

Chapitre X

Dispositif expérimental

Sommaire

1	Introduction	1
2	Le CERN	2
2.1	Les origines du CERN	2
2.2	Réalisations du CERN	2
2.3	Les accélérateurs du CERN	3
3	Le LHC : <i>Large Hadron Collider</i>	3
3.1	Exploitation du LHC	3
3.2	Accélération de protons	5
3.3	Collisions de protons	5
3.4	Luminosité, nombre d'événements et statistiques	7
3.5	L'empilement	9
3.6	Les expériences du LHC	9
4	L'expérience CMS : <i>Compact Muon Solenoïd</i>	10
4.1	Vue d'ensemble et système de coordonnées	10
4.2	Le solénoïde	11
4.3	Le trajectographe	13
4.4	Le calorimètre électromagnétique ou ECAL	14
4.5	Le calorimètre hadronique ou HCAL	17
4.6	Les chambres à muons	18
4.7	Prise de données à CMS	20
5	Reconstruction des événements	21
5.1	Éléments d'identification du <i>Particle Flow</i>	22
5.2	Identification et reconstruction des particules	24
5.3	Énergie transverse manquante	29
5.4	Reconstruction des jets	30
5.5	Taus hadroniques	36
6	Simulation d'événements	38
6.1	Génération d'événements	38
6.2	Simulation du détecteur	39
6.3	Corrections apportées aux simulations	39
7	Conclusion	44

1 Introduction

L'étude des particules fondamentales présentées au chapitre 1 nécessite des conditions expérimentales particulières. En effet, hormis le photon et les fermions de la première génération, la plupart d'entre elles ont une durée de vie inférieure à la nanoseconde. Il faut donc dans un premier temps les créer. Dans certains cas, les conditions naturelles le permettent. Par exemple, les rayons cosmiques issus du Soleil produisent de nombreuses particules lors de leur interaction avec l'atmosphère. Leur

2 CHAPITRE X. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

étude a ainsi permis la découverte des muons [1]. Toutefois, les particules les plus massives nécessitent des gammes d'énergies bien plus élevées afin d'être produites et certains processus du modèle standard ont une faible section efficace, c'est-à-dire une faible probabilité de survenir. La caractérisation des particules de l'Univers ne peut donc se faire uniquement par des observations de processus naturels.

Le Grand Collisionneur de Hadrons (LHC, *Large Hadron Collider*) [2-4] de l'organisation européenne pour la recherche nucléaire ou CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) [5] permet de réaliser des collisions entre particules. Cet environnement expérimental, contrôlé, permet d'atteindre des échelles d'énergies suffisantes pour produire des particules de haute masse et ce en très grand nombre. Ces conditions sont nécessaires afin de d'observer et de caractériser certaines particules fondamentales comme le boson de Higgs [6-10].

Le CERN, présenté dans la section 2, possède plusieurs collisionneurs de particules dont le plus grand et le plus puissant à ce jour, le LHC, est introduit dans la section 3. La section 4 présente le détecteur CMS, installé au LHC, dont les données expérimentales sont utilisées dans cette thèse. Les particules ne sont pas observées en tant que telles dans le détecteur, seuls des signaux de leur passage sont récoltés. La reconstruction des particules physiques à partir de ces signaux est décrite dans la section 5. La compréhension et la validation des phénomènes fondamentaux liés au modèle théorique étudié nécessite quand à lui la comparaison des données récoltées expérimentalement avec des données simulées, ce qui est abordé dans la section 6.

2 Le CERN

2.1 Les origines du CERN

L'acronyme « CERN » signifie Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire. Sa création est motivée par l'état de la recherche scientifique en Europe après la Seconde Guerre Mondiale [5]. Des scientifiques comme Raoul DAUTRY, Pierre AUGER ou Niels BOHR envisagent la création d'un laboratoire européen de physique atomique, considérée comme fondamentale à cette époque, n'ayant aucun but militaire. Leur objectif est de stopper la fuite des cerveaux vers l'Amérique, d'unifier l'Europe et de lui donner les moyens d'avoir une infrastructure de recherche de calibre mondial.

Le 9 décembre 1949, Louis DE BROGLIE propose officiellement la création d'un laboratoire européen. C'est en décembre 1951, lors d'une conférence de l'Unesco à Paris, qu'est adoptée une résolution pour la mise en place d'un Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire ayant pour objectif de créer une convention pour un laboratoire européen sous 18 mois. Le site de Meyrin, au Nord-Ouest de Genève, est choisi en octobre 1952 pour sa position centrale vis-à-vis des pays européens et la neutralité militaire suisse. Les travaux commencent dès le printemps 1954.

Lors de la sixième session du Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, la convention établissant l'organisation européenne pour la recherche nucléaire est adoptée par les douze pays membres fondateurs : l'Allemagne (ex-RFA), la Belgique, le Danemark, la France, la Grèce, l'Italie, la Norvège, les Pays-Bas, le Royaume-Uni, la Suède, la Suisse et l'ex-Yougoslavie. La ratification est terminée le 29 septembre 1954. Le Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire est alors dissous, mais l'acronyme CERN est resté attaché à l'organisation européenne pour la recherche nucléaire.

2.2 Réalisations du CERN

Le CERN a permis de réaliser de nombreuses découvertes en physique fondamentale, comme celle des courants neutres (1973) [11-13], des bosons W et Z (1983, Nobel 1984) [14-18] et dernièrement du boson de Higgs (2012, Nobel 2013) [6, 7].

En plus de ces découvertes scientifiques majeures, le CERN apporte également des innovations technologiques importantes comme les techniques de hadronthérapie pour le traitement des tumeurs cancéreuses, le Web [19] ou encore les écrans tactiles dont le développement dans les années 70 au CERN a permis de réduire le nombre de boutons dans la salle de contrôle du Supersynchrotron à Protons [20].

2.3 Les accélérateurs du CERN

Le premier accélérateur de particules du CERN est le synchrocyclotron, mis en service en 1957 à une énergie de 600 MeV.

À la fin des années 50, le Synchrotron à Protons (PS) permet d'accélérer des protons et d'atteindre une énergie de 28 GeV, ce qui en fait l'accélérateur le plus puissant à l'époque. Avec l'arrivée de nouveaux anneaux au CERN, le PS sert également de pré-accélérateur.

En 1976, le Supersynchrotron à Protons (SPS) est mis en service. Son tunnel circulaire de 7 km de circonférence permet de faire collisionner deux faisceaux de particules circulant en sens inverse avec une énergie dans le centre de masse allant jusqu'à 450 GeV pour des protons. Le SPS a permis entre autres d'étudier la structure interne du proton et de découvrir les bosons W [14-16] et Z [17, 18].

Une nouvelle étape est franchie à la fin des années 80 avec la mise en service du Grand Collisionneur Électron-Positron (LEP, *Large Electron-Positron collider*), dans un tunnel sous-terrain de 27 km de circonférence. Aujourd'hui remplacé par le LHC, il reste le plus grand collisionneur de leptons au monde. Quatre grandes expériences étaient installées sur le LEP, ALEPH (*Apparatus for LEP PHysics at CERN*) [21], DELPHI (*DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification*) [22], L3 [23] et OPAL (*Omni-Purpose Apparatus at LEP*) [24], dont les emplacements sont visibles sur la figure X.1 avec ceux des grandes expériences du LHC. Le LEP a permis de réaliser des mesures de précision sur les bosons W et Z précédemment découverts avec le SPS. Il a été mis en arrêt en 2000 afin de construire le LHC, sujet de la section suivante.

De nombreuses autres installations expérimentales sont présentes au CERN dont le complexe d'accélérateurs s'étend sur près de 10 km. Sur la figure X.2 se trouve une carte de ce complexe avec les différentes structures encore en fonctionnement à ce jour.

3 Le LHC : *Large Hadron Collider*

Le Grand Collisionneur de Hadrons (LHC, *Large Hadron Collider*) [2-4] est le plus grand et le plus puissant accélérateur de particules au monde. Son tracé ainsi que ceux du Booster, du PS et du SPS sont illustrés sur la figure X.1. Le LHC est installé dans le même tunnel que le LEP, il s'agit donc d'un accélérateur circulaire de 27 km de circonférence, situé entre 50 et 100 m de profondeur sous la frontière franco-suisse. Le LHC permet de réaliser des collisions proton-proton, proton-ion lourd et ion lourd-ion lourd. Dans tous les cas, deux faisceaux de particules sont accélérés en sens inverses. Seules les collisions de protons sont considérées dans cette thèse.

3.1 Exploitation du LHC

Le fonctionnement du LHC peut être divisé en plusieurs périodes ou *runs*. Chaque *run* présente différentes caractéristiques, en particulier l'énergie dans le centre de masse des collisions. Le tableau X.1 résume les différents *runs* du LHC, passés et à venir. Chaque *run* est lui-même divisé par année civile, des arrêts techniques ayant lieu en période hivernale. Enfin, une année civile est subdivisée en plusieurs périodes entre lesquelles les conditions expérimentales comme la nature des particules entrant en collision peuvent varier.

Run	Période	Énergie dans le centre de masse	Luminosité proton-proton
I	2011-2012	7 à 8 TeV	30 fb^{-1}
II	2016-2018	13 TeV	160 fb^{-1}
III	2022-2024	13 à 14 TeV	350 fb^{-1} ?
IV	2027-2030	14 TeV	$\left. \right\} 3000 \text{ fb}^{-1}$?
V	2032-2034	14 TeV	

Tableau X.1 – Runs du LHC avec les énergies dans le centre de masse et les luminosités correspondantes des collisions de protons [26]. La luminosité est présentée dans la section 3.4.

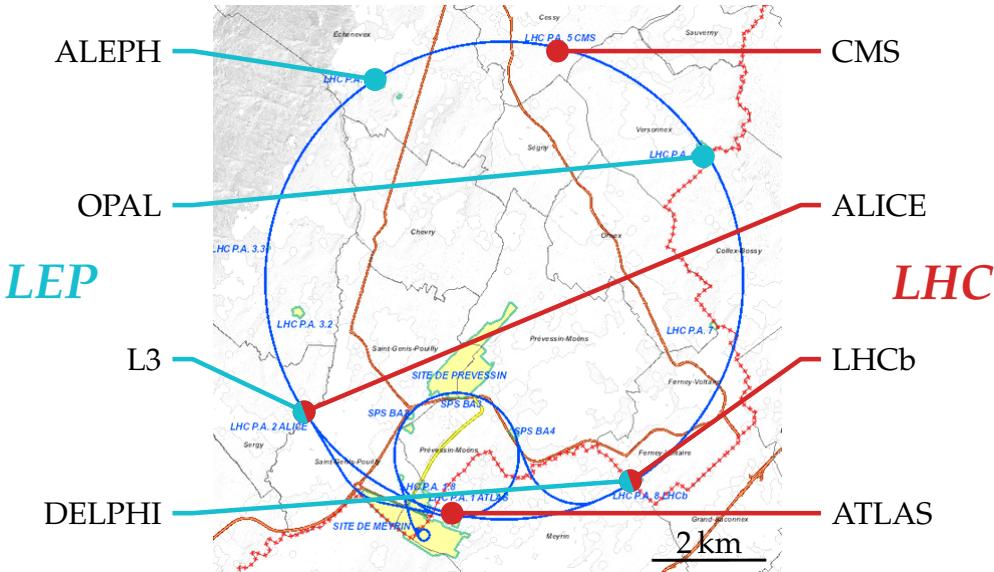


Figure X.1 – Emplacements des grandes expériences du LEP (1989-2000) et du LHC (depuis 2008) [25]. Les tracés des booster, PS et SPS sont également visibles.

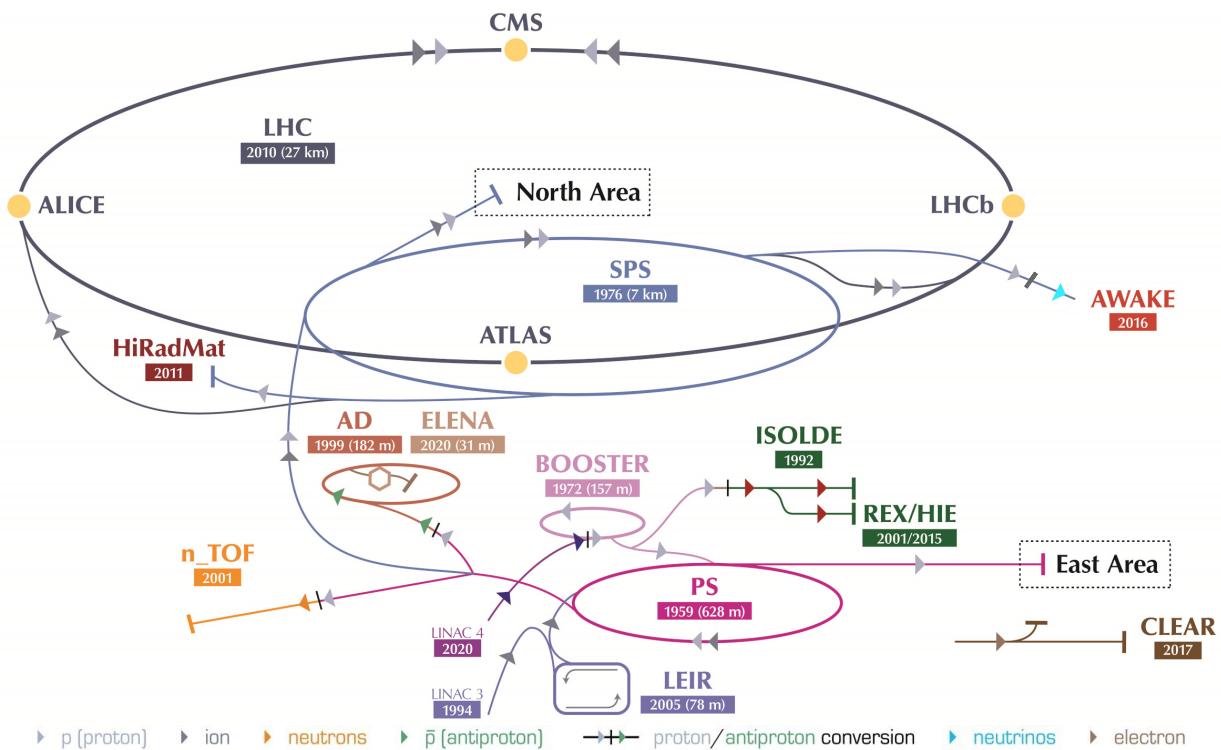


Figure X.2 – Complexe des accélérateurs du CERN [5]. De nombreuses expériences y sont installées : AD, Décélérateur d'Antiprotons ; AWAKE, Advanced WAKEfield Experiment ; BOOSTER, Booster du Synchrotron à Protons ; CLEAR, CERN Linear Electron Accelerator for Research ; ELENA, Extra Low Energy Antiproton ; HiRadMat, High-Radiation to Materials ; ISOLDE, Isotope mass Separator On-Line ; LEIR, Anneau d'Ions de Basse Énergie ; LHC, Grand Collisionneur de Hadrons ; LINAC 3, Accélérateur Linéaire 3 ; LINAC 4, Accélérateur Linéaire 4, remplace le LINAC 2 ; n_TOF, Neutrons Time Of Flight ; PS, Synchrotron à Protons ; REX/HIE, Radioactive EXperiment/High Intensity and Energy ; SPS, Supersynchrotron à Protons ; ALICE, A Large Ion Collider Experiment ; ATLAS, A Toroidal LHC ApparatuS ; CMS, Compact Muon Solenoid ; LHCb, Large Hadron Collider beauty.

3.2 Accélération de protons

Les protons sont obtenus par ionisation de dihydrogène, directement issu d'une bouteille. Ils sont alors progressivement accélérés à travers différentes installations du CERN, illustrées sur la figure X.2, menant les protons à des niveaux d'énergie de plus en plus hauts avant de pouvoir être injectés dans le LHC [4] :

- l'accélérateur linéaire 2 (LINAC 2), remplacé pour le Run III du LHC par le LINAC 4, permet d'accélérer les protons à une énergie de 50 MeV ;
- le *Booster*, premier élément circulaire, amène les protons à 1,4 GeV ;
- le PS permet d'atteindre 25 GeV ;
- le SPS, dernier élément avant le LHC, accélère les protons jusqu'à 450 GeV.

Le LHC accélère alors les protons jusqu'à 6,5 TeV lors du Run II et ira jusqu'à 7 TeV lors du Run III, permettant de réaliser des collisions avec une énergie dans le centre de masse, \sqrt{s} , de 13 et 14 TeV, respectivement.

Les particules sont accélérées grâce à 16 cavités radiofréquences, 8 par faisceau. Ces cavités créent un champ électrique oscillant. Cette technique présente l'avantage d'accélérer les particules différemment selon leurs positions respectives, ce qui permet de les conserver en plusieurs paquets dont l'intérêt est développé dans la section suivante.

Afin de maintenir les particules dans le tube circulaire du LHC, leur trajectoire est courbée, c'est-à-dire qu'une accélération orthogonale au faisceau est appliquée. Cette courbure s'obtient grâce à un champ magnétique de 8,33 T généré par 1232 aimants dipolaires supraconducteurs répartis tout au long des 27 km du LHC et refroidis à l'hélium superfluide à 1,8 K.

3.3 Collisions de protons

3.3.1 Structure du proton

Les protons ne sont pas des particules fondamentales, ils possèdent une sous-structure. En tant que baryons, les protons sont des hadrons composés en moyenne de trois quarks dits « de valence », deux *up* et un *down*. Cependant, ces quarks échangent des gluons virtuels par l'intermédiaire de l'interaction forte. Ces gluons peuvent se matérialiser en paires $q\bar{q}$, comme illustré sur la figure X.3. Au sein des protons, d'autres partons (quarks et gluons) que les trois quarks *u*, *u* et *d* de valence peuvent donc être présents. Ces particules additionnelles forment la « mer » dans laquelle se trouvent des gluons, des antiquarks et des quarks, y compris de sauteuses lourdes.

Chacun des constituants du proton porte une fraction x de son énergie totale. La probabilité pour qu'un parton i du proton porte une fraction x_i de l'énergie peut être décrite à l'aide des fonctions de distribution partoniques (PDF, *Parton Distribution Functions*). Ces fonctions sont obtenues par ajustement des données expérimentales [27, 28] et sont représentées sur la figure X.4. Les partons de la mer portent individuellement une faible fraction de l'énergie. Un quark de valence porte statistiquement 10 à 20 % de l'énergie du proton. L'ensemble des quarks de valence porte ainsi 30 à 60 % seulement de l'énergie totale du proton. Dans le cas du proton, les quarks de valence *u* portent environ deux fois plus d'énergie que les quarks de valence *d*, ce qui est cohérent avec la structure moyenne (*uud*) du proton.

Lorsque deux protons entrent en collision, se sont en fait leurs constituants respectifs qui interagissent. Or, le constituant du premier proton n'a aucune raison de porter une fraction d'énergie x identique à celle que porte celui du second. Ainsi, bien que les impulsions des deux protons soient opposées, c'est-à-dire que le référentiel du centre de masse coïncide avec le référentiel du détecteur,

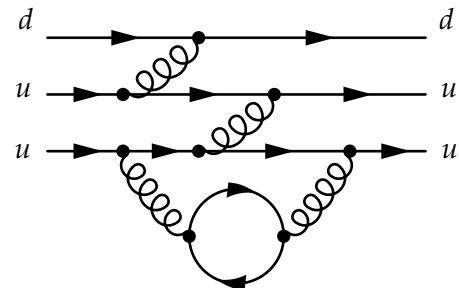


Figure X.3 – Diagramme de Feynman de la propagation d'un proton avec apparition d'une paire $q\bar{q}$.

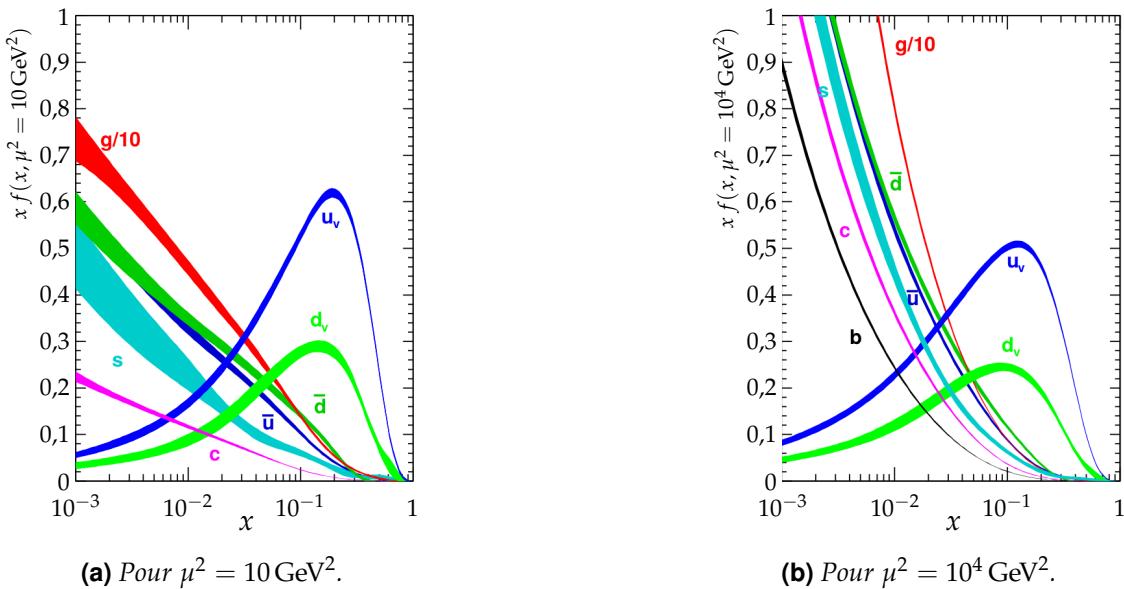


Figure X.4 – Fonctions de distribution partoniques (PDF, Parton Distribution Functions) à différentes échelles d'énergie μ obtenues au NNLO NNPDF3.0 [29] avec $\alpha_s(m_Z^2) = 0,118$ [30]. Les bandes tracées correspondent aux PDF f , avec incertitude, multipliées la fraction d'impulsion x , où f peut être les quarks u et d de valence (u_v, d_v) ou les gluons (g), quarks et antiquarks de la mer ($\bar{u}, \bar{d}, s \simeq \bar{s}, c = \bar{c}, b = \bar{b}$).

cela n'est pas vrai pour les partons impliqués dans la collision. Seule l'impulsion totale dans le plan transverse aux faisceaux est donc nulle et l'impulsion selon l'axe des faisceaux est inconnue. De plus, l'énergie dans le centre de masse des protons n'est pas totalement utilisée. Une collision de partons à 13 TeV est ainsi peu probable au LHC mais il est ainsi possible de balayer une large gamme d'énergies effectives de collision, ce qui est favorable aux recherches de nouvelles particules. Enfin, les constituants des protons n'interagissent pas tous forcément lors de la collision. Des fragments résiduels continuent ainsi leur trajet le long du tube de faisceau et sont inaccessibles pour des détecteurs comme CMS.

3.3.2 Faisceaux et paquets de protons

La dimension spatiale des protons, de l'ordre du femtomètre (10^{-15} m), ne permet pas de les faire entrer en collision un à un de manière efficace. Au LHC, deux faisceaux de protons sont ainsi accélérés, chacun dans un sens. Les protons y sont regroupés par paquets espacés temporellement de 25 ns lors du Run II.

La formation et le maintien de ces paquets est rendue possible par l'utilisation des cavités radiofréquence. Elles produisent un champ électrique dont la norme est plus importante au niveau des queues des paquets qu'à leurs têtes. Alors, les protons « en queue de peloton » sont plus accélérés que les protons en tête et les rattrapent.

Chacun des faisceaux du LHC est formé de 2808 paquets. Avant les premières collisions, un paquet comporte $1,15 \times 10^{11}$ protons. Les paquets font environ 30 cm de long. Lorsqu'ils circulent dans le LHC, leur diamètre est de l'ordre du millimètre mais au niveau des points de collisions, un ensemble de champs magnétiques réduit ce diamètre à $16 \mu\text{m}$.

Le passage des $1,15 \times 10^{11}$ protons d'un paquet d'un faisceau du LHC à travers la surface de $16 \mu\text{m}$ de diamètre, combiné au passage d'un paquet de l'autre faisceau, permet d'obtenir des collisions entre protons. Au cours de celles-ci, les constituants des protons interagissent et créent de nouvelles particules par conservation de l'énergie. Les faisceaux du LHC sont stables une dizaine d'heures, pendant lesquelles des collisions surviennent 40 millions de fois par seconde. La luminosité, introduite dans la section 3.4 ci-après, permet de rendre compte de la quantité de collisions réalisées.

3.4 Luminosité, nombre d'événements et statistiques

La quantité d'événements dN_i issus d'un processus physique i de section efficace σ_i pendant une durée dt s'exprime

$$dN_i = \mathcal{L}_{\text{inst}} \sigma_i dt \quad (\text{X.1})$$

où $\mathcal{L}_{\text{inst}}$ est la luminosité instantanée du dispositif expérimental, exprimée par unité de surface et de temps. La luminosité instantanée au LHC peut s'exprimer en fonction des propriétés des faisceaux selon

$$\mathcal{L}_{\text{inst}} = \frac{\gamma v n_p N_p^2}{4\pi \epsilon_n \beta^*} = \frac{v n_p N_p^2}{4\pi \ell_x \ell_y} \quad (\text{X.2})$$

où γ est le boost de Lorentz des paquets de protons, v la fréquence de révolution des paquets dans l'anneau du LHC, n_p le nombre de paquets, N_p le nombre de protons par paquet, ϵ_n l'émittance transverse, qui permet de mesurer le parallélisme des faisceaux, β^* la fonction d'amplitude mesurant la distance entre le point de croisement des faisceaux et le lieu où un faisceau est deux fois plus large et ℓ_x et ℓ_y les dimensions transverses du faisceau au point d'interaction. La luminosité instantanée est donc favorisée par une faible largeur du faisceau au niveau des points d'interactions.

La luminosité intégrée ou « totale », \mathcal{L} , s'obtient par intégration temporelle de $\mathcal{L}_{\text{inst}}$. Elle s'exprime donc par unité de surface vu l'équation (X.1). Le nombre d'événements N_i produits durant une période donnée par un processus physique i de section efficace σ_i est donc

$$N_i = \mathcal{L} \sigma_i. \quad (\text{X.3})$$

Certaines expériences de physique des particules se ramènent donc à des expériences de comptage dans lesquelles les données sont traitées statistiquement. Dans le cas des recherches de nouvelles particules, l'écart entre les observations effectives d'une part et attendues dans l'hypothèse où aucun phénomène nouveau n'est présent d'autre part est quantifié en termes de nombre de déviations standard. En l'absence de nouvelle physique, un écart serait dû à des fluctuations statistiques. Il est alors peu probable d'obtenir une grande déviation. Il est ainsi considéré qu'un phénomène, par exemple une nouvelle particule, est observé à partir de cinq déviations standard (5σ) ou plus, ce qui correspond à une probabilité de réaliser cette observation uniquement à cause de fluctuations d'une sur deux millions.

Les incertitudes jouent un rôle majeur dans la quantification du nombre de déviations standard observées. Il est important de bien les déterminer et de les minimiser autant que possible. L'incertitude systématique peut être limitée en concevant des expériences les plus précises possibles. L'incertitude statistique relative peut être diminuée en augmentant le nombre d'événements correspondant au phénomène étudié. Les conditions favorables aux découvertes sont donc celles dans lesquelles la luminosité ou la section efficace du processus étudié sont importants. En l'absence d'un écart significatif entre prédictions et observations, il est possible de proposer des limites sur les valeurs des sections efficaces des processus en jeu, limites au-delà desquelles l'écart aurait été observé.

Les figures X.5a, X.6a et X.7a présentent les luminosités totales délivrées par le LHC et enregistrées par le détecteur CMS en fonction du temps lors du Run II. Les luminosités y sont exprimées en inverse femtobarn. Le barn ($1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$) est une unité qui permet d'obtenir des valeurs numériques pour la luminosité plus abordables qu'avec les unités usuelles du système international. En effet pour le Run II du LHC, la luminosité totale des collisions de protons est de

$$160 \text{ fb}^{-1} = 160 \times 10^{15} \text{ b}^{-1} = 160 \times 10^{43} \text{ m}^{-2}, \quad (\text{X.4})$$

son expression en m^{-2} n'est donc pas pratique à cause du facteur 10^{43} .

Pendant le Run II, les bonnes performances du détecteur CMS lui ont permis d'enregistrer 92,39 % de la luminosité délivrée par le LHC (92,22 % en 2016, 90,34 % en 2017 et 93,83 % en 2018) [31-33]. Les projets de développements futurs du LHC s'orientent dans un premier temps vers une augmentation de la luminosité, il s'agit du « HL-LHC » (LHC Haute Luminosité). Les performances actuelles du détecteur devront être encore améliorées d'ici-là et la collaboration y travaille d'ores et déjà.

8 CHAPITRE X. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL



Figure X.5 – Luminosité totale et empilement en 2016 [31, 34].



Figure X.6 – Luminosité totale et empilement en 2017 [32, 34].



Figure X.7 – Luminosité totale et empilement en 2018 [33, 34].

3.5 L'empilement

L'empilement (PU, *Pile-Up*) est le phénomène de superposition des signaux issus de différents processus physiques. Il existe deux types d'empilement, synchrone et asynchrone.

3.5.1 L'empilement synchrone

Plusieurs collisions de protons peuvent avoir lieu lors d'un même croisement de paquet de protons ou « événement ». Le nombre d'interactions d'empilement synchrone moyen dépend des conditions du LHC. Les figures X.5b, X.6b et X.7b présentent ces distributions pour les trois années du Run II.

À chaque collision correspond un vertex, lieu effectif de la rencontre entre les deux protons. Pour chacun des vertex de l'événement, la somme des impulsions transverses (p_T) au carré des traces de particules chargées détectées en provenance de ce vertex est calculée. Le vertex principal est choisi comme étant le vertex présentant la plus grande valeur de cette somme. Les autres sont considérés comme des vertex d'empilement et sont en général peu intéressants dans les analyses expérimentales.

Toutefois, les particules provenant des vertex d'empilement laissent elles aussi des signaux dans le détecteur, en plus des signaux d'intérêts. Par conséquent, elles viennent perturber la mesure des phénomènes se produisant au vertex principal.

3.5.2 L'empilement asynchrone

L'empilement asynchrone est dû au temps de réponse des composants du détecteur. Des croisements de paquets ont en effet lieu toutes les 25 ns au LHC. Or, le détecteur peut présenter ponctuellement un temps de réponse supérieur, selon les signaux qu'il doit traiter. Les signaux de sortie du détecteur pour un événement donné peuvent donc être superposés avec ceux de l'événement suivant, ou précédent selon le point de vue.

3.6 Les expériences du LHC

Il existe sept expériences au LHC. Parmi elles, quatre sont de « grandes expériences » et se situent chacune à un des points d'interactions de l'anneau afin d'étudier les collisions qui y sont produites.

ALICE [35], *A Large Ion Collider Experiment*, est une expérience conçue pour étudier le déconfinement des quarks et des gluons à l'aide de collisions d'ions lourds. Elle est installée au point 2, indiqué en figure X.1.

ATLAS [36], *A Toroidal LHC ApparatuS*, est une expérience généraliste avec un éventail d'études très large, allant des mesures de précision des paramètres du modèle standard à la recherche de nouvelle physique. Ce détecteur se trouve au point 1 du LHC.

CMS [37], *Compact Muon Solenoid*, est également une expérience généraliste dont les objectifs sont similaires à ceux d'ATLAS. Les détecteurs d'ATLAS et de CMS étant conçus différemment, ces deux expériences peuvent valider leurs résultats de manière indépendante. Le détecteur CMS est installé au point 5 du LHC, à l'exact opposé d'ATLAS.

LHCb [38], *Large Hadron Collider beauty*, se concentre sur l'étude de la violation de la symétrie CP dans le secteur du quark b . Cette expérience réalise également des mesures de précision de certains paramètres du modèle standard. L'expérience LHCb se situe au point 8.

Les trois autres expériences du LHC sont LHCf, TOTEM et MoEDAL. L'expérience LHCf (*Large Hadron Collider forward*) [39], installée à 140 m de part et d'autre du détecteur ATLAS, observe les particules issues des collisions et presque alignées avec le faisceau du LHC afin de simuler des rayons cosmiques. La plus « longue » des expériences du CERN, TOTEM (*Total, elastic and diffractive cross-section measurement*) [40], est quant à elle installée sur un demi kilomètre autour de CMS et étudie les protons grâce aux particules alignées avec le faisceau. Enfin, MoEDAL (*Monopole and Exotics Detector At the LHC*) [41] cherche à détecter l'existence de monopoles magnétiques et de particules ionisantes massives prédites par certains modèles au-delà du modèle standard grâce à des détecteurs installés près de LHCb.

4 L'expérience CMS : *Compact Muon Solenoid*

4.1 Vue d'ensemble et système de coordonnées

Le détecteur CMS est installé dans la caverne du point d'interaction numéro 5 du LHC, visible sur la figure X.1 au Nord de l'installation, dans la commune de Cessy, en France. Il a été pensé avec pour but premier l'étude de la brisure de symétrie électrofaible et la recherche du boson de Higgs [42]. Pour cela, la conception du détecteur repose sur :

- un système de détection des muons de haute performance ;
- le meilleur calorimètre électromagnétique possible compatible avec le point précédent ;
- un système de trajectographie central entièrement basé sur des détecteurs au silicium ;
- un calorimètre hadronique avec une résolution suffisante et une bonne herméticité.

Son design généraliste permet de nombreuses autres analyses de physique, comme des mesures de précision, la recherche d'une nouvelle physique ou encore les collisions d'ions lourds.

La figure X.8 présente une vue ouverte du détecteur CMS. Il possède une forme cylindrique de 28,7 m de long et 15 m de diamètre pour un poids total de 14 000 tonnes. Il est structuré en couches concentriques, chacune ayant un rôle spécifique détaillé dans les sections qui suivent. À partir du centre du détecteur, lieu des collisions, se trouvent dans l'ordre le trajectographe [44], le calorimètre électronique [45], le calorimètre hadronique [46], le solénoïde [47] donnant son « S » à CMS et les chambres à muons [48] donnant son « M » à CMS, encastrées dans la culasse d'acier. Des calorimètres « vers l'avant » se trouvent aux extrémités du détecteur, le long de l'axe du faisceau. Le détecteur propose ainsi une couverture d'un angle solide de presque 4π sr, c'est-à-dire de presque toutes les directions, ce qui est capital afin de reconstruire les collisions.

Le détecteur peut de plus être divisé en trois grandes parties de par sa forme cylindrique. La première, centrale, est le « tonneau », dans laquelle les sous-parties ont une géométrie cylindrique. Les parties sensibles du détecteur y sont orientées vers l'axe du faisceau. Aux deux extrémités du

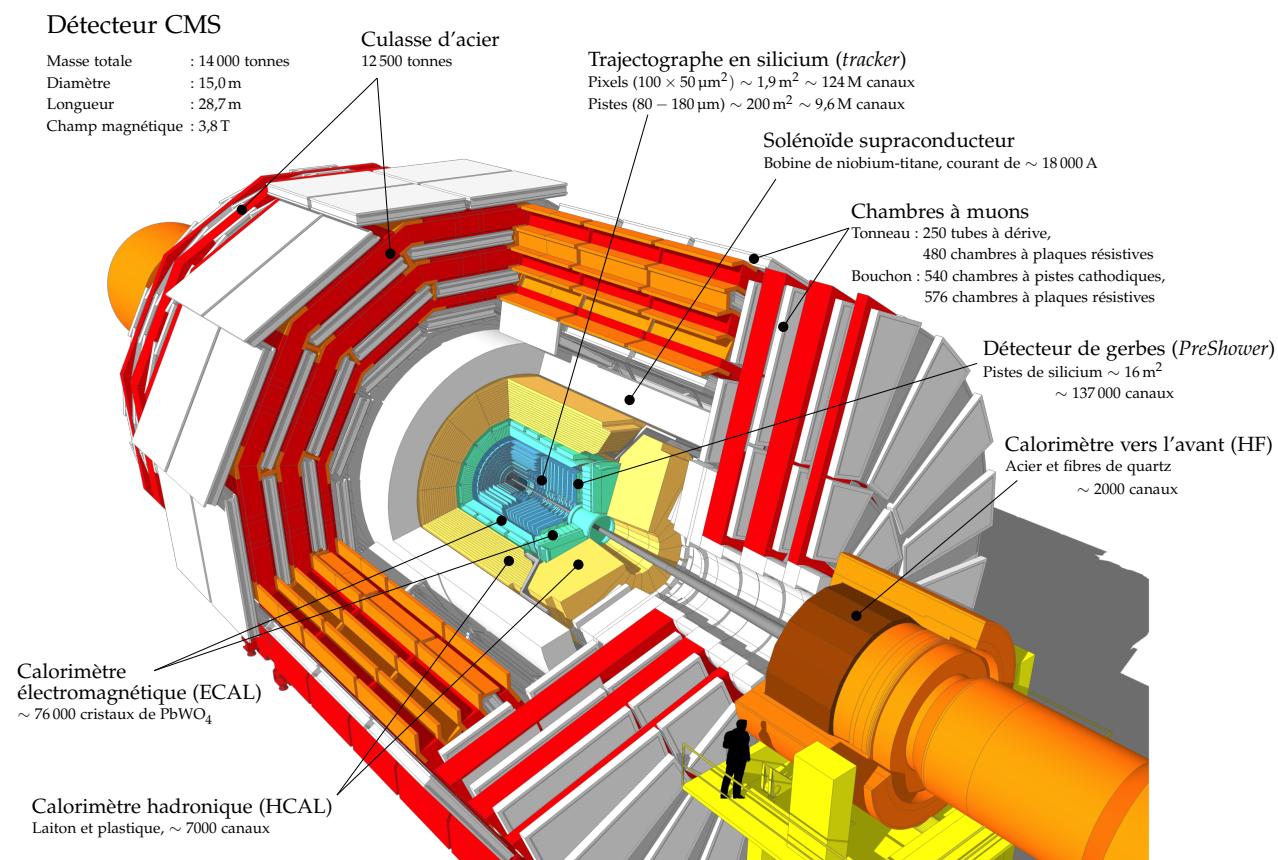


Figure X.8 – Vue ouverte du détecteur CMS [43].

détecteur se trouvent les « bouchons », dont l'orientation des parties sensibles du détecteur se fait dans le plan transverse au faisceau. Ces différentes orientations sont bien visibles sur la figure X.8.

L'acronyme CMS signifie *Compact Muon Solenoid*, c'est-à-dire Solénoïde Compact à Muons. La structure du détecteur, conçue à partir de celle du solénoïde, mène en effet à un design compact pour le système à muons (chambres à muons et culasse d'acier), d'où le qualificatif [42].

La géométrie cylindrique du détecteur pousse à définir un système de coordonnées également cylindriques en complément d'un repère cartésien. Le schéma de la figure X.9 illustre la définition de ces systèmes de coordonnées. L'origine O des repères est le centre du détecteur où les protons entrent en collision. Le vecteur de base \vec{e}_x pointe vers le centre du LHC, \vec{e}_y vers le haut ($\vec{g} \cdot \vec{e}_y < 0$) et \vec{e}_z est colinéaire au tube de faisceau. Le trièdre $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$ est direct. Le plan (Oxy) est nommé « plan transverse », il est orthogonal aux faisceaux. Le système de coordonnées cylindriques est défini par la distance à l'origine et deux angles $\theta \in [0, \pi]$ et $\phi \in [-\pi, \pi]$. L'angle entre le vecteur \vec{a} à caractériser et \vec{e}_z est θ . L'angle entre \vec{a} et \vec{e}_x dans le plan transverse est ϕ .

L'angle θ n'est généralement pas utilisé directement et est remplacé par la « pseudo-rapidité » η définie comme

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right). \quad (\text{X.5})$$

La pseudo-rapidité est ainsi égale à zéro dans le plan transverse. L'usage de cette variable est motivé par la densité de production de particules qui est constante suivant η et non selon θ . De plus, dans la limite « ultra-relativiste » c'est-à-dire $|\vec{p}| \gg m$, condition remplie au LHC, la pseudo-rapidité tend vers la rapidité y (à ne pas confondre avec la coordonnée y) des particules,

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_z c}{E - p_z c}\right). \quad (\text{X.6})$$

Or la rapidité est un invariant de Lorentz, ainsi au LHC η est en très bonne approximation un invariant de Lorentz, contrairement à θ . La figure X.10 présente un quadrant du détecteur CMS sur lequel figurent quelques valeurs de pseudo-rapidité et les directions correspondantes dans le plan (Oyz) .

Du fait de la structure des protons discutée dans la section 3.3, lors de la collision, l'impulsion totale selon l'axe des faisceaux est inconnue. Seule l'impulsion totale dans le plan transverse, c'est-à-dire le plan (Oxy) , est nulle. C'est pourquoi des variables relatives au plan transverse sont définies, en particulier l'impulsion transverse \vec{p}_T , sa norme p_T et l' $«$ énergie transverse $»$ E_T ,

$$\vec{p}_T = p_x \vec{e}_x + p_y \vec{e}_y, \quad p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}, \quad E_T = E \sin \theta = \frac{E}{\cosh \eta}. \quad (\text{X.7})$$

4.2 Le solénoïde

Le solénoïde supraconducteur est une des parties les plus importantes du détecteur. Il aide à caractériser les particules électriquement chargées issues des collisions. En effet, un champ magnétique courbe les trajectoires des particules électriquement chargées. Pour une particule d'impulsion \vec{p} , de charge q et de vitesse \vec{v} soumise à un champ magnétique \vec{B} ,

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q\vec{v} \wedge \vec{B}. \quad (\text{X.8})$$

Il s'agit de la composante magnétique de la force de Lorentz. Avec un champ magnétique dirigé « vers le haut », une particule chargée positivement est ainsi déviée vers la droite et une particule chargée négativement vers la gauche.

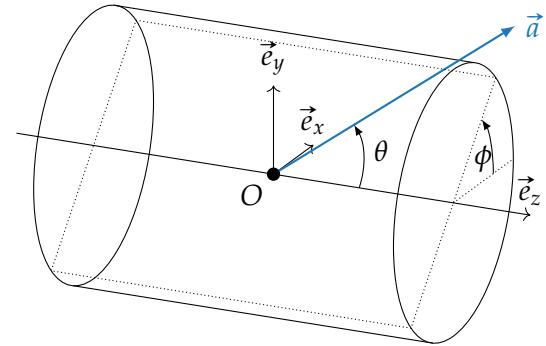


Figure X.9 – Système de coordonnées.

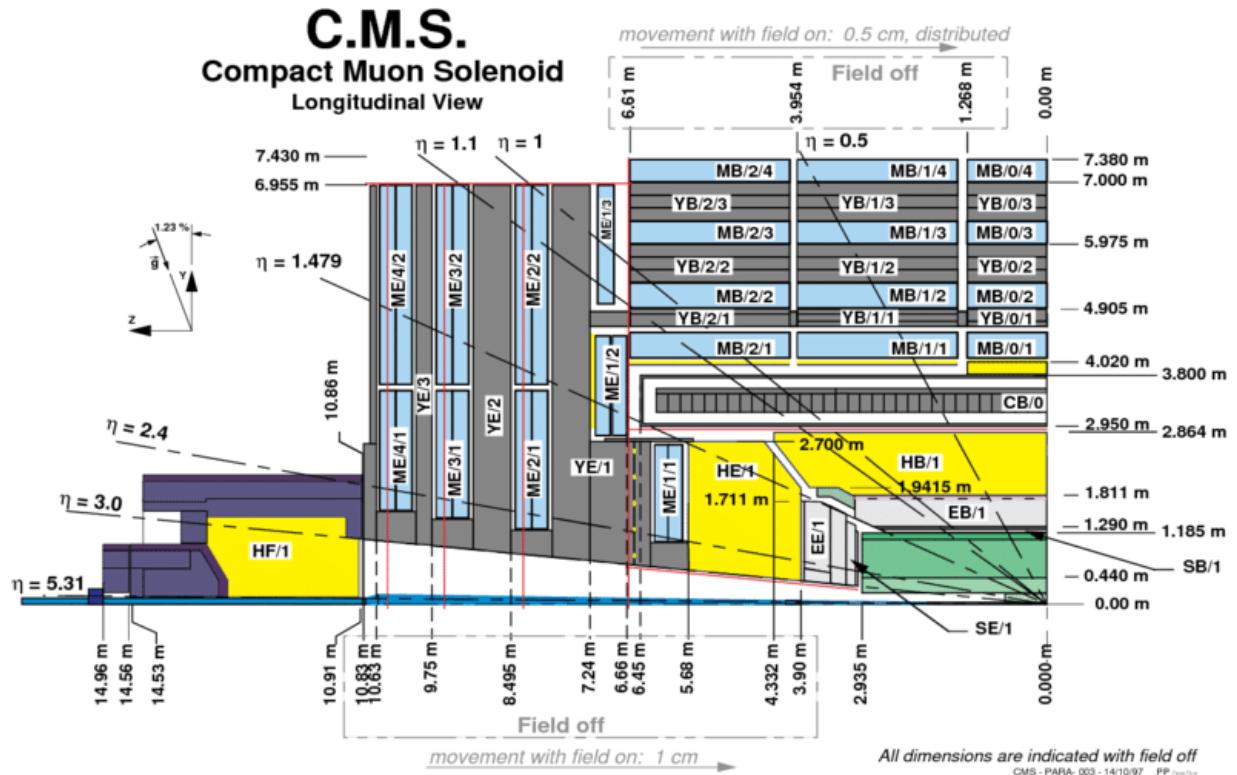


Figure X.10 – Vue longitudinale d'un quadrant du détecteur CMS [49]. Les directions correspondant à quelques valeurs de pseudo-rapidité sont illustrées et des mesures de distances par rapport au centre du détecteur, lieu des collisions, sont indiquées. Le sol de la caverne présente une倾inlaison de 1,23 % par rapport à la direction de la gravité locale \vec{g} , ce que montre le schéma à gauche.

Le rayon de courbure r de la trajectoire de la particule est

$$r = \frac{p_T}{|q|B} \quad (\text{X.9})$$

avec p_T l'impulsion dans le plan transverse au champ magnétique. Dans le cas du détecteur CMS, le champ magnétique est aligné avec l'axe du faisceau, il s'agit donc également de l'impulsion transverse définie dans la section 4.1. Les particules chargées se propagent ainsi selon une trajectoire hélicoïdale autour de l'axe du faisceau et les particules neutres en ligne droite.

Afin d'assurer de bonnes performances sur l'identification des particules, en particulier sur la détermination du signe de la charge des muons (permettant de savoir s'il s'agit d'un muon ou d'un antimuon) et de leur impulsion jusqu'à l'ordre du TeV, la collaboration CMS a choisi d'utiliser un solénoïde supraconducteur [37, 47, 50, 51] dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau X.2. Le rapport rayon sur longueur du cylindre défini par le solénoïde permet ainsi une identification efficace des muons de pseudo-rapidité inférieure à 2,4 [47].

À l'extérieur du solénoïde, une culasse d'acier, visible en rouge sur la figure X.8, permet de contenir le retour du champ magnétique. La culasse d'acier est composée de plusieurs couches séparées par les chambres à muons. Elle présente ainsi une épaisseur cumulée d'environ 1,5 m. Le champ magnétique, au lieu d'être presque nul hors du solénoïde, atteint ainsi 1 à 2 T dans la culasse d'acier, selon l'endroit considéré. Les trajectoires des muons sont alors courbées dans un sens dans le volume interne du solénoïde, puis dans l'autre sens hors du solénoïde. La carte du champ magnétique obtenu est représentée sur la figure X.11.

Champ	3,8 T
Diamètre interne	5,9 m
Longueur	12,9 m
Nombre de tours	2168
Courant	19,5 kA
Énergie stockée	2,7 GJ

Tableau X.2 – Caractéristiques du solénoïde supraconducteur de CMS [50].

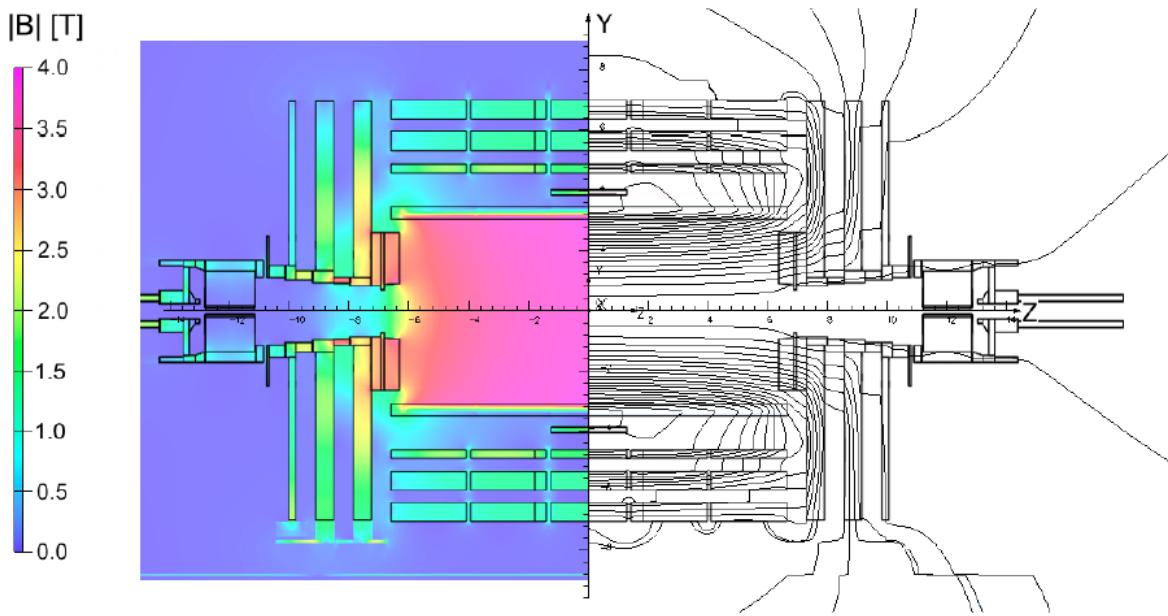


Figure X.11 – Valeurs de la norme du champ magnétique (à gauche) et lignes de champ (à droite) prédictes dans la section longitudinale du détecteur CMS avec une valeur du champ au centre de 3,8 T [52]. Chaque ligne de champ correspond à un flux magnétique de 6 Wb.

4.3 Le trajectographe

Le trajectographe couvre la partie centrale du détecteur, son acceptation correspondant à la région $|\eta| < 2,5$. Les particules chargées laissent des signaux de leur passage dans les différents modules du trajectographe en les traversant. Il est ainsi essentiel à la reconstruction des vertex des événements du LHC. Les particules chargées se trouvant hors de son acceptation mais visibles dans d'autres sous-détecteurs sont reconstruites comme des particules neutres.

Deux types de modules composent le trajectographe de CMS [37, 44, 53-55]. Dans sa partie interne, c'est-à-dire la plus centrale en rayon, des modules à pixels de silicium sont utilisés. Au début du Run II du LHC, le tonneau du trajectographe interne était composé de trois couches de pixels à 4,4, 7,3 et 10,2 cm de rayon [37] et les bouchons de deux disques de pixels. Le trajectographe interne est visible en rouge sur la figure X.12. Les pixels ont une surface de $100 \times 150 \mu\text{m}^2$. La résolution spatiale de cette partie du trajectographe est de l'ordre de $10 \mu\text{m}$ [37] et permet d'obtenir une bonne reconstruction des vertex. En mars 2017, cette partie du trajectographe a été remplacée [53, 56]. Elle comporte à présent quatre couches de pixels dans la partie tonneau à 2,9, 6,8, 10,9 et 16,0 cm de rayon. Dans les bouchons, les disques ont également été repensés afin d'obtenir quatre points de passage pour les traces telles que $|\eta| < 2,5$. Une comparaison des trajectographes à pixels utilisés en 2016 (Phase-0) et à partir de 2017 (Phase-1) est illustrée sur la figure X.13. Cette modification du détecteur permet d'améliorer la reconstruction des vertex ainsi que l'efficacité de l'identification de jets issus de quarks b .

De 20 à 116 cm de rayon se trouve le trajectographe à piste, lui-même composé de trois sous-parties. La première de ces sous-parties comporte un tonneau (TIB, *Tracker Inner Barrel*) de quatre couches et trois disques (TID, *Tracker Inner Disks*) vers l'avant. Les pistes dans ces couches sont parallèles au faisceau dans le TIB et axiales dans les TID. Elles permettent d'obtenir une résolution de $23 \mu\text{m}$ et $35 \mu\text{m}$ respectivement [37]. Le TIB et les TID sont entourés par le tonneau du trajectographe externe (TOB, *Tracker Outer Barrel*) de six couches. Le TOB a une résolution de $53 \mu\text{m}$ pour ses quatre premières couches et de $35 \mu\text{m}$ ensuite [37]. Enfin, les bouchons du trajectographe externe (TEC, *Tracker EndCaps*) se situent aux extrémités du dispositif.

Les trajectoires des particules chargées sont alors reconstruites par un ajustement aux différents points de passage dans le trajectographe. À partir de ces trajectoires, il est possible de déterminer le signe de la charge électrique et l'impulsion transverse des particules à l'aide de l'équation (X.9). Les

résolutions obtenues sur les impulsions transverses des muons et des particules chargées à l'aide du trajectographe sont présentées sur la figure X.14.

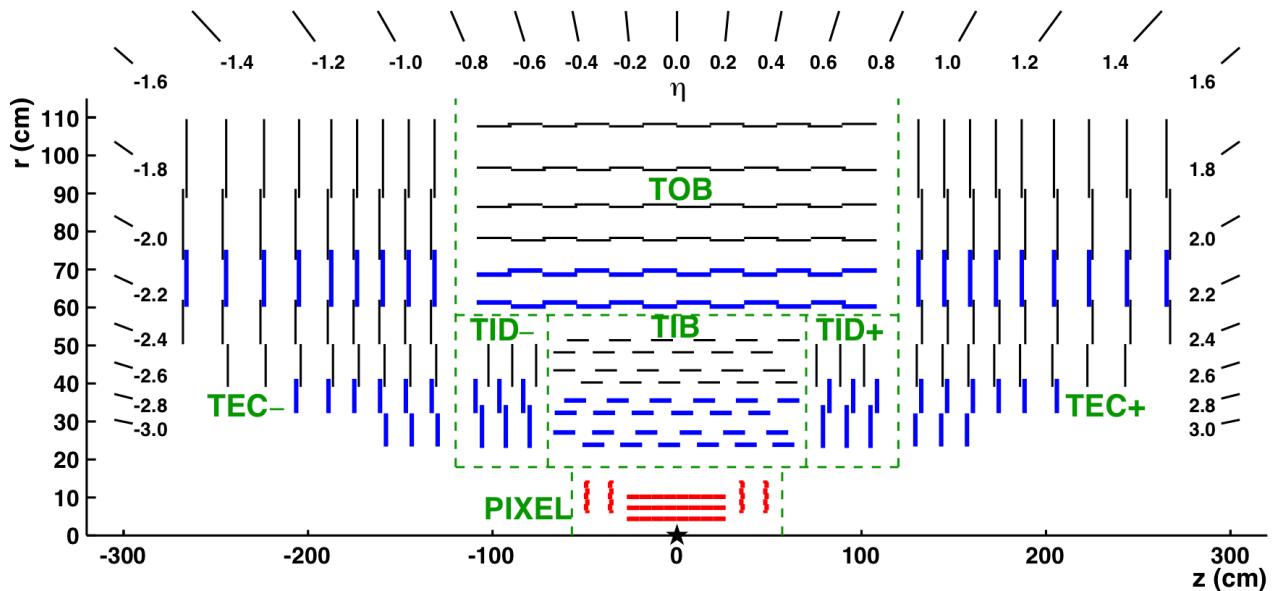


Figure X.12 – Schéma détaillé du trajectographe du détecteur CMS dans le plan (Orz) [54, 55]. Le trajectographe est symétrique par rapport à l'axe (Oz), axe du faisceau. Le centre du trajectographe, correspondant approximativement au lieu des collisions, est indiqué par une étoile. Les différentes sous-parties du trajectographe sont délimitées par les pointillés verts. Les modules à piste donnant des signaux en deux dimensions sont indiqués en lignes noires fines et ceux donnant des signaux en trois dimensions en lignes bleues épaisses. Ces derniers sont en fait constitués de deux modules à piste dos à dos dont l'un est tourné de 90° . Les modules à pixels, en rouge, permettent également d'obtenir des signaux à trois dimensions. Les légers décalages des modules leur permettent d'éviter tout angle mort dans la zone d'acceptation du détecteur.

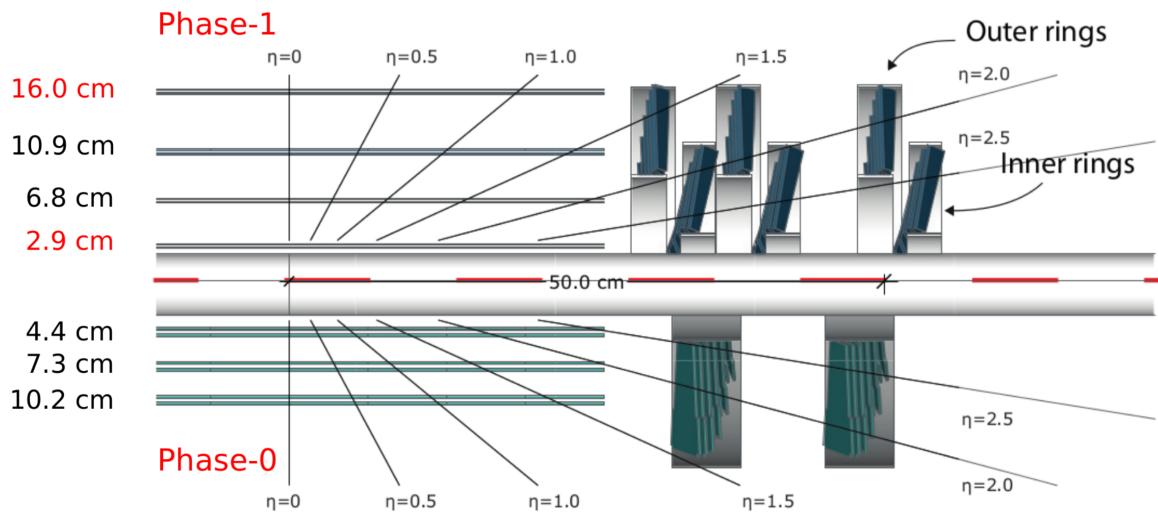


Figure X.13 – Comparaison des trajectographes à pixels utilisés en 2016 (Phase-0, en bas) et à partir de 2017 (Phase-1, en haut) [53, 56].

4.4 Le calorimètre électromagnétique ou ECAL

Le calorimètre électromagnétique (ECAL) [37, 45, 57-59] permet de mesurer l'énergie des électrons et des photons par un processus destructif. Le ECAL est composé d'environ 76 000 cristaux d'oxyde de tungstate de plomb ($PbWO_4$) dans lesquels les électrons et les photons explosent en une gerbe électromagnétique. Celle-ci donne naissance dans les cristaux à une impulsion lumineuse dont l'intensité permet d'obtenir l'énergie de la particule initiale.

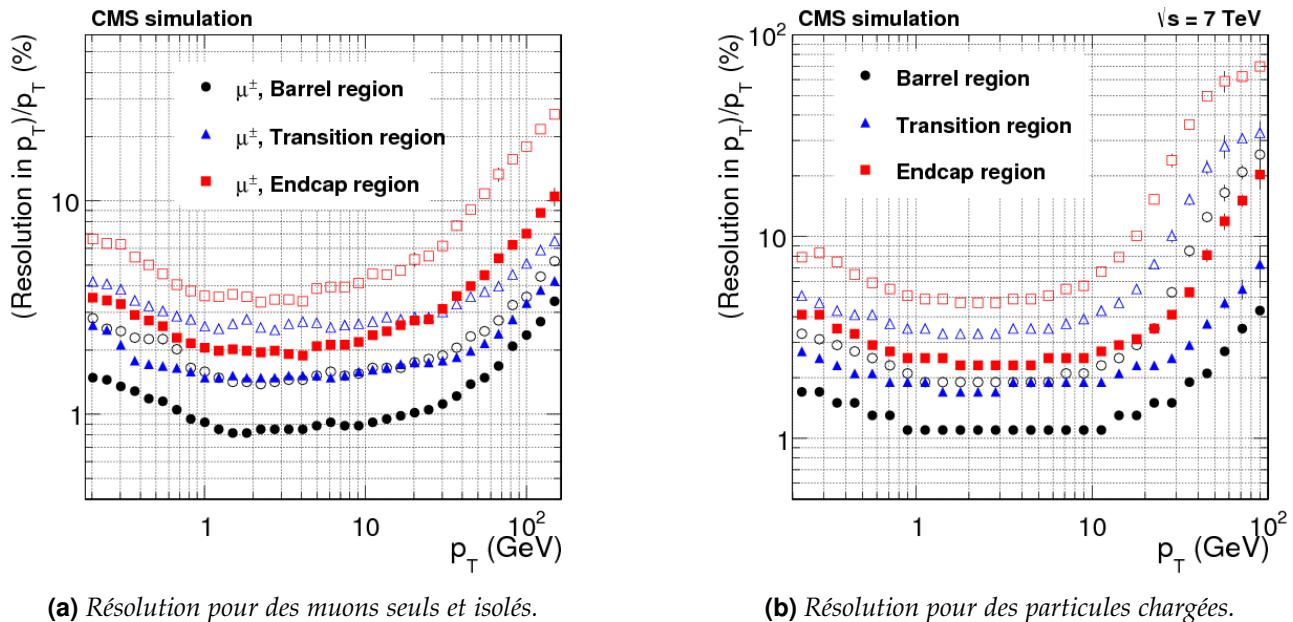


Figure X.14 – Résolution en p_T , en fonction de p_T , du trajectographe pour différentes particules [54]. Les symboles pleins correspondent à la demi-largeur à 68 % de la distribution, les symboles creux à 90 %.

Le ECAL se divise en trois sous-parties, schématisées sur la figure X.15. Le tonneau du ECAL (EB) couvre la région $|\eta| < 1,479$. La face frontale des cristaux du EB se trouvent à 1,29 m du faisceau. Les bouchons du ECAL (EE) couvrent la région $1,479 < |\eta| < 3,0$ et se trouvent à 315,4 cm du point de collision le long de l'axe du faisceau.

Devant les EE se trouvent les détecteurs de gerbes (*PreShower*). Leur rôle est d'identifier les pions neutres dans la région $1,653 < |\eta| < 2,6$. Ces particules se propagent sur des distances moyennes de 26 nm puis se désintègrent dans 99 % des cas en deux photons [30]. Ce sont donc ces deux photons

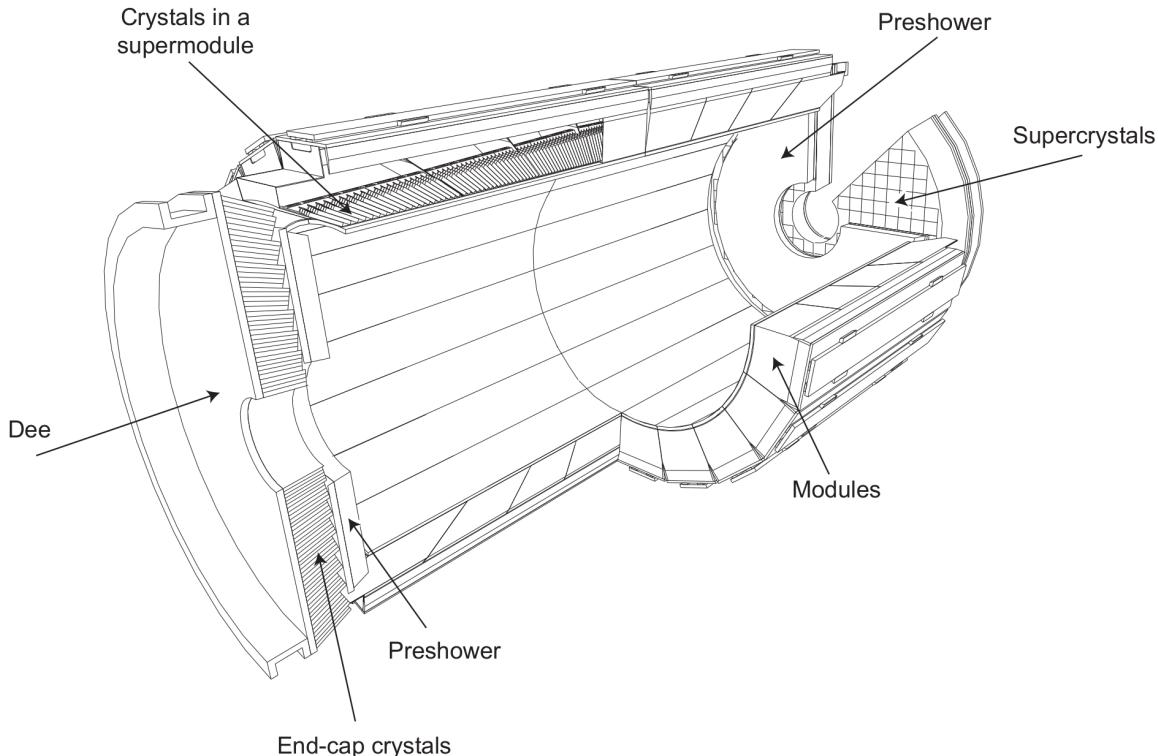


Figure X.15 – Schéma du calorimètre électronique de CMS [37, 57] montrant le positionnement des cristaux, modules et supermodules dans le tonneau, des supercristaux et du détecteur de gerbes dans les bouchons.

que le *PreShower* doit identifier. Ce dernier aide à discriminer les électrons vis-à-vis des particules ionisantes ainsi qu'à la détermination des positions des photons et électrons. Il est composé d'une couche de plomb initiant la gerbe électromagnétique suivie d'un détecteur à pistes de silicium mesurant les dépôts d'énergie.

L'oxyde de tungstate de plomb est très dense, $8,29 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$, et transparent. Ce matériau possède également une faible longueur d'interaction, $X_0 = 0,89 \text{ cm}$, ainsi qu'un rayon de Molière de $2,19 \text{ cm}$. Le ECAL présente une réponse rapide, une bonne granularité et une résistance suffisante aux radiations. Près de 80 % du signal lumineux émis dans les cristaux du ECAL par les électrons et photons se trouve en effet dans une fenêtre temporelle de 25 ns, la durée entre deux événements successifs au LHC [37]. Dans le cas des hadrons, la traversée des cristaux du ECAL correspond approximativement à une longueur d'interaction. Près des deux tiers des hadrons initient donc une gerbe hadronique dans le ECAL, c'est-à-dire avant d'arriver dans le calorimètre hadronique, sous-détecteur suivant.

Pour les électrons et les photons, la longueur des cristaux, 23 cm dans le tonneau et 22 dans les bouchons, correspond respectivement à 25,8 et 24,7 longueurs d'interaction, permettant de d'absorber 98 % de leur énergie jusqu'à 1 TeV. Ces particules ne se propagent donc pas, en bonne approximation, dans les parties suivantes du détecteur.

La réponse des cristaux du ECAL est contrôlée régulièrement par l'injection de signaux lumineux issus de lasers [58]. La figure X.16 présente l'évolution de la réponse des cristaux du ECAL depuis le début de l'exploitation du LHC. La réponse se dégrade au cours du temps car les cristaux, bien que peu sensibles aux radiations, se trouvent dans un environnement à très fortes radiations. Une perte de la transparence des cristaux est ainsi inévitable, diminuant leur réponse. Des corrections sont alors appliquées afin d'assurer une stabilité temporelle de la réponse du ECAL. De plus, la réponse des cristaux présente une forte dépendance thermique, de l'ordre de $2\%/\text{ }^{\circ}\text{C}$. Un système de refroidissement assure une stabilité de la température des cristaux à $\pm 0,5 \text{ }^{\circ}\text{C}$.

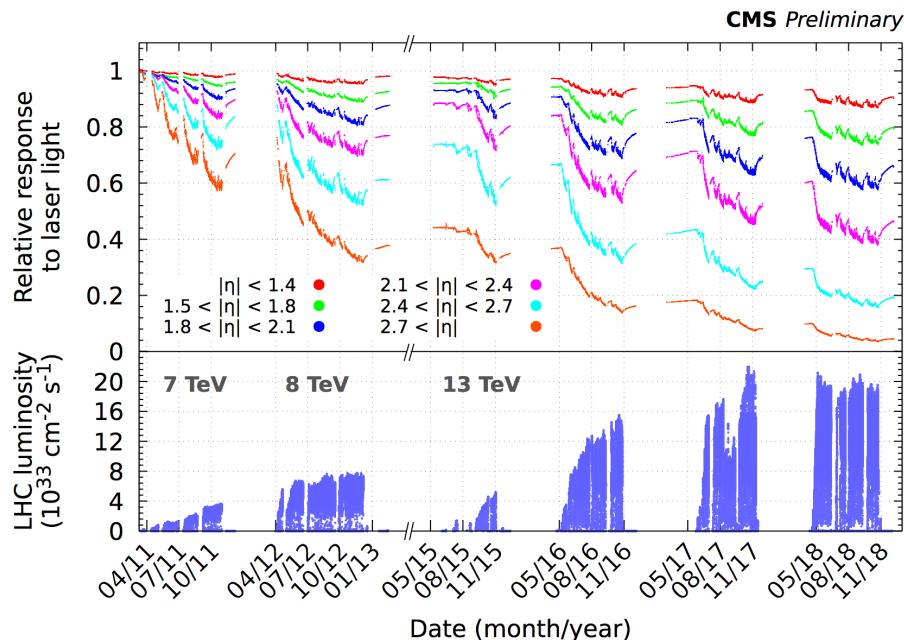


Figure X.16 – Évolution temporelle de la réponse du ECAL [58] (haut) et luminosité instantanée du LHC (bas).

La résolution σ du ECAL est paramétrée selon

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{S}{\sqrt{E}} \oplus \frac{N}{E} \oplus C \quad (\text{X.10})$$

où \oplus désigne une somme quadratique, S est un terme stochastique prenant en compte la largeur latérale de la gerbe électronique, N le terme de bruit des composants électroniques et C une constante rendant compte des erreurs de calibration. Des tests en faisceau réalisés en 2006 [37] ont permis de mesurer $S = 0,028 \text{ GeV}^{1/2}$, $N = 0,12 \text{ GeV}$ et $C = 3,0 \times 10^{-3}$. La figure X.17 présente la résolution relative du ECAL sur l'énergie des électrons lors du Run II.

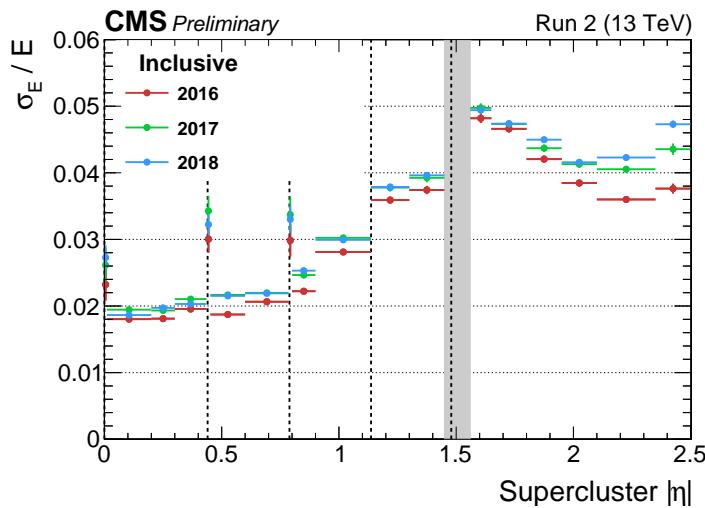


Figure X.17 – Résolution relative de l'énergie des électrons dans le ECAL lors du Run II en fonction de η [59]. La résolution est obtenue à partir d'événements $Z \rightarrow e^+e^-$.

4.5 Le calorimètre hadronique ou HCAL

Le calorimètre hadronique (HCAL) [37, 46, 60] permet de mesurer l'énergie des hadrons par un processus destructif. Le HCAL étant situé à l'intérieur du solénoïde de CMS, les particules y déposant leur énergie ne sont donc pas perturbées par une traversée du solénoïde. La figure X.18 représente l'agencement du HCAL.

Tout comme le ECAL, il comporte un tonneau (HB) couvrant la région $|\eta| < 1,3$ et deux bouchons (HE) couvrant $1,3 < |\eta| < 3$. Le HCAL est composé de couches alternées d'absorbeurs et de scintillateurs. L'absorbeur, du laiton, permet d'initier la gerbe hadronique. Le scintillateur est fait en plastique. Des fibres optiques permettent de recueillir la lumière émise par les gerbes hadroniques. La mesure de ce signal lumineux donne une mesure de l'énergie des hadrons.

Cependant, le nombre de longueurs d'interaction combinées des ECAL et HCAL dans le tonneau, de l'ordre de dix, est insuffisant pour contenir toutes les gerbes hadroniques [37]. Le HB est ainsi complété par un calorimètre hadronique externe (HO) installé sur la face interne de la culasse, c'est-

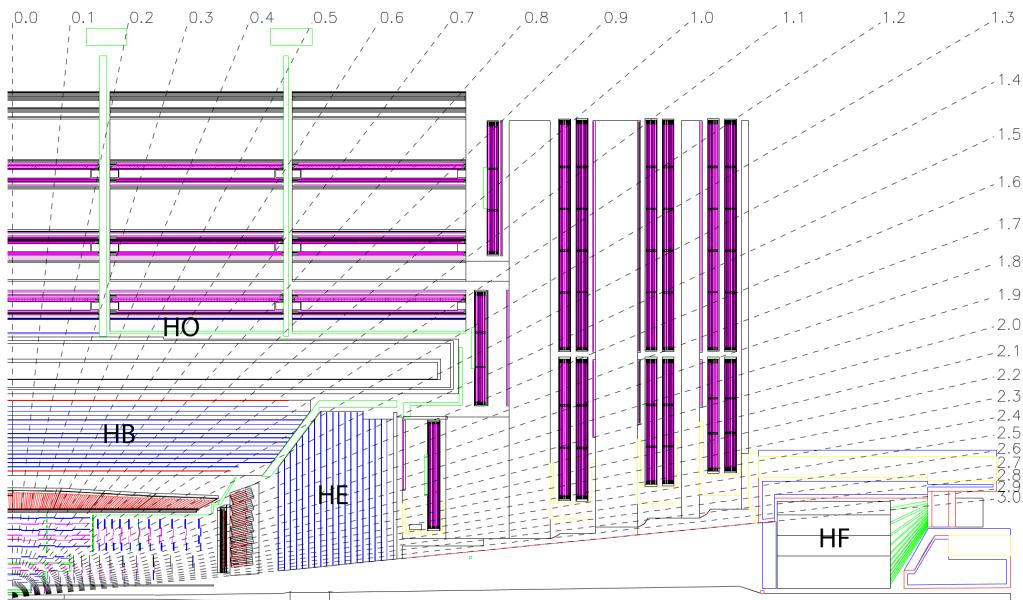


Figure X.18 – Schéma d'un cadrant du détecteur CMS [37] montrant la localisation des calorimètres hadroniques du tonneau (HB), externe (HO), du bouchon (HE) et vers l'avant (HF). Certaines valeurs de η et les directions associées sont indiquées.

à-dire de l'autre côté du solénoïde et avant les chambres à muons.

Enfin, une couverture plus large en η est assurée par le calorimètre hadronique vers l'avant (HF) couvrant $2,9 < |\eta| < 5,2$. Les deux HF, un à chaque extrémité de CMS, sont des détecteurs cylindriques ayant des absorbeurs en acier dans lesquels passent des fibres optiques de quartz. Les particules incidentes émettent de la lumière Cherenkov lors de leur passage, cette lumière est alors recueillie par les fibres optiques.

La réponse relative du HCAL, c'est-à-dire l'énergie reconstruite dans le HCAL par rapport à l'énergie effective du dépôt a été estimée par simulation et est représentée en fonction de l'énergie simulée du dépôt sur la figure X.19. Elle ne dévie pas de plus de 5 % au-delà de 10 GeV [61] une fois que l'empilement asynchrone, défini dans la section 3.5, est retiré [61, 62]. Comme dans le cas du ECAL, la réponse du HCAL évolue au cours du temps [63] et doit être contrôlée. La résolution σ obtenue sur l'énergie des hadrons, par combinaison avec les signaux du ECAL, a été déterminée à l'aide d'un faisceau test de pions comme étant

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{1,1}{\sqrt{E}} + 0,09 \quad (\text{X.11})$$

où E est l'énergie mesurée en GeV.

4.6 Les chambres à muons

La détection des muons est un enjeu important pour la discrimination entre les signatures de processus physiques d'intérêt et le bruit de fond au LHC [37]. La mesure la plus précise possible des muons ainsi qu'une large couverture angulaire pour leur détection se trouve au cœur de la conception du détecteur CMS, comme l'indique le « M » de l'acronyme.

Les chambres à muons [37, 48, 64, 65], destinées à la mesure de ces particules, sont encastrées dans la culasse de retour du champ magnétique, c'est-à-dire dans la partie la plus externe du détecteur. Cette dernière, décrite dans la section 4.2, permet d'obtenir, à l'aide du solénoïde, un champ magnétique de 1 à 2 T dans cette zone [52], donnant une bonne résolution sur l'impulsion des muons. Les autres types de particules ayant été absorbées dans les couches précédentes, seuls les muons atteignent cette partie du détecteur. La figure X.20 schématisse la structure des chambres à muons dans un quadrant du détecteur.

Dans le tonneau (MB), cinq roues le long de l'axe du faisceau (numérotées de -2 à 2) couvrent la région $|\eta| < 1,2$. Une roue est composée de douze segments réalisant un tour complet en ϕ . Chacun d'entre eux comporte quatre stations ou couches successives de chambres à muons. Les conditions expérimentales permettent d'y utiliser des chambres à tubes à dérive (DT, *Drift Tubes*). Les trois premières stations contiennent douze chambres à muons. Deux groupes de quatre chambres mesurent la position du muon dans le plan transverse et sont séparées autant que possible afin d'obtenir la meilleure résolution angulaire. Les quatre autres donnent cette position le long de l'axe du faisceau. La quatrième station ne comporte pas de mesure selon cet axe.

Les bouchons (ME) sont soumis à une quantité plus importante de muons. Au lieu de tubes à dérive, la technologie utilisée est celle des chambres à pistes cathodiques (CSC, *Cathode Strip Chambers*). Les CSC présentent un temps de réponse plus court, une segmentation fine ainsi qu'une bonne résistance aux radiations. Elles couvrent la région $0,9 < |\eta| < 2,4$. Quatre stations de CSC successives

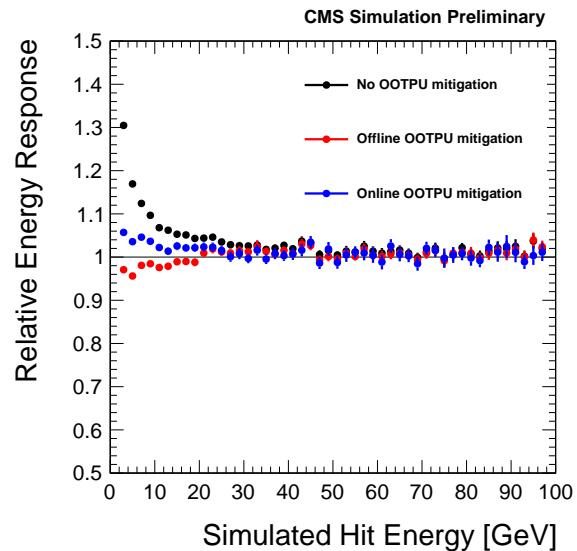


Figure X.19 – Réponse relative du calorimètre hadronique de CMS [61] en fonction de l'énergie simulée du dépôt, estimée par simulation. En noir, sans correction de l'empilement asynchrone (OOTPU). En bleu, avec des corrections en ligne, c'est-à-dire un ajustement des amplitudes et temps d'arrivée des signaux en prenant en compte jusqu'à trois signaux avant et après le signal d'intérêt. En rouge, avec l'ensemble des corrections.

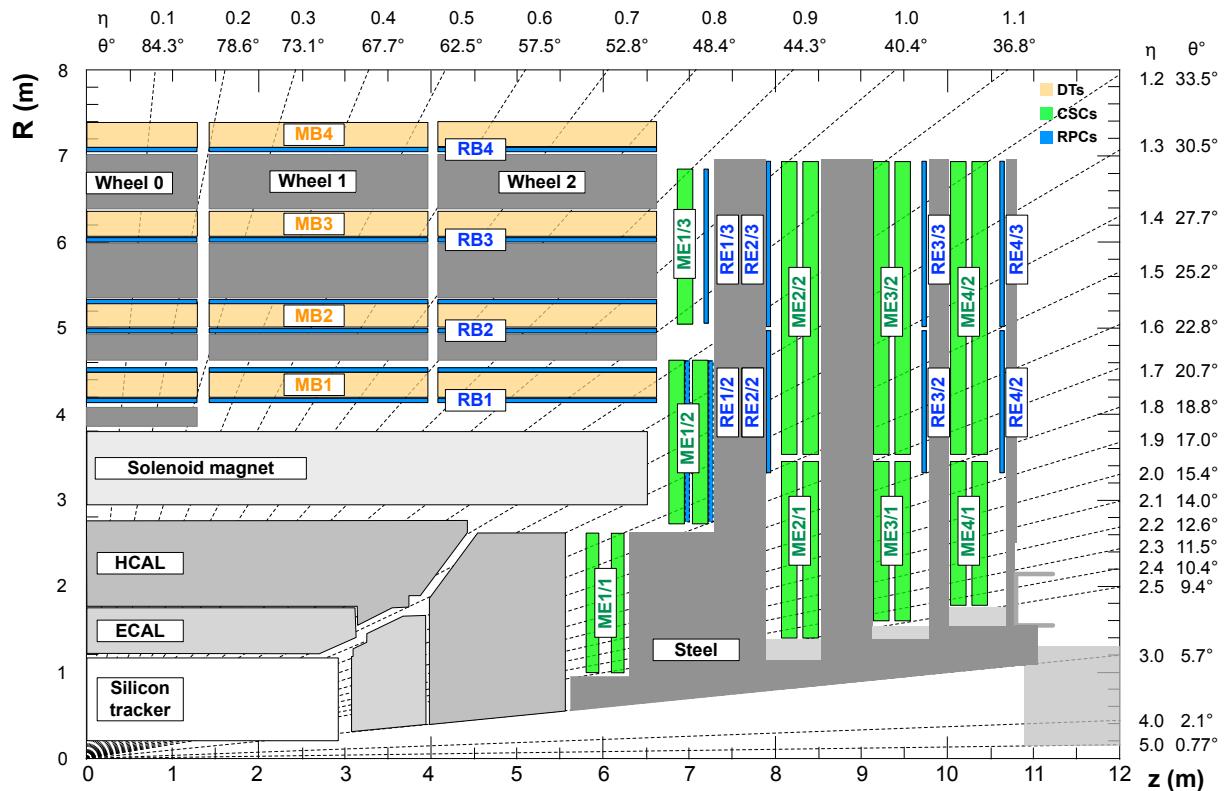


Figure X.20 – Schéma d'un quadrant du détecteur CMS [65] montrant la localisation des chambres à muons et leur nature : tubes à dérive (DT, en jaune), chambres à pistes cathodiques (CSC, en vert) et chambres à plaques résistives (RPC, en bleu). Certaines valeurs de η et les directions associées sont indiquées.

sont installées dans les bouchons et sont orientées radialement par rapport au faisceau, donnant une mesure de précision dans le plan transverse de la position des muons.

Outre l'identification et la mesure des muons, les chambres à muons sont également utilisées afin de déclencher l'enregistrement des données. Les modalités du rejet ou de l'enregistrement d'un événement sont discutées plus en détails dans la section 4.7. Un système de déclenchement complémentaire aux DT et CSC est ajouté, il s'agit du RB dans le tonneau et du RE dans les bouchons. Il est composé de chambres à plaques résistives (RPC, Resistive Plate Chambers) fournissant des signaux indépendants des DT et CSC, rapides (moins de 25 ns) et proposant une bascule en fonction de l'impulsion transverse bien définie. La bascule est la densité de probabilité de donner un signal ou non. Il est en général favorable d'en avoir une à une valeur fixée afin de limiter le domaine de réponse aléatoire. La figure X.21 montre la distribution de la masse invariante des systèmes de deux muons sélectionnés par ce système de déclenchement. Ces résultats montrent la capacité du détecteur CMS à identifier les muons, se déclencher vis-à-vis de leur présence, de reconstruire leurs propriétés cinématiques et d'identifier ainsi sans ambiguïté les particules dont la désintégration donne ces muons sur une large gamme d'énergie [65]. La caractérisation complète des muons, abordée dans la section 5.2, utilise conjointement les informations du trajectographe et des chambres à muons.

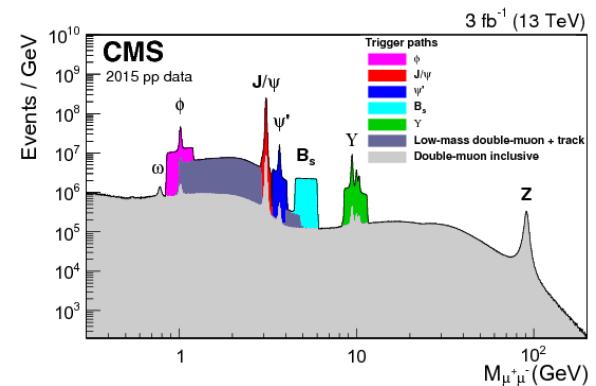


Figure X.21 – Distribution de la masse invariante du système de deux muons obtenue à partir du système de déclenchement des chambres à muons [65]. Les données ont été récoltées en 2015 à l'aide d'un déclenchement global (gris) ainsi que plusieurs déclenchements spécifiques (en couleur). Les résonances de diverses particules apparaissent distinctement.

4.7 Prise de données à CMS

Pour un événement, le détecteur CMS décrit dans les sections précédentes produit une quantité de données de l'ordre de 1 Mo. Si cette grandeur peut paraître raisonnable, il faut la mettre en relation avec la fréquence des événements. Des collisions ont lieu toutes les 25 ns au LHC, soit à une fréquence de 40 MHz. Le détecteur CMS produit alors un flux de données de $40 \text{ To} \cdot \text{s}^{-1}$, ce qui est bien trop important, tant pour l'électronique d'acquisition que pour la reconstruction des événements, abordée section 5, et pour la quantité de données à stocker elle-même. Afin d'en réduire le débit, la collaboration CMS s'appuie sur un système de déclenchement (*trigger*) [37, 66-69] dont le rôle est de supprimer les événements présentant peu d'intérêt physique.

Le système de déclenchement de CMS comporte deux niveaux, le niveau « L1 » (*Level-1*) et le niveau « HLT » (*High Level Trigger*). Le L1 est constitué d'un système électronique programmable utilisant les signaux issus des chambres à muons et des calorimètres pour estimer l'intérêt d'un événement, par exemple par la présence de muons ou d'activité calorimétrique. Il doit analyser chacun des événements. Ceux ne présentant pas de muons ni d'activité calorimétrique suffisante sont directement rejettés. En revanche, jusqu'à 3,2 μs sont nécessaires au traitement des événements les plus complexes [37]. Un système de mise en attente est donc utilisé. Le L1 permet ainsi de réduire la fréquence des événements à analyser de 40 MHz à 100 kHz, limite imposée par l'électronique de lecture complète du détecteur [68]. La structure du L1 est illustrée sur la figure X.22.

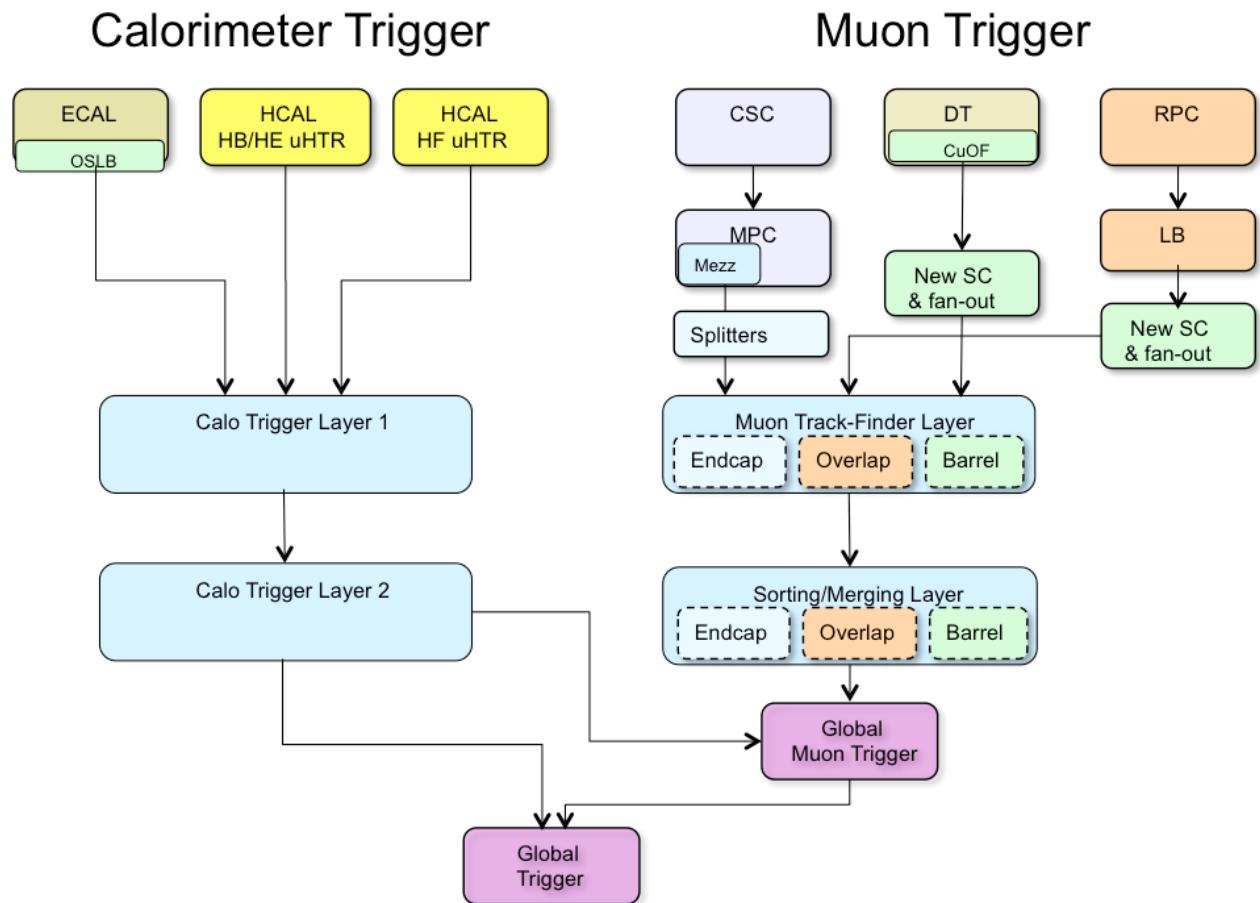


Figure X.22 – Architecture du système de déclenchement L1 [69].

Le second niveau de déclenchement, le HLT, a accès à l'ensemble des signaux issus du détecteur. Une reconstruction simple des événements est réalisée sur une ferme de calcul et permet d'identifier les photons, muons, électrons, jets et taus hadroniques de l'événement. Des calculs plus complexes, similaires à ceux utilisés dans les analyses finales, sont alors réalisés [37]. Il est possible de concevoir de nombreuses conditions de sélection sur les particules présentes, leur énergie, etc. Il existe ainsi de nombreux chemins de déclenchement (*HLT paths*). La reconstruction simple des événements et leur

sélection se fait en un temps maximal de 50 ms. La fréquence moyenne des événements conservés est ainsi abaissée à 100 Hz [37, 68], fréquence raisonnable pour enregistrer les données.

5 Reconstruction des événements

L'analyse des événements à partir des signaux bruts issus du détecteur n'est pas aisée, qu'il s'agisse de données réelles ou simulées. Une interprétation de ces signaux en termes de particules physiques donne un point de départ beaucoup plus accessible. Pour y parvenir, un algorithme de reconstruction est utilisé. Son rôle est de déterminer quelles particules sont issues de la collision étant donnés les signaux dans le détecteur. Cette reconstruction est réalisée de manière identique dans les données réelles et simulées.

Les signaux caractéristiques des différents types de particules dans le plan transverse du détecteur CMS sont illustrées sur la figure X.23. Il s'agit de la conséquence directe de la description du détecteur de la section 4. La plupart des particules laissent des signaux dans plusieurs sous-détecteurs. Pour une particule donnée, ces signaux doivent donc présenter une corrélation.

La reconstruction des événements se fait ainsi en combinant les informations issues des différents sous-détecteurs. Un algorithme spécialement développé afin d'optimiser cette combinaison, l'algorithme de reconstruction du flux de particules (PF, *Particle Flow*) [71, 72], a pour rôle de réaliser cette reconstruction. Dans un premier temps, l'algorithme de PF reconstruit les éléments d'identification des particules à partir des signaux de chaque sous-détecteur. Dans un second temps, ces éléments d'identification sont combinés afin de reconstruire les particules de l'événement. Des objets physiques plus complexes, dits de « haut niveau », sont également définis à partir de ces particules individuelles. Il s'agit de l'énergie transverse manquante, des jets et des taus hadroniques.

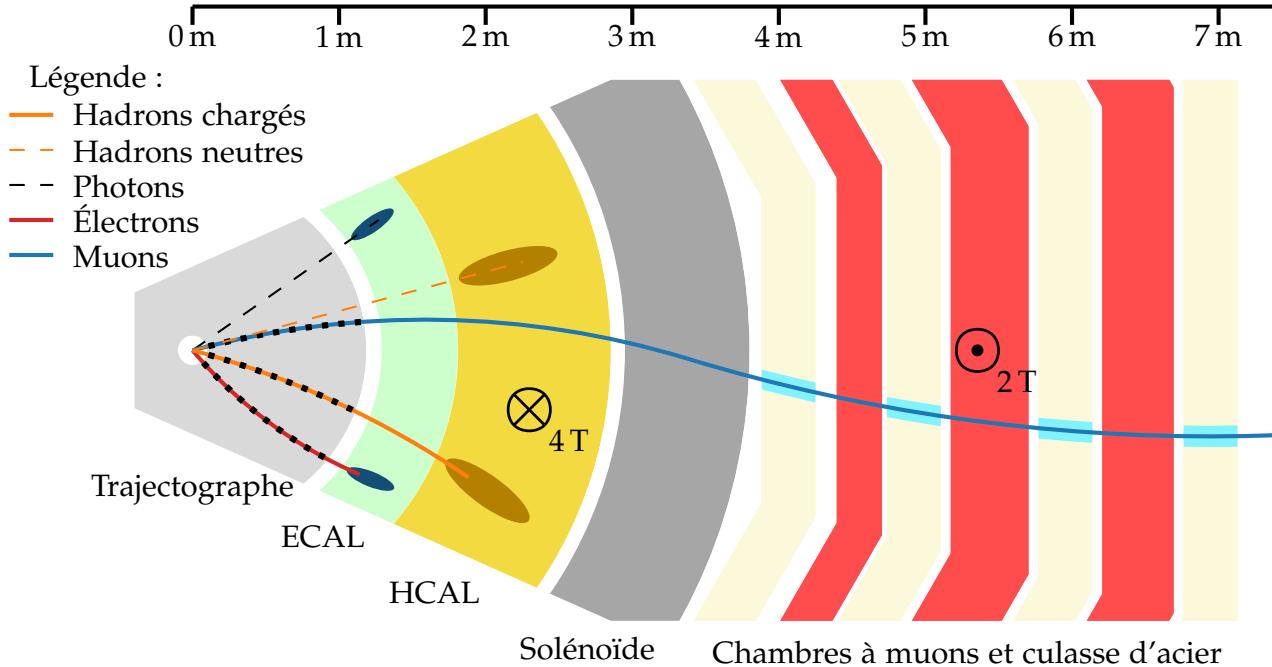


Figure X.23 – Coupe transverse schématique du détecteur CMS et signaux caractéristiques laissés par les particules. Les hadrons forment un dépôt dans le HCAL. Les hadrons chargés présentent de plus une trace dans le trajectographe dont l'extrapolation doit passer par ce dépôt. De même, les photons et électrons forment un dépôt dans le ECAL et les électrons présentent une trace dans le trajectographe dont l'extrapolation doit passer par ce dépôt. Enfin, les muons se propagent à travers tout le détecteur et laissent une trace dans les chambres à muons dont l'extrapolation doit correspondre à une trace du trajectographe. Dans toute la suite de ce manuscrit, les schémas des événements dans le détecteur utilisent la même présentation, en particulier pour les couleurs des sous-détecteurs et des particules. Réalisé à l'aide de CMSTransverseTikZ [70].

5.1 Éléments d'identification du *Particle Flow*

5.1.1 Traces des particules chargées et vertex

Traces des particules chargées Les particules chargées laissent des traces de leur passage dans le trajectographe et, dans le cas des muons, dans les chambres à muons. Le trajectographe, présenté section 4.3, ne donne pas de traces continues mais des points de passage de ces particules.

Les traces des particules sont alors reconstruites à l'aide d'une méthode itérative [71, 73]. Un détecteur de traces par combinaison basé sur un filtre de Kalman (KF) [74] reconstruit les traces selon la procédure suivante :

1. Une trajectoire initiale est générée à partir d'un ajustement à quelques points de passages. Cette trajectoire doit être compatible avec celle d'une particule chargée.
2. L'ensemble des points de passage devant correspondre à cette trajectoire est déterminé. Ces points sont obtenus en extrapolant la trajectoire à travers le trajectographe. À chaque ajout d'un point de passage, l'ajustement de la trajectoire à l'ensemble des points lui étant associés est mis à jour.
3. Une fois que l'ensemble des points pouvant être associés à la trajectoire ont été trouvés, un ajustement final est réalisé. Il permet de déterminer l'ajustement optimal de la trajectoire aux points de passage. Les propriétés de la particule chargée (origine, impulsion transverse, direction) sont ainsi déterminées. La trace est acceptée ou rejetée selon des critères portant sur les paramètres de l'ajustement final. Les points de passage associés à une trace acceptée sont retirés de la liste des points à traiter.

Cette procédure est alors répétée en utilisant des critères de plus en plus précis afin d'augmenter l'efficacité de la reconstruction des traces. Le taux de mauvaise reconstruction est quant à lui réduit en appliquant des critères de qualité sur les traces reconstruites.

Cas des électrons La reconstruction des électrons de haute énergie et isolés vis-à-vis des autres particules est naturellement basée sur les données du ECAL [75]. La position et la valeur du dépôt d'énergie sont utilisés afin de déterminer les points de passage attendus dans le trajectographe pour l'électron (ou le positron). Cependant, à cause de l'épaisseur du trajectographe, les électrons émettent avant de parvenir au ECAL une fraction de leur énergie par *bremssstrahlung*, c'est-à-dire sous forme de photons. Les performances de reconstruction des électrons dépendent ainsi fortement de la capacité à identifier ces photons et mesurer leurs énergies. Les dépôts d'énergie dans le ECAL (*clusters*) dus à l'électron et aux photons potentiellement issus du *bremssstrahlung* sont regroupés en un *supercluster*. Le *supercluster* est construit à partir des dépôts du ECAL se situant dans une fenêtre plus large en ϕ qu'en η afin de prendre en compte la courbure de la trajectoire de l'électron due au champ magnétique.

Dans le cas des électrons contenus dans les jets, en revanche, un biais apparaît à cause des autres particules du jet situées à proximité de l'électron. Cet effet mène à un fort taux de mauvaise reconstruction. L'identification des électrons à partir du ECAL est ainsi limitée aux cas d'électrons isolés des autres particules. Afin de reconstruire les électrons exclus par cette limitation, une approche basée sur les données du trajectographe a été développée [71]. Dès qu'une trace reconstruite selon la procédure exposée précédemment vérifie $p_T > 2 \text{ GeV}$, elle est considérée comme candidat électron.

Lorsque l'électron émet peu d'énergie par *bremssstrahlung*, l'ajustement de la trace correspondante est de bonne qualité à travers l'ensemble du trajectographe. De plus, l'extrapolation de cette trace jusqu'à la surface du ECAL permet de lui faire correspondre un dépôt d'énergie. L'énergie contenue dans le dépôt doit alors être compatible avec celle déterminée à partir de la trace.

Plus l'électron émet de l'énergie par *bremssstrahlung*, moins l'ajustement de la trace correspondante est de qualité, car cet ajustement ne prend pas en compte la perte d'énergie au cours de la propagation de l'électron. Les traces correspondant à cette situation sont sélectionnées à partir du nombre de points de passage associés et du χ^2 de l'ajustement. Elles sont réajustées à partir d'un filtre de somme de gaussiennes (GSF, *Gaussian Sum Filter*) [76] utilisant cinq paramètres, plus adapté que le KF pour ces électrons [71]. Un critère d'identification basé sur un arbre de décision (BDT, *Boosted Decision Tree*) est appliqué sur cet ajustement, il est détaillé dans la section 5.2.

Cas des muons Les muons laissent des signaux de leur passage dans le trajectographe et dans les chambres à muons. Trois types de muons peuvent être définis :

- les muons seuls (*standalone muons*), reconstruits uniquement à partir des signaux des chambres à muons;
- les muons globaux (*global muons*), obtenus par la correspondance d'une trace dans le trajectographe avec l'extrapolation de la trace d'un muon seul;
- les muons du trajectographe (*tracker muons*) sont les traces du trajectographe d'impulsion transverse supérieure à $0,5 \text{ GeV}$ dont l'extrapolation passe par une des chambres à muons ayant détecté le passage d'une particule.

Lorsque des hadrons chargés arrivent au HCAL, ils se désintègrent en une gerbe hadronique. Si des éléments de cette gerbe parviennent à traverser le HCAL (*punch-through*), ils donnent un signal dans les chambres à muons. Des critères d'identification sont alors appliqués aux traces afin de réduire la quantité de muons reconstruits à partir de hadrons. Ils sont abordés dans la section 5.2.

Interactions avec le matériau du trajectographe Des interactions entre les particules issues des collisions et le matériau du trajectographe peuvent mener à une déviation (*kink*) [77, 78] voire à la production de vertex secondaires [55, 71], comme illustré sur la figure X.24. Un algorithme a été développé [79] afin d'identifier les traces de particules ayant interagis avec le matériau du trajectographe.

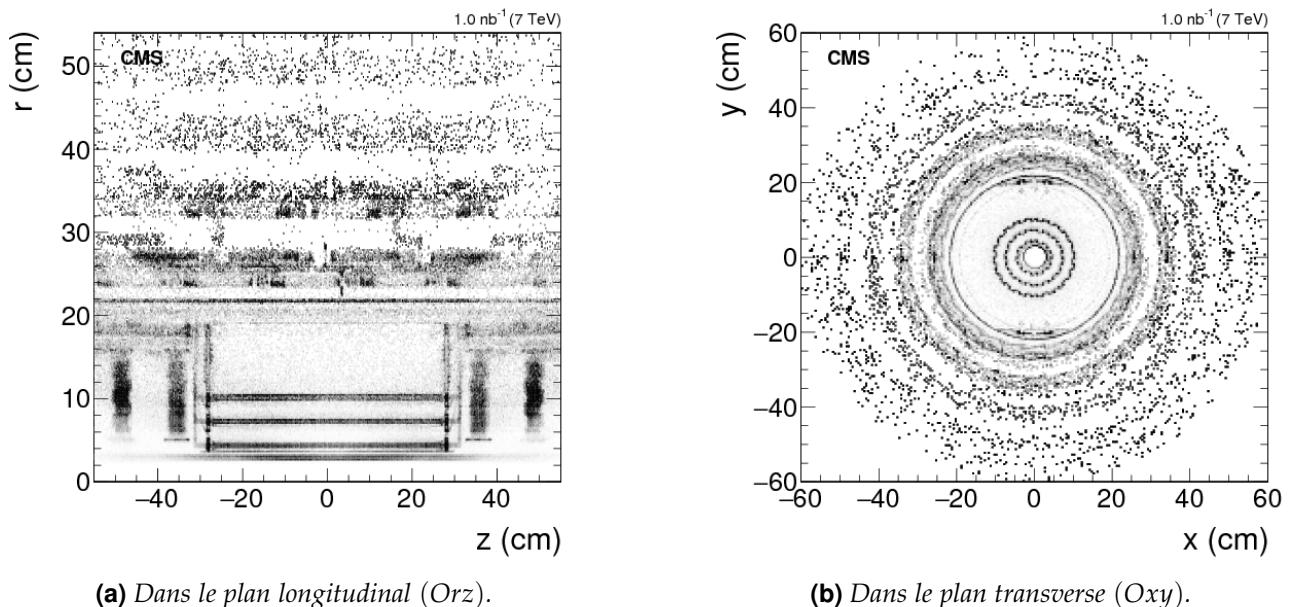


Figure X.24 – Carte des points d'interactions entre particules des événements et matière composant le détecteur [55, 71] à partir de données prises en 2011 à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$.

Vertex La combinaison des traces permet de reconstruire les vertex d'interactions de l'événement. Plusieurs vertex sont présents du fait de l'empilement. Le vertex principal est choisi comme étant le vertex dont la somme des impulsions transverses au carré des traces en provenance est la plus élevée, les autres sont considérés comme des vertex de l'empilement. L'efficacité de reconstruction du vertex principal est ainsi de l'ordre de 100 %, celle des vertex de l'empilement de 70 % [80].

5.1.2 Dépôts dans les calorimètres

Agglomération L'énergie d'une particule unique se répartit dans plusieurs cellules des calorimètres. Les dépôts dans chacunes des cellules sont alors regroupés de proche en proche en agglomérats (*clusters*) [71].

La construction de ces agglomérats commence par l'identification des cellules des calorimètres mesurant une énergie supérieure à un seuil donné, défini pour chaque sous-partie des calorimètres.

Les seuils sont fixés à partir d'une optimisation sur des simulations de photons, π^0 , K^0 et jets. Les cellules adjacentes sont ajoutées à l'agglomérat. Puis, toute cellule avec au moins un coin en commun avec une cellule déjà dans l'agglomérat et mesurant une énergie supérieure à deux fois le niveau moyen du bruit est ajoutée à l'agglomérat.

Calibration Les photons et les hadrons neutres sont reconstruits à l'aide de leurs dépôts dans les calorimètres. Des dépôts isolés vis-à-vis des traces de particules chargées sont une signature claire des particules neutres. Cependant, un dépôt de particule neutre situé au même endroit qu'un dépôt de particule chargée ne peut être détecté que comme étant un excès d'énergie pour la particule chargée par rapport à l'énergie déterminée à l'aide du trajectographe. Une bonne calibration de la réponse des calorimètres aux photons et aux hadrons est donc cruciale pour la bonne reconstruction des particules neutres. Cette calibration a été réalisé dans un premier temps avant les premières collisions à l'aide de faisceaux de test. Une fois les collisions commencées, les données issues des celles-ci sont exploitées afin de calibrer plus finement les calorimètres.

5.2 Identification et reconstruction des particules

Une seule particule donne généralement lieu à plusieurs éléments d'identification du PF dans différents sous-détecteurs. La reconstruction des particules se fait alors par association de ces éléments. L'association des éléments dus à une particule est limitée par [71] :

- la granularité des sous-détecteurs ;
- le nombre de particules par unité d'angle solide ;
- la quantité de matière traversée par les particules en amont des calorimètres ou, le cas échéant, des chambres à muons, pouvant dévier la particule [77, 78].

Un algorithme teste les paires d'éléments de reconstruction possibles. Afin de limiter les temps de calcul, seules les paires d'éléments les plus proches entre eux selon un arbre de recherche multidimensionnel [81] sont considérées. Des conditions supplémentaires sont requises afin d'associer deux éléments et sont détaillées dans les sections suivantes. La distance définie par l'arbre de recherche multidimensionnel permet de quantifier la qualité de cette association. Une association d'élément constitue un « bloc » du PF. Les blocs servent de base à la reconstruction des objets physiques, dont l'identification en tant que particule d'un type donné dépend de critères spécifiques. Ces différents types de particules sont détaillés dans les sections qui suivent.

5.2.1 Muons

Isolation des muons L'isolation permet de quantifier la présence d'activité autour de l'objet physique considéré comme un muon. Elle est définie à partir des autres particules reconstruites situées dans un cône de rayon

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < R_\mu = 0,4 \quad (\text{X.12})$$

autour de la direction du muon au niveau du vertex primaire principal, avec $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$ les distances angulaires des particules au muon dans les directions η et ϕ , selon

$$I^\mu = \sum_{\text{ch,PV}} p_T^{\text{ch}} + \max \left(0, \sum_{h^0} E_T^{h^0} + \sum_{\gamma} E_T^{\gamma} - \Delta\beta \sum_{\text{ch,PU}} p_T^{\text{ch}} \right) \Big|_{\Delta R < R_\mu} \quad (\text{X.13})$$

où $\sum_{\text{ch,PV}} p_T^{\text{ch}}$ est la somme scalaire des impulsions transverses des particules chargées provenant du vertex primaire principal à l'exception de ce muon, $\sum_{h^0} E_T^{h^0}$ est la somme des énergies dans le plan transverse de tous les hadrons neutres, $\sum_{\gamma} E_T^{\gamma}$ est la somme des énergies dans le plan transverse de tous les photons, $\sum_{\text{ch,PU}} p_T^{\text{ch}}$ est la somme scalaire des impulsions transverses des particules chargées provenant de l'empilement et $\Delta\beta$ est une estimation du rapport entre particules neutres et particules chargées créées lors des collisions de protons. Le second terme de l'équation (X.13) permet ainsi d'estimer la contribution des particules neutres à l'isolation. La variable d'isolation ainsi construite

est basse pour des particules isolées, haute pour des particules non isolées. Il est possible de définir l'isolation relative comme étant le rapport entre l'isolation et l'impulsion transverse de la particule,

$$I_{\text{rel}}^i = \frac{1}{p_T^i} I^i. \quad (\text{X.14})$$

Lorsqu'un objet physique est considéré à tort comme étant un muon, la valeur de I^{μ} est plus élevée. C'est le cas par exemple pour un hadron chargé présentant un *punch-through*, dont le dépôt dans le HCAL augmente I^{μ} . De plus, des muons peuvent être produits lors de la désintégration de quarks de saveur lourde. Ces désintégrations sont accompagnées de jets, comme exposé dans le chapitre 1. Ces muons font alors partie du jet et ne sont pas issus de la collision initiale. La présence du jet mène également à de plus hautes valeurs de I^{μ} . L'isolation permet donc de rejeter des muons mal identifiés ou issus de jets.

Critères d'identification des muons Il est possible de définir un critère de qualité sur l'objet reconstruit devant correspondre à un muon à partir des propriétés des éléments d'identification du PF. Il s'agit du *muonID* [65, 82]. Le χ^2 de l'ajustement de la trajectoire ainsi que la fraction des signaux du trajectographe valides associés au muon sont des métriques utilisées pour le *muonID*. Des plus, un algorithme (*kink finder*) sépare la trajectoire du muon et détermine un χ^2 afin de vérifier si cette trajectoire reconstruite peut en réalité provenir de deux traces réelles distinctes. Ce dernier cas de figure peut survenir suite à une déviation du muon par le matériel constituant le détecteur, par exemple.

Pour des critères d'identification stricts, il est possible d'utiliser le nombre de points de passage (*hits*) dans les chambres à muons utilisés pour l'ajustement global de la trajectoire du muon, $N_{\text{hits}}^{\text{MD}}$. Le nombre de stations de chambres à muons associées à la trajectoire, N_{MS} , est aussi exploité. Les informations issues du trajectographe sont également utilisées. Il s'agit du nombre de *hits* dans la partie à pixels, $N_{\text{hits}}^{\text{pixel}}$, et du nombre total de *hits* dans le trajectographe, $N_{\text{hits}}^{\text{tracker}}$.

Trois niveaux d'exigence ou points de fonctionnement (WP, *Working Point*) sont définis, de plus en plus exigeants. En particulier, le *Medium muonID* est utilisé dans l'analyse présentée chapitre 4, comme le recommande le *POG* (*Physics Object Group*, groupe responsable d'un objet physique) Muons [82].

Loose muonID (exigence lâche)

- le muon est issu du PF;
- le muon est reconstruit comme muon global ou du trajectographe.

Medium muonID (exigence moyenne)

- le muon passe le *loose muonID*;
- au moins 80 % des signaux du trajectographe associés au muon sont valides.
- s'il s'agit d'un muon global :
 - l'ajustement de la trajectoire vérifie $\chi^2 / N_{\text{dof}} < 3$, avec N_{dof} le nombre de degrés de liberté de l'ajustement,
 - l'accord entre le muon seul et le muon du trajectographe issus des mêmes éléments de reconstruction que le muon global vérifie $\chi^2 < 12$,
 - la compatibilité avec une déviation du muon due au matériel du détecteur (*kink finder*) vérifie $\chi^2 < 20$,
 - la compatibilité du segment est supérieure à 0,303;
- s'il s'agit d'un muon du trajectographe :
 - la compatibilité du segment est supérieure à 0,451.

Tight muonID (exigence stricte)

- le muon est issu du PF;
- le muon est reconstruit comme muon global;
- l'ajustement de la trajectoire vérifie $\chi^2 / N_{\text{dof}} < 10$;
- les chambres à muon vérifient $N_{\text{hits}}^{\text{MD}} > 0$ et $N_{\text{MS}} > 1$;

- le trajectographe vérifie $N_{\text{hits}}^{\text{pixel}} > 0$ et $N_{\text{hits}}^{\text{tracker}} > 5$;
- les paramètres d'impact du muon vis-à-vis du vertex primaire principal vérifient $d_{xy} < 2 \text{ mm}$ et $d_z < 5 \text{ mm}$.

Reconstruction des muons Les muons sont reconstruits à partir des éléments d'identifications que sont les muons globaux, seuls et du trajectographe définis dans la section 5.1.1.

Tout d'abord, les muons globaux isolés, c'est-à-dire sans autre activité dans le voisinage de la trajectoire correspondante, sont sélectionnés [71]. Les traces additionnelles et les dépôts d'énergie dans les calorimètres se situant dans un cône de rayon ΔR inférieur à 0,3 dans le plan (η, ϕ) sont également associés au muon global. Il est requis que l'isolation relative du muon global soit inférieure à 0,1. Ce critère est suffisant pour rejeter les hadrons dont la gerbe de désintégration traverse le HCAL. Ensuite, les muons globaux non isolés sont sélectionnés à l'aide du critère d'identification strict (*Tight muonID*).

Les muons non identifiés à ce stade peuvent l'être en utilisant les muons seuls et les muons du trajectographe. Les muons seuls présentant un grand nombre de signaux dans les chambres à muons, au moins 23 dans les DT (pour un maximum possible de 32) ou 15 dans les CSC (pour un maximum possible de 24), et dont l'ajustement de la trace à ces signaux est de bonne qualité sont ainsi retenus. Les muons du trajectographe sont également retenus s'ils contiennent au moins 13 points de passage dans le trajectographe et que les agglomérats dans les calorimètres sont compatibles avec la traduction de la trace correspondante en tant que muon.

La résolution sur l'impulsion transverse des muons reconstruits est de 1 % dans le tonneau et 3 % dans les bouchons pour les muons d'impulsion transverse inférieure à 100 GeV et inférieure à 7 % dans le tonneau jusqu'à $p_T = 1 \text{ TeV}$ [65]. L'efficacité de reconstruction est de 95 % et le taux d'identification de hadrons en tant que muons inférieur à 1 %. Les éléments d'identification du PF utilisés pour reconstruire les muons sont retirés dans la suite du processus de reconstruction de l'événement.

5.2.2 Électrons et photons isolés

Isolation des électrons L'isolation des électrons est définie de manière similaire à celle des muons. Elle est quantifiée à partir des particules situées dans un cône de rayon

$$\Delta R < R_e = 0,3 \quad (\text{X.15})$$

autour de la direction de l'électron au niveau du vertex primaire principal, selon

$$I^e = \sum_{\text{ch,PV}} p_T^{\text{ch}} + \max \left(0, \sum_{h^0} E_T^{h^0} + \sum_{\gamma} E_T^{\gamma} - \rho \times \mathcal{E}_A \right) \Big|_{\Delta R < R_e} \quad (\text{X.16})$$

où $\sum_{\text{ch,PV}} p_T^{\text{ch}}$ est la somme scalaire des impulsions transverses des particules chargées provenant du vertex primaire principal à l'exception de cet électron, $\sum_{h^0} E_T^{h^0}$ est la somme des énergies dans le plan transverse de tous les hadrons neutres, $\sum_{\gamma} E_T^{\gamma}$ est la somme des énergies dans le plan transverse de tous les photons, ρ est la densité d'énergie issue de l'empilement dans l'événement et \mathcal{E}_A est l'aire effective, c'est-à-dire la fraction de l'espace (η, ϕ) correspondant à la zone d'isolation à corriger pour l'empilement. Les valeurs des aires effectives utilisées sont présentées dans le tableau X.3.

Région	\mathcal{E}_A
$ \eta \leqslant 1,0$	0,1440
$1,0 < \eta \leqslant 1,479$	0,1562
$1,479 < \eta \leqslant 2,0$	0,1032
$2,0 < \eta \leqslant 2,2$	0,0859
$2,2 < \eta \leqslant 2,3$	0,1116
$2,3 < \eta \leqslant 2,4$	0,1321
$ \eta > 2,4$	0,1654

Tableau X.3 – Valeurs de l'aire effective \mathcal{E}_A utilisée pour corriger la contribution de l'empilement aux isolations des électrons vis-à-vis des autres particules.

Critères d'identification des électrons Deux critères d'identification des électrons existent. Le premier est issu d'une analyse multivariée (MVA, *MultiVariate Analysis*), le second est obtenu à partir de coupures (*cuts*) sur certaines variables.

Electron ID MVA Ce critère est basé sur un arbre de décision (BDT, *Bosstted Decision Tree*) [83].

Le BDT est entraîné à l'aide de XGBOOST [84] sur des événements Drell-Yan (Z/γ^*) + jets simulés à l'aide de MADGRAPH [85]. Les variables prises en compte sont :

- l'impulsion transverse de l'électron p_T^e ;
- la pseudo-rapidité du *supercluster*;
- la densité d'énergie issue de l'empilement dans l'événement ρ ;
- les étalements en η et en ϕ du dépôt d'énergie dans le ECAL, $\sigma_{i\eta i\eta}$ et $\sigma_{i\phi i\phi}$ où $i\eta$ et $i\phi$ correspondent au nombre entier désignant le cristal du calorimètre;
- la circularité du dépôt d'énergie, $1 - E_{1\times 5}/E_{5\times 5}$, où $E_{1\times 5}$ et $E_{5\times 5}$ correspondent respectivement aux énergies dans une région de 1×5 et 5×5 cristaux centrée sur le cristal contenant le plus d'énergie dans le *supercluster*;
- $R_9 = \frac{E_{3\times 3}}{E_{SC}}$, où $E_{3\times 3}$ correspond à l'énergie dans une région de 3×3 cristaux centrée sur le cristal contenant le plus d'énergie dans le *supercluster* et E_{SC} est l'énergie contenue dans le *supercluster*;
- H/E_{SC} où H est l'énergie hadronique située dans un cône de $\Delta R < 0,15$ autour de l'électron;
- $E_{SC}^{\text{PS}}/E_{SC}^{\text{raw}}$ le rapport de l'énergie du *supercluster* située dans le *PreShower* sur son énergie totale non corrigée;
- la largeur du *supercluster*, $\Delta\eta_{SC}$ et $\Delta\phi_{SC}$;
- le χ^2 de l'ajustement de la trajectoire;
- le nombre de *hits* valides utilisés pour l'ajustement de la trajectoire;
- le χ^2 de l'ajustement de la trajectoire GSF (*GSFtrack*);
- le nombre de *hits* utilisés pour l'ajustement de la trajectoire GSF, N^{GSF} ;
- le nombre attendu de *hits* manquants, $N_{\text{lost}}^{\text{GSF}}$;
- la fraction d'énergie perdue par *bremsstrahlung*, $f_{\text{brem}} = 1 - p_{\text{out}}/p_{\text{in}}$, avec p_{in} et p_{out} les impulsions de l'électron obtenue d'après la courbe de sa trajectoire près du vertex primaire et près de la surface du ECAL respectivement;
- E_{SC}/p_{in} ;
- $E_{\text{PF}}/p_{\text{in}}$, où E_{PF} est l'énergie du *supercluster* le plus proche du point d'entrée de l'électron dans le ECAL;
- les écarts $\Delta\eta_{\text{in}}$ et $\Delta\phi_{\text{in}}$ entre le *supercluster* et la direction de la trace associée à l'électron au niveau du vertex primaire;
- l'écart $\Delta\eta_{\text{out}}$ entre le *supercluster* et la direction de la trace associée à l'électron au niveau de la surface du ECAL;
- $1/E_e - 1/p_e$ où E_e est l'énergie de l'électron et p_e son impulsion;
- la probabilité que l'électron soit issu d'une conversion $\gamma \rightarrow e^+e^-$;

Le point de fonctionnement à 90 % d'efficacité est défini à partir d'une valeur minimale de sortie du BDT. Cette valeur dépend de p_T^e et η^e ainsi que de l'année de prise de données.

Cut-based ID Ce critère d'identification consiste en une liste de coupures (*cut*) sur certaines variables. Les valeurs de ces coupures dépendent du point de fonctionnement. Dans l'analyse présentée chapitre 4, seul le point de fonctionnement « *veto* » est utilisé, les coupures associées sont listées dans le tableau X.4. Les variables utilisées sont définies précédemment, à l'exception de :

- $|\Delta\eta_{\text{in}}^{\text{seed}}|$ l'écart en η entre le point d'entrée de l'électron dans le ECAL et la position du *supercluster* identifié par l'algorithme de PF;
- $I_{\text{rel}}^{\Delta\beta}$ l'isolation relative de l'électron obtenue de façon analogue à celle des muons (X.14), à l'exception de la taille du cône valant ici $R_e = 0,3$.

Isolation des photons L'isolation des photons est définie vis-à-vis des hadrons chargés, des hadrons neutres et des autres photons selon le même principe que l'isolation des électrons équation (X.16), certains termes étant nuls suivant l'isolation déterminée. Les aires effectives correspondantes sont données dans le tableau X.5.

Critères d'identification des photons À l'instar du *cut-based ID*, la collaboration CMS propose des critères d'identification des photons (lâche, moyen et strict) à partir de coupures sur diverses propriétés

Variable	$ \eta^e < 1,479$	$ \eta^e \geq 1,479$
$\sigma_{inj\eta}$	< 0,0126	< 0,0457
$ \Delta\eta_{in}^{seed} $	< 0,00463	< 0,00814
$ \Delta\phi_{in} $	< 0,148	< 0,19
H/E_{SC}	$< 0,05 + \frac{1,16}{E_{SC}[\text{GeV}]} + 0,0324 \frac{\rho}{E_{SC}}$	$< 0,05 + \frac{2,54}{E_{SC}[\text{GeV}]} + 0,183 \frac{\rho}{E_{SC}}$
$I_{rel}^{\Delta\beta}$	$< 0,198 + \frac{0,506}{p_{T^e}[\text{GeV}]}$	$< 0,203 + \frac{0,96}{p_{T^e}[\text{GeV}]}$
$ 1/E_{SC} - 1/p_{in} $	$< 0,209 \text{ GeV}^{-1}$	$< 0,132 \text{ GeV}^{-1}$
N_{lost}^{GSF}	≤ 2	≤ 3
veto de conversion	passé	passé

Tableau X.4 – Coupures du cut-based veto ID pour les deux régions en η du supercluster possibles. Les variables sont détaillées dans le texte.

Région	Hadrons chargés	Hadrons neutres	Photons
$ \eta \leq 1,0$	0,0112	0,0668	0,1113
$1,0 < \eta \leq 1,479$	0,0108	0,1054	0,0953
$1,479 < \eta \leq 2,0$	0,0106	0,0786	0,0619
$2,0 < \eta \leq 2,2$	0,01002	0,0233	0,0837
$2,2 < \eta \leq 2,3$	0,0098	0,0078	0,1070
$2,3 < \eta \leq 2,4$	0,0089	0,0028	0,1212
$ \eta > 2,4$	0,0087	0,0137	0,1466

Tableau X.5 – Valeurs des aires effectives \mathcal{E}_A utilisées pour corriger la contribution de l’empilement aux isolations des photons vis-à-vis des autres particules.

tés du « candidat » photon. Les variables exploitées sont :

- H/E_{SC} où H est l’énergie hadronique située dans un cône de $\Delta R < 0,15$ autour du photon et E_{SC} l’énergie contenue dans le *supercluster* ;
- $\sigma_{inj\eta}$ l’étalonnage en η du dépôt d’énergie dans le ECAL ;
- I_{rel}^{CH} l’isolation relative vis-à-vis des hadrons chargés ;
- I_{rel}^{NH} l’isolation relative vis-à-vis des hadrons neutres ;
- $I_{rel}^{\gamma\gamma}$ l’isolation relative vis-à-vis des photons.

Les coupures correspondant aux différents critères d’identification des photons ainsi que leurs efficacités d’identification et de réjection sont résumées dans le tableau X.6.

Critère	Lâche		Moyen		Strict	
	Région	Tonneau	Bouchon	Tonneau	Bouchon	Tonneau
Efficacité	90,08 %	90,65 %	80,29 %	80,08 %	70,24 %	70,13 %
Réjection	86,25 %	76,72 %	89,36 %	81,85 %	90,97 %	84,55 %
H/E_{SC}	0,04596	0,0590	0,02197	0,0326	0,02148	0,0321
$\sigma_{inj\eta}$	0,0106	0,0272	0,01015	0,0272	0,00996	0,0271
I_{rel}^{CH}	1,694	2,089	1,141	1,051	0,65	0,517
I_{rel}^{NH}	{ 24,032 +0,01512 p_T +2,259 $p_T^2/10^5$	19,722 +0,011 p_T +2,3 $p_T^2/10^5$	1,189 +0,01512 p_T +2,259 $p_T^2/10^5$	2,718 +0,0117 p_T +2,3 $p_T^2/10^5$	0,317 +0,01512 p_T +2,259 $p_T^2/10^5$	2,716 +0,0117 p_T +2,3 $p_T^2/10^5$
$I_{rel}^{\gamma\gamma}$	{ 2,876 +0,004017 p_T	4,162 +0,0037 p_T	2,08 +0,004017 p_T	3,867 +0,0037 p_T	2,044 +0,004017 p_T	3,032 +0,0037 p_T

Tableau X.6 – Valeurs maximales des observables considérées pour l’identification des photons selon le critère utilisé et la région du détecteur dans laquelle se trouve le candidat photon (tonneau pour $|\eta| < 1,479$, bouchon sinon).

Reconstruction des électrons et des photons L'identification des électrons et des photons isolés se base sur les éléments d'identification du PF du trajectographe et du ECAL. Lors de leur traversée du trajectographe, les électrons émettent des photons par *bremsstrahlung*. De plus, les photons se convertissent en paires e^+e^- , ces électrons étant également sujets au *bremsstrahlung*, etc. Pour cette raison, électrons et photons isolés sont traités de manières similaires pour leur reconstruction.

Un candidat électron est défini lorsqu'une trace du trajectographe, extrapolée jusqu'au ECAL, est associée à un dépôt d'énergie, si ce dépôt n'est pas lui-même relié à trois autres traces ou plus. Les candidats photons isolés correspondent aux dépôts du ECAL avec une énergie transverse supérieure à 10 GeV n'étant pas associés à une trace. Pour tous ces candidats, la somme des énergies mesurées dans les cellules du HCAL se situant dans un cône de rayon ΔR inférieur à 0,15 dans le plan (η, ϕ) ne doit pas correspondre à plus de 10 % de l'énergie du dépôt du ECAL. Les traces identifiées comme celles de conversions de photons et les dépôts du ECAL associés sont de plus rattachées au candidat initial.

Les électrons et photons isolés sont alors obtenus en soumettant aux candidats les critères d'identification définis précédemment [71]. Les éléments d'identification du PF utilisés pour les reconstruire sont retirés dans la suite du processus de reconstruction de l'événement.

5.2.3 Hadrons et photons non isolés

Une fois les muons, électrons et photons isolés identifiés et reconstruits restent les hadrons et les photons non isolés issus de la formation des jets et de l'hadronisation. Ces particules sont généralement détectées comme des hadrons chargés (π^\pm, K^\pm , protons), des hadrons neutres (K_L , neutrons), des photons non isolés (désintégrations des π^0) et plus rarement comme des muons (désintégrations de hadrons lourds).

Dans la région d'acceptation du trajectographe ($|\eta| < 2,5$), les photons non isolés et les hadrons neutres sont reconstruits respectivement à partir des dépôts d'énergie dans les ECAL et HCAL non associés à une trace. Une priorité est donnée aux photons dans la mesure où 25 % de l'énergie des jets est portée par ces particules alors que seulement 3 % de l'énergie des jets est déposée dans le ECAL par les hadrons neutres. Au-delà de l'acceptation du trajectographe, il n'est pas possible de faire la distinction entre hadrons neutres et chargés. Près de 25 % de l'énergie des jets est ainsi déposée dans le ECAL et les agglomérats du ECAL se situant dans la même région qu'un agglomérat du HCAL sont considérés comme dus à la même gerbe hadronique, c'est-à-dire au même hadron. Les autres dépôts du ECAL sont considérés comme dus à des photons.

Les hadrons chargés sont identifiés à partir des agglomérats restant dans le HCAL, associés aux traces dans le trajectographe non utilisées pour l'identification des particules précédentes. Ces traces peuvent elles-mêmes être reliées à un agglomérat résiduel du ECAL. Pour chaque bloc du PF ainsi construit, l'énergie dans les calorimètres est comparée à la somme des impulsions des traces. Un excès d'énergie d'après les calorimètres est interprété comme la présence d'une particule neutre supplémentaire. Si la valeur de cet excès est inférieure à l'énergie contenue dans le ECAL et supérieure à 500 MeV, alors cette particule neutre supplémentaire est considérée comme étant un photon dont l'énergie est égale à l'excès. Sinon, l'énergie dans le ECAL est identifiée comme un photon et si la partie de l'excès contenue dans le HCAL est supérieure à 1 GeV, un hadron neutre est également identifié. Puis, à partir de l'énergie calorimétrique restante, chaque trace du bloc du PF donne un hadron chargé.

5.3 Énergie transverse manquante

Des neutrinos peuvent être produits lors des collisions. Or, ces particules se propagent sans laisser de signal dans le détecteur, elles sont donc invisibles. Toutefois, lorsque de telles particules sont produites en association avec des particules détectées, leur présence peut être déduite du déséquilibre dans l'impulsion totale des particules de l'événement [86].

Lors d'une collision de protons, dans l'état initial, la composante longitudinale de l'impulsion est inconnue et l'impulsion totale dans le plan transverse est nulle comme discuté dans la section 3.3. Par conservation, l'impulsion totale dans le plan transverse est nulle dans l'état final. Les neutri-

nos n'étant pas détectés, leurs impulsions transverses sont manquantes dans le bilan de l'état final. L'observable définie afin de quantifier ce manque est l'énergie transverse manquante (MET, *Missing Transverse Energy*). Bien que son nom mentionne une énergie, il s'agit bien d'une impulsion.

MET issue de l'algorithme de PF La somme des impulsions transverses des particules invisibles doit compenser celle des particules reconstruites, c'est-à-dire

$$\sum_{\text{toutes les particules}} \vec{p}_T = \vec{0} \Leftrightarrow \sum_{\text{particules invisibles}} \vec{p}_T + \sum_{\text{particules reconstruites}} \vec{p}_T = \vec{0} \Leftrightarrow \sum_{\text{particules invisibles}} \vec{p}_T = - \sum_{\text{particules reconstruites}} \vec{p}_T. \quad (\text{X.17})$$

La MET issue de l'algorithme de PF représente ainsi l'impulsion transverse totale des particules invisibles et est définie comme

$$\vec{E}_T^{\text{miss}}(\text{PF}) = - \sum_{i \in \{\text{particules}\}} \vec{p}_T^i, \quad (\text{X.18})$$

où les particules sont celles reconstruites par l'algorithme de PF. Cette définition, simple, est toutefois sensible aux particules issues de l'empilement. Afin de réduire l'effet de l'empilement, l'algorithme PUPPI a été développé.

MET issue de l'algorithme PUPPI La MET peut également être estimée par l'algorithme PUPPI (*PileUp Per Particle Identification*) [87]. La « PUPPIMET » obtenue est moins sensible à l'empilement (*pileup*) que la MET issue de l'algorithme de PF (PFMET). L'algorithme PUPPI exploite en effet des informations sur :

- l'environnement de chaque particule identifiée par l'algorithme de PF
- les propriétés de l'empilement dans l'événement;
- les données issues du trajectographe;

afin d'associer un poids w_i à chaque particule i , lié à la probabilité que celle-ci proviennent de l'empilement au lieu du vertex primaire principal. Ce poids varie entre 0 pour des particules issues de l'empilement et 1 pour des particules provenant du vertex primaire principal. Plus de détails dans la détermination de w_i sont disponibles dans les références [86, 87].

La MET issue de l'algorithme PUPPI est définie comme

$$\vec{E}_T^{\text{miss}}(\text{PUPPI}) = - \sum_{i \in \{\text{particules}\}} w_i \vec{p}_T^i. \quad (\text{X.19})$$

5.4 Reconstruction des jets

La phénoménologie des jets est présentée dans le chapitre 1. Les partons, c'est-à-dire les quarks et les gluons, ne peuvent pas être directement observés dans le détecteur. Leur signature expérimentale est un jet, c'est-à-dire un flux collimé de particules stables composé de hadrons, de leptons et de photons. Afin de pouvoir étudier le processus initial dont sont issus les partons à l'origine des jets observés, il est nécessaire de reconstruire ces jets en regroupant l'ensemble des particules les constituant.

À partir des particules identifiées à l'aide de l'algorithme de *Particle Flow* (PF), un regroupement de celles-ci permet d'obtenir la liste des jets de l'événement. Il existe plusieurs algorithmes de regroupement dont le principe est décrit dans la section suivante.

Les jets identifiés selon la procédure présentée ci-après sont par la suite calibrés en énergie. Cette calibration est l'objet du chapitre 3.

5.4.1 Algorithmes de regroupement

Il existe deux catégories d'algorithmes permettant de regrouper les particules en jets, les algorithmes de cônes et ceux de recombinaison séquentielle. Les émissions de partons sont plus importantes pour les basses énergies (limite infrarouge) ou lorsqu'un parton émis de façon colinéaire au

parton initial (limite colinéaire), comme discuté dans le chapitre 1. Afin de rendre compte de ce comportement de QCD, les algorithmes de regroupement doivent être insensibles à l'ajout d'une particule de basse énergie ou au partage d'une particule en deux autres d'énergies inférieures. C'est ce que l'on appelle l'insensibilité IRC, pour *InfraRed and Colinear*. La plupart des algorithmes de cônes ne sont pas IRC-insensibles, alors que la majorité des algorithmes de recombinaison séquentielle le sont.

Les algorithmes de cônes regroupent toutes les particules ayant une direction \vec{p} telle que la distance ΔR_{pa} à la direction de l'axe du cône \vec{a} dans le plan (η, ϕ) est inférieure à une distance de coupure R_c , comme illustré sur la figure X.25, c'est-à-dire si

$$\Delta R_{pa}^2 = (\eta_p - \eta_a)^2 + (\phi_p - \phi_a)^2 < R_c^2. \quad (\text{X.20})$$

Alors, la direction \vec{a} du cône est redéfinie comme étant la direction moyenne de toutes les particules rassemblées dans ce cône. Ce processus est itéré jusqu'à la stabilisation des cônes. Enfin, une particule ne pouvant appartenir qu'à un seul jet, les cônes sont séparés en cas de superposition.

L'algorithme *Seedless Infrared Safe Cone* ou SISCONE [88] est un exemple d'algorithme de cônes IRC-insensible. Dans un premier temps, tous les cônes stables possibles sont construits. Ces cônes sont alors fusionnés, les cônes ayant l'impulsion transverse la plus grande absorbant des cônes d'impulsion transverse moindre dont ils contiennent déjà une fraction des constituants. Un exemple de reconstruction de jets à l'aide de l'algorithme SISCONE est présenté sur la figure X.26.

Les algorithmes de recombinaison séquentielle commencent par considérer que chaque particule forme un pseudo-jet d'une seule particule [90]. Puis, de manière itérative et à l'aide d'une métrique

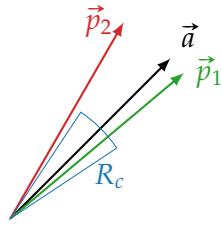


Figure X.25 – Regroupement par algorithme de cônes. La particule de direction \vec{p}_1 est ajoutée au cône, celle de direction \vec{p}_2 ne l'est pas.

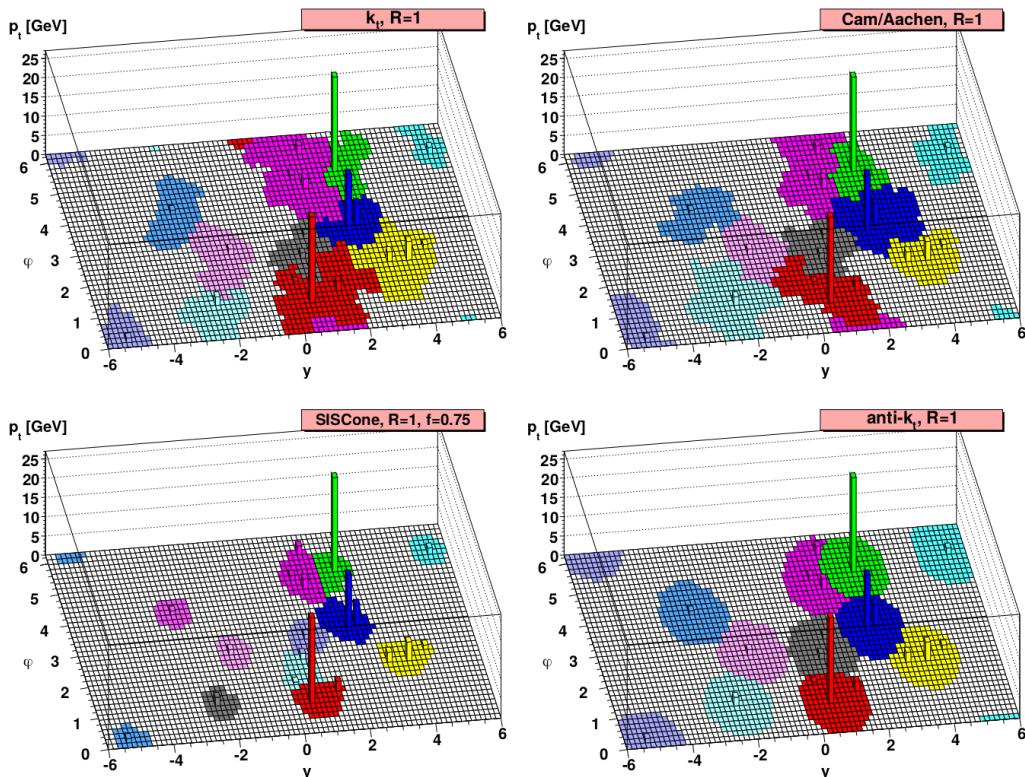


Figure X.26 – Formes des jets reconstruits à partir de différents algorithmes pour un même événement [89]. En haut à gauche, k_T ; en haut à droite, C/A; en bas à gauche, SISCONE; en bas à droite, anti- k_T . L'algorithme anti- k_T permet d'obtenir des jets de forme régulière.

donnée, la paire composée des deux jets les plus proches fusionne tant que la distance entre eux est en-deçà d'une valeur seuil. Les jets fusionnés donnent la liste des jets de l'événement. Il est également possible de fixer le nombre de jets à déterminer et non la valeur seuil de la distance entre les jets à fusionner.

Plusieurs métriques de distance peuvent être définies, chacune correspondant à un algorithme de recombinaison séquentielle proposant des regroupements différents.

Algorithme k_T [91] La distance d_{ij} entre deux jets i et j est définie par

$$d_{ij} = \min(p_{T_i}^2, p_{T_j}^2) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad (\text{X.21})$$

où

$$\Delta R_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2 \quad (\text{X.22})$$

avec η_x la pseudo-rapidité, ϕ_x l'angle azimutal et p_{T_x} l'impulsion transverse du jet x et R un paramètre libre. Cet algorithme a l'avantage de regrouper les particules très fidèlement vis-à-vis de la gerbe partonique, mais les jets obtenus possèdent une géométrie spatiale irrégulière, comme cela se voit sur la figure X.26.

Algorithme de Cambridge/Aachen [92, 93] La distance d_{ij} entre deux jets i et j est définie par

$$d_{ij} = \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad (\text{X.23})$$

où ΔR_{ij}^2 est défini par l'équation (X.22) et R est un paramètre libre. Le regroupement des jets est ainsi uniquement basé sur l'écart angulaire.

Algorithme anti- k_T [89] La distance d_{ij} entre deux jets i et j est définie par

$$d_{ij} = \min\left(\frac{1}{p_{T_i}^2}, \frac{1}{p_{T_j}^2}\right) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad (\text{X.24})$$

où ΔR_{ij}^2 est défini par l'équation (X.22), p_{T_x} l'impulsion transverse du jet x et R un paramètre libre. Le regroupement des particules se fait ainsi autour de celles de plus hautes énergies. Cet algorithme propose un regroupement des particules moins fidèle à la gerbe partonique, mais produit des jets de forme régulière, comme cela se voit sur la figure X.26.

Le temps de calcul de ces algorithmes est un enjeu majeur au LHC. Leurs temps d'exécutions sont représentés en fonction du nombre d'interactions d'empilement sur la figure X.27. Les algorithmes de Cambridge/Aachen, k_T et anti- k_T sont les plus rapides, ils permettent le traitement d'un événement en moins d'une milliseconde dans les conditions des collisions proton-proton du LHC. Les jets de formes plus régulières sont obtenus avec anti- k_T . C'est cet algorithme de regroupement qui est utilisé dans le cadre de l'expérience CMS. Sur la figure X.28 sont illustrées les compositions des jets reconstruits lors des trois années du Run II. L'écart entre données réelles et simulées n'excède généralement pas 2 %.

5.4.2 Identification des jets dans CMS

Les jets ainsi reconstruits à l'aide des algorithmes de recombinaison sont en réalité des « candidats » jets. À l'instar des particules individuelles, des critères d'identification leurs sont appliqués afin de rejeter le bruit de fond et de s'assurer de la qualité des jets utilisés dans les analyses.

Ces critères reposent sur les caractéristiques des candidats jets tels que la fraction d'énergie provenant de leurs constituants neutres ou encore le nombre de ces constituants. Ils dépendent des années de prise de données et de la pseudo-rapidité du jet, c'est-à-dire de la région du détecteur dans laquelle il se trouve.

Les critères utilisés pour les années 2016, 2017, 2018, 2017-UL et 2018-UL, listés page 33, permettent d'obtenir une efficacité d'identification des jets supérieure à 99 % dans chacune des régions en η du détecteur. La dénomination « UL » signifie *Ultra-Legacy* et correspond à une réinterprétation des données récoltées une fois que la collaboration peut prendre plus de recul sur l'obtention de celles-ci. La réjection du bruit de fond est supérieure à 98 % pour $|\eta| \leq 3,0$ et supérieure à 36 % pour $|\eta| > 3,0$.

Propriété du jet à identifier	$ \eta \leq 2,4$	$2,4 < \eta \leq 2,7$	$2,7 < \eta \leq 3,0$	$3,0 < \eta $
Fraction d'énergie				
— hadronique neutre	< 0,90	< 0,90	< 0,98	
— électromagnétique neutre	< 0,90	< 0,90	> 0,01	< 0,90
— hadronique chargée	> 0			
— électromagnétique chargée	< 0,90			
— muonique	< 0,8	< 0,8		
Nombre de constituants	> 1	> 1		
— neutres			> 2	> 10
— chargés	> 0			

Tableau X.7 – Critères d'identification des jets à CMS pour l'analyse des données de 2016.

Propriété du jet à identifier	$ \eta \leq 2,4$	$2,4 < \eta \leq 2,7$	$2,7 < \eta \leq 3,0$	$3,0 < \eta $
Fraction d'énergie				
— hadronique neutre	< 0,90	< 0,90		> 0,02
— électromagnétique neutre	< 0,90	< 0,90	< 0,99 et > 0,02	< 0,90
— hadronique chargée	> 0			
— électromagnétique chargée	< 0,8			
— muonique	< 0,8	< 0,8		
Nombre de constituants	> 1	> 1		
— neutres			> 2	> 10
— chargés	> 0			

Tableau X.8 – Critères d'identification des jets à CMS pour l'analyse des données de 2017.

Propriété du jet à identifier	$ \eta \leq 2,6$	$2,6 < \eta \leq 2,7$	$2,7 < \eta \leq 3,0$	$3,0 < \eta \leq 5,0$
Fraction d'énergie				
— hadronique neutre	< 0,90	< 0,90		> 0,2
— électromagnétique neutre	< 0,90	< 0,99	< 0,99 et > 0,02	< 0,90
— hadronique chargée	> 0			
— électromagnétique chargée	< 0,8	< 0,8		
— muonique	< 0,8	< 0,8		
Nombre de constituants	> 1			
— neutres			> 2	> 10
— chargés	> 0	> 0		

Tableau X.9 – Critères d'identification des jets à CMS pour l'analyse des données de 2018.

Propriété du jet à identifier	$ \eta \leq 2,6$	$2,6 < \eta \leq 2,7$	$2,7 < \eta \leq 3,0$	$3,0 < \eta \leq 5,0$
Fraction d'énergie				
— hadronique neutre	< 0,90	< 0,90		> 0,2
— électromagnétique neutre	< 0,90	< 0,99	< 0,99 et > 0,01	< 0,90
— hadronique chargée	> 0			
— électromagnétique chargée	< 0,8	< 0,8		
— muonique	< 0,8	< 0,8		
Nombre de constituants	> 1			
— neutres			> 1	> 10
— chargés	> 0	> 0		

Tableau X.10 – Critères d'identification des jets à CMS pour l'analyse des données de 2017-UL et 2018-UL.

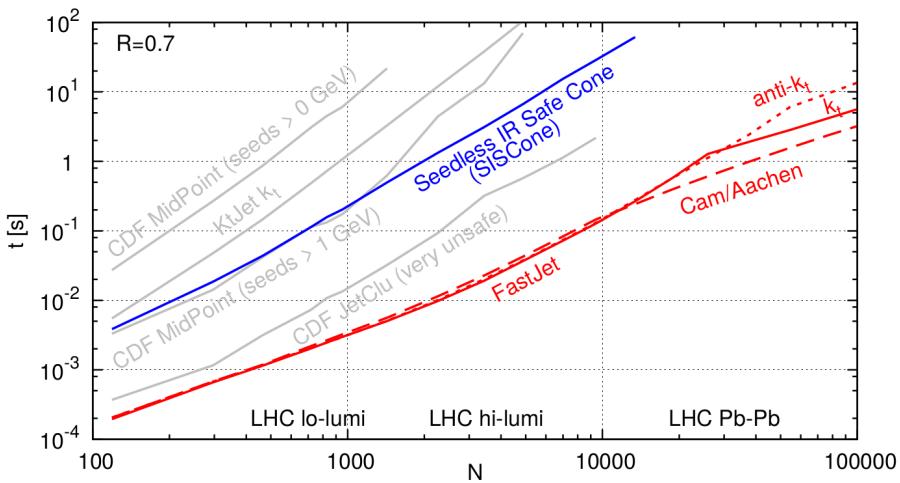


Figure X.27 – Temps de recombinaison d’un événement dijet simulé de 50 GeV contenant N interactions d’empilement pour différents algorithmes de reconstruction des jets [94].

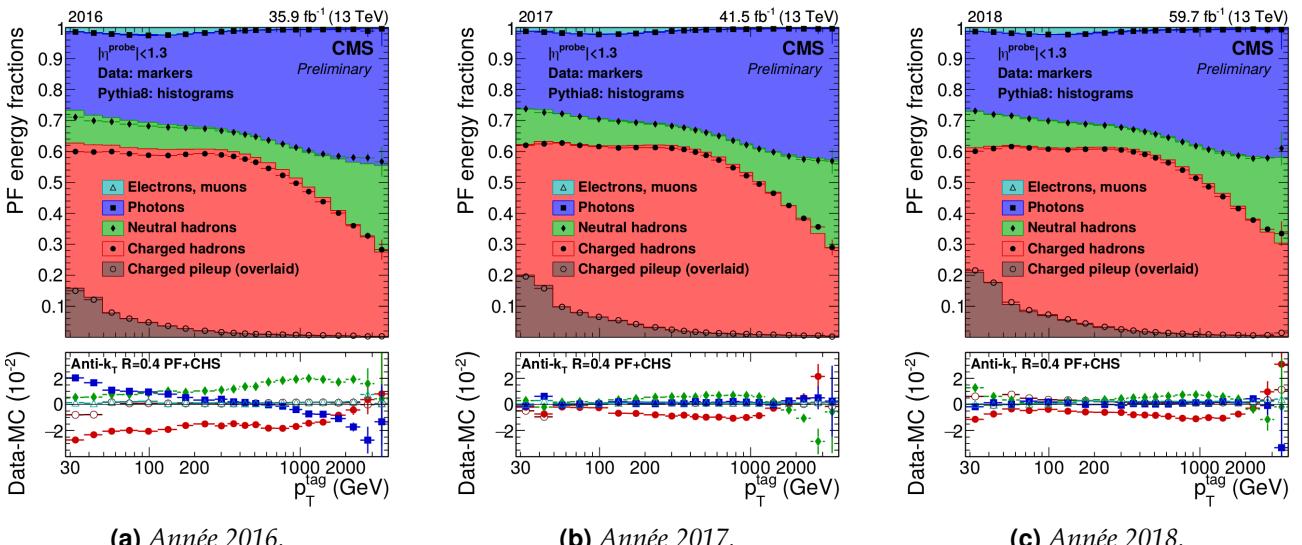


Figure X.28 – Composition des jets reconstruits à l’aide de l’algorithme $\text{anti-}k_{\text{T}}$ lors du Run II [95] en fonction de l’impulsion transverse du jet dans les données réelles (Data, histogrammes avec des points) et simulées (MC, histogrammes en couleurs). La partie Charged pileup (overlaid) en brun correspond à la fraction du jet retirée par la procédure CHS décrite dans le chapitre 3.

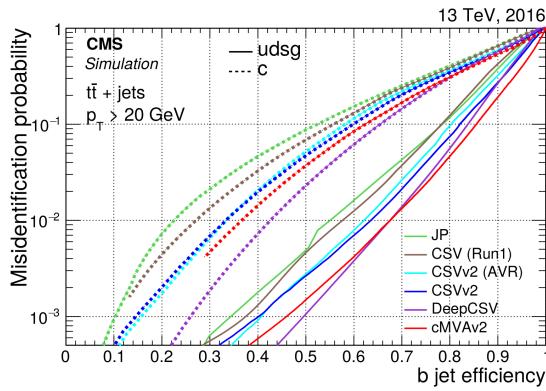
5.4.3 Saveur des jets

Il est impossible de connaître avec certitude le parton à l’origine d’un jet, mais ce dernier possède des propriétés caractéristiques dépendantes du parton, comme exposé dans le chapitre 1.

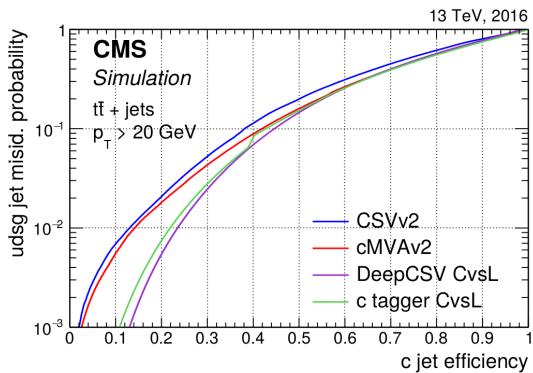
En utilisant ces propriétés, des algorithmes d’identification de la saveur des jets ont été mis au point par la collaboration CMS [98]. Les avancées récentes dans le domaine du *Deep Learning*, appliquées à l’identification des jets [99], ont permis l’amélioration de ces algorithmes. DEEPCSV [96] en est un exemple.

Les variables utilisées dans cet algorithme, décrites dans la référence [96], sont traitées par un réseau de neurones profond composé de quatre couches cachées de 100 nœuds connectés les uns aux autres. Le principe des réseaux de neurones est abordé plus en détails dans le chapitre 5. Ce réseau a été entraîné à l’aide des librairies KERAS [100] et TENSORFLOW [101] sur un ensemble d’événements simulés $t\bar{t}$, présentant de nombreux jets de quarks b , et multijet.

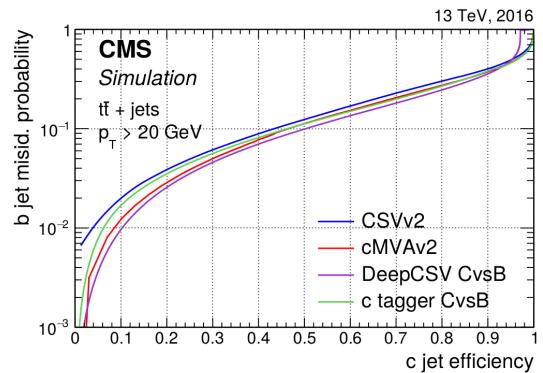
Les performances ainsi obtenues pour l’algorithme DEEPCSV sont comparées à d’autres algorithmes d’identification de la saveur des jets sur la figure X.29. Les algorithmes CMVAv2 et DEEPCSV présentent les meilleures performances en termes d’identification des jets de quark b (b -tagging). Pour



(a) Probabilité de mauvaise identification en tant que jet de quark b de jets de gluon ou quarks légers (traits pleins) ou de jets de quark c (pointillés) en fonction de l'efficacité d'identification des jets de quark b .



(b) Probabilité de mauvaise identification en tant que jet de quark c de jets de gluon ou quarks légers en fonction de l'efficacité d'identification des jets de quark c .



(c) Probabilité de mauvaise identification en tant que jet de quark b de jets de quark c en fonction de l'efficacité d'identification des jets de quark c .

Figure X.29 – Comparaison des performances des algorithmes d'identification de la saveur des jets [96].

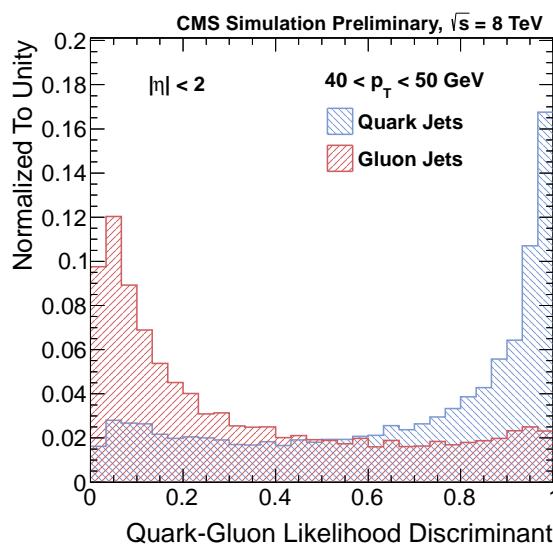


Figure X.30 – Densité de probabilité de la fonction de vraisemblance utilisée pour discriminer les jets issus de gluons de ceux issus de quarks [97]. En rouge, pour les jets issus de gluons. En bleu, pour des jets issus de quarks.

le traitement des jets de quark c , l'algorithme DEEPCSV propose les meilleures performances. Dans les analyses présentées dans les chapitres 3 et 4, c'est cet algorithme qui est utilisé afin d'identifier les jets issus de quarks c ou b .

La discrimination entre jet léger et jet initié par un gluon peut être réalisée à l'aide d'une fonction de vraisemblance [97] donnant un score entre 0 et 1 pour chaque jet, correspondant à la probabilité que ce jet soit issu d'un quark. La densité de probabilité de cette fonction, selon qu'il s'agisse de jets initiés par des gluons ou des quarks, est représentée sur la figure X.30.

5.5 Taus hadroniques

Lors d'une désintégration hadronique d'un lepton τ , une paire de quarks est émise. Il s'en suit donc un processus d'hadronisation, phénomène à l'origine de la formation des jets. Du lepton τ résulte alors un ensemble de hadrons, comme illustré sur la figure X.31. Ces hadrons, en général trois ou moins, sont éventuellement accompagnés de particules neutres, principalement des π^0 . Ces derniers se désintègrent majoritairement en deux photons. L'ensemble de ces particules forme un « tau hadronique », noté τ_h , et est initialement identifié comme un jet.

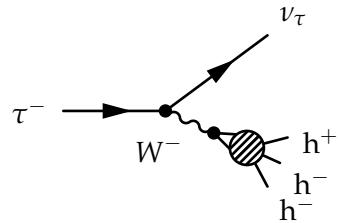


Figure X.31 – Diagramme de Feynman de désintégration hadronique d'un τ^- .

5.5.1 Obtention de candidats

L'identification des τ_h est réalisée par l'algorithme *Hadrons Plus Strips* (HPS) [102, 103] à partir des jets reconstruits par l'algorithme de PF vérifiant $p_T > 14 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 2,5$. Les hadrons chargés contenus dans le jet initial tels que $p_T > 0,5 \text{ GeV}$ et de paramètre d'impact transverse $d_{xy} < 0,1 \text{ cm}$ vis-à-vis du vertex primaire principal sont utilisés pour former des candidats τ_h .

Afin d'identifier les dépôts d'énergie dans le ECAL dus aux π^0 , les photons et les électrons contenus dans le jet initial sont regroupés en bandes (*strips*). La construction d'une bande est un procédé itératif :

1. Une bande est créée à partir de l'électron ou du photon (e/γ) de plus haut p_T contenu dans le jet initial et n'ayant pas déjà été associé à une bande. La position de cette particule dans le plan (η, ϕ) , ainsi que son p_T , sont associés à la bande.
2. L'électron ou photon de plus haut p_T restant est ajouté à la bande s'il est situé à une distance par rapport à la bande dans le plan (η, ϕ) telle que

$$\Delta\eta < f(p_T^{(e/\gamma)}) + f(p_T^{\text{bande}}), \quad f(p_T) = 0,20(p_T[\text{GeV}])^{-0,66} \quad (\text{X.25})$$

$$\Delta\phi < g(p_T^{(e/\gamma)}) + g(p_T^{\text{bande}}), \quad g(p_T) = 0,35(p_T[\text{GeV}])^{-0,71} \quad (\text{X.26})$$

avec $p_T^{(e/\gamma)}$ l'impulsion transverse de l'électron ou du photon à ajouter à la bande et p_T^{bande} l'impulsion transverse associée à la bande avant ajout de l'électron ou du photon.

Si l'ajout se fait, la bande est mise à jour selon

$$p_T^{\text{bande}} = \sum_{e/\gamma \in \text{bande}} p_T^{(e/\gamma)}, \quad (\text{X.27})$$

$$\eta^{\text{bande}} = \frac{1}{p_T^{\text{bande}}} \sum_{e/\gamma \in \text{bande}} p_T^{(e/\gamma)} \eta_{(e/\gamma)}, \quad (\text{X.28})$$

$$\phi^{\text{bande}} = \frac{1}{p_T^{\text{bande}}} \sum_{e/\gamma \in \text{bande}} p_T^{(e/\gamma)} \phi_{(e/\gamma)}, \quad (\text{X.29})$$

ce qui rend la bande dynamique lors de sa construction. Les dimensions de la bande sont limitées à $0,05 < \Delta\eta < 0,15$ et $0,05 < \Delta\phi < 0,3$.

3. L'étape précédente est répétée jusqu'à ce qu'une limite de taille de la bande soit atteinte ou qu'il ne reste plus d'électron ni de photon tels que $p_T > 0,5 \text{ GeV}$ dans la zone de la bande.

4. Les éléments associés à la bande sont retirés de la liste des électrons et photons en attente d'association à une bande.
5. Le procédé reprend à l'étape 1.

Toute bande vérifiant $p_T > 2,5 \text{ GeV}$ est considérée comme un candidat π^0 .

Des candidats τ_h compatibles avec un des modes de désintégration hadronique du τ sont ainsi formés à partir de toutes les combinaisons possibles de hadrons chargés et de candidats π^0 .

5.5.2 Modes de désintégration

Les modes de désintégration (*Decay Modes*, DM) principaux et physiquement possibles sont listés dans le tableau X.11. Une liste exhaustive est disponible dans la référence [30]. À chaque DM correspond une valeur afin de le désigner, définie comme

$$\text{DM} = 5 \times (N_{h^\pm} - 1) + N_{\pi^0} \quad (\text{X.30})$$

où N_{h^\pm} est le nombre de hadrons chargés et N_{π^0} le nombre de π^0 contenus dans le τ_h . Lorsqu'un des hadrons chargés n'est pas reconstruit, il est possible d'obtenir les DM 5, 6 ou 7. Ces cas de figure sont largement contaminés par le bruit de fond « QCD multijet », ils sont donc généralement rejétés dans les analyses.

Code	Mode de désintégration	$\mathcal{BR} (%)$
0	$\tau^- \rightarrow h^- \bar{\nu}_\tau$	11,51
1	$\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \bar{\nu}_\tau$	25,93
2	$\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \pi^0 \bar{\nu}_\tau$	9,48
10	$\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \bar{\nu}_\tau$	9,80
11	$\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \pi^0 \bar{\nu}_\tau$	4,76

Tableau X.11 – Modes de désintégration du τ considérés. Le mode de désintégration d'un τ^- correspondant au DM, ainsi que le rapport de branchement $\tau^- \rightarrow \tau_h^-$ correspondant [30] sont également donnés.

Certains DM présentent des contraintes supplémentaires sur la masse du τ_h :

$$\begin{aligned} \text{DM 1 :} \quad & 0,3 \text{ GeV} < m_{\tau_h} < 1,3 \sqrt{\frac{p_T[\text{GeV}]}{100}} \text{ GeV}, \\ \text{DM 2 :} \quad & 0,4 \text{ GeV} < m_{\tau_h} < 1,2 \sqrt{\frac{p_T[\text{GeV}]}{100}} \text{ GeV}, \\ \text{DM 10 et 11 :} \quad & 0,8 \text{ GeV} < m_{\tau_h} < 1,5 \text{ GeV}, \end{aligned}$$

et, dans le cas du DM 10, les traces des hadrons chargés doivent provenir du même vertex dans la limite de $\Delta z < 0,4 \text{ cm}$.

5.5.3 Sélection d'un candidat

Il est possible d'obtenir plusieurs candidats τ_h au sein d'un même jet. Des critères de qualité sur les candidats leur sont alors imposés.

Par conservation, la somme des charges électriques des hadrons contenus dans le candidat τ_h doit valoir ± 1 . Ces hadrons chargés doivent de plus être contenus dans le cône dit « de signal » défini et contraint selon

$$\Delta R_{\text{sig}} = \frac{3 \text{ GeV}}{p_T \tau_h}, \quad 0,05 < \Delta R_{\text{sig}} < 0,1. \quad (\text{X.31})$$

Les centres des bandes du candidat τ_h doivent également se situer dans ce cône. S'il reste plusieurs candidats à ce stade, celui de plus haut p_T est retenu. Il reste donc au plus un τ_h par jet.

5.5.4 Mauvaises reconstruction

Un τ_h peut être reconstruit à tort à partir d'autres jets, d'électrons ou de muons. Afin de réduire la quantité de mauvais τ_h (faux τ_h), un réseau de neurones profond convolutionnel (DNN) [104] a été développé à CMS. Il s'agit de l'algorithme DEEPTAU [105] qui fournit les discriminateurs deepTau vs jet, deepTau anti-electron et deepTau anti-muon utilisés dans cette analyse.

Les efficacités d'identification de chacun des points de fonctionnement existants sont données dans le tableau X.12. Les taux de mauvaise identification de jet, électron ou muon comme τ_h , c'est-à-dire les faux positifs, dépendent de la nature des événements sur lesquels ces discriminateurs sont appliqués et se situent entre 10^{-4} et 10^{-2} .

Discriminateur	VVTight	VTight	Tight	Medium	Loose	VLoose	VVLoose	VVVLoose
vs jet	40	50	60	70	80	90	95	98
anti-electron	60	70	80	90	95	98	99	99,5
anti-muon	-	-	99,5	99,8	99,9	99,95	-	-

Tableau X.12 – Efficacités d'identification en % de l'algorithme DEEPTAU pour chacun des points de fonctionnement disponibles [105, 106].

6 Simulation d'événements

La simulation d'événements permet de comparer les résultats expérimentaux aux prédictions théoriques. Elle se déroule en plusieurs étapes.

Premièrement, les processus physiques prédits par le modèle théorique à tester sont simulés. La nature probabiliste de ces processus mène à utiliser un générateur d'événements Monte-Carlo. Cette étape est détaillée en section 6.1. Les particules issues des collisions simulées sont alors obtenues ainsi que tout l'historique de leurs formations à partir des particules initiales entrant en collision.

Deuxièmement, la propagation de ces particules dans le détecteur, leurs interactions avec ses différents composants et les signaux qui en résultent sont également simulés. Cette simulation du détecteur est l'objet de la section 6.2. Cette méthode permet d'obtenir une estimation des signaux devant être observés avec le détecteur si le modèle testé correspond à celui décrivant effectivement l'Univers.

6.1 Génération d'événements

La description analytique de l'interaction entre les constituants des protons lors des collisions est réalisée grâce à la théorie des perturbations. À l'aide des règles de Feynman, il est possible de calculer l'« élément de matrice » permettant de décrire le passage d'un état initial à un état final. Les événements sont alors générés à un ordre perturbatif donné à l'aide de MADGRAPH [85] ou PYTHIA [107, 108] par exemple. La plupart des processus sont ainsi disponibles à l'ordre dominant (LO, *Leading Order*). Dans certains cas, les ordres supérieurs (NLO, *Next-to-Leading Order*, NNLO, *Next-to-Next-to-Leading Order*, etc.) sont également disponibles grâce à des générateurs NLO tels que POWHEG [109] et MC@NLO [110].

Le processus initial de la collision duquel sont issues de nouvelles particules est ainsi simulé. Cependant, les particules possédant une charge de couleur comme les quarks ne peuvent subsister seules à cause du confinement de couleur, abordé dans le chapitre 1. Des étapes de génération supplémentaires sont alors nécessaires afin de décrire l'évolution ultérieure de ces particules. Il s'agit de la formation de la gerbe partonique et de l'hadronisation, détaillées dans le chapitre 1. Des générateurs comme PYTHIA [107, 108] et HERWIG [111] permettent de simuler ces étapes ultérieures.

De plus, lors d'une collision de protons et plus généralement de hadrons, plusieurs interactions entre les constituants de ces derniers peuvent survenir, comme illustré sur la figure X.32. L'interaction emportant la plus grande fraction de l'énergie des hadrons est l'« événement dur ». Les autres interactions constituent l'événement sous-jacent.

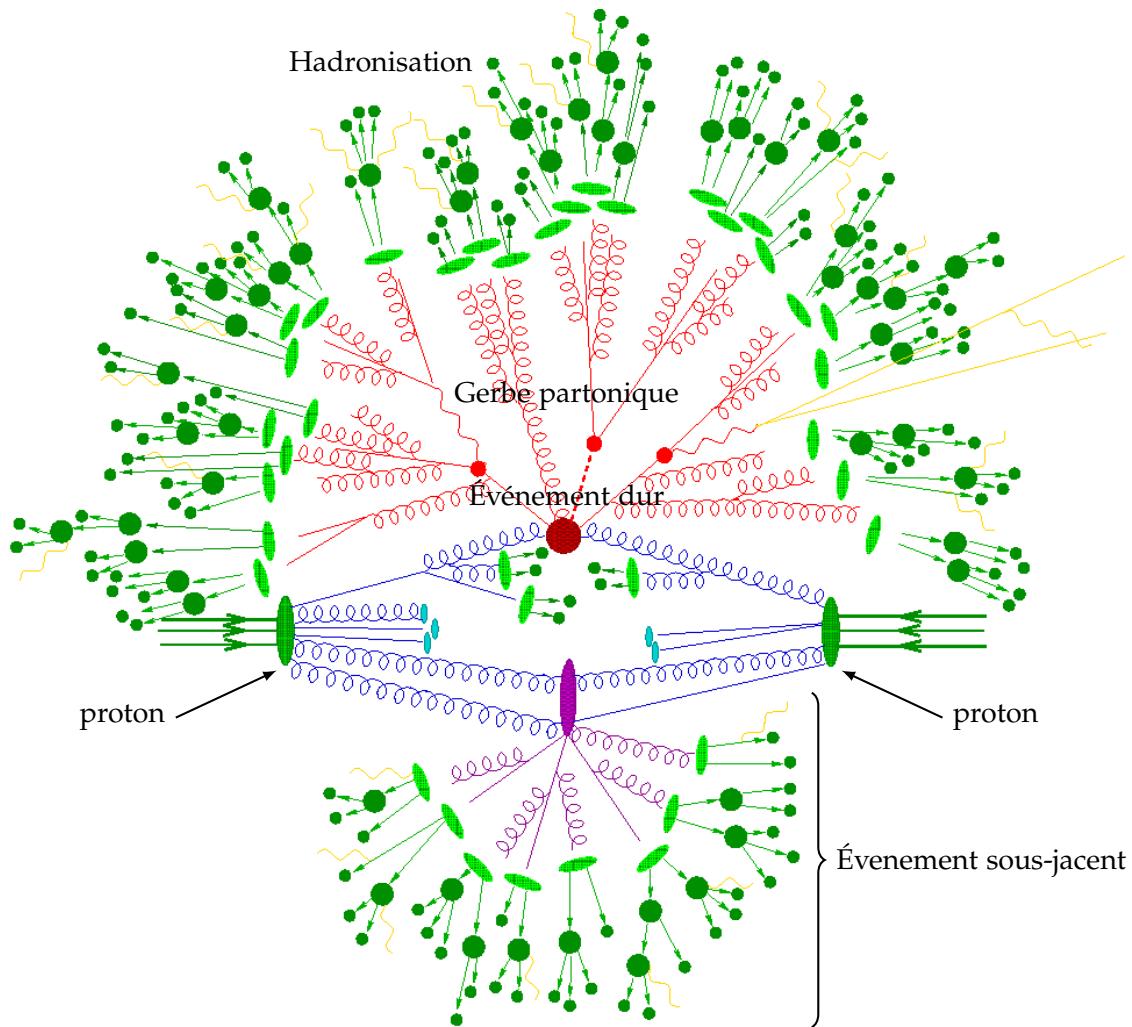


Figure X.32 – Représentation d'une collision de protons [112]. Les interactions initiales entre les constituants des deux protons sont représentées en bleu. Celle de plus haute énergie est l'événement dur. Les particules en étant issues sont représentées en rouge. Le reste des interactions entre les constituants des protons est l'événement sous-jacent, dont sont issues les particules en violet. Les gerbes partoniques formées dans les événements dur et sous-jacent subissent la hadronisation dont sont issues les particules en vert observées dans le détecteur. Des radiations de photons, en jaune, peuvent survenir.

6.2 Simulation du détecteur

Une fois simulée la physique de l'événement, indépendante du détecteur utilisé, il faut modéliser la réponse du détecteur. La propagation des particules est alors simulée. Certaines d'entre elles se désintègrent dans le volume du détecteur, ce qui est également pris en compte. La modélisation du détecteur donne de plus les déviations des particules dues à la traversée de la matière le constituant [77, 78] ainsi que les interactions propres à la détection de ces particules comme les traces ou les gerbes électromagnétiques et hadroniques. Enfin, la modélisation de l'électronique et du système de déclenchement donnent une simulation de la réponse complète du détecteur.

Cette simulation du détecteur est basée sur le logiciel GEANT4 [113-115]. La prise en compte de la totalité des éléments du détecteur (câblage interne, système de refroidissement, éléments de structure, etc.) permet d'obtenir des résultats fidèles à la réalité. Les signaux simulés ainsi obtenus sont alors traités, comme dans le cas des données réelles, par l'algorithme de *Particle Flow*, abordé dans la section précédente, permettant de reconstruire l'événement physique.

6.3 Corrections apportées aux simulations

Des écarts résiduels entre les données simulées et la réalité qu'elles doivent décrire existent et sont mesurés par des analyses dédiées. Ces analyses fournissent alors des corrections à appliquer

aux simulations. Il existe également des données hybrides, dont les événements sont construits à partir de données réelles et simulées. Il s'agit des données dites « encapsulées » (*embedded*) présentées dans le chapitre 4, pour lesquelles certaines de ces corrections peuvent être différentes de celles à appliquer aux données 100 % simulées.

6.3.1 Pondérations dues aux collisions

Pondération de l'empilement (*Pileup reweighting*) Les données simulées sont générées avec un réglage donné de luminosité instantanée, relié à la quantité d'empilement obtenu. Or, la production de ces jeux de données est souvent faite avant la mesure de ces observables dans les données réelles. Afin de corriger la différence sur le profil d'empilement obtenu, un poids est appliqué aux événements simulés afin que ce profil soit cohérent avec celui des données réelles.

Pondération du *prefiring* En 2016 et 2017, le niveau L1 du système de déclenchement de CMS présentait un défaut. Dans la partie à haute η du ECAL, des objets physique responsables du déclenchement du L1 étaient associés à l'événement précédent. Seul un événement sur trois consécutifs pouvant être enregistré, l'efficacité de la prise de données est ainsi moindre qu'attendue. Les événements avec des jets de hautes valeurs de η sont particulièrement touchés par ce phénomène. Une pondération est alors appliquée afin de corriger cet effet. Le poids correspondant dépend de la topologie de l'événement et varie généralement entre 0,95 et 1,0.

6.3.2 Reconstruction et identification des particules individuelles

Efficacité d'identification et isolation des muons et des électrons (*muon/electron ID/iso efficiency*) Des facteurs correctifs sont déterminés par le groupe $H\tau\tau$. Ils sont appliqués individuellement à chaque muon et électron utilisé dans les analyses et dépendent de l'année ainsi que de la nature des données, simulées ou encapsulées.

Efficacité du trajectographe (*tracking efficiency*) L'efficacité de la reconstruction des traces des particules n'est pas la même selon la nature des données, réelles ou simulées, comme l'ont constaté les POGs *EGamma* (électrons et photons) et *tracking* dans le cas des électrons et des muons. Des facteurs d'échelle, que ces POGs fournissent, sont appliqués afin de corriger cet effet.

Énergie des électrons (*electron energy scale*) La mesure de l'énergie des électrons dans les données simulées est corrigée selon les recommandations du POG *EGamma* [116], résumées dans le tableau X.13.

Région du détecteur	2016	2017	2018
Tonneau ($ \eta < 1,479$)	$-0,24 \pm 0,5$	$-0,07 \pm 0,5$	$-0,33 \pm 0,5$
Bouchons ($ \eta > 1,479$)	$-0,70 \pm 1,25$	$-1,13 \pm 1,25$	$-0,56 \pm 1,25$

Tableau X.13 – Corrections à l'énergie des électrons en % avec incertitude pour les trois années du Run II.

6.3.3 Jets

Énergie des jets (*Jet Energy Calibration*) La mesure de l'énergie des jets et la résolution sur celle-ci sont corrigées. Le chapitre 3 est dédié à ces corrections, elle y sont détaillées.

Correction de l'efficacité du *b-tagging* Le POG *BTV* fournit des facteurs correctifs *SF* à l'efficacité du *b-tagging* en fonction de la saveur du jet au niveau généré, des propriétés cinématiques du jet et du point de fonctionnement du discriminateur de *b-tagging* utilisé [96, 117]. Le taux de mauvaise identification est également corrigé.

Pour cela, une méthode de promotion-relégation (*promote-demote*) est utilisée. Une fraction des jets tagués b , c'est-à-dire identifiés comme issus d'un quark b , est relégué à l'état de jet non tagué b et une fraction des jets non tagués b est promue à l'état de jet tagué b . Un jet peut être promu si son facteur correctif SF est supérieur à 1. Sinon, il peut être relégué. La probabilité d'être promu ou relégué s'exprime

$$P(\text{promu}) = \frac{SF - 1}{\frac{1}{\epsilon} - 1}, SF > 1, \quad P(\text{relégué}) = 1 - SF, SF < 1, \quad (\text{X.32})$$

avec ϵ l'efficacité du b -tagging.

6.3.4 Taus hadroniques

Efficacité d'identification et isolation des τ_h (τ_h ID/iso scale factors) L'efficacité d'identification des τ_h n'est pas la même dans les données réelles et simulées [118]. Des facteurs correctifs sont déterminés par le *POG tau* à partir d'événements Drell-Yan dans le canal $\mu\tau_h$, c'est-à-dire lorsqu'un des leptons τ issus du Z se désintègre en muon et l'autre en τ_h . Ils sont de plus donnés séparément pour les données simulées et encapsulées. De même, la mesure de l'isolation des τ_h est ajustée dans les simulations.

Taux de mauvaise identification $\mu \rightarrow \tau_h$ ($\mu \rightarrow \tau_h$ fake rate) L'efficacité de la réjection des faux τ_h issus de muons diffère entre données réelles et simulées [118]. Un facteur d'échelle à appliquer aux simulations est fourni par le *POG tau* en fonction de la pseudo-rapidité du faux τ_h comme exposé dans le tableau X.14. Les points de fonctionnement donnés sont ceux utilisés dans le chapitre 4.

Région du détecteur	WP	2016	2017	2018
$(0 < \eta < 0,4)$	<i>VLoose</i>	$1,25 \pm 0,08$	$1,12 \pm 0,09$	$1,00 \pm 0,08$
	<i>Tight</i>	$0,38 \pm 0,12$	$0,92 \pm 0,17$	$0,81 \pm 0,15$
$(0,4 < \eta < 0,8)$	<i>VLoose</i>	$0,96 \pm 0,15$	$0,76 \pm 0,12$	$1,08 \pm 0,14$
	<i>Tight</i>	$0,72 \pm 0,30$	$0,79 \pm 0,25$	$1,02 \pm 0,35$
$(0,8 < \eta < 1,2)$	<i>VLoose</i>	$1,29 \pm 0,11$	$0,99 \pm 0,10$	$1,04 \pm 0,10$
	<i>Tight</i>	$1,34 \pm 0,27$	$0,67 \pm 0,26$	$0,92 \pm 0,22$
$(1,2 < \eta < 1,7)$	<i>VLoose</i>	$0,92 \pm 0,20$	$0,75 \pm 0,14$	$0,95 \pm 0,16$
	<i>Tight</i>	$1,03 \pm 0,65$	$1,07 \pm 0,45$	$0,83 \pm 0,47$
$(1,7 < \eta < 2,3)$	<i>VLoose</i>	$5,01 \pm 0,38$	$4,44 \pm 0,30$	$5,58 \pm 0,40$
	<i>Tight</i>	$5,05 \pm 0,88$	$4,08 \pm 0,85$	$4,52 \pm 0,92$

Tableau X.14 – Corrections à appliquer au taux d'identification des muons comme des τ_h en % avec incertitude pour les trois années du Run II.

Taux de mauvaise identification $e \rightarrow \tau_h$ ($e \rightarrow \tau_h$ fake rate) À l'instar des muons, un facteur d'échelle à appliquer aux simulations est fourni par le *POG tau* en fonction de la pseudo-rapidité du faux τ_h comme indiqué dans le tableau X.15. Les points de fonctionnement donnés sont ceux utilisés dans le chapitre 4.

Région du détecteur	WP	2016	2017	2018
Tonneau ($ \eta < 1,479$)	<i>VVLoose</i>	$1,38 \pm 0,08$	$1,11 \pm 0,09$	$0,91 \pm 0,06$
	<i>Tight</i>	$1,22 \pm 0,38$	$1,22 \pm 0,32$	$1,47 \pm 0,27$
Bouchons ($ \eta > 1,479$)	<i>VVLoose</i>	$1,29 \pm 0,08$	$1,03 \pm 0,09$	$0,91 \pm 0,07$
	<i>Tight</i>	$1,47 \pm 0,32$	$0,93 \pm 0,38$	$0,66 \pm 0,20$

Tableau X.15 – Corrections à appliquer au taux d'identification des électrons comme des τ_h en % avec incertitude pour les trois années du Run II.

Énergie des τ_h (τ_h **energy scale)** L'énergie mesurée des τ_h peut différer entre les τ_h réels et simulés, ainsi que selon le DM du τ_h [118]. Le POG tau fournit les corrections à appliquer aux τ_h simulés, elles sont données dans le tableau X.16. Ces corrections sont obtenues à partir d'événements du canal $\mu\tau_h$, par exploitation de la masse du τ_h et de la masse visible du système $\mu\tau_h$. Elles sont dépendantes de l'année, du DM et du type de données, simulées ou encapsulées.

DM	2016	2017	2018
0	$-0,6 \pm 1,0$	$0,7 \pm 0,8$	$-1,3 \pm 1,1$
1	$-0,5 \pm 0,9$	$-0,2 \pm 0,8$	$-0,5 \pm 0,9$
10	$0,0 \pm 1,1$	$0,1 \pm 0,9$	$-1,2 \pm 0,8$
11	$0,1 \pm 1,0$	$-0,5 \pm 1,6$	$0,1 \pm 1,0$

(a) Pour les données simulées.

DM	2016	2017	2018
0	$-0,2 \pm 0,5$	$0,0 \pm 0,4$	$-0,3 \pm 0,4$
1	$-0,2 \pm 0,3$	$-1,2 \pm 0,5$	$-0,6 \pm 0,4$
10	$-1,3 \pm 0,5$	$-0,8 \pm 0,5$	$-0,7 \pm 0,3$
11	$-1,3 \pm 0,5$	$-0,8 \pm 0,5$	$-0,7 \pm 0,3$

(b) Pour les données encapsulées.

Tableau X.16 – Corrections à appliquer à l'énergie des taus hadroniques en % avec incertitude pour les trois années du Run II.

Énergie des muons identifiés comme τ_h ($\mu \rightarrow \tau_h$ **energy scale)** À l'instar des vrais τ_h discutés dans le paragraphe précédent, l'énergie mesurée des faux τ_h issus de muons peut différer entre les données réelles et simulées. Dans ce cas, le quadrivecteur du faux τ_h est directement corrigé selon le DM du τ_h identifié. Cette correction, généralement inférieure au pourcent, est appliquée uniquement aux DMs 0 et 1 et pour des τ_h correspondant au niveau généré à un muon. La quantité de muons identifiés comme des τ_h avec un DM plus élevé, en particulier les DMs 10 et 11, est négligeable, c'est pourquoi aucune correction n'est prévu dans ce cas. Les valeurs des corrections à appliquer aux données simulées sont données dans le tableau X.17a.

Énergie des électrons identifiés comme τ_h ($e \rightarrow \tau_h$ **energy scale)** La correction correspondante est similaire au cas des muons, mais peut être de l'ordre de 5% selon le DM et la pseudo-rapidité. Les valeurs des corrections à appliquer aux données simulées sont données dans les tableaux X.17b et X.17c.

DM	2016	2017	2018
0	0,0	-0,2	-0,2
1	-0,5	-0,8	-1,0

(a) Muons.

DM	2016	2017	2018
0	0,7	0,9	1,4
1	3,4	1,2	1,9

(b) Électrons du tonneau ($|\eta| < 1,479$).

DM	2016	2017	2018
0	-0,4	-2,6	-3,1
1	5,0	1,5	-1,5

(c) Électrons des bouchons ($|\eta| > 1,479$).

Tableau X.17 – Corrections à appliquer à l'énergie des électrons et des muons identifiés comme des taus hadroniques en % avec incertitude pour les trois années du Run II.

6.3.5 Énergie transverse manquante

Propagation des corrections à E_T^{miss} La correction en énergie des différentes particules et des jets doit être propagée à E_T^{miss} afin de conserver une description cohérente des événements. Cette propagation est faite selon

$$\vec{E}_T^{\text{miss}}(\text{corr.}) = \vec{E}_T^{\text{miss}}(\text{non corr.}) - \sum_{i \in \{\text{particules}\}} \left(\vec{p}_T^i(\text{corr.}) - \vec{p}_T^i(\text{non corr.}) \right) \quad (\text{X.33})$$

où « non corr. » correspond aux observables avant correction et « corr. » après correction.

Recul de E_T^{miss} (MET recoil corrections) La modélisation de E_T^{miss} dans certains jeux de données simulées (production du boson de Higgs, Drell-Yan (boson Z) et W + jets) ne correspond pas aux observations dans les données réelles. Des corrections sur \vec{U} , défini comme la différence entre E_T^{miss} et la somme des impulsions des neutrinos provenant de la désintégration du boson de Higgs, Z ou W, c'est-à-dire

$$\vec{U} = \vec{E}_T^{\text{miss}} - \sum_{\nu_i \leftarrow h, Z, W} \vec{p}_T^{\nu_i}, \quad (\text{X.34})$$

sont appliquées pour corriger cet effet.

Les composantes colinéaire U_1 et orthogonale U_2 du vecteur \vec{U} à l'impulsion du boson sont déterminées dans des événements $Z \rightarrow \mu\mu$ dans lesquels il n'y a pas de neutrino provenant de la désintégration du Z, ce qui permet de mesurer précisément son impulsion. L'écart à zéro de U_1 ainsi que la résolution sur U_1 et U_2 sont déterminés dans les données réelles et simulées. Les données simulées sont alors corrigées afin de faire correspondre en moyenne ces valeurs à celles observées dans les données réelles. Ces moyennes sont déterminées sur des intervalles d'impulsion du Z ($[0, 10[$, $[10, 20[$, $[20, 30[$, $[30, 50[$ et $> 50 \text{ GeV}$) et du nombre de jets ($N_{\text{jets}} \in \{0, 1, \geq 2\}$).

L'effet de cette correction sur une sélections d'événements $Z \rightarrow \mu\mu$ en 2017 est présenté sur la figure X.33. Les distributions observées (données réelles) et modélisées (données simulées) de E_T^{miss} y sont tracées. L'accord entre observation et modélisation, décrit par le rapport (obs/exp), est sensiblement amélioré par cette correction.

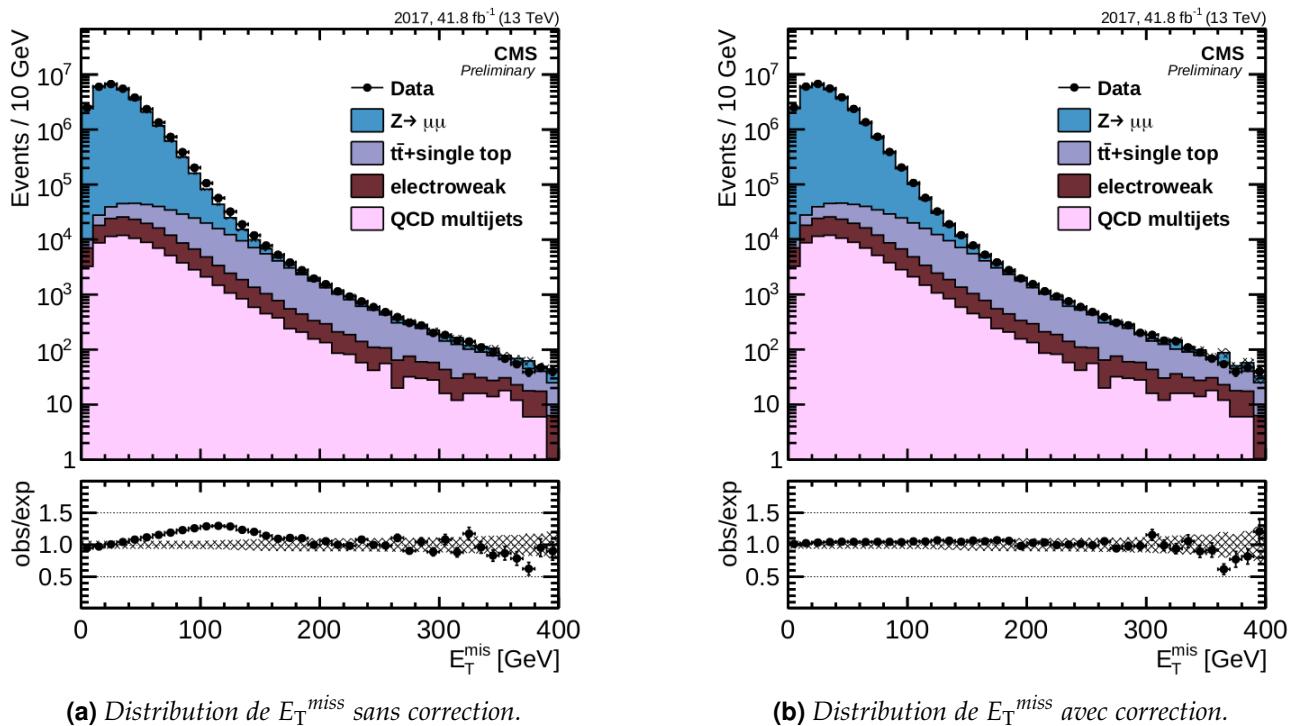


Figure X.33 – Effet de la correction de recul de E_T^{miss} sur une sélection d'événements $Z \rightarrow \mu\mu$ en 2017 [119].

6.3.6 Impulsions des particules générées

Repondération de l'impulsion transverse et de la masse du boson Z (DY p_T -mass reweighting) Les impulsions transverses ainsi que la masse invariante des leptons issus de la désintégration du boson Z sont corrigées dans les événements simulés Drell-Yan. Ces corrections sont déterminées dans une région de contrôle $Z \rightarrow \mu\mu$ et n'introduisent pas de modification du nombre total d'événements.

Repondération de l'impulsion transverse du quark t (top p_T reweighting) La modélisation du bruit de fond $t\bar{t}$ est corrigée afin que les données simulées au NLO correspondent au NNLO. Pour cela, la

distribution en p_T des quarks t est pondérée. Le poids à appliquer à un quark t , déterminé par le groupe $t\bar{t}H$, s'exprime en fonction de l'impulsion transverse du quark t en GeV selon

$$\omega = \exp\left(0,088 - 8,7 \times 10^{-4} \times p_T + 9,2 \times 10^{-7} \times p_T^2\right). \quad (\text{X.35})$$

Le poids total à appliquer aux événements $t\bar{t}$ contenant deux quarks t est alors

$$\omega(\text{total}) = \sqrt{\omega(1) \times \omega(2)}. \quad (\text{X.36})$$

7 Conclusion

Le détecteur CMS, exploité par la collaboration du même nom, est le dispositif expérimental utilisé dans cette thèse. Il s'agit d'une des quatre grandes expériences installées au LHC, le plus grand des collisionneurs de hadrons au monde à ce jour, qui se trouve au CERN.

L'acronyme « CERN » signifie Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, mais le CERN correspond aujourd'hui à l'organisation européenne pour la recherche nucléaire. Basé au Nord-Ouest de Genève, il s'étend des deux côtés de la frontière franco-suisse et comporte de nombreuses installations expérimentales de physique nucléaire et des particules, entre autres. Des innovations majeures sont issues des recherches menées CERN, comme les écrans tactiles, le Web et la hadronthérapie.

Le LHC, le Grand Collisionneur de Hadrons, est un accélérateur circulaire de 27 km de circonférence. Il permet d'atteindre des énergies de collision dans le centre de masse de 13 TeV pour des protons et il est prévu de passer à 14 TeV dès cette année. Les expériences ALICE, ATLAS, CMS, LHCb, LHCf, TOTEM et MoEDAL y sont installées.

La composition et le fonctionnement du détecteur CMS ont été détaillées. Ce détecteur est de forme cylindrique et possède une structure en couches concentriques, chacune étant un sous-détecteur ayant un rôle précis. Tout d'abord, le trajectographe permet d'obtenir les trajectoires des particules chargées. Puis, le calorimètre électromagnétique stoppe les électrons et les photons en mesurant leurs énergies. Le calorimètre hadronique fait de même avec les hadrons. La couche suivante, le solénoïde, ne détecte pas les particules mais produit un champ magnétique de 4 T afin de courber les trajectoires des particules chargées. Enfin, la couche externe est constituée d'une culasse d'acier pour le retour du champ magnétique dans laquelle sont insérées des chambres à muons, détectant le passage de ces particules.

Les 40 millions d'événements par seconde du LHC donnent une quantité de données bien trop importante pour toutes les stocker. Un système de déclenchement à deux niveaux est utilisé afin de n'en conserver que 100 par seconde environ. Le premier niveau se base sur les signaux bruts du détecteur tandis que le second procède à une reconstruction simple de l'événement pour l'analyser plus en détails.

Un algorithme de reconstruction permet de déterminer quelles particules sont issues des collisions. Cet algorithme se base sur les signaux du détecteur et leurs corrélations, en particulier spatiales, afin d'estimer la nature et les propriétés des particules présentes lors de l'événement. Des objets physiques de haut niveau sont définis à partir des particules reconstruites. Il s'agit de l'énergie transverse manquante, des jets et des taus hadroniques.

Une simulation d'événements physiques et du détecteur lui-même permettent d'obtenir une estimation des observations attendues pour un modèle théorique donné. Cette simulation est corrigée de divers effets, mesurés par des analyses dédiées. Une de ces corrections porte sur l'énergie des jets et est détaillée dans le chapitre 3 qui présente une analyse dédiée à son obtention.

Références

- [1] S. H. NEDDERMEYER & C. D. ANDERSON. « Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles ». *Physical Review* 51 (10 mai 1937), p. 884-886. DOI : [10.1103/PhysRev.51.884](https://doi.org/10.1103/PhysRev.51.884).

- [2] O. S. BRÜNING & coll. « The LHC Main Ring ». *LHC Design Report. 1.* CERN Yellow Reports : Monographs. Geneva : CERN, 2004. URL : <https://cds.cern.ch/record/782076>.
- [3] O. S. BRÜNING & coll. « The LHC Infrastructure and General Services ». *LHC Design Report. 2.* CERN Yellow Reports : Monographs. Geneva : CERN, 2004. URL : <https://cds.cern.ch/record/815187>.
- [4] M. BENEDIKT & coll. « The LHC Injector Chain ». *LHC Design Report. 3.* CERN Yellow Reports : Monographs. Geneva : CERN, 2004. URL : <https://cds.cern.ch/record/823808>.
- [5] Site internet du CERN. URL : <https://home.cern/>.
- [6] The ATLAS Collaboration. « Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC ». *Physics Letters* **B716.1** (2012), p. 1-29. DOI : [10.1016/j.physletb.2012.08.020](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020).
- [7] The CMS Collaboration. « Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC ». *Physics Letters* **B716.1** (2012), p. 30-61. DOI : [10.1016/j.physletb.2012.08.021](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021).
- [8] The CMS Collaboration. « Observation of a new boson with mass near 125 GeV in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV ». *Journal of High Energy Physics* **06** (juin 2013). DOI : [10.1007/jhep06\(2013\)081](https://doi.org/10.1007/jhep06(2013)081).
- [9] G. AAD & coll. « Combined measurement of the Higgs boson mass in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments ». *Physical Review Letters* **114.19** (mai 2015). DOI : [10.1103/physrevlett.114.191803](https://doi.org/10.1103/physrevlett.114.191803).
- [10] G. AAD & coll. « Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV ». *Journal of High Energy Physics* **08** (août 2016). DOI : [10.1007/jhep08\(2016\)045](https://doi.org/10.1007/jhep08(2016)045).
- [11] F. J. HASERT & coll. « Search for elastic muon neutrino electron scattering ». *Physics Letters* **B46.1** (1973), p. 121-124. DOI : [10.1016/0370-2693\(73\)90494-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(73)90494-2). URL : [http://cds.cern.ch/record/243640](https://cds.cern.ch/record/243640).
- [12] F. HASERT & coll. « Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the Gargamelle neutrino experiment ». *Physics Letters* **B46.1** (1973), p. 138-140. DOI : [10.1016/0370-2693\(73\)90499-1](https://doi.org/10.1016/0370-2693(73)90499-1).
- [13] F. J. HASERT & coll. « Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the Gargamelle neutrino experiment ». *Nuclear Physics* **B73.1** (1974), p. 1-22. URL : [http://cds.cern.ch/record/203096](https://cds.cern.ch/record/203096).
- [14] G. ARNISON & coll. « Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s} = 540$ GeV ». *Physics Letters* **B122.1** (1983), p. 103-116. DOI : [10.1016/0370-2693\(83\)91177-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)91177-2).
- [15] M. BANNER & coll. « Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN pp collider ». *Physics Letters* **B122.5** (1983), p. 476-485. DOI : [10.1016/0370-2693\(83\)91605-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)91605-2).
- [16] G. ARNISON & coll. « Further evidence for charged intermediate vector bosons at the SPS collider ». *Physics Letters* **B129.3** (1983), p. 273-282. DOI : [10.1016/0370-2693\(83\)90860-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)90860-2).
- [17] G. ARNISON & coll. « Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around $95\text{ GeV}\cdot c^{-2}$ at the CERN SPS collider ». *Physics Letters* **B126.5** (1983), p. 398-410. DOI : [10.1016/0370-2693\(83\)90188-0](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)90188-0).
- [18] P. BAGNAIA & coll. « Evidence for $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ at the CERN pp collider ». *Physics Letters* **B129.1** (1983), p. 130-140. DOI : [10.1016/0370-2693\(83\)90744-X](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)90744-X).
- [19] CERN. *The World Wide Web Project*. 1989. URL : <http://info.cern.ch/hypertext/WWW/TheProject.html>.

- [20] CERN. *The first touchscreen used at CERN*. URL : <https://www.youtube.com/watch?v=tQe5dlzScwU>.
- [21] P. J. DORNAN. « The ALEPH Experiment ». *Philosophical Transactions : Physical Sciences and Engineering* **336**.1642 (1991), p. 201-211. URL : <http://www.jstor.org/stable/53783>.
- [22] P. S. L. BOOTH. « The DELPHI Experiment ». *Philosophical Transactions : Physical Sciences and Engineering* **336**.1642 (1991), p. 213-222. URL : <http://www.jstor.org/stable/53784>.
- [23] D. P. STICKLAND. « The L3 Experiment ». *Philosophical Transactions : Physical Sciences and Engineering* **336**.1642 (1991), p. 223-236. URL : <http://www.jstor.org/stable/53785>.
- [24] A. MICHELINI. « OPAL Detector Performance ». *Philosophical Transactions : Physical Sciences and Engineering* **336**.1642 (1991), p. 237-246. URL : <http://www.jstor.org/stable/53786>.
- [25] CERN. *MapCERN*. URL : <https://maps.web.cern.ch/>.
- [26] *Long term LHC schedule*. URL : <https://lhc-commissioning.web.cern.ch/>.
- [27] J. GAO, L. HARLAND-LANG & J. Rojo. « The structure of the proton in the LHC precision era ». *Physics Reports* **742** (mai 2018). doi : [10.1016/j.physrep.2018.03.002](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2018.03.002).
- [28] R. D. BALL & coll. « Parton distributions for the LHC Run II ». *Journal of High Energy Physics* **4** (avr. 2015). doi : [10.1007/jhep04\(2015\)040](https://doi.org/10.1007/jhep04(2015)040).
- [29] J. Rojo & coll. « The PDF4LHC report on PDFs and LHC data : results from Run I and preparation for Run II ». *Journal of Physics* **G42**.10 (sept. 2015). doi : [10.1088/0954-3899/42/10/103103](https://doi.org/10.1088/0954-3899/42/10/103103).
- [30] Particle Data Group. « Review of Particle Physics ». *Progress of Theoretical and Experimental Physics* **8** (août 2020). doi : [10.1093/ptep/ptaa104](https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104).
- [31] The CMS Collaboration. *CMS Luminosity Measurements for the 2016 Data Taking Period*. Rapp. tech. CMS-PAS-LUM-17-001. Geneva : CERN, 2017. URL : <http://cds.cern.ch/record/2257069>.
- [32] The CMS Collaboration. *CMS luminosity measurement for the 2017 data-taking period at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$* . Rapp. tech. CMS-PAS-LUM-17-004. Geneva : CERN, 2018. URL : <http://cds.cern.ch/record/2621960>.
- [33] The CMS Collaboration. *CMS luminosity measurement for the 2018 data-taking period at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$* . Rapp. tech. CMS-PAS-LUM-18-002. Geneva : CERN, 2019. URL : <http://cds.cern.ch/record/2676164>.
- [34] The CMS Collaboration. *CMS Luminosity – Public Results*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults>.
- [35] The ALICE Collaboration. « The ALICE experiment at the CERN LHC. A Large Ion Collider Experiment ». *Journal of Instrumentation* **3**.S08002 (2008). URL : <http://cds.cern.ch/record/1129812>.
- [36] The ATLAS Collaboration. « The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider ». *Journal of Instrumentation* **3**.S08003 (2008). URL : <http://cds.cern.ch/record/1129811>.
- [37] The CMS Collaboration. « The CMS experiment at the CERN LHC. The Compact Muon Solenoid experiment ». *Journal of Instrumentation* **3**.S08004 (2008). URL : <http://cds.cern.ch/record/1129810>.
- [38] The LHCb Collaboration. « The LHCb Detector at the LHC ». *Journal of Instrumentation* **3**.S08005 (2008). URL : <http://cds.cern.ch/record/1129809>.
- [39] The LHCf Collaboration. « The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider ». *Journal of Instrumentation* **3**.S08006 (2008). URL : <http://cds.cern.ch/record/1129808>.
- [40] The TOTEM Collaboration. « The TOTEM Experiment at the CERN Large Hadron Collider ». *Journal of Instrumentation* **3**.S08007 (2008). URL : <http://cds.cern.ch/record/1129807>.

- [41] The MoEDAL Collaboration. *Technical Design Report of the MoEDAL Experiment*. Rapp. tech. CERN-LHCC-2009-006. MoEDAL-TDR-001. Juin 2009. URL : <https://cds.cern.ch/record/1181486>.
- [42] The CMS Collaboration. *CMS : letter of intent by the CMS Collaboration for a general purpose detector at LHC*. Rapp. tech. CERN-LHCC-92-003. LHCC-I-1. Geneva : CERN, 1992. URL : <https://cds.cern.ch/record/290808>.
- [43] T. SAKUMA. *3D SketchUp images of the CMS detector*. CMS Document Database. Sept. 2018. URL : <https://cms-docdb.cern.ch/cgi-bin/PublicDocDB>ShowDocument?docid=13631>.
- [44] The CMS Collaboration. *The CMS tracker system project : Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. Geneva : CERN, 1997. URL : <https://cds.cern.ch/record/368412>.
- [45] The CMS Collaboration. *The CMS electromagnetic calorimeter project : Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. Geneva : CERN, 1997. URL : <https://cds.cern.ch/record/349375>.
- [46] The CMS Collaboration. *The CMS hadron calorimeter project : Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. Geneva : CERN, 1997. URL : <https://cds.cern.ch/record/357153>.
- [47] The CMS Collaboration. *The CMS magnet project : Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. Geneva : CERN, 1997. URL : <http://cds.cern.ch/record/331056>.
- [48] The CMS Collaboration. *The CMS muon project : Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. Geneva : CERN, 1997. URL : <https://cds.cern.ch/record/343814>.
- [49] P. ARCE & coll. « The network of photodetectors and diode lasers of the CMS Link alignment system ». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **A896** (2018), p. 1-23. URL : <http://cds.cern.ch/record/2637152>.
- [50] The CMS Collaboration. « Detector Performance and Software ». *CMS Physics : Technical Design Report. 1*. Technical Design Report CMS. Geneva : CERN, 2006. URL : <http://cds.cern.ch/record/922757>.
- [51] The CMS Collaboration. « The CMS detector magnet ». *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* **10**.1 (2000). URL : <http://cds.cern.ch/record/438917>.
- [52] The CMS Collaboration. « Precise mapping of the magnetic field in the CMS barrel yoke using cosmic rays ». *Journal of Instrumentation* **5** (mar. 2010). doi : [10.1088/1748-0221/5/03/t03021](https://doi.org/10.1088/1748-0221/5/03/t03021).
- [53] A. DOMINGUEZ & coll. *CMS Technical Design Report for the Pixel Detector Upgrade*. Rapp. tech. Sept. 2012. URL : <https://cds.cern.ch/record/1481838>.
- [54] The CMS Collaboration. « Description and performance of track and primary-vertex reconstruction with the CMS tracker ». *Journal of Instrumentation* **9** (mai 2014). URL : <http://cds.cern.ch/record/1704291>.
- [55] The CMS Collaboration. « Precision measurement of the structure of the CMS inner tracking system using nuclear interactions ». *Journal of Instrumentation* **13** (juil. 2018). URL : <https://cds.cern.ch/record/2629890>.
- [56] The CMS Collaboration. *The Phase-1 Upgrade of the CMS Pixel Detector*. Rapp. tech. CMS-CR-2017-135. 06. Geneva : CERN, mai 2017. URL : <https://cds.cern.ch/record/2265423>.
- [57] The CMS Collaboration. « Energy calibration and resolution of the CMS electromagnetic calorimeter in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ ». *Journal of Instrumentation* **8** (juin 2013). URL : <https://cds.cern.ch/record/1554142>.
- [58] The CMS Collaboration. « CMS ECAL Response to Laser Light » (mar. 2019). URL : <https://cds.cern.ch/record/2668200>.
- [59] The CMS Collaboration. « ECAL 2016 refined calibration and Run2 summary plots » (avr. 2020). URL : <https://cds.cern.ch/record/2717925>.
- [60] J. MANS & coll. *CMS Technical Design Report for the Phase 1 Upgrade of the Hadron Calorimeter*. Rapp. tech. Sept. 2012. URL : <https://cds.cern.ch/record/1481837>.

- [61] The CMS Collaboration. « HCAL Energy Reconstruction Performance » (nov. 2016). URL : <https://cds.cern.ch/record/2235509>.
- [62] The CMS Collaboration. « HCAL Out Of Time Pileup Subtraction and Energy Reconstruction » (mai 2018). URL : <https://cds.cern.ch/record/2320408>.
- [63] The CMS Collaboration. « HCAL Calibration Status in Summer 2017 » (mai 2017). URL : <https://cds.cern.ch/record/2281146>.
- [64] The CMS Collaboration. « The performance of the CMS muon detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ at the LHC ». *Journal of Instrumentation* **8** (juin 2013). URL : <https://cds.cern.ch/record/1558674>.
- [65] The CMS Collaboration. « Performance of the CMS muon detector and muon reconstruction with proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ ». *Journal of Instrumentation* **13** (avr. 2018). URL : <https://cds.cern.ch/record/2313130>.
- [66] The CMS Collaboration. *CMS TriDAS project : Technical Design Report*. T. **1**. Technical Design Report CMS. Geneva : CERN. URL : <http://cds.cern.ch/record/706847>.
- [67] The CMS Collaboration. *CMS TriDAS project : Technical Design Report*. T. **2**. Technical Design Report CMS. Geneva : CERN, 2002. URL : <http://cds.cern.ch/record/578006>.
- [68] The CMS Collaboration. « The CMS trigger system ». *Journal of Instrumentation* **12.1** (jan. 2017). URL : <https://cds.cern.ch/record/2212926>.
- [69] A. TAPPER & D. ACOSTA. *CMS Technical Design Report for the Level-1 Trigger Upgrade*. Rapp. tech. Juin 2013. URL : <https://cds.cern.ch/record/1556311>.
- [70] L. TORTEROTOT. *CMSTransverseTikZ : event displays in the CMS transverse plane with TikZ*. URL : <https://gitlab.com/lucastorterotot/cmstransversetikz>.
- [71] The CMS Collaboration. « Particle-flow reconstruction and global event description with the CMS detector ». *Journal of Instrumentation* **12.10** (juin 2017). DOI : [10.1088/1748-0221/12/10/P10003](https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/10/P10003). arXiv : [1706.04965v2 \[physics.ins-det\]](https://arxiv.org/abs/1706.04965v2).
- [72] The CMS Collaboration. « The CMS Particle Flow Algorithm ». *EPJ Web of Conferences* **191** (2018). URL : <https://cds.cern.ch/record/2678077>.
- [73] T. SPEER & coll. *Track Reconstruction in the CMS Tracker*. Rapp. tech. CMS-CR-2005-014. Geneva : CERN, juil. 2005. URL : <http://cds.cern.ch/record/884424>.
- [74] R. FRÜHWIRTH. « Application of Kalman filtering to track and vertex fitting ». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **A262.2** (1987), p. 444-450. DOI : [10.1016/0168-9002\(87\)90887-4](https://doi.org/10.1016/0168-9002(87)90887-4).
- [75] The CMS Collaboration. *Journal of Instrumentation* **10.06** (juin 2015). DOI : [10.1088/1748-0221/10/06/p06005](https://doi.org/10.1088/1748-0221/10/06/p06005).
- [76] D. ALSPACH & H. SORENSEN. « Nonlinear Bayesian estimation using Gaussian sum approximations ». *IEEE Transactions on Automatic Control* **17.4** (1972), p. 439-448. DOI : [10.1109/TAC.1972.1100034](https://doi.org/10.1109/TAC.1972.1100034).
- [77] H. A. BETHE. « Molière's Theory of Multiple Scattering ». *Physical Review* **89** (6 mar. 1953). DOI : [10.1103/PhysRev.89.1256](https://doi.org/10.1103/PhysRev.89.1256).
- [78] B. P. NIGAM, M. K. SUNDARESAN & T.-Y. WU. « Theory of Multiple Scattering : Second Born Approximation and Corrections to Molière's Work ». *Physical Review* **115** (3 août 1959). DOI : [10.1103/PhysRev.115.491](https://doi.org/10.1103/PhysRev.115.491).
- [79] The CMS Collaboration. *Studies of Tracker Material*. Rapp. tech. CMS-PAS-TRK-10-003. 2010. URL : <https://cds.cern.ch/record/1279138>.
- [80] The CMS Collaboration. « Jet energy scale and resolution in the CMS experiment in pp collisions at 8 TeV ». *Journal of Instrumentation* **12.02** (fév. 2017). DOI : [10.1088/1748-0221/12/02/p02014](https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/02/p02014).

- [81] J. L. BENTLEY. « Multidimensional Binary Search Trees Used for Associative Searching ». *Communications of the ACM* **18**.9 (sept. 1975), p. 509-517. doi : [10.1145/361002.361007](https://doi.org/10.1145/361002.361007).
- [82] The CMS Collaboration. *Baseline muon selections for Run-II*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/SWGuideMuonIdRun2>.
- [83] The CMS Collaboration. *Multivariate Electron Identification for Run2*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/MultivariateElectronIdentificationRun2>.
- [84] T. CHEN & C. GUESTRIN. « XGBOOST : A Scalable Tree Boosting System ». *Proceedings of the 22nd ACM SIGKDD International Conference on Knowledge Discovery and Data Mining* (août 2016). doi : [10.1145/2939672.2939785](https://doi.org/10.1145/2939672.2939785).
- [85] J. ALWALL & coll. « MADGRAPH 5 : Going Beyond ». *Journal of High Energy Physics* **06** (2011). doi : [10.1007/jhep06\(2011\)128](https://doi.org/10.1007/jhep06(2011)128). arXiv : [1106.0522 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1106.0522).
- [86] The CMS Collaboration. *Performance of missing transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s} = 13\text{ TeV}$ using the CMS detector*. Rapp. tech. Geneva : CERN, 2018. URL : <https://cds.cern.ch/record/2628600>.
- [87] D. BERTOLINI & coll. « Pileup per particle identification ». *Journal of High Energy Physics* **10** (oct. 2014). doi : [10.1007/jhep10\(2014\)059](https://doi.org/10.1007/jhep10(2014)059).
- [88] G. P. SALAM & G. SOYEZ. « A practical seedless infrared-safe cone jet algorithm ». *Journal of High Energy Physics* **05** (mai 2007). doi : [10.1088/1126-6708/2007/05/086](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2007/05/086).
- [89] M. CACCIARI, G. P. SALAM & G. SOYEZ. « The Anti- k_T jet clustering algorithm ». *Journal of High Energy Physics* **04** (avr. 2008). doi : [10.1088/1126-6708/2008/04/063](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/04/063). arXiv : [0802.1189 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/0802.1189).
- [90] M. CACCIARI, G. P. SALAM & G. SOYEZ. « FASTJET user manual ». *European Physical Journal* **C72** (nov. 2012). doi : [10.1140/epjc/s10052-012-1896-2](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-012-1896-2). arXiv : [1111.6097 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1111.6097).
- [91] S. CATANI & coll. « New clustering algorithm for multijet cross sections in e^+e^- annihilation ». *Physics Letters* **B269**.3 (1991), p. 432-438. doi : [10.1016/0370-2693\(91\)90196-W](https://doi.org/10.1016/0370-2693(91)90196-W).
- [92] Y. L. DOKSHITZER & coll. « Better Jet Clustering Algorithms » (1997). arXiv : [hep-ph/9707323 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9707323).
- [93] M. WOBISCH & T. WENGLER. « Hadronization Corrections to Jet Cross Sections in Deep-Inelastic Scattering » (1999). arXiv : [hep-ph/9907280 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9907280).
- [94] G. P. SALAM. « Towards jetography ». *European Physical Journal* **C67**.3-4 (mai 2010), p. 637-686. doi : [10.1140/epjc/s10052-010-1314-6](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1314-6).
- [95] The CMS Collaboration. « Jet energy scale and resolution performance with 13 TeV data collected by CMS in 2016-2018 » (avr. 2020). URL : <https://cds.cern.ch/record/2715872>.
- [96] The CMS Collaboration. « Identification of heavy-flavour jets with the CMS detector in pp collisions at 13 TeV ». *Journal of Instrumentation* **13**.05 (mai 2018). doi : [10.1088/1748-0221/13/05/p05011](https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/05/p05011).
- [97] The CMS Collaboration. *Performance of quark/gluon discrimination in 8 TeV pp data*. Rapp. tech. CMS-PAS-JME-13-002. Geneva : CERN, 2013. URL : [http://cds.cern.ch/record/1599732](https://cds.cern.ch/record/1599732).
- [98] The CMS Collaboration. « Identification of b-quark jets with the CMS experiment ». *Journal of Instrumentation* **8**.04 (avr. 2013). doi : [10.1088/1748-0221/8/04/p04013](https://doi.org/10.1088/1748-0221/8/04/p04013).
- [99] D. GUEST & coll. « Jet flavor classification in high-energy physics with deep neural networks ». *Physical Review* **D94**.11 (déc. 2016). doi : [10.1103/physrevd.94.112002](https://doi.org/10.1103/physrevd.94.112002).
- [100] F. CHOLLET & coll. KERAS. 2015. URL : <https://keras.io>.
- [101] M. ABADI & coll. TENSORFLOW : *Large-scale machine learning on heterogeneous distributed systems*. Software available from tensorflow.org. 2015. URL : <https://www.tensorflow.org/>.
- [102] The CMS Collaboration. « Reconstruction and identification of tau lepton decays to hadrons and tau neutrino at CMS ». *Journal of Instrumentation* **11**.1 (2016). doi : [10.1088/1748-0221/11/01/P01019](https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/01/P01019). arXiv : [1510.07488 \[physics.ins-det\]](https://arxiv.org/abs/1510.07488).

- [103] The CMS Collaboration. « Performance of reconstruction and identification of τ leptons decaying to hadrons and ν_τ in pp collisions at $\sqrt{s} = 13\text{ TeV}$ ». *Journal of Instrumentation* **13**.10 (2018). DOI : [10.1088/1748-0221/13/10/P10005](https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/10/P10005). arXiv : [1809.02816 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1809.02816).
- [104] I. GOODFELLOW, Y. BENGIO & A. COURVILLE. *Deep Learning*. MIT Press, 2016. URL : <http://www.deeplearningbook.org>.
- [105] The CMS Collaboration. « Performance of the DeepTau algorithm for the discrimination of taus against jets, electron, and muons » (oct. 2019). URL : <https://cds.cern.ch/record/2694158>.
- [106] K. ANDROSOV. « DeepTau ID ». *Meeting calcolo CMS Italia*. Juin 2019. URL : https://indico.cern.ch/event/819693/contributions/3438506/attachments/1858497/3053529/2019-06-07_DeepTau_ID.pdf.
- [107] T. SJÖSTRAND, S. MRENNA & P. SKANDS. « PYTHIA 6.4 physics and manual ». *Journal of High Energy Physics* **05** (mai 2006). DOI : [10.1088/1126-6708/2006/05/026](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2006/05/026).
- [108] T. SJÖSTRAND & coll. « An Introduction to PYTHIA 8.2 ». *Computer Physics Communications* **191** (2015), p. 159-177. DOI : [10.1016/j.cpc.2015.01.024](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2015.01.024). arXiv : [1410.3012 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1410.3012).
- [109] S. ALIOLI & coll. « A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs : the POWHEG BOX ». *Journal of High Energy Physics* **06** (2010). DOI : [10.1007/jhep06\(2010\)043](https://doi.org/10.1007/jhep06(2010)043). arXiv : [1002.2581 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1002.2581).
- [110] S. FRIXIONE, P. NASON & B. R. WEBBER. « Matching NLO QCD and parton showers in heavy flavour production ». *Journal of High Energy Physics* **8** (août 2003). DOI : [10.1088/1126-6708/2003/08/007](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2003/08/007).
- [111] J. BELLM & coll. « HERWIG 7.0/HERWIG++ 3.0 release note ». *European Physical Journal* **C76**.196 (avr. 2016). DOI : [10.1140/epjc/s10052-016-4018-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4018-8).
- [112] A. SCHÄLICKE & coll. « An event generator for particle production in high-energy collisions ». *Progress in Particle and Nuclear Physics* **53**.1 (2004), p. 329-338. DOI : [10.1016/j.ppnp.2004.02.031](https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2004.02.031). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S014664100400047X>.
- [113] S. AGOSTINELLI & coll. « GEANT4 – A simulation toolkit ». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **A506**.3 (2003), p. 250-303. DOI : [10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8).
- [114] J. ALLISON & coll. « GEANT4 developments and applications ». *IEEE Transactions on Nuclear Science* **53**.1 (fév. 2006), p. 270-278. DOI : [10.1109/tns.2006.869826](https://doi.org/10.1109/tns.2006.869826).
- [115] J. ALLISON & coll. « Recent developments in GEANT4 ». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **A835** (2016), p. 186-225. DOI : [10.1016/j.nima.2016.06.125](https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.125).
- [116] The CMS Collaboration. *E/gamma Physics Object Group*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/EgammaPOG>.
- [117] The CMS Collaboration. *Recommendation for Using b-tag Objects in Physics Analyses*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/BtagRecommendation>.
- [118] The CMS Collaboration. *Tau ID recommendations for Run-2*. URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/TauIDRecommendationForRun2>.
- [119] A. RASPEREZA. *Recoil Corrections for the 2017 Dataset*. Oct. 2018. URL : https://indico.cern.ch/event/762837/contributions/3172618/attachments/1731302/2798220/Recoils_20181010.pdf.

