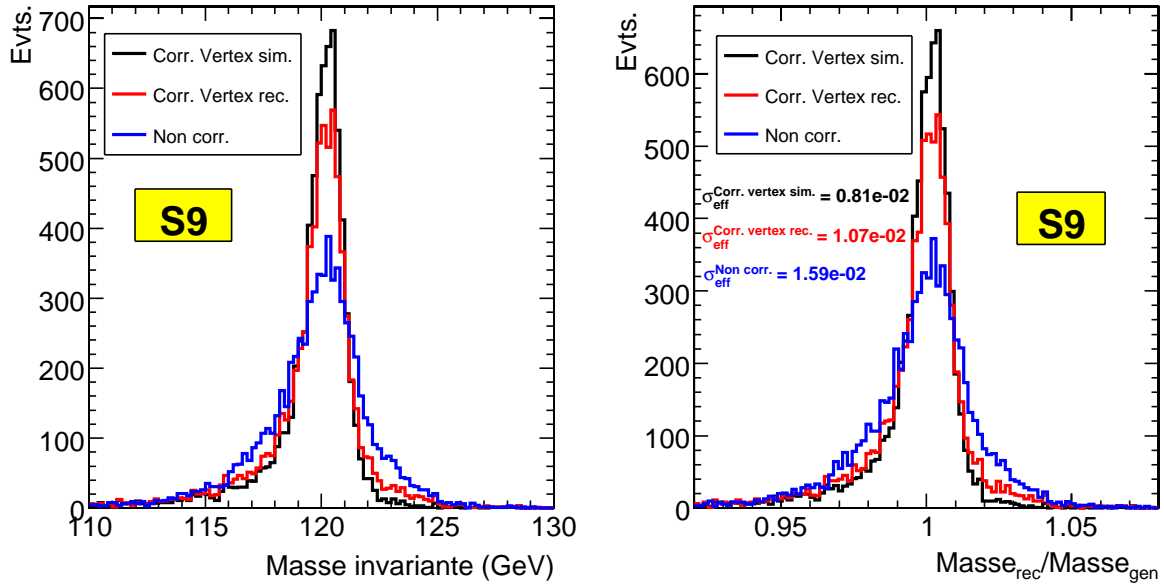


FIG. 7.73: Distribution de la masse invariante reconstruite (avec utilisation de la position mesurée par le ECAL) et du rapport $masse_{rec}/masse_{gen}$, sans correction du vertex (en bleu), avec correction du vertex simulé (en noir), et avec correction du vertex reconstruit (en rouge), avec l'algorithme *S9* pour les événements $H \rightarrow \gamma\gamma$.

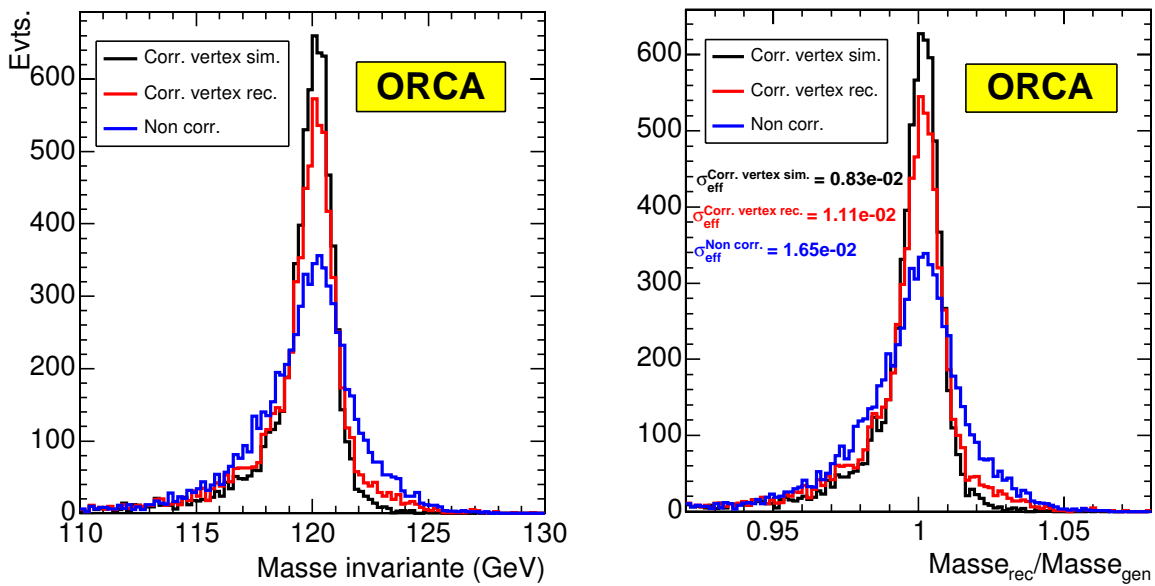


FIG. 7.74: Distribution de la masse invariante reconstruite (avec utilisation de la position mesurée par le ECAL) et du rapport $masse_{rec}/masse_{gen}$, sans correction du vertex (en bleu), avec correction du vertex simulé (en noir), et avec correction du vertex reconstruit (en rouge), avec l'algorithme de *ORCA* pour les événements $H \rightarrow \gamma\gamma$.

7.5 Conclusion

La tableau 7.5 suivant résume les résultats obtenus sur les différents ensembles analysés. Nous avons vu dans ce chapitre que l'utilisation de la méthode $\ln(E2/E1)$ est possible lors de reconstruction de l'énergie des électrons et des photons, ceci grâce un algorithme basé sur l'utilisation de matrices de 3×3 cristaux. L'avantage de cet algorithme est d'être similaire pour les électrons et les photons, et de bien séparer les différentes corrections de gerbe locales et globale, ainsi que les pertes d'énergie dans le trajectomètre. Cet algorithme a été étudié et a montré de bon résultats avec les canaux de physiques $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, $H \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ et $H \rightarrow \gamma\gamma$ où le ECAL jouera un rôle important.

L'application de la méthode de correction $\ln(E2/E1)$ permet une amélioration des résolutions sur les masses invariantes reconstruites :

- pour les électrons, l'amélioration moyenne est d'environ 1,5% sur le σ_{eff} (environ 6% sur le FWHM) ; les corrections améliorent moyennement la résolution car dans une majorité de cas, la distribution en énergie dans les matrices de cristaux est modifiée par la présence de photons de bremsstrahlung, et les corrections ne sont appliquées que selon la direction η .
- pour les photons, l'amélioration moyenne est d'environ 16% sur le σ_{eff} (environ 26% sur le FWHM) ; cette amélioration est importante grâce à environ 60% des photons (dans la région $|\eta| < 1,4$) ne se convertissant pas dans le trajectomètre et dont l'énergie est reconstruite avec une matrice 3×3 unique pour laquelle les corrections de gerbe locales peuvent être appliquées selon les deux directions η et ϕ .

Lors de la comparaison avec les algorithmes officiels de reconstruction présents dans *ORCA* :

- pour les électrons, on mesure avec l'algorithme *S9* une amélioration moyenne de 23% (environ 18% sur le FWHM) par rapport à l'algorithme officiel *Hybrid*.
- pour les photons, les résultats obtenus avec l'algorithme *S9* et l'algorithme officiel utilisé dans *ORCA* sont similaires : l'amélioration obtenue avec l'algorithme *S9* est de l'ordre du pour cent.

Enfin, lorsqu'on utilise la position d'impact mesurée par le ECAL pour reconstruire la masse invariante du boson de Higgs, on observe une dégradation de la résolution par rapport au cas "idéal" où l'on utilise la position générée au vertex :

- dans les canaux $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ et $H \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow e^+e^-e^+e^-$, cette dégradation est d'environ 10% si l'on corrige du vertex reconstruit, et d'environ 20% sans aucune correction de vertex.
- dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$, cette dégradation est d'environ 25% si l'on corrige du vertex reconstruit, et d'environ 50% sans aucune correction de vertex. Cela montre que dans ce canal, la détermination de la position du vertex sera cruciale afin d'avoir une bonne résolution en masse du boson de Higgs.

Algorithme	Largeurs ($\times 10^{-2}$)	e^+e^-	$\gamma\gamma$	Z^0 $\rightarrow e^+e^-$	H $\rightarrow Z^0Z^0$	H $\rightarrow \gamma\gamma$
<i>Position de la particule générée</i>						
S9 non corr.	FWHM	3,05	1,82	2,99	3,01	1,83
	σ_{eff}	2,12	1,08	1,94	1,99	0,99
S9 corr.	FWHM	2,80	1,39	2,73	2,94	1,32
	σ_{eff}	2,09	0,92	1,90	1,98	0,80
$\frac{\sigma_{S9\ nc} - \sigma_{S9\ c}}{\sigma_{S9\ nc}}$	FWHM	8%	24%	9%	2%	28%
	σ_{eff}	1,5%	15%	2%	0,5%	18%
ORCA	FWHM	3,29	1,39	3,33	3,66	1,34
	σ_{eff}	2,90	0,98	2,44	2,42	0,83
$\frac{\sigma_{ORCA} - \sigma_{S9\ c}}{\sigma_{ORCA}}$	FWHM	15%	0%	18%	20%	1%
	σ_{eff}	28%	6%	22%	19%	3%
<i>Position mesurée par le ECAL</i>						
S9 corr.	σ_{eff} sans vtx	-	-	2,51	2,50	1,59
	σ_{eff} vtx rec	-	-	2,15	2,12	1,07
	σ_{eff} vtx sim	-	-	2,00	2,08	0,81
ORCA	σ_{eff} sans vtx	-	-	2,97	2,83	1,65
	σ_{eff} vtx rec	-	-	2,66	2,51	1,11
	σ_{eff} vtx sim	-	-	2,50	2,50	0,83

TAB. 7.5: Résumé des largeurs mesurées (FWHM et σ_{eff}) des distributions $masse_{rec}/masse_{gen}$ pour l'algorithme S9 sans correction $\ln(E2/E1)$ ("non corr."), avec correction $\ln(E2/E1)$ ("corr.") et pour les algorithmes par défaut de ORCA. Les différences en pourcentage avec et sans correction $\ln(E2/E1)$, ainsi qu'entre les algorithmes S9 et ORCA, sont indiquées par les cases pleines. Les mesures du σ_{eff} obtenues avec la position mesurée par le ECAL sont indiquées, sans correction du vertex ("sans vtx"), avec correction du vertex reconstruit ("vtx rec") et avec correction du vertex simulé ("vtx sim").

Conclusion

Cette thèse a été préparée au sein de la collaboration CMS, expérience située sur le grand collisionneur LHC du CERN qui aura pour objectif principal la recherche du boson de Higgs, dernière particule prédite par le Modèle Standard non encore observée. Cette expérience, qui enregistra ses premières données en 2008, est équipée d'un calorimètre électromagnétique extrêmement performant constitué de cristaux scintillants de tungstate de plomb, qui, grâce à son excellente résolution en énergie, jouera un rôle majeur dans la recherche d'un boson de Higgs se désintégrant en deux photons ou en quatre électrons.

Les tests en faisceau d'une partie de ce calorimètre réalisés en 2004 et présentés dans la première partie de cette thèse ont permis de mieux comprendre la mesure de l'énergie dans le détecteur faite avec des matrices de 9 (3×3) ou 25 (5×5) cristaux. Grâce à la méthode de correction $\ln(E2/E1)$ utilisant seulement l'énergie contenue dans les cristaux, nous avons pu corriger la variation de la mesure de l'énergie avec la position d'impact de la particule incidente et ainsi optimiser la résolution en énergie. Nous avons montré que la différence quadratique entre la résolution mesurée avec un impact uniforme sur toute la surface du cristal et celle mesurée lorsque les événements sont sélectionnés au centre du cristal était inférieure à 0,5%. Les termes des courbes de résolution en fonction de l'énergie ont été mesurés pour un impact uniforme et pour un impact central ; les valeurs typiques des termes stochastique, constant et de bruit mesurés avec une matrice 3×3 pour une incidence centrale sont respectivement de 2,8%, 0,3% et 125 MeV, ce qui correspond aux valeurs prédites dans le "Technical Design Report" du détecteur. Nous avons également étudié les espaces inter-modules et nous avons montré que leur effets peuvent être corrigés dans le cadre de la méthode $\ln(E2/E1)$.

Le dernier chapitre de cette thèse a présenté une application de cette méthode de correction aux électrons et aux photons engendrés par une simulation complète de CMS. La reconstruction de l'énergie des photons et des électrons est considérablement compliquée par rapport à la configuration des tests en faisceau, en raison de la quantité importante de matière devant le calorimètre et du champ magnétique intense présent dans la partie centrale du détecteur CMS. Nous avons donc développé un algorithme de reconstruction de l'énergie calorimétrique des électrons et des photons dans le tonneau basé sur l'utilisation de matrices de 9 cristaux, pour tenir compte de cette complication et appliquer la méthode de correction étudiée en tests en faisceau. Cet algorithme a été testé sur des événements de physique $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, $H \rightarrow Z^0Z^0 \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ et $H \rightarrow \gamma\gamma$, simulés avec une luminosité du LHC de $10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et a été comparé aux algorithmes officiels. L'application de la méthode de correction $\ln(E2/E1)$ permet d'avoir une amélioration significative de la résolution, notamment pour les photons dont la probabilité d'arriver à la surface du ECAL sans interagir dans la matière du trajectomètre, est beaucoup plus importante que pour les électrons. Cet algorithme a montré des résultats similaires aux algorithmes officiels pour la reconstruction de l'énergie calorimétrique des photons, et meilleurs d'environ 20% pour la reconstruction de l'énergie calorimétrique des électrons. Une intégration de cet algorithme dans le nouveau logiciel de reconstruction de CMS est en cours.

Remerciements

Je tiens à remercier en tout premier lieu mon directeur de thèse Patrick Jarry pour ses nombreux conseils, sa patience et son soutien constant tout au long de ces trois ans.

J'exprime également ma reconnaissance à tous les membres du groupe CMS du CEA Saclay qui m'ont accueilli, et qui, grâce à leur grande compétence et leur professionnalité, ont pu m'apporter une aide précieuse sur mon travail durant cette thèse. Je remercie particulièrement, pour les relectures et les corrections amenées à mon manuscrit de thèse, Elizabeth Locci, Gautier Hamel de Monchevault, Marc Dejardin, Jean-Louis Faure, Patrice Verrecchia, et Alain Givernaud. J'en profite pour remercier tous les chercheurs et le personnel technique et administratif du Service de Physique des Particules que j'ai pu côtoyer et qui m'ont aidé à un moment ou à un autre.

Je voudrais remercier mes collègues de bureau transalpins, Carlo Schimd et Dario Motta, qui m'ont supporté pendant trois ans, toujours avec gentillesse et bonne humeur. Une pensée également pour tous les thésards, post-doc et jeunes chercheurs qui ont croisé ma route et avec qui j'ai partagé un repas ou un café : un grand merci particulièrement à Jeremy Argyriades et Marc Goulette pour nos nombreuses discussions de physique (ou pas!), et à Stéphanie Beauceron pour son aide et ses conseils durant ma thèse.

Je remercie les rapporteurs de cette thèse Pierre Antilogus et Yves Sirois pour la lecture de mon manuscrit et l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail. Merci également aux autres membres du jury qui ont accepté de juger ce travail : Jacques Chauveau, Bernard Ille et Philippe Schwemling.

Je termine par un grand remerciement à mes parents, auxquels je dédie mon manuscrit de thèse.

Bibliographie

- [1] S.L. Glashow. . *Nucl.Phys*, 22 :579, 1961.
- [2] S.Weinberg. . *Phys.Rev.Lett*, 19 :1264, 1967.
- [3] A.Salam. . *Elementary Particle Theory*, page 367, 1969.
- [4] J. Iliopoulos S.L. Glashow et L. Maiani. . *Phys.Rev.Lett*, page 1285, 1970.
- [5] L3 ALEPH, DELPHI et OPAL. The LEP working group for Higgs boson searches. *Phys. Lett.*, B565 :61, 2003.
- [6] I.J.R Aitchinson. Field Theory and Standard Model. *Lecture from CERN European School of High Energy Physics*, 2003.
- [7] A.Pich. The Standard Model of the Electroweak Interactions. *hep-ph/0502010*, 2005.
- [8] I.Puljak. Potentiel de découverte du boson de Higgs dans le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e$ avec le détecteur CMS. Contribution à la construction du calorimètre électromagnétique de CMS. *Thèse de doctorat*, 2000.
- [9] J.Donini. Contribution à la construction et à la simulation du calorimètre électromagnétique de CMS au LHC. *Thèse de doctorat*, 2002.
- [10] J.Goldstone. . *Nuov.Cim*, 19 :154, 1961.
- [11] P.W. Higgs. . *Phys.Rev*, 145 :1554, 1966.
- [12] S. Dawson. The Standard Model Intermediate Mass Higgs Boson. *ArXiv High Energy Physics - Phenomenology e-prints*, March 1997.
- [13] Thomas Hambye et Kurt Riesselmann. Matching conditions and higgs boson mass upper bounds reexamined. *Phys. Rev. D*, 55(11) :7255–7262, Jun 1997.
- [14] K.Riesselmann. Limitation of a Standard Model Higgs Boson. *hep-ph/0711456*, 1997.
- [15] LEP Electroweak Working group. Status of March 2007. .
- [16] J.R. Espinosa et M. Quirós. . *Phys. Re. Lett*, 81, 1998.
- [17] M.Carena et al. Report of the Tevatron Higgs Working Group. *hep-ph/0010338*, 2000.
- [18] M. Spira. QCD Effects in Higgs Physics. *hep-ph/9705337*.
- [19] The CMS collaboration. CMS ECAL Technical Design Report. *CERN/LHCC 97-33*.
- [20] The ATLAS collaboration. ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report. *CERN/LHCC 99-14/15*.
- [21] The LHCb collaboration. LHCb Technical Proposal. *CERN/LHCC-98-04*.
- [22] The ALICE collaboration. ALICE Technical Proposal. *CERN/LHCC 95-71*.
- [23] The CMS Magnet System collaboration. The CMS Magnet Project Technical Design Report. *CERN/LHCC 97-10*.
- [24] The CMS Tracker collaboration. The CMS Tracker Project Technical Design Report. *CERN/LHCC 98-6*.
- [25] The CMS collaboration. The CMS Physics Technical Design Report Volume 1 : Detector performance and software. *CERN/LHCC 2006-001*.
- [26] The CMS HCAL collaboration. The CMS HCAL Technical Design Report. *CERN/LHCC 97-31*.
- [27] The CMS Muon System collaboration. The CMS Muon Technical Design Report. *CERN/LHCC 97-32*.

- [28] The CMS TriDAS collaboration. The CMS Trigger and Data Acquisition System Technical Design Report. *CERN/LHCC 2000 - 38*.
- [29] C. Seez. The CMS Trigger System. *CMS CR-2003/008*.
- [30] S. Eidelman et al. Review of Particle Physics. *Physics Letters B*, 592 :1+, 2004.
- [31] B. Rossi. *High-Energy Particles*. Prentice-Hall, 1952.
- [32] M. J. Berger et S. M. Seltzer. Tables of Energy Losses and Ranges of Electrons and Positrons. In *Studies in Penetration of Charged Particles in Matter*, pages 205–+, 1964.
- [33] F. Gautheron et A. Givernaud. About the Electromagnetic Shower lateral Profile in the Lead Tungstate. *CMS NOTE 1997/037*.
- [34] J-C Vanel. Étude et caractérisation de photodiodes à avalanche en silicium pour le calorimètre électromagnétique de CMS. *Thèse de doctorat de physique de l'université Joseph Fourier*.
- [35] Riccardo Paramatti. Crystal Properties in the Electromagnetic Calorimeter of CMS. *CMS CR-2006/064*.
- [36] E. Auffray et al. Improvement of Several Properties of Lead Tungstate Crystals with Different Doping Ions. *CMS NOTE-1997/054*.
- [37] D. Graham et C. Seez. Simulation of Longitudinal Light Collection Uniformity in PbWO4 crystals . *CMS NOTE-1996/002*.
- [38] E. Auffray et al. Development of a Uniformisation Procedure for the PbW04 Crystals of the CMS Electromagnetic Calorimeter. *CMS NOTE-2001/004*.
- [39] X. Qu et al. Radiation Induced Color Centers and Light Monitoring for Lead Tungstate Crystals. *CMS NOTE-1999/069*.
- [40] The CMS Preshower collaboration. Engineering Design Review. *November 2000*.
- [41] P. Bonamy et al. The ECAL Calibration : Use of the Light Monitoring System. Version 2.0. *CMS NOTE-1998/013*.
- [42] F.X Gentit. Litrani : a General Purpose Monte-Carlo Program Simulating Light Propagation In Isotropic or Anisotropic Media. *CMS NOTE-2001/044*.
- [43] A. Van Lysebetten et P. Verrecchia. Performance and Measurements of the Light Monitoring System for CMS-ECAL from 2002 Test Beam Data. *CMS RN-2004/001*.
- [44] G. Daskalakis et I. van Vulpen. Position Resolution in the CMS ECAL Using 2003 Testbeam Data. *CMS IN-2004/024* .
- [45] P.Grafström. The momentum resolution of the H4 beam for secondary beams in filter mode optics. *CERN-SL-Note 97-81(EA)*.
- [46] R.Brunelière et A.Zabi. Amplitude reconstruction in the CMS electromagnetic calorimeter with the weights method. *CMS Note 2005/050*.
- [47] P.Paganini et I.Van Vulpen. Pulse amplitude reconstruction in the CMS ECAL using the weights method. *CMS Note 2004/025*.
- [48] Th.Frisson et Ph.Miné. A GEANT4 simulation of the CMS ECAL supermodule barrel in the test beam. *CMS IN 2004/001*.
- [49] M.Dejardin. Linearity study of the CMS-ECAL response. *CMS IN-2006/023*.
- [50] P.Govoni G.Franzoni, A.Ghezzi et C.Rovelli. Intercalibration for CMS ECAL at 2003 H4 test beam. *CMS Note 2004/046*.
- [51] J.Descamps et P.Jarry. Periodic position dependance of the energy measured in the CMS electromagnetic calorimeter. *CMS Note 2006/045*.
- [52] E.Locci. Photon reconstruction in CMS ECAL, application to $H \rightarrow \gamma\gamma$. *CMS IN 2004/007*.
- [53] A.Givernaud V.Daponte et E.Locci. Study of the polar cracks in the electromagnetic calorimeter : the photon case. *CMS Note 1997/087*.
- [54] A.Givernaud et E.Locci. Study of the azimuthal cracks in the electromagnetic calorimeter : the electron and positron case. *CMS Note 1998/032*.

- [55] A.Givernaud et E.Locci. Study of the azimuthal cracks in the electromagnetic calorimeter : the photon case. *CMS TN 96-014*.
- [56] The CMS ECAL collaboration. Energy resolution performance of the CMS electromagnetic calorimeter. *CMS NOTE 2006/xxx*.
- [57] Tout sur CMKIN. <http://cmsdoc.cern.ch/cmsoo/projects/CMKIN/>.
- [58] Tout sur GEANT4. <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>.
- [59] Tout sur ORCA. <http://cmsdoc.cern.ch/orca/>.
- [60] C. Seez P. Vikas E. Meschi, T. Monteiro. Electron Reconstruction in the CMS Electromagnetic Calorimeter. *CMS NOTE-2001/034*.
- [61] C. Charlot et I. Puljak. Finding Electrons Using Tracks : Track-Cluster Matching. *CMS IN-2000/007*.
- [62] F. Ferri N. Godinovic P.Meridiani I. Puljak R. Salerno Y. Sirois S. Baffioni, C. Charlot. Discovery Potential for the SM Higgs Boson in the $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow e^+ e^- e^+ e^-$ Decay Channel. *CMS NOTE-2006/115*, 2006.
- [63] F. Ferri D. Futyan P. Meridiani I. Puljak C. Rovelli R. Salerno Y. Sirois S. Baffioni, C. Charlot. Electron reconstruction in CMS. *CMS NOTE-2006/040*.