



LICENCE SCIENCES DE LA MATIÈRE
Ecole Normale Supérieure de Lyon
Université Claude Bernard Lyon I

Stage 2017–2018
Manon Bourgade
L3 Physique

Evolution de la masse M_H du boson de Higgs en fonction de son impulsion $p_T(H)$, pour un boson de Higgs standard se désintégrant en deux photons $\gamma\gamma$

Résumé : Le boson de Higgs a été l'objet de nombreuses recherches depuis sa découverte au LHC. L'instabilité de la masse du boson de Higgs face aux corrections radiatives "ultra violettes" a toujours été une des principales motivations pour faire appel à la physique au delà du Modèle Standard avec des propriétés stabilisatrices, telle que la Supersymétrie. Lors de mon stage, nous avons exploré une approche innovante de ce problème qui se propose de mesurer directement l'évolution de la masse avec l'impulsion du boson de Higgs produit.

Avant d'avoir une courbe correspondant à cette évolution, il faut cependant faire quelques études préliminaires, notamment concernant la précision qu'on peut avoir sur les mesures, et sur l'énergie maximale accessible au LHC en fonction des différentes phases de son fonctionnement. Ces études préliminaires sont l'objet du stage que j'ai réalisé.

Mots clefs : Physique des particules - Physique Statistique - Boson de Higgs - Hautes énergies - CMS - LHC

Stage encadré par :

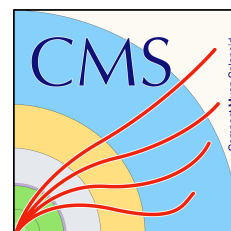
Maxime Gouzevitch

mgouzevi@cern.ch / tél. (+33) 04.72.43.13.58

Institut de Physique Nucléaire de Lyon

Bâtiment Paul Dirac, 4 Rue Enrico Fermi, 69622 Villeurbanne

<https://www.ipnl.in2p3.fr/>



Remerciements

Je souhaite tout d'abord remercier Maxime Gouzevitch pour avoir été mon maître de stage, très à l'écoute et toujours disponible pour répondre à mes nombreuses questions. Je le remercie également, ainsi que Hugues Lattaud, pour la relecture de mon rapport.

Je remercie les autres membres du projet dans lequel j'ai travaillé, pour leur contribution et leur implication.

Je remercie Bernard Ille pour m'avoir aidé à comprendre les mécanismes sur lesquels j'allais travailler lors de mes premiers jours de stage.

Je remercie le petit groupe de français avec qui j'ai pu échanger lors des repas au CERN, que ce soit autour de sujets professionnels ou divertissants. Ils m'ont notamment permis d'en apprendre plus sur le fonctionnement du CERN, du LHC, et des détecteurs qui y sont installés.

Enfin, je remercie l'IPNL pour m'avoir accueillie dans le cadre de ce stage. J'y ai appris beaucoup de choses, à la fois sur le monde de la recherche, ainsi que sur mon sujet.

Table des matières

Introduction	1
1 Le Modèle Standard et au delà	3
1.1 Le Modèle Standard	3
1.2 La masse du boson de Higgs	5
2 Outils d'analyse et statistiques	6
2.1 Test de vraisemblance pour des séries de données aléatoires	6
2.2 Effet des erreurs systématiques	7
2.3 Effet des différents paramètres sur les courbes d'une étude	9
2.3.1 Augmentation de la luminosité	9
2.3.2 Retrait des erreurs systématiques	10
2.3.3 Changement de signal injecté	10
2.4 Conclusion du chapitre	10
3 Evolution de la masse du boson de Higgs M_H avec l'impulsion $p_T(H)$	12
3.1 Présentation des objectifs	12
3.2 Précision sur la mesure de μ	12
3.3 Précision sur la mesure de M_H	13
3.4 Nombre d'évènements pour différentes impulsions $p_T(H)$	16
3.4.1 Luminosité : 36 fb^{-1}	16
3.4.2 Luminosité : 150 fb^{-1}	16
3.4.3 Luminosité : 3000 fb^{-1}	16
3.5 Fiabilité des mesures	17
3.5.1 Luminosité : 36 fb^{-1}	17
3.5.2 Luminosité : 150 fb^{-1}	17
3.5.3 Luminosité : 3000 fb^{-1}	17
3.6 Conclusion du chapitre	18

Introduction

Le Modèle Standard permet d'expliquer un grand nombre de phénomènes observables du monde des particules, mettant en jeu les particules connues ainsi que les trois interactions fondamentales agissant à cette échelle là : électromagnétique, forte et faible [4].

L'origine de la masse des particules est un élément du Modèle Standard qui n'a été approché que récemment avec la découverte du boson de Higgs au LHC (Large Hadron Collider) en 2012. La masse du boson de Higgs a ensuite été mesurée grâce aux détecteurs.

Une question qui se pose alors est : la masse mesurée est-elle constante, ou varie-t-elle ? C'est cette question qui a motivé le stage que j'ai réalisé. En fonction du résultat, cette étude est capable de nous donner des informations importantes sur la physique au delà du Modèle Standard.

Mon travail a principalement été focalisé sur les études préliminaires dans le cadre du projet. Celles-ci concernent la précision des mesures, les domaines d'énergie utiles, ainsi que la fiabilité des mesures. Les résultats sont présentés au chapitre 3.

Le chapitre 1 est consacré au Modèle Standard et à la présentation du projet sur lequel j'ai travaillé. Le chapitre 2 présente des simulations que j'ai réalisé avec Python, pour comprendre comment marchent les fonctions statistiques dont j'ai eu besoin pour l'analyse des données.

Chapitre 1

Le Modèle Standard et au delà

1.1 Le Modèle Standard

Le monde qui nous entoure est en grande partie décrit par le Modèle Standard. Selon ce modèle, plusieurs particules en interaction entre elles constituent l'univers (figure 1.1) :

- Les fermions, au nombre de douze. Ils ont tous un spin demi entier, et une antiparticule équivalente de charge opposée. Il y a deux sous-familles de fermions : les quarks et les leptons.
- Les bosons, de spin entier. Ceux avec un spin 1 sont les vecteurs des interactions fondamentales. On y trouve le photon pour l'interaction électromagnétique, le gluon pour l'interaction forte, et Z^0 avec W^\pm pour l'interaction faible. Le boson de Higgs, de spin 0, donne leur masse aux particules.

fermions (3 générations de la matière)				bosons (forces)	boson de masse
	I	II	III		
masse →	2,4 MeV	1,27 GeV	171,2 GeV	0	125 GeV
charge →	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0	0
spin →	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	0
nom →	u up	c charm	t top	γ photon	H boson de Higgs
Quarks	4,8 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ d down	104 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ s strange	4,2 GeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ b bottom	0 0 1 g gluon	
	<2,2 eV 0 $\frac{1}{2}$ ν_e neutrino électronique	<0,17 MeV 0 $\frac{1}{2}$ ν_μ neutrino muonique	<15,5 MeV 0 $\frac{1}{2}$ ν_τ neutrino tauique	91,2 GeV 0 1 Z^0 boson Z^0	
	0,511 MeV -1 $\frac{1}{2}$ e électron	105,7 MeV -1 $\frac{1}{2}$ μ muon	1,777 GeV -1 $\frac{1}{2}$ τ tau	80,4 GeV ± 1 1 W^\pm boson W	
Leptons					

FIGURE 1.1 – Tableau présentant les différentes particules du Modèle Standard. On retrouve les quarks en violet, les leptons en vert, et les bosons en rouge. Les bosons de forces véhiculent les interactions fondamentales, et le boson de Higgs donne leur masse aux particules.

Pour comprendre l'origine de la masse de chaque particule, il faut comprendre comment fonctionne le champ de Higgs : une particule qui interagit avec ce champ va acquérir une masse. Plus elle interagit, plus sa masse va être grande (on note le cas particulier du photon qui n'interagit pas avec ce champ, et qui reste donc de masse nulle).

L'interaction avec ce champ peut être décrite simplement avec l'analogie suivante [6] : supposons que l'Univers est un champ de neige uniforme. Un photon serait représenté par un skieur qui glisse sur ce champ de neige sans interaction, une particule légère par un marcheur avec des raquettes qui s'enfonce un peu dans la neige, et une particule lourde par un marcheur sans raquettes qui s'enfonce encore plus profondément dans la neige. Ainsi, plus la particule interagit avec le champ, plus elle va avoir de mal à avancer. On reconnaît là la description d'un objet massif.

Le boson de Higgs est le médiateur de l'interaction entre les particules et le champ de Higgs, de la même façon que le photon est le quantum des champs électromagnétiques. Dans notre analogie, un boson serait représenté par un flocon du champ de neige.

Pour détecter ce boson, il est nécessaire d'atteindre de très hautes énergies grâce à un accélérateur de particules. On peut alors espérer créer ce boson pour un temps très court (10^{-22} s). Après sa désintégration, on peut détecter un ensemble de particules ayant une masse invariante typique issues de cette désintégration, et ainsi affirmer que l'on avait créé des particules ayant les mêmes propriétés qu'un boson de Higgs. Le LHC est l'accélérateur de particules qui a permis cette découverte. C'est un accélérateur de particule circulaire de 27 km de long, situé 100 m sous terre en moyenne. Il accélère les protons jusqu'à une impulsion de 7 à 8 TeV, pour des collisions à 13 TeV.

A ces énergies là, les collisions entre les différents composants du proton permettent la production d'un boson de Higgs. Le mécanisme de production du boson de Higgs le plus fréquent est la fusion de deux gluons (figure 1.2). Une fois ce boson créé, il se désintègre très rapidement. Encore une fois, plusieurs mécanismes de désintégration sont possibles, avec différentes probabilités associées (figure 1.3). Dans mon étude, on s'intéressera aux bosons se désintégrant en deux photons $\gamma\gamma$ (figure 1.4). Cet état final est moins fréquent que d'autres, mais on sait bien détecter les photons, et le bruit de fond associé est plus faible [3].

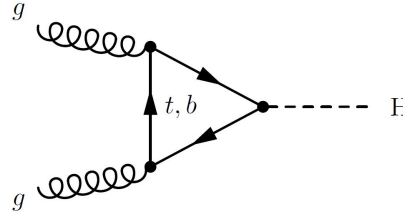


FIGURE 1.2 – Diagramme de Feynmann pour la production d'un boson de Higgs par fusion de deux gluons, mécanisme le plus fréquent.

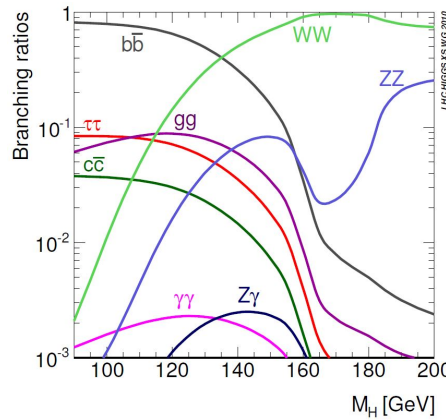


FIGURE 1.3 – Probabilité de désintégration du boson de Higgs pour différents états finaux, en fonction de la masse M_H . On s'intéressera principalement à la désintégration en deux photons $\gamma\gamma$.

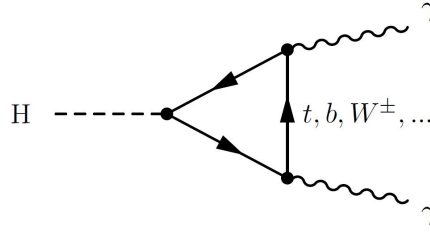


FIGURE 1.4 – Diagramme de Feynmann pour la désintégration d'un boson de Higgs en deux photons $\gamma\gamma$. C'est le mécanisme qui nous intéresse dans la suite de l'étude.

1.2 La masse du boson de Higgs

Grâce aux différents détecteurs installés, CMS et ATLAS, l'étude du boson a permis de mesurer sa masse [1] :

$$M_H = 125.09 \pm 0.24 \text{ GeV} \quad (1.1)$$

Comme mentionné en introduction, on veut savoir si la masse mesurée du boson de Higgs varie. On peut se demander pourquoi la masse d'une particule changerait. Le fait que la masse évolue avec l'énergie est un phénomène classique en théorie quantique des champs. L'évolution habituelle est logarithmique avec l'énergie. Pour le Higgs, l'évolution attendue est quadratique.

En fonction du type d'évolution observé, plusieurs interprétations sont possibles et on peut en savoir plus sur la physique au delà du Modèle Standard. Trois principaux scénarios peuvent se produire :

1. Pas d'évolution, ou alors trop faible pour être détectée : cela indiquerait l'existence d'un phénomène qui compense l'augmentation de masse du boson, comme par exemple la supersymétrie. Par exemple, une augmentation de masse due à une boucle $t\bar{t}$ (quark et antiquark top) est compensée par une boucle $\tilde{t}\tilde{t}$ (quark stop et antiquark stop) issue de la supersymétrie (figure 1.5).
2. Evolution quadratique : il n'y aurait pas de mécanisme qui compense l'augmentation de masse, il faut repenser notre modèle.
3. Evolution logarithmique : c'est le plus naturel, il existerait un mécanisme qui compense l'évolution quadratique et on observe uniquement les effets logarithmiques.

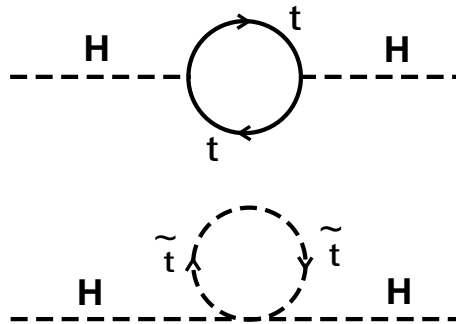


FIGURE 1.5 – Création de particules virtuelles par des bosons de Higgs H. En haut il y a création de deux quarks top t , compensée en bas par la création de deux quarks stop \tilde{t} , symétriques des quarks top par la supersymétrie.

Chapitre 2

Outils d'analyse et statistiques

Avant d'étudier la masse du boson de Higgs, il convient de savoir se servir des différents outils statistiques nécessaires. En effet, en physique des particules, les fluctuations statistiques (notamment dues aux outils de mesure et à la théorie) doivent être prises en compte lors de l'analyse des données du LHC.

J'ai réalisé tout ce qui est présenté dans ce chapitre, afin de me familiariser avec les fonctions utiles à la compréhension des analyses qui ont suivi, en particulier la fonction de vraisemblance.

2.1 Test de vraisemblance pour des séries de données aléatoires

On imagine une expérience CMS que l'on répète 1000 fois, durant laquelle on compte le nombre d'événements intéressants observés. On note n_i le nombre d'événements observés pour chacun de ces 1000 essais, m_{exp} le nombre d'événements moyens observé et on suppose que le nombre d'événements est réparti selon une loi de Poisson de moyenne théorique m_{th} inconnue, que l'on cherche à retrouver.

On veut voir la différence entre l'utilisation de la méthode des moindres carrés (ou "test du χ^2 ") et l'utilisation de la fonction de vraisemblance pour retrouver m_{th} à partir des données obtenues. On va donc regarder comment se comportent les fonctions tracées vis à vis de cette moyenne.

Pour cela, on génère une liste de données aléatoires avec Python, selon une loi de Poisson de une moyenne connue m_{th} (qui est inconnue en réalité). Le but est de savoir comment retrouver m_{th} grâce aux données acquises.

Le test du χ^2 permet de tester simplement une hypothèse et de savoir si (statistiquement) elle est plausible ou non. On trace donc la fonction χ^2 pour différentes valeurs du paramètre théorique m autour de m_{exp} la moyenne sur l'échantillon généré (figure 2.1) :

$$\chi^2(m) = \sum_{i=0}^N \frac{(n_i - m)^2}{\sigma_i^2} \quad (2.1)$$

où N est le nombre d'expériences, ici N = 1000.

Le problème avec cette formule est l'estimation des σ_i . En effet, ce paramètre représente l'erreur sur la mesure, et idéalement il faudrait utiliser $\sigma_i = \sqrt{m_{th}}$. Cela permettrait d'avoir le minimum de χ^2 en $m = m_{exp}$, qui est la meilleure estimation de m_{th} possible. Or, m_{th} est inconnue dans une vraie expérience de physique des particules. On peut alors approximer cette valeur par $\sigma_i = \sqrt{m}$, où m varie pour chaque valeur de χ^2 .

Avec ce choix, on constate que le minimum de ce χ^2 modifié ne se trouve ni en m_{exp} , ni en m_{th} (figure 2.1). Pour remédier à ce problème, on va utiliser la fonction de vraisemblance L (Likelihood). Elle est plus complexe à utiliser que χ^2 , mais à l'avantage de ne pas être une approximation comme χ^2 . Celle-ci a pour formule :

$$L(m) = \prod_{i=0}^N \frac{e^{-m} m^{n_i}}{n_i!} \quad (2.2)$$

Dans le cas d'une distribution gaussienne, on a [5] :

$$\chi^2 \simeq -2 \ln L + \text{constante} \quad (2.3)$$

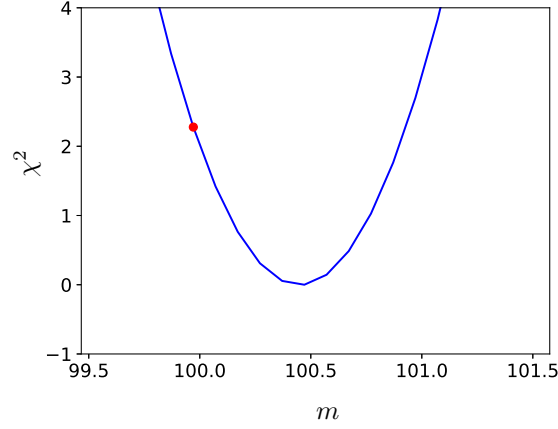


FIGURE 2.1 – Tracé du χ^2 pour un échantillon de 1000 valeurs prises dans une distribution de poisson de moyenne théorique 100. Le point rouge est d'abscisse m_{exp} la moyenne de l'échantillon. On constate que le minimum du χ^2 ne correspond ni à m_{exp} , ni à la moyenne théorique $m_{th} = 100$.

Une loi Gaussienne étant la limite d'une loi de Poisson pour un grand nombre d'événements, on considère cette relation valable dans notre cas. On voit alors que, dans cette approximation gaussienne, le maximum de L correspond au minimum de χ^2 , et se situe donc en m_{exp} . De plus, m_{th} est compatible avec l'incertitude statistique de mesure ($-2 \ln(L) \in [0,1]$, figure 2.2). La maximisation de L permet donc d'accéder à la moyenne de la distribution étudiée m_{exp} , qui est proche de m_{th} pour un échantillon de grande taille.

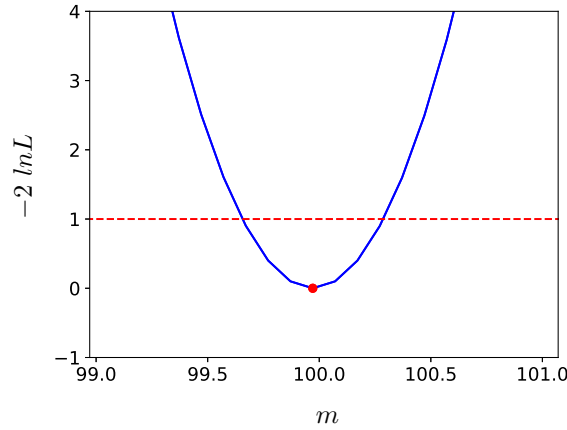


FIGURE 2.2 – Tracé de $-2 \ln L$ pour un échantillon de 1000 valeurs prises dans une distribution de poisson de moyenne théorique 100. Le point rouge est d'abscisse m_{exp} la moyenne de l'échantillon et correspond au maximum de L . De plus, m_{th} est compatible avec l'incertitude statistique de mesure.

2.2 Effet des erreurs systématiques

Dans la partie 2.1, on a étudié le comportement des erreurs statistiques (ie liées à la statistique de l'expérience). Il convient également d'étudier les erreurs systématiques liées à la mesure.

Pour simuler ces erreurs avec le même type de modèle qu'au 2.1, on va considérer que la moyenne mesurée \hat{m} est du type :

$$\hat{m} = f.m \quad (2.4)$$

où f est un facteur inconnu représentant l'erreur systématique sur la mesure.

Il convient également de prendre en compte l'erreur statistique existante sur la mesure du facteur f , que l'on considère réparti selon une loi gaussienne :

$$e^{-\frac{(f-1)^2}{2\sigma^2}} \quad (2.5)$$

On prend $\sigma = 0.05$, et on a alors une nouvelle formule pour L , qui prend en compte cette distribution pour f :

$$L(m) = \prod_{i=0}^N \left(\frac{e^{-fm} (fm)^{n_i}}{n_i!} e^{-\frac{(f-1)^2}{2\sigma^2}} \right) \quad (2.6)$$

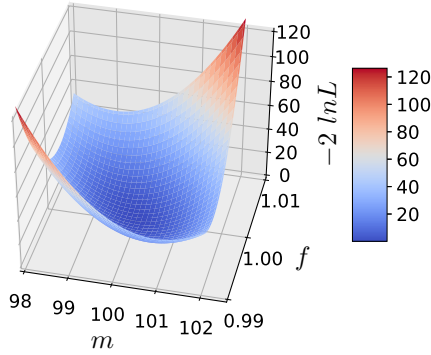


FIGURE 2.3 – Tracé en 3 dimensions de $-2 \ln(L)$ en fonction de m et f . La prise en compte des erreurs systématiques augmente l'incertitude sur la mesure de m .

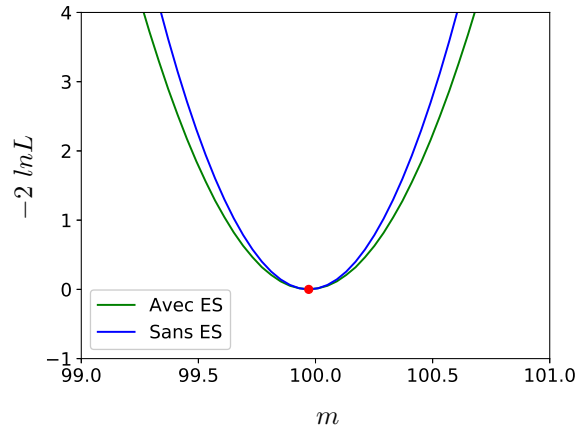


FIGURE 2.4 – Comparaison entre les deux modèles, avec et sans erreurs systématiques (ES). Pour ajouter les erreurs systématiques, on maximise L pour chaque valeur de m en faisant varier f . Sans les erreurs systématiques, on a $f=1$. Les erreurs systématiques élargissent la parabole, c'est à dire que l'incertitude statistique sur la mesure de m augmente.

Ici, L est devenue une fonction de 2 variables (m et f) que l'on cherche à maximiser. Un tracé en 3 dimensions (figure 2.3) montre l'évolution de L en fonction de ces 2 variables, et on voit que les erreurs systématiques augmentent l'incertitude sur la mesure. En effet, le tracé de L en fonction de m correspond à la "vallée" transversale où f varie, et non une droite correspondant à une valeur de f fixé comme précédemment. Le tracé

de $-2 \ln(L)$ en fonction de m pour les valeurs de f où il est minimal donnera alors une parabole plus large, ce qui correspond à augmenter l'incertitude statistique de mesure (figure 2.4).

2.3 Effet des différents paramètres sur les courbes d'une étude

Dans le cadre de notre étude, il est intéressant de voir quelle est l'influence des différents paramètres utiles sur la courbe obtenue.

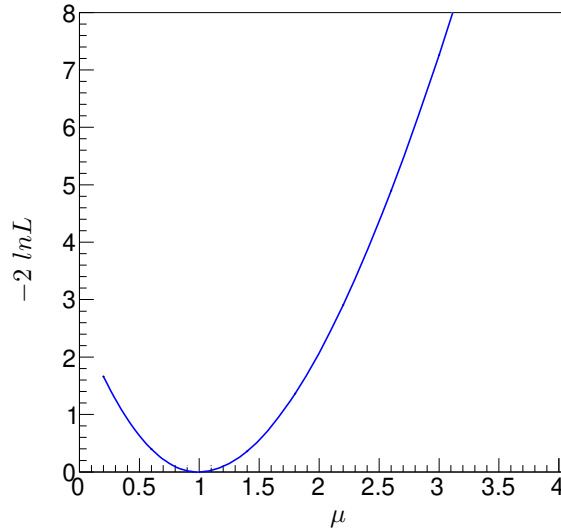


FIGURE 2.5 – Tracé de $-2 \ln(L)$ en fonction de μ avec les erreurs systématiques, une luminosité de 3000 fb^{-1} et un signal injecté centré en $\mu = 1$.

La courbe utilisée est issue de l'étude de la production de deux bosons de Higgs se désintégrant en deux photons $\gamma\gamma$ et deux jets $b\bar{b}$. On étudie le tracé (figure 2.5) de $-2 \ln(L)$ en fonction de μ défini comme :

$$\mu = \frac{\sigma_{exp}}{\sigma_{SM}} \quad (2.7)$$

où σ_{exp} est la section efficace observée et σ_{SM} la prédiction du modèle standard. La section efficace d'un phénomène en physique des particule est liée à la probabilité d'interaction entre deux particules lorsqu'elles entrent en collision. Ainsi, μ caractérise l'écart de l'expérience au modèle standard en terme de probabilité d'interaction.

Sur le tracé original, on a injecté un signal centré en $\mu = 1$, pour une luminosité de 3000 fb^{-1} ($1 \text{ b (Barn)} = 10^{-24} \text{ cm}^2$). Les erreurs systématiques sont prises en compte.

On souhaite ensuite observer l'effet des actions suivantes :

1. Augmentation de la luminosité
2. Retrait des erreurs systématiques
3. Changement de signal injecté

2.3.1 Augmentation de la luminosité

Augmenter la luminosité correspond à augmenter le nombre d'évènements de notre expérience. On s'attend donc à une augmentation de la précision de la mesure, et c'est ce qu'on observe quand on trace les deux courbes (figure 2.6) : la parabole qui correspond à une luminosité plus importante est plus fine.

2.3.2 Retrait des erreurs systématiques

La théorie dit que le retrait des erreurs systématiques doit diminuer l'incertitude statistique, à l'image de ce qu'on a vu au 2.2. C'est bien ce que l'on voit quand on trace les deux fonctions sur le même graphique (figure 2.7) : La parabole est moins large quand on retire les erreurs systématiques.

2.3.3 Changement de signal injecté

Ici, l'étude n'est pas réalisée avec un signal réel mais avec un signal simulé par une méthode de Monte Carlo. On peut donc choisir la valeur moyenne m que l'on veut lui donner, et donc la valeur de μ en laquelle L doit être maximal. On peut vérifier cela en traçant $-2 \ln(L)$ pour différentes valeurs de m . On observe bien le minimum de cette fonction au point d'abscisse $\mu = m$ dans les trois cas choisis ($m = 0.5$; 1 et 2)(figure 2.8).

2.4 Conclusion du chapitre

Grâce à ces exemples simples, on peut comprendre comment fonctionnent les méthodes de mesure en physique des particules, et quelle est l'influence des différents paramètres sur les courbes obtenues.

Ces méthodes seront utiles à la partie 3.3 pour comprendre la mesure de masse du boson de Higgs, et la précision associée.

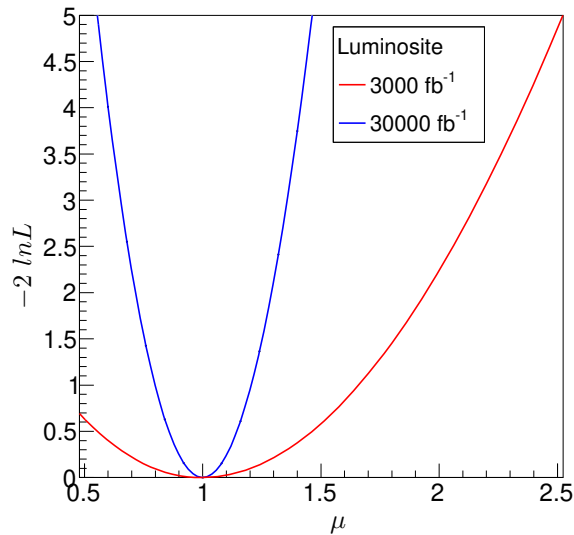


FIGURE 2.6 – Comparaison de L avec plus ou moins de lumière (ie plus ou moins d'évènements). Une augmentation de la luminosité diminue l'incertitude statistique. On prend en compte les erreurs systématiques, le signal injecté est centré en $\mu = 1$.

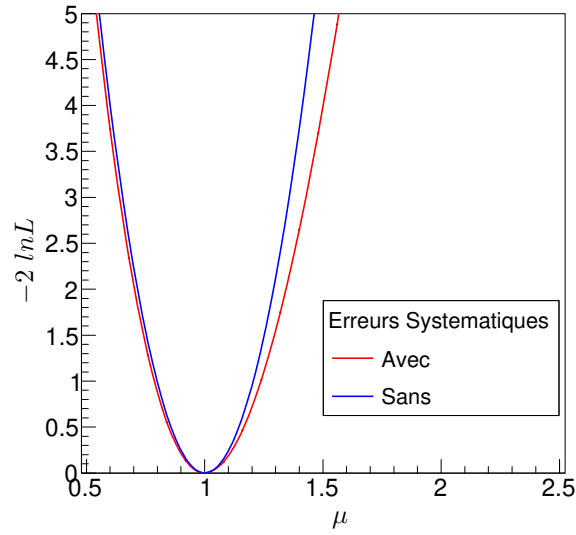


FIGURE 2.7 – Comparaison de L avec et sans erreurs systématiques. Les erreurs systématiques augmentent l'incertitude statistique. La luminosité est 30000 fb^{-1} , le signal injecté est centré en $\mu = 1$.

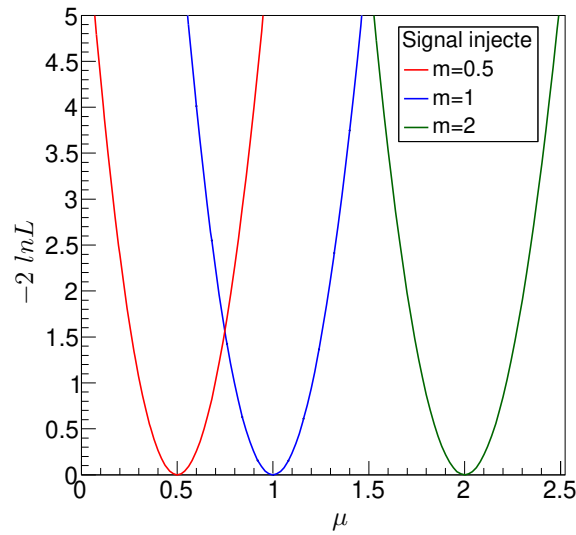


FIGURE 2.8 – Comparaison de L pour différents signaux injectés. Dans les trois cas, L est maximal au point d'abscisse μ correspondant à la valeur moyenne m du signal injecté. La luminosité est 30000 fb^{-1} , les erreurs systématiques ont été retirées.

Chapitre 3

Evolution de la masse du boson de Higgs M_H avec l'impulsion $p_T(H)$

3.1 Présentation des objectifs

Comme expliqué au chapitre 1, on veut voir si la masse M_H du boson de Higgs mesurée évolue lorsque son énergie ou son impulsion change. Dans les données du LHC, on peut accéder à l'impulsion transverse $p_T(H)$ pour chaque boson de Higgs détecté. On faut donc mesurer M_H pour différents intervalles de p_T , et regarder l'évolution obtenue.

Le projet HL-LHC (High Luminosity LHC, Annexe A) a pour but d'atteindre une luminosité (correspond aux nombres d'évènements) de 3000 fb^{-1} vers 2037, en comparaison aux 36 fb^{-1} de 2016. Notre objectif étant de mesurer M_H pour un maximum d'impulsions différentes, on va simuler une augmentation de la luminosité dans nos données (c'est-à-dire augmenter le nombre d'évènements). Ainsi, on verra jusqu'à quelle impulsion $p_T(H)_{max}$ on peut espérer mesurer M_H de façon suffisamment précise avec les futures données de 2037.

Pour cela, on cherche d'abord à prévoir comment va évoluer la précision sur nos mesures en augmentant la luminosité. On va également calculer le nombre de bosons qu'on aura pour différents $p_T(H)$. On obtiendra ainsi une valeur $p_T(H)_{max}$ au delà de laquelle on ne pourra pas mesurer M_H assez précisément, par manque d'évènements.

Il faut ensuite étudier la fiabilité de nos mesures, en prenant en compte le bruit de fond existant. En effet, si on cherche par exemple les bosons de Higgs se désintégrant en deux photons $\gamma\gamma$, il faut savoir que toutes les paires de photons détectées ne proviennent pas nécessairement d'un boson de Higgs, mais de rayonnements. Ces évènements non intéressants font partie de ce qu'on appelle le bruit de fond. La proportion de signal intéressant par rapport au bruit de fond permet d'avoir une idée de la fiabilité des mesures. L'annexe C présente un exemple de graphique présentant le signal, le bruit de fond et l'estimation de la masse associée.

J'ai réalisé les études présentées dans ce chapitre en utilisant les données de CMS de 2016, ainsi que des générateurs d'évènements fournis par mon maître de stage.

3.2 Précision sur la mesure de μ

On commence par regarder l'évolution de la précision sur la mesure de μ lorsqu'on multiplie la luminosité par un facteur F . On utilise les données de 2016, qui ont servi pour la mesure de M_H , masse d'un boson de Higgs standard se désintégrant en deux photons $\gamma\gamma$. On choisit d'injecter un signal centré en $\mu=1$ (voir 2.3.3) Comme espéré, l'incertitude diminue avec la luminosité. En accumulant des valeurs, on peut tracer l'incertitude σ en fonction de la luminosité pour trouver une courbe de tendance (figure 3.1). D'après le théorème central limite, on doit avoir :

$$\sigma \propto \frac{1}{\sqrt{F}} \quad (3.1)$$

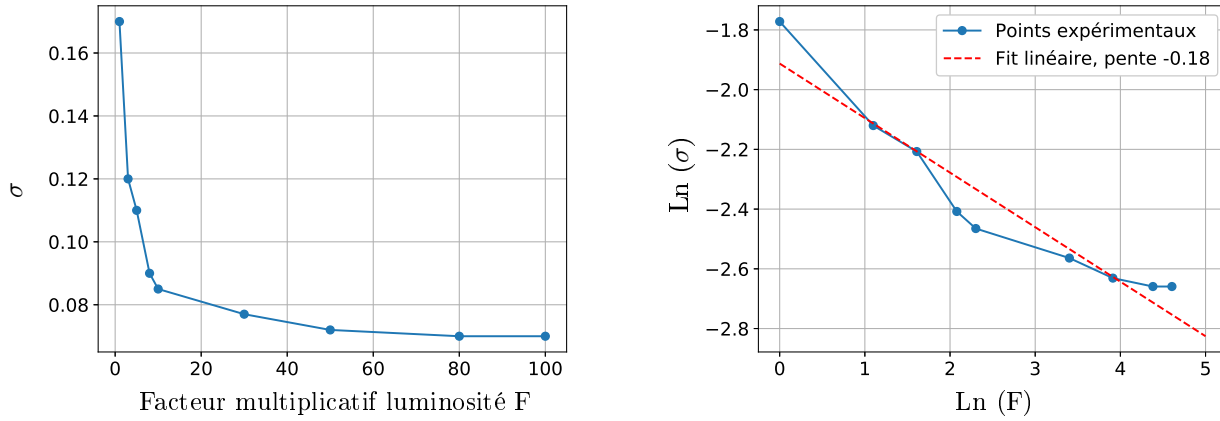


FIGURE 3.1 – Evolution de l'incertitude σ à 68% associée à μ , en fonction de la luminosité. On démarre avec une luminosité de 36 fb^{-1} , puis on la multiplie par un facteur F . A gauche on a simplement tracé la courbe pour les points obtenus expérimentalement. A droite ce sont les mêmes données après être passé au logarithme Ln . La régression linéaire donne une décroissance en puissance -0.18, et non en -0.5 comme la statistique pouvait le faire penser. Ceci est dû à la prise en compte des erreurs systématiques.

On ne retrouve pas cette tendance ici. Ceci s'explique simplement : on prend en compte à la fois les erreurs statistiques et les erreurs systématiques, alors que cette loi ne s'applique strictement parlant qu'aux fluctuations statistiques.

3.3 Précision sur la mesure de M_H

On regarde maintenant l'évolution de la précision sur la mesure de M_H , avec les mêmes données qu'au 3.2. On injecte un signal centré en $M_H = 125 \text{ GeV}$.

Pour mesurer la masse et la précision associée, on va maximiser la fonction de vraisemblance $L(\mu, M_H)$, pour les paramètres μ et M_H , comme au 2.2. Après avoir maximisé $L(\mu, M_H)$ pour chaque valeur de M_H en faisant varier μ , on trace $L(M_H)$ que l'on maximise également. Cette fois on va pouvoir faire l'étude avec et sans les erreurs systématiques pour comparer les deux évolutions (figures 3.2 et 3.3). Dans les deux cas, l'incertitude diminue avec la luminosité. Comme mentionné au 3.2, on a l'évolution typique donnée par l'équation 3.1 pour les erreurs statistiques, mais pas lorsqu'on a les deux types d'erreurs (statistiques et systématiques).

Dans le cas de μ ou de M_H , on a une précision qui devrait augmenter entre aujourd'hui et 2037. C'est utile pour notre étude car on devrait pouvoir séparer les données en plusieurs intervalles d'impulsion tout en gardant une précision suffisante sur nos mesures de masse. On ne pourrait cependant pas augmenter la luminosité indéfiniment car cela prend du temps, et les détecteurs vieillissent. Il existe également une limite au delà de laquelle les erreurs systématiques ne permettent plus d'améliorer la mesure, car elles sont irréductibles (en opposition aux erreurs statistiques qui sont réduites en augmentant le nombre d'événements).

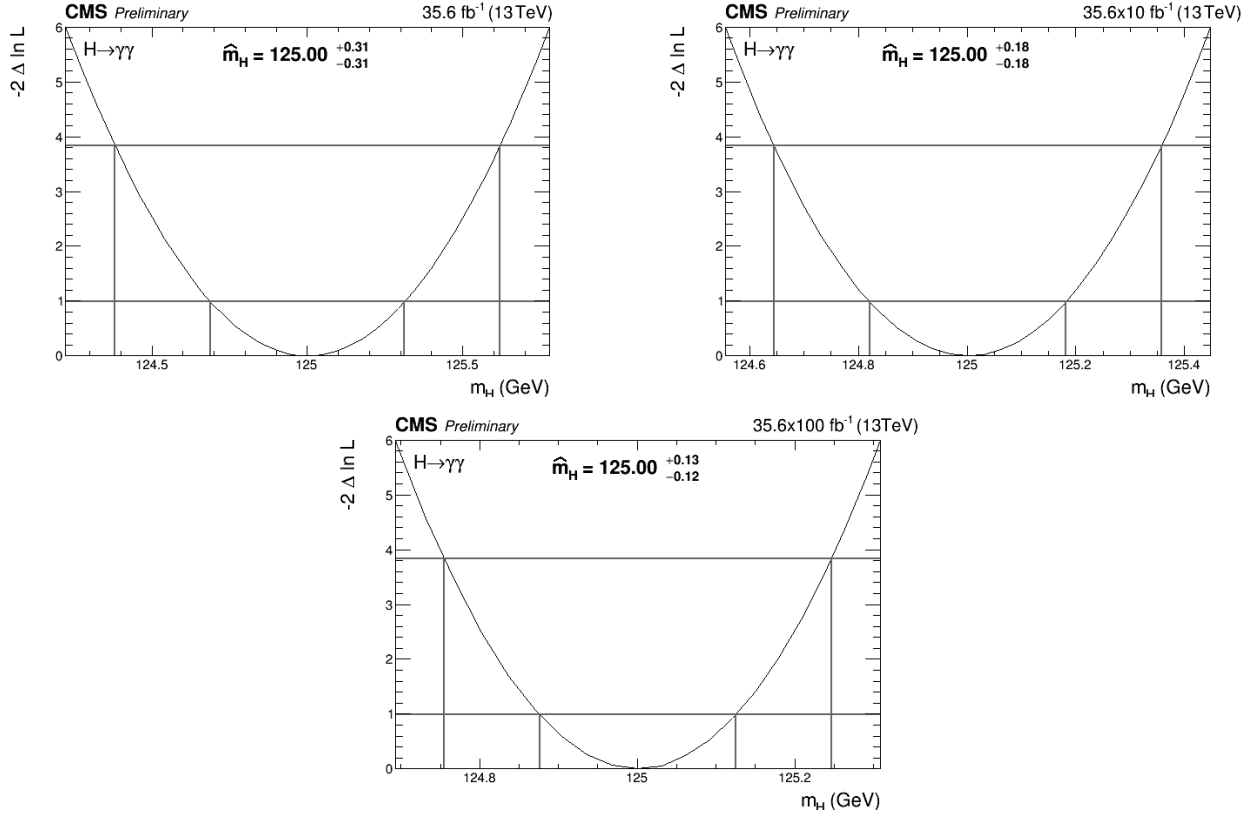


FIGURE 3.2 – Tracés de la fonction de vraisemblance $L(M_H)$ en fonction de la masse M_H du boson de Higgs. On prend en compte les deux types d'erreurs sur la mesure M_H : systématiques et statistiques. Le signal injecté est centré en $M_H = 125$ GeV. En haut à gauche on a une luminosité de 35.6 fb^{-1} , que l'on a ensuite multiplié par 10 puis 100 respectivement pour les courbes en haut à droite et en bas. On remarque que l'incertitude diminue avec la luminosité, mais ne suit pas la loi donnée par l'équation 3.1. On voit également qu'augmenter la luminosité indéfiniment n'est pas utile. En effet, la précision s'améliore de moins en moins lorsqu'on multiplie le nombre d'événements.

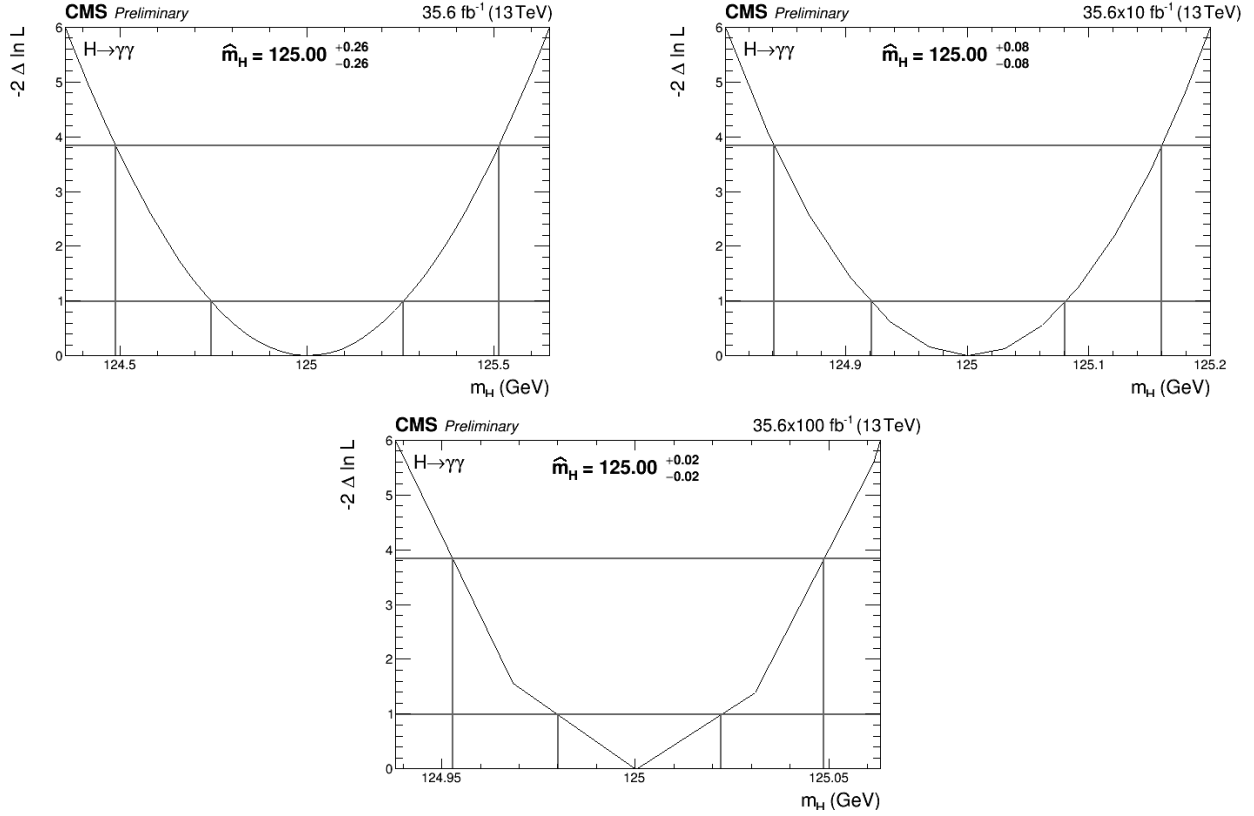


FIGURE 3.3 – Tracés de la fonction de vraisemblance $L(M_H)$ en fonction de la masse M_H du boson de Higgs. On prend en compte uniquement l'erreur statistique sur la mesure M_H . Le signal injecté est centré en $M_H = 125$ GeV. En haut à gauche on a une luminosité de 35.6 fb^{-1} , que l'on a ensuite multiplié par 10 puis 100 respectivement pour les courbes en haut à droite et en bas. On remarque que l'incertitude diminue avec la luminosité, et suit la loi donnée par l'équation 3.1. On voit également qu'augmenter la luminosité indéfiniment n'est pas utile. En effet, les erreurs statistiques deviennent suffisamment faibles, et on ne peut pas réduire les erreurs systématiques.

3.4 Nombre d'évènements pour différentes impulsions $p_T(H)$

Après avoir étudié l'évolution de la précision sur la mesure de M_H , on veut savoir jusqu'à quelle impulsion $p_T(H)_{max}$ on a une chance de mesurer M_H de façon suffisamment précise, et ce pour différentes luminosités : 36 fb^{-1} , 150 fb^{-1} (2018) et 3000 fb^{-1} . On pourra ainsi définir les intervalles de $p_T(H)$ que l'on utilisera pour mesurer M_H .

Pour calculer le nombre d'évènements à différents $p_T(H)$, on utilise un générateur d'évènements de type Monte-Carlo (pseudo données issues de simulations). Pour sélectionner les intervalles de $p_T(H)$, en particulier l'intervalle de plus haut GeV, on se fixe 2 conditions :

1. Dans un intervalle de $p_T(H)$ donné, il faut au moins 10 évènements, pour espérer mesurer une masse.
2. La largeur de l'intervalle doit être de maximum 300 GeV, pour avoir une idée de l'impulsion correspondant à la masse mesurée sur cet intervalle.

Pour chaque luminosité, on regarde à partir de quelle impulsion $p_T(H)$ il reste moins de 10 évènements, puis on teste plusieurs intervalles de 300 GeV dans cette zone, de façon à avoir environ 10 évènements à l'intérieur (Annexe B).

3.4.1 Luminosité : 36 fb^{-1}

Cette luminosité est celle que l'on avait en 2016.

Pour les premiers intervalles de $p_T(H)$, on garde ceux utilisés dans les études CMS de 2016 car on a suffisamment d'évènements [2] :

$p_T(H)$ (GeV)	[0;15]	[15;30]	[30;45]	[45;85]	[85;125]	[125;200]	[200;350]
Nombre d'évènements	480	540	320	360	110	69	30

Au delà de 350 GeV, il y a à peine 6 évènements, donc on garde :

$$p_T(H)_{max} = 350 \text{ GeV} \quad (3.2)$$

3.4.2 Luminosité : 150 fb^{-1}

Cette luminosité est celle que l'on aura en fin d'année 2018.

La prise en compte des 2 conditions énoncées au 3.4 nous donne (Table 3.1 en Annexe B) :

$$p_T(H)_{max} = 750 \text{ GeV} \quad (3.3)$$

On garde les intervalles avec le nombre d'évènements suivants (les intervalles précédents sont conservés jusqu'à 200 GeV) :

$p_T(H)$ (GeV)	[200;300]	[300;450]	[450;750]
Nombre d'évènements	130	42	10

3.4.3 Luminosité : 3000 fb^{-1}

Cette luminosité est celle que l'on espère avoir aux alentours de 2037.

La prise en compte des 2 conditions énoncées au 3.4 nous donne (Table 3.2 en Annexe B) :

$$p_T(H)_{max} = 1050 \text{ GeV} \quad (3.4)$$

On garde les intervalles avec le nombre d'évènements suivants (les intervalles précédents sont conservés jusqu'à 350 GeV) :

$p_T(H)$ (GeV)	[350;450]	[450;550]	[550;750]	[750;1050]
Nombre d'évènements	400	130	69	11

3.5 Fiabilité des mesures

Maintenant qu'on a une limite pour nos mesures, on peut prévoir à quel point les valeurs qu'on aura seront fiables ou non. Pour comparer l'importance du bruit de fond par rapport au signal, on va utiliser un indicateur simple S (signification statistique) :

$$S = \frac{\text{Signal}}{\sqrt{\text{Bruit}}} \quad (3.5)$$

où "Signal" est le nombre d'événements intéressants provenant d'un boson de Higgs, et "Bruit" le nombre d'événements ne provenant pas d'un boson de Higgs (voir section 3.1).

Plus la signification est élevée, moins on a de chances que le signal obtenu soit le jeu du hasard. Autrement dit ici, une signification élevée nous permet d'être plus sûrs de la présence de bosons intéressants, alors qu'une signification faible nous dit que ce qu'on observe n'est peut être qu'une fluctuation du bruit de fond (le nombre d'événements inintéressants varie). Un minimum pour être certain de la présence de signal et pour faire une mesure à 50 % près est $S = 2$, et $S = 5$ permet de parler d'une "découverte".

Pour appliquer cette formule à nos données sur les différents intervalles de $p_T(H)$, il nous faut le nombre d'événements correspondant au signal, et le nombre d'événements correspondant au bruit.

Les événements correspondant au signal ont été comptés dans la section 3.4. Il reste donc à compter les événements de type bruit. Pour cela, on utilise le même générateur d'événements qu'à la section 3.4, mais cette fois il va compter les événements autres que les événements provenant d'un boson de Higgs.

Pour avoir la meilleure signification possible, on applique également un filtre de sélection sur la masse, ce qui réduit le nombre d'événements pris en compte. Pour cela, on maximise S pour un signal gaussien et un bruit de fond constant, en prenant des événements autour de la valeur moyenne m_{signal} du signal. On trace donc S pour plusieurs valeurs de σ , avec σ tel qu'on compte les événements dans l'intervalle $[m_{\text{signal}} - \sigma; m_{\text{signal}} + \sigma]$. On retient la valeur de σ tel que S est maximal, et pour chaque intervalle de p_T , on prend les événements compris dans l'intervalle $[M_{H,\text{moy}} - \sigma; M_{H,\text{moy}} + \sigma]$. De cette façon on aura la meilleure signification statistique possible pour chaque intervalle de $p_T(H)$.

Après calcul du nombre d'événements dûs au bruit et application du filtre de sélection des événements, on obtient la signification pour chaque intervalle de $p_T(H)$ (on regarde pour $p_T(H) \geq 200$ GeV car on est certains d'avoir assez de statistique ailleurs).

3.5.1 Luminosité : 36 fb^{-1}

Avec la luminosité de 2016, on a $S = 0.8$ pour $p_T(H) \in [200;350]$ GeV. Cette faible signification justifie l'intérêt d'augmenter la luminosité pour améliorer la fiabilité des mesures possibles.

3.5.2 Luminosité : 150 fb^{-1}

On regarde la signification statistique avec la luminosité que l'on aura fin 2018. Elle n'est pas très élevée (globalement entre 1 et 2), mais devrait s'améliorer avec plus de luminosité.

$p_T(H)$ (GeV)	[200;300]	[300;450]	[450;750]
Signification	1.75	1.35	0.94

3.5.3 Luminosité : 3000 fb^{-1}

On regarde maintenant la signification pour la luminosité qu'on espère atteindre avec le projet HL-LHC, vers 2037. Elle est suffisamment élevée pour avoir des mesures de masse fiables jusqu'à $p_T(H) = 750$ GeV. Pour [750;1050] GeV, la signification est un peu faible.

$p_T(H)$ (GeV)	[200;350]	[350;450]	[450;550]	[550;750]	[750;1050]
Signification	8.80	4.29	3.19	2.70	0.99

3.6 Conclusion du chapitre

Les différentes études menées dans ce chapitre sont principalement des études préliminaires.

L'étude de la précision sur μ et M_H permet de comprendre les lois qui régissent l'amélioration de la précision statistique avec la quantité de données collectées.

La mesure du nombre d'événements pour différentes impulsions $p_T(H)$ permet de se fixer une zone d'étude. On voit ainsi jusqu'à quelle impulsion $p_T(H)_{max}$ on détecte suffisamment de bosons pour espérer mesurer leur masse de façon précise.

Enfin, l'étude de la fiabilité des mesures est utile pour savoir si ce qui est observé est bien un signal, ou simplement une fluctuation aléatoire du bruit (et dans ce dernier cas inutilisable pour notre analyse).

On a vu qu'avec le nombre d'événements et la fiabilité prévue pour 2037, on peut espérer avec des mesures précises et fiables jusqu'à environ $p_T(H) = 750$ GeV, soit 6 fois la masse du Higgs.

Pour la suite du projet, il faudra étudier la précision obtenue pour chaque intervalle de $p_T(H)$, avant de regarder ce qu'on obtient pour les vraies données, en commençant par étudier celles de 2016.

On a pu regarder ce que l'on obtenait pour les erreurs statistiques, sur l'intervalle $p_T(H) \in [200;350]$ GeV, avec une luminosité de 36fb^{-1} (luminosité de 2016, figure 3.4). Le résultat est plutôt encourageant puisqu'on obtient une mesure avec une précision de l'ordre de 0.5 %, ce qui serait une des mesures les plus précises obtenues au LHC. On peut généraliser cette observation en s'attendant à avoir une précision de l'ordre de 1 % dès que l'on observe des bosons. Il reste à voir ce que l'on obtient effectivement.

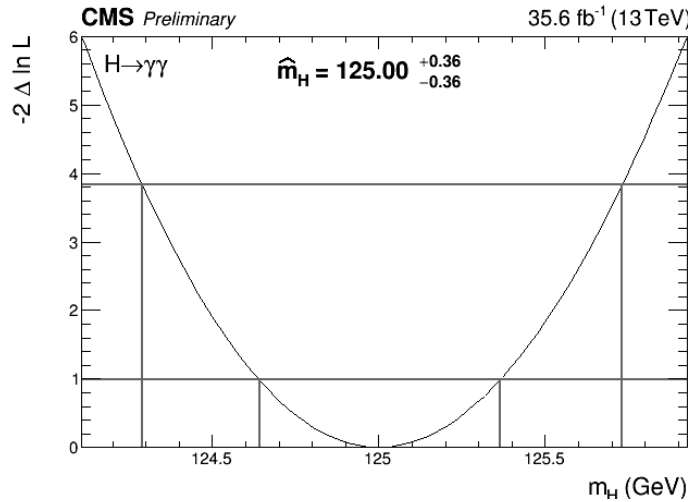


FIGURE 3.4 – Tracé de la fonction de vraisemblance $L(M_H)$ en fonction de la masse M_H du boson de Higgs. On prend en compte uniquement l'erreur statistique sur la mesure M_H . Le signal injecté est centré en $M_H = 125$ GeV, et la luminosité est de 35.6fb^{-1} . On prend en compte les bosons de Higgs d'impulsion $p_T(H) \in [200;350]$ GeV. La précision obtenue est de l'ordre de 0.5 %, ce qui est plutôt encourageant pour notre étude.

Annexe A

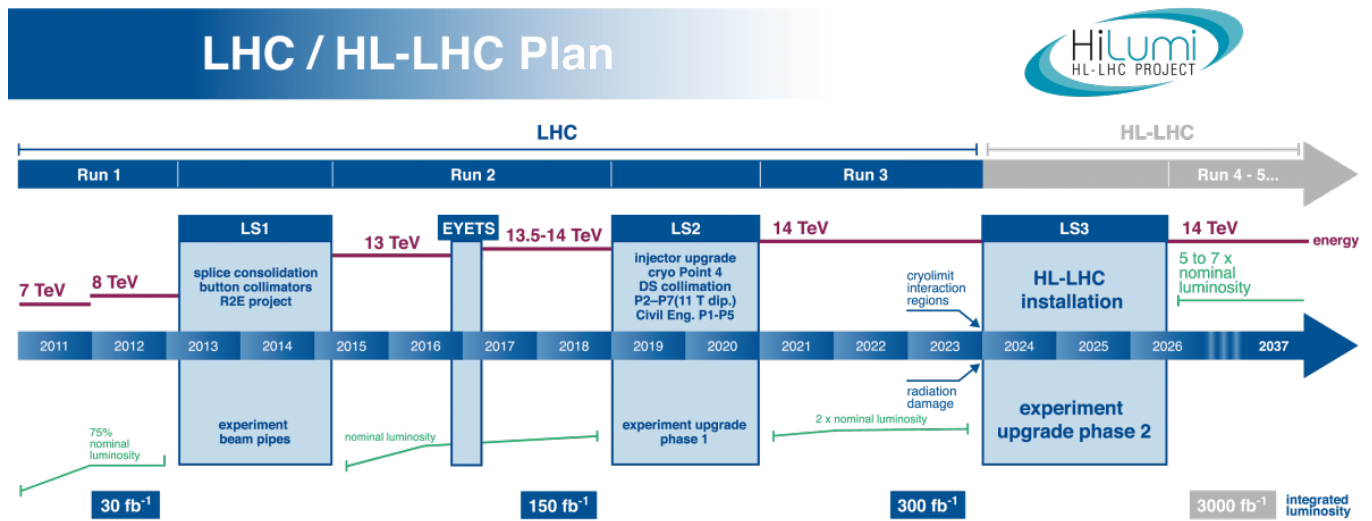


FIGURE 3.5 – Schéma de prévision pour les augmentations de luminosité dans le cadre du projet HL-LHC jusqu'en 2037.

Annexe B

$p_T(H)(\text{GeV})$	≥ 457	≥ 458	$[450;750]$
Nombre d'évènements	10.17	9.98	10.12

TABLE 3.1 – comparaison du nombre d'évènements selon les différents $p_T(H)$ pour une luminosité de 150 fb^{-1}

$p_T(H)(\text{GeV})$	≥ 785	≥ 786	$[785;1085]$	$[750;1050]$
Nombre d'évènements	10.28	9.85	9	11.13

TABLE 3.2 – comparaison du nombre d'évènements selon les différents $p_T(H)$ pour une luminosité de 3000 fb^{-1}

Annexe C

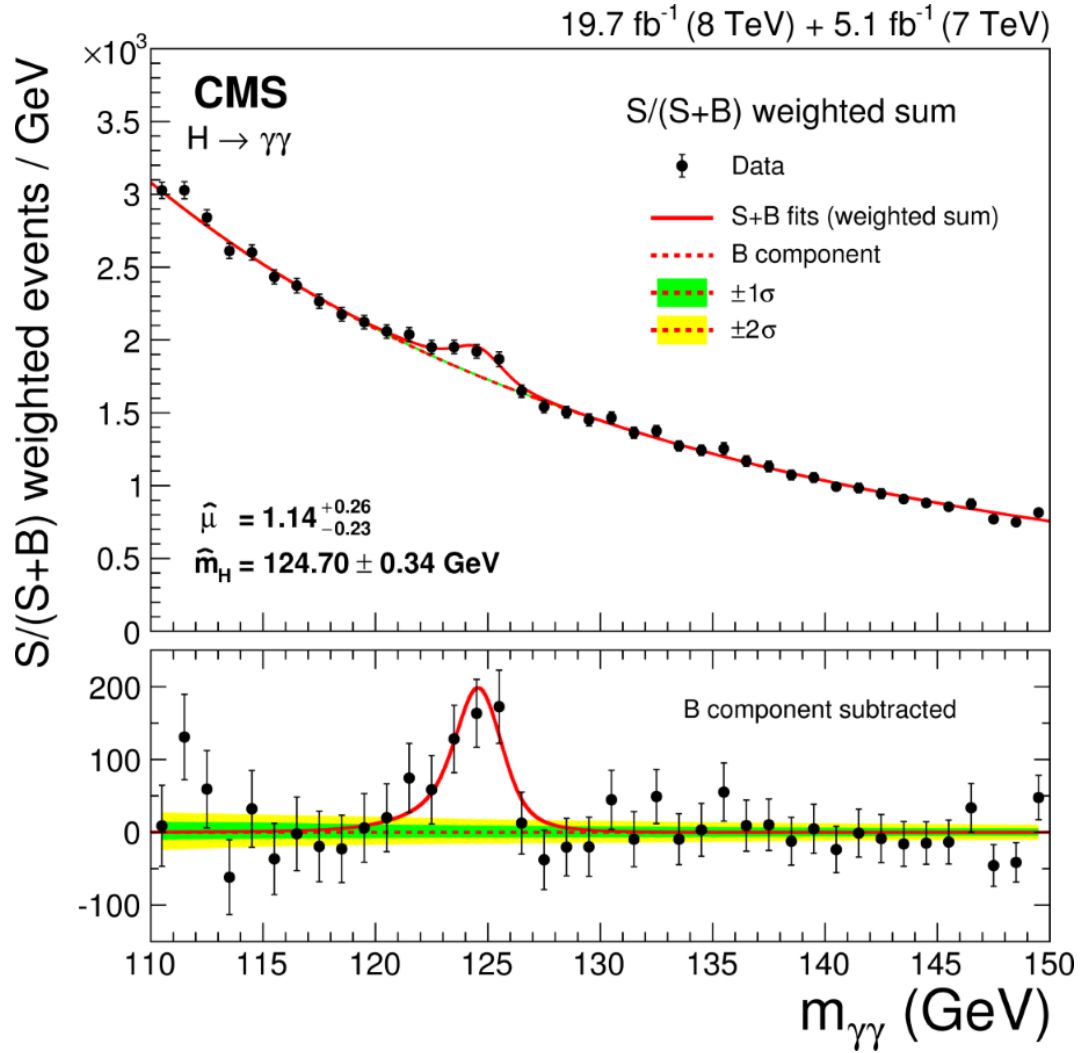


FIGURE 3.6 – Exemple de graphique d’analyse de CMS, où on recherchait les bosons de Higgs se désintégrant en deux photons $\gamma\gamma$. En haut on peut distinguer le bruit de fond en pointillés, et la courbe représentant le signal (petit pic) avec le bruit de fond. En bas, on retrouve la gaussienne correspondant uniquement au signal, ajustée de façon à minimiser la fonction de vraisemblance. La valeur de masse correspondant au haut du pic est choisie comme valeur mesurée, et l’incertitude se déduit des propriétés d’une fonction gaussienne.

Bibliographie

- [1] Georges Aad et al. Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments. *Phys. Rev. Lett.*, 114 :191803, 2015.
- [2] Branson Beschi et al. Measurement of the Higgs boson fiducial differential cross section at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the diphoton channel with 35.8fb^{-1} .
- [3] Olivier Bondu. *Study of radiative decays $Z^0 \rightarrow \mu\mu\gamma$ and search for Higgs bosons in the $H \rightarrow \gamma\gamma$ channel, in the CMS experiment at LHC (CERN)*. Theses, Université Claude Bernard - Lyon I, October 2012.
- [4] CERN. Le Modèle standard, Feb 2012. <http://cds.cern.ch/record/1997271>.
- [5] C. Patrignani et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C40(10) :100001, 2016.
- [6] Julien Vlassenbroek. Comprendre le boson de Higgs grâce à l'image du champ de neige. Jui 2012. https://www.rtbf.be/info/societe/detail_pourquoi-la-decouverte-du-boson-beh-est-elle-historique?id=7799228.