

UNIVERSITÀ DI SIENA 1240

dedica a ...

Abstract

Lorem ipsum dolor sit amet, consectetur adipiscing elit. Ut purus elit, vestibulum ut, placerat ac, adipiscing vitae, felis. Curabitur dictum gravida mauris. Nam arcu libero, nonummy eget, consectetur id, vulputate a, magna. Donec vehicula augue eu neque. Pellentesque habitant morbi tristique senectus et netus et malesuada fames ac turpis egestas. Mauris ut leo. Cras viverra metus rhoncus sem. Nulla et lectus vestibulum urna fringilla ultrices. Phasellus eu tellus sit amet tortor gravida placerat. Integer sapien est, iaculis in, pretium quis, viverra ac, nunc. Praesent eget sem vel leo ultrices bibendum. Aenean faucibus. Morbi dolor nulla, malesuada eu, pulvinar at, mollis ac, nulla. Curabitur auctor semper nulla. Donec varius orci eget risus. Duis nibh mi, congue eu, accumsan eleifend, sagittis quis, diam. Duis eget orci sit amet orci dignissim rutrum.

Nam dui ligula, fringilla a, euismod sodales, sollicitudin vel, wisi. Morbi auctor lorem non justo. Nam lacus libero, pretium at, lobortis vitae, ultricies et, tellus. Donec aliquet, tortor sed accumsan bibendum, erat ligula aliquet magna, vitae ornare odio metus a mi. Morbi ac orci et nisl hendrerit mollis. Suspendisse ut massa. Cras nec ante. Pellentesque a nulla. Cum sociis natoque penatibus et magnis dis parturient montes, nascetur ridiculus mus. Aliquam tincidunt urna. Nulla ullamcorper vestibulum turpis. Pellentesque cursus luctus mauris.

Ringraziamenti

Lorem ipsum dolor sit amet, consectetur adipiscing elit. Ut purus elit, vestibulum ut, placerat ac, adipiscing vitae, felis. Curabitur dictum gravida mauris. Nam arcu libero, nonummy eget, consectetur id, vulputate a, magna. Donec vehicula augue eu neque. Pellentesque habitant morbi tristique senectus et netus et malesuada fames ac turpis egestas. Mauris ut leo. Cras viverra metus rhoncus sem. Nulla et lectus vestibulum urna fringilla ultrices. Phasellus eu tellus sit amet tortor gravida placerat. Integer sapien est, iaculis in, pretium quis, viverra ac, nunc. Praesent eget sem vel leo ultrices bibendum. Aenean faucibus. Morbi dolor nulla, malesuada eu, pulvinar at, mollis ac, nulla. Curabitur auctor semper nulla. Donec varius orci eget risus. Duis nibh mi, congue eu, accumsan eleifend, sagittis quis, diam. Duis eget orci sit amet orci dignissim rutrum.

Nam dui ligula, fringilla a, euismod sodales, sollicitudin vel, wisi. Morbi auctor lorem non justo. Nam lacus libero, pretium at, lobortis vitae, ultricies et, tellus. Donec aliquet, tortor sed accumsan bibendum, erat ligula aliquet magna, vitae ornare odio metus a mi. Morbi ac orci et nisl hendrerit mollis. Suspendisse ut massa. Cras nec ante. Pellentesque a nulla. Cum sociis natoque penatibus et magnis dis parturient montes, nascetur ridiculus mus. Aliquam tincidunt urna. Nulla ullamcorper vestibulum turpis. Pellentesque cursus luctus mauris.

Contents

Introduction	xi
1 The Standard Model, Higgs Boson and New Scalar Particles	1
1.1 The Standard Model	1
1.2 The Higgs Boson	1
1.3 New Scalar Particles	1
1.3.1 Study of the interference effects	1
2 The CMS experiment at LHC	3
2.1 The Large Hadron Collider	3
2.2 The Compact Muon Solenoid experiment	3
3 Monte Carlo Generators	5
3.1 <i>Hard process</i>	7
3.2 <i>Parton shower</i>	9
3.3 Interazioni multiple	15
3.4 Adronizzazione	15
3.5 Decadimenti adronici e radiazione elettromagnetica.	17
3.6 Ricostruzione dei <i>jet</i>	18
3.7 Validazione Monte Carlo	18
3.8 Generatori principali	19
4 Event Reconstruction	21
5 High mass resonances searching	23
5.1 Introduction	23
5.2 Discriminating variable	24
5.3 Signal interpretation	24
5.4 Opposite Flavor final state	29
5.5 Same Flavor final state	42
5.6 2HDM and MSSM interpretations	52
5.6.1 Introduction to 2HDM and MSSM	52
5.6.2 Statistical inference	52
5.7 Systematic uncertainties	54
6 Results and Interpretation	59

A Special commands	63
--------------------	----

Introduction

Lorem ipsum dolor sit amet, consectetur adipiscing elit. Ut purus elit, vestibulum ut, placerat ac, adipiscing vitae, felis. Curabitur dictum gravida mauris. Nam arcu libero, nonummy eget, consectetur id, vulputate a, magna. Donec vehicula augue eu neque. Pellentesque habitant morbi tristique senectus et netus et malesuada fames ac turpis egestas. Mauris ut leo. Cras viverra metus rhoncus sem. Nulla et lectus vestibulum urna fringilla ultrices. Phasellus eu tellus sit amet tortor gravida placerat. Integer sapien est, iaculis in, pretium quis, viverra ac, nunc. Praesent eget sem vel leo ultrices bibendum. Aenean faucibus. Morbi dolor nulla, malesuada eu, pulvinar at, mollis ac, nulla. Curabitur auctor semper nulla. Donec varius orci eget risus. Duis nibh mi, congue eu, accumsan eleifend, sagittis quis, diam. Duis eget orci sit amet orci dignissim rutrum.

Nam dui ligula, fringilla a, euismod sodales, sollicitudin vel, wisi. Morbi auctor lorem non justo. Nam lacus libero, pretium at, lobortis vitae, ultricies et, tellus. Donec aliquet, tortor sed accumsan bibendum, erat ligula aliquet magna, vitae ornare odio metus a mi. Morbi ac orci et nisl hendrerit mollis. Suspendisse ut massa. Cras nec ante. Pellentesque a nulla. Cum sociis natoque penatibus et magnis dis parturient montes, nascetur ridiculus mus. Aliquam tincidunt urna. Nulla ullamcorper vestibulum turpis. Pellentesque cursus luctus mauris.

Chapter 1

The Standard Model, Higgs Boson and New Scalar Particles

1.1 The Standard Model

1.2 The Higgs Boson

1.3 New Scalar Particles

1.3.1 Study of the interference effects

Chapter 2

The CMS experiment at LHC

2.1 The Large Hadron Collider

2.2 The Compact Muon Solenoid experiment

Chapter 3

Monte Carlo Generators

As we have seen in the collisions between high energy protons, hundreds of particles are generally present in the final state. Given the complexity of the events it is necessary to use Monte Carlo generators, i.e. programs that allow to simulate the realistic result of the collisions assuming a certain model for the processes involved and which are the object of the study. The use of Monte Carlo generators is necessary because it is impossible to predict *a priori* what happens event-by-event: in fact, as we know, in quantum mechanics we can only calculate the probability of having a certain result. The simulation of an event is carried out in successive steps [?, ?], as schematized in Fig. general, thus subdividing the problem into several parts of lower complexity.

The various steps are summarized here:

- Hard process: the incident protons are made up of partons (quarks and gluons) and the hard process consists of a collision between two partons, coming from different hadrons. The process matrix element can be calculated perturbatively and often only the lowest perturbative order called leading order (LO) is calculated.
- Parton shower: the incoming or outgoing partons participating in the hard process can emit gluons: in fact, in analogy with the electromagnetic interaction, a particle with an accelerated color charge can radiate for bremsstrahlung. The gluons in turn can produce quark-antiquark pairs thus generating swarms of partons or parton showers. The emission of additional partons takes place mainly in a collinear manner with respect to the initial parton and to progressively lesser energies. In the final state there will be a set of partons, called jet, located in the collinear zone at the initial parton. This probabilistic process can be simulated as a Markov [?] process and is implemented in the parton shower algorithms we will discuss later.
- Multiple interactions: the incident protons have been bound to strongly interacting parties. In a single collision, it may therefore happen to have more pairs of partons interacting with each other. In this case it is said that there are multiple interactions in addition to the hard process.
- Horizing: In the evolution of the event the partons are gradually generated with ever lower relative impulses. For impulse values of the order of 1 GeV

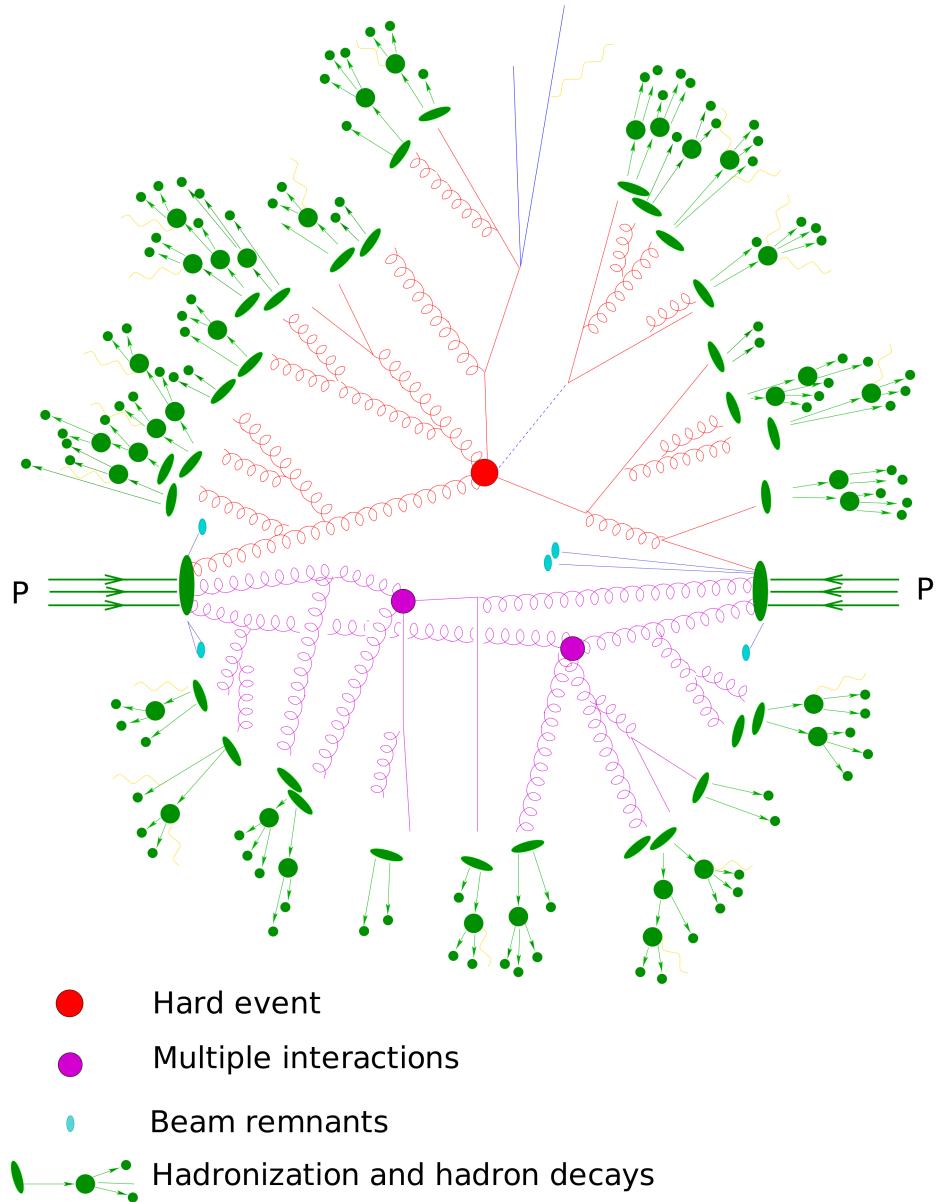


Figure 3.1. Schematic representation of an event generated within an event generator. The partons coming from the protons indicative participate in both the hard process and multiple interactions. Subsequently there is an hadronization.

the confinement forces prevail. At these energy scales, perturbation theory fails in the description, so we resort to non-perturbative models which describe the formation of real hadrons. This process of atomization preserves the jet structure which can therefore be observed experimentally.

- Decaying of unstable particles: many of the particles produced in the primary process or in the array are unstable and are decayed unless they can interact directly with the detector.

The Monte Carlo simulation methods allow these steps to be considered sequentially: the result of each step is the starting point of the next step. At the end in a single event there are hundreds of particles each of which has a dozen degrees of freedom (mass, flavor, impulse, average life, spin, peak production, etc.), so you can guess the high number of parameters that come into play and must be simulated for each event. The final aim is to provide a realistic description of what happens in high-energy collisions, in order to compare the Monte Carlo model with the experimental data and see if we are facing unexpected events, which could indicate new physics. Schematically, the impact section of the final state is given by,

$$\sigma_{final\ state} = \sigma_{hard\ process} \mathcal{P}_{tot,\ hard\ process \rightarrow final\ state}, \quad (3.1)$$

integrated over the entire phase space and added to all possible final states (for example, the production of two or more jets). This is the measurable quantity associated with the hard process.

3.1 Hard process

In many processes of interest to LHC high pulses come into play, to produce particles with high mass or very energetic textit jet. The simulation of these events is the central part of the Monte Carlo generators. The cross section for a textit scattering $ab \rightarrow n$ process is given cite Buckley: 2011ms by,

$$\begin{aligned} \sigma &= \sum_{a,b} \int_0^1 dx_a dx_b \int f_a^{h_1}(x_a, \mu_F) f_b^{h_2}(x_b, \mu_F) d\hat{\sigma}_{ab \rightarrow n}(\mu_F, \mu_R) \\ &= \sum_{a,b} \int_0^1 dx_a dx_b \int d\Phi_n f_a^{h_1}(x_a, \mu_F) f_b^{h_2}(x_b, \mu_F) \\ &\times \frac{1}{2\hat{s}} |\mathcal{M}_{ab \rightarrow n}(\Phi_n, \mu_F, \mu_R)|^2, \end{aligned} \quad (3.2)$$

where

- $f_a^h(x, \mu)$ are the partitioning functions (PDF) that depend on the x fraction of the energy of the parton a (Bjorken variable) with respect to the h , and on the μ_F factorization scale, which we had introduced already in the Eq. XX.

- $\hat{\sigma}_{ab \rightarrow n}$ is the partonic cross section of the process $ab \rightarrow n$. The total differential cross section is given by the product of the corresponding square matrix element, $|\mathcal{M}_{ab \rightarrow n}|^2$, and from the flow of incident plots $1/(2\hat{s}) = 1/(2x_a x_b s)$, where $sqrts$ is the energy of the system's center of mass.
- The array element $|\mathcal{M}_{ab \rightarrow n}(\Phi_n, \mu_F, \mu_R)|^2$ can be written as the sum on all Feynman diagrams, are the partitioning functions (PDF) that depend on the x fraction of the energy of the parton a (Bjorken variable) with respect to the b , and on the μ_F factorization scale, which we had introduced already in the Eq. XX.
- $\hat{\sigma}_{ab \rightarrow n}$ it is the partonic cross section of the process $ab \rightarrow n$. The total differential cross section is given by the product of the corresponding square matrix element, $|\mathcal{M}_{ab \rightarrow n}|^2$, and from the flow of incident parts $1/(2\hat{s}) = 1/(2x_a x_b s)$, where \sqrt{s} it is the energy of the mass center of the system.
- Matrix element $|\mathcal{M}_{ab \rightarrow n}(\Phi_n, \mu_F, \mu_R)|^2$ it can be written as the sum on all Feynman diagrams,

$$\mathcal{M}_{ab \rightarrow n} = \sum_i \mathcal{F}_{ab \rightarrow n}^{(i)}. \quad (3.3)$$

- $d\Phi_n$ it is the phase space differential for n particles in the final state.

The phase space will not be all physical space possible but will contain cuts for two reasons: on the one hand the cuts will reflect the geometry and acceptance of the detector; on the other hand it is almost always necessary a cut on the transverse impulse of the particles produced in the process to avoid divergences in the calculation of the cross section ¹. In general, the calculation of the matrix element would require the calculation of all the Feynmann diagrams which in fact grow in a factorial way (Fig. 3.2) with the number of particles in the final state.

Most event generators can compute the leading order of the known process matrix element within the Standard Model of the type $2 \rightarrow 1$, $2 \rightarrow 2$ and also $2 \rightarrow 3$ [?]. However, if we stopped at the first perturbative order, we would have only a rough description of the process: in fact, subsequent orders involve important corrections both to the shape of the distributions and to the total cross section. LO is useful for a first study but, where possible, it is important to evaluate next-to-leading-order (NLO) ².

The cross section calculated at the NLO is composed of three parts: from the LO or part of Born, and from the real and virtual corrections to the emission (Fig. 3.3),

$$d\sigma^{NLO} = d\tilde{\Phi}_n [\mathcal{B}(\tilde{\Phi}_n) + \alpha_s \mathcal{V}(\tilde{\Phi}_n)] + d\tilde{\Phi}_{n+1} \alpha_s \mathcal{R}(\tilde{\Phi}_{n+1}), \quad (3.4)$$

where \mathcal{B} , \mathcal{R} and \mathcal{V} they denote the part of Born, the real part and the virtual part respectively. The integral must be made on all the n or $n + 1$ final state particles and on the Bjorken variables related to the incident parts. Suppose that in the Born

¹You can imagine having a singularity similar to that one has in scattering classic coulomb.

²For some particularly important processes, for example $gg \rightarrow H$, the next-next-to-leading-order (NNLO) calculations are even available.

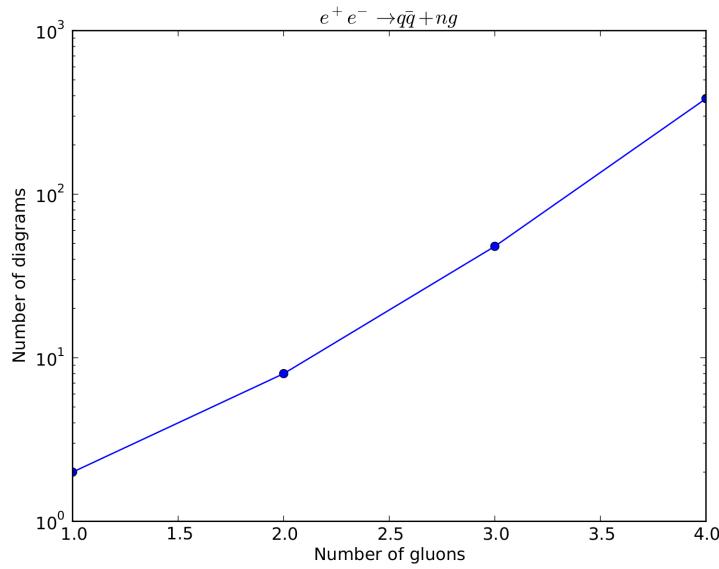


Figure 3.2. Trends in the number of Feynman diagrams as the number n of gluons increases in the process $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} + ng$.

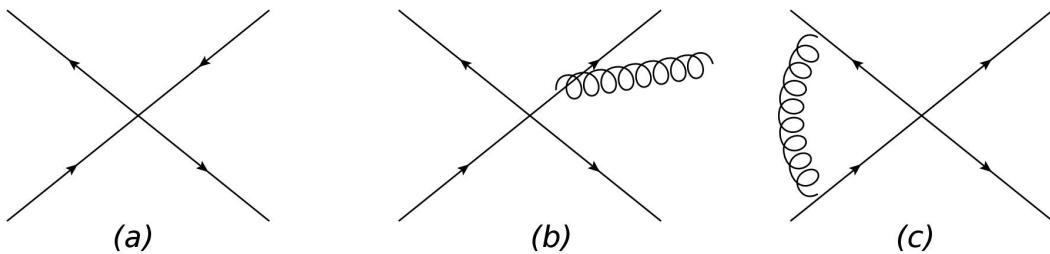


Figure 3.3. Examples of Feynman diagrams (a) Born, (b) real, (c) virtual.

approximation the process is of the type $2 \rightarrow 2$. If you want to go to the next order, NLO, you have to keep the chart with an additional part in the final state, $2 \rightarrow 3$ process, and virtual correction with a loop in the $2 \rightarrow 2$ process. It should be noted that the cross-section for processes of the type $2 \rightarrow 3$ is divergent when the energy of one of the partons tends to zero (divergence soft) or when two parts are collinear (collinear divergence).

3.2 Parton shower

In una collisione fra partoni una carica di colore viene accelerata, quindi sarà presente emissione di *bremssstrahlung*. Quando si studia un processo del tipo $2 \rightarrow n$, dove n rappresenta il numero di partoni nello stato finale, l'elemento di matrice al LO (anche detto *tree-level*) avrà delle divergenze nel caso collineare e *soft*. In particolare i processi che soffrono di questo tipo di divergenza sono $q \rightarrow qg$, $\bar{q} \rightarrow \bar{q}g$, $g \rightarrow gg$: i primi sono i processi analoghi a $e \rightarrow e\gamma$ in QED, mentre il terzo è dovuto al fatto che la QCD non è una teoria abeliana. Il processo $g \rightarrow q\bar{q}$ invece non ha questo

tipo divergenze. Le divergenze dell'elemento di matrice *tree-level* possono essere rimosse introducendo nel calcolo le correzioni virtuali, che però saranno all'ordine successivo; questi calcoli dunque risultano particolarmente complessi e sono possibili solo per un numero limitato di processi. Gli algoritmi di *parton shower* [?] offrono un modo alternativo e abbastanza semplice per eliminare le divergenze collineari e *soft* attraverso:

- una struttura iterativa che combina in un unico stato finale multi-partonico i tre stati che soffrono delle divergenze,
- l'introduzione del fattore di forma di Sudakov.

I partoni entranti o uscenti, che sono lontani (temporalmente) dall'*hard process*, sono detti *on-shell* perchè il modulo del loro quadrimpulso è uguale alla massa a riposo. Tuttavia più ci si avvicina all'interazione, a causa del principio di indeterminazione ($\Delta E \Delta t \sim \hbar$), i partoni possono essere in uno stato detto *off-shell*, cioè il modulo del loro quadrimpulso non corrisponde alla massa a riposo. Per questo motivo sono in grado di emettere altri partoni e in particolare quanto più sono vicini allo scattering quanto maggiore può essere l'energia dei partoni emessi. Se l'emissione avviene prima dello scattering si parla di radiazione di stato iniziale (ISR), mentre dopo l'interazione di parla di radiazione di stato finale (FSR).

Ogni partone è caratterizzato da una scala di “virtualità” Q^2 che corrisponde in modo approssimato a una scala di ordine temporale dello sciame. È importante sottolineare che sono disponibili differenti definizioni per Q^2 ; tuttavia indipendentemente dalla convenzione scelta, la scala Q^2 aumenta avvicinandosi all'*hard process*, quindi nell'ISR, e diminuisce allontanandosi, nell'FSR. Se prendiamo come esempio la FSR, l'evoluzione inizia ad una scala Q_{max}^2 che è legata all'*hard process* e termina quando si raggiunge una scala limite, Q_0 , che sarà dell'ordine di 1 GeV.

La scelta più comune utilizzata è porre $Q^2 = p^2 = E^2 - |\vec{p}|^2$. Con questa convenzione in un processo di tipo $a \rightarrow bc$, nel caso di FSR, $Q^2 > 0$, ovvero di tipo *time-like*, e diminuirà fino a che si raggiunge la scala limite Q_0 . Le cose sono più complicate nel caso ISR: in questo caso a e b , supposti qui *off-shell*, hanno p^2 di tipo *space-like*, quindi si ridefinisce $Q_i^2 = -m_i^2$ in modo da garantire l'ordine crescente di Q^2 , i.e. $Q_b^2 > Q_a^2$. Di contro c non parteciperà all'*hard process* e avrà $p^2 > 0$ e quindi il suo sciame evolverà come quello del FSR.

Radiazione di stato finale Nell'approccio col *parton shower* lo stato di radiazione finale è modellizzato attraverso una serie di processi divisionali del tipo $a \rightarrow bc$. Ciò è evidente dal processo $q\bar{q}g$, Fig. 3.3 (b), dove le correzioni reali dell'elemento di matrice al primo ordine corrispondono all'emissione di un gluone. L'evoluzione dello sciame è descritta da due parametri: la frazione di energia portata da uno dei due partoni uscenti, $z = E_b/E_a$, e la variabile di ordine t . Come abbiamo detto una possibile scelta per t è la virtualità Q_a^2 del partone incidente. Nel limite collineare la probabilità di divisione $d\mathcal{P}_{a \rightarrow bc}$, espressa in termini di z e $t = \ln(Q^2/\Lambda^2)$ è data da:

$$d\mathcal{P}_{a \rightarrow bc} = \sum_{bc} \frac{\alpha_{abc}}{2\pi} P_{a \rightarrow bc} dt dz, \quad (3.5)$$

dove $dt = \frac{dQ^2}{Q^2}$, α_{abc} è la costante di accoppiamento che regola il processo di divisione e $P_{a \rightarrow bc}$ è detto *kernel splitting*; queste sono funzioni universali e valgono nel limite collineare:

$$\begin{aligned} P_{q \rightarrow qg} &= \frac{4}{3} \frac{1+z^2}{1-z}, \\ P_{g \rightarrow gg} &= 3 \frac{(1-z)(1-z)^2}{z(1-z)}, \\ P_{g \rightarrow q\bar{q}} &= \frac{n_f}{2} (z^2 + (1-z)^2), \end{aligned} \quad (3.6)$$

dove n_f è il numero di svari dei *quark*. Tuttavia la probabilità così valutata è superiore all'unità perché soffre delle stesse divergenze dell'elemento di matrice al LO. Infatti l'espressione 3.5 è valutata in approssimazione collineare. In particolare si hanno due tipi di divergenze: collineari, dovute alla dipendenza di tipo $1/Q^2$, e *soft* che corrisponde al limite $z = 1$.

Per ovviare a ciò, nell'approccio del *parton shower*, come prima cosa si valuta la probabilità di divisione fra t e $t + dt$; questa si ottiene integrando l'Eq 3.5 su tutti i possibili z compresi nell'intervallo $[z_{min}(t), z_{max}(t)]$:

$$dP_{a \rightarrow bc} = \left(\sum_{bc} \int_{z_{min}(t')}^{z_{max}(t')} \frac{\alpha_{abc}}{2\pi} P_{a \rightarrow bc} dt dz \right) dt. \quad (3.7)$$

Come in altre situazioni fisiche³ e non solo, la probabilità che accada qualcosa a t è data dalla probabilità che ciò avvenga fra t e $t + dt$, moltiplicata per la probabilità che ciò non sia già avvenuto fra l'istante iniziale t_0 e t . In questo caso allora la probabilità di avere una divisione a t è:

$$dP_a^{\text{FSR}}(t) = dP_a \cdot \exp \left(- \sum_{bc} \int_{t_0}^t dt' \int_{z_{min}(t')}^{z_{max}(t')} \frac{\alpha_{abc}}{2\pi} P_{a \rightarrow bc}(z) dz \right), \quad (3.8)$$

dove t_0 è la scala di partenza dello sciame. Il termine esponenziale è detto fattore di forma di Sudakov e rappresenta, come intuitivo, la probabilità di non divisione. Se lo si vuole interpretare in termini di diagrammi di Feynman questo rappresenta le correzioni virtuali dell'elemento di matrice LO.

Tutto questo procedimento può essere combinato insieme per avere più emissioni a differenti passi successivi: si avrà così uno sciame di partoni che sarà ordinato in Q decrescente. Infine è importante sottolineare che la descrizione fornita dal *parton shower* è corretta nel caso si abbiano *jet* collineari e fallisce in configurazioni in cui sono presenti partoni ben separati.

Radiazione di stato iniziale L'evoluzione della radiazione di stato iniziale è molto più complicata rispetto a quella di stato finale. Infatti *quark* e gluoni sono continuamente emessi e riassorbiti all'interno dei protoni incidenti. Ciò significa che quando avviene l'*hard scattering* la radiazione di stato iniziale è già presente.

³Per esempio il decadimento radioattivo.

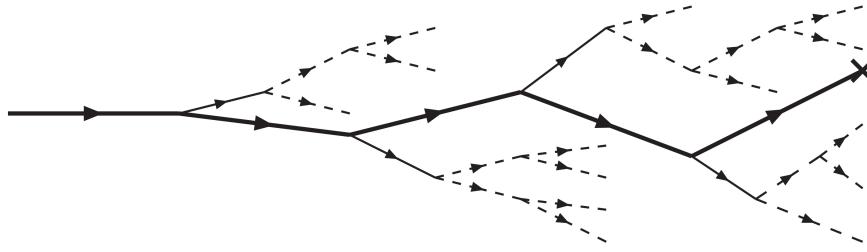


Figure 3.4. Evoluzione dello stato iniziale. La linea in grassetto corrisponde al partone che subirà l'*hard process* (rappresentato da una croce). Le linee sottili rappresentano i partoni che non possono ricombinarsi, mentre quelle tratteggiate sono fluttuazioni che possono o non possono ricombinarsi.

Si potrebbe semplicemente pensare di simulare ISR partendo dai partoni *on-shell* prima dell'interazione e facendoli evolvere a scale Q^2 sempre più elevate fino a raggiungere un *hard process*. Questo approccio però è molto inefficiente perché risulta particolarmente raro simulare il processo di interesse dato che avrebbe la stessa probabilità che ha in natura. Si utilizza allora nei generatori di eventi un approccio differente: come prima cosa viene prodotto l'*hard process* e successivamente si prova a ricostruire all'indietro cosa può essere avvenuto. Questo procedimento prende il nome di “evoluzione all’indietro”, Fig. 3.4 . Consideriamo, come nel caso FSR, il processo di tipo $a \rightarrow bc$ e valutiamo in questo caso la probabilità che un partone b possa essere stato prodotto dal partone a . E’ necessario introdurre la funzione di densità partonica; questa evolve in accordo con l’equazione di DGLAP [?],

$$\frac{df_b(x, t)}{dt} = \sum_{ac} \int_x^1 \frac{dx'}{x'} f_a(x', t) \frac{\alpha_{abc}}{2\pi} P_{a \rightarrow bc} \left(\frac{x}{x'} \right), \quad (3.9)$$

dove $f_{a,b}(x, t)$ sono le PDF del partone a, b , che ha frazione x dell’impulso del protone incidente e scala $t = \ln(Q^2/\Lambda^2)$, mentre $P_{a \rightarrow bc}$ è la funzione di *kernel splitting*.

Nell’evoluzione all’indietro la probabilità che il partone b sia stato generato da a nell’intervallo di scala fra t e $t - dt$ è data da:

$$d\mathcal{P}_b(t) = \frac{df_b(x, t)}{f_b(x, t)} = |dt| \sum_{ac} \int \frac{dx'}{x'} \frac{df_a(x', t)}{f_b(x, t)} \frac{\alpha_{abc}}{2\pi} P_{a \rightarrow bc} \left(\frac{x}{x'} \right), \quad (3.10)$$

mentre la probabilità di non divisione fra la scala t_{max} e $t < t_{max}$:

$$S_b(x, t, t_{max}) = \exp \left(- \int_t^{t_{max}} dt' \sum_{ac} \int \frac{dx'}{x'} \frac{df_a(x', t')}{f_b(x, t')} \frac{\alpha_{abc}}{2\pi} P_{a \rightarrow bc} \left(\frac{x}{x'} \right) \right), \quad (3.11)$$

Infine allora la probabilità di ricombinare b in a è data nell’intervallo compreso fra t e $(t - dt)$ da:

$$\begin{aligned}
 d\mathcal{P}_b^{\text{ISR}}(t) &= -\frac{dS_b(x, t, t_{max})}{dt} dt \\
 &= \sum_{ac} \int \frac{dx'}{x'} \frac{df_a(x', t)}{f_b(x, t)} \frac{\alpha_{abc}}{2\pi} P_{a \rightarrow bc} \left(\frac{x}{x'} \right) \cdot S_b(x, t, t_{max}) dt \quad (3.12)
 \end{aligned}$$

In questo caso il fattore di forma si Sudakov è differente rispetto a quello del FSR dato che contiene le PDF. Questo fa sì che i risultati del *parton shower* non dipendono solo dall'algoritmo ma anche dalle PDF usate.

Risommazione Quando si calcola un'osservabile della QCD in modo perturbativo, l'espansione in termini in potenze di α_S contiene termini del tipo $\alpha_S^n L^k$ ($k < 2n$), dove $L = \ln(q_{cut}/s)$, essendo q_{cut} il taglio sull'emissioni risolvibili. Quando si considerano "piccoli" valori di q_{cut} il logaritmo dell'espansione perturbativa diventa grande e può far divergere la serie perturbativa. Il termine di ordine n dell'espansione perturbativa è il più significativo solo se i termini successivi della serie sono trascurabili; tuttavia ciò non è garantito nel caso in cui siano presenti elevati valori di L . E' dunque necessario considerare i termini che hanno un elevato valore del logaritmo. Lo studio di questi termini è detto risommazione e viene effettuato mettendo insieme i termini nella serie perturbativa in base al loro grado di divergenza: $\alpha_S^n L^{2n}$ sono i termini *leading log*, LL; $\alpha_S^n L^{2n-1}$ sono i termini *next-to-leading log*, NLL, e così via. Alla fine viene effettuata la loro somma a tutti gli ordini di α_S . Per molti processi sono disponibili i calcoli al NLL. Il *parton shower* riproduce gli effetti della risommazione approssimativamente al NLL.

Combinazione fra ME e PS I due differenti approcci del calcolo dell'elemento di matrice e del *parton shower* hanno dei vantaggi e degli svantaggi. Per quanto riguarda il ME si ha:

- i calcoli dell'elemento di matrice al LO possono essere effettuati esattamente fino a casi in cui sono presenti molti *jet* (dell'ordine di sei) nello stato finale.
- si ha una buona descrizione di partoni separati
- i calcoli perturbativi sono esatti
- tuttavia, la sezione d'urto diverge nel caso collineare e *soft*, quindi non è possibile una descrizione esaustiva della struttura interna del *jet*.

D'altro lato il PS:

- è un approccio universale che produce una configurazione realistica dei partoni
- le divergenze, nel limite collineare, sono trattate con l'introduzione del fattore di forma di Sudakov. Dunque si ha un'appropriata descrizione dell'evoluzione del *jet*
- tuttavia il metodo fallisce quando si descrivono partoni separati, dato che l'approssimazione collineare in tal caso non può essere valida.

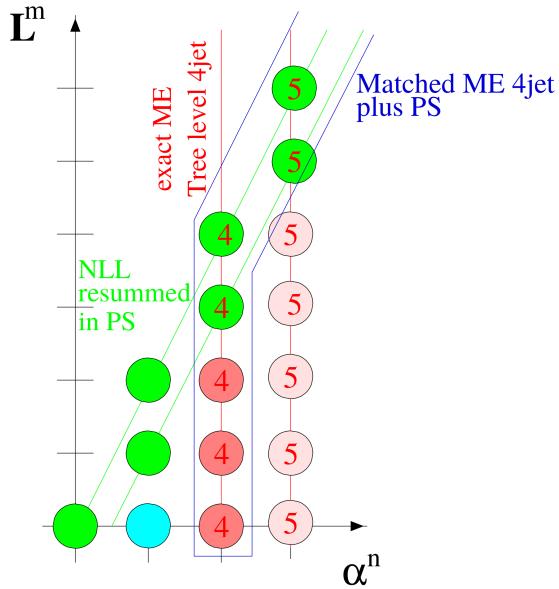


Figure 3.5. Rappresentazione schematica della combinazione fra ME e PS.

Chiaramente i due metodi sono complementari ed una loro combinazione (o *merge*) è auspicabile. Esistono differenti approcci che combinano il ME con il PS. La difficoltà principale è che non è facile coprire l'intero spazio delle fasi senza sovrapposizioni e buchi: si vuole descrivere un processo in cui sono presenti n partoni ben separati nello stato finale, utilizzando sia l'elemento di matrice al LO ma volendo anche includere la risommazione dei grandi logaritmi (LL, NLL) che è tipica del PS. Una descrizione schematica della combinazione per quattro jet è riportata in Fig 3.5 [?]. Sull'asse orizzontale sono riportati gli ordini di accoppiamento in α_S , mentre su quello verticale la potenza del logaritmo. Il PS descrive il LL ($m = 2n$) e il NLL ($m = 2n - 1$) ovvero le sfere in verde (p.e. nel caso di $n = 2$, $m = 4, 3$ le due sfere colorate in verde e segnate come “4”). Le sfere che descrivono l'evento con 4 jet, combinando il ME con il PS, sono tutte le verdi, quella azzurra, e le tre rosse segnate con il “4”. La difficoltà sorge perché il ME descrive esattamente tutte le sfere segnate con il “4”: quindi se semplicemente sommassimo i due approcci avremmo doppi conteggi delle sfere verdi denominate “4”. I principali approcci che combinano ME e PS sono:

- Ripesamento del *parton shower*: l'idea di base è partire dal processo all'ordine più basso e successivamente ripesare l'emissione del PS come se fosse stata prodotta dal ME. Questo approccio non cambia la sezione d'urto, che rimane all'ordine più basso, ma migliora il popolamento dello spazio delle fasi [?, ?].
- Prescrizione CKKW: lo spazio delle fasi viene suddiviso in due zone utilizzando k_\perp che è una misura del taglio Q_0^2 : la regione in cui è prodotto il jet è riempita con il ME, quella di evoluzione con il PS [?, ?].
- La prescrizione MLM, che è pure molto diffusa, si basa sullo stesso principio, ma è implementata in un modo diverso.

3.3 Interazioni multiple

I protoni incidenti che partecipano all’interazione sono composti da un gran numero di partoni (*quark* e *gluoni*) che possono interagire in modo indipendente gli uni con gli altri in aggiunta all’*hard-process*. La sezione d’urto totale per il processo di QDC $2 \rightarrow 2$ è dominata dal processo t , quindi la sezione d’urto diverge come dp_{\perp}^2/p_{\perp}^4 per $p_{\perp} \rightarrow 0$ [?]. Dunque quando si simula un evento reale, in aggiunta all’evento *hard*, caratterizzato dall’avere grandi impulsi trasversi trasferiti, si deve tener conto anche delle collisioni aggiuntive a piccolo p_{\perp} . Se queste avvengono in modo indipendente allora ci si aspetta un distribuzione di Poisson, $P_n = \langle n \rangle^n \exp(-\langle n \rangle)/n!$. Tuttavia la conservazione dell’energia e dell’impulso fa sì che le interazioni non siano effettivamente indipendenti sopprimendo così la possibilità, per $p_{\perp} \rightarrow 0$, di avere un elevato numero di interazioni. Va inoltre osservato che per eliminare la divergenza è necessario introdurre un valore di *cut-off* dell’impulso trasverso, al di sotto del quale non si generano collisioni.

3.4 Adronizzazione

Il processo di adronizzazione, in questo contesto, è un particolare modello, utilizzato nei generatori di eventi, che descrive il passaggio dallo stato partonico finale allo stato adronico finale, che è un’osservabile sperimentale. E’ importante sottolineare che questa transizione è trattata in modo fenomenologico e non mediante un approccio rigoroso. Le due più importanti classi per l’adronizzazione sono il modello a stringhe e quello a *cluster*. La differenza è che il primo trasforma i sistemi partonici direttamente in adroni, mentre il secondo compie un passo intermedio dove raggruppa gli oggetti ad una scala dell’ordine di ~ 1 GeV.

Modello a stringhe Il più completo ed esauriente “modello a stringhe” è quello di Lund: sappiamo dalla QCD che fra partoni è presente una forza di confinamento lineare che aumenta con la distanza. Consideriamo, come esempio, lo stato finale in cui sono presenti due *quark*, $q\bar{q}$. Come i partoni si allontanano il tubo di flusso di colore viene “stirato” fra q e \bar{q} , Fig. 3.6 (a). Le dimensioni trasverse del tubo sono quelle tipiche adroniche, quindi di circa 1 fm. Se il tubo è assunto essere uniforme, il potenziale cresce linearmente, $V(r) = \kappa r$, con $\kappa \approx 1$ GeV/fm, costante della stringa. A certe distanze sarebbe necessario introdurre un termine di Coulomb aggiuntivo, $\sim \frac{\alpha_s}{r}$, tuttavia nel modello di Lund si assume questo termine trascurabile. Come il *quark* e l’*antiquark* si allontanano del vertice di creazione, l’energia potenziale accumulata nella stringa aumenta fino a che non si rompe dando origine ad una coppia $q'\bar{q}'$. Così il sistema si divide in due nuovi singoletti di colore $q\bar{q}'$ e $q'\bar{q}$. Questi due sistemi si allontaneranno a loro volta ripetendo il processo appena descritto. L’evoluzione del sistema nello spazio-tempo è rappresentata in 3.6 (b). Alla fine del processo si avrà una serie di coppie $q_i\bar{q}_i$, ognuna delle quali formerà un adrone. Per ora è stato considerato solamente il caso $q\bar{q}$. Tuttavia se più partoni provengono dall’interazione il modello a stringhe diventa più complicato. Per un evento in cui è presente un gluone aggiuntivo, $q\bar{q}g$, la stringa è tesa fra q e g e fra g e \bar{q} , Fig. 3.7.

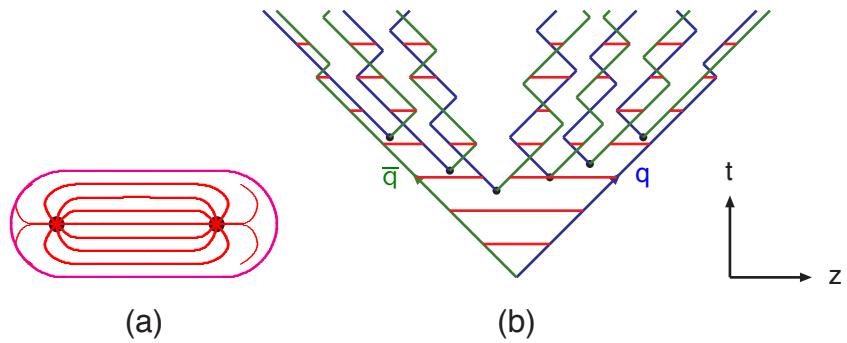


Figure 3.6. (a) Il tubo di flusso presente fra un quark e un antiquark che si allontanano.
 (b) Moto e rottura di una stringa del sistema.

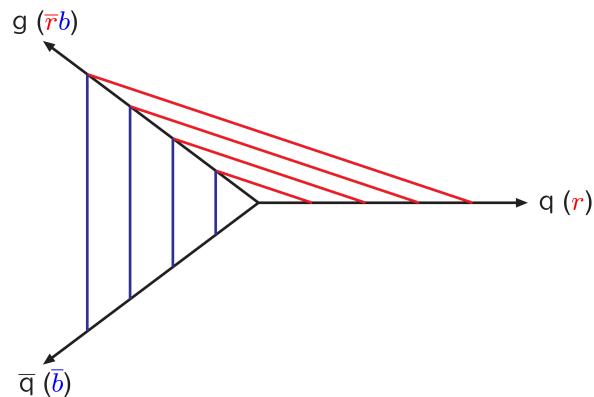


Figure 3.7. Moto della stringa nel caso $q\bar{q}g$.

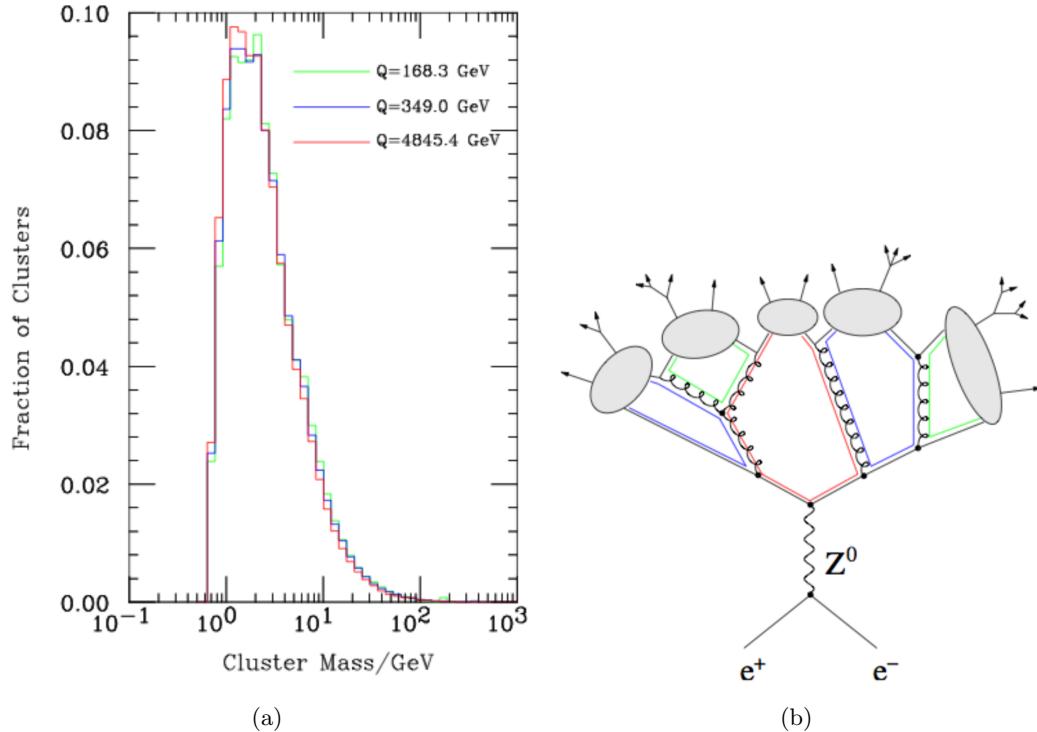


Figure 3.8. (a) Struttura del parton shower nel modello cluster. (b) Distribuzione di massa invariante per singoletti.

Modello cluster Questo modello di adronizzazione è basato sulla proprietà di preconfinamento del *parton shower*: la massa invariante di una singola coppia di partoni con colore opposto è la stessa a qualsiasi scala Q^2 . Questa distribuzione ha il suo massimo ad una massa che è circa il *cutoff* del *parton shower* e decresce rapidamente verso lo zero, Fig 3.8 (a).

Nel modello, i gluoni del *parton shower*, sono rappresentati da coppie di linee colore-anticolore connesse al vertice. Ogni linea di colore, in prossimità del *cutoff*, è collegata con un'altra linea di anticolore presente alla stessa scala. A questo punto le linee contigue di colore/anticolore sono interpretate, nel limite non perturbativo, come coppie *quark-antiquark* che danno origine a mesoni, i quali sono gli oggetti osservabili nello stato finale. Questo meccanismo è rappresentato in 3.8 (b).

3.5 Decadimenti adronici e radiazione elettromagnetica.

Nella fase di adronizzazione possono essere prodotti adroni instabili che decadono in altre particelle. Dunque lo stato finale dell'evento è il risultato della convuluzione fra l'adronizzazione e il decadimento. Le informazioni necessarie per la simulazione delle particelle instabili del decadimento sono generalmente presa dal “Particle Data Book” (PDG) [?] che fornisce le proprietà (p.e. vita media) di un gran numero di particelle. In generale, in un generatore di eventi, è necessario scegliere quali adroni includere

nella simulazione e successivamente scegliere i possibili canali di decadimento. Oltre ai decadimenti adronici, risulta necessario simulare anche l'emissione di radiazione elettromagnetica. L'approccio più comune adottato è quello di utilizzare algoritmi analoghi a quelli utilizzati per simulare l'emissione di QCD nel *parton shower*.

3.6 Ricostruzione dei *jet*

Successivamente all'adronizzazione e al decadimento delle particelle instabili è possibile stimare il quadriimpulso dei partoni generati nell'*hard process* dalla direzione e dall'energia dei *jet* che vengono ricostruiti a partire dalle particelle nello stato finale [?, ?]. La ricostruzione dei *jet* è affidata ad appositi algoritmi; questi introducono la variabile distanza, d_{ij} , fra due oggetti (particelle o pseudo-*jet*) definita da,

$$d_{ij} = \min(k_{ti}^{2p}, k_{tj}^{2p}) \frac{\Delta_{ij}^2}{R^2}, \quad (3.13)$$

dove $\Delta_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$ mentre k_{ti} , y_i e ϕ_i sono rispettivamente l'impulso trasverso, la rapidità e l'angolo azimutale di i . Invece R è il parametro radiale. Si introduce inoltre la distanza fra un oggetto i e il fascio (*beam*), $d_{iB} = k_{ti}^{2p}$

Gli algoritmi procedono calcolando la distanza d_{ij} e fra tutte le coppie di particelle i, j identificando la minore. Per le due particelle con distanza più piccola si sommano i quadriimpulsi. Si valuta inoltre d_{iB} per ogni i e se è minore della distanza d_{ij} con tutte le altre particelle j , i è considerato un *jet* e viene rimosso dalla lista degli oggetti presenti nell'evento. Infine le distanze vengono ricalcolate e tutta questa procedura è ripetuta finché non si trovano più oggetti da sommare. Il valore di $p = -1$ definisce l'algoritmo *anti- k_t* [?], che è quello utilizzato, mentre il parametro libero R è stato posto uguale a 0.5.

3.7 Validazione Monte Carlo

Come già accennato, le simulazioni Monte Carlo sono utilizzate in fisica delle particelle per confrontare le predizioni teoriche con i dati. Inoltre dall'analisi dei dati dei processi previsti nel Modello Standard è possibile ricavare i parametri liberi della teoria che possono essere così inseriti in *input* all'interno dei generatori di eventi. Tuttavia quando si simula un evento con un generatore è importante distinguere la “verità Monte Carlo” dalle “osservabili fisiche”. Infatti può essere utile dividere il processo di interesse in vari sotto-processi intermedi come, per esempio, lo stato iniziale o la produzione di una risonanza. Questi oggetti intermedi non sono osservabili fisiche ed in pratica non è possibile effettuare misure dirette o indirette. Contrariamente, nel mondo simulato, è possibile accedere a questi oggetti, e di conseguenza anche alle variabili che li caratterizzano (p.e. p_\perp , η , ...). In aggiunta, nella modellizzazione, è possibile (e conveniente) produrre, in modo distinto, eventi di solo segnale (S) e di solo fondo⁴ (B).

In questo contesto, la validazione dei generatori Monte Carlo consiste nel confrontare

⁴Per fondo si intende tutti gli eventi che producono stati finali analoghi a quelli di segnale.

Figure 3.9. Distribuzione dei pesi, per differenti generatori Monte Carlo, con normalizzazione alla sezione d’urto di 1 fb^{-1} .

i risultati con quelli di altri generatori, con le predizioni dei calcoli analitici e dove possibile con i dati. È superfluo aggiungere che la validazione del generatore Monte Carlo permette molto spesso anche di trovare errori (*bug*) nel codice di analisi.

Rivet Uno dei principali strumenti per la validazione dei Monte Carlo è Rivet (*Robust Independed Validation of Experiment and Theory*) [?]; questo programma offre un insieme di analisi *standard* con le quali è possibile verificare l’accuratezza di un dato generatore. In aggiunta l’utilizzatore può scrivere una sua propria analisi utilizzando tutti i componenti di Rivet e questa analisi diventa poi un *plugin* che può essere aggiunto alle librerie in C++ del programma.. Rivet permette di visualizzare i risultati dell’analisi in istogrammi fornendo in aggiunta, nella parte inferiore del grafico, anche il rapporto fra il numero di eventi presenti nei differenti campioni utilizzati (se più di uno).

3.8 Generatori principali

Per la fisica delle alte energie sono disponibili differenti generatori Monte Carlo. Ognuno di questi ha metodi differenti per combinare il ME con il PS. Qui ci concentreremo in particolare su interfacciato con PYTHIA, POWHEG -anch’esso interfacciato con PYTHIA- e SHERPA.

Madgraph_aMC@NLO L’approccio di [?] è molto ambizioso, infatti lo scopo di questo generatore è calcolare la sezione d’urto al NLO includendo nel calcolo sia i contributi reali che virtuali. L’*hard process* è prodotto col metodo del ME mentre l’emissioni *soft* e collineare col PS. Il primo passo è calcolare le correzioni al NLO del ME per un processo a n partoni, includendo $n + 1$ partoni provenienti dalle correzioni reali ed n provenienti da quelle virtuali. Successivamente si valuta come il *parton shower* popola lo spazio delle fasi a $n + 1$ partoni escludendo in questa fase il fattore di forma di Sudakov. Per ottenere il “vero” stato in cui sono presenti $n + 1$ partoni sottrae l’espressione del PS dallo stato $n + 1$ del ME. L’espressioni del PS senza fattore di Sudakov e del ME sono in accordo nel limite *soft* e collineare, quindi le singolarità sono cancellate ottenendo così un valore finito per la sezione d’urto nel caso di n e $n + 1$ partoni. Un problema tecnico è che nel limite collineare non si ha la certezza che il ME sovrasti sempre il PS. Questo problema è risolto introducendo una frazione di eventi con peso negativo, Fig. 3.9. Infine viene applicato il *parton shower*, che include il fattore di Sudakov e dunque permette di ottenere un risultato finito e corretto al NLL.

POWHEG L’idea alla base di POWHEG [?] è generare per prima cosa la radiazione più dura, e successivamente passare l’evento al generatore del *parton shower*. Nei generatori di *parton shower* la produzione, ordinata in impulso trasverso, della radiazione più dura è sempre la prima; quindi POWHEG sostituisce semplicemente

questa con l'emissione al NLO. In POWHEG gli eventi sono prodotti con un peso positivo e costante (Fig. 3.9).

PYTHIA8 PYTHIA8 [?] è un generatore che può calcolare il ME per processi con due particelle o partoni nello stato finale, ma soprattutto genera il *parton shower* e la successiva adronizzazione. Il *parton shower* è ordinato in impulso trasverso, p_T , e la prima emissione è corretta con il metodo del ripesamento. Per l'adronizzazione utilizza il modello di Lund.

SHERPA SHERPA [?] è un generatore Monte Carlo che come PYTHIA8 fornisce una descrizione completa della collisioni adroniche, dal calcolo dell'elemento di matrice, fino all'adronizzazione. Il *parton shower* include sia le emissioni QCD che quelle dovute alla QED, ovvero i fotoni. Può calcolare il ME per i processi principali (p.e. $gg \rightarrow H$) al NLO e combinare il ME con il PS. Il codice è scritto completamente in linguaggio C++.

Chapter 4

Event Reconstruction

Chapter 5

High mass resonances searching

5.1 Introduction

The search for a new resonance X is described in this chapter.

The main production mode for the Higgs boson particle over the all mass spectrum is the gluon-gluon fusion (ggH) process. At a center-of-mass energy of 13 TeV the ggH cross section for a Higgs boson mass (m_H) of 125 GeV is 43.92 pb [3], that is almost one order of magnitude larger than the second process in terms of cross section at that mass, VBF, with 3.748 pb [3]. The gluon-gluon fusion cross section decreases with m_H but the VBF/ggH cross section ratio increases with the mass, making the VBF production mechanism more and more important as m_H approaches to high values.

The signal samples are interpreted in terms of the EWK singlet model described in Sec 5.3 below. The Higgs boson width and lineshape is reweighted at generator level according to the parameters defined in the model. The interference effects between the ggH signal, the ggWW background and SM Higgs boson, that are expected to slightly change the lineshape of the signal distribution, have been fully taken into account, as detailed in Sec. 5.3. A similar treatment is also applied for the interreference between the VBF high mass signal, the VBF SM Higgs and the quark initiated WW+2 quarks backgrround. The interference between the $W^+W^- \rightarrow 2\ell 2\nu$ and $ZZ \rightarrow 2\ell 2\nu$ is negligible due to the different phase space characteristic of these processes.

The analysis strategy for the high mass search with 2016 data in the $W^+W^- \rightarrow 2\ell 2\nu$ decay channel is similar to the previous high mass analysis with 2015 data [1], but has several improvements.

The analysis is divided in two parts:

- the opposite-flavour final state, $e^\pm\mu^\mp$,
- the same-flavour final state, e^+e^- and $\mu^+\mu^-$.

In the opposite-flavour final state four different jets-categories are defined: the 0-jet, the 1-jet, the 2-jet non VBF and finally the VBF. The 2-jet non-VBF category is new with respect to previous analysis with 2015 data.

In the same-flavour final state only the VBF category is considered. Indeed, the

only the VBF selection cuts are sufficiently tight to reduce the overwhelming Z+jets background to a manageable level.

5.2 Discriminating variable

This analysis is a shape analysis, meaning that after applying selection cuts we do not simply count events, but rather we fit a data histogram of a discriminating variable with the sum of signal and background templates, and extract the signal yield from the fit. The variable with the best discriminating value would be the invariant mass of the four lepton, which is not possible to reconstruct in the WW channel due to neutrinos.

For the Higgs boson in WW analysis, the shape analysis is based on two-dimensional templates of $m_{\ell\ell}$ versus m_T^H , where the transverse mass m_T^H variable is defined as

$$m_T^H = \sqrt{2p_T^{\ell\ell}E_T^{\text{miss}}(1 - \cos\Delta\phi(\ell\ell, \vec{p}_T^{\text{miss}}))} \quad (5.1)$$

where $\Delta\phi(\ell\ell, \vec{p}_T^{\text{miss}})$ is the azimuthal angle between the dilepton momentum and \vec{p}_T^{miss} .

However m_T^H (and also $m_{\ell\ell}$) is not very sensitive to the signal mass hypothesis, so a new variable m_T^I defined as the visible mass,

$$m_T^I = \sqrt{(p_{\ell\ell} + E_T^{\text{miss}})^2 - (\vec{p}_{\ell\ell} + \vec{p}_T^{\text{miss}})^2} \quad (5.2)$$

has been introduced to discriminate better the high mass X signals generate at different masses. The distribution of the variables defined above are shown in Fig. 5.1, where it is visible the better power of m_T^I in discriminating different mass hypotheses respect the other variable.

5.3 Signal interpretation

The signal is interpreted in terms of the electroweak singlet model, representing a scalar mixing with the 125 GeV Higgs boson. This model relies on two parameters: the scale factor of the couplings of the high mass resonance with respect to the SM, C' , and the branching fraction of the electroweak singlet to non-SM decays modes, BR_{new} . The electroweak singlet signal strength, μ' and the modified width, Γ' , are related with the parameters in the model by the following equations:

$$\mu' = C'^2 \cdot (1 - BR_{\text{new}}) \quad (5.3)$$

$$\Gamma' = \Gamma_{\text{SM}} \cdot \frac{C'^2}{1 - BR_{\text{new}}} \quad (5.4)$$

The available Higgs signal samples for different mass hypothesis have been reweighted according to this model. At the moment only the $BR_{\text{new}} = 0$ hypothesis has been investigated while we tested different C' values. In Fig. 5.2 are shown the $m_{\ell\ell}$ and m_T templates corresponding to a Higgs boson mass of 700 GeV for three different C' values: $C' = 1$, corresponding to the SM Higgs decay width, $C' = 0.5$, corresponding to $\Gamma' = 2.5 \cdot 10^{-2} \Gamma_{\text{SM}}$, and $C' = 0.1$, corresponding to $\Gamma' = 10^{-2} \Gamma_{\text{SM}}$. A value of $BR_{\text{new}} = 0$ is considered in all cases. We note that the signal shape is not very sensitive to different C' values.

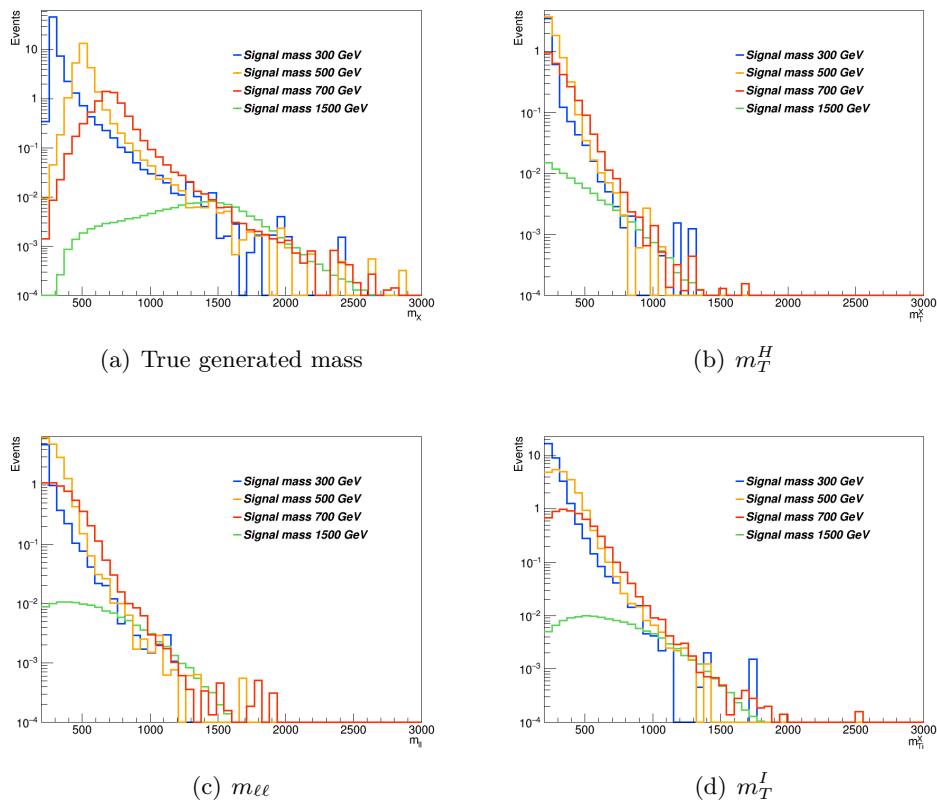


Figure 5.1. Distributions of the generated mass, m_T^H , $m_{\ell\ell}$ and m_T^I variables for different X mass hypothesis.

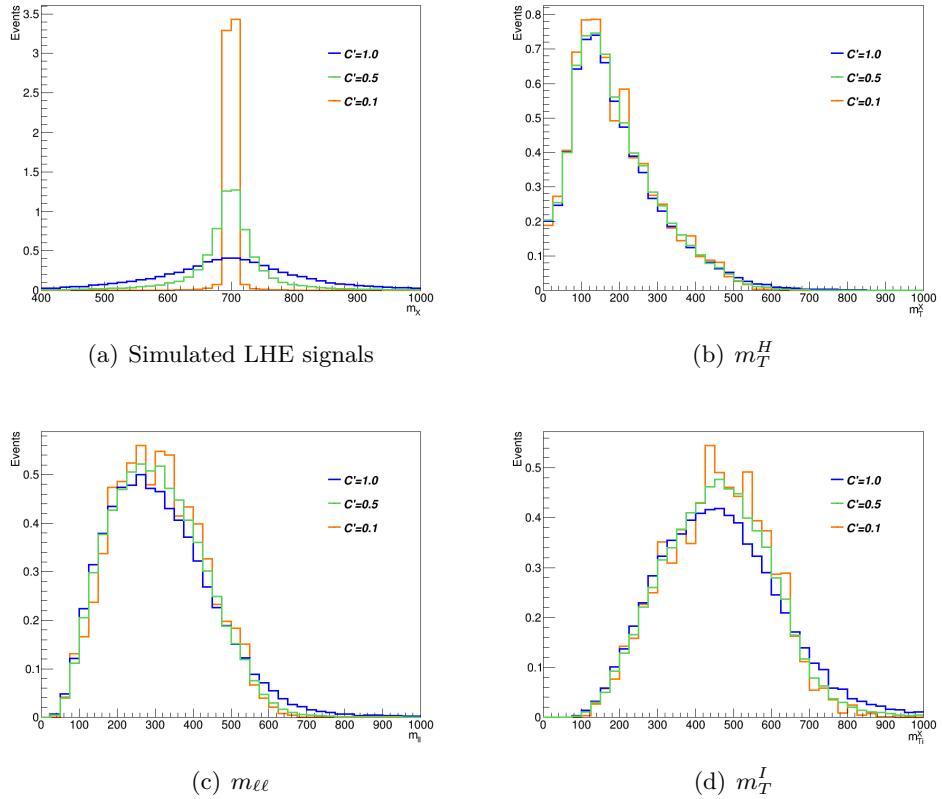


Figure 5.2. Distributions of the signals, the m_T^H , the $m_{\ell\ell}$ and the m_T^I variables at generator level for different values of C' , without any selection.

Study of the Interference effects

When a resonance X , with a non negligible width is considered, it is important to take into account also the interference effects both with the WW background , with same initial and final state, and with the Higgs boson off-shell tail.

In this analysis we take into account the interference effects between the new signal X produced in gluon-gluon fusion and in vector-boson-fusion. The effect of the various interference terms are shown in 5.3 and 5.4 for the two different production mechanism, gluon-gluon fusion and vector-boson.fusion. The contribution of the interference of X with WW background and with Higgs boson have opposite sign and partially cancel out. This cancellation effect is different for different resonance masses. The interference contribution is thus non negligible and is included in the fit.

To prevent possible negative probability distribution function of the interference, during the fit the signal yield is computated as,

$$Yield = \sqrt{\mu} \times (S + B + I) + (\mu - \sqrt{\mu}) \times (S) + (1 - \sqrt{\mu}) \times (B) \quad (5.5)$$

where S is the signal, B the background and I the interference.

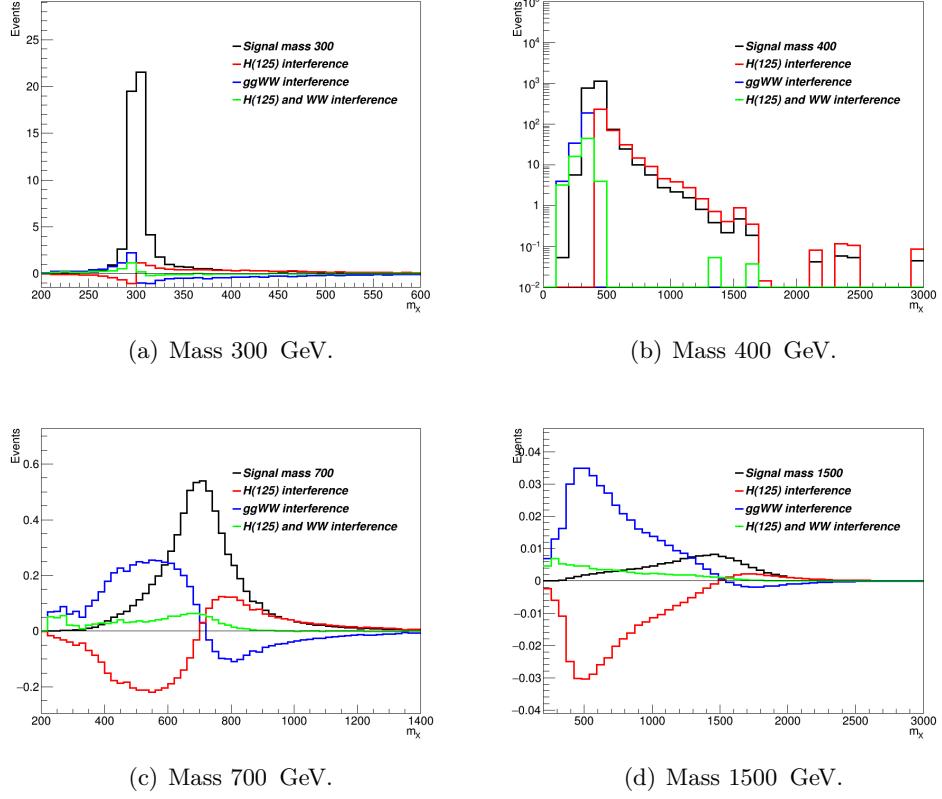


Figure 5.3. Distribution of for the X mass resonance, produced via gluon-gluon fusion for different masses. In black the high mass signal. In red the interference between the high mass signal and the Higgs boson. In blue the interference between the high mass signal and the background. In green the total interference i.e. high mass signal, Higgs bison and background.

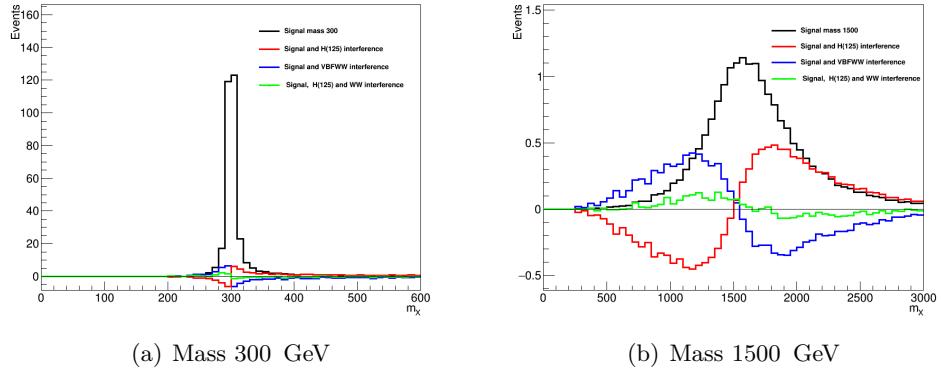


Figure 5.4. Distribution of for the X mass resonance, produced via vector-boson-fusion fusion for different masses. In black the high mass signal. In red the interference between the high mass signal and the Higgs boson. In blue the interference between the high mass signal and the background. In green the total interference i.e. high mass signal, Higgs bison and background.

5.4 Opposite Flavor final state

In this section the analysis for the opposite-flavour final state $W^+W^- \rightarrow \mu^\pm e^\mp 2\nu$ is described.

Signal region

The events are requested to pass single or double lepton triggers, and exactly one electron and one muon are requested to be reconstructed in the event. One of the two leptons is requested to have a p_T greater than 25 GeV, the other is requested to have p_T greater than 20 GeV and both leptons are requested to be well identified and isolated, to reject non-prompt leptons and leptons coming from QCD sources. To suppress background processes with three or more leptons in the final state, such as ZZ, WZ, Z γ , W γ or triboson production, no additional identified and isolated lepton with $p_T > 10$ GeV should be reconstructed. The low dilepton invariant mass region dominated by QCD production of leptons is not considered in the analysis and $m_{\ell\ell}$ is requested to be higher than 50 GeV to reduce the SM Higgs boson ($m_H=125$ GeV) contamination. A moderate MET cut is applied $\text{MET} > 20$ GeV due to the presence of neutrinos in the final state searched for. Since a High mass signal is searched for, an $m_T^I > 100$ GeV is applied. A cut on the transverse momentum ($p_T^{\ell\ell} > 30$ GeV) and on the $m_T^H > 60$ GeV are applied against $DY \rightarrow \tau\tau$ background. Finally, against the top background, all jets above 20 GeV are requested not to be identified as b-jets according to the cMVAv2 tagger, loose WP. This is the full selection, defined as the “WW OF selection” :

- Two isolated leptons with different charge and flavor ($\mu^\pm e^\mp$);
- p_T of the leading lepton > 25 GeV;
- p_T of the trailing lepton > 20 GeV;
- Third lepton veto: veto events if a third lepton with $p_T > 10$ GeV;
- $m_{\ell\ell} > 50$ GeV, to reduce H(125) contamination;
- MET > 20 GeV;
- $m_T^I > 100$ GeV;
- $p_T^{\ell\ell} > 30$ GeV;
- $m_T^H > 60$ GeV;
- no b-tagged (cMVAv2 loose WP) jets with $p_T > 20$ GeV;

Events passing the “WW OF selection” are categorized according to the jet multiplicity, counting jets above 30 GeV, to enhance the sensitivity, especially against the top background.

- **0 jet**, no jets are required in the event;

- **1 jet**, exactly 1 jet is required in the event;
- **2 jet**, exactly 2 jets are required in the event and in addition the condition $\Delta\eta_{jj} < 3.5$ **or** $m_{jj} < 500$ GeV;
- **VBF**, exactly 2 jets are required in the event and in addition the condition $\Delta\eta_{jj} > 3.5$ **and** $m_{jj} > 500$ GeV;

where the 2 jet and VBF regions are mutually exclusive by construction.

To extract high mass boson signals in these four categories, the strategy is followed: the m_T^I distribution is fitted as the sum of signal and background templates. Different binnings have been chosen for the m_T^I distributions in the different categories. The binning was chosen to have at least 10 top Monte Carlo events in each bin of the template. The chosen bins are:

- **0/1/2 jet**, [100,150,200,250,300,350,400,450,500,550,600,650,700,750,800,900,1000,2000]
- **VBF**, [100,150,200,250,300,350,400,500,700,1000,2000]

where the first number represents the lower edge of the first bin while the other numbers represent the upper edges. The last bin is an overflow bin.

The m_T^I distributions for the signal regions are presented in the four categories in Figs. 5.5.

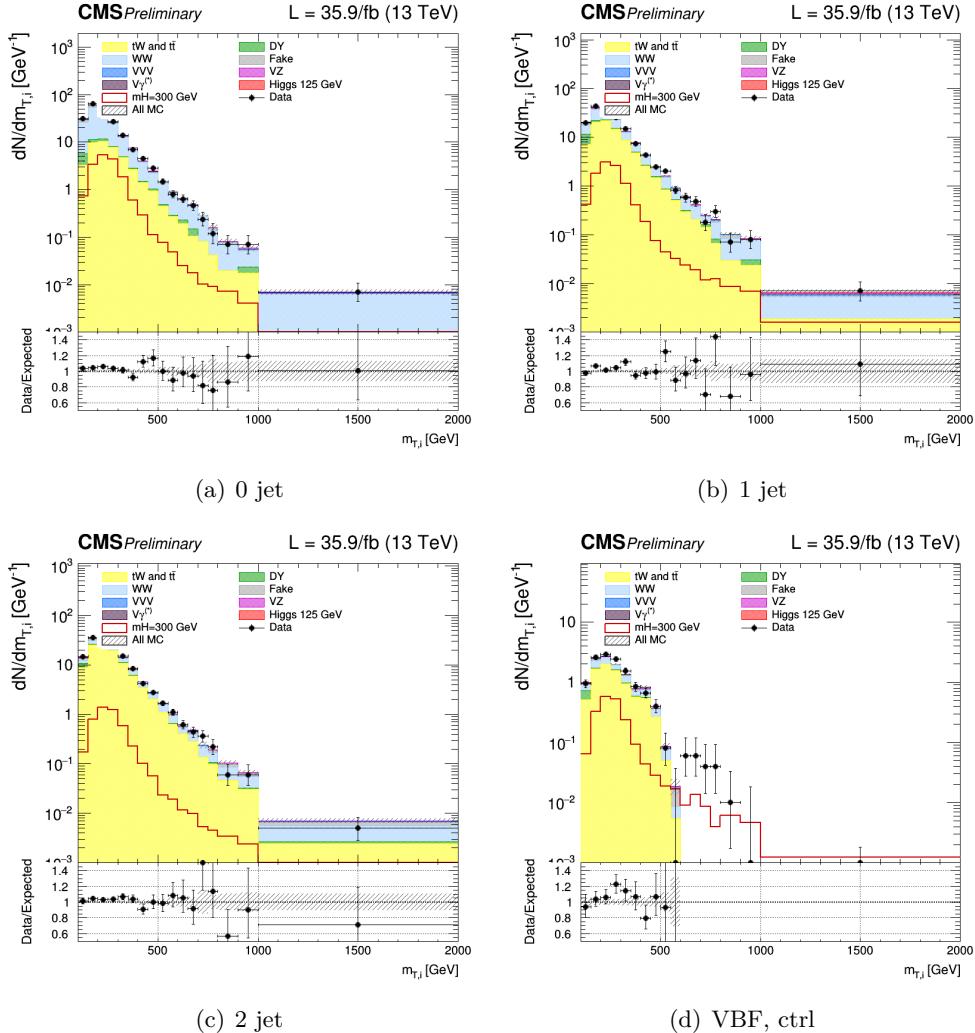


Figure 5.5. Unblinding distributions m_T^I in the signal region for 0, 1, 2 and VBF categories. The signal hypothesis corresponding to m_X of 300 GeV.

Background estimation

The main background processes that affect this signature arise from non-resonant WW production and from top production, including $t\bar{t}$ pairs and single top production (mostly tW), and are estimated using data. Instrumental backgrounds arising from non-prompt leptons in W+jets production and mis-measurement of E_T^{miss} in Drell-Yan events are also estimated from data. The contribution from $W\gamma^*$ is estimated partly from data. The contribution of other sub-dominant backgrounds is obtained directly from simulated samples. The different data-driven background estimations are explained in the following subsections. More precisely top and DY backgrounds normalizations have been extracted directly from data-simulation comparison in specific control regions enriched in either one or the other background separately for the 0, 1, 2 and VBF jet categories, using the rateParam feature of the combine package [ref].

Drell-Yan $\tau\tau$ control region

To normalize the Drell-Yan $\tau\tau$ background to the data, control regions have been defined, as close as possible to the signal region, but enriched in $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$. In particular, the “WW OF selection” is used with inverted m_T^H cut, i.e. $m_T^H < 60$. In addition a cut on the invariant mass of the two leptons $50 \text{ GeV} < m_{\ell\ell} < 80 \text{ GeV}$ is requested to exclude possible contribution from non-prompt leptons (low limit) and from $t\bar{t}$ (high limit).

For each signal category, a corresponding Drell-Yan $\tau\tau$ control regions is defined. We thus have 4 total Drell-Yan $\tau\tau$ control regions, for 0 jets, 1 jets, 2 jets and VBF.

The control plots for several variables in a Drell-Yan enriched phase space for the four jets categories are shown in Figs. 5.6, 5.7, 5.8, 5.9. In general there is a good agreement between data and MC.

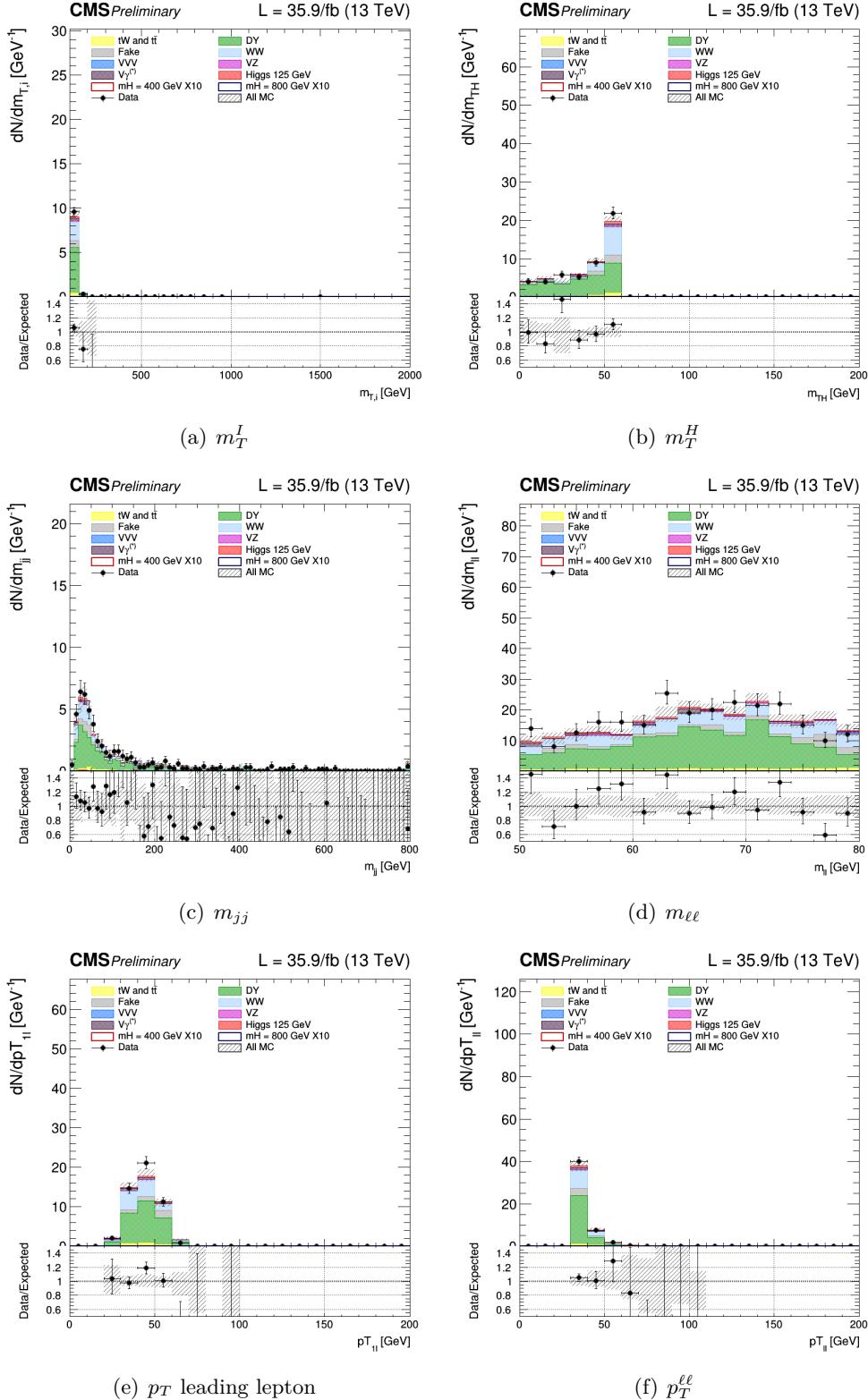


Figure 5.6. Control plots for several variables in a Drell-Yan enriched phase space for events with 0 jet.

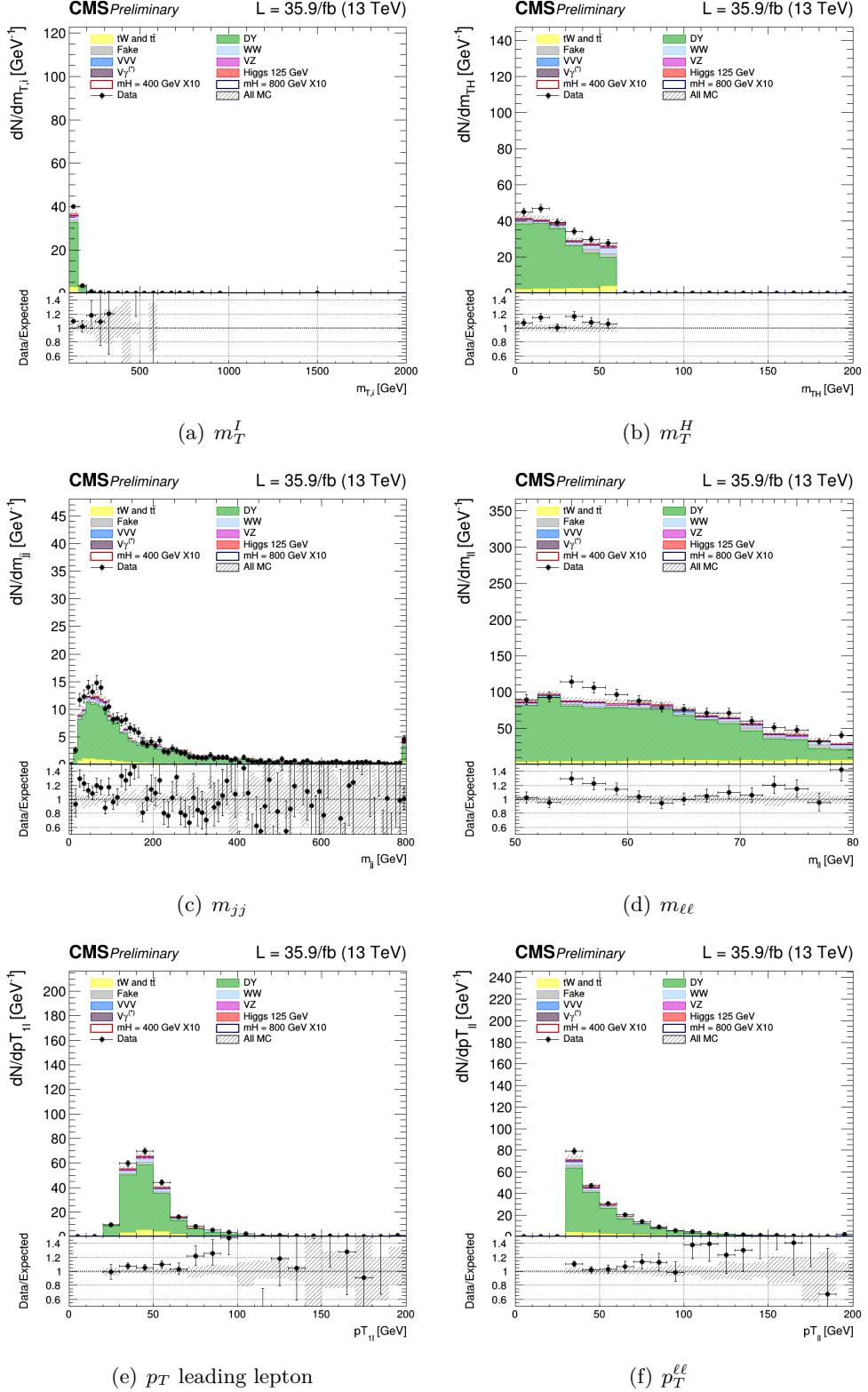


Figure 5.7. Control plots for several variables in a Drell-Yan enriched phase space for events with 1 jet.

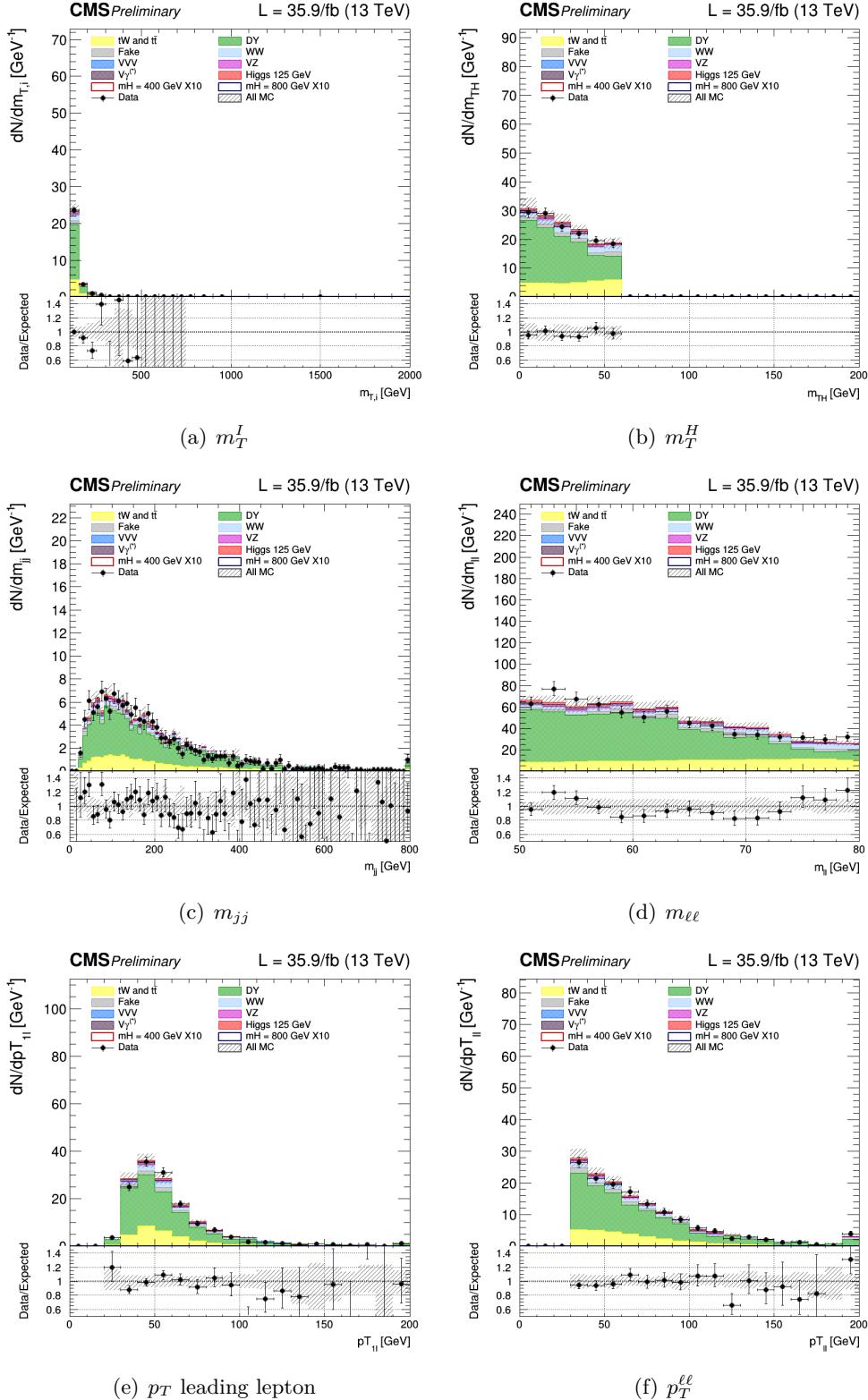


Figure 5.8. Control plots for several variables in a Drell-Yan enriched phase space for events with 2 jet.

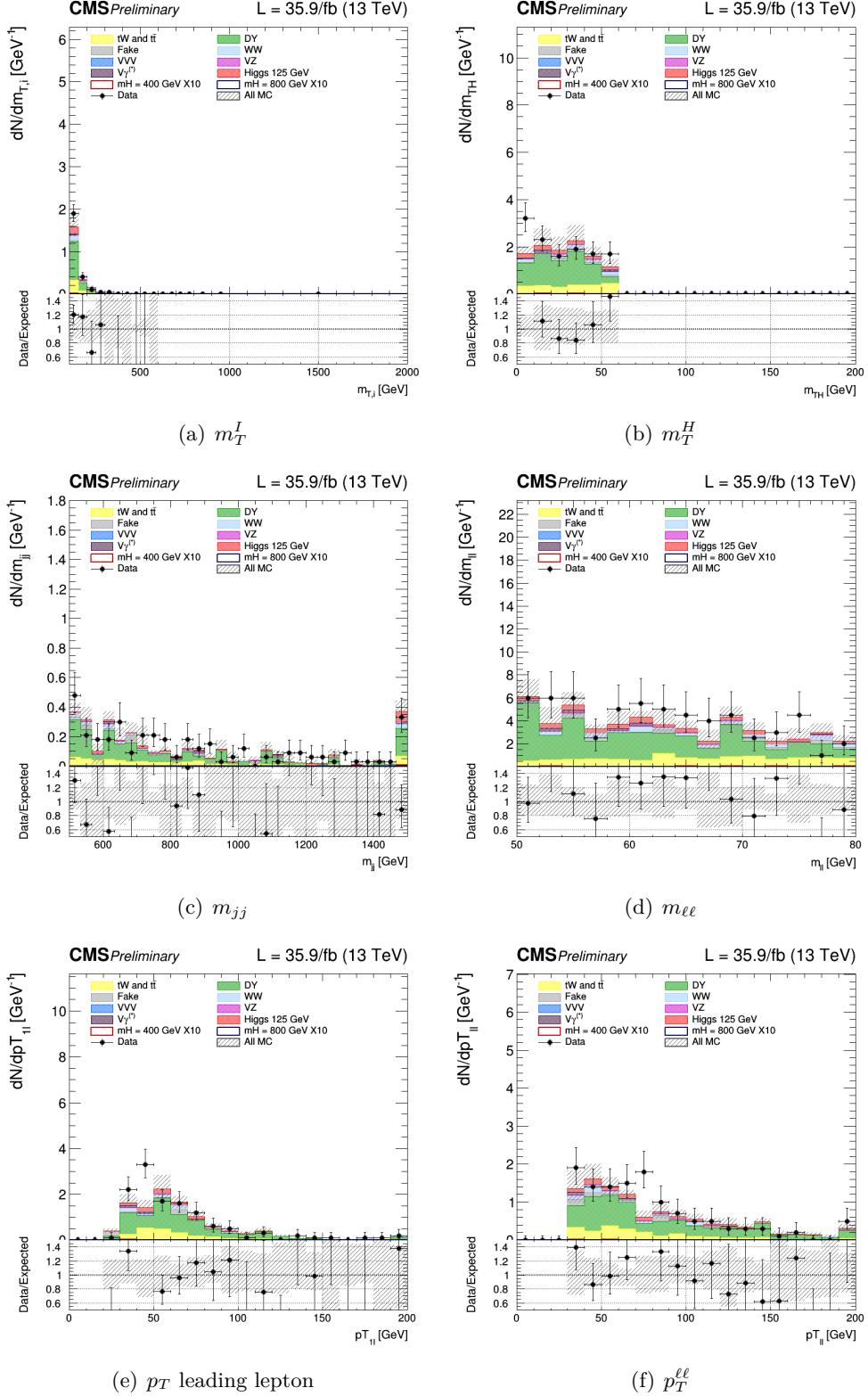


Figure 5.9. Control plots for several variables in a Drell-Yan enriched phase space for events for VBF.

Top control region

Similarly to the Drell-Yan $\tau\tau$ case, control regions are defined for the Top background, and they are used to normalize the top background to data. The “WW OF selection” is used with inversion of the veto on b-jets. In particular the following conditions are imposed to select a top enriched control region for each of the 4 signal regions:

- **0 jet**, at least one b-tagged jet with $20 < p_T < 30$ GeV is required;
- **1 jet**, exactly one b-tagged jet with p_T above 30 GeV is required;
- **2 jet**, exactly 2 jets with at least one of them b-tagged and in addition the condition $\Delta\eta_{jj} < 3.5$ **or** $m_{jj} < 500$ GeV;
- **VBF**, exactly 2 jets with at least one of them b-tagged and in addition the condition $\Delta\eta_{jj} > 3.5$ **and** $m_{jj} > 500$ GeV.

A jet is considered b-tagged if its cMVAv2 score is above the threshold defining the loose working point.

The control plots for several variables in a top enriched phase space for events are shown in the Fig. Figs. 5.10, 5.11, 5.12, 5.13. The last bin in the distribution is the overflow.

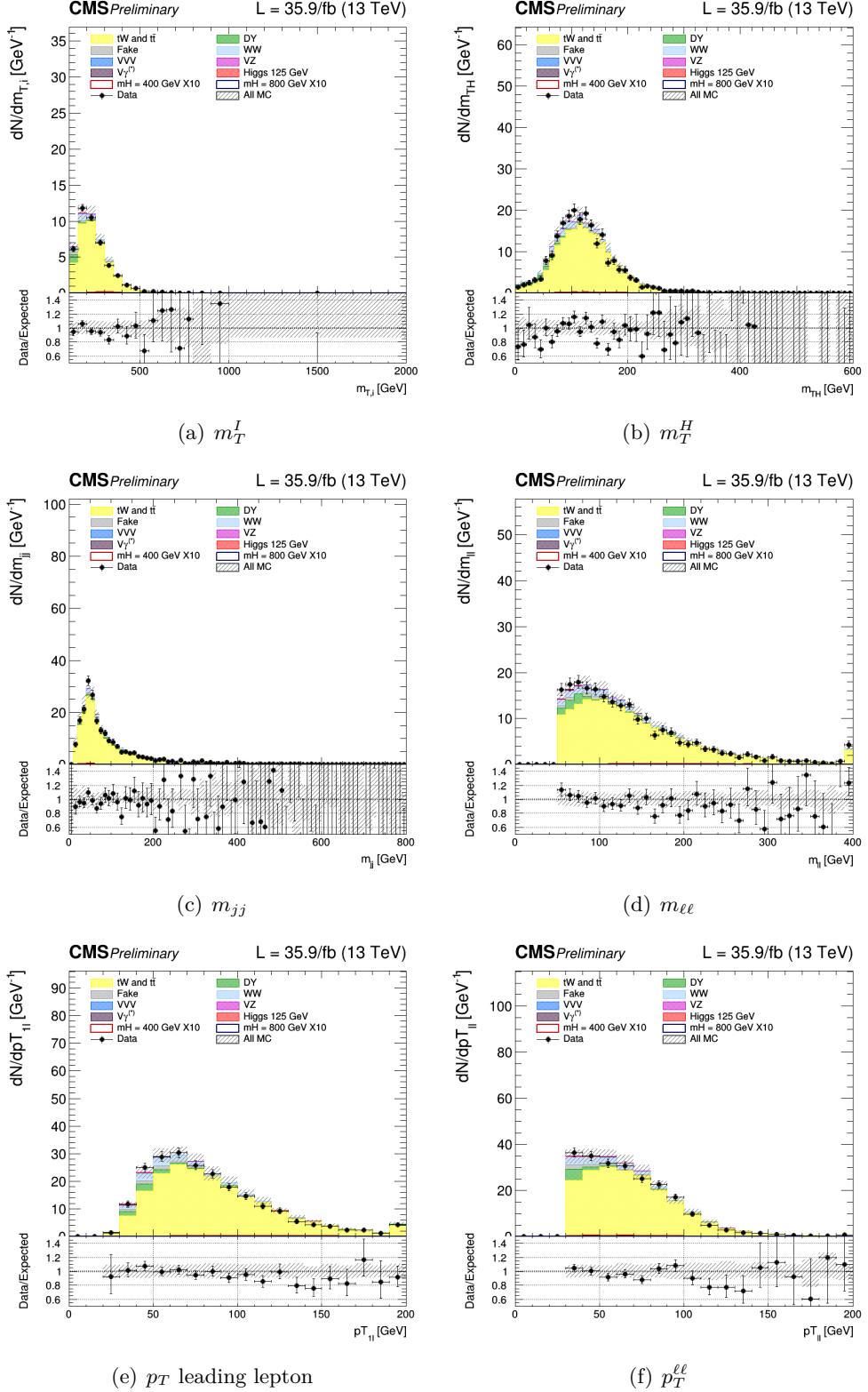


Figure 5.10. Control plots for several variables in the Top enriched phase space for events with 0 jet.

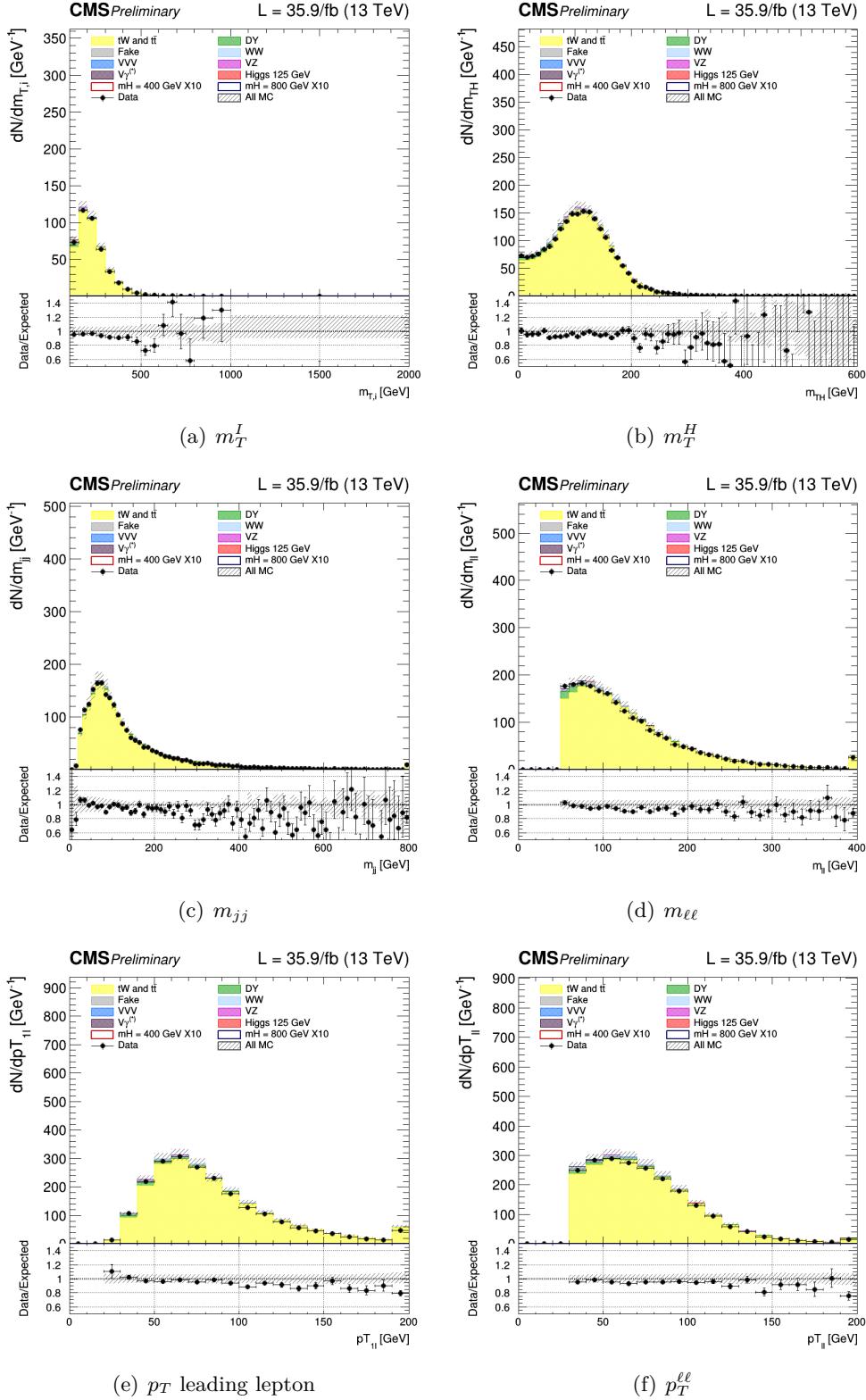


Figure 5.11. Control plots for several variables in the Top enriched phase space for events with 1 jet.

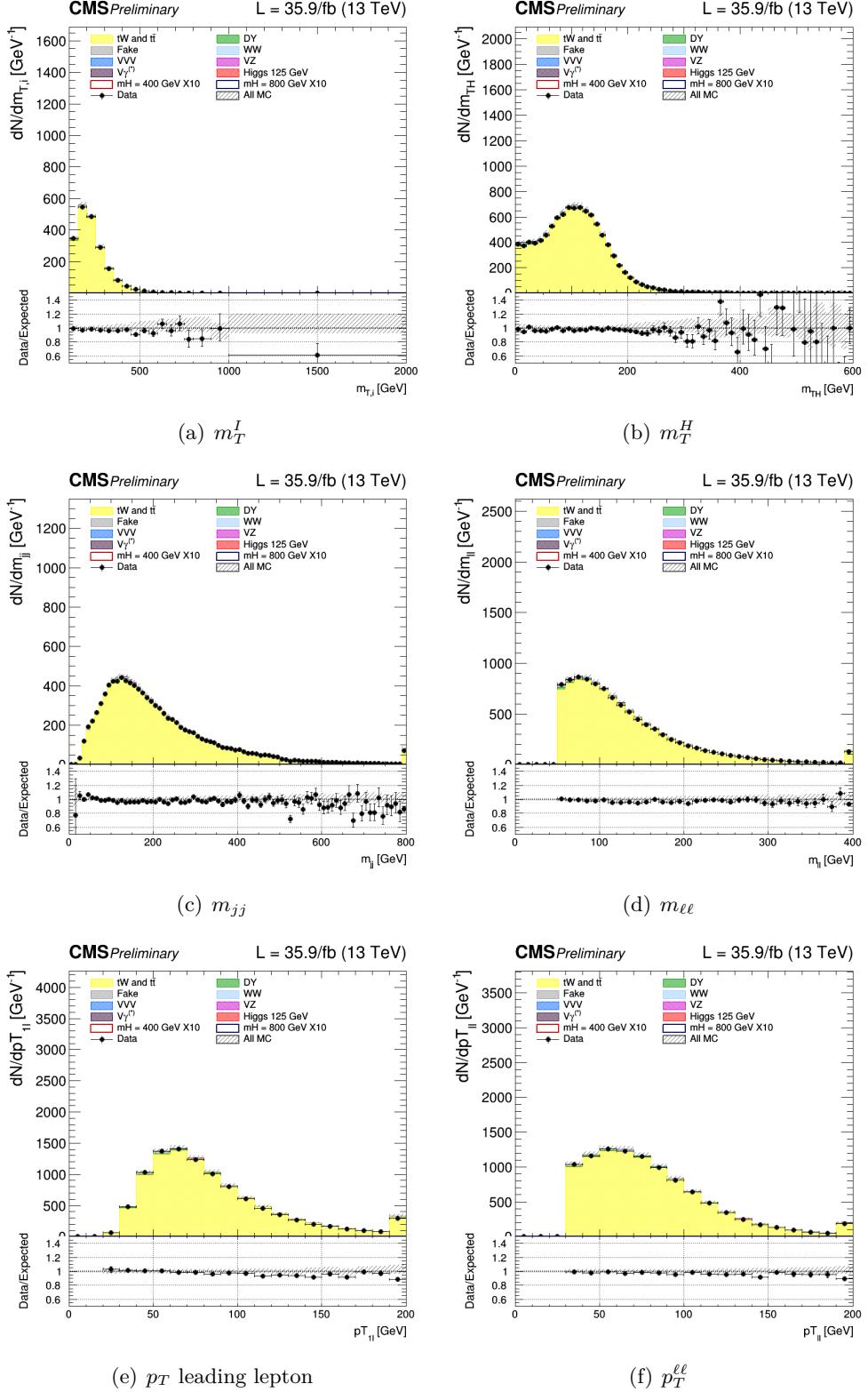


Figure 5.12. Control plots for several variables in the Top enriched phase space for events with 2 jet.

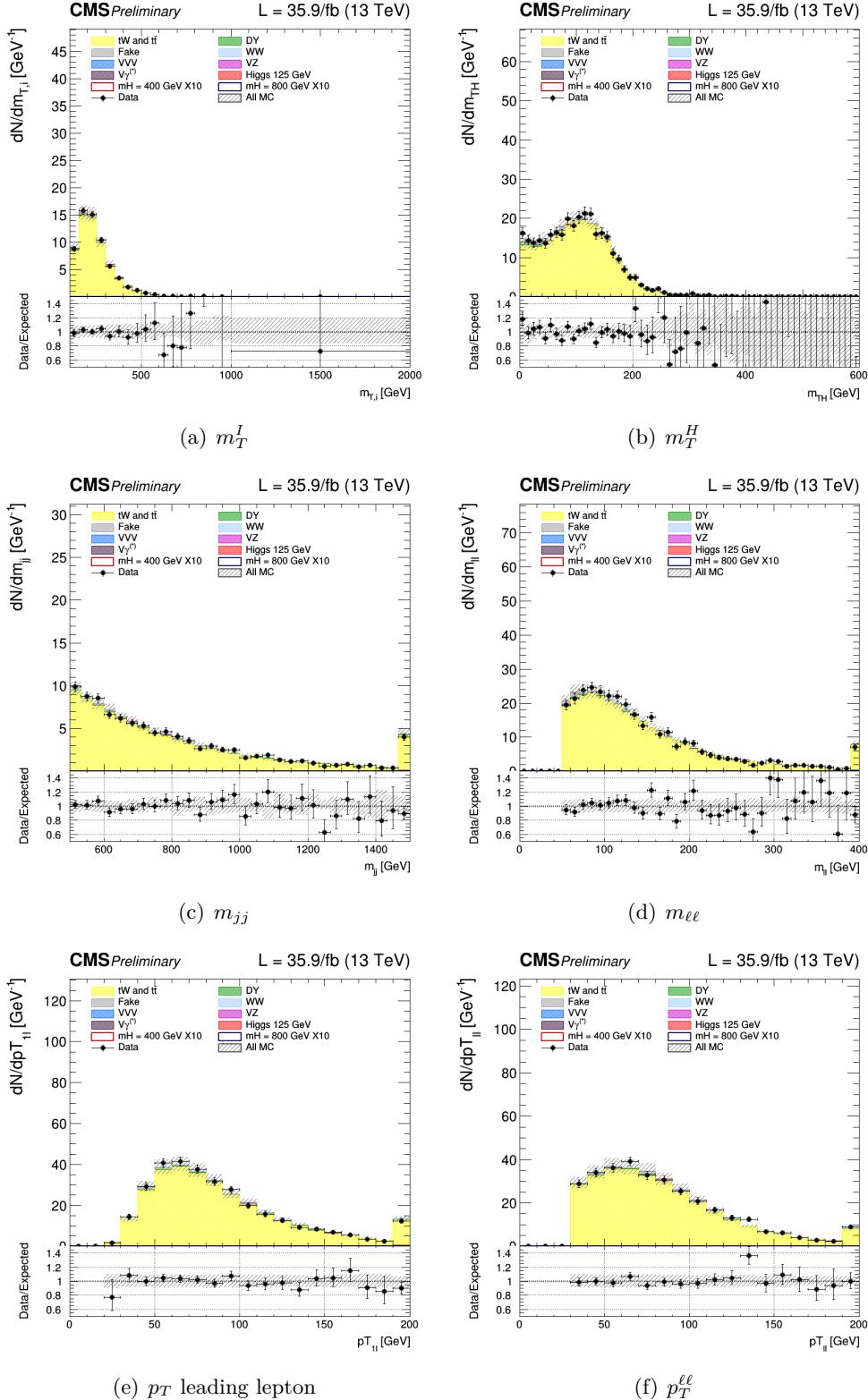


Figure 5.13. Control plots for several variables in the Top enriched phase space for events in VBF region.

5.5 Same Flavor final state

The analysis if the same-flavour final state $W^+W^- \rightarrow \mu^\pm\mu^\mp 2\nu$ and $W^+W^- \rightarrow e^\pm e^\mp 2\nu$ is described.

Signal region

Events are requested to pass single or double lepton triggers and all the physics objects definitions are the same as in the OF analysis. The final state consists of two well identified electrons or two muons with $p_T > 20$ GeV, opposite charge, and large missing transverse energy from the undetected neutrinos.

In addition to the backgrounds described for the OF final state, the background from $DY \rightarrow \mu^+\mu^-$ and $DY \rightarrow e^+e^-$ is very large in this final state. Indeed, due to this very large background, the SF analysis only targets the VBF topology, where the DY background is suppressed by the tight jet requirements. In addition, an invariant mass of the two leptons larger than 120 GeV is requested. The full selection, defined as the “WW SF selection”, is :

- Two isolated leptons with same flavor and opposite charge ($\mu^\pm\mu^\mp$ and $e^\pm e^\mp$);
- p_T of the leading and trailing lepton > 20 GeV;
- Third lepton veto: veto events if a third lepton with $p_T > 10$ GeV;
- $m_{\ell\ell} > 120$ GeV
- $p_T^{\ell\ell} > 30$ GeV;
- MET > 50 GeV;
- $m_T^I > 100$ GeV;
- At least 2 jets non b-tagged (according to cMVAv2 loose WP) with $p_T > 30$ GeV.
- $\Delta\eta_{jj} > 3.5$;
- $m_{jj} > 500$ GeV;;

Similarly to the opposite-flavour analysis, the signal is extracted from a template fit of the m_T^I distribution. The m_T^I distributions has the following binning:

- **VBF**, [100,150,200,250,300,350,400,450,500,600,700,1000];

where the first number represents the lower edge of the first bin while the other numbers represent the upper edges. The last bin is an overflow bin. The binning has been chosen in order to have at least 10 expected Top-backgrounds event and at least 10 expected Drell-Yan events in each bin of the template.

The distributions for the signal region of m_T^I variable is shown in Fig. 5.5

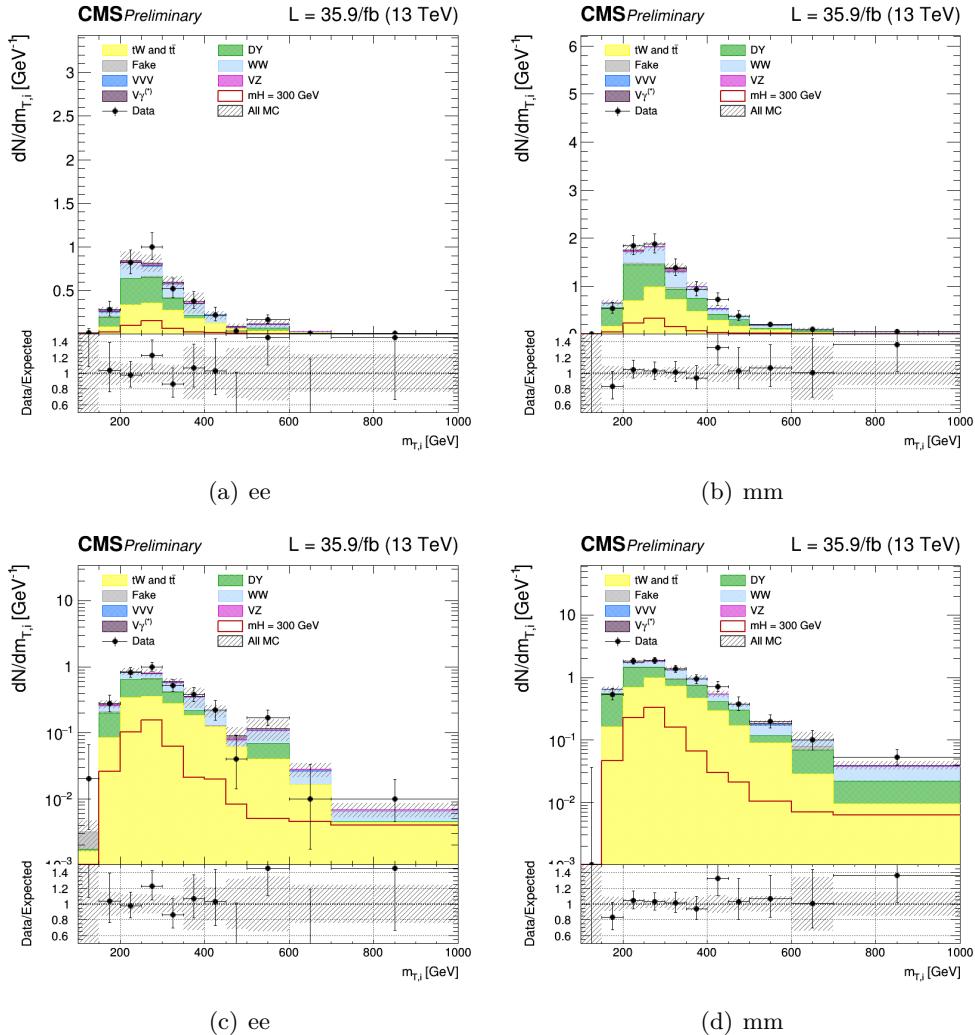


Figure 5.14. Unblinding distributions m_T^I in the signal region for ee and $\mu\mu$ categories in linear and log scale. The signal hypothesis corresponding to m_X of 300 GeV.

Drell-Yan control region

The main background for the SF analysis is the DY. A control region has been defined, as close as possible to the signal one to be used for the normalization of the DY background, separately for electrons and muons.

The control region is defined by the “WW SF selection”, except for the $m_{\ell\ell}$ requirement which is changed to $70 \text{ GeV} < m_{\ell\ell} < 120 \text{ GeV}$ to include the Z boson.

The missing transverse energy distribution in the data shows discrepancies respect to Monte Carlo simulation in ee and $\mu\mu$ Drell-Yan control regions. A correction is applied reweighting all the simulated samples with a weight per event which depends on the MET value. The weight is evaluated as the ratio between data, one subtracted all backgrounds except the DY, and the Drell-Yan itself, in each bins of the distribution, separately for ee and $\mu\mu$ categories. The weight is assumed to be linear as function of the MET value.

This kind of reweighting allows to correct for shape differences between data and MC, , Fig. 5.15.

The control plots for several variables in a Drell-Yan enriched phase space for the ee and $\mu\mu$ are shown in Figs. 5.17 for the dielectron case and Figs. 5.18 for the dimuon case. In general there is a good agreement between data and MC.

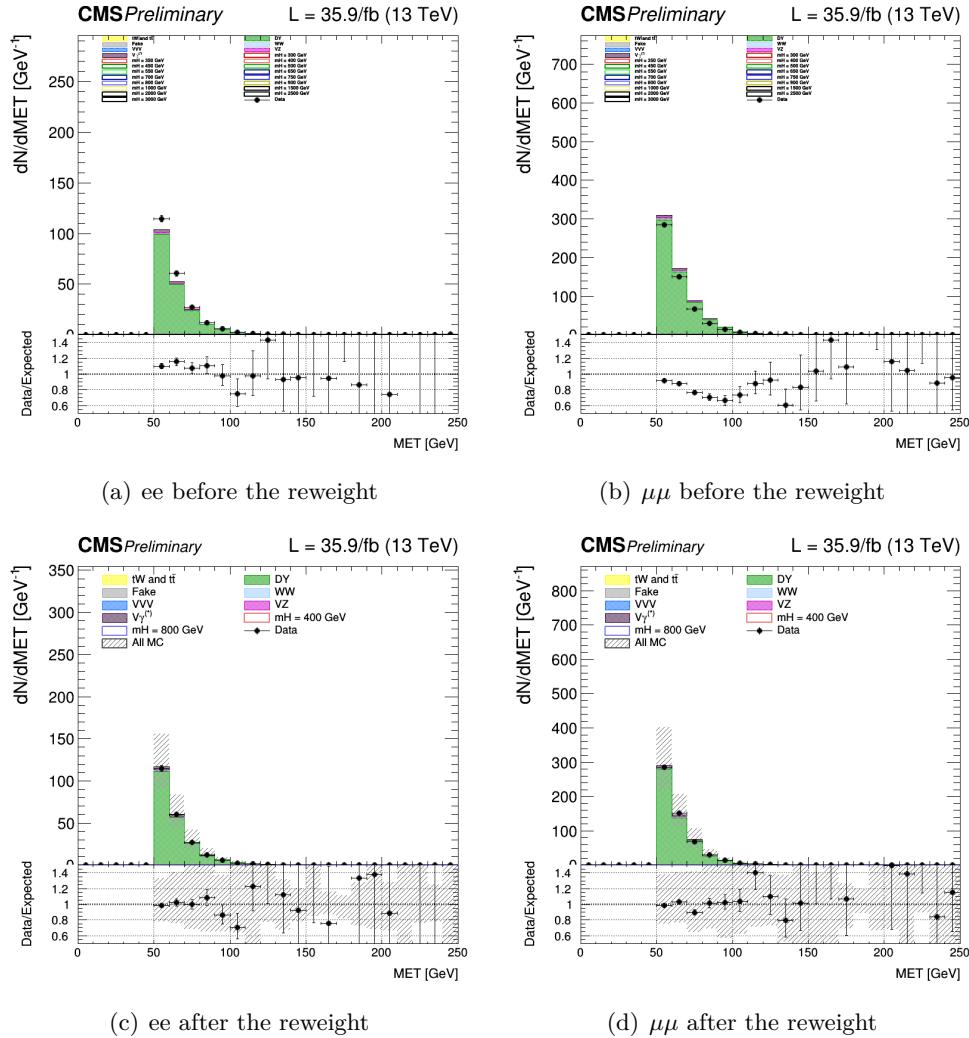


Figure 5.15. MET control plots for Drell-Yan fot ee categories in *a* and for $\mu\mu$ in *b* before the reweight. In *c* and *d* the same distribution after the correction.

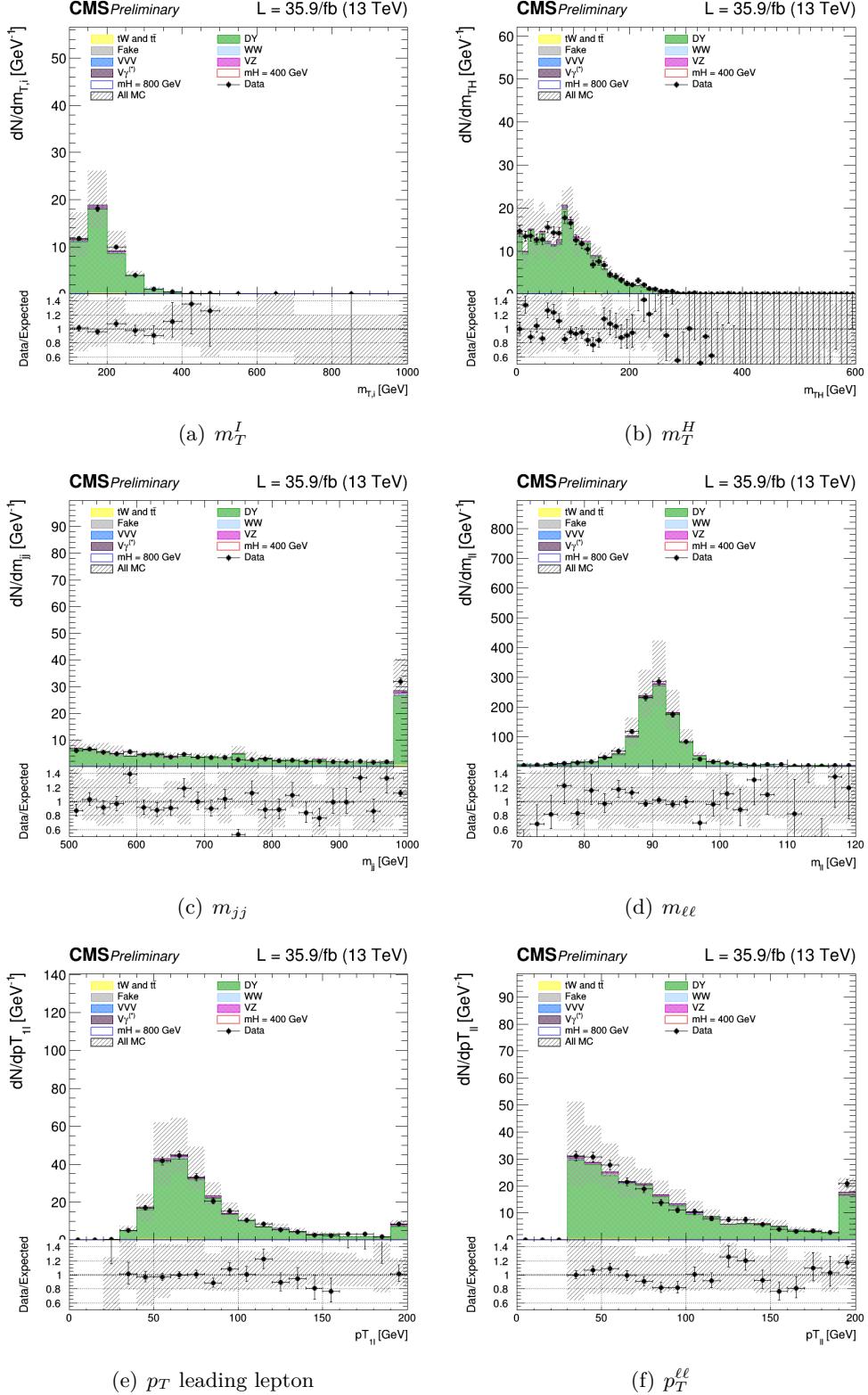


Figure 5.16. Control plots for several variables in a Drell-Yan enriched phase space for ee.

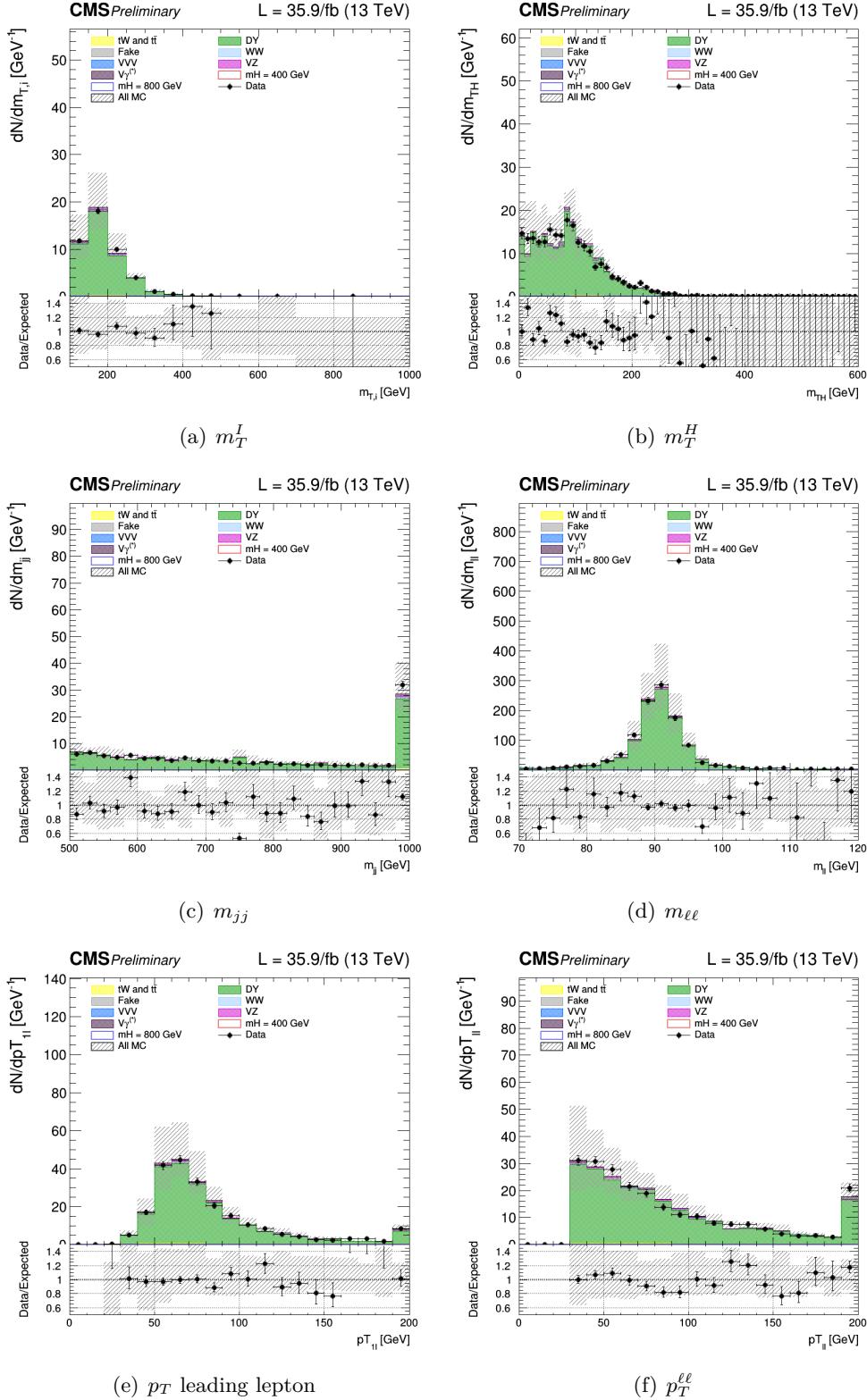


Figure 5.17. Control plots for several variables in a Drell-Yan enriched phase space for ee.

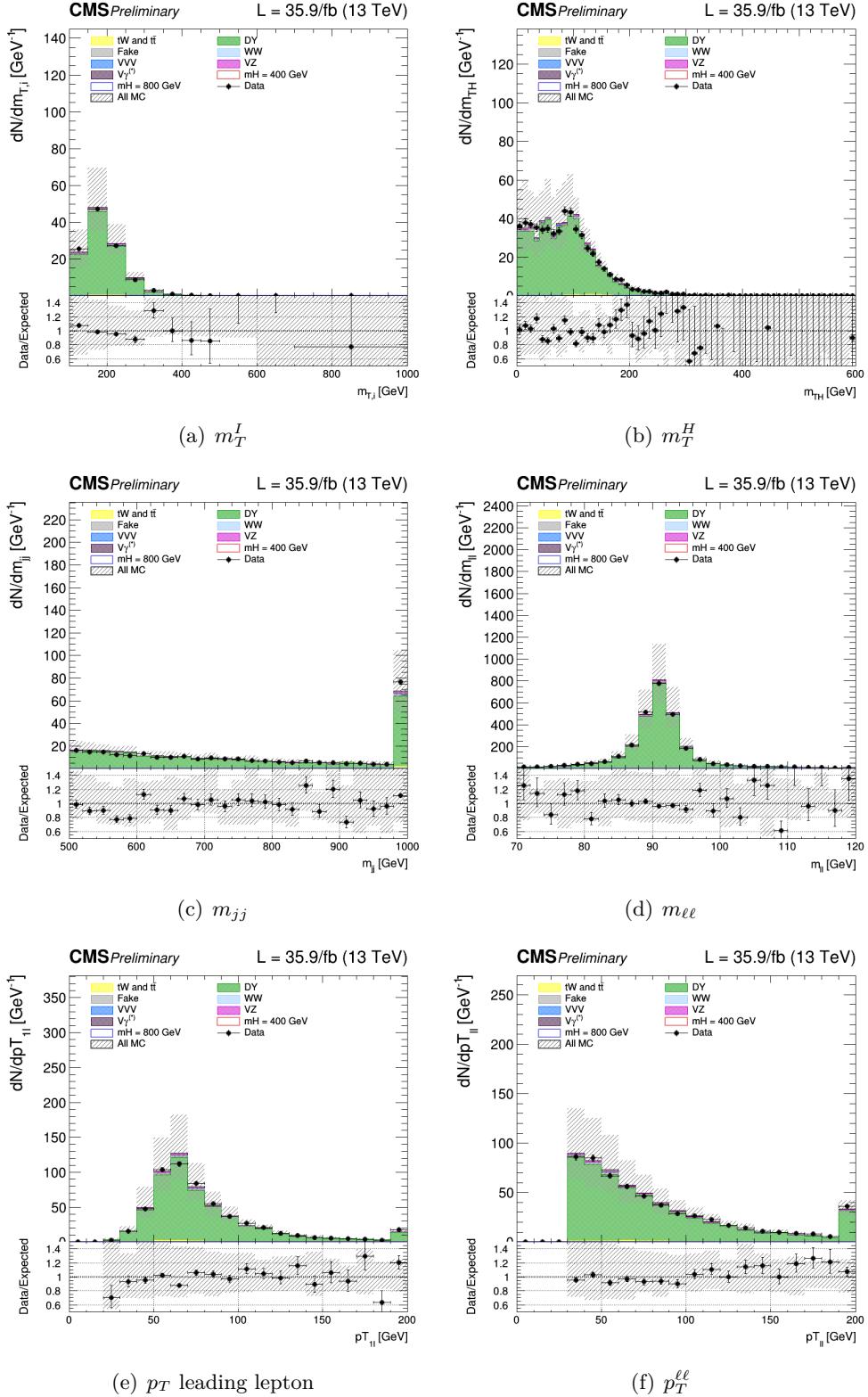


Figure 5.18. Control plots for several variables in a Drell-Yan enriched phase space for $\mu\mu$.

Top control region

A top-enriched control region is defined to normalize the top backgrounds, separately for electrons and muons. The “WW SF selection” is required with the inversion of the b-tagging requirement, i.e. the two jets are both requested to be b-tagged according to cMVAv2 loose WP.:

The control plots for several variables in a top enriched phase space for events are shown in the Figs. 5.19 for the dielectron case and 5.20 for the dimuon case. Good agreement is observed between data and MC.

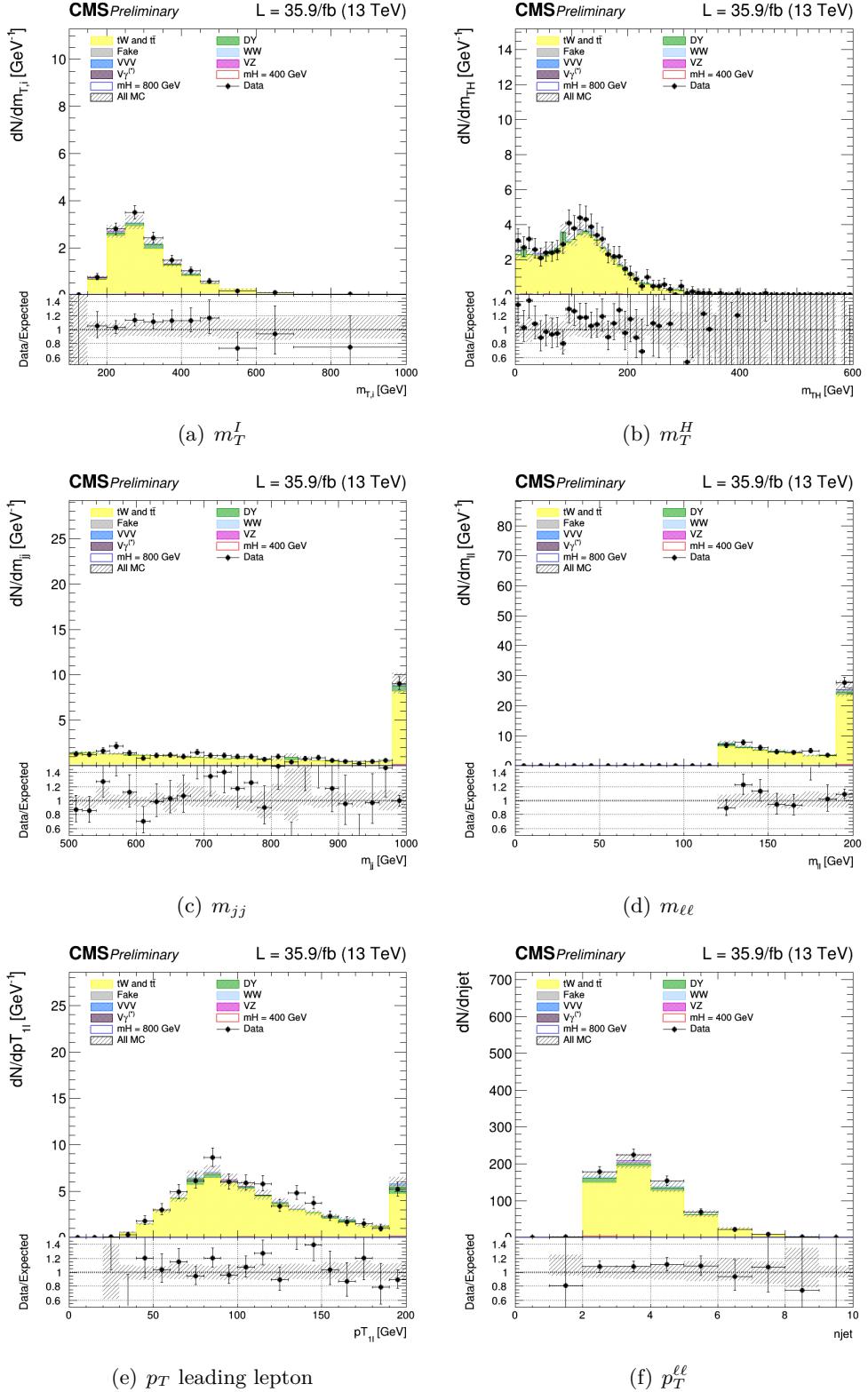


Figure 5.19. Control plots for several variables in a Top enriched phase space for ee.

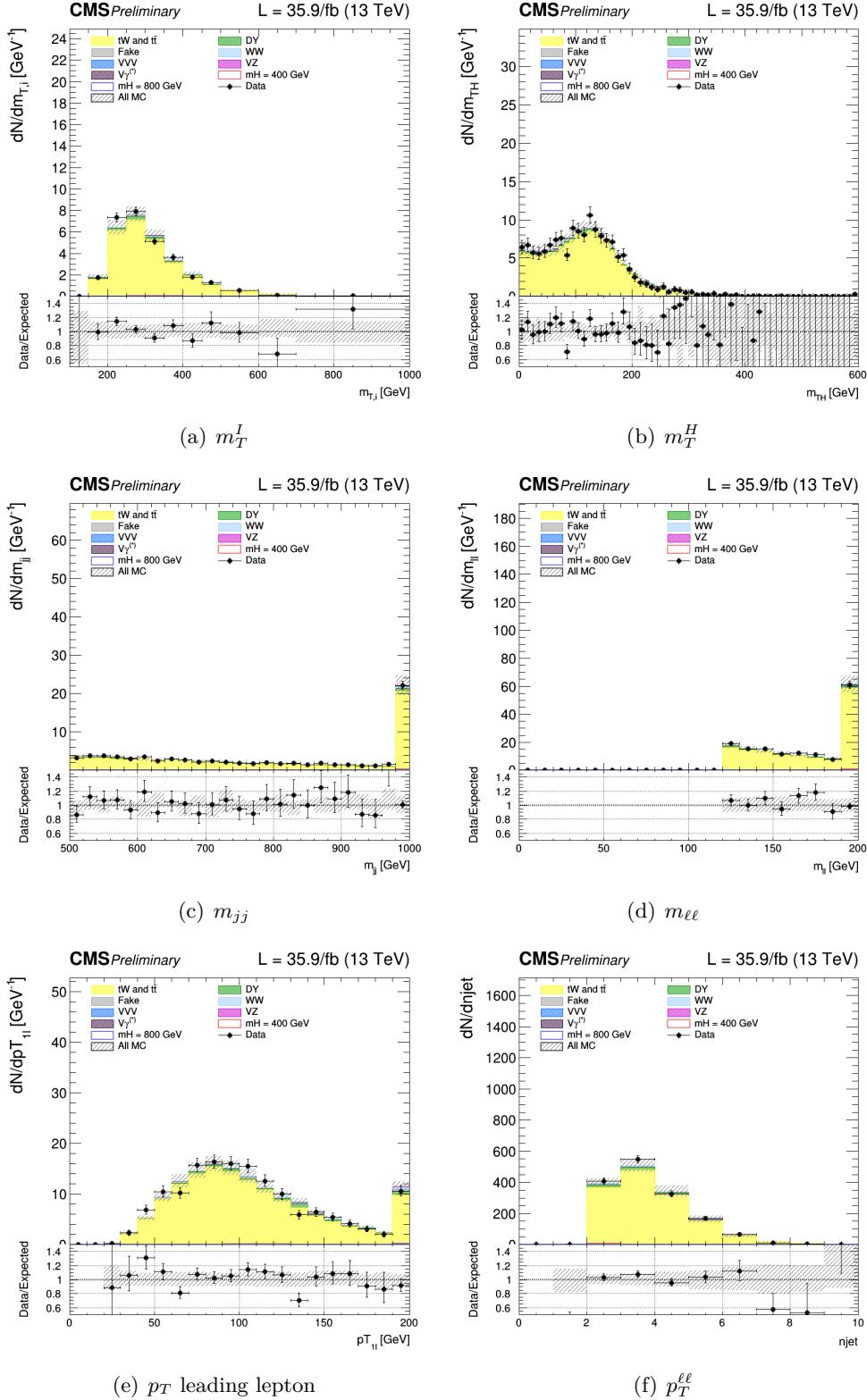


Figure 5.20. Control plots for several variables in a Top enriched phase space for $\mu\mu$.

5.6 2HDM and MSSM interpretations

In this section the interpretation of this analysis in a Two-Higgs-doublet model (2HDM) and in some scenarios of the Minimal Supersymmetric extension to the Standard Model (MSSM) is described.

5.6.1 Introduction to 2HDM and MSSM

The 2HDM is a well motivated extension of the SM. It contains two Higgs doublets, from which a total of five Higgs bosons are predicted: Two CP-even bosons h and H , a CP-odd boson A and two charged bosons H^\pm . In most theories, h exhibits the features of the SM Higgs boson, while H is a CP-even Higgs boson at a higher mass. In this study, limits are calculated on the production cross section of the Higgs boson H multiplied with the branching fraction of the decay into two W bosons.

The 2HDM comprises many free parameters. Two of these are of particluar interest:

- $\tan \beta$: The ratio $\frac{v_u}{v_d}$ of the vacuum expectation values of the two Higgs doublets.
- α : The mixing angle of the two scalar Higgs bosons h and H .

The quantity $\cos(\beta - \alpha)$ is also of interest, as the coupling of the heavy scalar Higgs boson H to two vector bosons is proportional to this factor. In the decoupling limit, which occurs at $\cos(\beta - \alpha) = 0$, all couplings become SM-like.

A 2HDM of type-2 is considered in this analysis. Here up-type quarks couple to one doublet, while down-type quarks and leptons couple to the other doublet. The MSSM is a type-2 2HDM. On tree level only two parameters are left free. By convention, these parameters are chosen to be $\tan \beta$ and m_A , the mass of the pseudoscalar Higgs boson. The exclusion limits can be set in a two-dimensional plane as a function of these two parameters. Due to higher order diagrams additional free parameters occur. Benchmark scenarios are then used in order to constrain these parameters. Here two MSSM scenarios are used: The m_h^{mod+} scenario and the hMSSM scenario [?].

The analysis follows the same steps as described in sections 5.4 and 5.5.

5.6.2 Statistical inference

The necessary model predictions for these scenarios are provided by the LHC Higgs Cross Section Working Group [?]. For both MSSM scenarios the ggF cross sections have been computed with SusHi (v.1.4.1)[?]. These cross sections include NLO supersymmetric QCD corrections and NNLO QCD corrections for the top quark contribution in the effective theory of a heavy top quark, as well as electroweak effects by light quarks. The masses of the Higgs bosons, their mixing, the branching fractions and the effective Yukawa couplings in the m_h^{mod+} scenario are all calculated with FeynHiggs (v.2.10.2)[?, ?, ?, ?, ?]. For the hMSSM scenario the branching fractions are obtained from HDECAY (v.6.40)[?, ?]. The results for general 2HDM are obtained using the ggF cross sections computed with SusHi (v.1.5.0) and the branching fractions from 2HDMC (v.1.7.0)[?]. The VBF cross sections are calculated using an approximation. The BSM Higgs production cross sections for VBF, which

are provided for different masses by the LHC Higgs Cross Section Working Group [?], are taken and multiplied by $\cos^2(\beta - \alpha)$, resulting in VBF cross sections for a heavy CP-even Higgs boson.

The exclusion limits obtained for the MSSM scenarios are displayed in the m_A - $\tan\beta$ plane. A fine grid is chosen in this plane, and for each point of this grid a maximum likelihood fit is performed after the m_A and/or $\tan\beta$ dependent values of the model, such as cross sections and masses of the Higgs bosons are calculated. These fits are done using the asymptotic method. Performing a maximum likelihood fit in this manner is equivalent to a hypothesis test, where the signal hypothesis is tested against the SM-and-background hypothesis. The signal hypothesis for a combination of m_A and $\tan\beta$ is excluded at 95 % confidence level. In the two-dimensional plane this limit is determined from interpolation between the points of the grid. The limits in the more general 2HDM are obtained in the same way, although a different parameter is chosen in place of m_A .

5.7 Systematic uncertainties

Systematic uncertainties are introduced as nuisance parameters in the fit and can affect the normalization and the shape of the different contributions.

Statistical uncertainties from MC simulated events are taken into account. Systematic uncertainties are represented by individual nuisance parameters with log-normal or shape-based distributions. The uncertainties affect the overall normalization of the signal and backgrounds as well as the shape of the predictions across the distribution of the observables. Correlations between systematic uncertainties in different categories and final states are taken into account. Systematic uncertainties play an especially important role in this analysis where no strong mass peak is expected due to the presence of undetected neutrinos in the final state. Below we describe in detail sources and quantities of systematics in this analysis and their effects on the signal and background processes. A list of the most important background uncertainties is given below.

Background normalization uncertainties

One of the most important sources of systematic uncertainty is the normalization of the backgrounds that are estimated on data control samples whenever is possible. The signal extraction is performed subtracting the estimated backgrounds to the event counts in data. The amount of uncertainty depends on the considered background:

- jet-induced background: normalization and kinematic shapes are derived from a data control region and both normalization and shape systematic uncertainties are considered. A conservative 30% uncertainty on the fake rate is assumed correlated across the different analysis regions. The contribution to the uncertainty in the signal region due to the limited electron statistics in the background enriched control regions is about 10%, while the contribution due to the limited muon statistics 3%.
- WW background: The normalization of the WW background is performed independently in each jet multiplicity via the rateParam feature of combine. A WW electroweak (VBS) sample is used in addition to the standard WW sample in the phase spaces with at least two jets, where its contribution becomes non negligible. The uncertainty in the cross section for this process is evaluated using the variations of the renormalization and factorization QCD scales, as well as the PDF variations, and amounts to 11%.
- $t\bar{t}$ and tW backgrounds: Top events are estimated with b-tagging in data control regions. The two top background enriched control regions are defined as additional categories in the fit while the kinematic shapes are taken from the simulation corrected for the b-tagging discriminant scale factors. The top normalization is correlated between the top control region and the Higgs signal categories separately in the different jet multiplicities, and these normalizations are left unconstrained using the rateParam feature of combine.
- Drell-Yan background: The Drell-Yan background enters the different flavor analysis via the leptonic decays of the τ leptons from $Z\gamma^* \rightarrow \tau\tau$. In the

different flavor analyses the normalization of these background is controlled via the rateParam feature of combine and with a dedicated control region in each jet bin category.

- $W\gamma^*$ background: The kinematic shape of this background is predicted by simulation, normalized to its data-driven estimate, and constrained within the respective uncertainty, which is 25%.
- WZ : The kinematic shapes of this backgrounds are predicted by simulation and normalized to their theoretical predictions in the different and same flavour analysis.
- $Z\gamma^*$: The kinematic shapes of this backgrounds are predicted by simulation and normalized to their theoretical predictions in the different and same flavor analysis.
- ZZ: The kinematic shapes of this backgrounds are predicted by simulation and normalized to their theoretical predictions in the different and same flavor analysis.

Experimental uncertainties

Effects from experimental uncertainties are studied by applying a scaling and/or smearing of certain variables of the physics objects, followed by a subsequent recalculation of all the correlated variables. This is done for MC simulation, to account for possible systematic mismeasurements of the data. All experimental sources except luminosity are treated both as normalization and shape uncertainties. For background with a data-driven normalization estimation, the shape uncertainty is considered only. The following experimental systematic sources have been taken into account.

- Luminosity: The uncertainty determined by the CMS luminosity monitoring is 2.3% for 13 TeV data.
- Lepton trigger systematics: Lepton trigger systematics are of the order of less than 1%. These uncertainties are computed by varying the tag selection as well as the Z window in the tag and probe method used to compute the corresponding scale factors.
- Lepton reconstruction and identification efficiency: The lepton reconstruction and identification efficiencies are measured with the tag and probe method in data. To correct for the difference in the lepton identification efficiencies between data and MC, data/MC scale factors dependent on p_T and η are applied to the MC. The resulting uncertainty in the signal region is 1% for electrons and 2% for muon.
- Muon momentum and electron energy scale: Uncertainties on both the scale and resolution individually amount to 0.6-1% for electrons and 0.2% for muons.

- MET miss modelling: The MET miss measurement is affected by the possible mismeasurement of individual particles addressed above, as well as the additional contributions from the pile-up interactions. The effect of the missing transverse momentum resolution on the event selection is studied by propagating each component of the MET uncertainty to the absolute value and direction of MET.
- Jet energy scale (JES) uncertainties: We estimate this uncertainty applying the official jet uncertainties on the JES and compute the variation of the selection efficiency. JES uncertainty affects the rates in the signal region at the level of 10%.
- b-jet misidentification modelling: The uncertainties on the selection of non-b jets is taken into account by looking at the b-jet misidentification efficiency. The uncertainties on these scale factors need to be taken into account, and are of the order of a few percent.

Theoretical uncertainties

- PDF and higher-order corrections (renormalization and factorization scale): PDF uncertainties and the missing knowledge on higher-order corrections, evaluated by means of scale variation, directly affect the cross section, as well as the acceptance of a simulated process. The uncertainties that arise from using different PDF sets were obtained by reweighting events with different PDF sets.
- Underlying event and parton shower modelling: The underlying event (UE) and parton shower (PS) modelling uncertainties are estimated by comparing samples interfaced with different parton showers (Pythia vs Herwig) and UE tunes
- Single top tW and tt ratio: The ratio between the single top and top pair cross section is varied by the uncertainty on the ratio between their cross sections, calculated considering scale variations,
- A QCD and PDF scales for the signal samples at different masses. The uncertainties are taken from the Yellow Report 3 and the same values are used both for the large width hypothesis and for different values of C' . The effect of QCD and PDF scale uncertainties on the analysis selection has also been taken into account.
- The categorization of events based on jet multiplicity introduces additional uncertainties related to higher order corrections. These uncertainties are associated to the ggH production mode and are evaluated independently following the recipe described in [?] and are 5.6% for the 0-jet and 13% for the 1-jet and 20% for the 2-jet and VBF categories.

The top background shape is estimated from simulation and corrected using a data driven b-tagging scale factor. The normalization is measured in a top quark

enriched control region obtained inverting the b-veto requirement of the signal region. Three control regions are defined, one for each jet bin category. A nuisance parameter is added to take into account the effect of the parton shower uncertainty on the top background.

The DY background shape is also estimated from simulation and analogously to the Top background, the DY normalization is measured with a data driven technique in three control regions enriched in DY events.

A dedicated nuisances for MET reweighting in DY control region is introduced in SF analysis. It is evaluated separately for ee and $\mu\mu$ categories. The uncertainty is quoted as maximum and minimum best-fit lines of the linear fit.

Chapter 6

Results and Interpretation

EWS results

The final binned fit is performed using the m_T^I histogram for all signals and the number of events for the backgrounds. For the oppiste-flavour and same-flavour analysis, for every categories and for every mass point from 200 GeV up to 3 TeV the significance and the 95% CL upper exclusion limit are calculated. The expected final limit from the combination of the OF and SF analysis are shown in fig. ???. This limit represent a considerable improvement respect to the high mass search done with 2015 data and the expected limits is compatible with the ATLAS results for a similar analysis (CERN-EP-2017-214; arXiv:1710.01123).

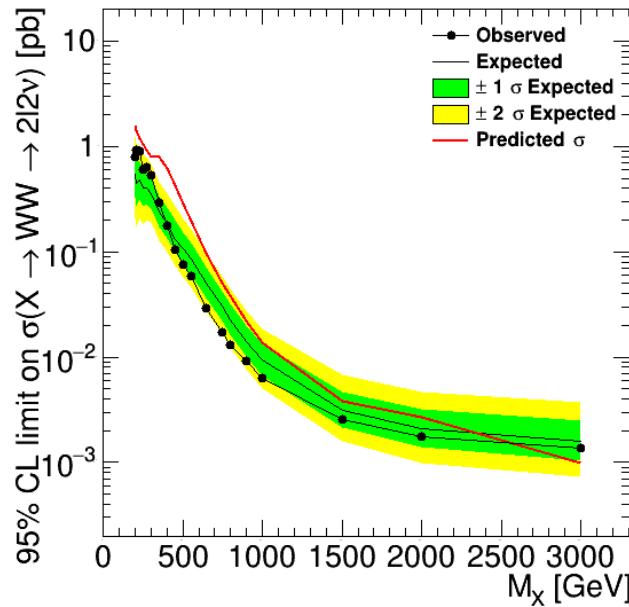


Figure 6.1. 95% CL exclusion limits, on the production ggH and VBF cross section times branching fraction as a function of the mass for the **combination** of the two analysis OF and SF, in the full mass range. The red line represent the predicted cross-section for EW high mass bosons.

2HDM results

In Fig. 6.2 the exclusion limits are shown for the m_h^{mod+} scenario on the left and the hMSSM scenario on the right. The dashed line marks the limit, while the green area shows the side of the limit that is excluded. The bands surrounding the limit indicate the $\pm 1, 2\sigma$ contours. For both scenarios the region at low values of m_A and $\tan \beta$ is excluded. These results complement well with the exclusion limit given by the MSSM $H \rightarrow \tau\tau$ analysis, where the sensitivity is lower for low m_A and $\tan \beta$.

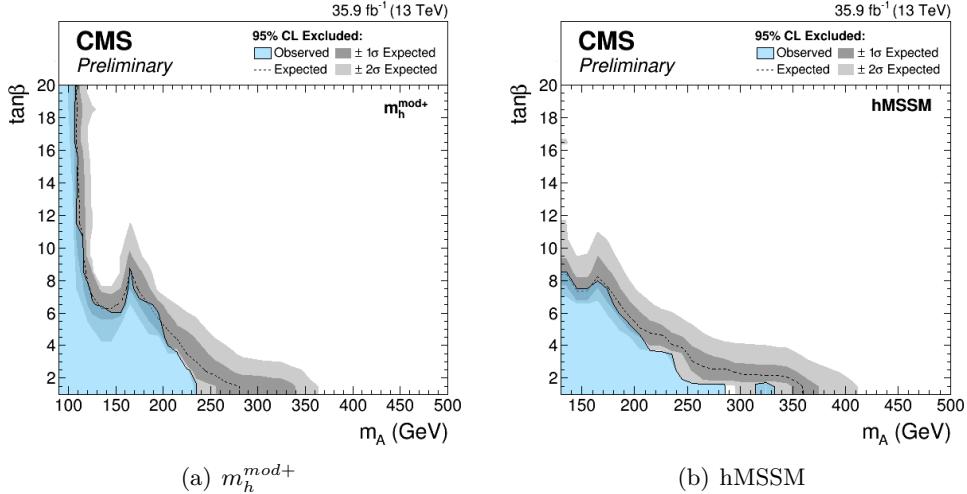


Figure 6.2. 95% CL exclusion limits on the MSSM m_h^{mod+} scenario (left) and the hMSSM scenario (right).

In Fig. 6.3 and 6.4 the exclusion limits are shown for a 2HDM. The limits in 6.3 for both a type-1 and type-2 2HDM is displayed in a $\cos(\beta - \alpha)$ - $\tan \beta$ plane, in which the neutral heavy Higgs boson masses are $m_H = m_A = 200, 300, 500$ GeV and the convention $\sin(\beta - \alpha) > 0$ is used. The plots in Fig. 6.4 show the limit in the m_H - $\tan \beta$ plane. Here it is again assumed that $m_H = m_A$ and $\sin(\beta - \alpha) > 0$, but here the relationship between β and α is $\cos(\beta - \alpha) = 0.1$. The exclusion limits seen here are larger compared to those produced in the similar analysis by ATLAS. A possible reason may be the choice of the discriminating variable m_T^I or the different categorization.

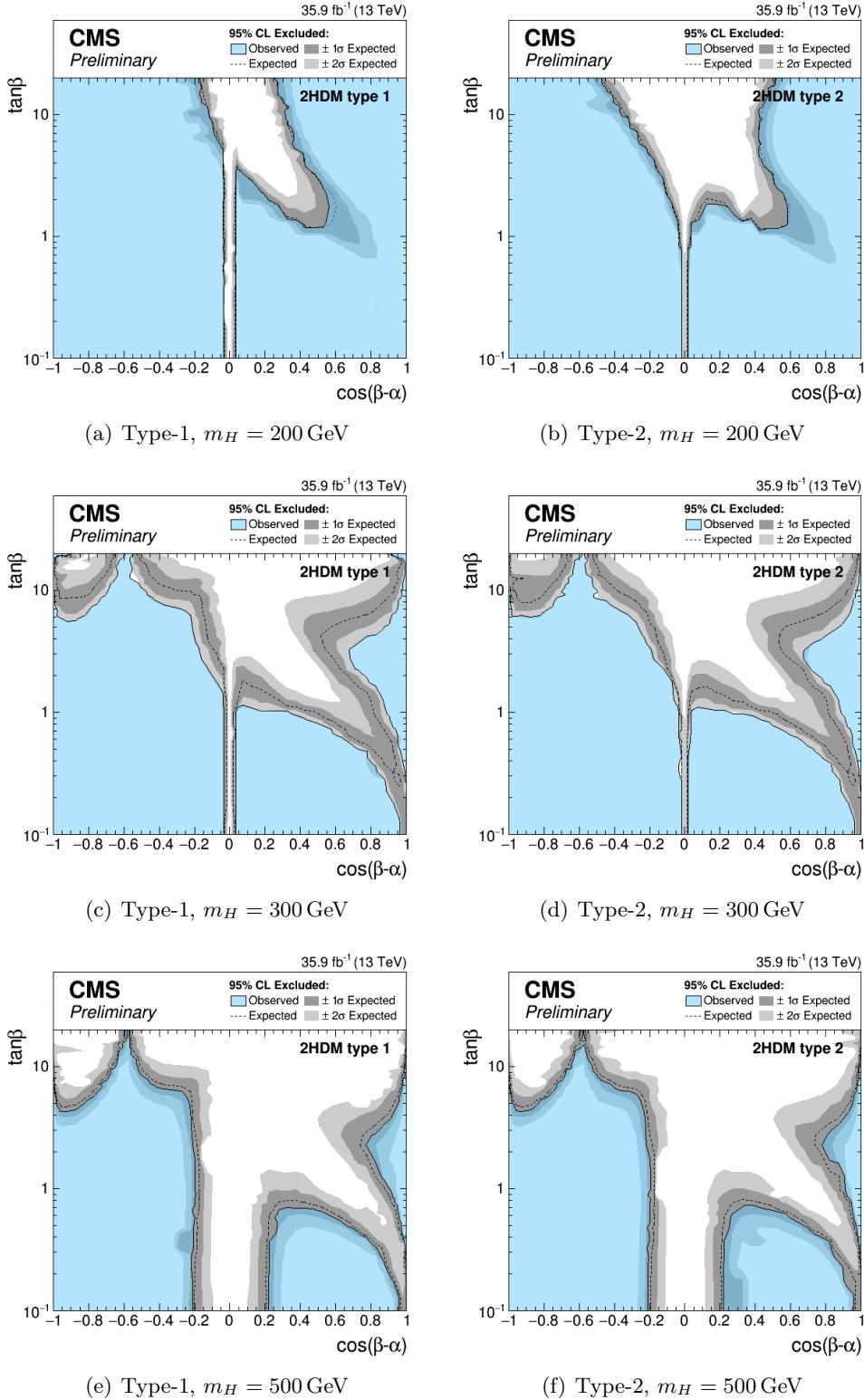


Figure 6.3. 95% CL exclusion limits on a 2HDM with $\cos(\beta - \alpha)$ on the x-axis. Limits are shown for a type-1 and type-2 2HDM for different masses $m_H = 200, 300, 500$ GeV.

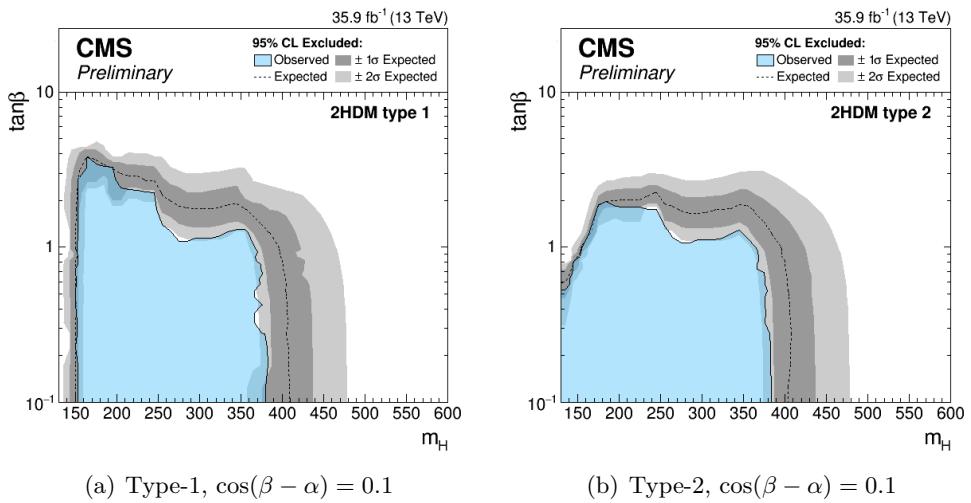


Figure 6.4. 95% CL exclusion limits on a 2HDM with m_H on the x-axis. Limits are shown for a type-1 and type-2 2HDM for $\cos(\beta - \alpha) = 0.1$.

Appendix A

Special commands

Bibliography

- [1] Search for high mass Higgs to WW with fully leptonic decays using 2015 data.
Technical Report CMS-PAS-HIG-16-023, CERN, Geneva, 2016.
- [2] HWW team. Common analysis object definitions and trigger efficiencies for the
 $H \rightarrow WW$ analysis with 2016 full data.
- [3] SM Higgs production cross sections at $\sqrt{s} = 13\text{-}14$ TeV. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CERNYellowReportPageAt1314TeV>.