

Université Catholique de Louvain  
Faculté des Sciences  
**LPHY2135-Computing et Méthodes numériques en physique des  
particules**  
Bruno Giacomo Luca

## Calorimétrie et boson de Higgs

---

Maëlle Joveneau  
Manuel Tondeur  
Brieuc François

**Table des matières**

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Descriptifs des méthodes et résultats</b>	<b>3</b>
2.1	Description du détecteur . . . . .	3
2.2	Description physique du processus initial . . . . .	4
2.3	Reconstruction de la masse invariante du boson de Higgs . . . . .	7
2.4	Analyse des résultats . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Conclusion</b>	<b>11</b>

## 1 Introduction

Afin de découvrir les principes de bases de Geant4, un framework conçu pour la physique des particules, nous avons créé un programme permettant de déterminer la masse du Higgs en simulant la désintégration de celui-ci en deux  $Z^0$  qui eux-mêmes se désintègrent en  $e^- e^+$ .

Pour ce faire nous avons d'abord dû construire un détecteur qui soit efficace pour notre désintégration. Nous avons déterminé que les éléments nécessaires pour ce détecteur étaient : des calorimètres électromagnétiques et des trackers. Nous avons donc dû utiliser les classes de Geant4 adaptées à nos besoins.

Nous avons alors généré nous-même les différentes particules qui apparaissent dans l'évènement qui nous intéresse. Pour donner aux différentes particules leur masse, leur énergie, et/ou leur impulsion, nous avons dû faire appel à des fonctions de distribution variées qui nous ont permises de mettre en pratique la théorie des variables aléatoires dont la méthode "Monte Carlo".

A partir des classes abstraites de Geant4, nous avons défini les interactions possibles entre les particules et les éléments présents au sein du détecteur. Cela fait, il nous fallait reconstruire la trajectoire des électrons à partir des informations fournies par les trackers et les calorimètres. Avec celles-ci, nous avons pu déterminer l'énergie et l'impulsion des quatre électrons qui nous donnent la masse du Higgs par la relation de la masse invariante suivante :

$$M_H^2 = E_H^2 - p_H^2 = (E_1 + E_2 + E_3 + E_4)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3 + \vec{p}_4)^2. \quad (1)$$

Les erreurs dues aux bruits ont été introduites dans la simulation, ce qui nous poussa à poser un seuil d'énergie au niveau de la détection. Pour inclure les erreurs systématiques, 4 électrons d'énergie connue ont été lancés 1200 fois dans le détecteur. Les différences entre l'énergie détectée et l'énergie vraie sont alors mesurées et pondérées avec l'énergie vraie. Le facteur correctif est déterminé en conséquence. Les détails de toutes ces étapes sont présentés dans la suite de ce rapport.

## 2 Descriptifs des méthodes et résultats

### 2.1 Description du détecteur

Pour la construction du détecteur nous avons opté pour une géométrie cylindrique de type CMS que nous avons bien entendu simplifiée pour ne garder que les éléments utiles à notre simulation. Le détecteur est donc constitué de plusieurs trackers en forme de tubes imbriqués et d'un calorimètre électromagnétique granulaire qui englobe le tout. Ces éléments sont placés dans le "world volume" que nous avons choisi de remplir d'air pour se rapprocher de la réalité.

Comme dans le CMS, les trackers sont faits de silicium et mesurent 27.2 m de long. Ils sont au nombre de treize, nous en avons mis trois très proches du centre, le

premier étant à 8 cm du vertex et les deux autres espacés de 1 cm du premier. Les dix autres trackers se trouvent espacés chacun de 10 cm, le premier ayant un rayon 20 cm. Bien qu'il nous faille plusieurs trackers pour obtenir une bonne résolution sur la direction des particules, ce choix particulier est simplement fait pour se rapprocher du CMS. Étant donné que notre projet ne nécessite aucunement un champ magnétique, nous avons simplement choisi de ne pas en mettre pour ne pas nous compliquer la tâche inutilement.

Le bloc de calorimètres est un gros tube de 28 m de long dont l'épaisseur s'étend de 1.5 m du centre à 3 m du centre. Il est uniquement composé de calorimètres électromagnétiques car l'événement d'intérêt n'implique ni muon ni hadron. L'épaisseur fût choisie pour éviter toute perte d'énergie.

Les cellules, composées d'Iodure de Cesium, sont relativement grosses par rapport à celles du CMS. En effet, les événements considérés au CMS impliquent un grand nombre de particules qu'il faut pouvoir distinguer les unes des autres. Notre simulation n'ayant que quatre particules identiques à considérer, nous pouvons tout à fait nous permettre cette simplification. La taille des cellules fut donc choisie pour correspondre à la taille d'un jet de sorte que l'énergie d'un jet se dépose presque toujours dans maximum quatre d'entre elles.

NB : on trouvera les détails de la construction des détecteurs dans les classes suivantes : *"projetZTrackerParametrisation.cc"*, *"projetZCaloParametrisation.cc"*, *"projetZTrackerSD.cc"*, *"projetZCaloSD.cc"* et *"projetZDetectroConstruction.cc"*.

## 2.2 Description physique du processus initial

Pour rappel, le but de ce projet est de reconstruire la masse invariante du boson de Higgs à l'aide de la détection de l'énergie de quatre électrons issus du processus suivant :

$$H \longrightarrow ZZ \longrightarrow e^+e^-e^+e^-. \quad (2)$$

Voyons maintenant en détail la méthodologie utilisée dans ce but. Dans un soucis de réalisme, nous avons choisi de ne pas fixer la masse du  $H$  mais de la générer aléatoirement avec une distribution de Breit-Wigner centrée sur 200 GeV et de demi largeur 2.5 GeV. Nous avons dans un premier temps étudié la reconstruction de sa masse invariante lorsque le Higgs se désintègre au repos pour ensuite se rapprocher de la réalité en considérant sa désintégration alors qu'il est en mouvement dans le repère du détecteur. Dans ce but, nous générons une énergie cinétique issue d'une distribution exponentielle négative de paramètre 30 GeV ainsi que deux angles  $\theta$  et  $\varphi$  issus de distributions uniformes pour lui donner une direction<sup>1</sup>. La distribution uniforme des angles se justifie par l'absence d'information sur les origines du  $H$ .

Nous nous plaçons ensuite dans le repère où il est au repos pour simuler sa désintégration en deux bosons  $Z$ . La cinématique relativiste du processus est assez

---

1. On trouvera les différentes distributions dans la classe *"projetZDistribution.cc"*.

simple et tous les paramètres sont fixés hormis la direction d'émission (nous avons choisi de négliger le caractère aléatoire de la masse du  $Z$  qui est dû à l'incertitude d'Heisenberg  $\Delta E \Delta t \geq \hbar$  car cela est sans intérêt pour notre discussion). Pour la direction, nous générons à nouveau deux angles de manière uniforme mais la justification vient cette fois de l'absence de spin du  $H$ .

La même méthode est appliquée pour simuler la désintégration des  $Z$  en  $e^+e^-$ . Nous avons donc quatre électrons d'énergie et de direction bien déterminées dans le repère de leur parent  $Z$  respectif. Il suffit alors d'effectuer les boosts de Lorentz adéquats pour retourner dans le repère du  $H$  et ensuite dans le repère du détecteur<sup>2</sup>. On trouvera les détails de ces manipulations dans la classe *"projetZElectronsGenerator.cc"*.

NB : les temps de vie très court du  $H$  et du  $Z$  nous permettent en très bonne approximation de considérer que les quatre électrons sont émis au centre géométrique de notre détecteur.

L'étape suivante consiste à "lancer" ces quatre électrons dans notre détecteur à l'aide du framework Geant4. Cela est implémenté dans la classe *"projetZPrimaryGeneratorAction.cc"*.

Le choix des interactions discrètes autorisées pour chacune des particules est assez simple puisque nous n'avons en jeu que des électrons-positrons et des photons cf *"projetZPhysicsList.cc"*. Le voici tout de même :

- photons : création de paires électrons-positrons, diffusion Compton et effet photoélectrique.
- électrons : ionisation, bremsstrahlung et diffusion multiple.
- positrons : ionisation, bremsstrahlung, diffusion multiple et annihilation avec un électron.

A titre informatif, on peut voir sur les figures ci-dessous l'illustration de deux Higgs différents qui se désintègrent dans le détecteur. La figure (1) montre clairement les quatre jets séparément (nous avons choisi de ne montrer que les particules de plus de 100 MeV pour la propreté). La figure (2) montre toutes les particules de plus de 20 MeV. Cette dernière fait apparaître la structure des trackers ainsi que l'importance des particules secondaires qui "rebondissent" un peu partout et génèrent ainsi des hits indésirables dans nos trackers.

---

2. Toutes ces manipulations pour simuler la désintégration du Higgs sont des algorithmes ne nécessitant pas le framework "Geant4".

FIGURE 1 – Visualisation d'un événement ne montrant que les particules de plus de 100 MeV

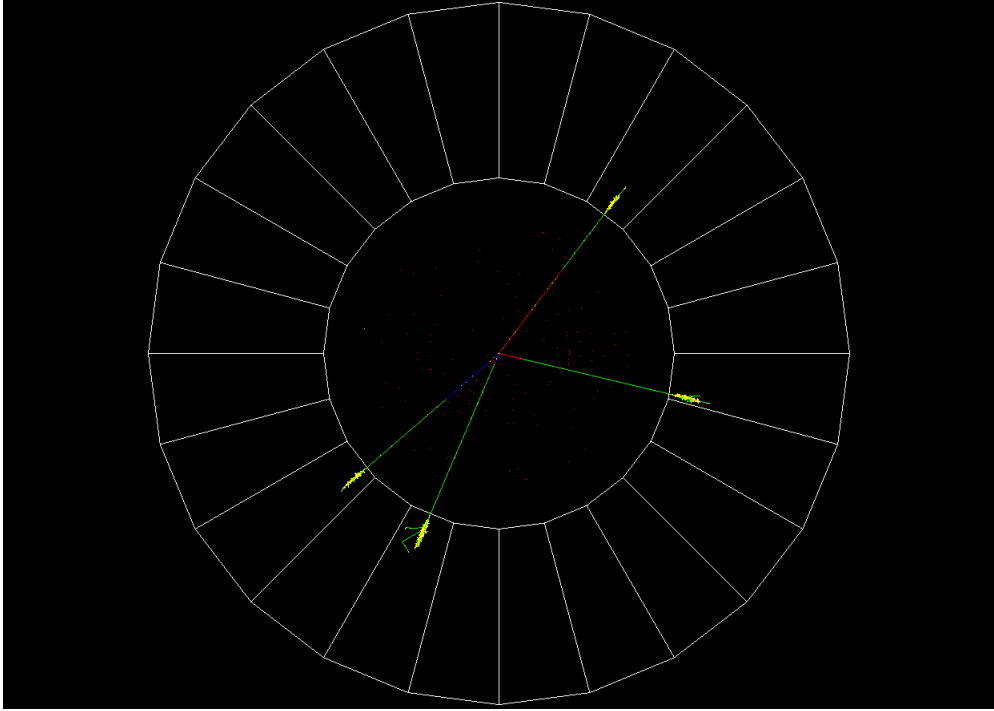
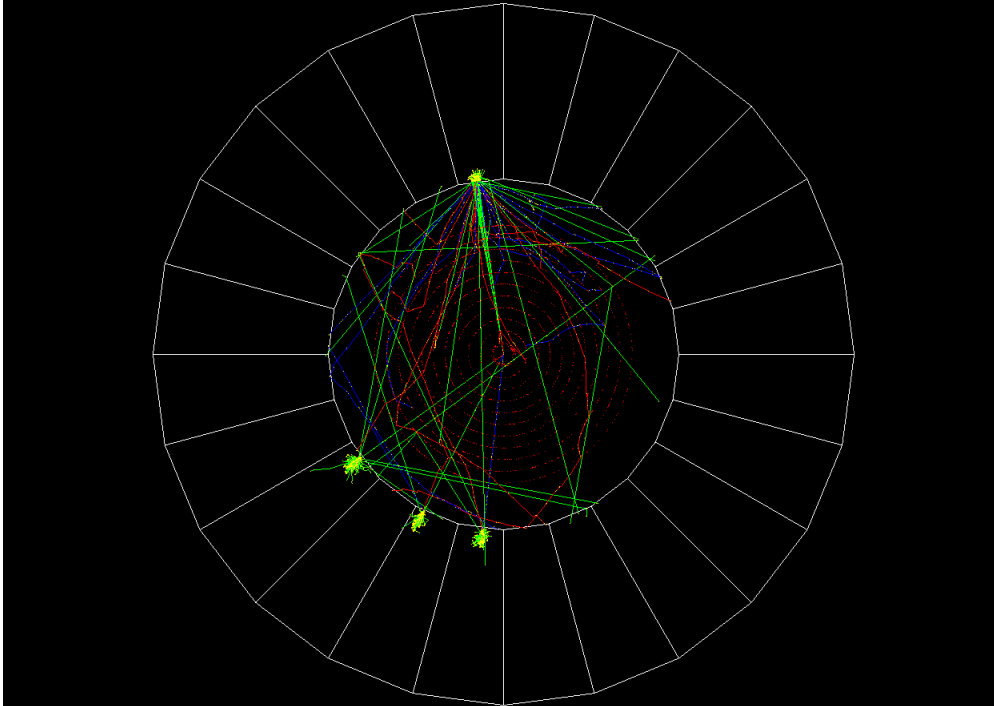


FIGURE 2 – Visualisation d'un événement ne montrant que les particules de plus de 20 MeV



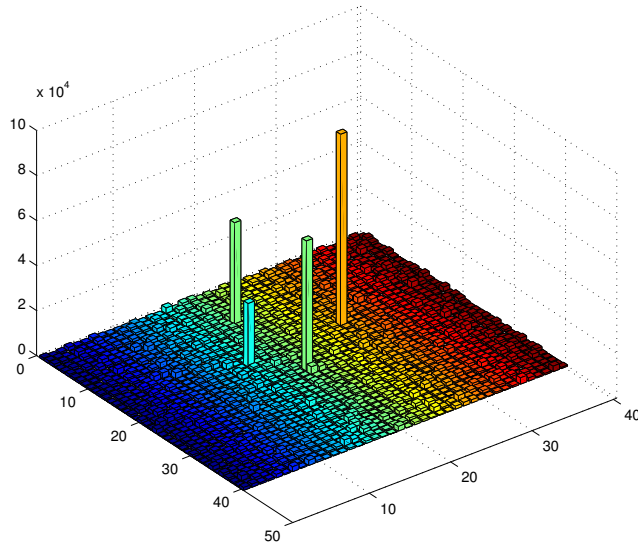
### 2.3 Reconstruction de la masse invariante du boson de Higgs

Une fois les électrons lancés dans le détecteur, nous obtenons une réponse sous forme d'un ensemble de "hits" aussi bien pour le tracker que pour le calorimètre. Les détails de l'implémentation des hits se trouvent dans les classes "*projetZTrackerHit.cc*" et "*projetZCaloHit.cc*". L'information d'intérêt dépend de la pièce du détecteur qui renvoie les données du hit eg pour les trackers, seule la position du hit nous intéresse tandis que pour le calorimètre c'est l'énergie déposée qui est utile.

Présentons les choses dans l'ordre d'utilisation de notre code. Chaque cellule du calorimètre nous renvoie l'énergie totale déposée en elle par l'intermédiaire d'une liste de hits. Grâce à un algorithme de cluster qui sera explicité plus loin, nous pouvons isoler de cela quatre jets distincts (dans la majorité des cas) et extraire de ces informations l'énergie totale et l'endroit où chacun des électrons s'est arrêté. L'énergie déposée dans les trackers et dans l'air est en effet insignifiante par rapport aux énergies en jeu. Comme la trajectoire des particules dans le détecteur est rectiligne, la position des différents jets dans le calorimètre nous donne immédiatement une information précieuse sur la direction de l'impulsion initiale des électrons au vertex. Cependant, nos cellules ayant une relativement grande taille, la précision sur cette direction est assez médiocre... C'est pourquoi nous avons choisi d'affiner cette information à l'aide des trackers. Avoir une idée de la direction des impulsions grâce aux cellules du calorimètre simplifie grandement l'algorithme utilisé pour obtenir cette direction plus précisément à l'aide des trackers. En effet, nous avons considéré un cône d'ouverture  $40^\circ$  (valeur affinée par essais-erreurs) dont la pointe est le vertex et dont l'axe relie ce dernier à la position centrale du jets. La "vraie" direction de l'impulsion initiale de l'électron est obtenue en faisant une moyenne de toutes les directions données par les trackers en ne tenant compte que des hits à l'intérieur de ce cône. NB : l'utilisation du cône est nécessaire car le tracker nous donne les hits de tous les électrons y compris ceux qui rebondissent sur le calorimètre et reviennent dans le tracker.

Pour l'algorithme de cluster, nous avons opté pour une solution assez directe : l'algorithme parcourt chacune des cellules et compare l'énergie détectée dans cette cellule avec celles détectées dans les cellules voisines. Si la cellule en question est celle qui possède le maximum, nous la retenons. L'énergie totale du jet est obtenue en y ajoutant les trois énergies maximales voisines. Pour que cet algorithme soit efficace, il faut bien entendu supprimer toutes les cellules ayant reçu un peu d'énergie suite à l'introduction du bruit. Après plusieurs essais, nous avons choisi de fixer le seuil à 6 GeV pour éviter de compter parfois 5 jets au lieu de quatre à cause du bruit ( le bruit est tiré aléatoirement d'une gaussienne centrée sur 0 et de largeur 1 GeV et il arrivait que des énergies fantômes montent jusqu'à 5 GeV à cause de l'effet combiné du bruit et de particules parasites). Bien sûr, cette énergie seuil donne lieu à des erreurs systématiques lorsque le jet est réparti par exemple sur trois cellules et que la quatrième ne reçoit que quelques GeV. Cette énergie est donc éliminée par le seuil, mais ce problème peut-être en partie solutionné. En effet, une fois calibré, la perte moyenne d'énergie due à ce phénomène est corrigée si nous prenons nos données sur un suffisamment grand nombre d'événement. Le

FIGURE 3 – Résultat typique d'une détection de 4 jets parfaits par le cluster avec bruit



seul effet négatif est l'élargissement de la gaussienne centrée sur la "vraie" valeur de la masse du Higgs.

NB : l'algorithme du cluster et de la reconstruction de la direction des impulsions au vertex peut-être trouvé dans "*projetZRunManager.cc*"

Cet algorithme possède un autre défaut, lorsque deux jets sont l'un à côté de l'autre, l'énergie de certaines cases provient des deux jets et notre algorithme la comptera donc deux fois. A titre d'exemple visuel, voici quelques graphiques illustrant les différents cas rencontrés. Sur la figure (3) on voit un événement avec bruit correspondant aux cas où notre algorithme fonctionne parfaitement. Le même cas après introduction du seuil d'énergie est illustré sur la figure (4). Ensuite viennent les cas où nous rencontrons le problème du surcomptage de l'énergie sur les cases "partagées" (voir figure (5) et (6)).



FIGURE 4 – Résultat typique d’une détection de 4 jets parfaits par le cluster après nettoyage du bruit

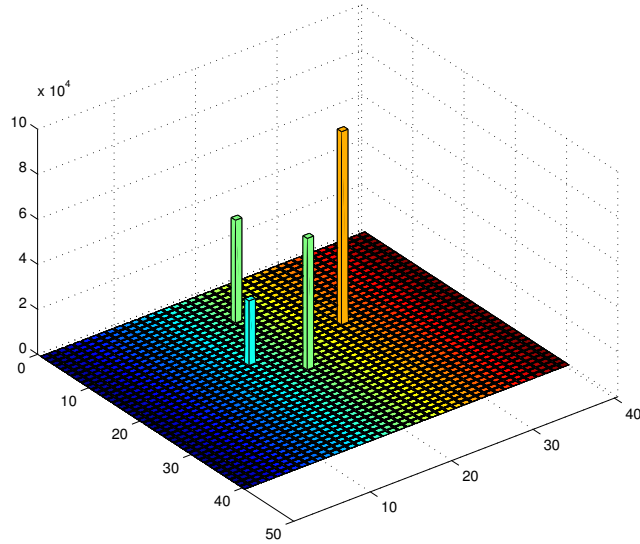


FIGURE 5 – Résultat d’une détection dite à problème. On peut voir au niveau des deux jets les plus à gauche le problème du double comptage d’énergie

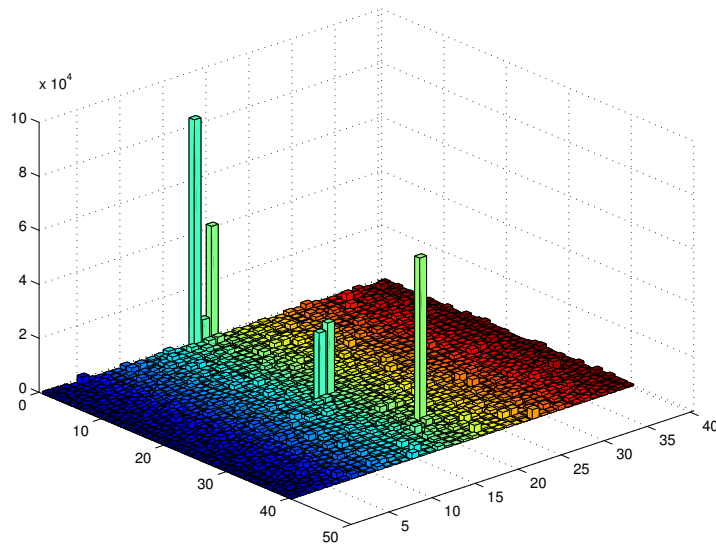
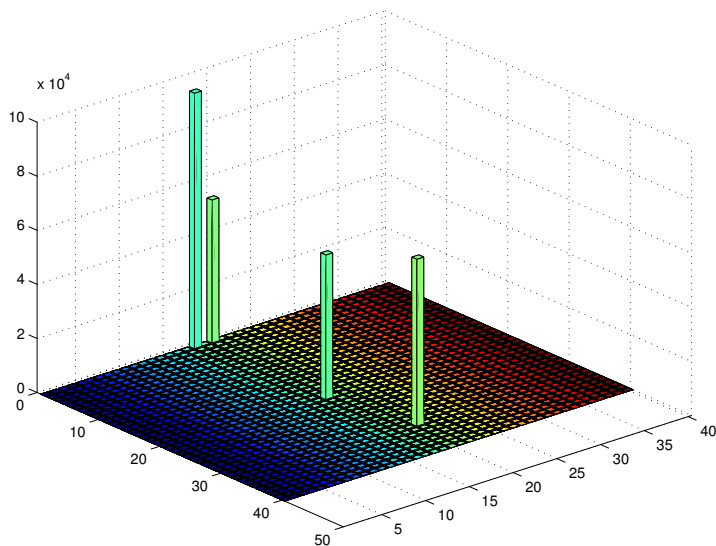


FIGURE 6 – Même après nettoyage du bruit, le problème reste présent



## 2.4 Analyse des résultats

Une fois tout cela implémenté, nous avons fait tourner le programme en boucle 1500 fois pour mesurer un grand nombre de masses du Higgs. C'est avec grand plaisir que nous constatons que la distribution obtenue est fort proche de celle attendue. Il suffit de regarder les figures (7) et (8) pour voir que, bien que l'algorithme ne soit pas parfait, les résultats sont plus qu'acceptables. Nous obtenons en effet une moyenne de 199.8950 GeV (rappel : le centre de la Breit-Wigner de la masse du Higgs est à 200 GeV) pour un écart type de 7.0826 GeV. Sur les 1500 Higgs créés, 1356 ont générés des événements que notre algorithme a pu identifier correctement et reconstruire. Cela fait moins de 10% de pertes. Une première remarque sur l'histogramme des résultats est que le nombre maximum d'événements se trouve un peu au dessus du 200 GeV mais cela serait explicable par une fluctuation statistique. Une seconde remarque est l'apparition d'événements fort éloignés de 200 GeV. Cela pourrait être dû aux failles de nos algorithmes ou bien également à une fluctuation statistique mais quoi qu'il en soit, cela ne concerne que quelques événements sur 1356 et est donc négligeable.

FIGURE 7 – Distribution Breit-Wigner des masses des Higgs générés

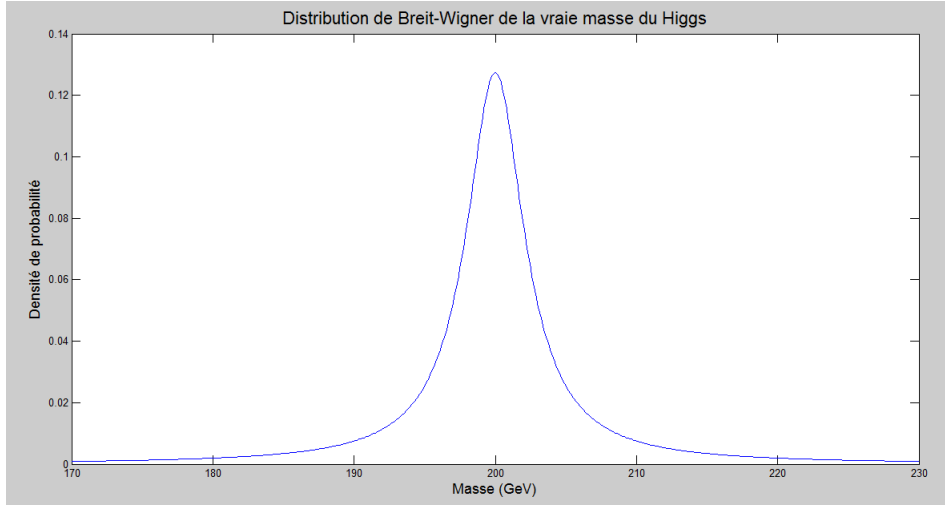
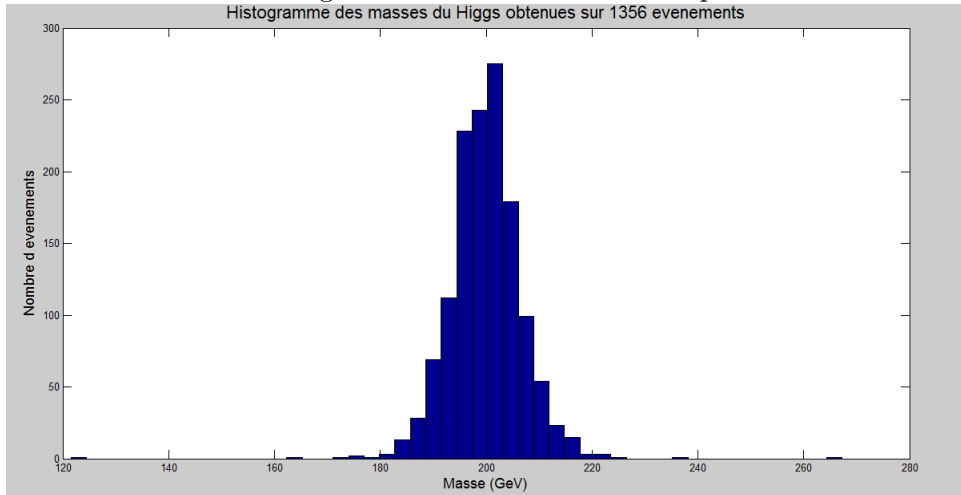


FIGURE 8 – Histogramme des masses mesurées par notre détecteur



### 3 Conclusion

Il apparait clairement dans la section précédente que nous avons réussi à obtenir la masse du Higgs. Cependant, notre programme n'est pas optimal, il serait possible de le rendre plus rapide et moins coûteux en mémoire vive. La précision pourrait également être augmentée.

Une première amélioration serait de refermer le détecteur c'est-à-dire de placer des détecteurs aux extrémités, perpendiculairement à l'axe des  $z$  dans notre cas (en laissant évidemment un espace libre pour permettre le passage des particules dans le détecteur).

Au niveau de l'algorithme du cluster, on remarque que si deux jets sont très proches l'un de l'autre (une seule case séparant deux maxima d'énergie détectés)

alors l'énergie se trouvant sur cette case est comptée deux fois. Cet algorithme pourrait être modifié de sorte que la quantité soit partagée équitablement entre les deux jets.

Une autre façon de limiter le surcomptage de l'énergie, serait de raffiner les cellules. En effet, cela diminuerait la probabilité de "case" partagée et même dans les cas où cela se produirait, la quantité d'énergie partagée serait moindre. Cependant cela nécessiterait une modification de notre algorithme étant donné qu'il est basé sur le fait qu'un jet ne puisse pas occuper plus de quatre cellules.

Une dernière suggestion d'amélioration concernant l'algorithme de cluster serait de limiter le nombre de Higgs "perdus". En effet, dans le cas présent, nous jetons tous les événements où nous ne détectons pas exactement quatre jets. Seul un algorithme plus complexe pourrait nous permettre d'exploiter certains de ces cas particuliers. Les Higgs étant ici simulés informatiquement, ils ne nous coûtent pas très cher.

L'algorithme de reconstruction de la trace est assez basique et par conséquent pas des plus précis. Il aurait sans doute été préférable d'utiliser un algorithme plus complexe du type régression linéaire.

Certaines de ces améliorations auraient nécessité beaucoup de temps pour parfois peu d'amélioration au niveau de la précision. Nous avons tenté de faire au plus proche de la réalité en passant du temps sur les points qui nous semblaient prioritaires. Nous avons cherché le juste milieu entre l'amélioration des résultats obtenues et le temps nécessaire pour y parvenir tout en ne négligeant pas nos autres cours et autres obligations.