



**ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ
ΣΧΟΛΗ ΘΕΤΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ**



**Μελέτες για την ανακάλυψη νέων θεμελιωδών
αλληλεπιδράσεων με γεγονότα πολλαπλών πιδάκων
σωματίων στο πείραμα CMS του LHC**

Ευάγγελος Παράδας
Φυσικός

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

ΙΩΑΝΝΙΝΑ 2016

ΤΡΙΜΕΛΗΣ ΣΥΜΒΟΥΛΕΥΤΙΚΗ ΕΠΙΤΡΟΠΗ

- *Παναγιώτης Κόκκας*, Αναπληρωτής Καθηγητής του τμήματος Φυσικής, του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων
- *Κωνσταντίνος Φουντάς*, Καθηγητής του τμήματος Φυσικής, του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων
- *Γεώργιος Τσιπολίτης*, Καθηγητής της Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου

ΕΠΤΑΜΕΛΗΣ ΣΥΜΒΟΥΛΕΥΤΙΚΗ ΕΠΙΤΡΟΠΗ

- *Παναγιώτης Κόκκας*, Αναπληρωτής Καθηγητής του τμήματος Φυσικής, του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων
- *Κωνσταντίνος Φουντάς*, Καθηγητής του τμήματος Φυσικής, του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων
- *Γεώργιος Τσιπολίτης*, Καθηγητής της Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου
- *Ιωάννης Ευαγγέλου*, Αναπληρωτής Καθηγητής του τμήματος Φυσικής, του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων
- *Ιωάννης Παπαδόπουλος*, Επίκουρος Καθηγητής του τμήματος Φυσικής, του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων
- *Κωνσταντίνος Κουσουρής*, Επίκουρος Καθηγητής της Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου
- *Ιωάννης Στρόλογγας*, Επίκουρος Καθηγητής του τμήματος Φυσικής, του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων

Ευχαριστίες

Κατά την εκπόνηση της παρούσας εργασίας, ενεπλάκησαν πολλοί άνθρωποι (καθένας με τον χαρακτηριστικό του, ρόλο) και χωρίς την παρουσία τους, δε θα είχε έρθει εις πέρας τίποτε από τα παρακάτω. Το ελάχιστο που μπορώ, είναι να τους ευχαριστήσω έναν – έναν, ονομαστικά:

Αρχικώς, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επιβλέποντά μου, κ. Παναγιώτη Κόκκα, Αναπληρωτή Καθηγητή του εργαστηρίου Φυσικής Υψηλών Ενεργειών του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων, ο οποίος στάθηκε δίπλα μου όχι μόνο σαν καθηγητής αλλά και σαν δάσκαλος. Πάντοτε με διάθεση να απαντήσει τις απορίες και να λάβει μέρος στους προβληματισμούς, ώστε να με βοηθήσει όσο το δυνατόν καλύτερα.

Τον κ. Κωνσταντίνο Φουντά, Καθηγητή του εργαστηρίου Φυσικής Υψηλών Ενεργειών του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων, χάρη στον οποίο χρηματοδοτήθηκε η παρακάτω έρευνα (καθ' όλη τη διάρκειά της) καθώς επίσης και για την εμπιστοσύνη που έδειξε στο πρόσωπό μου, δίνοντάς μου την ευκαιρία να εργαστώ σε ένα από τα έργα που επέβλεπε στο CERN.

Την τριμελή συμβουλευτική επιτροπή, που απαρτίζεται από τους Παναγιώτη Κόκκα, Κωνσταντίνο Φουντά και Γεώργιο Τσιπολίτη (καθηγητή της Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών & Φυσικών Επιστημών, του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου) για τις διορθώσεις, τα σχόλια και τις παρατηρήσεις που μου παρείχαν.

Τον κ. Ιωάννη Παπαδόπουλο, Επίκουρο Καθηγητή του εργαστηρίου Φυσικής Υψηλών Ενεργειών του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων, για την βοήθειά του σε όλα τα ζητήματα πληροφορικής που προέκυπταν κατά καιρούς. Επίσης, θα ήθελα να τον ευχαριστήσω για τις γνώσεις περί του λειτουργικού συστήματος Linux που μου έδωσε.

Τον κ. Νικόλαο Μάνθο, Αναπληρωτή Καθηγητή του εργαστηρίου Φυσικής Υψηλών Ενεργειών του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων, για την προσπάθεια εύρεσης χρηματοδότησης κατά την έναρξη της παρακάτω έρευνας.

Τον κ. Ιωάννη Ευαγγέλου, Αναπληρωτή Καθηγητή του εργαστηρίου Φυσικής Υψηλών Ενεργειών του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων, για την συνεργασία που είχαμε κατά την εκπόνηση της παρακάτω εργασίας.

Τον Δρ. Κωνσταντίνο Κουσουρή, του CERN, ο οποίος ήταν η βασική πηγή έμπνευσης της παρούσας έρευνας και παρέμεινε δεκτικός σε απορίες καθ' όλη τη διάρκεια αλλά και μετέπειτα.

Τον πολύ καλό μου φίλο Δρ. Dan Duggan, χάρη στη βοήθεια του οποίου αναπτύχθηκε ο σκανδαλιστής υψηλού επιπέδου για πολλαπλούς πίδακες.

Τον κ. Σταθη Μπλέτσα, τεχνικό του εργαστηρίου Φυσικής Υψηλών Ενεργειών του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων, για την βοήθεια του σε όλα τα προκύπτοντα τεχνικά ζητήματα.

Τον Δρ. Χρήστο Σούτζιο, Θεωρητικό Φυσικό, για την βοήθειά του κατά τους θεωρητικούς υπολογισμούς της συγκεκριμένης έρευνας. Οι συγκεκριμένοι υπολογισμοί θα ήταν σχεδόν αδύνατοι χωρίς τις μαθηματικές γνώσεις του.

Τον κ. Γιάννη Φλουρή, συνάδελφο και φίλο που μοιραστήκαμε το ίδιο γραφείο και συνάμα, τα άγχη και τις αγωνίες και είχε πάντοτε τη διάθεση, πάρα την κούραση όλης της μέρας, να ακούσει τους προβληματισμούς μου.

Την Ηλιάνα Σίμα, για όλη την υπομονή την συμπαράσταση και την στήριξη που μου έδειξε καθ' όλη τη διάρκεια της έρευνας.

Κατά την παραμονή μου στην Ελβετία θα ήθελα να ευχαριστήσω τον φίλο μου Δρ. Χρήστο Λαζαρίδη για τη βοήθεια, ιδιαίτερα στο ξεκίνημά μου στο *central software*. Τους Δρ. Alessandro Thea του RAL και Δρ. Tom Williams για τις συμβουλές και τη βοήθειά τους σε πολλά ζητήματα που αφορούν τον σκανδαλισμό πρώτου επιπέδου καθώς και το *SWATCH framework*.

Την Δανάη Ανδριοπούλου για όλη την ψυχολογική στήριξη, τις συμβουλές και την συμπαράσταση καθ' όλες τις στιγμές που η κούραση έβγαине τον τελευταίο χρόνο, έχοντας έναν όμορφο λόγο να ηρεμήσει τα πράγματα.

Μεταβαίνοντας λιγάκι στο μακρινό παρελθόν, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Δρ. Αθανάσιο Πέρδο, Φυσικό – Πληροφορικό της β'θμιας εκπαίδευσης, ο οποίος εν έτει 2002 μου προσέδωσε το μικρόβιο της ενασχόλησης με την πληροφορική και δη με τον προγραμματισμό. Εν έτει 2006 με παρότρυνε να ακολουθήσω την επιστήμη της Φυσικής και τον ευχαριστώ γι' αυτό.

Κλείνοντας το κεφάλαιο των ευχαριστιών, θα ήθελα να αναφερθώ στους γονείς μου, την Μαρία και τον Κώστα, οι οποίοι παραμένουν στο πλευρό μου όλα τα χρόνια προσπαθώντας να μου παρέχουν αδιαλείπτως τα πάντα, παρ' όλες τις δυσκολίες, δείχνοντας πίστη κι εμπιστοσύνη σε οτιδήποτε κάνω. Σας ευχαριστώ για όλα όσα έχετε κάνει και ακόμη κάνετε, καθώς τίποτε από όλα αυτά δε θα είχε πραγματοποιηθεί αν δεν υπήρχατε εσείς οι δύο στη ζωή μου.

Σας ευχαριστώ!

Ἐν ἀρχῇ ἐποίησεν ὁ Θεὸς τὸν οὐρανὸν καὶ τὴν γῆν· πολλὰ ἀπεσιώπησεν, ὕδωρ, ἀέρα, πῦρ, τὰ ἐκ τούτων ἀπογεννώμενα πάθη· ἃ πάντα μὲν ὡς συμπληρωτικὰ τοῦ κόσμου συνυπέστη τῷ παντὶ δηλονότι· παρέλιπε δὲ ἡ ἱστορία, τὸν ἡμέτερον νοῦν γυμνάζουσα πρὸς ἐντρέχειαν, ἐξ ὀλίγων ἀφορμῶν παρεχομένη ἐπιλογίζεσθαι τὰ λειπόμενα.

*Μέγας Βασίλειος,
Εξαήμερος, Ομιλία Β´*

Περίληψη

Παρουσιάζεται μια μελέτη σχετικά με την αναζήτηση δύο ανυσματικών μποζονίων, τα οποία καλούνται *Coloron* και *Axigluon* και η ύπαρξη των οποίων αποτελεί απόδειξη νέων ισχυρών αλληλεπιδράσεων πέραν του καθιερωμένου προτύπου. Σύμφωνα με την θεωρία, η δημιουργία τους απαιτείται σε συντονισμούς και η διάσπασή τους οδηγεί στην εμφάνιση δύο έμμαζων ενδιάμεσων βαθμωτών σωματίων (*hyper – pion* και σ , αντίστοιχα), με τα τελευταία να διασπώνται σε δύο γκλουόνια, καταλήγοντας σε τελικές καταστάσεις, οκτώ πιδάκων σωματίων. Το εύρος μάζας των ανυσματικών μποζονίων, κυμάνθηκε μεταξύ $0.6\text{TeV} - 2.0\text{TeV}$ για το *Coloron* και $0.6\text{TeV} - 1.5\text{TeV}$ για το *Axigluon*, σε βήματα των 100GeV . Η μάζα των ενδιάμεσων εμμάζων βαθμωτών σωματίων, τέθηκε ίση με το $1/4$ και το $1/3$ της μάζας του ανυσματικού μποζονίου. Το πλάτος μάζας των ανυσματικών μποζονίων τέθηκε ίσο με 10% και 20%, καταλήγοντας σε τέσσερα σενάρια. Η μελέτη βασίστηκε σε γεγονότα που προήλθαν από συγκρούσεις πρωτονίου – πρωτονίου, που συλλέχθηκαν από τον ανιχνευτή CMS, του LHC. Τα συλλεχθέντα δεδομένα, αντιστοιχούν σε συνολική καταγεγραμμένη φωτεινότητα ίση με 19.6fb^{-1} ενέργειας $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$ στο κέντρο μάζας. Το κυρίαρχο υπόβαθρο αφορά γεγονότα της QCD και η εκτίμησή του έγινε με χρήση προσομοιωμένων γεγονότων (MadGraph + Pythia) αλλά και με απευθείας εξαγωγή από τα πειραματικά δεδομένα (*data – driven*). Έγινε χρήση δύο μεθόδων (Ανάλυσης Πολλαπλών Μεταβλητών και Αποκοπής και Μέτρησης), χωρίς να παρατηρηθεί κάποια ιδιαίτερη διαφοροποίηση μεταξύ των κατανομών υποβάθρου και πειραματικών δεδομένων. Στη συνέχεια, ο υπολογισμός των άνω ορίων πραγματοποιήθηκε για όλα τα σημεία μάζας και τα αποτελέσματα εξαρτώνται από την μέθοδο και το σενάριο. Όσον αφορά το *Coloron*, η χαμηλότερη αποκλειόμενη μάζα είναι 0.6TeV ενώ η ανώτερη κυμαίνεται, ανάλογα με το σενάριο μεταξύ $0.7 - 1.0\text{TeV}$ (μέθοδος Αποκοπής και Μέτρησης) και $1.0 - 1.25\text{TeV}$ (μέθοδος Ανάλυσης Πολλαπλών Μεταβλητών). Όσον αφορά το *Axigluon*, η χαμηλότερη αποκλειόμενη μάζα είναι 0.6TeV ενώ η ανώτερη κυμαίνεται, ανάλογα με το σενάριο μεταξύ $1.0 - 1.15\text{TeV}$ (μέθοδος Αποκοπής και Μέτρησης) και $1.0 - 1.25\text{TeV}$ (μέθοδος Ανάλυσης Πολλαπλών Μεταβλητών). Τα άνω όρια έχουν υπολογιστεί στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης και έχουν δημοσιευτεί στο *arXiv* (1608.01224v1). Σε συνδυασμό με τα παραπάνω, υλοποιήθηκε ένας σκανδαλιστής υψηλού επιπέδου, που καλείται HLT_PFH750_4JetPt50 με σημαντικό χαρακτηριστικό το χαμηλότερο όριο ως προς το βαθμωτό άθροισμα των εγκάρσιων ορμών ενός γεγονότος, H_T και επιτυγχάνει μεγαλύτερη αποδεκτικότητα (σε σύγκριση με τους προκατόχους του). Λειτουργεί καθ' όλη τη διάρκεια του Run II ($\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ στο κέντρο μάζας) συλλέγοντας δεδομένα για διάφορες αναλύσεις.

Abstract

A study for the search of two hypothetical vector bosons, called *Coloron* and *Axigluon*, is presented, and their possible existence is a signature of new fundamental strong interactions beyond the standard model. According to the theory, their production refers to a resonance and their decay leads to the production of two massive intermediate particles (*hyper* – *pion* and *sigma*, accordingly), while the latter are forced to decay further to two gluons, resulting in a final state of eight jets. The mass range of the vector bosons is set between 0.6TeV – 2.0TeV for the *Coloron* and 0.6TeV – 1.5TeV for the *Axigluon*, in steps of 100GeV. The mass of the intermediate massive scalar particles, is set to be equal to ¼ and 1/3 of the vector boson’s mass. The mass width of the vector boson is set to be equal to 10% and 20% resulting to four scenarios. This study is based on events from proton – proton collisions, collected by the CMS detector, at the LHC. The collected data correspond to a total recorded luminosity of $19.6fb^{-1}$ with energy $\sqrt{s} = 8TeV$ in the center of the mass. The main background for the above process is QCD events. The estimation of the background is done (a) using simulated Monte Carlo events from MadGraph + Pythia6 generator and (b) using data – driven techniques. Two different methods used in this analysis (MultiVariate Analysis method and Cut & Count method), without observing any significant difference between the data and the background. Thus, we calculated the upper limits for every mass point with the results depending on the method and scenario. For the *Coloron*, the lowest excluded mass is 0.6TeV while the highest is between 0.7 – 1.0TeV (Cut & Count method) and 1.0 – 1.25TeV (Multi Variate Analysis method), depending on the scenario. For the *Axigluon*, the lowest excluded mass is 0.6TeV while the highest is between 1.0 – 1.15TeV (Cut & Count method) and 1.0 – 1.25TeV (Multi Variate Analysis method), depending on the scenario. All the upper limits refer to 95% confidence level and have been published to the *arXiv* (1608.01224v1) . In addition to the above, a High Level Trigger is built, dedicated to multijet events, called HLT_PFHT750_4JetPt50. Its special characteristic is the lower threshold of the scalar sum of all the transverse momenta, H_T , but also the high acceptance (in comparison to the previous multijet triggers). The new trigger is working during the new LHC RUNII at 13 TeV center of the mass energy collecting data for various analyses.

Περιεχόμενα

1:Εισαγωγή.....	1
2:Φυσική Στοιχειωδών Σωματιδίων.....	4
2.1:Σύντομη Ιστορική Αναδρομή.....	4
2.2:Το Καθιερωμένο Πρότυπο (Standard Model).....	5
2.2.1:Μαθηματική Προσέγγιση Καθιερωμένου Προτύπου.....	6
2.2.1.1:Κβαντική Θεωρία Πεδίου (QFT).....	7
2.2.1.2:Κβαντική ΗλεκτροΔυναμική (QED).....	7
2.2.1.3:Κβαντική ΧρωμοΔυναμική (QCD).....	8
2.2.1.4:Ο όρος μάζας και η αυθόρμητη ρήξη συμμετρίας.....	9
2.2.1.5:Ηλεκτρασθενής Αλληλεπίδραση (Electroweak Interaction).....	13
2.3:Πέρα από το Καθιερωμένο Πρότυπο.....	16
2.3.1:Συνοπτική Μαθηματική Περιγραφή.....	17
2.3.2:Πειραματική Ανίχνευση των <i>Colorons</i>	20
3:Ο Επιταχυντής LHC.....	26
4:Το πείραμα CMS.....	29
4.1:Ο ανιχνευτής του CMS.....	29
4.1.1:Ο Υπεραγώγιμος Μαγνήτης (<i>Superconducting Magnet</i>).....	30
4.1.2:Ανιχνευτής Τροχιών (<i>Inner Tracking System – Tracker</i>).....	31
4.1.2.1:Ανιχνευτές Ψηφίδων (<i>Pixel Detectors</i>).....	32
4.1.2.2:Ανιχνευτές Μικρολωρίδων Πυριτίου (<i>Silicon Strip Detectors</i>).....	33
4.1.3:Τα Καλορίμετρα.....	34
4.1.3.1:Το ΗλεκτροΜαγνητικό Καλορίμετρο (<i>ECAL</i>).....	35
Ο ανιχνευτής καταιονισμών – <i>PreShower (PS)</i>	37
4.1.3.2:Το Αδρονικό Καλορίμετρο (<i>HCAL</i>).....	38
4.1.4:Ο Ανιχνευτής Μιονίων.....	41
4.1.4.1:Οι Θάλαμοι Ολίσθησης - Drift Tubes (DTs).....	41
4.1.4.2:Οι Καθοδικοί Μικρολωριδιακοί Θάλαμοι – Cathode Strip Chambers (CSCs).....	42
4.1.4.3:Θάλαμοι Αντίστασης Παράλληλων Πλακών – Resistive Plate Chambers (RPCs).....	43
5:Σύστημα Απόκτησης Δεδομένων (DAQ) & Σκανδαλισμού (Trigger System) – Ανάπτυξη	
Σκανδαλιστή Υψηλού Επιπέδου για συλλογή γεγονότων με (τουλάχιστον) 4 πίδακες.....	46
5.1:Απόκτηση Δεδομένων (DAQ).....	46
5.2:Σκανδαλιστής Πρώτου Επιπέδου (<i>L1 Trigger</i>).....	46
5.3:Σκανδαλιστής Καλοριμέτρου (<i>Calorimeter Trigger</i>).....	47
5.4:Σκανδαλιστής Μιονίων (<i>Muon Trigger</i>).....	48
5.5:Γενικός Σκανδαλιστής (<i>Global Trigger</i>).....	48
5.6:Σκανδαλιστής Υψηλού Επιπέδου (<i>High Level Trigger</i>).....	49
5.7:Υλοποίηση Σκανδαλιστή για συλλογή δεδομένων με (τουλάχιστον) τέσσερις πίδακες.....	49
5.7.1:Διαδικασία Κατασκευής.....	50
5.7.2:Καμπύλες Αποδοτικότητας (<i>Efficiency Curves</i>).....	52
5.7.3:Μελέτες Ρυθμού (<i>Rate Studies</i>).....	56
5.7.4:Τελική Μορφή.....	57
5.8:Αναβάθμιση του Σκανδαλιστή Μιονίων.....	60
5.8.1:Τρέχουσα Κατάσταση Σκανδαλιστή Μιονίων.....	61
5.8.2:Αναβαθμισμένος Σκανδαλιστής Μιονίων.....	62
5.8.3:Υλοποίηση του Online λογισμικού για το BMTF.....	64
6:Ανάλυση Δεδομένων – $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$	67
6.1:Μέθοδος Ανάλυσης Πολλών Μεταβλητών (<i>MVA method</i>).....	68
6.1.1:Μέθοδος Εύρεσης Ελάχιστης Διαφοράς Μαζών (<i>Minimum Mass Spread method</i>).....	70
6.1.2:Μέθοδος Κινηματικής Προσαρμογής (<i>Kinematic Fit method</i>).....	71

6.1.3:Μέθοδος Απλής Εισαγωγής Μεταβλητών.....	76
6.2:Μέθοδος Αποκοπής & Μέτρησης (<i>Cut & Count method</i>).....	76
6.3:Προσομοίωση Γεγονότων.....	77
6.3.1:Παραγωγή Σήματος.....	80
6.4:Προσομοίωση Υποβάθρου της QCD.....	86
6.5:Μελέτες Σκανδαλιστών – Συλλογή Δεδομένων.....	87
6.6:Ανίχνευση και Ανακατασκευή πιδάκων: Οι αλγόριθμοι <i>ParticleFlow</i> και <i>anti – k_T</i>	89
6.6.1:Η Τεχνική Ροής Σωματιδίου για την Ανακατασκευή Σωματιδίων (<i>Particle Flow Reconstruction</i>).....	89
6.6.2:Ο αλγόριθμος <i>anti – k_T</i>	90
6.6.3:Διορθώσεις της Ενέργειας των Πιδάκων (<i>Jet Energy Correction</i>).....	92
6.6.4:Ολική διαδικασία ως προς την ανακατασκευή των πιδάκων (<i>Jets</i>).....	95
6.7:Data / MC.....	96
6.7.1:Ιδιότητες Πιδάκων.....	96
6.7.2:Σύνθεση Πιδάκων.....	98
6.8:Μέθοδοι Ανάλυσης.....	105
6.8.1:Μέθοδος Ανάλυσης Πολλών Μεταβλητών (<i>MVA method</i>).....	105
6.8.1.1:Μέθοδος Εύρεσης Ελάχιστης Διαφοράς Μαζών (<i>Minimum Mass Spread method</i>).....	107
6.8.1.2:Μέθοδος Κινηματικής Προσαρμογής (<i>Kinematic Fit method</i>).....	109
6.8.1.3:Απλή εισαγωγή μεταβλητών.....	112
6.8.1.4:Εκπαίδευση Νευρωνικού Δικτύου.....	118
6.8.1.5:Συστηματικές Αβεβαιότητες (<i>Systematic Uncertainties</i>).....	132
Κλίμακα της Ενέργειας των Πιδάκων.....	132
Υπόβαθρο QCD MonteCarlo.....	133
Στατιστική του προγράμματος εξομοίωσης (<i>Monte Carlo</i>).....	136
Εξάρτηση από Επιπρόσθετα Γεγονότα (<i>Pile-Up Dependence</i>).....	136
Διακριτική Ικανότητα Ενέργειας Πίδακα (<i>Jet-Energy Resolution</i>).....	137
Πλήρης και Ταχεία Προσομοίωση (<i>Full and Fast Simulation</i>).....	140
Ακτινοβολία Αρχικού και Τελικού Σταδίου (<i>Initial and Final State Radiation</i>).....	142
Συναρτήσεις Κατανομής Παρτονίων.....	144
6.8.2:Μέθοδος Αποκοπής & Μέτρησης.....	146
6.8.2.1:Παραμετροποίηση Υποβάθρου μέσω Πειραματικών Δεδομένων.....	153
6.8.2.2:Αβεβαιότητες Υποβάθρου.....	155
6.8.2.3:Λοιπές Συστηματικές Αβεβαιότητες.....	157
6.9:Στρατηγική Αναζήτησης.....	158
6.9.1:χρήση των αποτελεσμάτων της μεθόδου πολλών μεταβλητών.....	158
6.9.2:χρήση των αποτελεσμάτων της μεθόδου αποκοπής και μέτρησης.....	168
7:Σύνοψη και Συμπεράσματα.....	171
8:Βιβλιογραφία.....	175
9:Παραρτήματα.....	180
9.1:Παράρτημα Α: Πίνακας απόδοσης ενεργών διατομών για το Coloron και το Axi gluon.....	180
9.2:Παράρτημα Β: Μέθοδος Κινηματικής Προσαρμογής (<i>Kinematic Fit method</i>).....	182
9.3:Παράρτημα Γ: Μέθοδος Αποκοπής και Μέτρησης (<i>Cut & Count method</i>).....	206
9.4:Παράρτημα Δ: Data / MC.....	209
9.5:Παράρτημα Ε: Πίνακες συνοπτικής απόδοσης των άνω ορίων ως προς το κάθε σημείο μάζας σήματος.....	215
9.6:Παράρτημα Ζ: Περαιτέρω Μελέτες κατά την Υλοποίηση Σκανδαλιστή με (τουλάχιστον) Τέσσερις Πίδακες.....	219

Σύνοψη των εικόνων

2.2: Η συνάρτηση δυναμικού (28).....	12
2.3: Διάγραμμα Feynmann, για την παραγωγή του ζεύγους Colorons, καθένα από τα οποία διασπάται σε δύο hyper-pions. Στη συνέχεια, το κάθε hyper-pion διασπάται σε δύο γλουόνια.....	22
2.3: Αναπαράσταση της ενεργού διατομής για την παραγωγή ενός ζεύγους Colorons, για διάφορες τιμές του παράγοντα χ , στον LHC.....	22
2.3: Αναπαράσταση της ενεργού διατομής παραγωγής ζεύγους hyper-pions στον LHC, συναρτήσει της μάζας του hyper-pion. Η πράσινη γραμμή αναπαριστά την παραγωγή μέσω ενός συντονισμού Coloron, η κόκκινη γραμμή αναπαριστά την παραγωγή μέσω μιας αρχικής κατάστασης ζεύγους γλουονίων και οι μπλέ και μωβ γραμμές, αποδίδουν την αύξηση της ενεργού διατομής για μη μηδενικές τιμές του ξ (για αρχική κατάσταση ζεύγους γλουονίων), στον LHC.....	23
2.3: Διάγραμμα Feynmann, για την παραγωγή ενός Coloron, το οποίο διασπάται σε δύο hyper-pions. Στη συνέχεια, το κάθε hyper-pion διασπάται σε δύο γλουόνια.....	23
2.3: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των hyper-pions και των Colorons, για το Coloron (hyper-pion) ίσο με $\langle \rangle$ (αριστερά) και $\langle \rangle$ (δεξιά) για.....	25
3: Σχηματική αναπαράσταση των επιταχυντών του CERN. Η δέσμη των πρωτονίων ή των βαρέων ιόντων, επιταχύνεται διαδοχικά μέχρις ότου φτάσει στην επιθυμητή ενέργεια.....	26
3: Κατανομή της μεταφερόμενης και της ολοκληρωμένης φωτεινότητας, συναρτήσει των μηνών, κατά το έτος 2011.....	28
3: Κατανομή της μεταφερόμενης και της ολοκληρωμένης φωτεινότητας, συναρτήσει των μηνών, κατά το έτος 2012.....	28
4: Το σύστημα συντεταγμένων του CMS.....	29
4.1: Τα επιμέρους τμήματα του ανιχνευτή του CMS.....	30
4.1: Το μαγνητικό σωληνοειδές.....	31
4.1: Μεταβολή της κατεύθυνσης του διανύσματος ταχύτητας, ενός σωματιδίου που κινείται εντός μαγνητικού πεδίου[61].....	32
4.1: Τομή των ανιχνευτών ψηφιδων από το κυρτό (αριστερά) και το εμπρόσθιο μέρος (δεξιά) του πειράματος.....	33
4.1: Ένα από τα επίπεδα των ανιχνευτών στο κυρτό μέρος (αριστερά) και οι ηλεκτρονικές διατάξεις (δεξιά).....	33
4.1: Σχηματική απεικόνιση των επιμέρους υποανιχνευτών που απαρτίζουν τον ανιχνευτή μικρολωρίδων πυριτίου.....	34
4.1: Σχηματική απεικόνιση της ροής εξαγωγής των δεδομένων.....	36
4.1: Avalanche PhotoDiode (APD).....	36
4.1: Τα σήματα που παράγονται, μεταφέρονται μέσω οπτικών ινών, στην έξοδο δεδομένων ανωτέρου επιπέδου.....	36
4.1: Η κάλυψη της ψευδό-ωκύτητας από το ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο, στο κυρτό μέρος του πειράματος και στις έδρες με τη συμβολή του ανιχνευτή καταιονισμών.....	37
4.1: Η δομή του ανιχνευτή PreShower.....	38
4.1: Τμήμα του αδρονικού καλοριμέτρου από την περιοχή του κυρτού μέρους (άνω αριστερά), από την περιοχή των εδρών (κάτω αριστερά) και από την περιοχή του εμπρόσθιου μέρους (δεξιά).....	39
4.1: Διαμήκης προβολή του ανιχνευτή του CMS, όπου φαίνεται το αδρονικό καλορίμετρο του κυρτού μέρους (HB), των εδρών (HE), της εξώτερης περιοχής(HO) και του εμπρόσθιου μέρους (HF).....	40
4.1: Τομή ενός θαλάμου ολίσθησης.....	41
4.1: Η διαδρομή του φορτισμένου σωματίου μέσα από έναν θάλαμο ολίσθησης.....	42
4.1: Δύο στρώματα ανιχνευτών DT με την παρεμβολή ενός στρώματος RPC.....	42
4.1: Οι Καθοδικοί Μικρολωριδιακοί Θάλαμοι.....	43

4.1: Ένα από τα επίπεδα των CSCs (αριστερά) και το εξωτερικό τμήμα των CSCs (δεξιά).....	43
4.1: Οι ανιχνευτές RPCs (ασημί τμήματα) σε έναν από τους δακτυλίους του κυρτού μέρους (αριστερά) και στην περιοχή των εδρών (δεξιά).....	44
4.1: Τα διάφορα στρώματα ενός RPC.....	45
4.1: Τομή του ανιχνευτή του CMS με τις διαδρομές και τα σημεία ανίχνευσης διαφόρων σωματιδίων.....	45
5.2: Σχηματική αναπαράσταση των επιμέρους σκανδαλιστών, του Σκανδαλιστή Πρώτου Επιπέδου (Level 1 Trigger).....	47
5.7: Καμπύλη αποδοτικότητας για τον HLT_PFNoPUHT650. Γίνεται 99% αποδοτικός, για $HT > 850\text{GeV}$	53
5.7: Καμπύλη αποδοτικότητας για τον HLT_PFNoPUHT550_4Jet_v1. Γίνεται 99% αποδοτικός, για $HT > 745\text{GeV}$	54
5.7: Καμπύλη αποδοτικότητας για τον HLT_QuadJet70. Γίνεται 99% αποδοτικός, για $pT[4] > 105\text{GeV}$	54
5.7: Καμπύλη αποδοτικότητας για τον HLT_EightJet_eta3p0. Γίνεται 99% αποδοτικός, για $pT[8] > 65\text{GeV}$	55
5.7: Σχετικός ρυθμός συναρτήσεως της τιμής αποκοπής του.....	57
5.7: Καμπύλη αποδοτικότητας του νέου L1_HTT ως προς το βαθμωτό άθροισμα των εγκάρσιων ορμών σε επίπεδο Calo (αριστερά) και σε επίπεδο PF (δεξιά).....	60
5.7: Καμπύλες αποδοτικότητας για τον HLT_PFHT750_4JetPt50, με χρήση του ορθογώνιου σετ δεδομένων SingleMuon (αριστερά) και χρήση του JetHt (δεξιά). Γίνεται 99% αποδοτικός, για $HT > 860\text{GeV}$	60
5.8: Σχηματική αναπαράσταση της τρέχουσας κατάστασης του Σκανδαλιστή Μιονίων.....	62
5.8: Σχηματική αναπαράσταση του αναβαθμισμένου Σκανδαλιστή Μιονίων.....	63
5.8: Το σύστημα BMTF. 6 κάρτες στο άνω μέρος συνδέονται σε μια AMC13 και ομοίως στο κάτω μέρος.....	64
5.8: Στιγμιότυπο από την Μηχανή Πεπερασμένων Καταστάσεων (FSM) του Online λογισμικού.....	66
6.1: Νευρωνικό δίκτυο τύπου Perceptron με ένα κρυφό επίπεδο.....	69
6.1: Εικόνα 2: Διάγραμμα Feynmann για τη διάσπαση δύο Colorons. Οι κυκλωμένες περιοχές αποδίδουν τους περιορισμούς υπό τους οποίους καλείται να συγκλίνει η συνάρτηση 97.....	72
6.1: Κατανομή αναλλοίωτων μαζών από την άθροιση του 1ου και του 2ου κυρίαρχου πίδακα. Με πράσινο αποδίδεται ο υπολογισμός της αναλλοίωτης μάζας, λαμβάνοντας υπόψιν την μάζα των αρχικών πιδάκων, ενώ στη μπλε κατανομή δεν έχει ληφθεί υπόψιν.....	73
6.3: Σχηματική αναπαράσταση προσομοίωσης γεγονότος. Στο μέσον λαμβάνει χώρα η Σκληρή Διεργασία(μαύρο), έπειτα οι ήπιες πολλαπλές αλληλεπιδράσεις(πράσινο) και ο καταιονισμός παρτονίων(καφέ) καταλήγοντας στην αδρονιοποίηση(κίτρινο).....	78
6.3: Αποδεκτικότητα σήματος(Coloron) συναρτήσεως της μάζας των ανυσματικών μποζονίων, όπου M = μάζα ανυσματικού μποζονίου, m = μάζα βαθμωτού σωματιδίου και w = πλάτος μάζας ανυσματικού μποζονίου.....	84
6.3: Αποδεκτικότητα σήματος(AxiGluon) συναρτήσεως της μάζας των ανυσματικών μποζονίων, όπου M = μάζα ανυσματικού μποζονίου, m = μάζα βαθμωτού σωματιδίου και w = πλάτος μάζας ανυσματικού μποζονίου.....	84
6.3: Αβεβαιότητα της αποδεκτικότητας του σήματος(Coloron) συναρτήσεως της μάζας των ανυσματικών μποζονίων, όπου M = μάζα ανυσματικού μποζονίου, m = μάζα βαθμωτού σωματιδίου και w = πλάτος μάζας ανυσματικού μποζονίου.....	85
6.3: Αβεβαιότητα της αποδεκτικότητας του σήματος(AxiGluon) συναρτήσεως της μάζας των ανυσματικών μποζονίων, όπου M = μάζα ανυσματικού μποζονίου, m = μάζα βαθμωτού σωματιδίου και w = πλάτος μάζας ανυσματικού μποζονίου.....	85
6.5: Αποδοτικότητα σκανδαλιστή συναρτήσεως του για γεγονότα τα οποία έχουν τουλάχιστον 8	

αρχικούς πίδακες με $PT > 30\text{GeV}$ και $ \eta < 2.5$. Η αποδοτικότητα γίνεται 100% για $HT > 1000\text{GeV}$	88
6.6: Ταθα φαίνονται ξεκάθαρα στο ECAL ενώ ο ανιχνευτής τροχιών και το HCAL κρατάει τα ίχνη μόνο για τα.....	90
6.6: Σχηματική αναπαράσταση πιδάκων που προέρχονται από δύο σωματίδια μεγάλης εγκάρσιας ορμής και πολλά σωματίδια χαμηλής εγκάρσιας ορμής.....	91
6.6: Ακολουθία των επιμέρους διορθώσεων σύμφωνα με τη σειρά που εφαρμόζονται, καταλήγοντας στον πλήρως διορθωμένο πίδακα.....	92
6.6: Η κατανομή της αβεβαιότητας της διόρθωσης της ενέργειας συναρτήσει της εγκάρσιας ορμής, μετά την εφαρμογή των διορθώσεων.....	95
6.7: Κατανομή της εγκάρσιας ορμής όλων των πιδάκων.....	96
6.7: Κατανομή της ψευδό-ωκύτητας όλων των πιδάκων.....	97
6.7: Κατανομή της αζιμουθιακής γωνίας όλων των πιδάκων.....	97
6.7: Κατανομή του ποσοστού των φορτισμένων αδρονίων από όλους τους πίδακες κάθε γεγονότος.....	99
6.7: Κατανομή του ποσοστού των ουδέτερων αδρονίων από όλους τους πίδακες κάθε γεγονότος	100
6.7: Κατανομή του ποσοστού των φωτονίων από όλους τους πίδακες κάθε γεγονότος.....	100
6.7: Κατανομή της μεταβλητής β από όλους τους πίδακες κάθε γεγονότος.....	101
6.7: Κατανομή της εγκάρσιας ορμής του 1ου κυρίαρχου πίδακα.....	102
6.7: Κατανομή της εγκάρσιας ορμής του 4ου κυρίαρχου πίδακα.....	103
6.7: Κατανομή της εγκάρσιας ορμής του 7ου κυρίαρχου πίδακα.....	103
6.7: Κατανομή της εγκάρσιας ορμής του 8ου κυρίαρχου πίδακα.....	104
6.7: Κατανομή του αθροίσματος της εγκάρσιας ορμής όλων των πιδάκων.....	105
6.7: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των 8 κυρίαρχων πιδάκων.....	105
6.8: Κατανομή του πλήθους των πιδάκων που ταυτίζονται με τα αρχικά παρτόνια.....	107
6.8: Κατανομή της πολλαπλότητας των πιδάκων, ανά γεγονός, για τρία σημεία μάζας του σεναρίου 1/3 - 10%.....	108
6.8: Κατανομή της μέσης τιμής της αναλλοίωτης μάζας των δυάδων(2-Jet) σε επίπεδο Parton, Gen και Reco.....	109
6.8: Κατανομή της μέσης τιμής της αναλλοίωτης μάζας των τετράδων(4-Jet) σε επίπεδο Parton, Gen και Reco.....	109
6.8: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των hyper - π σε γραμμική(πάνω) και λογαριθμική(κάτω) κλίμακα σε μονάδες GeV, για το σήμα $M=800\text{GeV}$ $m=200\text{GeV}$ $w=10\%$	116
6.8: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των Colorons σε γραμμική(πάνω) και λογαριθμική(κάτω) κλίμακα σε μονάδες GeV, για το σήμα $M=800\text{GeV}$ $m=200\text{GeV}$ $w=10\%$	116
6.8: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των hyper - π σε γραμμική(πάνω) και λογαριθμική(κάτω) κλίμακα σε μονάδες GeV, για το υπόβαθρο(QCD MC).....	117
6.8: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των Colorons σε γραμμική(πάνω) και λογαριθμική(κάτω) κλίμακα σε μονάδες GeV, για το υπόβαθρο(QCD MC).....	117
6.8: Συγκριτική απεικόνιση των καμπύλων απόρριψης υποβάθρου / αποδοτικότητας σήματος, για διάφορες μεταβλητές ως είσοδο στο νευρωνικό δίκτυο.....	120
6.8: Συγκριτική απεικόνιση των καμπύλων απόρριψης υποβάθρου / αποδοτικότητας σήματος, από τις διαφορετικές μεθόδους.....	120
6.8: Συγκριτική απεικόνιση των καμπύλων απόρριψης υποβάθρου / αποδοτικότητας σήματος, με τις εγκάρσιες ορμές να προέρχονται από τους οκτώ κυρίαρχους πίδακες, ενώ το HT και το M8J, να εξαρτώνται από τους οκτώ κυρίαρχους πίδακες (μπλε), από την επιλογή του KinFitter (μαύρο), από την συνολική διόρθωση του KinFitter (κόκκινο) και από την επιλογή της M.M.S. (πράσινο).....	121
6.8: κατανομή του PT1 (πάνω αριστερά), την κατανομή του PT4 (πάνω κεντρικά), την κατανομή του PT7 (πάνω δεξιά), την κατανομή του PT8 (κάτω αριστερά), την κατανομή του HT (κάτω	

κεντρικά) και την κατανομή του M8J(πάνω αριστερά), για το σήμα $M=900\text{GeV}$, $m=300\text{GeV}$, $w=10\%$ (μπλε καμπύλη) και για το υπόβαθρο (κόκκινη καμπύλη).....	122
6.8: Συσχετισμοί μεταξύ των μεταβλητών εισόδου για το σήμα $M=900\text{GeV}$ $m=300\text{GeV}$ $w=10\%$ (αριστερά) και για το υπόβαθρο (δεξιά).....	123
6.8: Η αρχιτεκτονική του νευρωνικού δικτύου, τύπου πολλαπλών επιπέδων Perceptron με ένα κρυφό επίπεδο.....	123
6.8: Κατανομή της σύγκλισης του νευρωνικού δικτύου σε αυθαίρετες μονάδες συναρτήσεων των εποχών, για το σήμα $M=900\text{GeV}$ $m=300\text{GeV}$ $w=10\%$	124
6.8: Κατανομή της εξόδου του νευρώνα ως προς το σήμα(μπλέ) και το υπόβαθρο(κόκκινο), για Coloron $M=700\text{GeV}$ $m=233\text{GeV}$ $w=10\%$	125
6.8: Κατανομή της εξόδου του νευρώνα ως προς το σήμα(μπλέ) και το υπόβαθρο(κόκκινο), για Coloron $M=900\text{GeV}$ $m=300\text{GeV}$ $w=10\%$	125
6.8: Κατανομή της εξόδου του νευρώνα ως προς το σήμα(μπλέ) και το υπόβαθρο(κόκκινο), για Coloron $M=1400\text{GeV}$ $m=467\text{GeV}$ $w=10\%$	126
6.8: Ιεράρχηση των μεταβλητών(Importance) για το σήμα $M=700\text{GeV}$ $m=233\text{GeV}$ $w=10\%$ (αριστερά) και για το σήμα $M=900\text{GeV}$ $m=300\text{GeV}$ $w=10\%$ (δεξιά).....	127
6.8: Ιεράρχηση των μεταβλητών (Importance) για το σήμα $M=1400\text{GeV}$ $m=467\text{GeV}$ $w=10\%$ (αριστερά) και για το σήμα $M=1700\text{GeV}$ $m=567\text{GeV}$ $w=10\%$ (δεξιά).....	128
6.8: Κατανομή της εγκάρσιας ορμής του πρώτου κυρίαρχου πίδακα (πάνω αριστερά), του τετάρτου κυρίαρχου πίδακα (πάνω δεξιά), του εβδόμου κυρίαρχου πίδακα (μέση αριστερά), του ογδόου κυρίαρχου πίδακα (μέση δεξιά), του αθροίσματος των εγκάρσιων ορμών (κάτω αριστερά) και της αναλλοίωτης μάζας των οκτώ πιδάκων (κάτω δεξιά), για το υπόβαθρο QCD MC, στην περιοχή σήματος ($MLP > 0.8$).....	129
6.8: Κατανομή της εγκάρσιας ορμής του πρώτου κυρίαρχου πίδακα (πάνω αριστερά), του τετάρτου κυρίαρχου πίδακα (πάνω δεξιά), του εβδόμου κυρίαρχου πίδακα (μέση αριστερά), του ογδόου κυρίαρχου πίδακα (μέση δεξιά), του αθροίσματος των εγκάρσιων ορμών (κάτω αριστερά) και της αναλλοίωτης μάζας των οκτώ πιδάκων (κάτω δεξιά), για τα πειραματικά δεδομένα, στην περιοχή σήματος ($MLP > 0.8$).....	130
6.8: Η απόκριση του νευρώνα για τα πειραματικά δεδομένα, το υπόβαθρο και το σήμα $M=800\text{GeV}$ $m=233\text{GeV}$ $w=10\%$	131
6.8: Συσχετισμοί μεταξύ των μεταβλητών εισόδου για το υπόβαθρο QCD MC (αριστερά) και τα πειραματικά δεδομένα (δεξιά), κατά την εκπαίδευση με σήμα $M=900\text{GeV}$ $m=300\text{GeV}$ $w=10\%$	131
6.8: Κατανομή της αβεβαιότητας της κλίμακα ενέργειας των πιδάκων συναρτήσεως της ψευδo-ωκύτητας.....	132
6.8: Κατανομή της απόκρισης του νευρώνα, με και χωρίς την επίδραση της αβεβαιότητας της κλίμακας της ενέργειας των πιδάκων (JES), για το υπόβαθρο QCD MC (αριστερά) και για το σήμα $M=900\text{GeV}$ $m=300\text{GeV}$ $w=10\%$ (δεξιά).....	133
6.8: Κατανομή της εγκάρσιας ορμής του πρώτου κυρίαρχου πίδακα (πάνω αριστερά), του τετάρτου κυρίαρχου πίδακα (πάνω δεξιά), του εβδόμου κυρίαρχου πίδακα (μέση αριστερά), του ογδόου κυρίαρχου πίδακα (μέση δεξιά), του αθροίσματος των εγκάρσιων ορμών (κάτω αριστερά) και της αναλλοίωτης μάζας των οκτώ πιδάκων (κάτω δεξιά), για τα πειραματικά δεδομένα και το υπόβαθρο παραγόμενο με MadGraph και με ALPGEN.....	134
6.8: Κατανομή της απόκρισης του νευρώνα για τα πειραματικά δεδομένα, το υπόβαθρο και το σήμα($M=900\text{GeV}$ $m=300\text{GeV}$ $w=10\%$) έχοντας εκπαιδευτεί ο νευρώνας με υπόβαθρο από τους γεννήτορες MadGraph και ALPGEN. Η απόκριση του νευρώνα για την QCD, υπολογίστηκε αντίστοιχα για MadGraph και ALPGEN.....	135
6.8: Κατανομή της απόκρισης του νευρώνα για διάφορες τιμές του ΛQCD και υπολογισμός της αβεβαιότητας του σχήματος της κατανομής.....	136
6.8: Κατανομή της απόκρισης του νευρώνα, με και χωρίς την επίδραση της αβεβαιότητας από την στατιστική του Monte Carlo, για το υπόβαθρο QCD MC (αριστερά) και για το σήμα $M=900\text{GeV}$	

m=300GeV w=10% (δεξιά).....	139
6.8: Κατανομή των ανακατασκευασμένων κορυφών, για τις τέσσερις περιόδους - 2012A, 2012B, 2012C και 2012D.....	139
6.8: Κατανομή της μέσης τιμής της απόκρισης του νευρώνα, συναρτήσει των ανακατασκευασμένων κορυφών.....	141
6.8: Κατανομή της απόκρισης του νευρώνα, χωριστά για την κάθε περίοδο εκτέλεσης του πειράματος.....	141
6.8: Κατανομή του ΔR των, κατά ζεύγη, οκτώ κυρίαρχων πιδάκων (αριστερά) και της μέσης τιμής του πλήθους των αλληλεπικαλυπτόμενων πιδάκων, συναρτήσει του αριθμού των πρωτευόντων κορυφών.....	142
6.8: Κατανομή της απόκρισης του νευρώνα, με την διακριτική ικανότητα ως προς την ενέργεια, μη διαφοροποιημένη, αυξημένη /μειωμένη κατά 10% (αριστερά) και του λόγου της απόκρισης του νευρώνα, με την διακριτική ικανότητα αυξημένη / μειωμένη κατά 10%, ως προς τη μη διαφοροποιημένη.....	142
6.8: Κατανομή του λόγου του φάσματος των εγκάρσιων ορμών, Πλήρους / Ταχείας προσομοίωσης.....	144
6.8: Συσχετισμοί μεταξύ των μεταβλητών για το σήμα από την ταχεία (αριστερά) και την πλήρη (δεξιά) προσομοίωση.....	144
6.8: Κατανομή της απόκρισης του νευρώνα, από την πλήρη προσομοίωση(κόκκινο), την ταχεία προσομοίωση(μπλε) και την ταχεία προσομοίωση λαμβάνοντας υπόψιν την JES(μωβ και πράσινο, αντίστοιχα).....	145
6.8: Κατανομή της απόκρισης του νευρώνα για διαφορετικές τιμές του kISR.....	145
6.8: Κατανομή των λόγων της απόκρισης του νευρώνα με kISR διαφορετικού του προεπιλεγμένου ως προς το προεπιλεγμένο (4.0).....	146
6.8: Κατανομή της απόκρισης του νευρώνα για διαφορετικές τιμές του kISR και οι λόγοι της απόκρισης του νευρώνα με kFSR διαφορετικού του προεπιλεγμένου ως προς το προεπιλεγμένο για εύρος τιμών μεταξύ 1 – 10.....	147
6.8: Η κατανομή της εξόδου του νευρώνα, περιλαμβανομένης της αβεβαιότητας, για τα PDF sets: CT10, MSTW2008 και NNPDF2.1.....	148
6.8: Κατανομή του αθροίσματος των εγκάρσιων ορμών για QCD MC, με πολλαπλότητα πιδάκων ίση με τέσσερις, επτά και οκτώ.....	149
6.8: Ο λόγος της κατανομής προερχόμενης από πολλαπλότητα πιδάκων ίση με τουλάχιστον οκτώ πίδακες, ως προς τις κατανομές προερχόμενες από πολλαπλότητες πιδάκων ίσες με τέσσερις και επτά.....	150
6.8: Η κατανομή της σφαιρικότητας για το υπόβαθρο και το σήμα, μάζας M=900GeV, m=300GeV, w=10%.....	151
6.8: Η σπουδαιότητα του σήματος συναρτήσει της σφαιρικότητας το σήμα, μάζας M=900GeV, m=300GeV, w=10%.....	154
6.8: Κατανομή του HT για QCD MC, με πολλαπλότητα πιδάκων ίση με τέσσερις, επτά και οκτώ, αποκόποντας γεγονότα με σφαιρικότητα μεγαλύτερη από 0.1.....	155
6.8: Ο λόγος της κατανομής προερχόμενης του HT από πολλαπλότητα πιδάκων ίση με τουλάχιστον οκτώ, ως προς τις κατανομές προερχόμενες από πολλαπλότητες ίσες με τέσσερις και επτά, αποκόποντας γεγονότα με σφαιρικότητα μεγαλύτερη από 0.1.....	156
6.8: Κατανομή του HT για QCD MC, με πολλαπλότητα πιδάκων ίση με τέσσερις, επτά και οκτώ, αποκόποντας γεγονότα με σφαιρικότητα μεγαλύτερη από 0.2.....	156
6.8: Ο λόγος της κατανομής του HT προερχόμενης από πολλαπλότητα πιδάκων ίση με τουλάχιστον οκτώ, ως προς τις κατανομές προερχόμενες από πολλαπλότητες ίσες με τέσσερις και επτά, αποκόποντας γεγονότα με σφαιρικότητα μεγαλύτερη από 0.2.....	156
6.8: Κατανομή του αθροίσματος της εγκάρσιας ορμής για το υπόβαθρο QCD MC από γεγονότα πολλαπλότητας πιδάκων ίση με τέσσερις, καθώς και για τρία διαφορετικά σημεία μάζας σήματος.	

.....	159
6.8: Κατάλληλες τιμές αποκοπής ως προς το HT συναρτήσει διαφόρων μαζών για το Coloron, προσαρμοσμένες μέσω πολυωνύμου δευτέρου βαθμού.....	159
6.8: Η κατανομή του αθροίσματος των εγκάρσιων ορμών, για γεγονότα προερχόμενα από τα πειραματικά δεδομένα, με πολλαπλότητα πιδάκων ίση με τέσσερις και σφαιρικότητα μεγαλύτερη από 0.1. Η κατανομή προσαρμόστηκε με πέντε συναρτήσεις.....	161
6.8: Η κατανομή του αθροίσματος των εγκάρσιων ορμών, για γεγονότα προερχόμενα από τα πειραματικά δεδομένα, με πολλαπλότητα πιδάκων ίση με επτά και σφαιρικότητα μεγαλύτερη από 0.1. Η κατανομή προσαρμόστηκε με πέντε συναρτήσεις.....	161
6.8: Η συστηματική αβεβαιότητα του σχήματος του υποβάθρου (μπλε γραμμή) συναρτήσει του HT.....	163
6.8: Η κατανομή του HT, για τα πειραματικά δεδομένα, το υπόβαθρο και τρία σημεία μάζας σήματος, με την συστηματική αβεβαιότητα του υποβάθρου να αποδίδεται στην γκρι περιοχή.....	163
6.8: Η κατανομή pull συναρτήσει του HT.....	164
6.8: ο λόγος της διαφοράς μεταξύ των πειραματικών δεδομένων και του υποβάθρου, ως προς το υπόβαθρο.....	164
6.9: Κατανομή της απόκρισης του νευρώνα για τα πειραματικά δεδομένα, το υπόβαθρο και το σήμα $M=900\text{GeV}$ $m=300\text{GeV}$ $w=10\%$	167
6.9: Κατανομή του λόγου της απόκρισης του νευρώνα για τα πειραματικά δεδομένα και υπόβαθρο συν το σήμα, ως προς το υπόβαθρο.....	167
6.9: Η προσαρμογή των δεδομένων ως προς υπόβαθρο συν το σήμα $M=500\text{GeV}$ $m=167\text{GeV}$ $w=10\%$ (αριστερά) και $M=900\text{GeV}$ $m=300\text{GeV}$ $w=10\%$ (δεξιά).....	168
6.9: Η pull κατανομή από την προσαρμογή των δεδομένων στο υπόβαθρο και το σήμα $M=900\text{GeV}$ $m=300\text{GeV}$ $w=10\%$	168
6.9: Η pull κατανομή από την προσαρμογή των δεδομένων στο υπόβαθρο και το σήμα $M=900\text{GeV}$ $m=300\text{GeV}$ $w=10\%$	169
6.9: Άνω όρια στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης για το γινόμενο της ενεργού διατομής επί την αποδεκτικότητα επί branching ratio, συναρτήσει της μάζας του Coloron(M) υποθέτοντας πλάτος ίσο με 10% (αριστερά) και 20% (δεξιά), ενώ η μάζα των (ψευδό)βαθμωτών σωματίων είναι ίση με $M/4$	171
6.9: Άνω όρια στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης για το γινόμενο της ενεργού διατομής επί την αποδεκτικότητα επί branching ratio, συναρτήσει της μάζας του Coloron(M) υποθέτοντας πλάτος ίσο με 10% (αριστερά) και 20% (δεξιά), ενώ η μάζα των (ψευδό)βαθμωτών σωματίων είναι ίση με $M/3$	171
6.9: Άνω όρια στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης για το γινόμενο της ενεργού διατομής επί την αποδεκτικότητα επί branching ratio, συναρτήσει της μάζας του AxiGluon(M) υποθέτοντας πλάτος ίσο με 10% (αριστερά) και 20% (δεξιά), ενώ η μάζα των (ψευδό)βαθμωτών σωματίων είναι ίση με $M/4$	172
6.9: Άνω όρια στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης για το γινόμενο της ενεργού διατομής επί την αποδεκτικότητα επί branching ratio, συναρτήσει της μάζας του AxiGluon(M) υποθέτοντας πλάτος ίσο με 10% (αριστερά) και 20% (δεξιά), ενώ η μάζα των (ψευδό)βαθμωτών σωματίων είναι ίση με $M/3$	172
6.9: Σύγκριση μεταξύ της asymptotic CLs και της LHC-type hybrid CLs μεθόδου ως προς τις παρατηρούμενες τιμές, για το Coloron.....	173
6.9: Σύγκριση μεταξύ της asymptotic CLs και της LHC-type hybrid CLs μεθόδου ως προς τις παρατηρούμενες τιμές, για το AxiGluon.....	173
6.9: Άνω όρια στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης για το γινόμενο της ενεργού διατομής επί την αποδεκτικότητα επί branching ratio, συναρτήσει της μάζας του Coloron(M) υποθέτοντας πλάτος ίσο με 10% (αριστερά) και 20% (δεξιά), ενώ η μάζα των (ψευδό)βαθμωτών σωματίων είναι ίση με $M/4$	175

6.9: Άνω όρια στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης για το γινόμενο της ενεργού διατομής επί την αποδεκτικότητα επί branching ratio, συναρτήσει της μάζας του $\text{Coloron}(M)$ υποθέτοντας πλάτος ίσο με 10% (αριστερά) και 20% (δεξιά), ενώ η μάζα των (ψευδό)βαθμωτών σωματίων είναι ίση με $M/3$	175
6.9: Άνω όρια στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης για το γινόμενο της ενεργού διατομής επί την αποδεκτικότητα επί branching ratio, συναρτήσει της μάζας του $\text{Coloron}(M)$ υποθέτοντας πλάτος ίσο με 10% (αριστερά) και 20% (δεξιά), ενώ η μάζα των (ψευδό)βαθμωτών σωματίων είναι ίση με $M/4$	177
6.9: Άνω όρια στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης για το γινόμενο της ενεργού διατομής επί την αποδεκτικότητα επί branching ratio, συναρτήσει της μάζας του $\text{Coloron}(M)$ υποθέτοντας πλάτος ίσο με 10% (αριστερά) και 20% (δεξιά), ενώ η μάζα των (ψευδό)βαθμωτών σωματίων είναι ίση με $M/3$	177
6.9: Άνω όρια στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης για το γινόμενο της ενεργού διατομής επί την αποδεκτικότητα επί branching ratio, συναρτήσει της μάζας του $\text{Coloron}(M)$ υποθέτοντας πλάτος ίσο με 10% (αριστερά) και 15% (δεξιά), ενώ η μάζα των (ψευδό)βαθμωτών σωματίων είναι ίση με $M/4$	178
6.9: Άνω όρια στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης για το γινόμενο της ενεργού διατομής επί την αποδεκτικότητα επί branching ratio, συναρτήσει της μάζας του $\text{Coloron}(M)$ υποθέτοντας πλάτος ίσο με 10% (αριστερά) και 15% (δεξιά), ενώ η μάζα των (ψευδό)βαθμωτών σωματίων είναι ίση με $M/3$	178
9.2: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των δυάδων(2-Jet). Η μαύρη και η κόκκινη καμπύλη αποδίδουν την τιμή της αναλλοίωτης μάζας πριν και μετά την τελική διόρθωση, αντίστοιχα, ενώ η πράσινη καμπύλη αποδίδει την τιμή της αναλλοίωτης μάζας όπως σύμφωνα με την M.M.S.. Ενώ η κορυφή των κατανομών τείνει να προσεγγίσει την πραγματική τιμή, οι κατανομές δεν έχουν στενέψει σημαντικά.....	192
9.2: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των τετράδων(4-Jet). Η μαύρη και η κόκκινη καμπύλη αποδίδουν την τιμή της αναλλοίωτης μάζας πριν και μετά την τελική διόρθωση, αντίστοιχα, ενώ η πράσινη καμπύλη αποδίδει την τιμή της αναλλοίωτης μάζας όπως σύμφωνα με την M.M.S.. Ενώ η κορυφή των κατανομών τείνει να προσεγγίσει την πραγματική τιμή, οι κατανομές δεν έχουν στενέψει σημαντικά.....	192
9.2: Ποσοστό αρχικής και τελικής εγκάρσιας ορμής συναρτήσει της διαφοράς μεταξύ αρχικής και τελικής εγκάρσιας ορμής. Οι περισσότερες διορθώσεις είναι γύρω από το 10%.....	193
9.2: Κατανομή της σφαιρικότητας πριν, συναρτήσει της σφαιρικότητας μετά την εφαρμογή των διορθώσεων. Τα περισσότερα γεγονότα παρέμειναν στο αρχικό τους σχήμα.....	194
9.2: Κατανομή του χ^2 συναρτήσει της ποσοστιαίας μεταβολής της εγκάρσιας ορμής.....	195
9.2: Η κατανομή της διαφοράς μεταξύ αρχικής κι ενδιάμεσης εγκάρσιας ορμής(αριστερά) και η κατανομή της διαφοράς μεταξύ ενδιάμεσης και τελικής εγκάρσιας ορμής(δεξιά), όπως προέκυψε από το KinematicFit, για σήμα $M=1200\text{GeV}$, $m=400\text{GeV}$, $w=10\%$	197
9.2: Η κατανομή της διαφοράς μεταξύ αρχικής κι ενδιάμεσης εγκάρσιας ορμής(αριστερά) και η κατανομή της διαφοράς μεταξύ ενδιάμεσης και τελικής εγκάρσιας ορμής(δεξιά), όπως προέκυψε από το KinFitter, για σήμα $M=1200\text{GeV}$, $m=400\text{GeV}$, $w=10\%$	197
9.2: Η κατανομή της ποσοστιαίας μεταβολής μεταξύ αρχικής κι ενδιάμεσης εγκάρσιας ορμής ως προς την αρχική εγκάρσια ορμή(αριστερά) και η κατανομή της ποσοστιαίας μεταβολής μεταξύ ενδιάμεσης και τελικής εγκάρσιας ορμής ως προς την ενδιάμεση εγκάρσια ορμή(δεξιά), όπως προέκυψε από το KinematicFit, για σήμα $M=1200\text{GeV}$, $m=400\text{GeV}$, $w=10\%$	198
9.2: Η κατανομή της ποσοστιαίας μεταβολής μεταξύ αρχικής κι ενδιάμεσης εγκάρσιας ορμής ως προς την αρχική εγκάρσια ορμή(αριστερά) και η κατανομή της ποσοστιαίας μεταβολής μεταξύ ενδιάμεσης και τελικής εγκάρσιας ορμής ως προς την ενδιάμεση εγκάρσια ορμή(δεξιά), όπως προέκυψε από το KinFitter, για σήμα $M=1200\text{GeV}$, $m=400\text{GeV}$, $w=10\%$	198
9.2: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των Colorons από την επιλογή του KinematicFit(μπλε),	

την διόρθωση του KinematicFit κατά το 1C Fit(μωβ), την διόρθωση του KinematicFit κατά το 3C Fit(κίτρινο), την επιλογή του KinFitter(μαύρο), την διόρθωση του KinFitter κατά το 1C Fit(κόκκινο), την διόρθωση του KinFitter κατά το 3C Fit(μουσταρδί) και την επιλογή των καλύτερων πιδάκων σύμφωνα με την M.M.S.(πράσινο), για σήμα $M=1200\text{GeV}$, $m=400\text{GeV}$, $w=10\%$	200
9.2: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των hyper - π από την επιλογή του KinematicFit(μπλε), την διόρθωση του KinematicFit κατά το 1C Fit(μωβ), την διόρθωση του KinematicFit κατά το 3C Fit(κίτρινο), την επιλογή του KinFitter(μαύρο), την διόρθωση του KinFitter κατά το 1C Fit(κόκκινο), την διόρθωση του KinFitter κατά το 3C Fit(μουσταρδί) και την επιλογή των καλύτερων πιδάκων σύμφωνα με την M.M.S.(πράσινο), για σήμα $M=1200\text{GeV}$, $m=400\text{GeV}$, $w=10\%$	201
9.2: Η κατανομή της διαφοράς μεταξύ αρχικής κι ενδιάμεσης εγκάρσιας ορμής(αριστερά) και η Η κατανομή της διαφοράς μεταξύ ενδιάμεσης και τελικής εγκάρσιας ορμής(δεξιά), όπως προέκυψε από το KinematicFit, για το υπόβαθρο(QCD MC).....	202
9.2: Η κατανομή της διαφοράς μεταξύ αρχικής κι ενδιάμεσης εγκάρσιας ορμής(αριστερά) και η κατανομή της διαφοράς μεταξύ ενδιάμεσης και τελικής εγκάρσιας ορμής(δεξιά), όπως προέκυψε από το KinFitter, για το υπόβαθρο(QCD MC).....	202
9.2: Η κατανομή της ποσοστιαίας μεταβολής μεταξύ αρχικής κι ενδιάμεσης εγκάρσιας ορμής ως προς την αρχική εγκάρσια ορμή(αριστερά) και η κατανομή της ποσοστιαίας μεταβολής μεταξύ ενδιάμεσης και τελικής εγκάρσιας ορμής ως προς την ενδιάμεση εγκάρσια ορμή(δεξιά), όπως προέκυψε από το KinematicFit, για το υπόβαθρο(QCD MC).....	203
9.2: Η κατανομή της ποσοστιαίας μεταβολής μεταξύ αρχικής κι ενδιάμεσης εγκάρσιας ορμής ως προς την αρχική εγκάρσια ορμή(αριστερά) και η κατανομή της ποσοστιαίας μεταβολής μεταξύ ενδιάμεσης και τελικής εγκάρσιας ορμής ως προς την ενδιάμεση εγκάρσια ορμή(δεξιά), όπως προέκυψε από το KinFitter, για το υπόβαθρο(QCD MC).....	203
9.2: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των Colorons από την επιλογή του KinematicFit(μπλε), την διόρθωση του KinematicFit κατά το 1C Fit(μωβ), την διόρθωση του KinematicFit κατά το 3C Fit(κίτρινο), την επιλογή του KinFitter(μαύρο), την διόρθωση του KinFitter κατά το 1C Fit(κόκκινο), την διόρθωση του KinFitter κατά το 3C Fit(μουσταρδί) και την επιλογή των καλύτερων πιδάκων σύμφωνα με την M.M.S.(πράσινο), για το υπόβαθρο(QCD MC).....	205
9.2: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των hyper - π από την επιλογή του KinematicFit(μπλε), την διόρθωση του KinematicFit κατά το 1C Fit(μωβ), την διόρθωση του KinematicFit κατά το 3C Fit(κίτρινο), την επιλογή του KinFitter(μαύρο), την διόρθωση του KinFitter κατά το 1C Fit(κόκκινο), την διόρθωση του KinFitter κατά το 3C Fit(μουσταρδί) και την επιλογή των καλύτερων πιδάκων σύμφωνα με την M.M.S.(πράσινο), για το υπόβαθρο(QCD MC).....	206
9.2: Η κατανομή της διαφοράς μεταξύ αρχικής κι ενδιάμεσης εγκάρσιας ορμής(αριστερά) και η Η κατανομή της διαφοράς μεταξύ ενδιάμεσης και τελικής εγκάρσιας ορμής(δεξιά), όπως προέκυψε από το KinematicFit, για τα πειραματικά δεδομένα.....	207
9.2: Η κατανομή της διαφοράς μεταξύ αρχικής κι ενδιάμεσης εγκάρσιας ορμής(αριστερά) και η κατανομή της διαφοράς μεταξύ ενδιάμεσης και τελικής εγκάρσιας ορμής(δεξιά), όπως προέκυψε από το KinFitter, για τα πειραματικά δεδομένα.....	207
9.2: Η κατανομή της ποσοστιαίας μεταβολής μεταξύ αρχικής κι ενδιάμεσης εγκάρσιας ορμής ως προς την αρχική εγκάρσια ορμή(αριστερά) και η κατανομή της ποσοστιαίας μεταβολής μεταξύ ενδιάμεσης και τελικής εγκάρσιας ορμής ως προς την ενδιάμεση εγκάρσια ορμή(δεξιά), όπως προέκυψε από το KinematicFit, για τα πειραματικά δεδομένα.....	208
9.2: Η κατανομή της ποσοστιαίας μεταβολής μεταξύ αρχικής κι ενδιάμεσης εγκάρσιας ορμής ως προς την αρχική εγκάρσια ορμή(αριστερά) και η κατανομή της ποσοστιαίας μεταβολής μεταξύ ενδιάμεσης και τελικής εγκάρσιας ορμής ως προς την ενδιάμεση εγκάρσια ορμή(δεξιά), όπως προέκυψε από το KinFitter, για τα πειραματικά δεδομένα.....	208
9.2: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των Colorons από την επιλογή του KinematicFit(μπλε),	

την διόρθωση του KinematicFit κατά το 1C Fit(μωβ), την διόρθωση του KinematicFit κατά το 3C Fit(κίτρινο), την επιλογή του KinFitter(μαύρο), την διόρθωση του KinFitter κατά το 1C Fit(κόκκινο), την διόρθωση του KinFitter κατά το 3C Fit(μουσταρδί) και την επιλογή των καλύτερων πιδάκων σύμφωνα με την M.M.S.(πράσινο), για τα πειραματικά δεδομένα.....	209
9.2: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των hyper - π από την επιλογή του KinematicFit(μπλε), την διόρθωση του KinematicFit κατά το 1C Fit(μωβ), την διόρθωση του KinematicFit κατά το 3C Fit(κίτρινο), την επιλογή του KinFitter(μαύρο), την διόρθωση του KinFitter κατά το 1C Fit(κόκκινο), την διόρθωση του KinFitter κατά το 3C Fit(μουσταρδί) και την επιλογή των καλύτερων πιδάκων σύμφωνα με την M.M.S.(πράσινο), για τα πειραματικά δεδομένα.....	209
9.2: Κατανομή του χ^2 για το σήμα(μπλε), το υπόβαθρο(κόκκινο) και τα πειραματικά δεδομένα(πράσινο) όπως προέκυψε κατά το 1C Fit(πάνω) και κατά το 3C Fit (κάτω)από το KinematicFit.....	210
9.2: Κατανομή του χ^2 για το σήμα(μπλε), το υπόβαθρο(κόκκινο) και τα πειραματικά δεδομένα(πράσινο) όπως προέκυψε κατά το 1C Fit(πάνω) και κατά το 3C Fit(κάτω) από το KinFitter.....	211
9.2: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των hyper - π σε γραμμική(πάνω) και λογαριθμική(κάτω) κλίμακα σε μονάδες GeV, για το σήμα $M=800\text{GeV}$ $m=200\text{GeV}$ $w=10\%$	212
9.2: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των Colorons σε γραμμική(πάνω) και λογαριθμική(κάτω) κλίμακα σε μονάδες GeV, για το σήμα $M=800\text{GeV}$ $m=200\text{GeV}$ $w=10\%$	213
9.2: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των hyper - π σε γραμμική(πάνω) και λογαριθμική(κάτω) κλίμακα σε μονάδες GeV, για το υπόβαθρο(QCD MC).....	214
9.3: Κατανομή του HT για QCD MC, με πολλαπλότητα πιδάκων ίση με τέσσερις, επτά και οκτώ, αποκόποντας γεγονότα με σφαιρικότητα μικρότερη από 0.3.....	215
9.3: Ο λόγος της κατανομής του HT προερχόμενης από πολλαπλότητα πιδάκων ίση με τουλάχιστον οκτώ, ως προς τις κατανομές προερχόμενες από πολλαπλότητες ίσες με τέσσερις και επτά, αποκόποντας γεγονότα με σφαιρικότητα μικρότερη από 0.3.....	216
9.3: Κατανομή του HT για QCD MC, με πολλαπλότητα πιδάκων ίση με τέσσερις, επτά και οκτώ, αποκόποντας γεγονότα με σφαιρικότητα μικρότερη από 0.4.....	216
9.3: Ο λόγος της κατανομής του HT προερχόμενης από πολλαπλότητα πιδάκων ίση με τουλάχιστον οκτώ, ως προς τις κατανομές προερχόμενες από πολλαπλότητες ίσες με τέσσερις και επτά, αποκόποντας γεγονότα με σφαιρικότητα μικρότερη από 0.4.....	216
9.4: Κατανομή της εγκάρσιας ορμής του 2ου κυρίαρχου πίδακα.....	218
9.4: Κατανομή της εγκάρσιας ορμής του 3ου κυρίαρχου πίδακα.....	219
9.4: Κατανομή της εγκάρσιας ορμής του 5ου κυρίαρχου πίδακα.....	219
9.4: Κατανομή της εγκάρσιας ορμής του 6ου κυρίαρχου πίδακα.....	220
9.4: Κατανομή του αθροίσματος των εγκάρσιων ορμών των οκτώ κυρίαρχων πιδάκων.....	220
9.4: Κατανομή της μέσης τιμής των αναλλοίωτων μαζών των hyper-pions.....	221
9.4: Κατανομή της μέσης τιμής των αναλλοίωτων μαζών των Colorons.....	221
9.4: Κατανομή της πολλαπλότητας των πιδάκων, λαμβάνοντας υπόψιν γεγονότα που έχουν τουλάχιστον δύο πίδακες.....	222
9.4: Λόγος (της κατανομής της πολλαπλότητας των πιδάκων, λαμβάνοντας υπόψιν γεγονότα που έχουν τουλάχιστον δύο πίδακες), των πειραματικών δεδομένων ως προς τα προσομοιωμένα.....	223
9.4: Κατανομή του λόγου της ελλείπουσας εγκάρσιας ενέργειας, ως προς την αθροιζόμενη εγκάρσια ενέργεια.....	223
9.6: Καμπύλη αποδοτικότητας για τον HLT_PFNPUHT550_c4j_pf5j. Γίνεται 99% αποδοτικός, για $HT > 1.0\text{TeV}$ όμως παρουσιάζει προβλήματα όπως φαίνεται στη μεγενθυμένη περιοχή.....	228
9.6: Καμπύλη αποδοτικότητας για τον HLT_PFNPUHT550_c4j_pf6j. Γίνεται 99% αποδοτικός, για $HT > 1.8\text{TeV}$ όμως παρουσιάζει προβλήματα όπως φαίνεται στη μεγενθυμένη περιοχή.....	229
9.6: Καμπύλη αποδοτικότητας για τον σκανδαλιστή HLT_PFH750_4JetPt50 με χρήση σήματος. Γίνεται 99% αποδοτικός για $HT > 910\text{ GeV}$	230

9.6: Δισδιάστατο εικόνα που αποδίδει την διαφορά του από το ως προς το.....	231
9.6: Δισδιάστατο εικόνα που αποδίδει την διαφορά του από το ως προς το.....	231
9.6: Δισδιάστατο εικόνα που αποδίδει την διαφορά της πολυπλοκότητας offline από την πολυπλοκότητα HLT ως προς.....	232
9.6: Δισδιάστατο εικόνα που αποδίδει την διαφορά της πολυπλοκότητας offline από την πολυπλοκότητα HLT corrected ως προς.....	233

1: Εισαγωγή

Ένα από τα χαρακτηριστικά γνωρίσματα του ανθρώπου, είναι η παρατηρητικότητα. Συγκεκριμένα, ιδιαίτερο ενδιαφέρον είχε πάντοτε η φύση και για τον λόγο αυτό δεν έπαψε ποτέ να τη παρατηρεί. Παρατηρώντας τη φύση (τόσο την γη όσο και τον ουρανό) απέκτησε μια σχετική οξυδερκεια ως προς τα περιβάλλοντα φαινόμενα, κατορθώνοντας να προγνωρίζει τις μετεωρολογικές εξελίξεις, τις εκλείψεις ηλίου και σελήνης, δημιουργώντας ολοένα, καλύτερες συνθήκες ζωής. Η παρατηρητικότητα, όντας αλληλένδετη με την περιέργεια, οδήγησε τον άνθρωπο να θέσει ερωτήματα, μερικά εκ των οποίων, ακόμη και σήμερα, μερικές χιλιάδες χρόνια αργότερα, δεν κατορθώσαμε να τα απαντήσουμε. Τα συγκεκριμένα ερωτήματα αφορούσαν την δημιουργία και τη σύσταση του κόσμου. Ο Εμπεδοκλής ο Ακραγαντινός (495 π.Χ. - 435 π.Χ.), στο έργο του “*Περί Φύσεως*”, κάνει λόγο για τα τέσσερα στοιχεία, τα θεμελιώδη κατ’ εκείνον, τα οποία αποτελούν τον κόσμο, αναφέροντας χαρακτηριστικά την Φωτιά, τη Γη, το Νερό και τον Αέρα. Μερικά χρόνια αργότερα, ο Δημόκριτος ο Αβδηρίτης (460 π.Χ. - 370 π.Χ.), κάνει λόγο για την σύσταση της ύλης, Συγκεκριμένα, αναφέρεται στην πεπερασμένη τμήση της ύλης, λέγοντας πως όσο κι αν τέμνει κάποιος την ύλη, κάποια στιγμή θα καταλήξει σε ένα τμήμα το οποίο δε θα επιδέχεται περαιτέρω τμήση· θα είναι άτομο ή αλλιώς άτομο ($\alpha + \tau\epsilon\mu\omega$). Επίσης, αναφέρθηκε στην ύπαρξη κι άλλων κόσμων οι οποίοι βρίσκονται στο σύμπαν ενώ παράλληλα ήταν από τους πρώτους που αποδέχτηκε την ύπαρξη του κενού. Αντίστοιχες αναφορές μπορούν να γίνουν πολλές, καταλήγοντας στην ιδιαίτερη νομοτέλεια της φύσης. Οι άνθρωποι, ανάλογα με τα μέσα της κάθε εποχής, έγιναν παρατηρητές της νομοτέλειας αυτής και αποφάσισαν να την μελετήσουν βαθύτερα. Η παράλληλη ανάπτυξη των μαθηματικών και κατ’ επέκταση της επιστήμης των μαθηματικών αποτέλεσε τον θεμέλιο λίθο στην εξέλιξη της φυσικής επιστήμης.

Παρατηρώντας την εναλλαγή ημέρας και νύχτας, οι άνθρωποι όρισαν τον χρόνο ενώ η ανάγκη για την μέτρηση των αποστάσεων όρισε το μήκος· ο χρόνος, το μήκος και άλλες ποσότητες αποτέλεσαν τη βάση κατά την προσπάθεια του ανθρώπου να μελετήσει τη φύση. Με την πάροδο του χρόνου, οι διαρκείς ανακαλύψεις, τοποθέτησαν τις συγκεκριμένες ποσότητες, ανάλογα με την τάξη μεγέθους στην οποία ανήκουν, να περιγράφουν αντίστοιχα φαινόμενα. Η εξέλιξη της επιστήμης συντελέστηκε από τη συνεισφορά πολλών ανθρώπων. Ο Newton, ανήκει στους πρώτους που προσπάθησαν να ερμηνεύσουν την φύση, θεμελιώνοντας μια θεωρία μηχανικής η οποία δύναται να εξηγήσει πολλά φαινόμενα της καθημερινότητας. Έπειτα ο J.C. Maxwell ενοποίησε σε τέσσερις εξισώσεις τον ηλεκτρισμό και τον μαγνητισμό ενώ παράλληλα γινόταν μια προσπάθεια για την μελέτη της δομής της ύλης, η οποία ομοιάζε κατά πολύ στο μοντέλο που πρότειναν οι ατομικοί φιλόσοφοι.

Οι παραπάνω θεωρίες (ιδιαίτερα η μηχανική του Newton), έβρισκαν σημαντική εφαρμογή στην καθημερινότητα, δυσκολεύονταν όμως να ερμηνεύσουν άλλα φαινόμενα, όπως η σταθερή ταχύτητα του φωτός. Η επίτευξη της θεωρίας της Σχετικότητας από τον A. Einstein, ενοποίησε τον χώρο και τον χρόνο, ενώ παράλληλα τέθηκε υπό νέα συζήτηση το ζήτημα της βαρυτικής έλξης (για το οποίο είχαν ήδη δοθεί ερμηνείες από τον Newton). Άλλα ζητήματα, όπως τα διακριτά φάσματα

1:Εισαγωγή

εκπομπής των ατόμων, μέσω της υλοποίησης της κβαντικής θεωρίας, επεξηγήθηκαν λεπτομερώς. Με την κβαντική και τη γενική θεωρία της σχετικότητας, η ανάπτυξη μεταγενέστερων θεωριών ήταν πολύ γρήγορη. Σύντομα επεξηγήθηκαν οι ασθενείς αλληλεπιδράσεις και ενοποιήθηκαν με τον ηλεκτρομαγνητισμό, θεσπίζοντας την ηλεκτρασθενή αλληλεπίδραση. Βαθύτερη μελέτη της ύλης, οδήγησε στην ανακάλυψη των quarks και στον επαναπροσδιορισμό της ισχυρής αλληλεπίδρασης (η οποία μέχρι τότε θεωρούνταν πως διεπόταν από το πiónιο). Παράλληλα με τα παραπάνω, αναπτύχθηκαν θεωρίες οι οποίες αφορούσαν στον μηχανισμό με τον οποίο αποκτούν μάζα τα σωματίδια. Με την ανακάλυψη του μποζονίου *Higgs*, τον Ιούλιο του 2012, επαληθεύθηκε η θεωρία για το πεδίο *Higgs*. Μία σύνοψη των ανωτέρω, περιγράφεται από το Καθιερωμένο Πρότυπο.

Η περιγραφή του καθιερωμένου προτύπου, γίνεται μέσω της Φυσικής Στοιχειωδών Σωματιδίων, η οποία καλύπτει όλες τις αλληλεπιδράσεις που το αποτελούν συνολικά. Πέραν του καθιερωμένου προτύπου, υφίστανται θεωρίες οι οποίες καλούνται να απαντήσουν διάφορα ζητήματα. Τα συγκεκριμένα ζητήματα, αναφέρονται σε διάφορους προβληματισμούς όπως η μεγάλη διαφοροποίηση των μαζών των στοιχειωδών σωματιδίων, η ύπαρξη των τριών διαφορετικών γενεών quarks, καθώς επίσης και η υλοποίηση μιας ενιαίας θεωρίας, η οποία θα εμπεριέχει όλες τις αλληλεπιδράσεις, περιλαμβανομένης και της βαρυτικής. Υπάρχουν διάφορα μοντέλα, τα οποία επεκτείνονται από το καθιερωμένο πρότυπο και στοχεύουν στην ανάπτυξη απαντήσεων τόσο στα προηγούμενα ερωτήματα όσο και σε πολλά άλλα. Τέτοια μοντέλα είναι η Υπερσυμμετρία, η Θεωρία χορδών κ. ά..

Ένα ιδιαίτερο πρόβλημα, αποτέλεσε η απόκτηση μάζας. Αναφέραμε πως η ανακάλυψη του μποζονίου *Higgs*, επέλυσε το πρόβλημα της απόκτησης μάζας, όχι όμως σε βαθμό ώστε να καλυφθούν όλα τα σωματίδια. Συγκεκριμένα, η μάζα του top quark ($173.34 \text{ GeV}/c$)[1], είναι πολύ μεγαλύτερη από των υπολοίπων quarks, κάτι το οποίο εγείρει ερωτήματα σχετικά με την απόκτησή της. Οι τρέχουσες θεωρίες, υποθέτουν την ύπαρξη μιας σχετικά μεγάλης σταθεράς ζεύξης μεταξύ του top quark και του πεδίου *Higgs* όπου και αποδίδεται η μεγάλη μάζα. Όμως, περί το έτος 1980 αναπτύχθηκαν θεωρίες, όπως οι Technicolor, Topcolor και Chiral Color, οι οποίες λαμβάνουν υπόψιν, την επέκταση του ισχυρού τμήματος $SU(3)$ του καθιερωμένου προτύπου. Η συγκεκριμένη επέκταση, αφορά στην ύπαρξη μιας νέας συμμετρίας, η δυναμική ρήξη της οποίας δημιουργεί την γνωστή $SU(3)$ της QCD καθώς και μια ακόμη $SU(3)$, η οποία περιέχει νέα σωματίδια. Τα νέα σωματίδια, αποτελούν ένα συσσωμάτωμα quark anti-quark και παίζουν τον ρόλο του μποζονίου *Higgs*. Το μποζόνιο *Higgs* που υποθέτουν οι συγκεκριμένες θεωρίες, δε θεωρείται στοιχειώδες αλλά σύνθετο. Το ήδη ανιχνευθέν μποζόνιο *Higgs* είναι στοιχειώδες – μη σύνθετο κι επίσης κατά πολύ ελαφρύτερο από το προαναφερθέν συσσωμάτωμα. Η συγκεκριμένη ανακάλυψη δεν αποθαρρύνει τις αναφερθείσες θεωρίες, καθώς η θεωρία της υπερσυμμετρίας προβλέπει ακόμη τέσσερα μποζόνια *Higgs*, ένα βαρύτερο από το ανακαλυφθέν, δύο φορτισμένα (το ένα θετικά και το άλλο αρνητικά) κι ένα ακόμη το οποίο αναφέρεται στην περιττή ή την άρτια τιμή της CP συμμετρίας. Σύμφωνα με τις παραπάνω θεωρίες, τα προς αναζήτηση σωματίδια (ανυσματικά μποζόνια), διασπώνται σε ενδιάμεσα σωματίδια (βαθμωτά) τα οποία στη συνέχεια διασπώνται σε γλουόνια. Το κάθε γλουόνιο μεταβαίνει σε πίδακα σωματιδίων (jet), καταλήγοντας, όπως θα εξηγηθεί παρακάτω, σε οκτώ πίδακες. Συνεπώς, η μελέτη

1:Εισαγωγή

αυτών των σωματίων, απαιτεί την ύπαρξη γεγονότων πολλαπλών πιδάκων.

Είναι εμφανές πως οι προαναφερθείσες θεωρίες δεν έχουν αποδυναμωθεί με την ανακάλυψη του “ελαφρού” μποζονίου Higgs και η επαλήθευσή τους δύναται να πραγματοποιηθεί σε μεγάλους επιταχυντές, όπως ο LHC του CERN, ο οποίος λειτούργησε το 2010 επιτυγχάνοντας ενέργεια στο κέντρο μάζας ίση με $\sqrt{s} = 7TeV$ ενώ το 2012 επετεύχθη ενέργεια στο κέντρο μάζας ίση με $\sqrt{s} = 8TeV$ (Κεφάλαιο 3). Η δημιουργία γεγονότων πολλαπλών πιδάκων αποτελεί ιδιαίτερο χαρακτηριστικό των δυνατοτήτων του LHC. Στα παρακάτω κεφάλαια, γίνεται μια μικρή ανάλυση σχετικά με την ήδη γνωστή φυσική που διέπεται από το καθιερωμένο πρότυπο (Κεφάλαιο 2), καθώς και μια σύντομη αναφορά στα μοντέλα που συζητήθηκαν παραπάνω. Ακολούθως, στο κεφάλαιο 4 περιγράφεται η πειραματική διάταξη του CMS (Compact Muon Solenoid) καθώς και η λειτουργία των ανιχνευτών και των σκανδαλιστών (*triggers*) οι οποίοι ευθύνονται για τη τελική συλλογή των πειραματικών δεδομένων (Κεφάλαιο 5). Στα πλαίσια της παρούσας διατριβής, υλοποιήθηκε η ανάπτυξη ενός σκανδαλιστή ο οποίος αφορά στην ανίχνευση γεγονότων τα οποία χαρακτηρίζονται από τουλάχιστον τέσσερις πίδακες και αναλύεται στο κεφάλαιο 5. Έπειτα, στο κεφάλαιο 6, γίνεται μια εκτενής ανάλυση των μεθόδων που χρησιμοποιήθηκαν και παραθέτονται τα αποτελέσματα που προέκυψαν. Τέλος, στο κεφάλαιο 7, παραθέτονται συνοπτικά τα αποτελέσματα καθώς γίνεται και μια μικρή συζήτηση περί των συμπερασμάτων που προέκυψαν. Προς αποφυγή συμφόρησης, μερικά τμήματα των μεθόδων ανάλυσης, έχουν μεταφερθεί σε αντίστοιχα παραρτήματα, στο κεφάλαιο 9.

2: Φυσική Στοιχειωδών Σωματιδίων

Ανέκαθεν, η επιθυμία για την απώτερη γνώση εστιαζόταν στην προέλευση της ύλης και στους μηχανισμούς ύπαρξής της. Η φυσική στοιχειωδών σωματιδίων, καλείται να δώσει απαντήσεις σε αυτά τα ερωτήματα, μελετώντας την στοιχειώδη ύλη. Η στοιχειώδης ύλη αδυνατεί να οριστεί απόλυτα, καθώς η ιστορία μας δείχνει πως εκείνο που θεωρείται στοιχειώδες σε μια χρονική στιγμή, δύναται να αντικατασταθεί λόγω των επικείμενων εξελίξεων. Η αύξηση της παρεχόμενης ενέργειας μας επιτρέπει την αποτελεσματικότερη διεξόδυση στο εσωτερικό της ύλης, επιτρέποντας την διεξοδικότερη μελέτη της. Η επίτευξη των παραπάνω, πραγματοποιείται μέσω του Μεγάλου Αδρονικού Συγκρουστή (*LHC*), ο οποίος σε συνεργασία με τα ανιχνευτικά συστήματα που απαρτίζουν τις πειραματικές διατάξεις, αποτελεί μια κατασκευή που θα δώσει πειραματική υπόσταση στις τρέχουσες θεωρίες.

2.1: Σύντομη Ιστορική Αναδρομή

Κατά το έτος 1897, η ανακάλυψη του ηλεκτρονίου από τον J. J. Thompson, προσέδωσε ιδιαίτερο κίνητρο όσον αφορά τη μελέτη της σύστασης της ύλης. Το 1909, οι H. Geiger και E. Marsden σκεδάζουν σωματίδια άλφα σε φύλλα αλουμινίου, υπό την επίβλεψη του E. Rutherford, ο οποίος εισάγει την έννοια του πυρήνα ως μια θετική σφαίρα. Το 1919, ο E. Rutherford έχει τις πρώτες αποδείξεις για την ύπαρξη του πρωτονίου, ενώ το 1932, η ανακάλυψη του νετρονίου από τον J. Chadwick απέδωσε μια καθαρότερη εικόνα της σύστασης του πυρήνα των ατόμων από πρωτόνια και νετρόνια. Κατά το 1900, ο M. Planck πρότεινε ότι η ακτινοβολία ταξιδεύει σε διακριτές ποσότητες – κβάντα και το 1905 ο A. Einstein, λαμβάνει την ιδέα του M. Planck και προτείνει το κβάντο φωτός, το οποίο συμπεριφέρεται ως σωματίδιο. Τα χρόνια περνούν με ιδιαίτερη ανάπτυξη της κβαντικής μηχανικής όσο και της θεωρίας σχετικότητας, καταλήγοντας το 1928 στην περιγραφή του ηλεκτρονίου, από τον P. Dirac, ο οποίος συνδύασε την κβαντική μηχανική με την ειδική θεωρία της σχετικότητας. Εν συνεχεία, το έτος 1931 ο P. Dirac, αντιλαμβάνεται πως τα θετικώς φορτισμένα σωματίδια (ποζιτρόνια) που απαιτούνται από την εξίσωσή του είναι πραγματικά και το έτος 1933, ο E. Fermi, εισάγει την ασθενή αλληλεπίδραση για να ερμηνεύσει την διάσπαση β. Περί το έτος 1933, ο H. Yukawa, εισάγει την υπόθεση περί της ανταλλαγής μαζικών σωματιδίων μεταξύ πρωτονίων και νετρονίων· είναι η πρώτη αναφορά στα μεσόνια, με την ανακάλυψη του πιονίου κατά το έτος 1947. Το 1937, ανακαλύφθηκε το μόνιο, όμως, έως το 1947, θεωρούνταν πως είναι το πόνιο. Το 1947, θεσπίστηκε ο όρος των λεπτονίων, αναφερόμενος στα σωματίδια που δεν αλληλεπιδρούν ισχυρά. Αργότερα, το έτος 1975 ανακαλύφθηκε το λεπτόνιο τ.

Ιδιαίτερα σημαντική ανακάλυψη αποτελεί το νετρίνο. Περί το 1930, η έννοια του νετρίνου από τον E. Fermi, ήρθε να δώσει λύση στην μη διατήρηση της ενέργειας και της ορμής σε πειράματα β διάσπασης. Το 1956 οι F. B. Harrison, H. W. Kruse και A. D. McGuire ανακάλυψαν το νετρίνο διεξάγοντας πειράματα γνωστά ως Cowan – Reines, όπου ανιχνεύονται παράγονται στο εσωτερικό ενός πυρηνικού αντιδραστήρα μέσω β διασπάσεων.

Το 1957, οι J. Schwinger, S. Bludman και S. Glashow προτείνουν ως φορείς της ασθενούς αλληλεπίδρασης, φορτισμένα μποζόνια, τα οποία αργότερα ονομάστηκαν W^+ και W^- . Οι M. Gell – Mann και G. Zweig, το έτος 1964, αναφερόμενοι στην σύσταση των αδρονίων, εισήγαγαν την έννοια των quarks, παραθέτοντας ένα μοντέλο το οποίο περιείχε τρία quarks με γεύσεις *up*, *down* και *strange*, σπιν $1/2$ και φορτία $2/3e$, $-1/3e$ και $-1/3e$, αντίστοιχα. Για το κάθε quark, υφίσταται ένα antiquark με αντίθετο φορτίο και αντίθετη παραξενιά (*strangeness*). Σύμφωνα με το μοντέλο των quarks, κάθε βαρυόνιο αποτελείται από τρία quarks και κάθε μεσόνιο, από δύο. Το ίδιο έτος, οι S.

2.1:Σύντομη Ιστορική Αναδρομή

Glashow και J. Bjorken απέδωσαν την ονομασία *charm* στο τέταρτο quark, με φορτίο $2/3e$. Τα quarks bottom και top ανακαλύφθηκαν πολύ αργότερα, κατά τα έτη 1977 και 1995, αντίστοιχα. Πρόβλημα στο μοντέλο των quarks αποτελεί η αδυναμία να βρεθούν ελεύθερα στη φύση και η ασυμβατότητα με την απαγορευτική αρχή του Pauli (όπως το Ω^- (sss) που αποτελείται από τρία quark με παράλληλο spin). Το 1965, οι O.W. Greenberg, M. Y. Han και Y. Nambu εισάγουν την έννοια ενός επιπρόσθετου φορτίου των quarks, του χρωματικού· τρεις διαφορετικές τιμές χρωματικού φορτίου, η μπλε, κόκκινη και πράσινη και τα σωματίδια που ευθύνονται για τη συγκράτηση των quarks στο εσωτερικό των αδρονίων, είναι τα γλουόνια, επιλύοντας το πρόβλημα της ασυμβατότητας με την αρχή αποκλεισμού του Pauli. Το 1968 οι S. Glashow, A. Salam και S. Weinberg προτείνουν μια ενοποιημένη θεωρία σχετικά με την ηλεκτρομαγνητική και την ασθενή αλληλεπίδραση. Το 1974, ο I. Ηλιόπουλος, αναφέρει για πρώτη φορά το Καθιερωμένο Πρότυπο, το οποίο απαρτίζεται από τα quarks, τα λεπτόνια και τους φορείς των θεμελιωδών αλληλεπιδράσεων. Το 2012, η ανακάλυψη του μποζονίου Higgs συμπλήρωσε το Καθιερωμένο Πρότυπο, όπως είχε προβλεφθεί το 1967.

2.2:Το Καθιερωμένο Πρότυπο (Standard Model)

Το καθιερωμένο πρότυπο [2],[3],[4],[5] αποτελεί την συνύπαρξη θεωριών που αναπτύχθηκαν μεταξύ 1960 και 1970, περιλαμβάνοντας την ηλεκτρομαγνητική, την ασθενή και την ισχυρή πυρηνική αλληλεπίδραση των υποατομικών σωματιδίων. Τα στοιχειώδη σωματίδια που το απαρτίζουν χωρίζονται σε τρεις κατηγορίες· τα λεπτόνια, τα quarks και ανυσματικά μποζόνια.

Στα λεπτόνια, συγκαταλέγονται τρεις γενιές σωματιδίων, όπου στην πρώτη εμπεριέχεται το ηλεκτρόνιο, στη δεύτερη το μιονίο και στη τρίτη το τ καθώς και τα αντισωματίά τους. Επιπρόσθετα, λαμβάνονται υπόψιν, στην πρώτη γενιά το νεutrino του ηλεκτρονίου, στη δεύτερη το νεutrino του μιονίου και στη τρίτη το νεutrino του τ , καθώς και τα αντινεutrίνα τους. Στον πίνακα (1) παραθέτουμε συνοπτικά τα ανωτέρω σχετικά με τα λεπτόνια.

Generation	Flavour	Charge (e)	Mass (MeV/c ²)
1	e	-1	0.51
	ν_e	0	0
2	μ	-1	105.69
	ν_μ	0	0
3	τ	-1	1776.99
	ν_τ	0	0

Πίνακας 1: Συνοπτική περιγραφή των λεπτονίων

Ομοίως, τα quarks συγκαταλέγονται σε τρεις γενιές, με την πρώτη να περιέχει τα *up* και *down*, τη δεύτερη να περιέχει τα *charm* και *strange* και την τρίτη να περιέχει τα *top* και *bottom*. Στον πίνακα (2) παραθέτονται συνοπτικά τα ανωτέρω σχετικά με τα quarks.

2.2: Το Καθιερωμένο Πρότυπο (Standard Model)

Generation	Flavour	Charge (e)	Mass (MeV/c^2)
1	u	$2/3$	2
	d	$-1/3$	5
2	c	$2/3$	1290
	s	$-1/3$	100
3	t	$2/3$	172900
	b	$-1/3$	4670

Πίνακας 2: Συνοπτική περιγραφή των quarks

Οι θεμελιώδεις αλληλεπιδράσεις που απαρτίζουν το καθιερωμένο πρότυπο, σχετίζονται με την ανταλλαγή σωματιδίων και είναι η ηλεκτρομαγνητική, ασθενής, η ισχυρή και η βαρυτική. Η ηλεκτρομαγνητική αλληλεπίδραση αναφέρεται στην ηλεκτρομαγνητική δύναμη, η οποία είναι υπεύθυνη για την συγκράτηση των ηλεκτρονίων γύρω από τον πυρήνα. Η θεωρία που την περιγράφει είναι η κβαντική ηλεκτροδυναμική (QED) και ο φορέας της αλληλεπίδρασης είναι το φωτόνιο. Η ασθενής αλληλεπίδραση αναφέρεται στις ραδιενεργές διασπάσεις ασταθών πυρήνων. Περιγράφεται από την θεωρία της δυναμικής της γεύσης ($Flavour Dynamics$) και ο φορέας είναι τα $W^\pm$ και Z^0 . Η ισχυρή αλληλεπίδραση αναφέρεται στην συγκρότηση των quarks στο εσωτερικό ενός αδρονίου. Περιγράφεται από την κβαντική χρωμοδυναμική (QCD) και ο φορέας είναι το γλουόνιο ($gluon$). Τέλος, η βαρυτική αλληλεπίδραση αναφέρεται στην έλξη των ουράνιων σωμάτων. Περιγράφεται από την γενική θεωρία της σχετικότητας και ο φορέας της είναι το βαρυτόνιο ($graviton$) το οποίο δεν έχει ανακαλυφθεί και παραμένει ως θεωρητικό σωματίδιο. Στη φυσική στοιχειωδών σωματιδίων δε λαμβάνουμε υπόψη την επίδραση της βαρυτικής δύναμης καθώς η συνεισφορά της είναι αμελητέα σε σύγκριση με τις υπόλοιπες. Στον πίνακα (3) παρατίθενται συνοπτικά οι θεμελιώδεις δυνάμεις.

Force	Mediator	Strength	Charge (e)	Mass (MeV/c^2)
Electromagnetic	γ	10^{-2}	0	0
Weak	$W^\pm$ & Z^0	10^{-7}	± 1 & 0	80.42 & 91.19
Strong	$gluon$	1	0	0
Gravitational	$graviton$	10^{-39}	0	0

Πίνακας 3: Συνοπτική περιγραφή των θεμελιωδών δυνάμεων

2.2.1: Μαθηματική Προσέγγιση Καθιερωμένου Προτύπου

Όπως προαναφέρθηκε, το καθιερωμένο πρότυπο συνίσταται από τέσσερις θεμελιώδεις αλληλεπιδράσεις οι οποίες καθορίζουν και την μαθηματική περιγραφή του [2],[3],[4],[5]. Όλες οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ των σωματιδίων, μπορούν να περιγραφούν μέσω των θεωριών βαθμίδας ($gauge theories$). Παρακάτω δίνεται μια συνοπτική περιγραφή ώστε να καταλήξουμε στην πλήρη μορφή της συνάρτησης $Lagrange$ που περιγράφει το καθιερωμένο πρότυπο.

2.2: Το Καθιερωμένο Πρότυπο (Standard Model)

2.2.1.1: Κβαντική Θεωρία Πεδίου (QFT)

Η κβαντική θεωρία πεδίου, αφορά στον συνδυασμό της κβαντικής μηχανικής με την ειδική θεωρία της σχετικότητας. Στην φυσική στοιχειωδών σωματιδίων μελετάται μέσω της συγκεκριμένης θεωρίας, η συμπεριφορά και οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ των σωματιδίων. Η διαφοροποίηση από την κλασική μελέτη, έγκειται στη θεώρηση των σωματιδίων ως διεγερμένες καταστάσεις ενός πεδίου $\phi(x)$ αντί για σημειακές οντότητες. Η πυκνότητα *Lagrange* αποτελεί την δυναμική του συστήματος και είναι μια συνάρτηση των πεδίων και των χωροχρονικών παραγώγων:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi) \quad (1)$$

Λαμβάνοντας υπόψιν το θεώρημα της στάσιμης δράσης, γράφουμε για την εξέλιξη ενός συστήματος:

$$\delta S = \delta \int \mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi) d^4x = 0 \quad (2)$$

Όμως από την (2), απορρέει:

$$\partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} = 0 \quad (3)$$

η οποία είναι η εξίσωση *Euler – Lagrange*, με τον δείκτη μ να διατρέχει τις τρεις χωρικές και την μία χρονική συνιστώσα. Επιπρόσθετα, ένα σημαντικό χαρακτηριστικό αποτελεί η αναλλοιότητα υπό τους τοπικούς μετασχηματισμούς. Πιο συγκεκριμένα, η αναλλοιότητα αναφέρεται στην μορφή της συνάρτησης *Lagrange*, η οποία παραμένει ίδια μετά την εφαρμογή του μετασχηματισμού. Ως τοπικοί μετασχηματισμοί, ορίζονται οι μετασχηματισμοί της μορφής

$$\phi(x) \rightarrow e^{ia(x)} \phi(x) \quad (4)$$

2.2.1.2: Κβαντική ΗλεκτροΔυναμική (QED)

Στην κβαντική ηλεκτροδυναμική [2],[6],[7], η αναλλοιότητα του πεδίου υπό τοπικούς μετασχηματισμούς βαθμίδας, δεν είναι προφανής καθώς ζητούμε τον εξής μετασχηματισμό:

$$\psi(x) \rightarrow e^{iq_e a(x)} \psi(x) \quad (5)$$

όπου q_e το φορτίο του ηλεκτρονίου.

Υπολογίζοντας την παράγωγο, μετά τον μετασχηματισμό καταλήγουμε στη σχέση:

$$\partial_\mu \psi(x) = e^{iq_e a(x)} (iq_e \psi(x) \partial_\mu a(x) + \partial_\mu \psi(x)) \quad (6)$$

η οποία διαφέρει από το αναλλοίωτο αποτέλεσμα. Για την επίλυση του προβλήματος, κάνουμε χρήση του πεδίου βαθμίδας A_μ :

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \partial_\mu a(x) \quad (7)$$

2.2: Το Καθιερωμένο Πρότυπο (Standard Model)

και σε συνδυασμό με την συναλλοίωτη παράγωγο:

$$D_\mu = \partial_\mu - iq_e A_\mu \quad (8)$$

καταλήγουμε:

$$D'_\mu \psi'(x) = e^{iq_e a(x)} (iq_e \psi(x) + \partial_\mu a(x)) \quad (9)$$

η οποία είναι ίση με $e^{iq_e a(x)} D_\mu \psi(x)$ κι επομένως διατηρήθηκε η αναλλοιότητα. Ο συγκεκριμένος τοπικός μετασχηματισμός, περιέχει τη μοναδιακή ομάδα $U(1)$. Καθώς η $a(x)$ είναι βαθμωτή ποσότητα, η $U(1)$ είναι αβελιανή.

Προχωρούμε γράφοντας την συνάρτηση *Lagrange* που περιγράφει ένα φερμιονικό πεδίο, ως:

$$\mathcal{L} = \frac{i}{2} (\bar{\psi} \gamma^\mu (\partial_\mu \psi) - (\partial_\mu \bar{\psi}) \gamma^\mu \psi) - m \bar{\psi} \psi \quad (10)$$

όπου γ^μ είναι οι 4x4 πίνακες του *Dirac* και $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$. Πραγματοποιώντας τους ανωτέρω μετασχηματισμούς υπό την $U(1)$, καταλήγουμε:

$$\mathcal{L}_{QED} = \underbrace{i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi}_{\text{electrons}} + \underbrace{q_e A_\mu \bar{\psi}\gamma^\mu\psi}_{\text{photons}} - \underbrace{\frac{1}{4\pi} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}}_{\text{EM component}} \quad (11)$$

Ο πρώτος όρος περιέχει τον σπίνορα ψ του φερμιονικού πεδίου το οποίο αλληλεπιδρά με ένα άμαζο ανυσματικό πεδίο (φωτόνια) (δεύτερος όρος), ενώ ο τρίτος όρος αποδίδεται στην απουσία φωτονίου.

2.2.1.3: Κβαντική ΧρωμοΔυναμική (QCD)

Στην κβαντική χρωμοδυναμική [3],[8],[9], τα τρία χρωματικά φορτία (μπλέ, κόκκινο και πράσινο), ευθύνονται για τη συγκράτηση των quarks μεταξύ τους. Ο σπίνορας που τα περιέχει, μπορεί να γραφεί ως:

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_r \\ \psi_b \\ \psi_g \end{pmatrix} \quad \text{και} \quad \bar{\psi} = (\bar{\psi}_r \bar{\psi}_b \bar{\psi}_g) \quad (12)$$

και η συνάρτηση *Lagrange* που περιγράφει τις αλληλεπιδράσεις των quarks με τα γλουόνια, γράφεται:

$$\mathcal{L}(SU(3)_C) = -\frac{g_3}{2} \bar{q}_a \gamma^\mu \lambda_i^{a\beta} q_\beta G_\mu^i, \quad i = 1, \dots, 8 \quad (13)$$

όπου g_3 είναι η σταθερά ζεύξης, q_a και q_β είναι τα πεδία των quarks, λ είναι οι πίνακες Gell – Mann και G_μ^i είναι τα πεδία των γλουονίων.

2.2: Το Καθιερωμένο Πρότυπο (Standard Model)

Η ελεύθερη *Lagrange*, γράφεται ως:

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi \quad (14)$$

Μιας και ο σπίνορας διατηρεί τα τρία χρωματικά φορτία, ο μετασχηματισμός θα πραγματοποιηθεί κατ' αντιστοιχία, υπό την $U(3)$ (η οποία είναι $U(1) \times SU(3)$)

$$\psi \rightarrow U\psi \quad (15)$$

όπου U είναι ο μοναδιακός 3×3 πίνακας, ο οποίος μπορεί να παρασταθεί ως:

$$U = e^{ia(x)} e^{i\vec{\lambda} \cdot \vec{\theta}} \quad (16)$$

όπου $e^{ia(x)}$ παραμένει η στροφή στον φασικό χώρο, ως λ παρίστανται οι οκτώ πίνακες *Gell – Mann* και ως θ παρίστανται πραγματικοί αριθμοί. Στη προκειμένη περίπτωση, επιθυμούμε την αναλλοιότητα κατά τον μετασχηματισμό υπό την $SU(3)$ η οποία είναι γενική συμμετρία. Για να γίνει τοπική, θέτουμε:

$$\vec{\phi} = -\vec{a}(x)\frac{1}{q} \quad (17)$$

με το q να έχει παρόμοιο ρόλο, όπως στην *QED*. Επίσης, η συναλλοίωτη παράγωγος θα γραφεί ως:

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + iq\vec{\lambda} \cdot \vec{G}_\mu \quad (18)$$

όπου τα πεδία βαθμίδας A_μ είναι οκτώ. Ο μετασχηματισμός πλέον, θα γίνει με χρήση του πίνακα S :

$$S = e^{-iq\vec{\lambda} \cdot \vec{\phi}(x)/\hbar} \quad (19)$$

Επομένως,

$$\mathcal{D}_\mu\psi \rightarrow S(\mathcal{D}_\mu\psi) \quad (20)$$

Με χρήση των ανωτέρω, η τελική συνάρτηση *Lagrange* η οποία είναι αναλλοίωτη κάτω από τοπικούς μετασχηματισμούς, υπό την $SU(3)$, γράφεται ως:

$$\mathcal{L} = \underbrace{i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi}_{\text{quarks}} - \underbrace{(q\bar{\psi}\gamma^\mu\vec{\lambda}\psi) \cdot \vec{G}_\mu}_{\text{gluons}} - \underbrace{\frac{1}{16\pi}G^{\mu\nu}G_{\mu\nu}}_{\text{Free Lagrange}} \quad (21)$$

2.2.1.4: Ο όρος μάζας και η αυθόρμητη ρήξη συμμετρίας

Η αρχή της αναλλοιότητας της τοπικής βαθμίδας περιγράφει στον μέγιστο βαθμό την ηλε-

2.2: Το Καθιερωμένο Πρότυπο (Standard Model)

κτρομαγνητική και την ισχυρή αλληλεπίδραση, οι φορείς των οποίων είναι άμαζοι. Αντιθέτως, στην ασθενή αλληλεπίδραση οι φορείς έχουν μάζα [5][10][11][12]. Για την επίλυση του προβλήματος, ξεκινούμε από τη θεώρηση της συνάρτησης *Lagrange*, ενός βαθμωτού πεδίου:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi) + e^{-(a\phi)^2} \quad (22)$$

όπου a , είναι πραγματικός αριθμός. Στην (22) δεν είναι εμφανής ο όρος της μάζας, όμως εάν αναπτύξουμε το εκθετικό, δημιουργούνται οι όροι:

$$1 - a^2 \phi^2 + \frac{1}{2} a^4 \phi^4 - \frac{1}{6} a^6 \phi^6 + \dots \quad (23)$$

Ο πρώτος όρος, είναι μια σταθερή ποσότητα, η οποία δε συνεισφέρει καθόλου στο πεδίο. Εάν συγκρίνουμε τον δεύτερο όρο, με τον όρο μάζας της συνάρτησης *Klein – Gordon Lagrange*:

$$\mathcal{L}_{K-G} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi) - \frac{1}{2} m^2 \phi^2 \quad (24)$$

παρατηρούμε ότι ομοιάζουν. Έτσι από τη σύγκριση καταλήγουμε στο:

$$a^2 = \left(\frac{m}{\sqrt{2}} \right)^2 \quad (25)$$

Εάν προχωρήσουμε στην ανάπτυξη δυναμοσειράς για το ϕ , βρίσκουμε:

$$\frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 - \frac{1}{4} \lambda^2 \phi^4 \quad (26)$$

όπου μ και λ , πραγματικοί αριθμοί. Ο πρώτος όρος της (26) θα μπορούσε να είναι όρος μάζας, όμως έχει λάθος πρόσημο (σύμφωνα με την συνάρτηση *Lagrange Klein – Gordon* θα έχουμε αρνητική μάζα) ενώ ο δεύτερος όρος παριστάνει κάποια αλληλεπίδραση. Στο σημείο αυτό, ας ξαναγράψουμε την συνάρτηση *Lagrange*, όπως έχει πλέον διαμορφωθεί: Όμως, αν λάβουμε υπόψιν τον ορισμό της συνάρτησης *Lagrange*, ο οποίος είναι η διαφορά της κινητικής ενέργειας από το δυναμικό

$$\mathcal{L} = \mathcal{T} - \mathcal{V} \quad (27)$$

μπορούμε να γράψουμε τον όρο του δυναμικού, ως:

$$\mathcal{V}(\phi) = -\frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 + \frac{1}{4} \lambda^2 \phi^4 \quad (28)$$

Προχωρούμε, στον υπολογισμό του ελαχίστου για το συγκεκριμένο δυναμικό, το οποίο είναι:

$$\phi_0 = \pm \frac{\mu}{\lambda} \quad (29)$$

Εφόσον η ελάχιστη τιμή του δυναμικού, προκύπτει για μη μηδενική τιμή του πεδίου ϕ , εισάγουμε

2.2: Το Καθιερωμένο Πρότυπο (Standard Model)

ένα νέο πεδίο το οποίο είναι:

$$\eta \equiv \phi \pm \frac{\mu}{\lambda} \quad (30)$$

Λαμβάνοντας υπόψιν την (30), γράφουμε εκ νέου την συνάρτηση *Lagrange*:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) - \mu^2 \eta^2 \pm \eta^3 \mu \lambda - \frac{1}{4} \eta^4 \lambda^2 + \frac{\mu^4}{4\lambda^2} \quad (31)$$

Πλέον ο δεύτερος όρος, αποτελεί όρο μάζας και συγκρινόμενος με την *Klein – Gordon Lagrange*, η μάζα έχει τιμή ίση με:

$$m = \mu\sqrt{2} \quad (32)$$

Ο τρίτος και ο τέταρτος όρος της (31), αποτελούν όρους αλληλεπιδράσεων ενώ ο πέμπτος όρος είναι ένας πραγματικός αριθμός.

Στη συνέχεια, κάνουμε την παραδοχή πως το πεδίο ϕ είναι ένα βαθμωτό μιγαδικό πεδίο, της μορφής:

$$\phi = \phi_1 + i\phi_2 \quad (33)$$

και θα ισχύει ότι:

$$\phi^* \phi = \phi_1^2 + \phi_2^2 \quad (34)$$

Πλέον η συνάρτηση *Lagrange* σε συμπυκνμένη μορφή, γράφεται ως:

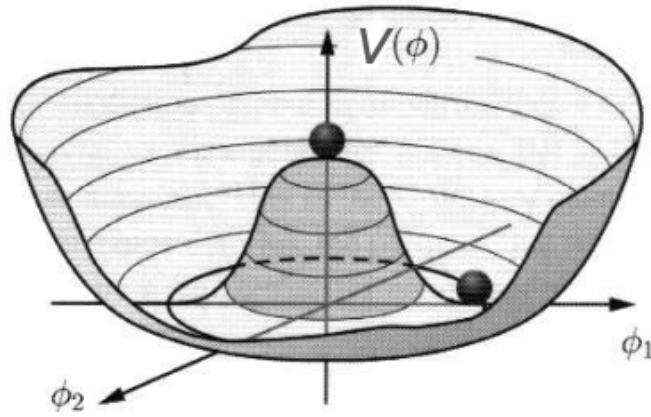
$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi^*)(\partial^\mu \phi) + \frac{1}{2}\mu^2(\phi^* \phi) - \frac{1}{2}\lambda^4(\phi^* \phi)^2 \quad (35)$$

η οποία είναι αναλλοίωτη κατά τους ολικούς μετασχηματισμούς υπό την $U(1)$:

$$\phi \rightarrow e^{ia} \phi \quad (36)$$

Στην εικόνα (1), παρατίθεται η αναπαράσταση του δυναμικού $V(\phi)$ (28).

2.2: Το Καθιερωμένο Πρότυπο (Standard Model)



Εικόνα 1: Η συνάρτηση δυναμικού (28)

Τα ελάχιστα βρίσκονται στον κύκλο για τον οποίο ισχύει:

$$\phi_{1_{min}}^2 + \phi_{2_{min}}^2 = \left(\frac{\mu}{\lambda}\right)^2 \quad (37)$$

Προτού μεταβούμε στη γραφή της τελικής συνάρτησης *Lagrange*, χρειάζεται να ορίσουμε ξανά την συναλλοίωτη παράγωγο, εισάγοντας ένα άμαζο πεδίο A^μ :

$$D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu \quad (38)$$

Πλέον, με τον ορισμό της συναλλοίωτης παραγώγου έχει επιτευχθεί η αναλλοιώτητα του συστήματος υπό τοπικούς μετασχηματισμούς βαθμίδας:

$$\phi \rightarrow e^{ia(x)} \phi \quad (39)$$

και η (35) γράφεται ως:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} [\partial_\mu - iqA_\mu \phi^*] [\partial_\mu + iqA_\mu \phi] \quad (40)$$

Για να προχωρήσουμε παρακάτω, χρειάζεται να ορίσουμε την αναμενόμενη τιμή κενού (*Vacuum Expectation Value – VEV*), για την οποία θέτουμε:

$$\phi_{1_{min}} = \mu/\lambda \quad \phi_{2_{min}} = 0 \quad (41)$$

Από την (41), απαιτείται η εισαγωγή δύο νέων πεδίων, η και ξ τα οποία θα είναι:

$$\eta \equiv \phi_1 - \mu/\lambda \quad \xi \equiv \phi_2 \quad (42)$$

Στο τρέχον σημείο, έχει ενδιαφέρον το αποτέλεσμα της εφαρμογής του μετασχηματισμού (36), το οποίο είναι:

2.2: Το Καθιερωμένο Πρότυπο (Standard Model)

$$\phi \rightarrow (\phi_1 \cos a - \phi_2 \sin a) + i (\phi_2 \cos a + \phi_1 \sin a) \quad (43)$$

Εάν στην (43), θέσουμε την γωνία a , ως:

$$a = -\tan^{-1} \left(\frac{\phi_2}{\phi_1} \right) \quad (44)$$

τότε το μετασχηματισμένο πεδίο ϕ καταλήγει να είναι πραγματικό, συνεπάγοντας για το μετασχηματισμένο πεδίο ϕ_2 ότι ισχύει, $\phi'_2 = 0$. Εφόσον, ισχύει $\phi'_2 = 0$, τότε από την (42) θα ισχύει ότι $\xi = 0$ και η τελική συνάρτηση *Lagrange*, απλοποιείται κατά πολύ:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \underbrace{\left[\frac{1}{2} (\partial_\mu \eta) (\partial^\mu \eta) - \mu^2 \eta^2 \right]}_{\text{K-G Lagrange, massive field}} + \underbrace{\left[-\frac{1}{16\pi} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \frac{1}{2} \left(\frac{q\mu}{\hbar\lambda} \right)^2 A_\mu A^\mu \right]}_{\text{massive gauge field}} \\ & \underbrace{\left[\frac{\mu}{\lambda} \left(\frac{q}{\hbar} \right)^2 \eta (A_\mu A^\mu) + \frac{1}{2} \left(\frac{q}{\hbar} \right)^2 \eta^2 (A_\mu A^\mu) - \lambda \mu \eta^3 - \frac{1}{4} \lambda \eta^4 \right]}_{\text{various couplings}} + \left(\frac{\mu^2}{2\lambda} \right)^2 \end{aligned} \quad (45)$$

Ο πρώτος όρος της (45), αποδίδει ένα έμμαζο πεδίο, το οποίο είναι το πεδίο *Higgs*. Όσον αφορά τον δεύτερο όρο της (45), το αρχικό άμαζο πεδίο βαθμίδας A^μ απέκτησε μάζα, λόγω της (44). Πιο συγκεκριμένα, πριν κάνουμε χρήση της (44), η συνάρτηση *Lagrange* περιείχε τον όρο

$$\frac{1}{2} (\partial_\mu \xi) (\partial^\mu \xi) \quad (46)$$

ο οποίος αναφέρεται σε ένα άμαζο μποζόνιο το οποίο καλείται *Goldstone Boson*. Μετά την εφαρμογή της (44), το πεδίο βαθμίδας A^μ απορρόφησε το μποζόνιο Goldstone και απέκτησε μάζα.

2.2.1.5: Ηλεκτρασθενής Αλληλεπίδραση (Electroweak Interaction)

Οι ασθενείς αλληλεπιδράσεις[4],[13] αποτέλεσαν αντικείμενο μελέτης, καθώς διέπονται από έμμαζους φορείς κι επίσης συνυπάρχουν με τις ηλεκτρομαγνητικές. Οι δύο θεωρίες, ενοποιήθηκαν με αποτέλεσμα την ηλεκτρασθενή θεωρία και τις αντίστοιχες αλληλεπιδράσεις, περιλαμβάνοντας τόσο ουδέτερα όσο και φορτισμένα ρεύματα (*neutral and charged currents*). Στην κατηγορία των φερμιονίων, όπως προαναφέραμε ανήκουν τόσο τα λεπτόνια όσο και τα quarks τα οποία θα τα κατηγοριοποιήσουμε, επιπρόσθετα, σε αριστερόστροφα (47) και δεξιόστροφα (48):

$$\psi_L = P_L \psi, \quad P_L = \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) \quad (47)$$

$$\psi_R = P_R \psi, \quad P_R = \frac{1}{2} (1 + \gamma^5) \quad (48)$$

όπου $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ και P_L, P_R οι προβολικοί τελεστές. Τα αριστερόστροφα πεδία φέρουν ισοσπίν, ίσο με 1/2 και δημιουργούν τις εξής διπλέτες:

2.2: Το Καθιερωμένο Πρότυπο (Standard Model)

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \quad (49)$$

ενώ τα δεξιόστροφα πεδία φέρουν ισοσπίν ίσο με μηδέν, και δημιουργούν τις singlets:

$$u_R, d_R, e_R, c_R, s_R, \mu_R, t_R, b_R, \tau_R \quad (50)$$

Ξεκινούμε από την συνάρτηση *Lagrange* (27) και ορίζουμε ότι στην βασική κατάσταση, το πεδίο ϕ θα έχει την τιμή:

$$\phi_0 = \pm v \quad (51)$$

Γύρω από την περιοχή του ελαχίστου, μελετούμε τις διαταραχές, θέτοντας:

$$\phi(x) = v + \eta(x) \quad (52)$$

όπου $\eta(x)$ είναι οι διεγέρσεις γύρω από το ελάχιστο. Έχοντας ορίσει τα παραπάνω, προχωρούμε στον ορισμό του τοπικού μετασχηματισμού βαθμίδας (53) υπό την $U(1)$ σχετικά με τα δεξιόστροφα πεδία, ο οποίος θα εξαρτάται από το ισοσπίν και της συναλλοίωτης παραγώγου (54), αντίστοιχα:

$$U(1)_Y = e^{i \frac{Y}{2} a(x)} \quad (53)$$

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + i g_1 \frac{Y}{2} B_\mu \quad (54)$$

Όσον αφορά το πεδίο βαθμίδας της $SU(2)$ συμμετρίας βαθμίδας, πρόκειται να είναι το W_μ^i , με $i = 1, 2, 3$ και σχετίζεται με το ισοσπίν. Συνεπώς, οι ηλεκτρασθενείς αλληλεπιδράσεις περιγράφονται από το γινόμενο των βαθμίδων $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$ και για την περαιτέρω μελέτη, θα ορίσουμε τον τοπικό μετασχηματισμό βαθμίδας (55) υπό την $SU(2)$ και την συνολική συναλλοίωτη παράγωγο (56), αντίστοιχα:

$$SU(2)_L = e^{i \frac{\sigma_i}{2} a^i(x)}, \quad i = 1, 2, 3 \quad (55)$$

$$\mathcal{D} = \partial_\mu + i g_1 \frac{Y}{2} B_\mu + i g_2 \frac{\sigma_i}{2} W_\mu^i, \quad i = 1, 2, 3 \quad (56)$$

όπου σ_i είναι οι πίνακες του *Pauli* και Y είναι το το υπερφορτίο, και B_μ είναι το πεδίο βαθμίδας της $U(1)$ βαθμίδας, κατ' αντιστοιχία με το A_μ (δεν είναι όμως ταυτόσημα). Το υπερφορτίο προέρχεται από την $U(1)$ συμμετρία βαθμίδας, και αναφέρεται τόσο στις δεξιόστροφες όσο και στις αριστερόστροφες καταστάσεις. Το ισοσπίν, προέρχεται από την $SU(2)$ συμμετρία βαθμίδας, και αναφέρεται μόνο στις αριστερόστροφες καταστάσεις. Το υπερφορτίο και το ισοσπίν, ορίζουν τη τιμή του φορτίου του κάθε σωματίου, ως:

2.2: Το Καθιερωμένο Πρότυπο (Standard Model)

$$Q = I + \frac{Y}{2} \quad (57)$$

Στην περίπτωση που μελετάμε, το ισοσπίν δύναται να πάρει τιμές ίσες με $\pm 1/2$ ενώ το υπερφορτίο, τιμές ίσες με 1 και μπορεί να γραφεί υπό μορφή πίνακα ως:

$$Q = \begin{pmatrix} 1/2 & 0 \\ 0 & -1/2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1/2 & 0 \\ 0 & 1/2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (58)$$

Συνολικά, η συναλλοίωτη παράγωγος, μπορεί να γραφεί σε μορφή πίνακα, ως:

$$\mathcal{D} = \begin{bmatrix} \partial_\mu + i\frac{g_1}{2}B_\mu + i\frac{g_2}{2}W_\mu^3 & i\frac{g_2}{2}(W_\mu^1 - W_\mu^2) \\ i\frac{g_2}{2}(W_\mu^1 + W_\mu^2) & \partial_\mu + i\frac{g_1}{2}B_\mu - i\frac{g_2}{2}W_\mu^3 \end{bmatrix} \quad (59)$$

Γράφουμε τον κινηματικό όρο της συνάρτησης *Lagrange*:

$$(\mathcal{D}_\mu \phi)^\dagger (\mathcal{D}_\mu \phi) = \frac{g^2}{4} \frac{(\eta + v)^2}{2} (W_\mu^1 - iW_\mu^2)^2 + \frac{1}{8}(\eta + v)^2 (g_1 B_\mu - g_2 W_\mu^3)^2 + \frac{1}{2} \partial_\mu \eta \partial^\mu \eta \quad (60)$$

Με τα φορτισμένα πεδία να ορίζονται, ως:

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (61)$$

Ορίζουμε τα πεδία του μποζονίου Z^0 (62) και του φωτονίου A_μ (63), ώστε να είναι ορθογώνια μεταξύ τους:

$$Z_\mu^0 = -\frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} B_\mu + \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} W_\mu^3 \quad (62)$$

$$A_\mu = \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} B_\mu + \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} W_\mu^3 \quad (63)$$

Για διευκόλυνση των πράξεων, εισάγουμε την γωνία ασθενούς μίξης:

$$\cos \theta_W = \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \quad \sin \theta_W = \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \quad (64)$$

Και καταλήγουμε να υπολογίσουμε τις μάζες των μποζονίων W (65) και Z (66):

$$M_W = \frac{g_2 v}{2} \quad (65)$$

$$M_Z = \frac{v \sqrt{g_1^2 + g_2^2}}{2} \quad (66)$$

2.2: Το Καθιερωμένο Πρότυπο (Standard Model)

Η τελική συνάρτηση *Lagrange* θα είναι:

$$\mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}_{f,g} + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_{Yukawa} \quad (67)$$

Συνοψίζοντας τα ανωτέρω, η συμμετρία βαθμίδας του Καθιερωμένου Προτύπου, γράφεται ως:

$$G_{SM} = SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (68)$$

και ορίζουμε την τελική συνάρτηση *Lagrange*, ως:

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{EW} + \mathcal{L}_{QCD} \quad (69)$$

2.3: Πέρα από το Καθιερωμένο Πρότυπο

Στην προηγούμενη παράγραφο, έγινε μια σύντομη περιγραφή του Καθιερωμένου Προτύπου το οποίο περιγράφει τις θεμελιώδεις αλληλεπιδράσεις που διέπουν ένα μεγάλο μέρος της γενικής φυσικής. Υπάρχουν, όμως, ζητήματα τα οποία δεν δύνανται να απαντηθούν από το Καθιερωμένο Πρότυπο όπως η βαρύτητα, η σκοτεινή ύλη και ενέργεια, το πρόβλημα της ιεραρχίας (*hierarchy problem*), η παραβίαση της συμμετρίας CP υπό τον ισχυρό τομέα αλληλεπιδράσεων (*strong interaction sector*) κ. ά. Ένα ακόμη αναπάντητο ερώτημα, αποτέλεσε ο τρόπος με τον οποίο αποκτούν μάζα τα στοιχειώδη σωματίδια. Πιο συγκεκριμένα, αναπτύχθηκαν μηχανισμοί οι οποίοι είχαν σκοπό να αποδώσουν μάζα στα στοιχειώδη σωματίδια ενώ το 2012 η ανακάλυψη του μποζονίου *Higgs*, εδραίωσε τον μηχανισμό *Higgs*, ως τον πλέον υπεύθυνο μηχανισμό για την απόκτηση μάζας. Αφενός με την ανακάλυψη του μποζονίου *Higgs* ολοκληρώθηκε η εικόνα του Καθιερωμένου Προτύπου, αφετέρου όμως, παρέμειναν τα προηγούμενα ερωτήματα και προστέθηκε το ερώτημα της μάζας του *top* quark. Η μάζα του *top* quark, έχει μετρηθεί στις πειραματικές διατάξεις ίση με $173.34 \text{ GeV}/c$ και είναι κατά πολύ μεγαλύτερη από τις μάζες των υπολοίπων quark.

Το πρόβλημα της ιεραρχίας που αναφέρθηκε ως αναπάντητο ερώτημα, συναντάται και στη μάζα του *top* quark. Όλα τα φερμιόνια, σύμφωνα με το Καθιερωμένο Πρότυπο, αποκτούν μάζα μέσω του μηχανισμού *Higgs* και συγκεκριμένα η μάζα τους είναι ανάλογη της ζεύξης *Yukawa* (*Yukawa coupling*). Οι ζεύξεις *Yukawa* για όλα τα quarks είναι συγκρίσιμες μεταξύ τους, ενώ εάν συγκριθούν ως προς τη ζεύξη *Yukawa* του *top* quark, είναι πολύ μικρές. Συνεπώς, η ιδιαίτερα μεγάλη μάζα του *top* quark φαίνεται να αποδίδεται στην μεγάλη ζεύξη *Yukawa* ή αλλιώς, στη μεγάλη αλληλεπίδραση του *top* quark με το πεδίο *Higgs*. Η ύπαρξη μιας ζεύξης, κατά πολύ μεγαλύτερη από τις υπόλοιπες, μας οδηγεί στην ύπαρξη ενός δυναμικού μηχανισμού ρήξης συμμετρίας [14],[15],[16], ο οποίος εμπεριέχει το *top* quark [17]. Η δυναμική ρήξη συμμετρίας, θα έχει ως αποτέλεσμα την εμφάνιση μιας έμμορφης χρωματικής οκτέτας ανυσματικών μποζονίων (*color – octet massive vector boson*) – *Colorons*, οι κβαντικοί αριθμοί της οποίας, θα είναι ίδιοι με του γλουονίου [18]. Κατά τους W. Bardeen, C.T. Hill και M. Lindner [17], η μεγάλη μάζα του *top* quark, αποδίδεται στην ύπαρξη ενός συσσωματώματος $< \bar{t} t >$ [19],[20],[21],[22],[23] το οποίο παίζει το ρόλο του μποζονίου *Higgs*, καταλήγοντας πως το μποζόνιο *Higgs* δεν είναι στοιχειώδες, αλλά σύνθετο. Στις 4 Ιουλίου 2012, η ανακάλυψη του μποζονίου *Higgs*, ανακοινώθηκε από τα πειράματα CMS [24] και

2.3: Πέρα από το Καθιερωμένο Πρότυπο

ATLAS[25], η πρόβλεψη του οποίου έγινε θεωρώντας ότι είναι στοιχειώδες (η συνάρτηση *Lagrange* που περιγράφηκε στην παράγραφο 2.2.1.4 δε περιέχει περαιτέρω όρους όπου να γίνεται φανερή η σύνθετη φύση του μποζονίου *Higgs* κι επομένως, θεωρείται στοιχειώδες). Λαμβάνοντας υπόψιν και την μάζα η οποία μετρήθηκε ίση με 126 GeV, συμπεραίνουμε πως σίγουρα δεν είναι το συσσωμάτωμα $\langle \bar{t}t \rangle$ (καθώς θα έπρεπε να είναι της τάξης της μάζας των *top* quarks), χωρίς όμως αυτό να αποκλείει την ύπαρξη του συσσωματώματος $\langle \bar{t}t \rangle$. Ο κύριος λόγος που δεν απορρίπτεται η ύπαρξη του συσσωματώματος $\langle \bar{t}t \rangle$ έγκειται στο γεγονός ότι το ανακαλυφθέν *Higgs boson*, αλληλεπιδρά μέσω της SU(2), σε αντίθεση με το συσσωμάτωμα $\langle \bar{t}t \rangle$ που αλληλεπιδρά μέσω της SU(3). Επιπρόσθετα, σύμφωνα με την θεωρία της υπερσυμμετρίας, προβλέπονται ακόμη τέσσερα μποζόνια *Higgs*, τα οποία διαφέρουν από το ανακαλυφθέν. Συγκεκριμένα, το ένα είναι βαρύτερο από το ανακαλυφθέν και δηλώνεται ως H [26], δύο φέρουν φορτίο (θετικό και αρνητικό, αντίστοιχα) $H^\pm$ [27],[28] ενώ ένα ακόμη σχετίζεται με την τιμή της συμμετρίας CP (αν είναι περιττή ή ζυγή – CP odd / even) και δηλώνεται ως A^0 [29],[30].

Υπάρχουν διάφορα μοντέλα που κάνουν χρήση της δυναμικής ρήξης συμμετρίας, καθώς και των *Colorons*, όπως τα διεγερμένα γλουόνια Kaluza – Klein [31],[32], η θεωρία Technicolor[33] και η επεκταμένη θεωρία Technicolor (Extended Technicolor) [34],[35]. Η πρώτη αναφορά στα *Colorons*, έγινε στη θεωρία του TopColor[36],[37],[38],[39], όπου πραγματοποιείται η εισαγωγή μιας νέας ομάδας βαθμίδας SU(3), στην προσπάθεια εξήγησης της ιδιαίτερα μεγάλης μάζας του *top* quark λαμβάνοντας υπόψιν το μοντέλ όπου θεωρείται η ύπαρξη του συσσωματώματος $\langle \bar{t}t \rangle$ [40],[41],[42]. Ο C.T. Hill, αναφέρεται στον “συνδυασμό” του μοντέλου TopColor με το Technicolor[43][44], όπου γίνεται αναφορά για τις διασπάσεις του Coloron σε *top*-pion (τα *top*-pions, θα τα αποκαλούμε ως *hyper*-pions παρακάτω) [45]. Πιο συγκεκριμένα, το Coloron δεν είναι το ελαφρύτερο σωματίο και θα υποστεί διάσπαση. Η διάσπασή του, οδηγεί στα *top*-pions (*hyper*-pions), τα οποία αναφέρει πως ζευγνύονται ισχυρώς με τα Nambu – Goldstone μποζόνια και συνεπώς δεν υπάρχει κάποια αλληλεπίδραση υπό την SU(2) [43]. Μια αντίστοιχη θεωρία, αναφέρεται στην ύπαρξη του AxiGluon[46],[47],[48],[49]. Το AxiGluon, έχει όμοια συμπεριφορά με το Coloron, διαφέρει όμως στην βαθμίδα συμμετρίας. Η βαθμίδα συμμετρίας στην οποία ανήκει το AxiGluon είναι η $SU(3)_L \otimes SU(3)_R \rightarrow SU(3)_{L+R}$ και όπως είναι εμφανές, το AxiGluon, θα αλληλεπιδρά μέσω των προβολικών τελεστών (οι οποίοι περιέχουν τον πίνακα γ^5) διαφορετικά στα δεξιόστροφα και στα αριστερόστροφα. Παρακάτω γίνεται μια συνοπτική μαθηματική περιγραφή, όσον αφορά τη παραγωγή του Coloron. Ο μηχανισμός για το AxiGluon είναι παρεμφερής.

Ένας παραλληλισμός της παραπάνω διαδικασίας του συσσωματώματος, μπορεί να εκπορευθεί από το ήδη γνωστό μεσόνιο ρ το οποίο διασπάται σε δύο π [18]. Γενικότερα, κατά την εξαύλωση ενός ηλεκτρονίου με ένα ποζιτρόνιο, θεωρούμε την ύπαρξη ενός εικονικού φωτονίου το οποίο παράγει ζεύγη σωματίου και αντι-σωματίου. Στην περίπτωση που τα σωματίδια είναι quarks, τότε αυτά ζευγνύονται μέσω ισχυρής αλληλεπίδρασης δημιουργώντας το μεσόνιο ρ (το οποίο δύναται να διασπαστεί σε δύο π). Κατ' αντιστοιχία, το συσσωμάτωμα $\langle \bar{t}t \rangle$ αποτελεί το Coloron $\tilde{\rho}$ ενώ οι διασπάσεις του αποτελούν τα *hyper*-pions $\tilde{\pi}$.

2.3.1: Συνοπτική Μαθηματική Περιγραφή

Προχωρούμε στην υλοποίηση, μιας θεωρίας η οποία θα περιγράφει τα παραπάνω. Όπως προαναφέρθηκε, η μεγάλη μάζα του *top* quark, θεωρούμε ότι προέρχεται λόγω της μεγάλης αλληλεπίδρασης με το πεδίο *Higgs*. Στο σημείο αυτό, αντί να κάνουμε χρήση του πεδίου *Higgs*, θα ακολουθήσουμε τον C.T. Hill [36], ο οποίος πρότεινε την ύπαρξη μιας ανώτερης συμμετρίας βαθμίδας, η ρήξη της οποίας θα μας οδηγήσει στην γνωστή συμμετρία βαθμίδας $SU(3)_C$ της Κβαντικής Χρωμοδυναμικής. Κατά την ρήξη της συμμετρίας, έχουμε την παραγωγή μιας χρωματικής οκτέτας, έμ-μαζων ανυσματικών μποζονίων (*color – octet vector bosons*) τα οποία καλούνται *colorons*. Η συ-

2.3: Πέρα από το Καθιερωμένο Πρότυπο

γκεκριμένη ανώτερη συμμετρία βαθμίδας, είναι η $SU(3)_1 \times SU(3)_2$. Κάνουμε την παραδοχή, πως τα *top* και *bottom* (μόνο το δεξιόστροφο) quarks, περιγράφονται από την $SU(3)_2$ ενώ τα υπόλοιπα quarks και λεπτόνια, περιγράφονται από την $SU(3)_1$. Λαμβάνοντας υπόψιν τις ηλεκτρασθενείς αλληλεπιδράσεις που πραγματοποιούνται στα quarks και λεπτόνια, υπό την $SU(2)$, μπορούμε να αναπαράστησουμε κατά την μορφή ($SU(2)$, $SU(3)_1$, $SU(3)_2$), τα quarks και τα λεπτόνια ως εξής:

$$\begin{aligned} (u, d)_L, \quad (c, s)_L &\rightarrow (2, 3, 1) \\ (\nu_e, e)_L, \quad (\nu_\mu, \mu)_L, \quad (\nu_\tau, \tau)_L &\rightarrow (2, 1, 1) \\ u_R, d_R, c_R, s_R, b_R &\rightarrow (1, 3, 1) \\ e_R, \mu_R, \tau_R &\rightarrow (1, 1, 1) \end{aligned} \quad (70)$$

Και για τα *top* και *bottom* quarks θα έχουμε:

$$\begin{aligned} (t, b)_L &\rightarrow (2, 1, 3) \\ t_R &\rightarrow (1, 1, 3) \end{aligned} \quad (71)$$

Έχοντας ορίσει τα ανωτέρω, προχωρούμε να γράψουμε στην γενικότητα τον όρο στον οποίο θα φαίνεται η αλληλεπίδραση όπου το *top* quark λαμβάνει χώρα:

$$\left(\frac{g}{M}\right)^2 (\bar{\psi}_L^a t_{Ra})_i (\bar{t}_{Rb} \psi^b)^i \quad (72)$$

όπου τα a, b είναι χρωματικοί δείκτες ενώ το i είναι δείκτης της $SU(2)$. Σε *Fierz* αναπαράσταση, η (72), δύναται να γραφεί ως:

$$(\bar{\psi}_L^a t_{Ra})_i (\bar{t}_{Rb} \psi^b)^i \rightarrow -\left(\frac{g}{M}\right)^2 (\bar{\psi}_{iL} \gamma_\mu \cdot \frac{1}{2} \lambda^A \psi_L^i) (\bar{t}_R \gamma^\mu \cdot \frac{1}{2} \lambda^A t_R) + O(1/N) \quad (73)$$

με $N = 3$ (όσα τα χρωματικά φορτία). Ο C.T. Hill [36] αναπτύσσοντας τα παραπάνω πραγματοποιεί τη ρήξη συμμετρίας, κάνοντας χρήση ενός βαθμωτού πεδίου *Higgs*, όπου όπως προαναφέραμε, το μποζόνιο *Higgs*, θεωρείται σύνθετο κι όχι στοιχειώδες. Στην παρούσα εργασία, θα ακολουθήσουμε την διαδικασία ρήξης συμμετρίας, με χρήση ενός μη γραμμικού σιγμοειδούς μοντέλου (*non linear sigma model*), όπως περιγράφεται στο [50] [51][52]. Ξεκινούμε, ορίζοντας την συνάρτηση *Lagrange*:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} \text{Tr}[G_{1\mu\nu} G_1^{\mu\nu}] - \frac{1}{4} \text{Tr}[G_{2\mu\nu} G_2^{\mu\nu}] + \frac{f^2}{4} \text{Tr} D_\mu \Sigma D^\mu \Sigma^\dagger + \mathcal{L}_{g-f} + \mathcal{L}_{ghost} + \mathcal{L}_{quark} \quad (74)$$

όπου $G_{i\mu\nu} = \partial_\mu G_{i\nu}^a - \partial_\nu G_{i\mu}^a \mp i^2 g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c$ με τον δείκτη i να διατρέχει τις τιμές 1 και 2. Ως 1, αναφέρεται το πεδίο των γλουονίων ενώ ως 2, αναφέρεται το πεδίο των *colorons*, και f^{abc} οι σταθερές δόμησης της $SU(3)$. Ως Σ , αποδίδεται το μη γραμμικό σιγμοειδές μοντέλο:

2.3: Πέρα από το Καθιερωμένο Πρότυπο

$$\Sigma = \exp\left(\frac{2i\pi^a t^a}{f}\right) \quad (75)$$

με το a να διατρέχει όλα τα γλουόνια ($a = 1, \dots, 8$). Όπου π^a είναι τα μποζόνια *Nambu-Goldstone*, f είναι μια σταθερά διάσπασης και t^a είναι οι πίνακες *Gell-Mann* κανονικοποιημένοι ώστε να ισχύει $\text{Tr}[t^a t^b] = \frac{\delta^{ab}}{2}$. Το πεδίο Σ θα μετασχηματίζεται ως:

$$\Sigma \rightarrow u_1 \Sigma u_2^\dagger \quad (76)$$

Όπου $u_i = \exp(i\alpha_i^a t^a)$, με α_i^a να είναι οι παράμετροι του μετασχηματισμού των βαθμίδων $SU(3)_i$. Ακολουθώντας, έχοντας ορίσει τα παραπάνω, μπορούμε να γράψουμε την συναλλοίωτη παράγωγο:

$$D_\mu \Sigma = \partial_\mu \Sigma - ig_{s1} G_{1\mu}^a t^a \Sigma + ig_{s2} \Sigma G_{2\mu}^a t^a \quad (77)$$

όπου g_{si} είναι οι ζεύξεις των βαθμίδων $SU(3)_i$. Οι τρεις τελευταίες συναρτήσεις, παραθέτονται εξίσου στο [50] και συνεπώς μπορούμε να γράψουμε την τελική συνάρτηση *Lagrange* (74) στην οποία κρατούμε μόνον όρους δεύτερης τάξης, ως:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{(2)} = & \frac{1}{2} G_{i\mu}^a \left[\delta_{ij} g^{\mu\nu} \partial^2 - \delta_{ij} \left(1 - \frac{1}{\xi}\right) \partial^\mu \partial^\nu + \frac{g_{s1} g_{s2} g^{\mu\nu} f^2}{4} (\delta_{i1} - \delta_{i2})(\delta_{1j} - \delta_{2j}) \right] G_{j\nu}^a \\ & - \frac{1}{2} \pi^a \left[\partial^2 + \frac{\xi}{4} (g_{s1}^2 + g_{s2}^2) f^2 \right] \pi^a \\ & - \bar{c}_i^a \left[\delta_{ij} \partial^2 + \xi \frac{g_{s1} g_{s2} f^2}{4} (\delta_{i1} - \delta_{i2})(\delta_{1j} - \delta_{2j}) \right] c_j^a \\ & + \bar{q}^i \left[\not{\partial} - i \frac{g_{s1} g_{s2}}{\sqrt{g_{s1}^2 + g_{s2}^2}} \not{G}^a t^a - i \not{C}^a t^a (g_L P_L + g_R P_R) \right] q_i \end{aligned} \quad (78)$$

Ορίζουμε τους εξής μετασχηματισμούς:

$$\begin{pmatrix} G_{1\mu}^a \\ G_{2\mu}^a \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & -\sin \theta_c \\ \sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_\mu^a \\ C_\mu^a \end{pmatrix} \quad (79)$$

και

$$\begin{pmatrix} c_1^a \\ c_2^a \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & -\sin \theta_c \\ \sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_G^a \\ c_C^a \end{pmatrix} \quad (80)$$

Για τους τριγωνομετρικούς αριθμούς του ημίτονου και του συνημιτόνου ορίζουμε:

$$\sin \theta_c \equiv \frac{g_{s1}}{\sqrt{g_{s1}^2 + g_{s2}^2}} \quad \cos \theta_c \equiv \frac{g_{s2}}{\sqrt{g_{s1}^2 + g_{s2}^2}} \quad (81)$$

2.3: Πέρα από το Καθιερωμένο Πρότυπο

Αντικαθιστώντας τις (79), (80) και (81), στην (78), υπολογίζουμε την μάζα του coloron ίση με:

$$M_C = \frac{\sqrt{g_{s1}^2 + g_{s2}^2} f}{2} \quad (82)$$

Στην (78) έχοντας κρατήσει μόνον όρους δεύτερης τάξης, πραγματοποιούμε την εμφάνιση του Coloron, χωρίς να δείχνουμε τις περαιτέρω αλληλεπιδράσεις (όπως η αλληλεπίδραση του Coloron, με quark, με gluon καθώς και οι διασπάσεις του σε hyper-pions). Η ομάδα που περιγράφει τόσο το Coloron όσο και το hyper-pion, καλείται ομάδα υπέρ-χρώματος ή αλλιώς *HyperColor group* ενώ η αντίστοιχη συμμετρία βαθμίδας γράφεται ως $SU(3)_{HC}$.

2.3.2: Πειραματική Ανίχνευση των Colorons

Η εμφάνιση των Colorons στο εσωτερικό του Μεγάλου Αδρονικού Επιταχυντή, δύναται να πραγματοποιηθεί με την μορφή συντονισμών. Η αναζήτηση των συγκεκριμένων συντονισμών πρόκειται να λάβει χώρα στο κανάλι όπου υφίστανται πολλαπλοί πίδακες [53],[54]. Μια ιδιαίτερη δυσκολία στο κανάλι των πολλαπλών πιδάκων, προέρχεται από το υπόβαθρο της QCD, όμως παρατίθενται στις επόμενες παραγράφους, οι μέθοδοι που χρησιμοποιήθηκαν ώστε να το ελαττώσουν στον μέγιστο βαθμό. Αναλυτικότερα, αναφέρθηκε παραπάνω, πως το Coloron διασπάται σε hyper-pions. Συγκεκριμένα, υποστηρίζουμε πως η διάσπαση του Coloron γίνεται σε δύο hyper-pions, το καθένα εκ των οποίων στη συνέχεια διασπάται σε δύο γλουόνια [55]. Το κάθε γλουόνιο στη συνέχεια διασπάται σε πίδακα σωματίων.

Στην προσπάθεια να αναπτυχθεί ένα φαινομενολογικό μοντέλο για την αναζήτηση του Coloron στον LHC, ακολουθούμε την διαδικασία των C. Kilic, S. Schumann και M. Son [53] ξεκινώντας από την γραφή της συνάρτησης *Lagrange* η οποία θα διέπει τις αλληλεπιδράσεις στο εσωτερικό του LHC:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \bar{\psi}(i \not{D} - m)\psi - \frac{1}{4} H_{\mu\nu} H^{\mu\nu} \quad (83)$$

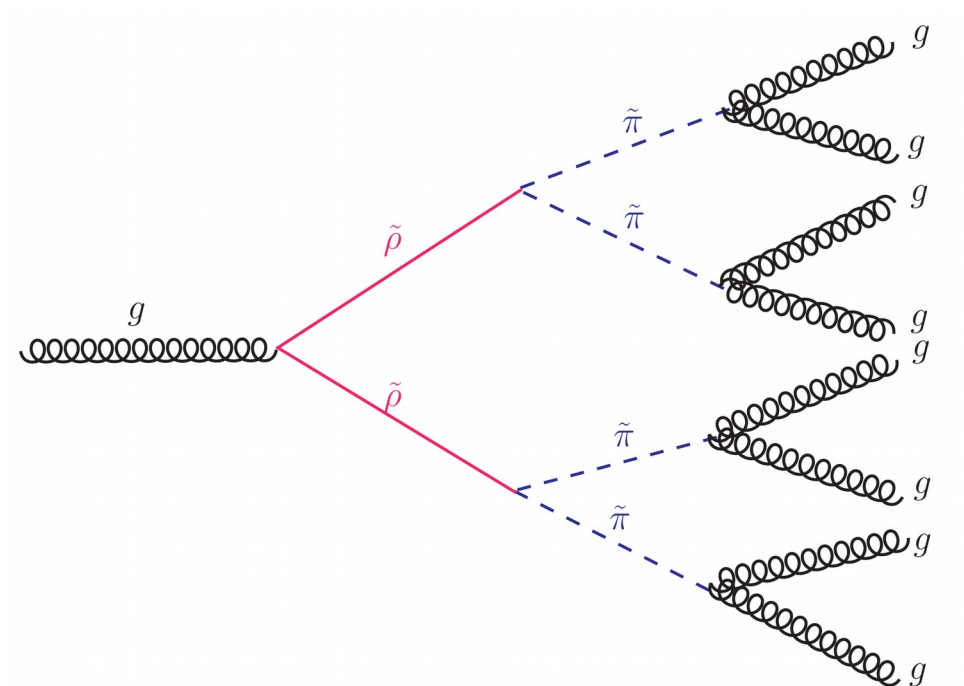
όπου $H_{\mu\nu}$ είναι το πεδίο βαθμίδας του υπέρ-χρώματος (hypercolor) ενώ ως ψ παρίστανται τα φερμιόνια. Ακολουθώντας, γράφουμε την *effective Lagrange* η οποία προέρχεται κατά βάση από την (78) σε συνδυασμό με τη φαινομενολογική μελέτη, καθώς και περιέχει όρους οι οποίοι αποσκοπούν στις αλληλεπιδράσεις που πρόκειται να συμβούν στο εσωτερικό του LHC:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{eff}^{HC} = & -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} + \bar{q} i \gamma^\mu (\partial_\mu + i g_3 (G_\mu + \epsilon \tilde{\rho}_\mu)) q \\ & -\frac{1}{4} (D_\mu \tilde{\rho}_\nu - D_\nu \tilde{\rho}_\mu)^a (D^\mu \tilde{\rho}^\nu - D^\nu \tilde{\rho}^\mu)^a + \frac{m_{\tilde{\rho}}^2}{2} \tilde{\rho}_\mu^a \tilde{\rho}^{a\mu} \\ & + \frac{1}{2} (D_\mu \tilde{\pi})^a (D^\mu \tilde{\pi})^a - \frac{m_{\tilde{\pi}}^2}{2} \tilde{\pi}^a \tilde{\pi}^a - g_{\tilde{\rho}\tilde{\pi}\tilde{\pi}} f^{abc} \tilde{\rho}_\mu^a \tilde{\pi}^b \partial^\mu \tilde{\pi}^c - \frac{3g_3^2}{16\pi^2 f_{\tilde{\pi}}} Tr[\tilde{\pi} G_{\mu\nu} G^{\mu\nu}] \\ & + i \chi g_3 Tr(G_{\mu\nu} [\tilde{\rho}^\mu, \tilde{\rho}^\nu]) + \xi \frac{2i\alpha_s \sqrt{N_{HC}}}{m_{\tilde{\rho}}^2} Tr((D^\mu \tilde{\rho}_\nu - D_\nu \tilde{\rho}^\mu) [G_\sigma^\nu, G_\mu^\sigma]) \end{aligned} \quad (84)$$

2.3: Πέρα από το Καθιερωμένο Πρότυπο

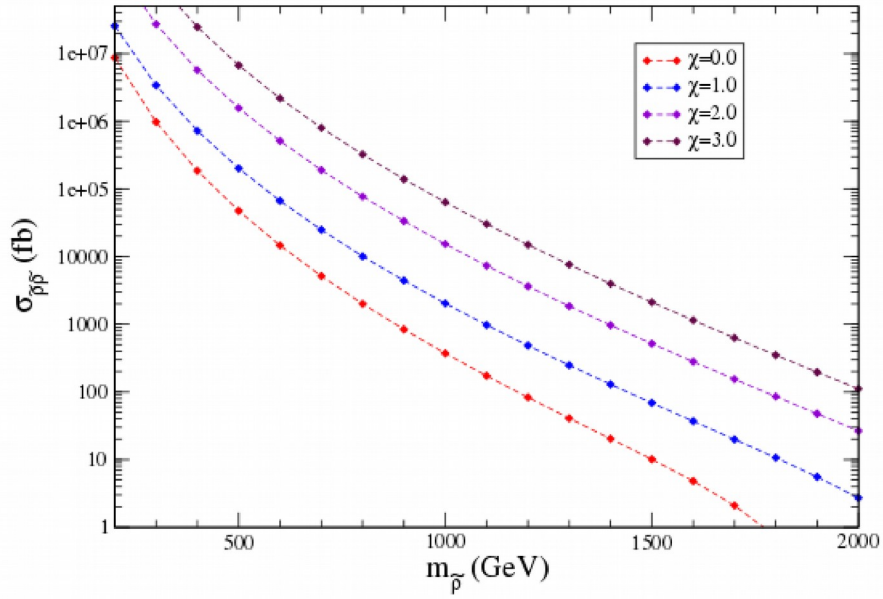
Στην (84), η πρώτη γραμμή περιέχει τους κινηματικούς όρους του καθιερωμένου προτύπου καθώς και τη ζεύξη του Coloron με τα quarks η οποία παραμετροποιείται κατά την παράμετρο μίξης ϵ . Στη δεύτερη γραμμή, υπάρχουν οι τετραγωνικοί όροι του Coloron, όπου, αρχικώς αποδίδεται ο κινηματικός όρος και στη συνέχεια ο όρος μάζας του Coloron. Στην τρίτη γραμμή, παραθέτονται οι τετραγωνικοί όροι του hyper-pion όπου αρχικώς αποδίδεται ο κινηματικός όρος και στη συνέχεια ο όρος μάζας του hyper-pion. Ο τρίτος όρος, αναφέρεται στην διάσπαση ενός Coloron σε δύο hyper-pion ενώ ο τέταρτος όρος, αναφέρεται στη διάσπαση του hyper-pion σε γλουνόνιο. Τελικώς, η τέταρτη γραμμή, αποτελεί προσθήκη όρων οι οποίοι σχετίζονται με τον LHC και κατ' επέκταση με την περαιτέρω ζεύξη του Coloron με γλουνόνια· δε μπορεί να προκύψει απευθείας από την QCD του Καθιερωμένου Προτύπου. Η παράμετρος χ έχει σημαντική επίδραση στην παραγωγή ζεύγους Coloron η οποία γίνεται μέσω μιας αρχικής κατάστασης ενός ζεύγους γλουνονίων. Στην εικόνα (2), παρατίθεται το διάγραμμα *Feynmann* που αντιστοιχεί στην παραγωγή ενός ζεύγους Colorons από ένα γλουνόνιο, όπως καθορίζει ο πρώτος όρος. Άλλες αντίστοιχες θεωρίες, όπως το Axigluon (το οποίο προέρχεται από παρόμοιο σπάσιμο συμμετρίας, με τη διαφορά ότι η συμμετρία βαθμίδας που το περιέχει είναι η $SU(3)_L \times SU(3)_R$ [47]) θέτουν την τιμή του χ ίση με 1. Μεγαλύτερες τιμές του χ αποδίδουν μεγαλύτερες τιμές ενεργού διατομής, όμως θα χρησιμοποιήσουμε την τιμή ίση με το 1, καθώς η συγκεκριμένη τιμή διατηρεί το μοντέλο μοναδιακό. Στην εικόνα (3), παρατίθεται η τιμή της ενεργού διατομής για την παραγωγή ζεύγους Colorons, συναρτήσει της μάζας. Έπειτα, η παράμετρος ξ έχει επίδραση στην παραγωγή ενός ζεύγους hyper-pion. Στην εικόνα (4), παρατίθεται η ενεργός διατομή της παραγωγής ενός ζεύγους hyper-pion για διαφορετικές τιμές του ξ . Αναλυτικότερα, η απλούστερη παραγωγή ενός ζεύγους Colorons, δύναται να πραγματοποιηθεί μέσω μιας αρχικής κατάστασης ενός ζεύγους $q\bar{q}$. Η πράσινη καμπύλη σχετίζεται με την αρχική κατάσταση ζεύγους $q\bar{q}$ και αφορά την παραγωγή του ζεύγους των hyper-pions μέσω του συντονισμού των Coloron (η συγκεκριμένη αρχική κατάσταση δεν υφίσταται στον LHC). Η κόκκινη καμπύλη του γραφήματος (4), αναφέρεται στη τιμή του $\xi = 0$ και αφορά στην παραγωγή του ζεύγους των hyper-pions μέσω μιας αρχικής κατάστασης gg . Τέλος, οι καμπύλες μπλε και μωβ, αναφέρονται σε μη μηδενικές τιμές του ξ και συγκεκριμένα, $\xi = -1$ και $\xi = 1$ αντίστοιχα και αφορούν εξίσου σε αρχική κατάσταση gg , αποδίδοντας, όμως, μεγαλύτερη ενεργό διατομή. Να σημειώσουμε πως η εξίσωση του παράγοντα ξ ίσο με 0, διατηρεί (εξίσου με $\chi = 1$) το μοντέλο μοναδιακό. Στην εικόνα (5), παρατίθεται το διάγραμμα *Feynmann* που αντιστοιχεί στην παραγωγή ενός ζεύγους Colorons από δύο γλουνόνια, όπως καθορίζει ο δεύτερος όρος. Σύμφωνα με τους συγγραφείς του [53], η χρήση του $\xi = 1$ αποδίδει μια αύξηση στην ενεργό διατομή, της τάξης του 10^{-3} η οποία είναι σχεδόν αμελητέα σε σχέση με την ενεργό διατομή που προσδίδεται από τον παράγοντα χ . Για τον λόγο αυτό, επιλέγουμε να θέσουμε $\xi = 0$.

2.3: Πέρα από το Καθιερωμένο Πρότυπο

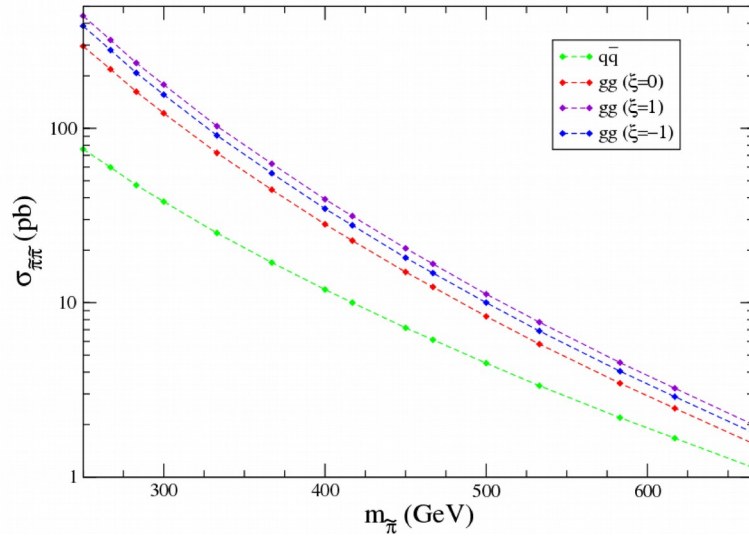


Εικόνα 2: Διάγραμμα *Feynman*, για την παραγωγή του ζεύγους *Colorons*, καθένα από τα οποία διασπάται σε δύο *hyper-rions*. Στη συνέχεια, το κάθε *hyper-rion* διασπάται σε δύο γλουόνια

2.3: Πέρα από το Καθιερωμένο Πρότυπο

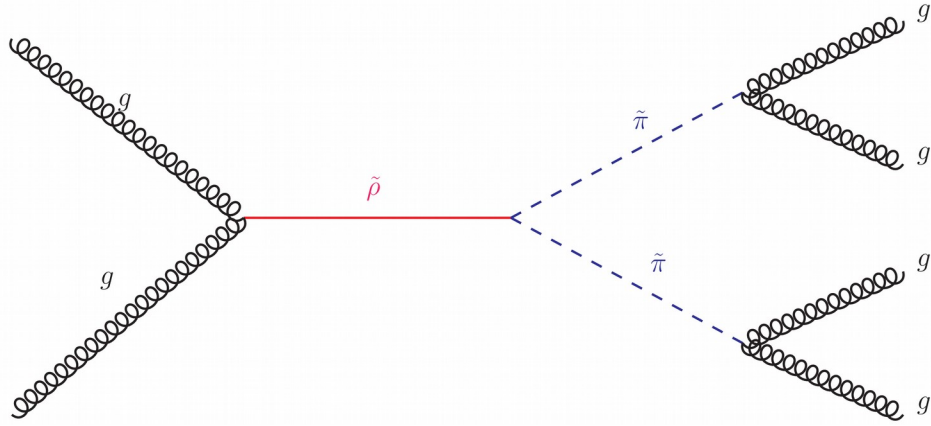


Εικόνα 3: Αναπαράσταση της ενεργού διατομής για την παραγωγή ενός ζεύγους Colorons, για διάφορες τιμές του παράγοντα χ , στον LHC



Εικόνα 4: Αναπαράσταση της ενεργού διατομής παραγωγής ζεύγους hyper-rions στον LHC, συναρτήσει της μάζας του hyper-rion. Η πράσινη γραμμή αναπαριστά την παραγωγή μέσω ενός συντονισμού Coloron, η κόκκινη γραμμή αναπαριστά την παραγωγή μέσω μιας αρχικής κατάστασης ζεύγους γλουονίων και οι μπλέ και μωβ γραμμές, αποδίδουν την αύξηση της ενεργού διατομής για μη μηδενικές τιμές του ξ (για αρχική κατάσταση ζεύγους γλουονίων), στον LHC

2.3: Πέρα από το Καθιερωμένο Πρότυπο



Εικόνα 5: Διάγραμμα Feynmann, για την παραγωγή ενός Coloron, το οποίο διασπάται σε δύο hyper-pions. Στη συνέχεια, το κάθε hyper-pion διασπάται σε δύο γλουόνια

Στην (84), ο παράγοντας N_{HC} τέθηκε ίσος με 3 (αποδίδοντας τα χρωματικά φορτία) ενώ σύμφωνα με το [53], υπολογίζεται ότι $\epsilon \simeq 0.2$, $g_{\tilde{\rho}\pi\pi} \simeq 6 \cdot$ συναρτήσει της μάζας του Coloron, υπολογίζεται ότι $M_{\tilde{\pi}} \simeq 0.3M_{\tilde{\rho}}$ και $f_{\tilde{\rho}} \simeq f_{\pi} \frac{M_{\tilde{\rho}}}{M_{\rho}}$ (ως f_{π} είναι η σταθερά διάσπασης του πονίου, ίση με $92MeV$). Έπειτα, οι J. Sayre, D. Dicus, C. Kao, και S. Nandi [55], δίνουν τον υπολογισμό στο πλάτος της διάσπασης του hyper-pion και του Coloron. Όσον αφορά το hyper-pion που μεταβαίνει σε δύο γλουόνια (και το το κάθε γλουόνιο σε πίδακα), το πλάτος της διάσπασης θα είναι:

$$\Gamma_{\tilde{\pi} \rightarrow gg} = \frac{15\alpha_s^2 M_{\tilde{\pi}}^3}{256\pi^3 f_{\tilde{\pi}}^2} \quad (85)$$

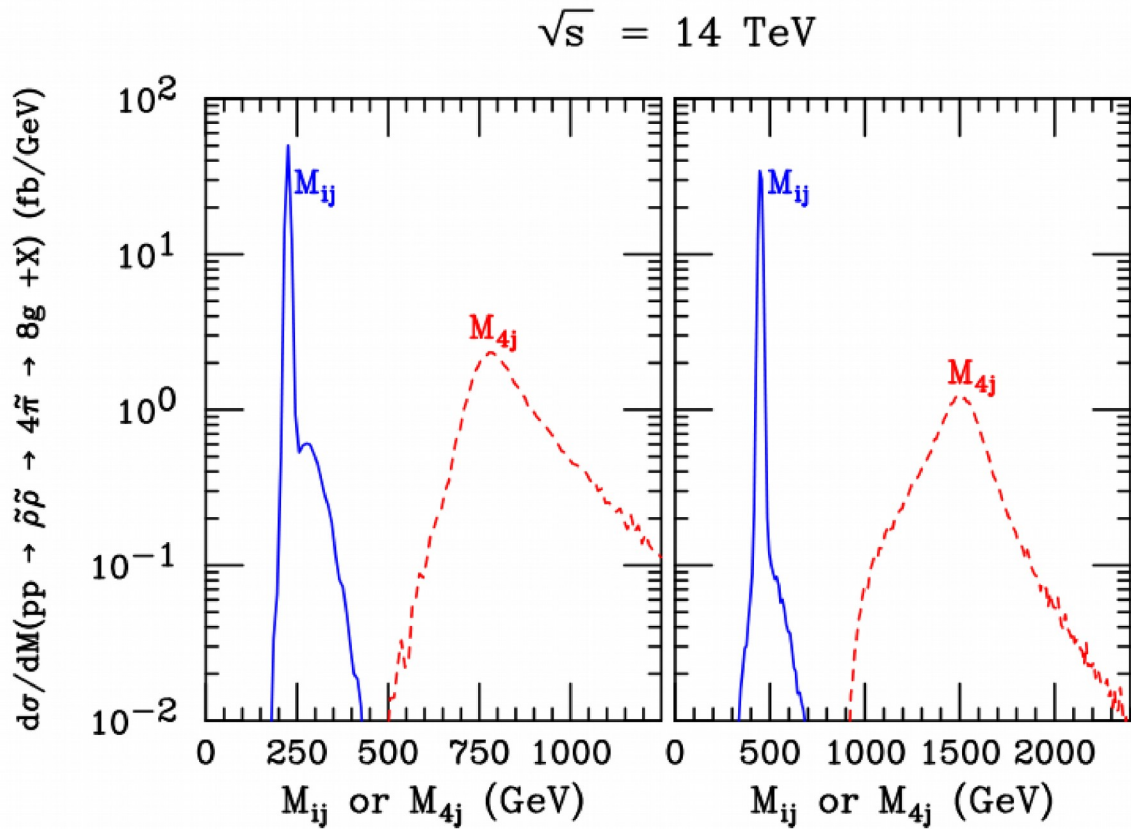
Τα Colorons $\xi = 0$ ζευγνύονται με γλουόνια και διασπώνται σε hyper-pions λόγω της μεγάλης ζεύξης $g_{\tilde{\rho}\pi\pi}$. Το πλάτος της συγκεκριμένης διάσπασης, θα είναι:

$$\Gamma_{\tilde{\rho}} \simeq 0.19M_{\tilde{\rho}} \quad (86)$$

Από την (85) και την (86), είναι εμφανής η διαφορά στα δύο πλάτη· το πλάτος του hyper-pion είναι πολύ μικρό, σε αντίθεση με το πλάτος του Coloron, το οποίο είναι περίπου το 1/5 της μάζας του. Συνεπώς, η κατανομή της μάζας του Coloron αναμένεται να είναι φαρδιά, σε αντίθεση με του Hyper-pion η οποία αναμένεται να είναι στενή. Οι συγγραφείς του [53], παρήγαγαν μέσω MadGraph σήμα το οποίο προσομοιώνει την διαδικασία $pp \rightarrow \tilde{\rho}\tilde{\rho} \rightarrow 4\tilde{\pi} \rightarrow 8g + X$, όπου δύο Colorons, διασπώνται το καθένα σε 2 hyper-pions και το κάθε hyper-pion διασπάται σε δύο γλουόνια. Δύο σενάρια λήφθηκαν υπόψη, όπου, στο πρώτο η μάζα Coloron (hyper-pion) είναι ίση με $M_{\tilde{\rho}} = 750GeV$ ($M_{\tilde{\pi}} = 250GeV$) και στο δεύτερο $M_{\tilde{\rho}} = 1.5TeV$ ($M_{\tilde{\pi}} = 450GeV$). Στην εικόνα (6), παρατίθενται δύο ιστογράμματα όπου φαίνεται η κατανομή της μάζας για το Coloron και το hyper-pion, για τα δύο διαφορετικά σενάρια. Είναι εμφανής η κορυφή που δημιουργείται από το hyper-pion ενώ το Coloron παραμένει να είναι φαρδύ, ακόμη κι έπειτα από την εφαρμογή συνθηκών οι οποίες απαιτούν διαφορά μαζών, ως προς το hyper-pion μικρότερη από 50 GeV και ως προς

2.3: Πέρα από το Καθιερωμένο Πρότυπο

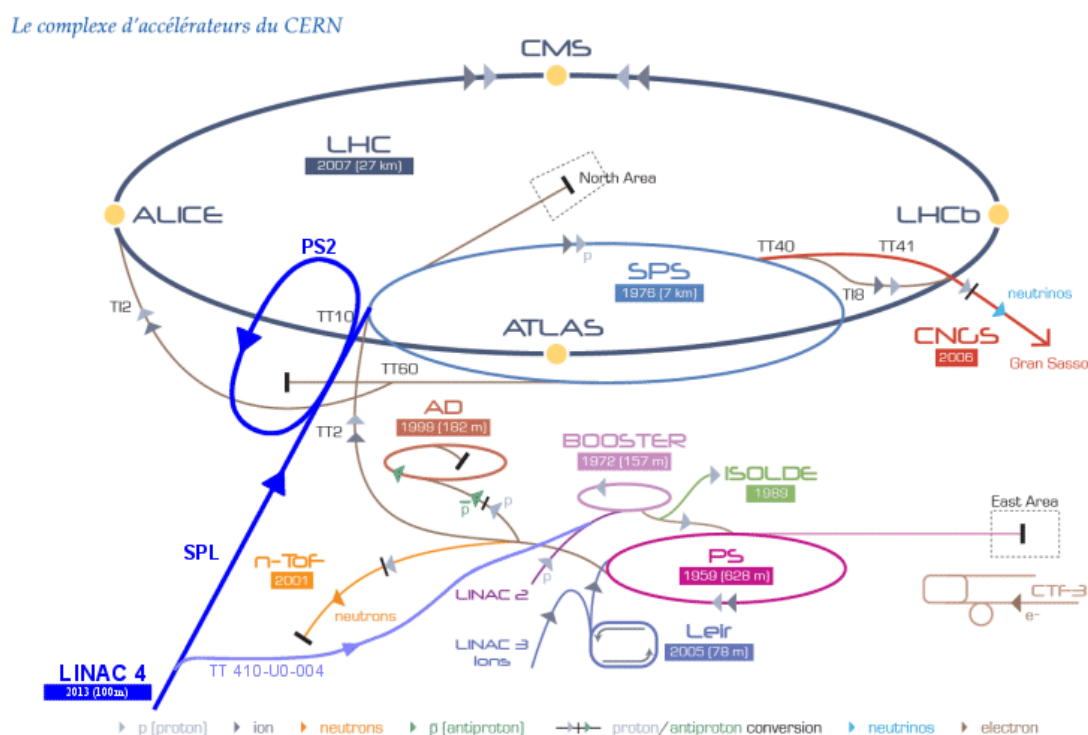
το Coloron, μικρότερη από 100 GeV. Να σημειώσουμε πως η συγκεκριμένη μελέτη, έγινε λαμβάνοντας υπόψη την ενέργεια στο κέντρο μάζας ίση με $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$. Από τα ιστογράμματα που παρατίθενται στην εικόνα (6) γίνεται εμφανής η διαφορά της κατανομής της μάζας του hyper-pion και του Coloron. Η κατανομή της μάζας του Coloron δυσχεραίνει κατά πολύ την αναγνώρισή του, υπό κανονικές συνθήκες το φάρδος της κατανομής θα αυξηθεί λόγω της διακριτικής ικανότητας του ανιχνευτή. Στο κεφάλαιο της ανάλυσης θα αναλυθούν οι μέθοδοι που χρησιμοποιήθηκαν προς ανίχνευση του Coloron.



Εικόνα 6: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των hyper-pions και των Colorons, για το Coloron (hyper-pion) ίσο με $M_{\tilde{p}} = 750 \text{ GeV}$ ($M_{\tilde{\pi}} = 250 \text{ GeV}$) (αριστερά) και $M_{\tilde{p}} = 1.5 \text{ TeV}$ ($M_{\tilde{\pi}} = 450 \text{ GeV}$) (δεξιά) για $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$

3: Ο Επιταχυντής LHC

Στο Ευρωπαϊκό Κέντρο Πυρηνικών Ερευνών (CERN), εκτελούνται πειράματα σύγκρουσης δεσμών πρωτονίων και βαρέων ιόντων. Οι δέσμες επιταχύνονται μέσω ενός συμπλέγματος επιταχυντών, όπως φαίνεται στην εικόνα (7) [56], καταλήγοντας στον Μεγάλο Αδρονικό Συγκρουστή (Large Hadron Collider). Ο LHC, είναι ένας επιταχυντής – συγκρουστής δύο κατευθύνσεων. Αναλυτικότερα, η παραγωγή των πρωτονίων, πραγματοποιείται μέσα σε ένα ισχυρό μαγνητικό πεδίο (το οποίο δημιουργείται με χρήση ενός τετράπολου), ιονίζοντας αέριο H_2 . Στη συνέχεια, τα πρωτόνια οδηγούνται στον γραμμικό επιταχυντή LINAC (LINEar Collider), όπου αποκτούν μέγιστη ενέργεια, ίση $600MeV$. Ακολούθως, έχουμε τους κυκλικούς επιταχυντές, με πρώτο τον PSB (Proton Synchrotron Booster), με μέγιστη απόδοση τελικής ενέργειας τα $3.7GeV$, ενώ παράλληλα πραγματοποιείται η ομαδοποίηση των πρωτονίων (bunches). Τα ομαδοποιημένα, πλέον, πρωτόνια, διέρχονται διαμέσου ακόμη δύο κυκλικών επιταχυντών· του PS (Proton Synchrotron) και του SPS (Super Proton Synchrotron), οι οποίοι αποδίδουν τελική ενέργεια ίση με $27GeV$ και $450GeV$, αντίστοιχα. Τέλος, εισέρχονται στον LHC, όπου και αποκτούν την τελική ενέργεια, η οποία για τα έτη 2011 και 2012, ήταν ίση με $3.5TeV$ και $4TeV$, αντίστοιχα.



Εικόνα 7: Σχηματική αναπαράσταση των επιταχυντών του CERN. Η δέσμη των πρωτονίων ή των βαρέων ιόντων, επιταχύνεται διαδοχικά μέχρις ότου φτάσει στην επιθυμητή ενέργεια

Οι δέσμες, εισέρχονται στον LHC με αντίθετες κατευθύνσεις και προορίζονται για να συγκρουστούν μεταξύ τους, όσο το δυνατόν ακριβέστερα, στο κέντρο μάζας. Συνεπώς, οι δέσμες,

3:Ο Επιταχυντής LHC

πρέπει να διατηρηθούν και να επιταχυνθούν σε κυκλική πορεία, καθώς επίσης και να εστιαστούν λίγο πριν τη σύγκρουση. Για την διατήρηση των δεσμών, υπό κυκλική πορεία, απαιτούνται ισχυρά μαγνητικά πεδία, τα οποία δημιουργούνται μέσω υπεραγωγίων μαγνητών. Για την επίτευξη της υπεραγωγιμότητας, οι μαγνήτες ψύχονται με υγρό ήλιο He, στους 1.9K. Συνολικά, ο LHC αποτελείται από 1232 μαγνητικά δίπολα, το καθένα από τα οποία, έχει μήκος 15m και χρησιμοποιούνται για να στρέψουν την δέσμη, ενώ ακόμη 392 μαγνητικά τετράπολα μήκους 5-7m, χρησιμοποιούνται για να εστιάσουν την δέσμη. Η περίμετρος του LHC, είναι ίση με 26.7km.

Έξι πειράματα λαμβάνουν χώρα, ως ολοκληρωμένες διατάξεις, με συγκεκριμένο αντικείμενο μελέτης. Τα πειράματα είναι τα εξής:

- I. ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS):** Ανιχνευτής γενικού σκοπού. Αναζήτηση μποζονίου Higgs, περαιτέρω διαστάσεων και σωματιδίων που αποτελούν στην “σκοτεινή” ύλη.
- II. CMS (Compact Muon Solenoid):** Ανιχνευτής γενικού σκοπού. Αναζήτηση μποζονίου Higgs, περαιτέρω διαστάσεων και σωματιδίων που αποτελούν στην “σκοτεινή” ύλη. Παρόλο που έχει ίδιους επιστημονικούς σκοπούς με το **ATLAS**, έχει διαφορετικές τεχνικές λύσεις και σχεδιασμό στο μαγνητικό σύστημα του ανιχνευτή.
- III. ALICE (A Large Ion Collider Experiment):** Αναδημιουργία συνθηκών, ακριβώς μετά την “Μεγάλη Έκρηξη” (Big Bang). Τα δεδομένα θα επιτρέψουν τους επιστήμονες να μελετήσουν μια κατάσταση της ύλης, γνωστή ως “πλάσμα κουάρκ – γλουονίων” (quark – gluon plasma), που εκτιμάται ότι υπήρξε αμέσως μετά την “Μεγάλη Έκρηξη”.
- IV. LHCb (Large Hadron Collider beauty):** Μελέτη της παραβίασης της συμμετρίας CP στο σύστημα των B – μεσονίων. Κατανόηση του γιατί ζούμε σε ένα σύμπαν που φαίνεται να αποτελείται, σχεδόν ολοκληρωτικά, από ύλη, αλλά όχι από αντιύλη.
- V. TOTEM (TOTAl Elastic and diffractive cross section Measurement):** Μελέτη της φυσικής των σωματιδίων που δεν είναι προσιτή στα γενικού σκοπού πειράματα. Μεταξύ μιας σειράς μετρήσεων, θα μετρηθεί το μέγεθος του πρωτονίου και θα ελεγχθεί, επίσης, η φωτεινότητα του LHC.
- VI. LHCf (Large Hadron Collider forward):** Το πείραμα χρησιμοποιεί τα επιταχυνόμενα σωματίδια του LHC ως πηγή για προσομοίωση των κοσμικών ακτίνων σε συνθήκες εργαστηρίου.

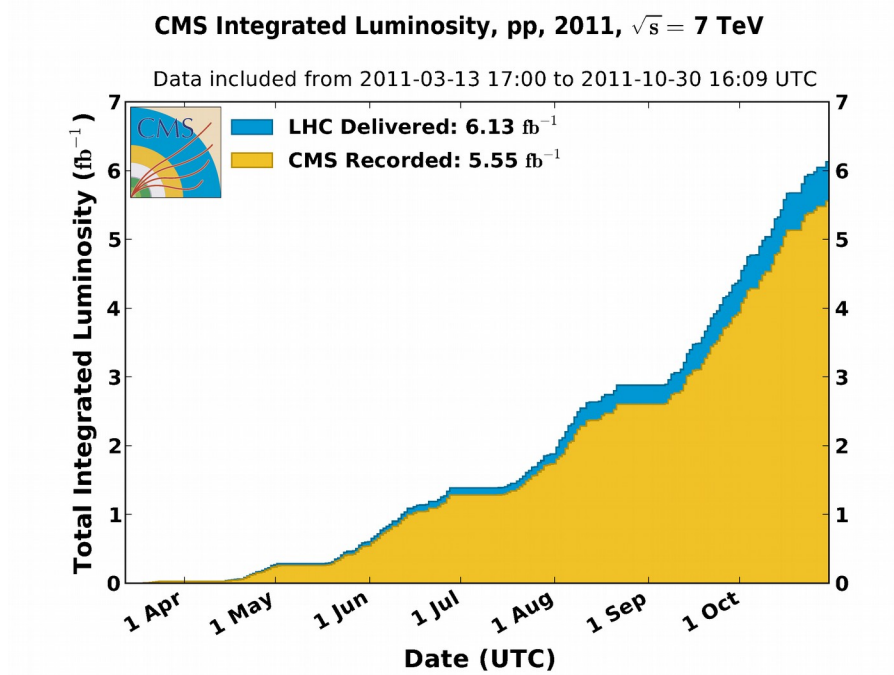
Στην παρούσα εργασία έγινε χρήση των δεδομένων (γεγονότα) που κατεγράφησαν από το πείραμα CMS. Ο αριθμός των γεγονότων που δημιουργούνται ανά δευτερόλεπτο, κατά τις συγκρούσεις στον LHC, δίνεται από την σχέση:

$$N_{event} = L \sigma_{event} \quad (87)$$

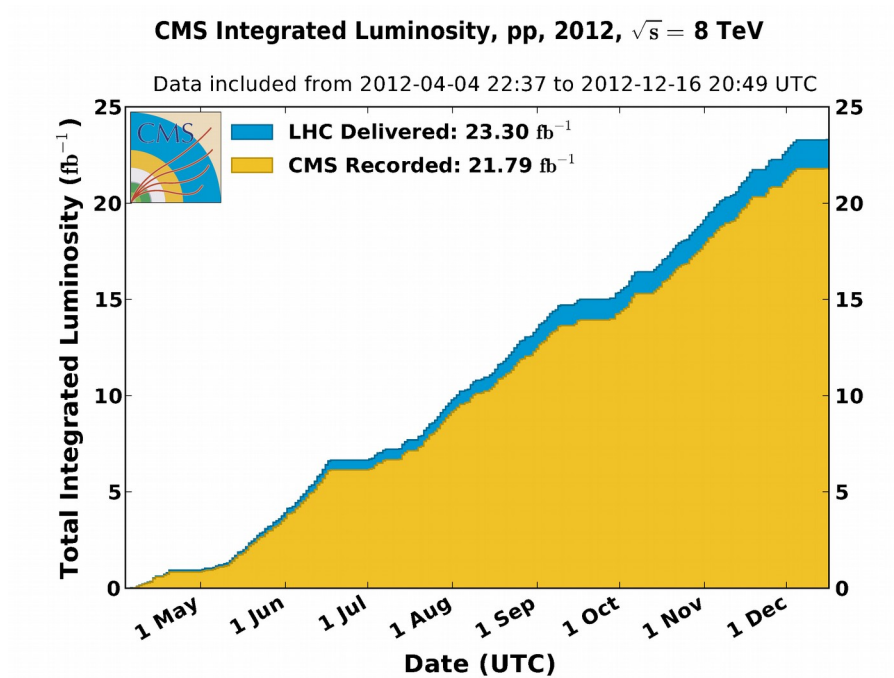
όπου σ_{event} είναι η ενεργός διατομή του υπό μελέτη γεγονότος και L η ολοκληρωμένη φωτεινότητα. Κατά τα έτη 2011 και 2012, ο LHC πραγματοποίησε συγκρούσεις πρωτονίων, οι οποίες απέδωσαν μεταφερόμενη φωτεινότητα ίση με $6.1fb^{-1}$ και $23.3fb^{-1}$ [57]. Από την μεταφερόμενη φωτεινότητα, ο ανιχνευτής του CMS, κατέγραψε ολοκληρωμένη φωτεινότητα ίση με $5.55fb^{-1}$ και $21.79fb^{-1}$, αντί-

3:Ο Επιταχυντής LHC

στοιχα όπως φαίνεται στις εικόνες (8) και (9).



Εικόνα 8: Κατανομή της μεταφερόμενης και της ολοκληρωμένης φωτεινότητας, συναρτήσει των μηνών, κατά το έτος 2011



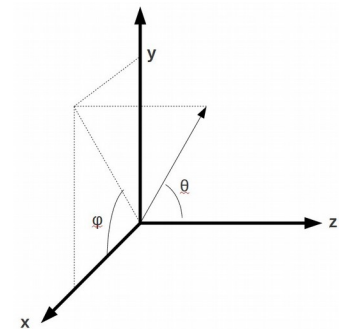
Εικόνα 9: Κατανομή της μεταφερόμενης και της ολοκληρωμένης φωτεινότητας, συναρτήσει των μηνών, κατά το έτος 2012

4: Το πείραμα CMS

Το πείραμα CMS [58], αποσκοπεί στην γενικότερη έρευνα της φυσικής και καλείται να καλύψει τομείς του καθιερωμένου προτύπου, όπως η (επιτυχημένη) αναζήτηση του μποζονίου *Higgs*, αλλά και πέρα από το καθιερωμένο πρότυπο, όπως η υπερσυμμετρία κ. ά.. Στο εσωτερικό του πειράματος, πραγματοποιήθηκαν συγκρούσεις κάθε 50ns (υπήρξαν περίοδοι όπου οι συγκρούσεις πραγματοποιήθηκαν ανά 25ns) με αποτέλεσμα η ροή των πληροφοριών ως προς τη μονάδα του χρόνου, να είναι ιδιαίτερα μεγάλη. Λόγω των συγκρούσεων, τα επίπεδα ακτινοβολίας στο εσωτερικό του πειράματος είναι εξίσου υψηλά. Συνεπώς, χρειάζονται ηλεκτρονικές ανιχνευτικές διατάξεις οι οποίες να αποκρίνονται γρήγορα και να μην επηρεάζονται από την περιβάλλουσα ακτινοβολία. Με γνώμονα τα παραπάνω, ο σχεδιασμός του ανιχνευτικού συστήματος του CMS, επιτυγχάνει τα εξής:

- Καλή διακριτική ικανότητα ως προς τη μέτρηση της ορμής των μιονίων, για ένα μεγάλο εύρος γωνιών και ορμών.
- Καλή διακριτική ικανότητα ως προς τη μέτρηση της ορμής των φορτισμένων σωματιδίων καθώς και καλή ανακατασκευή μέσω του ανιχνευτή τροχιών.
- Καλή διακριτική ικανότητα ως προς τη μέτρηση της ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας και αποτελεσματικός διαχωρισμός φωτονίων και λεπτονίων ακόμη και σε περιόδους υψηλής φωτεινότητας.
- Καλή μέτρηση της ελλείπουσας ενέργειας.

Το σύστημα συντεταγμένων που χρησιμοποιείται από το CMS, όπως φαίνεται στην εικόνα (10), έχει το κέντρο του στο σημείο όπου συγκρούονται οι δύο δέσμες. Ο άξονας y δείχνει κάθετα προς τα πάνω, ενώ ο άξονας x δείχνει ακτινικά στο εσωτερικό, προς το κέντρο του LHC. Ο άξονας z κείται στη διεύθυνση της δέσμης. Η μέτρηση της αζιμουθιακής γωνίας φ γίνεται μεταξύ του άξονα x και της ακτινικής συνιστώσας του επιπέδου x – y. Η μέτρηση της πολικής γωνίας θ γίνεται από τον άξονα z ενώ η ψευδό-ωκύτητα ορίζεται ως:



Εικόνα 10: Το σύστημα συντεταγμένων του CMS

$$\eta = -\ln\left(\frac{\tan\theta}{2}\right) \quad (88)$$

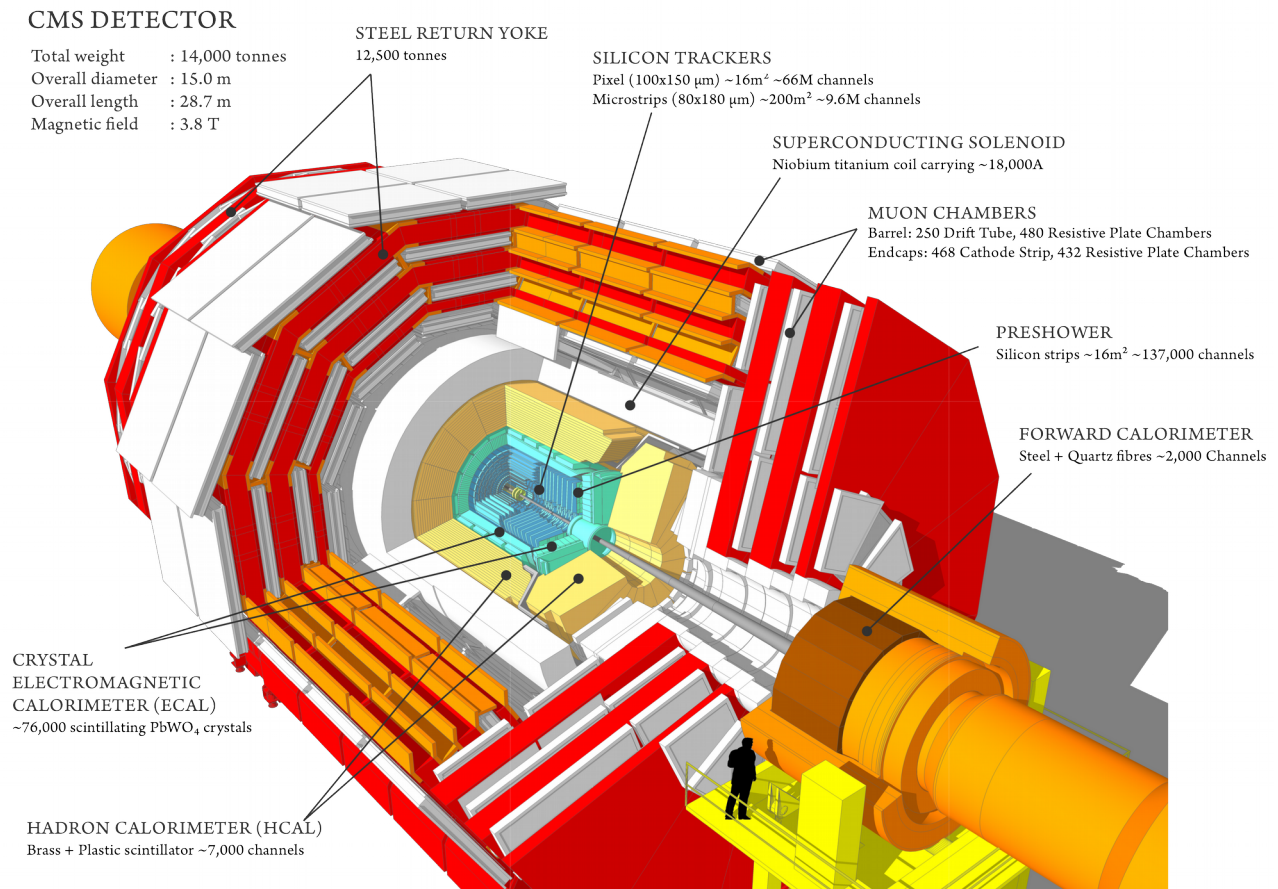
Το ανιχνευτικό σύστημα του CMS, αποτελείται από τον ανιχνευτή τροχιών, τα καλορίμετρα, τους ανιχνευτές μιονίων και τον υπεραγωγίμο μαγνήτη. Η συλλογή των δεδομένων πραγματοποιείται από σκανδαλιστές οι οποίοι χωρίζονται σε πρώτου (*L1 triggers*) και υψηλού επιπέδου (*High Level Triggers*). Παρακάτω αναλύονται οι ανιχνευτές, ενώ για τους σκανδαλιστές θα γίνει αναφορά στο κεφάλαιο (5), όπου θα γίνει και η παρουσίαση ενός σκανδαλιστή που αναπτύχθηκε στα πλαίσια της παρούσας εργασίας.

4.1: Ο ανιχνευτής του CMS

Ο ανιχνευτής CMS[58] είναι κατασκευασμένος γύρω από έναν σωληνοειδή μαγνήτη, που του δίνει κυλινδρική μορφή. Το μαγνητικό σωληνοειδές είναι κατασκευασμένο από υπεραγώγιμα υλικά και παράγει ένα μαγνητικό πεδίο, έντασης $B=3.8T$. Το μαγνητικό πεδίο περιορίζεται από ένα ατσάλινο περίβλημα(yoke) που διαμορφώνει το βάρος του ανιχνευτή στους 14800 τόνους. Στην ει-

4.1:Ο ανιχνευτής του CMS

κόνα (25) [59], βλέπουμε τα τμήματα του ανιχνευτή του CMS.

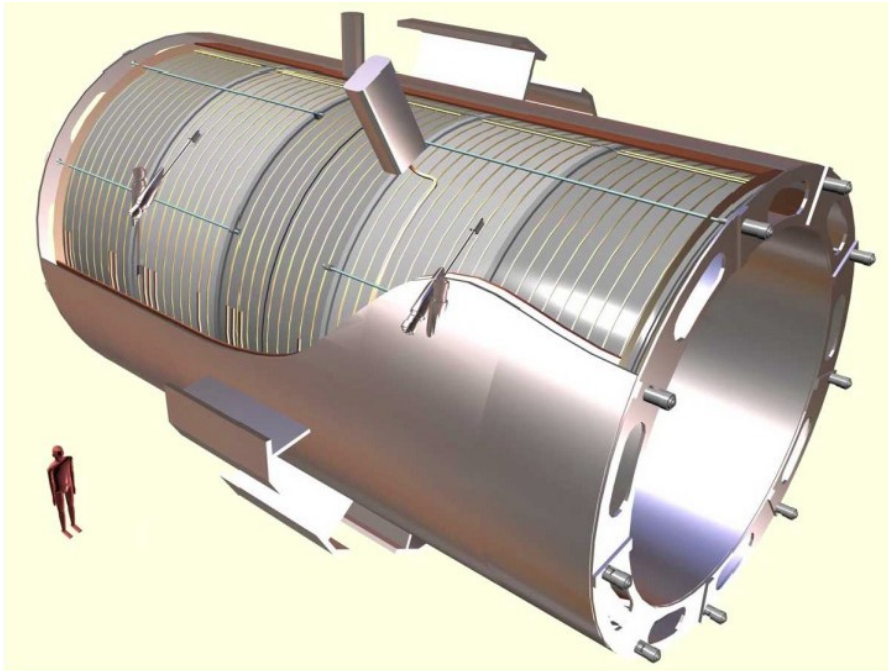


Εικόνα 11: Τα επιμέρους τμήματα του ανιχνευτή του CMS

4.1.1:Ο Υπεραγώγιμος Μαγνήτης (Superconducting Magnet)

Κατά τα πειράματα φυσικής υψηλών ενεργειών, είναι σημαντική μέτρηση της ορμής των σωματιδίων, η οποία επιτυγχάνεται μέσω της καμπής που υφίσταται η τροχιά της κίνησής τους. Η καμπή της τροχιάς, οφείλεται στην ύπαρξη ενός μαγνητικού πεδίου, το οποίο δημιουργείται από έναν υπεραγώγιμο μαγνήτη (εικόνα 12 [60])[58]. Η μέγιστη ένταση του μαγνητικού πεδίου που δύναται να δημιουργηθεί, φθάνει τα 4T , ενώ κατά την εκτέλεση του πειράματος, το παραχθέν πεδίο είχε ένταση ίση με 3.8T . Ο συγκεκριμένος υπεραγώγιμος μαγνήτης, είναι ένα σωληνοειδές του οποίου η διάμετρος είναι ίση με 6m , το μήκος του ίσο με 15m κι έχει δυνατότητα να αποθηκεύσει ενέργεια ίση με 2.6GJ . Για την παραγωγή του ισχυρού μαγνητικού πεδίου, το σωληνοειδές διαρρέεται από ρεύμα έντασης 1.8kA . Για την “επιστροφή” του πεδίου, το σωληνοειδές περιβάλλεται από ένα μεταλλικό περίβλημα(*return yoke*) το οποίο ζυγίζει 12500 τόνους. Το σωληνοειδές κατασκευάζεται από κράμα NbTi και για την εύρυθμη λειτουργία του, ψύχεται περίπου στους 4K , με χρήση υπέρυγρου ηλίου. Η θερμική μόνωση από το εξώτερο περιβάλλον επέρχεται μέσω της βύθισης όλου του υπεραγώγιμου συστήματος, εντός δοχείου κενού (*vacuum vessel*). Ο σχεδιασμός και η επιλογή των παραμέτρων του υπεραγώγιμου μαγνήτη έγινε με σκοπό την δυνατότητα μέτρησης της ορμής των μιονίων, ενέργειας 1TeV με διακριτική ικανότητα καλύτερη του 10%.

4.1:Ο ανιχνευτής του CMS



Εικόνα 12: Το μαγνητικό σωληνοειδές

4.1.2:Ανιχνευτής Τροχιών (Inner Tracking System – Tracker)

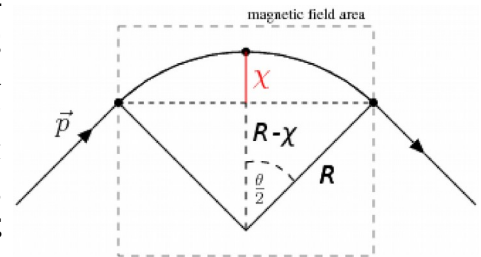
Ο ανιχνευτής τροχιών[58] ανακατασκευάζει με υψηλή ευκρίνεια τις τροχιές των φορτισμένων σωματιών καθώς επίσης διακρίνει τις δευτερεύουσες κορυφές (*secondary vertices*) που δημιουργούνται κατά τις συγκρούσεις. Περιβάλλει το σημείο σύγκρουσης κι έχει μήκος ίσο με $5.8m$, διάμετρο ίση με $2.5m$, και βρίσκεται στο εσωτερικό του υπεραγωγικού μαγνήτη. Αποτελείται από τους ανιχνευτές ψηφίδων με τρία στρώματα στο κυρτό μέρος, μεταξύ των ακτίνων $4.4cm$ και $10.2cm$ καθώς και τους ανιχνευτές μικρολωρίδων πυριτίου με 10 στρώματα στο κυρτό μέρος που εκτείνονται σε ακτίνα $1.1m$. Όσον αφορά τις εμπρόσθιες περιοχές, στις έδρες, ο ανιχνευτής ψηφίδων αποτελείται από δύο δίσκους ενώ ο ανιχνευτής μικρολωρίδων πυριτίου, αποτελείται από τρεις και εννιά δίσκους, σε κάθε καπάκι, επιτυγχάνοντας κάλυψη ψευδό-ωκύτητας μέχρι $\eta \leq 2.5$. Ο ανιχνευτής τροχιών απαρτίζεται συνολικά από 1440 ανιχνευτές ψηφίδων και από 15148 ανιχνευτές μικρολωρίδων πυριτίου, καταλαμβάνοντας περιοχή $200m^2$. Ο ανιχνευτής τροχιών χαρακτηρίζεται από την γρήγορη χρονική απόκριση, την εξαιρετική διακριτική ικανότητα στη μέτρηση της ορμής και την εξαιρετική χωρική διακριτική ικανότητα.

Η γρήγορη χρονική απόκριση σχετίζεται με τη συχνότητα των συγκρούσεων που λαμβάνουν χώρα ($40kHz$) και συνεπώς ανά $25ns$ θα πρέπει να είναι σε θέση να δεχθεί νέα δεδομένα. Ο υπολογισμός της ορμής ενός σωματιδίου το οποίο κινείται μέσα σε μαγνητικό πεδίο, θα δίνεται ως:

$$P(GeV/c) = 0.3B(T)R(m) \quad (89)$$

4.1: Ο ανιχνευτής του CMS

Ένα σωματίδιο που κινείται σε μαγνητικό πεδίο υφίσταται δύναμη *Lorentz* και μεταβάλλεται η κατεύθυνση του διανύσματος της ταχύτητάς του. Σύμφωνα με την (89), η ορμή του θα είναι το γινόμενο της έντασης του μαγνητικού πεδίου επί την απόσταση R . Ο ανιχνευτής τροχιών, καταγράφει την τροχιά και στη συνέχεια υπολογίζονται οι τιμές των L και S , όπως αυτά ορίζονται στην εικόνα (13). Έχοντας υπολογίσει τις τιμές των L και S , γνωρίζουμε την τιμή της απόστασης R μέσω του Πυθαγόρειου θεωρήματος και πλέον μπορούμε να υπολογίσουμε την τιμή της ορμής. Λόγω της (89), η διακριτική ικανότητα της μέτρησης της ορμής, θα εξαρτάται άμεσα από την διακριτική ικανότητα της καταγραφής της τροχιάς και την ένταση του μαγνητικού πεδίου. Συνεπώς, η εξαιρετική χωρική διακριτική ικανότητα, επιφέρει έμμεσα την εξαιρετική διακριτική ικανότητα στη μέτρηση της ορμής, η οποία είναι ίση με $0.7 (5.0)\%$ για ορμή $1 (1000) \text{ GeV}/c$ [62] στη περιοχή του βαρελίου.



Εικόνα 13: Μεταβολή της κατεύθυνσης του διανύσματος ταχύτητας, ενός σωματιδίου που κινείται εντός μαγνητικού πεδίου[61]

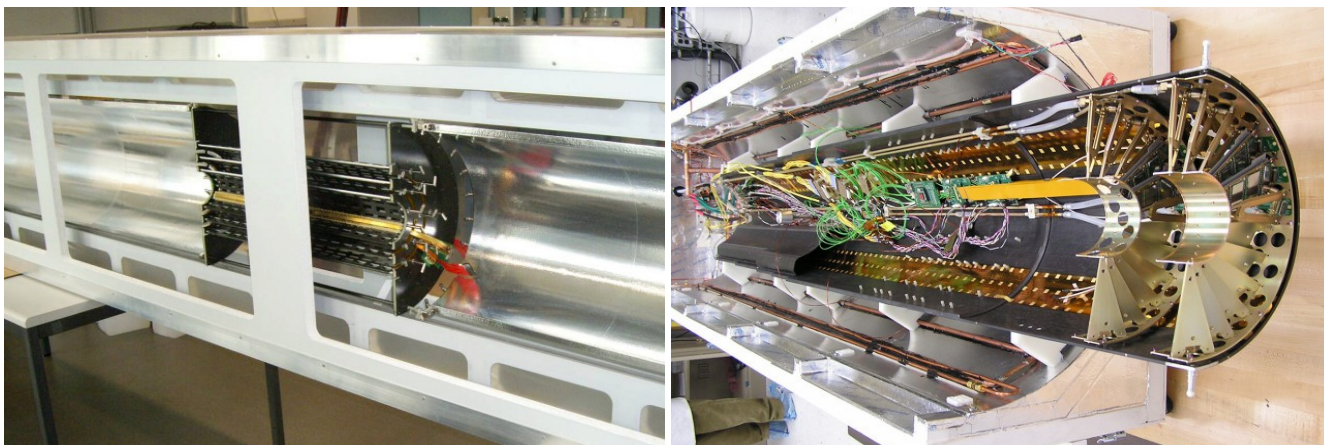
Ο ανιχνευτής τροχιών, όπως αναφέρθηκε παραπάνω, χρησιμοποιείται επίσης για τον υπολογισμό των πρωτεύοντων κορυφών σύγκρουσης[63]. Συγκεκριμένα, χρησιμοποιεί την πληροφορία που προέρχεται από όλες τις καταγεγραμμένες τροχιές ενός γεγονότος και ομαδοποιεί εκείνες που φαίνονται να προέρχονται από την ίδια κορυφή σύγκρουσης. Στη συνέχεια μέσω προσαρμογής των τροχιών εντοπίζει την θέση της κορυφής σύγκρουσης. Η ομαδοποίηση των τροχιών γίνεται με βάση την απόστασή τους από το κέντρο όπου συγκρούστηκαν οι δέσμες (ως προς τη z συνιστώσα). Η επιλογή των τροχιών γίνεται με την ικανοποίηση κάποιων κριτηρίων. Τα συγκεκριμένα κριτήρια, σχετίζονται με:

- την παραμετρο επίδρασης (*Impact Significant Parameter*) η οποία καλείται να είναι μικρότερη από 5
- τους ανιχνευτές ψηφίδων και μικρολωρίδων πυριτίου. Θα πρέπει να έχουν ενεργοποιηθεί τουλάχιστον δύο ανιχνευτές ψηφίδων ($\geq 2 \text{ pixel layers}$) και αθροιστικά (ανιχνευτές ψηφίδων και μικρολωρίδων πυριτίου) τουλάχιστον πέντε ($\text{pixel} + \text{strip} \geq 5$)
- η προσαρμογή των τροχιών θα πρέπει να έχει τιμή $\chi^2 < 20$

4.1.2.1: Ανιχνευτές Ψηφίδων (*Pixel Detectors*)

Οι ανιχνευτές ψηφίδων[58], χρησιμοποιούνται σε πολύ μικρή απόσταση από το σημείο σύγκρουσης των δεσμών. Τα τρία στρώματα των ψηφίδων, αποτελούνται από αυτόνομες μονάδες ανιχνευτών. Κάθε μονάδα αποτελείται από ένα λεπτό τμήμα, τους αισθητήρες, με τα ολοκληρωμένα κυκλώματα, συνδεδεμένα σε αυτούς. Κάθε αισθητήρας, συνδέεται με το κύκλωμα εξόδου, όπου το σήμα ενισχύεται. Το μέγεθος των ψηφίδων είναι $100 \times 150 \mu\text{m}^2$ και συνολικά περιέχονται 66 εκατομμύρια ψηφίδες (*pixels*). Ο ανιχνευτής ψηφίδων, καλύπτει ψευδό-ωκύτητα μεταξύ $-2.5 \leq \eta \leq 2.5$ ενώ παράλληλα αναλαμβάνει την ανακατασκευή και αναγνώριση των δευτερευόντων κορυφών (*secondary vertices*). Αποτελείται από τρία στρώματα στο κυρτό μέρος (*BPix*) και δύο δίσκους στις έδρες (*FPix*). Αναλυτικότερα, τα τρία στρώματα του κυρτού μέρους, είναι τοποθετημένα σε ακτίνες 4.4cm , 7.3cm και 10.2cm , ενώ το κάθε στρώμα έχει μήκος 53cm . Οι δίσκοι που βρίσκονται στις έδρες, εκτείνονται σε ακτίνες από 6cm έως 15cm και είναι τοποθετημένοι στις θέσεις $z = \pm 34.5\text{cm}$ και $z = \pm 46.5\text{cm}$ σε κάθε πλευρά. Η συνολική έκταση που καλύπτουν τα στρώματα στο κυρτό μέρος αντιστοιχεί σε 0.78m^2 και οι δίσκοι στις έδρες καλύπτουν έκταση 0.28m^2 . Στην εικόνα (14), παρατίθεται τμήμα των ανιχνευτών από το κυρτό (αριστερά) και το εμπρόσθιο μέρος (δεξιά).

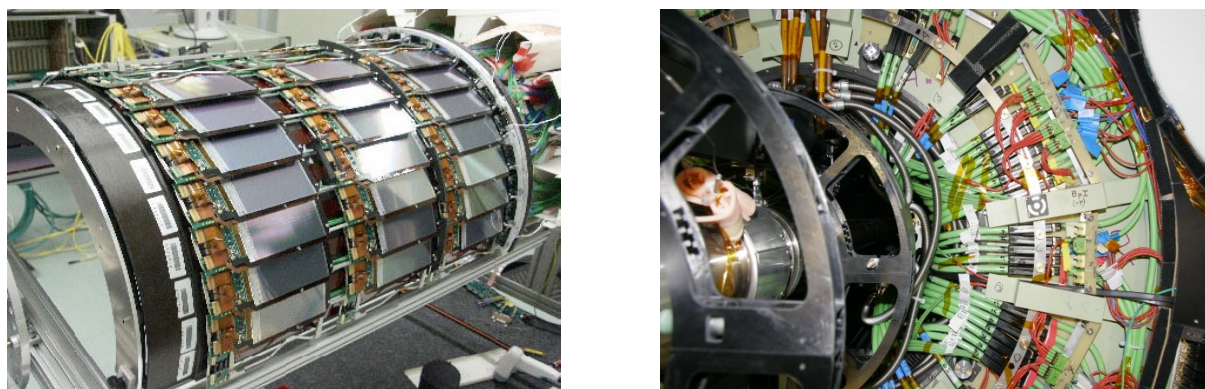
4.1: Ο ανιχνευτής του CMS



Εικόνα 14: Τομή των ανιχνευτών ψηφιδων από το κυρτό (αριστερά) και το εμπρόσθιο μέρος (δεξιά) του πειράματος

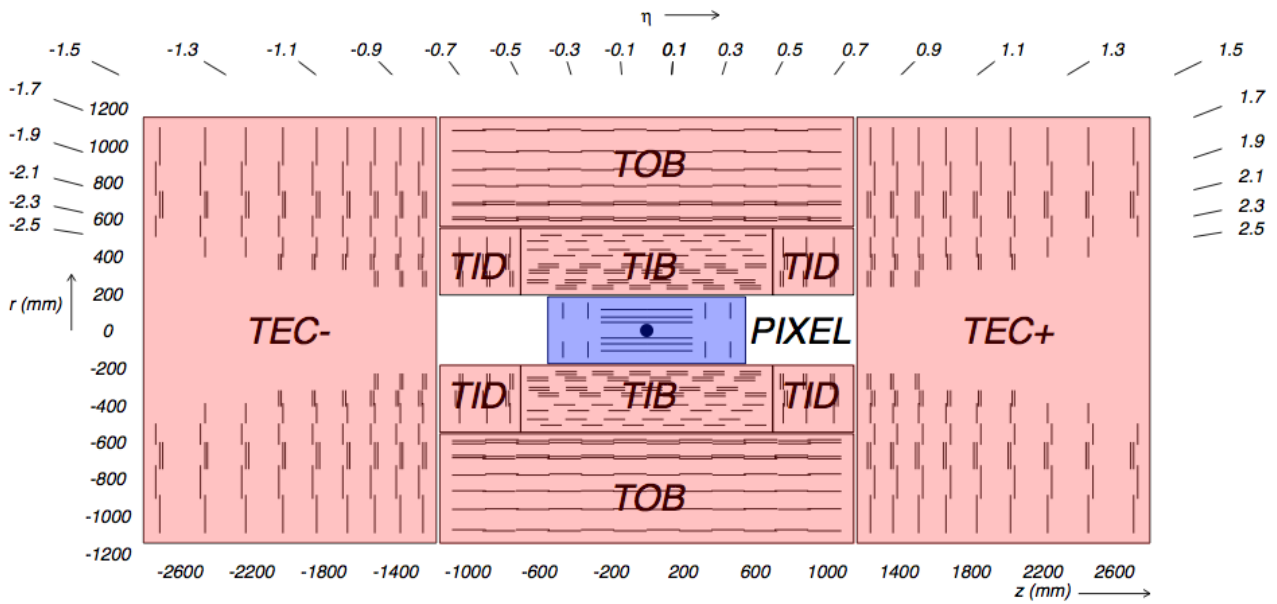
4.1.2.2: Ανιχνευτές Μικρολωρίδων Πυριτίου (*Silicon Strip Detectors*)

Μετά από τους ανιχνευτές ψηφιδων, τα σωματΙΑ διέρχονται από τους ανιχνευτές μικρολωρίδων πυριτίου[58]. Οι συγκεκριμένοι ανιχνευτές αποτελούνται από τέσσερις επιμέρους υποανιχνευτικές διατάξεις, οι οποίες καλύπτουν μεγάλο μέρος, φθάνοντας σε ακτίνα ίση με $1.1m$. Οι επιμέρους υποανιχνευτικές διατάξεις, αφορούν την άμεση επικάλυψη των ανιχνευτών ψηφιδων και είναι οι *Tracker Inner Barrel* και *Tracker Inner Disks*. Ο εσωτερικός ανιχνευτής του κυρτού μέρους (*TIB*), καλύπτει κυλινδρικά τους ανιχνευτές ψηφιδων, ενώ ο εσωτερικός ανιχνευτής δίσκων (*TID*), καλύπτει τις άκρες του *TIB*. Στη συνέχεια, βρίσκονται σε αντίστοιχες διατάξεις, ο εξωτερικός ανιχνευτής του κυρτού μέρους (*TOB*) και ο ανιχνευτής στις έδρες (*TEC*). Στην εικόνα (16), παρουσιάζονται σχηματικά οι τέσσερις ανιχνευτές, *TIB*, *TID*, *TOB* και *TEC*. Ο συνολικός αριθμός των μικρολωρίδων, αγγίζει τις 9.3 εκατομμύρια, τοποθετημένες σε 10 στρώματα, καλύπτοντας επιφάνεια ίση με $200m^2$.



Εικόνα 15: Ένα από τα επίπεδα των ανιχνευτών στο κυρτό μέρος (αριστερά) και οι ηλεκτρονικές διατάξεις (δεξιά)

4.1:Ο ανιχνευτής του CMS



Εικόνα 16: Σχηματική απεικόνιση των επιμέρους υποανιχνευτών που απαρτίζουν τον ανιχνευτή μικρολωρίδων πυριτίου

Αναλυτικότερα, ως προς την τοποθέτηση των υποανιχνευτικών διατάξεων και την σύστασή τους, ο εσωτερικός ανιχνευτής του κυρτού μέρους(*TIB*), αποτελείται από ομόκεντρους κυλίνδρους, οι οποίοι τοποθετούνται σε ακτινικές αποστάσεις 255.0mm , 339.0mm , 418.5mm και 489.0mm από τον άξονα της δέσμης, και εκτείνεται μεταξύ -700mm , 700mm κατά τον άξονα της δέσμης(άξονας z). ο εσωτερικός ανιχνευτής δίσκων(*TID*) αποτελείται από 3 δίσκους, οι οποίοι αποτελούνται από τρεις δακτυλίους οι οποίοι εκτείνονται ακτινικά, μέχρι 500mm . Οι δίσκοι, είναι τοποθετημένοι κατά τον άξονα της δέσμης στις θέσεις $\pm 800\text{mm}$ και $\pm 900\text{mm}$ και σε συνδυασμό με τον εσωτερικό ανιχνευτή του κυρτού μέρους, αποδίδουν μέγιστη κάλυψη ψευδό-ωκύτητας, ίση με 2.5. Ο εξωτερικός ανιχνευτής του κυρτού μέρους(*TOB*) αποτελείται από μια “ρόδα” και 688 “ράβδους”. Η ρόδα συντίθεται μέσω τεσσάρων δίσκων οι οποίοι ενώνονται μεταξύ τους με τρεις κυλίνδρους. Οι δίσκοι περιέχουν 344 υποδοχές, όπου εισέρχονται οι ράβδοι. Η ρόδα έχει μήκος ίσο με 218cm με εσωτερική ακτίνα ίση με 55.5cm και εξωτερική, ίση με 116cm . Η τοποθέτηση περί τον άξονα της δέσμης αποδίδει τις μετρήσεις στο επίπεδο $r - \phi$ καλύπτοντας απόσταση στον άξονα z μεταξύ -118cm , 118cm . Οι ανιχνευτές στις έδρες(*TEC*) αποτελούνται από εννιά δίσκους με τον καθένα να απαρτίζεται από επτά ακτινικές λωρίδες με πάχος μεταξύ $320\mu\text{m}$ και $500\mu\text{m}$, ανάλογα με τη θέση. Εκτείνονται ακτινικά από 22cm έως 113.5cm και ως προς τον άξονα z , μεταξύ -280cm και 280cm .

Τα φορτισμένα σωματίδια, που διέρχονται από κάθε μικρολωρίδα δημιουργούν ένα σήμα, το οποίο οδηγείται στην έξοδο και ενισχύεται από έναν Αναλογικό Ενισχυτή Τάσης(APV25). Το APV25 αποθηκεύει τα σήματα αυτά σε μια μνήμη για μερικά μsec και τα επεξεργάζεται, ώστε να τα μετατρέψει σε υπέρυθρους παλμούς. Οι υπέρυθροι παλμοί, μεταφέρονται προς ανάλυση, μέσω των οπτικών ινών. Συνολικά, χρησιμοποιούνται 40.000 οπτικές ίνες.

4.1.3:Τα Καλορίμετρα

Τα ηλεκτρόνια, τα φωτόνια και τα αδρόνια ανιχνεύονται από τις διατάξεις των καλοριμέτρων. Το πρώτο στρώμα καλοριμέτρου σχεδιάστηκε για την μέτρηση της ενέργειας των ηλεκτρονίων και των φωτονίων και καλείται ΗλεκτροΜαγνητικό Καλορίμετρο (*ECAL*)[58] καθώς η αλληλεπίδραση των σωματιδίων με την ύλη, είναι η ηλεκτρομαγνητική. Σωματίδια που αλληλεπιδρούν μέσω της ισχυρής αλληλεπίδρασης με την ύλη, τα αδρόνια, εναποθέτουν το μεγαλύτερο μέρος της

4.1:Ο ανιχνευτής του CMS

ενέργειάς τους στο Αδρονικό Καλορίμετρο (*HCAL*). Το *ECAL* αποτελείται από δύο τμήματα, καλύπτοντας ψευδό-ωκύτητα μέχρι $|\eta| < 3$ ενώ το *HCAL* αποτελείται από τρία τμήματα καλύπτοντας ψευδό-ωκύτητα μέχρι $|\eta| < 5.2$.

4.1.3.1: Το ΗλεκτροΜαγνητικό Καλορίμετρο (*ECAL*)

Το ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο[58][64][65] αποτελείται από 61200 κρυστάλλους βολφραμίου – μολύβδου (PbWO_4) οι οποίοι είναι τοποθετημένοι στο κεντρικό τμήμα του κυρτού μέρους, ενώ σε κάθε μια από τις δύο έδρες, βρίσκονται 7324 κρύσταλλοι, καταλήγοντας σε ένα ερμητικά κλειστό και ομογενές καλορίμετρο. Η ανίχνευση των φωτονίων και των ηλεκτρονίων, γίνεται μέσω της εναπόθεσης της ενέργειάς τους, από *Bremsstrahlung*, δίδυμη γέννεση και σκέδαση *Compton*. Οι συγκεκριμένες διαδικασίες λαμβάνουν χώρα στο εσωτερικό του κρυστάλλου, δημιουργώντας σπινθηρισμούς φωτός, οι οποίοι αυξάνονται με την έκταση του κρυστάλλου, δημιουργώντας στο τέλος έναν ηλεκτρομαγνητικό καταιονισμό (*Electromagnetic Shower*). Οι ηλεκτρομαγνητικοί καταιονισμοί, με τη σειρά τους, ανιχνεύονται από φωτοανιχνευτές. Καθώς οι φωτοανιχνευτές βρίσκονται εντός του μαγνητικού πεδίου, φωτοδιόδοι χιονοστιβάδας (*Avalanche Photo Diodes / APDs*) έχουν επιλεγεί για το τμήμα του κυρτού μέρους και φωτοτρίοδοι (*Vacuum Photo Triodes / VPTs*) για το τμήμα των εδρών.

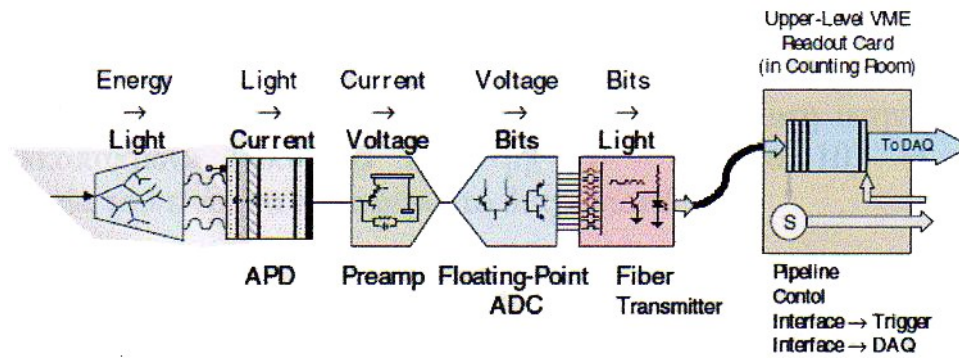
Πιο συγκεκριμένα, οι κρύσταλλοι PbWO_4 χρησιμοποιήθηκαν λόγω της υψηλής πυκνότητας (8.28g/cm^3), του μικρού μήκους κύματος ακτινοβολίας (0.89cm) και της μικρής ακτίνας *Molière* (2.2cm). Το μικρό μήκος κύματος ακτινοβολίας, οδηγεί σε παραγωγή 80% του φωτός στο χρονικό διάστημα των 25ns . Η ακτίνα *Molière*, η οποία ορίζεται ως:

$$R_M = 0.0265 X_0 (Z + 1.2) \quad (90)$$

όπου Z ο ατομικός αριθμός και X_0 το μήκος κύματος ακτινοβολίας. Εξ ορισμού, η ακτίνα *Molière* αποδίδεται στην ακτίνα ενός κυλίνδρου, ο οποίος περιέχει στο εσωτερικό του, το 90% του ηλεκτρομαγνητικού καταιονισμού που συμβαίνει λόγω της πρόσπτωσης ενός, υψηλής ενέργειας, σωματίου πάνω σε ένα υλικό. Η μικρή ακτίνα *Molière* σε συνδυασμό με το μικρό μήκος κύματος επιτυγχάνουν πολύ καλή διακριτική ικανότητα. Ένα ακόμη χαρακτηριστικό, αφορά τα υλικά από τα οποία απαρτίζεται το ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο, τα οποία είναι ανθεκτικά σε πολύ υψηλές δόσεις ακτινοβολίας.

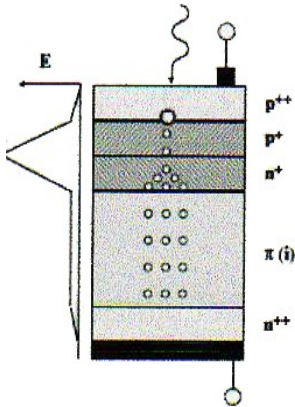
Από λειτουργικής απόψεως, το φως που παράγεται κατά τους σπινθηρισμούς, συλλέγεται από τους φωτοανιχνευτές και στη συνέχεια ενισχύεται και ψηφιοποιείται, όπως φαίνεται στην εικόνα (17). Το φως από τον κρύσταλλο μετατρέπεται σε φωτοσυνεχές ρεύμα. Η σχετικά χαμηλή απόδοση φωτός από τον κρύσταλλο, απαιτεί έναν προενισχυτή ώστε να μετατραπεί το φωτοσυνεχές σε κυματομορφή τάσης. Οι διαστάσεις των κρυστάλλων εντός του κυρτού μέρους είναι $2.2 \times 2.2 \times 23\text{cm}$ και των κρυστάλλων στην περιοχή των εδρών, είναι $3 \times 3 \times 22\text{cm}$. Για να περιοριστούν, οι διακυμάνσεις στη διαμήκη διαρροή καταιονισμών, των υψηλής ενέργειας ηλεκτρονίων και φωτονίων, οι κρύσταλλοι θα πρέπει να έχουν πάχος, 26 μηκών ακτινοβολίας, που μας οδηγεί σε μήκος κρυστάλλου $l = 23\text{cm}$.

4.1:Ο ανιχνευτής του CMS



Εικόνα 17: Σχηματική απεικόνιση της ροής εξαγωγής των δεδομένων

Όπως προαναφέρθηκε, για την ανίχνευση του φωτός που παράγεται κατά τον ηλεκτρομαγνητικό καταιονισμό, χρησιμοποιούνται φωτοανιχνευτές οι οποίοι έχουν στόχο όχι μόνο να ανιχνεύσουν το σήμα, αλλά και να το ενισχύσουν και στη συνέχεια να το στείλουν προς επεξεργασία. Οι φωτοανιχνευτές (φωτοδίοδος χιονοστιβάδας – Avalanche PhotoDiode (APDs) (εικόνα 18), λειτουργούν ως εξής: Τα φωτόνια, μετατρέπονται σε φωτοηλεκτρόνια, στο στρώμα p^{++} . Τα φωτοηλεκτρόνια, ολισθαίνουν προς την σύνδεση $p-n$, όπου αρχίζει ο ιονισμός και εμφανίζεται φαινόμενο χιονοστιβάδας. Το αποτέλεσμα του φαινομένου χιονοστιβάδας, είναι ο πολλαπλασιασμός των ηλεκτρονίων.

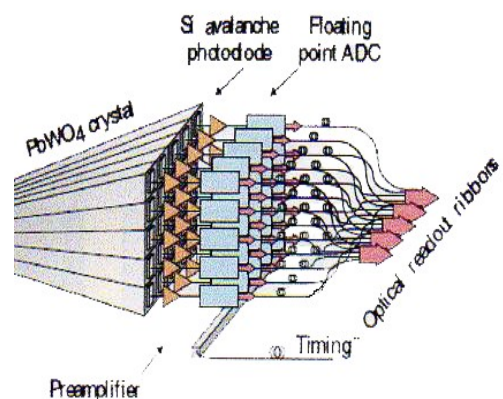


Εικόνα 18: Avalanche PhotoDiode (APD)

Πιο συγκεκριμένα, αυτές οι φωτοδιόδοι είναι κατασκευασμένες από ημιαγώγιμο πυρίτιο, εφαρμόζοντας “πάνω” τους, ένα ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο. Όταν ένα φωτόνιο, από σπινθηρισμό, χτυπάει το πυρίτιο και ιονίζει ένα άτομο, το ηλεκτρόνιο που “φεύγει” από το άτομο, επιταχύνεται στο ηλεκτρικό πεδίο και συγκρούεται ταχύτατα με άλλα άτομα, ιονίζοντάς τα (εικόνα 18). Τα ηλεκτρόνια αυτά, επιταχύνονται, επίσης, παράγοντας μία χιονοστιβάδα ηλεκτρονίων, το πλήθος των οποίων, αυξάνεται

εκθετικά. Με τον τρόπο αυτόν, οι APDs παράγουν ένα ρεύμα υψηλής έντασης, σε πολύ μικρό χρονικό διάστημα. Το ρεύμα αυτό είναι απαραίτητο, καθώς οι κρύσταλλοι δίνουν μία, σχετικά μικρή παραγωγή φωτός, για κάθε συναφές σωματίδιο. Έπειτα, το σήμα που παράγεται, ενισχύεται, ψηφιοποιείται και στιγμιαία μεταφέρεται, μέσω οπτικών ινών, στην έξοδο δεδομένων ανωτέρου επιπέδου.

Στις έδρες του ΗλεκτροΜαγνητικού καλοριμέτρου, χρησιμοποιούνται φωτοτρίοδοι κενού (Vacuum PhotoTriodes(VPTs)). Λόγω της υψηλής έντασης της ακτινοβολίας, δεν είναι δυνατή η χρήση φωτοδίοδων πυριτίου. Η VPT, περιέχει τρία ηλεκτρόδια, τα οποία βρίσκονται σε κενό. Αρχικά, φωτόνια προσπίπτουν στο πρώτο ηλεκτρόδιο. Εκ των ηλεκτροδίων, το πρώτο απελευθερώνει φωτοηλεκτρόνια, τα οποία κινούνται προς το δεύτερο ηλεκτρόδιο (Άνοδος). Στη συνέχεια τα ηλεκτρόνια επιταχύνονται κινούμενα προς το τρίτο ηλεκτρόδιο (Κάθοδος), αυξάνοντας κατά πολύ τον αριθμό τους. Στο σημείο αυτό, ελευθερώνεται μια δεύτερη ομάδα ηλεκτρονίων. Κατά συνέπεια, από τον αρχικό, μικρό σπινθηρισμό φωτός, δημιουργείται ρεύμα μεγάλης έντασης, το οποίο ψηφιοποιείται και απο-



Εικόνα 19: Τα σήματα που παράγονται, μεταφέρονται μέσω οπτικών ινών, στην έξοδο δεδομένων ανωτέρου επιπέδου.

4.1:Ο ανιχνευτής του CMS

στέλλεται, μέσω των οπτικών ινών, στην έξοδο δεδομένων ανωτέρου επιπέδου(εικόνα 19).

Οι ανωτέρω διατάξεις του ηλεκτρομαγνητικού καλοριμέτρου επιτυγχάνουν κάλυψη ψευδό-ωκύτητας έως $|\eta| < 1.479$ ενώ με τη χρήση του ανιχνευτή καταιονισμών, *PreShower(PS)*, επεκτείνεται η κάλυψη ψευδό-ωκύτητας έως $|\eta| < 2.6$. Ο σχεδιασμός του ηλεκτρομαγνητικού καλοριμέτρου, αποφέρει διακριτική ικανότητα η οποία διαφέρει για το κυρτό μέρος και για τις έδρες. Απο δεδομένα που πάρθηκαν, έγινε προσαρμογή της κατανομής, μέσω της συνάρτησης[66][67]:

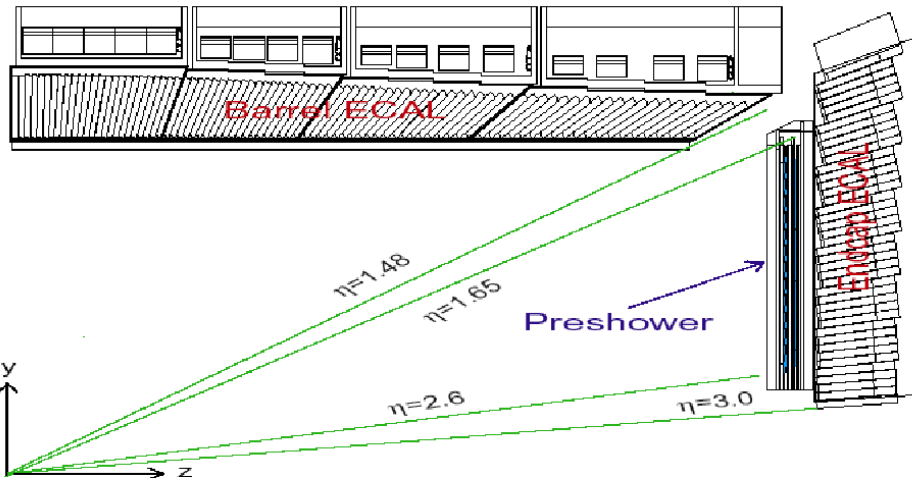
$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{S}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{N}{E}\right)^2 + C^2 \quad (91)$$

όπου S, N και C, η στοχαστική, θορύβου και σταθερή παράμετρος. Μετά την προσαρμογή, προέκυψαν οι εξής διακριτικές ικανότητες:

- Κυρτό μέρος: $\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{2.8\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{0.12}{E}\right)^2 + (0.3\%)^2$
- Έδρες: $\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{5.5\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{0.12}{E}\right)^2 + (0.3\%)^2$

Ο ανιχνευτής καταιονισμών – *PreShower (PS)*

Ο ανιχνευτής καταιονισμών [58] είναι τοποθετημένος μπροστά από το *ECAL* (στην περιοχή των εδρών, όπως φαίνεται στην εικόνα 20) και η βασική λειτουργία του αποσκοπεί στην αναγνώριση των ουδέτερων πονίων, τα οποία καταφθάνουν στις έδρες και συγκεκριμένα σε ψευδό-ωκύτητα $1.653 < |\eta| < 2.6$. Όταν ένα ουδέτερο πόνιο διασπάται σε δύο φωτόνια, η μεταξύ τους γωνία είναι πολύ μικρή και η διακριτική ικανότητα του ηλεκτρομαγνητικού καλοριμέτρου, στη περιοχή των εδρών, αδυνατεί να τα διαχωρίσει. Η διακριτική ικανότητα του PS είναι ικανή να ξεχωρίσει τα δύο φωτόνια, επαρκώς. Επιπρόσθετα, ο PS, βελτιώνει τον υπολογισμό της θέσης, κατά την ανίχνευση ηλεκτρονίων και φωτονίων.



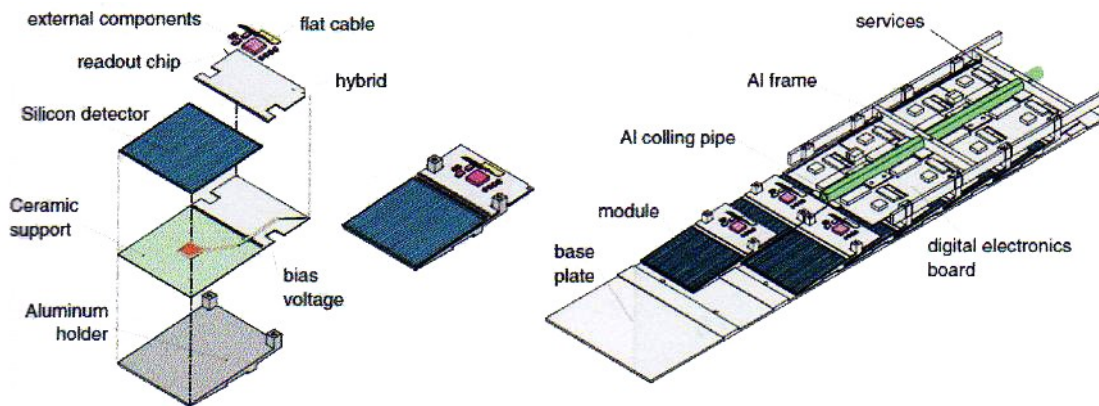
Εικόνα 20: Η κάλυψη της ψευδό-ωκύτητας από το ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο, στο κυρτό μέρος του πειράματος και στις έδρες με τη συμβολή του ανιχνευτή καταιονισμών

Αναλυτικότερα, ο ανιχνευτής καταιονισμών περιέχει 2 μολύβδινους μετατροπείς, οι οποίοι ακολουθούνται από ανιχνευτές πυριτίου. Το πρώτο στρώμα μολύβδου έχει πάχος $2X_0$ ενώ το δεύτερο $1X_0$. Όταν ένα φωτόνιο, περνάει διαμέσου του στρώματος μολύβδου, δημιουργείται ηλεκτρομαγνητικός καταιονισμός, ο οποίος καταγράφεται από τους ανιχνευτές πυριτίου. Στην κάθε έδρα, χρησιμοποιείται πυρίτιο, εμβαδού $8m^2$. Ο κάθε αισθητήρας πυριτίου, έχει διαστάσεις $6.3cm \times 6.3cm \times 0.3mm$ και χωρίζεται σε 32 λωρίδες, μεγέθους $1.9mm$ η καθεμιά. Οι αισθητήρες, είναι τοποθετημένοι ώστε να δημιουργούν ένα πλέγμα κυκλικού σχήματος, καλύπτοντας όλη την περιοχή της έδρας. Για την βέλτιστη λειτουργία, κατά την διάρκεια του πειράματος, οι ανιχνευτές

4.1:Ο ανιχνευτής του CMS

πυριτίου πρέπει να διατηρούνται σε θερμοκρασίες μεταξύ 263K και 258K.

Τα ενεργά επίπεδα των ανιχνευτών πυριτίου, κατασκευάζονται από ένα μεγάλο αριθμό πανομοιότυπων μικρομονάδων (*MicroModules*), καθεμία από τις οποίες, περιέχει ένα ξεχωριστό ανιχνευτή, όπως φαίνεται στην εικόνα 21. Κάθε μικρομονάδα, αποτελείται από μια βάση αλουμινίου (*Aluminum holder*) πάνω στην οποία, τοποθετείται μια κεραμική ενίσχυση. Ένας ανιχνευτής πυριτίου, που υποδιαιρείται σε 32 λωρίδες, πλάτους 1.9mm, προσκολλάται και ενώνεται με την κεραμική ενίσχυση. Το υβριδικό (*hybrid*) επίπεδο που περιέχει τα αναλογικά ηλεκτρονικά, επίσης προσκολλάται και ενώνεται με τον ανιχνευτή πυριτίου.



Εικόνα 21: Η δομή του ανιχνευτή PreShower

4.1.3.2: Το Αδρονικό Καλορίμετρο (HCAL)

Το αδρονικό καλορίμετρο (HCAL) [58], καλείται να μετρήσει την ενέργεια των αδρονίων ενώ η αρχή λειτουργίας του αδρονικού καλοριμέτρου, ομοιάζει με εκείνη του ηλεκτρομαγνητικού. Κατ' αντιστοιχία, όταν ένα, φορτισμένο ή ουδέτερο, αδρόνιο προσπίπτει στις πλάκες ή στους απορροφητές του αδρονικού καλοριμέτρου, παράγονται δευτερεύοντα σωματίδια με αποτέλεσμα να δημιουργείται ένας αδρονικός καταιονισμός. Ο αδρονικός καταιονισμός, λαμβάνει χώρα στο εσωτερικό των σπινθηριστών και κατά συνέπεια, παράγεται οπτικό σήμα (χρώματος μπλε) το οποίο και ανιχνεύεται από τους αντίστοιχους φωτοανιχνευτές. Στη συνέχεια, οι φωτοανιχνευτές ενισχύουν το σήμα και το μετατρέπουν σε πράσινο χρώμα.

Καθώς ένα αδρόνιο προσπίπτει στο αδρονικό καλορίμετρο, υφίσταται διαδοχικές αλληλεπιδράσεις (όπου και δημιουργείται ο αδρονικός καταιονισμός) με αποτέλεσμα να παίζει σημαντικό ρόλο το πυρηνικό μήκος αλληλεπίδρασης (*Nuclear Interaction Length*). Αντίστοιχα με το ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο (όπου είχαμε το μήκος κύματος ακτινοβολίας), το πυρηνικό μήκος αλληλεπίδρασης ορίζεται ως:

$$\lambda_I = \frac{A}{N_A \rho \sigma} \quad (92)$$

όπου A ο μαζικός αριθμός του υλικού, N_A ο αριθμός του *avogadro* και ρ η πυκνότητα του υλικού. Η (92), μπορεί να γραφεί προσεγγιστικά, ως:

$$\lambda_I = 35g/cm^2 A^{1/3} \quad (93)$$

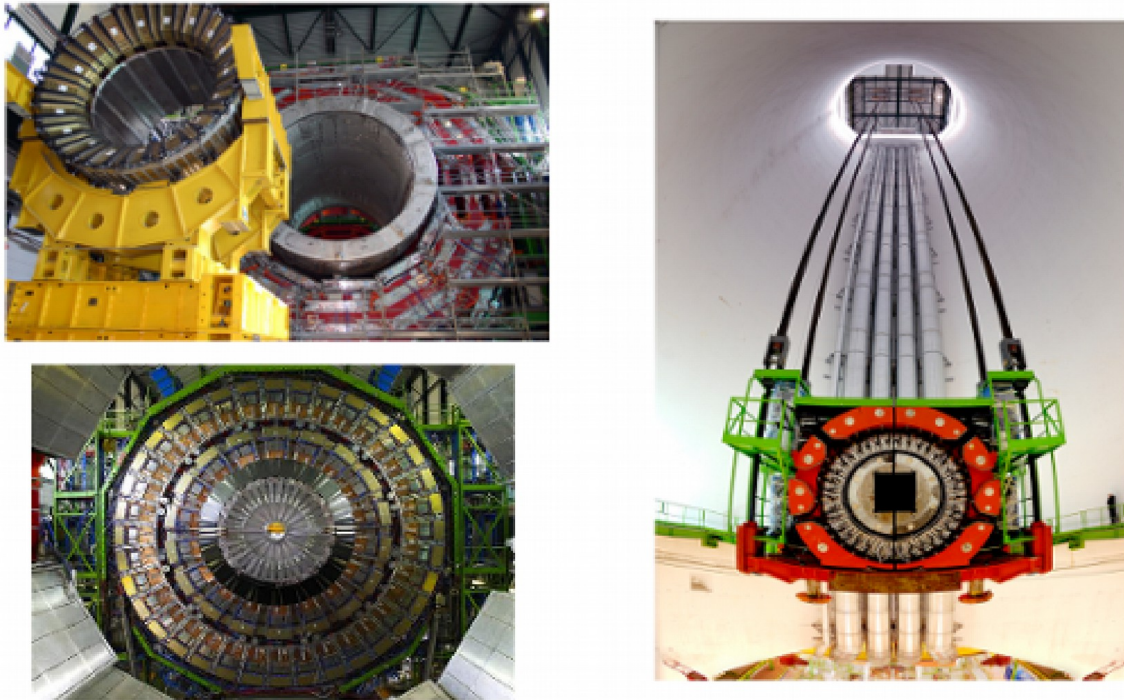
Από την (93), παρατηρούμε πως το πυρηνικό μήκος αλληλεπίδρασης είναι αισθητά μεγαλύτερο από

4.1:Ο ανιχνευτής του CMS

το ηλεκτρομαγνητικό μήκος ακτινοβολίας κι επομένως οι διαστάσεις του αδρονικού καλοριμέτρου, είναι μεγαλύτερες από τις διαστάσεις του ηλεκτρομαγνητικού. Το πάχος του καλοριμέτρου αντιστοιχεί σε $7 - 11 \lambda_i$ ανάλογα με την τιμή της ψευδό-ωκύτητας (ενώ το πάχος του ηλεκτρομαγνητικού καλοριμέτρου ξεπερνά τα $25X_0$).

Επιπρόσθετα, το αδρονικό καλορίμετρο δύναται να ανιχνεύσει (εμμέσως), σωματίδια τα οποία αλληλεπιδρούν ασθενώς με την ύλη (όπως τα νετρίνα και άλλα εξωτικά σωματίδια). Η ανίχνευσή τους γίνεται μέσω του υπολογισμού της ελλείπουσας ενέργειας, η οποία ορίζεται ως:

$$E_T^{miss} = - \sum \vec{p}_T \quad (94)$$



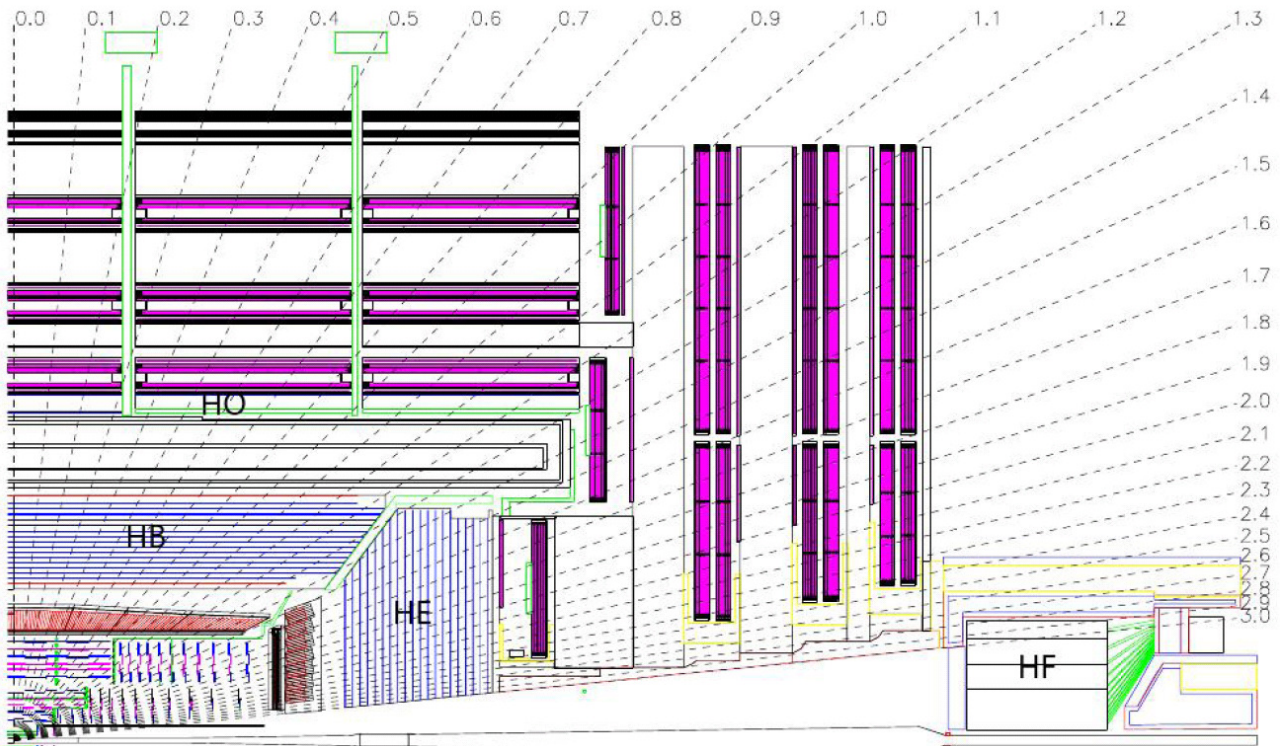
Εικόνα 22: Τμήμα του αδρονικού καλοριμέτρου από την περιοχή του κυρτού μέρους (άνω αριστερά), από την περιοχή των εδρών (κάτω αριστερά) και από την περιοχή του εμπρόσθιου μέρους (δεξιά)

Τα σωματίδια που αλληλεπιδρούν ασθενώς με την ύλη, θα διαπεράσουν το αδρονικό καλορίμετρο, μη εναποθέτοντας κάποια ενέργεια (τα μόνια εναποθέτουν μια μικρή τιμή της ενέργειάς τους) με αποτέλεσμα, να υπάρχει μια σημαντική έλλειψη στην συνολική (πλήρης αζιμουθιακή γωνία) μετρούμενη εναπόθεση ενέργειας. Καθώς η ελλείπουσα ενέργεια, αφορά σε όλα τα σωματίδια τα οποία διέφυγαν από το καλορίμετρο, είναι αδύνατο να ορίσουμε κατεύθυνση στην συγκεκριμένη ποσότητα. Επίσης, είναι πιθανόν, επειδή αθροίζεται ανυσματικά, κάποιες τιμές να αλληλοαναιρούνται. Η μέτρηση της ελλείπουσας ενέργειας έχει ιδιαίτερη σημασία καθώς συναντάται σε διάφορες θεωρίες όπως π.χ. η Υπερσυμμετρία.

Το αδρονικό καλορίμετρο (HCAL), απαρτίζεται από τέσσερις επιμέρους ανιχνευτικές διατάξεις: το αδρονικό καλορίμετρο του κυρτού μέρους (HB), των εδρών (HE), της εξώτερης περιοχής (HO) και του εμπρόσθιου μέρους (HF), καλύπτοντας συνολική ψευδό-ωκύτητα $|\eta| < 5$. Στην εικόνα (23), παρατίθεται η διαμήκης τομή του ανιχνευτή του CMS, όπου έχουν σημειωθεί οι επιμέρους

4.1:Ο ανιχνευτής του CMS

ανιχνευτικές διατάξεις του αδρονικού καλοριμέτρου.



Εικόνα 23: Διαμήκης προβολή του ανιχνευτή του CMS, όπου φαίνεται το αδρονικό καλορίμετρο του κυρτού μέρους (HB), των εδρών (HE), της εξώτερης περιοχής(HO) και του εμπρόσθιου μέρους (HF)

Το αδρονικό καλορίμετρο (HCAL) που βρίσκεται στο κυρτό μέρος (HB), περιορίζεται ακτινικά μεταξύ $1.77 < R < 2.95m$ και περιβάλλει το ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο ενώ διατηρείται εντός του μαγνητικού σωληνοειδούς, καλύπτοντας ψευδό-ωκύτητα ίση με $|\eta| < 1.3$. Χωρίζεται σε δύο επιμέρους περιοχές, οι οποίες διαιρούνται σε 18 τμήματα – πλάκες. Οι πλάκες είναι κατασκευασμένες από ορείχαλκο πάχους μεταξύ 40 – 75mm και χρησιμοποιούνται ως απορροφητικό υλικό λόγω μεγάλης πυκνότητας, ενώ μεταξύ τους παρεμβάλλονται πλαστικά φύλλα σπινθηριστών, πάχους 3.7mm. Όπως προαναφέραμε, όταν ένα αδρόνιο προσπίπτει στα στρώματα χαλκού, αλληλεπιδρά παράγοντας δευτερογενή σωμάτια. Τα σωμάτια αυτά, με τη σειρά τους, αλληλεπιδρούν περαιτέρω, με τελικό αποτέλεσμα, την δημιουργία ενός αδρονικού καταιονισμού (Hadron Showering). Ο αδρονικός καταιονισμός, ανιχνεύεται από τα φύλλα των σπινθηριστών, τα οποία παρεμβάλλονται μεταξύ των απορροφητικών πλακών.

Το αδρονικό καλορίμετρο (HCAL) που βρίσκεται στις έδρες (HE), είναι τοποθετημένο πίσω από τον ανιχνευτή ηλεκτρομαγνητικών καταιγισμών PreShower. Κατασκευάζεται από τα ίδια υλικά (ορείχαλκος για το απορροφητικό μέρος και πλαστικό για τους σπινθηριστές) με τις πλάκες απορρόφησης να έχουν πάχος 79mm. Οι πλαστικοί σπινθηριστές που χρησιμοποιούνται ανέρχονται στους 70000 και η συνολική ψευδό-ωκύτητα που καλύπτεται είναι $1.3 < |\eta| < 3$.

Το εξώτερο αδρονικό καλορίμετρο (HO), βρίσκεται εκτός του σωληνοειδούς μαγνήτη και καλείται να ανιχνεύσει τα προϊόντα του αδρονικού καταιονισμού (Hadron Showering), που προσπερνούν το ηλεκτρομαγνητικό και το αδρονικό καλορίμετρο του κυρτού μέρους, στην περιοχή όπου η ψευδό-ωκύτητα είναι $|\eta| < 1.3$, χρησιμοποιώντας το μαγνητικό σωληνοειδές ως απορροφητή. Το περίβλημα επιστροφής του μαγνητικού πεδίου (return yoke), αποτελείται από πέντε δα-

4.1:Ο ανιχνευτής του CMS

κυτλίου, οι οποίοι βρίσκονται στις θέσεις -2, -1, 0, 1 και 2, ως προς τον άξονα z. Το πρώτο στρώμα των δακτυλίων ανήκει στο εξώτερο αδρονικό καλορίμετρο και συγκεκριμένα στη θέση μηδέν, υπάρχουν δύο στρώματα σπινθηριστών του HO , σε ακτινικές αποστάσεις $3.82m$ και $4.07m$, αντίστοιχα. Οι υπόλοιποι δακτύλιοι έχουν ένα στρώμα του HO , σε ακτινική απόσταση ίση με $4.07m$.

Το εμπρόσθιο αδρονικό καλορίμετρο (HF), αποτελείται από 18 πλάκες και βρίσκεται σε απόσταση $11.2m$ από το σημείο σύγκρουσης των δεσμών, καλύπτοντας ψευδό-ωκύτητα $1.3 < |\eta| < 5$. Στοχεύει τόσο στην αποτελεσματική αναγνώριση των πιδάκων που κινούνται σε μεγάλες γωνίες, όσο και στην αποτελεσματική μέτρηση της ελλείπουσας ενέργειας. Λόγω της μεγάλης ακτινοβολίας στην περιοχή, χρησιμοποιήθηκαν για την ανίχνευση των αδρονικών καταιονισμών (*Hadron Showering*), γίνεται με τις οπτικές ίνες χαλαζία. Καθώς τα φορτισμένα σωματρία διαπερνούν τις οπτικές ίνες χαλαζία, παράγουν ακτινοβολία *Cherenkov*. Η ακτινοβολία *Cherenkov* διαδίδεται μέσω των οπτικών ινών και ανιχνεύεται με φωτοπολλαπλασιαστές, οι οποίοι βρίσκονται στα πλάγια και πίσω από το καλορίμετρο, σε περιοχή με χαμηλό μαγνητικό πεδίο και θωράκιση στην ακτινοβολία.

4.1.4:Ο Ανιχνευτής Μιονίων

Όπως υποδηλώνει το όνομα του πειράματος, η ανίχνευση των μιονίων[58] είναι καθοριστικής σημασίας. Καθώς τα μίονια, είναι σωματίδια με ηλεκτρικό φορτίο ίσο με του ηλεκτρονίου (και μάζα 200 φορές μεγαλύτερη του του ηλεκτρονίου) αναμένεται να παραχθούν κατά τη διάσπαση διαφόρων νέων αλλά και ήδη γνωστών σωματιών. Αναφέρουμε, χαρακτηριστικά, το μποζόνιο *Higgs*, που αποτέλεσε μια από τις σημαντικότερες αναζητήσεις, το οποίο έχει τη δυνατότητα να διασπαστεί σε ζεύγος μποζονίων Z (ZZ ή ZZ^*) τα οποία με τη σειρά τους διασπώνται σε τέσσερα λεπτόνια (ηλεκτρόνια ή μίονια). Επιπρόσθετα, το μεσόνιο J/ψ το οποίο διασπάται σε λεπτόνια καθώς επίσης και μερικά μοντέλα της υπερσυμμετρίας. Από τα παραπάνω, γίνεται ήδη φανερό πως είναι σημαντικός ο, όσο το δυνατόν, ακριβέστερος εντοπισμός των μιονίων.

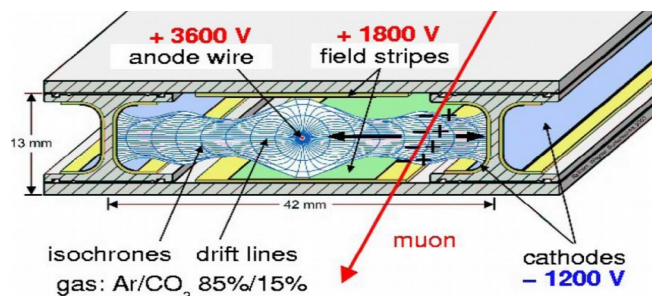
Η διαδικασία της ανίχνευσης χωρίζεται στην αναγνώριση, την μέτρηση και τον σκανδαλισμό των μιονίων (η διαδικασία του σκανδαλισμού θα αναλυθεί παρακάτω). Τέσσερις μιονικοί σταθμοί στο κυρτό μέρος και στις έδρες, καλούνται να πραγματοποιήσουν τις παραπάνω διεργασίες. Για την αποτελεσματικότερη ανίχνευση των μιονίων, μεταξύ των σταθμών υπάρχουν οι εξής διατάξεις οι οποίες τοποθετούνται είτε στο κυρτό μέρος είτε στις έδρες, αναλόγως:

- Θάλαμοι Ολίσθησης (*Drift Tubes DTs*)
- Καθοδικοί Μικρολωριδιακοί Θάλαμοι (*Cathode Strip Chambers CSCs*)
- Θάλαμοι Αντίστασης Παράλληλων Πλακών (*Resistive Plate Chambers RPCs*)

Τα ανιχνευτικά επίπεδα καλύπτουν επιφάνεια $25000m^2$.

4.1.4.1: Οι Θάλαμοι Ολίσθησης - Drift Tubes (DTs)

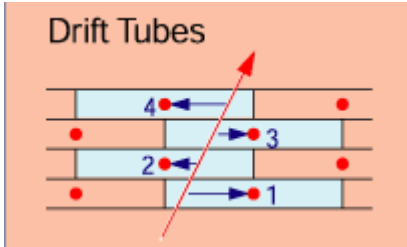
Το σύστημα του θαλάμου ολίσθησης (εικόνα 24,26) [58], βρίσκεται στην περιοχή του κυρτού μέρους και εντοπίζει τις θέσεις των μιονίων. Ο κάθε θάλαμος, έχει πλάτος $4cm$, περιέχει κατάλληλο αέριο, ενώ στο κέντρο του βρίσκεται ένα τεντωμένο σύρμα. Όταν ένα μίονιο, περάσει διαμέσου του αερίου, ιονίζει τα άτομά του. Τα ηλεκτρόνια (λόγω του ιονισμού) επιταχύνονται λόγω του ηλεκτρικού πε-



Εικόνα 24: Τομή ενός θαλάμου ολίσθησης

4.1:Ο ανιχνευτής του CMS

δίου, και χτυπούν πάνω στο σύρμα. Η απόσταση των ηλεκτρονίων από το σύρμα, υπολογίζεται, πολλαπλασιάζοντας την ταχύτητα τους επί τον χρόνο κατά τον οποίο κινούνται. Οι θάλαμοι ολίσθησης μας δίνουν μόνο δύο, συνιστώσες της κίνησης του μιονίου.

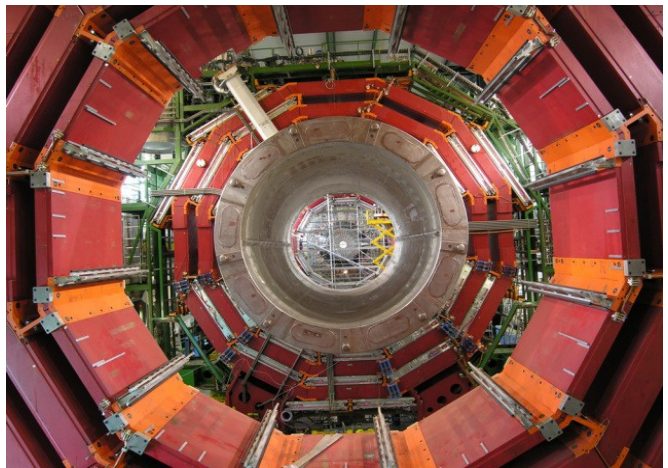


Εικόνα 25: Η διαδρομή του φορτισμένου σωματίου μέσα από έναν θάλαμο ολίσθησης

τάξης του $\sim 10^5$, ενώ το σφάλμα για τις μετρήσεις αυτές, είναι ίσο με $\sigma_x \approx 200 \mu\text{m}/\text{layer}$.

Οι τέσσερις σταθμοί που περιέχουν τους θαλάμους, αποτελούνται από ομόκεντρους κυλίνδρους, εκ των οποίων οι τρεις εσωτερικοί απαρτίζονται από 60 θαλάμους ολίσθησης και ο εξωτερικός από 70. Το μεσαίο τμήμα (εικόνα 25), υπολογίζει την παράλληλη συνιστώσα (παράλληλη ως προς την διεύθυνση της δέσμης, στον άξονα z) και τα δύο εξωτερικά τμήματα υπολογίζουν την κάθετη συνιστώσα από το επίπεδο $r - \phi$.

Με τους θαλάμους ολίσθησης, επιτυγχάνουμε κάλυψη ψευδό-ωκύτητας $|\eta| < 1.2$ ενώ η απόκρισή τους είναι της τάξης των μsec . Επίσης, ο αριθμός των καναλιών που μετρώνται είναι της



Εικόνα 26: Δύο στρώματα ανιχνευτών DT με την παρεμβολή ενός στρώματος RPC

4.1.4.2: Οι Καθοδικοί Μικρολωριδιακοί Θάλαμοι – Cathode Strip Chambers (CSCs)

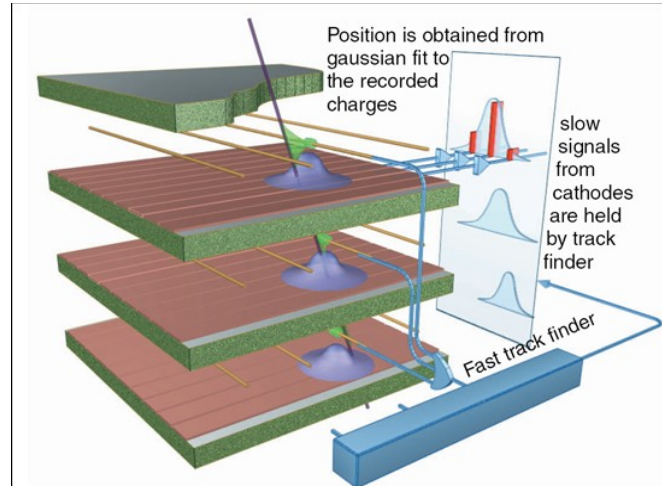
Οι καθοδικοί μικρολωριδιακοί θάλαμοι (εικόνα 27,28) [58], χρησιμοποιούνται στις έδρες, όπου το μαγνητικό πεδίο δεν είναι ομογενές και ο ρυθμός των σωματιδίων είναι μεγάλος, καλύπτοντας ψευδό-ωκύτητα μεταξύ $0.9 < \eta < 2.4$.

Οι καθοδικοί μικρολωριδιακοί θάλαμοι αποτελούνται από γραμμές θετικά φορτισμένων συρμάτων (άνοδος) και διασταυρώνονται με αρνητικά φορτισμένες λωρίδες χαλκού (κάθοδος). Ένα σήμα που αναπτύσσεται σε ένα σύρμα, προκαλεί ένα φορτίο σε πολλές λωρίδες στο καθοδικό επίπεδο. Όπως δείχνει η εικόνα 27, κατά την διέλευση του σωματίου παράγεται ένα σήμα. Το φορτίο που ανιχνεύεται από τις λωρίδες, δεν είναι το ίδιο και αν το παραστήσουμε γραφικά, ομοιάζει με γκαουσιανή κατανομή. Εφόσον διαβαστούν τα σήματα της κάθε λωρίδας, προσαρμόζονται με μια γκαουσιανή συνάρτηση και προκύπτει η θέση από την οποία διήλθε το μόνιο.

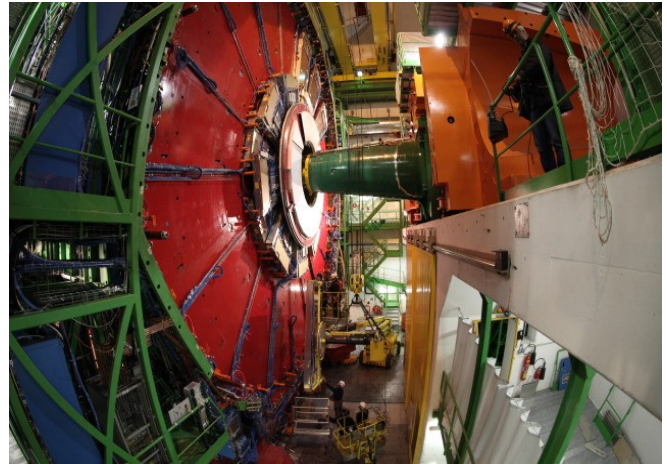
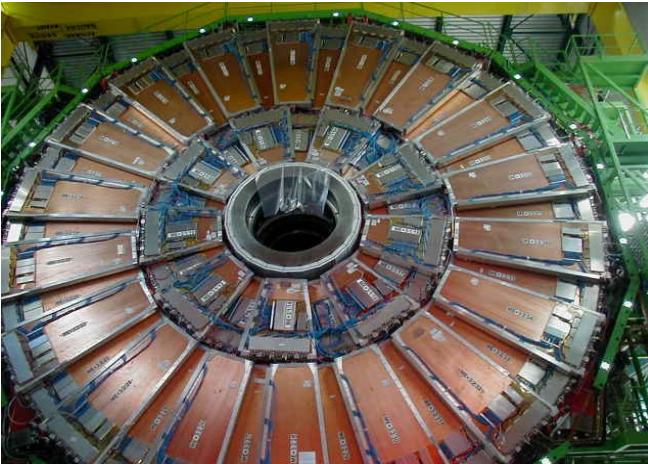
4.1: Ο ανιχνευτής του CMS

Επειδή οι λωρίδες και τα σύρματα είναι κάθετα μεταξύ τους, παίρνουμε τη θέση του κάθε σωματιδίου ως αποτέλεσμα δύο συνιστωσών. Πιο συγκεκριμένα, τα σύρματα δίνουν την ακτινική συντεταγμένη, ενώ οι λωρίδες μετρούν τη γωνία ϕ . Επιπροσθέτως, επειδή ο κάθε θάλαμος αποτελείται από έξι τμήματα είναι δυνατή η ακριβής αναγνώριση μιονίων και η ταύτιση των διαδρομών με αυτές που καταγράφηκαν στον ανιχνευτή τροχιών.

Όσον αφορά τη χωρική διακριτική ικανότητα των καθοδικών μικρολωριδιακών θαλάμων[68], οι τιμές ποικίλουν ανάλογα με τον θάλαμο. Συγκεκριμένα, για τους θαλάμους $ME \pm 1/b$ και $ME \pm 1/2$ έχουμε $\sigma_x \approx 75\mu m$. Για τους θαλάμους $ME \pm 1/3$, $ME \pm 2/1$, $ME \pm 2/2$, $ME \pm 3/1$, $ME \pm 3/2$ και $ME \pm 4/1$ έχουμε $\sigma_x \approx 150\mu m$.



Εικόνα 27: Οι Καθοδικοί Μικρολωριδιακοί Θάλαμοι



Εικόνα 28: Ένα από τα επίπεδα των CSCs (αριστερά) και το εξωτερικό τμήμα των CSCs (δεξιά)

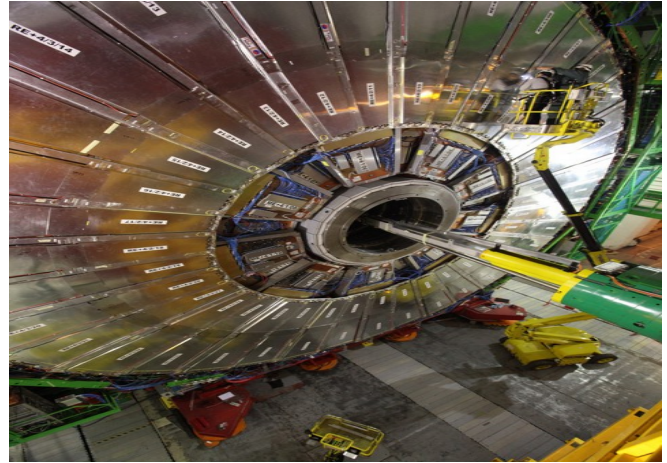
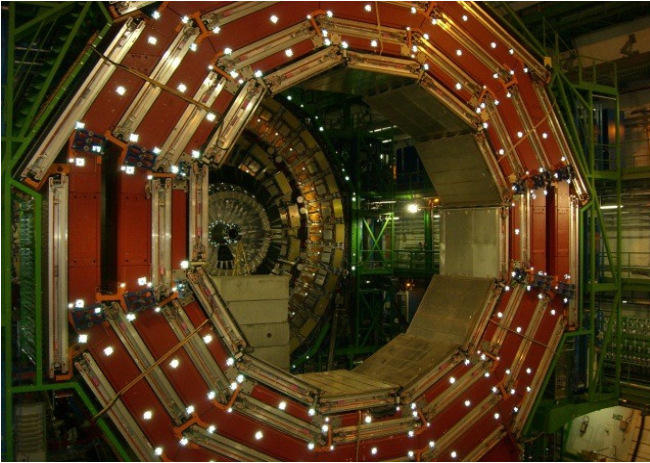
4.1.4.3: Θάλαμοι Αντίστασης Παράλληλων Πλακών – Resistive Plate Chambers (RPCs)

Οι θάλαμοι αντίστασης παράλληλων πλακών [58] (εικόνα 29), είναι ανιχνευτικές διατάξεις που περιέχουν στο εσωτερικό τους αέριο. Πρόκειται για διάταξη η οποία δύναται να μετρήσει τον χρόνο ενός γεγονότος ταχύτατα και συγκεκριμένα, ταχύτερα από $25ns$ (χρόνος μεταξύ δύο διαδοχικών συγκρούσεων (*bunch crossing*) στον LHC). Λόγω της ταχύτατης απόκρισης, είναι δυνατή η αντιστοίχιση της σύγκρουσης (*bunch crossing*) με την τροχιά του μιονίου. Οι DTs και τα CSCs ενώ έχουν πολύ καλή χωρική διακριτική ικανότητα, δεν μπορούν να παράσχουν την ταχύτατη χρονική πληροφορία που παράγουν οι RPCs. Η πληροφορία που παράγεται, μπορεί να δώσει στη συνέχεια την τιμή της θέσης και της ορμής του μιονίου με πολύ καλή ακρίβεια. Λόγω των ανωτέρω, οι RPCs αποτελούν σημαντική διάταξη ως προς το σύστημα σκανδαλισμού (όπου η ταχύτατη χρονική απόκριση, κατέχει σημαντική θέση).

Οι RPCs τοποθετούνται τόσο στο κυρτό μέρος όσο και στις έδρες, καλύπτοντας ψευδό-ωκότητα $|\eta| < 1.6$. Στη περιοχή του κυρτού μέρους, βρίσκονται συνολικά έξι θάλαμοι αντίστασης, δύο σε

4.1:Ο ανιχνευτής του CMS

καθένα από τους πρώτους δύο σταθμούς και ένας σε καθένα από τους δύο τελευταίους. Στην περιοχή των εδρών, υπάρχει ένα επίπεδο θαλάμων αντίστασης σε καθένα από τους τρεις πρώτους σταθμούς. Αποτελούνται από δύο πλάκες, η μία θετικά φορτισμένη (άνοδος) και η άλλη αρνητικά φορτισμένη (κάθοδος). Οι δύο πλάκες κατασκευάζονται από πλαστικό μεγάλης αντίστασης και στο μεταξύ τους κενό, υπάρχει αέριο. Πιο συγκεκριμένα, η μία εκ των δύο πλακών αντίστασης, κρατάει κολλημένη μια διάταξη πάχους $2mm$ κι έτσι δημιουργείται ο κενός χώρος $10cm$. Επίσης, επικολλάται πάνω στη πλάκα το περίγραμμα που εγγυάται την ερμητικότητα του θαλάμου. Η δεύτερη πλάκα τοποθετείται από επάνω και ο ανιχνευτής ολοκληρώνεται.

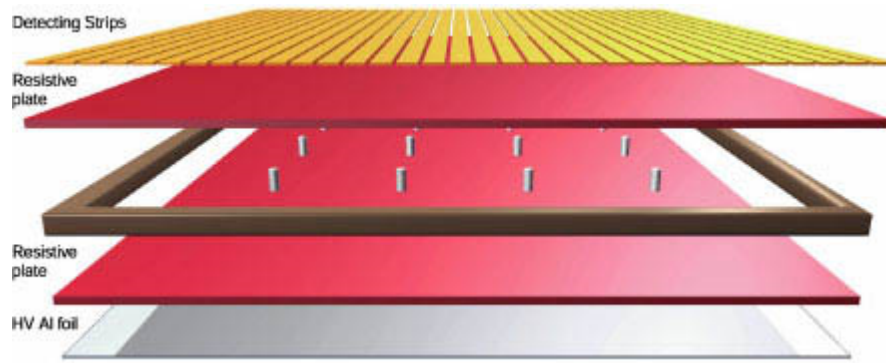


Εικόνα 29: Οι ανιχνευτές RPCs (ασημί τμήματα) σε έναν από τους δακτυλίους του κυρτού μέρους (αριστερά) και στην περιοχή των εδρών (δεξιά)

Λόγω του συγκεκριμένου τρόπου τοποθέτησης, επιτρέπεται η κατασκευή και λειτουργία πολύ μεγάλων και λεπτών ανιχνευτών, που μπορούν να λειτουργήσουν με υψηλό ρυθμό και απολαβή. Η υψηλή απολαβή καταλήγει σε μια μικρή αλλά πολύ ακριβή καθυστέρηση στο χρόνο διέλευσης ενός ιονισμένου σωματίου. Το αποτέλεσμα είναι η δημιουργία ενός ανιχνευτή με καλή χωρική διακριτική ικανότητα και με μια χρονική διακριτική ικανότητα του $1ns$, συγκρίσιμη με αυτή των σπινθηριστών. Η περιγραφείσα διάταξη διαφαίνεται στην εικόνα 30. Όσον αφορά τη χωρική διακριτική ικανότητα[69], διαφέρει για το κάθε τμήμα με τη χαμηλότερη να αφορά το $RB1_{in}$ και είναι κείται μεταξύ των τιμών $0.86 < \sigma_x < 1.04cm$ ενώ η μεγαλύτερη αφορά το $RB4$ $1.30 < \sigma_x < 1.70cm$. Είναι φανερό, πως η χωρική διακριτική ικανότητα των RPCs δυσχεραίνει από εκείνη των DTs και των CSCs κατά ~ 4 τάξεις μεγέθους.

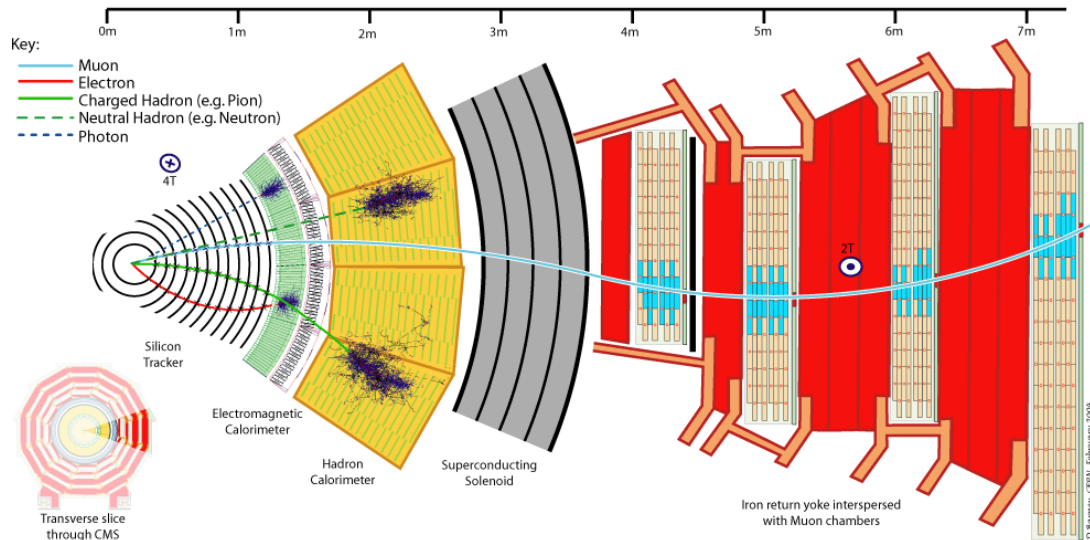
Όταν ένα μόνιο διέρχεται μέσα από τον θάλαμο, ηλεκτρόνια εξέρχονται, λόγω ιονισμού, από τα άτομα του αερίου. Τα ηλεκτρόνια αυτά, χτυπούν πάνω σε άλλα άτομα, προκαλώντας μια χιονοστιβάδα ηλεκτρονίων. Τα ηλεκτρόδια της διάταξης είναι “διαφανή” ως προς τα ηλεκτρόνια. Τα ηλεκτρόνια ανιχνεύονται από τις εξωτερικές μεταλλικές λωρίδες, μετά από μια μικρή, αλλά ακριβή, χρονική καθυστέρηση.

4.1:Ο ανιχνευτής του CMS



Εικόνα 30: Τα διάφορα στρώματα ενός RPC

Κλείνοντας το κεφάλαιο, αναφορικά με τον ανιχνευτή του CMS, στην εικόνα (31) [70], παρατίθεται η τομή του συνολικού ανιχνευτή του CMS, καθώς και οι διαδρομές διαφόρων σωματιδίων έως τα σημεία όπου ανιχνεύονται.



Εικόνα 31: Τομή του ανιχνευτή του CMS με τις διαδρομές και τα σημεία ανίχνευσης διαφόρων σωματιδίων

5: Σύστημα Απόκτησης Δεδομένων (DAQ) & Σκανδαλισμού (Trigger System) – Ανάπτυξη Σκανδαλιστή Υψηλού Επιπέδου για συλλογή γεγονότων με (τουλάχιστον) 4 πίδακες

5.1: Απόκτηση Δεδομένων (DAQ)

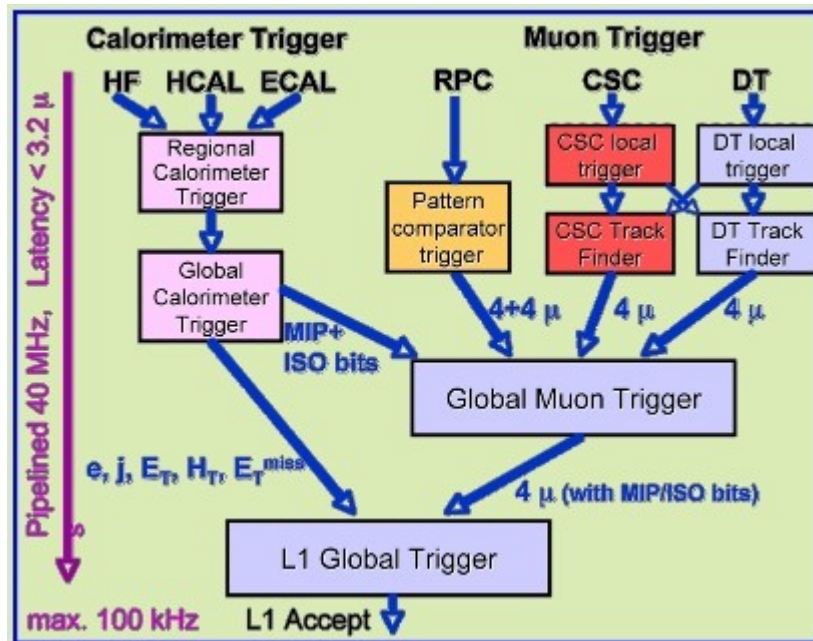
Οι δέσμες που κινούνται στο εσωτερικό του Μεγάλου Αδρονικού Συγκρουστή (*LHC*), συγκρούονται με συχνότητα 40MHz ενώ η συχνότητα των γεγονότων προς καταγραφή, είναι της τάξης των μερικών εκατοντάδων Hz . Κατά την σύγκρουση των ομαδοποιημένων πρωτονίων (*bunches of protons*), συγκρούονται μεταξύ τους περίπου 20 πρωτόνια, παράγοντας πληροφορία μεγέθους 1MB ανά γεγονός. Η μέγιστη συχνότητα ροής δεδομένων, μειώνεται αισθητά μέσω του συστήματος σκανδαλισμού (*Trigger System*), σε δύο στάδια, καταλήγοντας αρχικά σε συχνότητα ίση με 100kHz ενώ στο επόμενο στάδιο, ελαττώνεται στα 100Hz . Η συνολική χωρητικότητα που απαιτείται για την αποθήκευση όλης αυτής της πληροφορίας φθάνει το 1TB/sec . Το Σύστημα Σκανδαλισμού που προκαλεί την πρώτη ελάττωση, καλείται Σκανδαλιστής Πρώτου Επιπέδου (*Level 1 Trigger*) κι επιτυγχάνει την μείωση στη συχνότητα ροής των δεδομένων απορρίπτοντας γεγονότα που δεν ενδιαφέροντα (σύμφωνα με συγκεκριμένα κριτήρια). Στη συνέχεια, ένα δεύτερο σύστημα σκανδαλισμού, ο Σκανδαλιστής Υψηλού Επιπέδου (*High Level Trigger*), καλείται να μειώσει κατά ένα παράγοντα 1000, τα δεδομένα που πέρασαν από τον σκανδαλιστή πρώτου επιπέδου (*L1 trigger*), φθάνοντας σε τελική συχνότητα ροής δεδομένων ίση με 100Hz . Ο σκανδαλιστής πρώτου επιπέδου (*L1 trigger*), απαρτίζεται από ηλεκτρονικές διατάξεις, οι οποίες κατασκευάζονται συγκεκριμένα για τον ανιχνευτικό σκοπό για τον οποίο προορίζονται, ενώ ο σκανδαλιστής υψηλού επιπέδου (*HLT trigger*) αποτελείται από λογισμικά τα οποία εκτελούνται σε μια “φάρμα” προσωπικών υπολογιστών (*farm PC*), αριθμώντας περί τους 1000 υπολογιστές. Συνδυαστικά, οι σκανδαλιστές πρώτου και υψηλού επιπέδου (*Level-1 and High Level triggers*) ελαττώνουν την ροή των δεδομένων, κατά 10^6Hz .

5.2: Σκανδαλιστής Πρώτου Επιπέδου (*L1 Trigger*)

Ο Σκανδαλιστής Πρώτου Επιπέδου (*L1 trigger*) [58], λαμβάνει δεδομένα από τα καλορίμετρα και τους μιονικούς σταθμούς και καλείται να επιλέξει / απορρίψει γεγονότα με ρυθμό μικρότερο των 100kHz , χρονικά περιορισμένος στα $\sim 3.5\mu\text{s}$. Αποτελείται από τρεις επιμέρους σκανδαλιστές: τους τοπικούς (*local*), τους περιφερειακούς (*regional*) και τους γενικούς (*global*) και υπάρχουν τόσο για τα καλορίμετρα, όσο και για τους μιονικούς θαλάμους. Σύμφωνα με την τοποθέτησή τους και ξεκινώντας από κάτω προς τα πάνω, οι τοπικοί σκανδαλιστές, οι οποίοι καλούνται και Σκανδαλιστές Πρωτογενούς Παραγωγής (*Trigger Primitive Generators*), βασίζουν την λειτουργία τους, στη λήψη των σημάτων που προέρχονται από τα καλορίμετρα και τους ανιχνευτές των μιονικών θαλάμων και καλούνται αντικείμενα σκανδαλιστών (*trigger objects*). Οι περιφερειακοί σκαν-

5.2: Σκανδαλιστής Πρώτου Επιπέδου (L1 Trigger)

δαλιστές καλούνται να καθορίσουν τα αντικείμενα ως προς την ταυτότητα, την ενέργεια, την ορμή κ. ά., συνδυάζοντας τις πληροφορίες που προέρχονται από τους *TPGs*. Κατά την διαδικασία του καθορισμού, τα αντικείμενα σκανδαλιστών μετατρέπονται σε ηλεκτρόνια, μίονια κ. ά., συνδυάζοντας όλες τις διαθέσιμες πληροφορίες από κάθε περιοχή του καλοριμέτρου. Παράλληλα ταξινομούνται κατά την ενέργεια ή την ορμή τους, σύμφωνα με μια συνάρτηση της ενέργειας ή της ορμής, αντίστοιχα. Οι γενικοί σκανδαλιστές καλοριμέτρου και μιονίων, καλούνται να ταξινομήσουν τα αντικείμενα που προήλθαν από τα καλορίμετρα και τους μιονικούς θαλάμους όλου του πειράματος, οδηγώντας τα αποτελέσματα στον γενικό σκανδαλιστή, ο οποίος δίνει την τελική απόφαση για την απόρριψη ή όχι, ενός γεγονότος. Εάν ένα γεγονός δεν απορριφθεί, οδηγείται στον Σκανδαλιστή Υψηλού Επιπέδου (*HLT*) για περαιτέρω επεξεργασία. Η τελική απόφαση για την απόρριψη ή όχι ενός γεγονότος (*Level 1 Accept*), επικοινωνεί με τους υποανιχνευτές μέσω των συστημάτων ελέγχου χρόνου και σκανδαλισμού. Στην εικόνα (32), παρατιθέται μια σχηματική αναπαράσταση των ανωτέρω, τα οποία αναλύονται παρακάτω.



Εικόνα 32: Σχηματική αναπαράσταση των επιμέρους σκανδαλιστών, του Σκανδαλιστή Πρώτου Επιπέδου (*Level 1 Trigger*)

5.3: Σκανδαλιστής Καλοριμέτρου (*Calorimeter Trigger*)

Η πρώτη είσοδος των δεδομένων στον Σκανδαλιστή Καλοριμέτρου[58], πραγματοποιείται από τους σκανδαλιστές πρωτογενούς παραγωγής (*TPGs*) οι οποίοι αθροίζουν τις εγκάρσιες ενέργειες που μετρήθηκαν στο ηλεκτρομαγνητικό και το αδρονικό καλορίμετρο, ώστε να υπολογιστεί η ολική εγκάρσια ενέργεια και να αντιστοιχιστεί με έναν αριθμό που σχετίζεται με τις συγκρούσεις των πρωτονίων που έχουν πραγματοποιηθεί. Οι κρύσταλλοι των καλοριμέτρων για την περιοχή της ψευδό-ωκύτητας $|\eta| < 1.74$ παρέχουν κάλυψη στο επίπεδο $(\eta, \phi) = 0.087 \times 0.087$ ενώ για την περιοχή της ψευδό-ωκύτητας $|\eta| > 1.74$ οι τιμές αυξάνονται. Τα δεδομένα που προκύπτουν, μετα-

5.3: Σκανδαλιστής Καλοριμέτρου (Calorimeter Trigger)

φέρονται σειριακά (μέσω καλωδίων υψηλής ταχύτητας) στους περιφερειακούς σκανδαλιστές καλοριμέτρου (*Regional Calorimeter Triggers*), όπου καθορίζεται η ταυτότητα των σωματιδίων (ηλεκτρόνιο, φωτόνιο κ. ά.), υπολογίζεται η εγκάρσια ενέργεια ενώ παράλληλα γίνονται οι υπολογισμοί για μεμονωμένα και ελάχιστα ιονισμένα σωματίδια (*MIP* και *ISO* αντίστοιχα), ώστε τα τελευταία να οδηγηθούν στον μιονικό σκανδαλιστή. Τελικώς, οι πληροφορίες οδηγούνται στον Γενικό Σκανδαλιστή Καλοριμέτρου (*Global Calorimeter Trigger*) όπου καθορίζονται οι πίδακες (*Jets*), υπολογίζονται η ολική εγκάρσια ενέργεια, η ελλείπουσα εγκάρσια ενέργεια και η πολλαπλότητα των πιδάκων ενώ πραγματοποιείται και η ταξινόμηση των παραπάνω.

5.4: Σκανδαλιστής Μιονίων (*Muon Trigger*)

Ο Σκανδαλιστής Μιονίων (*Muon Trigger*) [58] λαμβάνει πληροφορία από τους σκανδαλιστές στα εξής τρία συστήματα ανίχνευσης: τους θαλάμους ολίσθησης (*DT*), τους καθοδικούς μικρολωριδιακούς θαλάμους (*CSC*) και τους θαλάμους αντίστασης παράλληλων πλακών (*RPC*). Στο κυρτό μέρος όπου βρίσκονται οι σκανδαλιστές των θαλάμων ολίσθησης (*DT*), δίνουν πληροφορία για το επίπεδο η , ϕ και συγκεκριμένα, προβάλλοντας το ϕ , λαμβάνεται η πληροφορία που σχετίζεται με την τροχιά των μιονίων ενώ προβάλλοντας το η , λαμβάνεται η πληροφορία με τις περιοχές όπου εναπέθεσαν την ενέργειά τους τα μίονια. Στις έδρες, οι σκανδαλιστές των καθοδικών μικρολωριδιακών θαλάμων (*CSC*) παρέχουν τρις-διάστατη πληροφορία όσον αφορά τη τροχιά των μιονίων. Οι σκανδαλιστές των θαλάμων ολίσθησης και των καθοδικών μικρολωριδιακών θαλάμων, συνεισφέρουν τόσο στη λειτουργία του τοπικού σκανδαλιστή μιονίων (*local muon trigger*) όσο και στη λειτουργία του περιφερειακού σκανδαλιστή μιονίων (*regional muon trigger*). Ο περιφερειακός σκανδαλιστής μιονίων (*regional muon trigger*), συνδυάζει τις πληροφορίες από τους σκανδαλιστές των θαλάμων ολίσθησης και των καθοδικών μικρολωριδιακών θαλάμων ώστε να ανακατασκευαστεί πλήρως η τροχιά των μιονίων. Η συνεισφορά των σκανδαλιστών στους θαλάμους αντίστασης παράλληλων πλακών (*RPC*), καλύπτει το κομμάτι της μέτρησης της ορμής των μιονίων, ενώ η πολύ καλή διακριτική ικανότητα ως προς τις χρονικές μετρήσεις, αποδίδει τη συσχέτιση των ανιχνευθέντων μιονίων με έναν αριθμό ο οποίος σχετίζεται με τις συγκρούσεις των πρωτονίων. Ακολούθως οι πληροφορίες μεταφέρονται στον γενικό σκανδαλιστή μιονίων (*Global Muon Trigger*), όπου υπολογίζεται η τελική ορμή και θέση των μιονίων. Συνολικά, ο σκανδαλιστής μιονίων, καλύπτει ψευδό-ωκύτητα ίση με $|\eta| < 2.4$.

5.5: Γενικός Σκανδαλιστής (*Global Trigger*)

Ο Γενικός Σκανδαλιστής (*Global Trigger*) [58], λαμβάνει τα σήματα από τους επιμέρους γενικούς σκανδαλιστές, καλοριμέτρου (*CT*) και μιονίων (*MT*), ώστε να λάβει την τελική απόφαση σχετικά με την απόρριψη ή όχι, ενός γεγονότος. Οι λειτουργίες του είναι πέντε και συγκεκριμένα: Είσοδος (*input*), Λογική (*logic*), Απόφαση (*decision*), Κατανομή (*distribution*) και Έξοδος (*read-out*), με τον κύριο πυρήνα να βρίσκεται στη λειτουργία της Λογικής (*Global Trigger Logic*). Στη λειτουργία του πυρήνα, εκτελούνται όλοι οι υπολογιστικοί αλγόριθμοι, με τους πιο απλούς να ελέγχουν την τιμή της εγκάρσιας ορμής ή ενέργειας, ενώ πολυπλοκότεροι αλγόριθμοι λαμβάνουν υπόψιν και τις χωρικές συνιστώσες. Ο κάθε αλγόριθμος αποστέλλει το αποτέλεσμα του (1 *bit* ανά

5.5: Γενικός Σκανδαλιστής (Global Trigger)

αλγόριθμο) στη μονάδα που λαμβάνει την τελική απόφαση (*Final Decision Logic*). Μια μονάδα λήψης χρόνου (*Timing Module*) λαμβάνει τον χρόνο σύμφωνα με τον *LHC* και σε συνδυασμό με τα δεδομένα που προέκυψαν από τα τέσσερα πρώτα στάδια, οδηγείτε η τελική απόφαση στην έξοδο, ώστε να ληφθεί από τον σκανδαλιστή υψηλού επιπέδου.

5.6: Σκανδαλιστής Υψηλού Επιπέδου (*High Level Trigger*)

Τα γεγονότα που κρίνονται ως αποδεκτά από τον σκανδαλιστή πρώτου επιπέδου (*L1 Trigger*) [58],[71], εισέρχονται στον Σκανδαλιστή Υψηλού Επιπέδου (*High Level Trigger*), όπου θα λάβει χώρα η περαιτέρω επεξεργασία τους. Η επεξεργασία των γεγονότων πραγματοποιείται σε τρία βήματα τα οποία σχετίζονται με το επίπεδο σκανδαλισμού που εφαρμόζεται. Τα βήματα καλούνται ως: *L2*, *L2.5* και *L3*. Ο σκανδαλισμός του δευτέρου επιπέδου, *Level – 2*, είναι πρώτη επεξεργασία που υφίστανται τα γεγονότα. Λαμβάνει τη μέγιστη ροή δεδομένων στην είσοδό του και χρησιμοποιεί τις πληροφορίες των καλοριμέτρων και των ανιχνευτών μιονίων. Στη συνέχεια, μεταξύ των επιπέδων 2 και 3, παρεμβάλλεται το ενδιάμεσο επίπεδο, *Level – 2.5*, κατά το οποίο χρησιμοποιείται μερική πληροφορία από τον ανιχνευτή τροχιών (όπως, για παράδειγμα, ποια μέρη του ανιχνευτή ψηφίδων ενεργοποιήθηκαν). Τέλος, στο τρίτο επίπεδο, *Level – 3*, λαμβάνεται υπόψιν όλη η πληροφορία από τον ανιχνευτή τροχιών. Ο συνδυασμός των πληροφοριών από τα παραπάνω επίπεδα, αποδίδει την τελική απόφαση σχετικά με την οριστική απόρριψη ή όχι ενός γεγονότος. Στις επόμενες παραγράφους γίνεται εκτενέστερη αναφορά στους σκανδαλιστές υψηλού επιπέδου, καθώς παρουσιάζεται η υλοποίηση ενός σκανδαλιστή, με σκοπό την ανίχνευση γεγονότων πολλαπλών πιδάκων.

5.7: Υλοποίηση Σκανδαλιστή για συλλογή δεδομένων με (τουλάχιστον) τέσσερις πίδακες

Η συλλογή των δεδομένων με χρήση των σκανδαλιστών υψηλού επιπέδου (*HLT*), είναι το βασικό βήμα για την κατασκευή των πρωταρχικών σετ δεδομένων (*Primary Datasets*), τα οποία προορίζονται για συγκεκριμένες αναλύσεις, διευκολύνοντας παράλληλα στη μείωση του όγκου των, προς ανάλυση, δεδομένων. Καθώς οι αναλύσεις που σχετίζονται με αναζήτηση πολλαπλών πιδάκων αυξάνονται, η δημιουργία ενός σχετικού σκανδαλιστή γίνεται όλο και πιο επιτακτική. Μέχρι και το 2012, υπήρξαν σκανδαλιστές οι οποίοι χρησιμοποιούσαν ως κριτήριο ελέγχου την εγκάρσια ορμή του τελευταίου (κατά φθίνουσα διάταξη) πίδακα, ως προς τον οποίο ανιχνεύουν, όπως για παράδειγμα ο *HLT_QuadJet70*, ο οποίος απαιτεί, η εγκάρσια ορμή του τετάρτου πίδακα να υπερβαίνει τα 70GeV . Όπως θα φανεί παρακάτω, οι σκανδαλιστές πολλαπλών πιδάκων με κριτήριο την εγκάρσια ορμή, αποφαινόμενοι ιδιαίτερα “αυστηροί”, ως προς τον τον περιορισμό τους, με αποτέλεσμα την αισθητή μείωση της αποδεκτικότητας. Στις επόμενες παραγράφους, παρουσιάζεται η υλοποίηση ενός σκανδαλιστή υψηλού επιπέδου – πολλαπλών πιδάκων, του *HLT_PFHT750_4Jet_v1*, ο οποίος χρησιμοποιεί ως κριτήριο, το άθροισμα των εγκάρσιων ορμών όλων των πιδάκων ενός γεγονότος, H_T , ενώ παράλληλα απαιτεί το πλήθος των πιδάκων να είναι τουλάχιστον ίσο με τέσσερις. Όπως φανερώνει το όνομά του, ο *HLT_PFHT750_4Jet_v1*, ελέγχει σε δύο σημεία· ο πρώτος έλεγχος γίνεται στην πολλαπλότητα των πιδάκων του γεγονότος, η οποία πρέπει να είναι μεγαλύτερη

5.7:Υλοποίηση Σκανδαλιστή για συλλογή δεδομένων με (τουλάχιστον) τέσσερις πίδακες

από τέσσερις και ο δεύτερος έλεγχος, γίνεται στο άθροισμα των εγκάρσιων ορμών όλων των πιδάκων των γεγονότων, το οποίο πρέπει να είναι μεγαλύτερο από 750GeV . Ο λόγος που αποφεύχθηκε ο έλεγχος μεγαλύτερης τιμής ως προς την πολλαπλότητα πιδάκων, εξηγείται παρακάτω. Το κέρδος που επέρχεται με τη χρήση του συγκεκριμένου σκανδαλιστή, γίνεται φανερό στην αποδεκτικότητα, καθώς γίνεται σχεδόν διπλάσια σε σχέση με τον HLT_QuadJet70 (ο οποίος απαιτούσε την εγκάρσια ορμή του έβδομου πίδακα να είναι μεγαλύτερη από 70GeV). Επίσης, οι έλεγχοι που προαναφέρθηκαν, πραγματοποιούνται δύο φορές· η πρώτη φορά, γίνεται στο επίπεδο των καλοριμέτρων ενώ η δεύτερη, στο επίπεδο PF. Ο HLT_PFHT750_4Jet_v1, δύναται να χρησιμοποιηθεί σε όλες τις αναλύσεις οι οποίες χειρίζονται γεγονότα πολλαπλών πιδάκων, με πολλαπλότητες από τέσσερις και πάνω. Επιπρόσθετα, παρήχθησαν ακόμη δύο σκανδαλιστές, HLT_PFHT650_4Jet_v1 και HLT_PFHT550_4Jet_v1 οι οποίοι λειτουργούν υπό κλίμακα (*prescaled triggers*) και διαφέρουν από τον αρχικό σκανδαλιστή, μονάχα ως προς την τιμή ελέγχου του αθροίσματος των εγκάρσιων ορμών. Παρακάτω, παρατίθενται οι διαδικασίες και οι έλεγχοι που πραγματοποιήθηκαν μέχρι την αποδοχή του σκανδαλιστή, από την ομάδα μελετών για τους σκανδαλιστές (*Trigger Studies Group*).

5.7.1:Διαδικασία Κατασκευής

Η διαδικασία της κατασκευής του σκανδαλιστή HLT_PFHT750_4Jet_v1, κληρονομεί αρχικά όλα τα χαρακτηριστικά του HLT_PFNPUHT650, ενώ στην συνέχεια πραγματοποιούνται μερικές αλλαγές σε συγκεκριμένες μονάδες (*modules*). Να σημειώσουμε στο σημείο αυτό, πως αρχικά υλοποιήθηκε ο HLT_PFNPUHT750_4Jet_v1 (ο οποίος περιέχει την διαδικασία Particle Flow – no Pile Up, PFNoPU, όπου γίνεται μια προσπάθεια ελάττωσης των φαινομένων συσσώρευσης κορυφών σύγκρουσης), όμως στην συνέχεια εγκαταλείφθηκε η διαδικασία PFNoPU κατόπιν εντολής της ομάδας μελέτης σκανδαλιστών (*Trigger Studies Group*) και χρησιμοποιήθηκε η διαδικασία Particle Flow (PF). Παρακάτω παρουσιάζεται η διαδικασία κατασκευής από την αρχή, ενώ στο τέλος θα γίνει μια αναφορά στην μεταφορά που πραγματοποιήθηκε από PFNoPU σε PF (κατάργηση της διαδικασίας No Pile-Up).

Ο αρχικός στόχος ήταν η κατασκευή ενός σκανδαλιστή, με χαμηλότερη τιμή αποκοπής ως προς το H_T (συγκεκριμένα ίση με 550GeV) με σκοπό την μεγαλύτερη αποδεκτικότητα. Επιπρόσθετα, η αλληλεπικάλυψη (*overlap*) ενός τέτοιου σκανδαλιστή, με τον ήδη υπάρχοντα HLT_PFNPUHT650 μελετήθηκε και τα αποτελέσματα παρατίθενται στο παράρτημα. Κατόπιν της παρουσίασης, το *Trigger Studies Group* απαίτησε μεγαλύτερη τιμή ως προς το H_T , ενώ παράλληλα ο HLT_PFNPUHT650 αφαιρέθηκε από το βασικό μενού HLT κι επομένως δε τίθεται κάποιο περαιτέρω ζήτημα μελέτης αλληλεπικάλυψης.

Ξεκινούμε την περιγραφή της κατασκευής, αναφερόμενοι στην αρχική προσπάθεια κατασκευής ενός σκανδαλιστή ο οποίος ελέγχει τόσο την πολλαπλότητα των πιδάκων ενός γεγονότος (τουλάχιστον τέσσερις πίδακες) όσο και την τιμή του αθροίσματος των εγκάρσιων ορμών H_T ($\geq 550\text{GeV}$). Αρχικώς, κλωνοποιούμε τον HLT_PFNPUHT650 ο οποίος αποτελείται από τις εξής μονάδες:

- HLTBeginSequence (μονάδα έναρξης σκανδαλισμού υψηλού επιπέδου)

5.7:Υλοποίηση Σκανδαλιστή για συλλογή δεδομένων με (τουλάχιστον) τέσσερις πίδακες

- **hltL1sL1HTT1500rHTT175** (μονάδα λήψης τροφοδοσίας από τους σκανδαλιστές του πρώτου επιπέδου)
- **hltPrePFNoPUHT650** (μονάδα εφαρμογής κλίμακας (prescaler))
- **HLTRecoJetSequenceAK5L1FastJetCorrected** (μονάδα εφαρμογής διορθώσεων σε επίπεδο Calo)
- **hltHtMht** (μονάδα εφαρμογής υπολογισμού του αθροίσματος των εγκάρσιων ορμών καθώς και έλεγχος πολλαπλότητας πιδάκων, σε επίπεδο Calo)
- **hltHt550** (μονάδα εφαρμογής ελέγχου του αθροίσματος των εγκάρσιων ορμών σε επίπεδο Calo)
- **HLTPFnoPUL1FastL2L3ReconstructionSequence** (μονάδα εφαρμογής διορθώσεων σε επίπεδο PF)
- **hltPFHTNoPU** (μονάδα εφαρμογής υπολογισμού του αθροίσματος των εγκάρσιων ορμών καθώς και έλεγχος πολλαπλότητας πιδάκων, σε επίπεδο PF)
- **hltPFHT650NoPU** (μονάδα εφαρμογής ελέγχου του αθροίσματος των εγκάρσιων ορμών σε επίπεδο PF)
- **HLTEndSequence** (μονάδα τερματισμού σκανδαλισμού υψηλού επιπέδου)

Έχοντας παραθέσει όλες τις μονάδες που απαρτίζουν τον HLT_PFNoPUHT650, σημειώνουμε με κόκκινο χρώμα, τις μονάδες εκείνες, στις οποίες πρόκειται να εφαρμόσουμε τις αλλαγές. Οι μονάδες *hltHtMht* και *hltHt550* αφορούν το επίπεδο των καλοριμέτρων (*Calorimeter Level*), ενώ οι *hltPFHTNoPU* και *hltPFHT650NoPU* αφορούν το επίπεδο ροής των σωματιδίων (*Particle Flow Level*). Περιέχουν ήδη τον περιορισμό ως προς το άθροισμα των εγκάρσιων ορμών (H_T cut value) και τον περιορισμό για την πολλαπλότητα των πιδάκων ($nJet$ cut value). Κλωνοποιούμε και επεξεργαζόμαστε τις συγκεκριμένες μονάδες, δημιουργώντας νέες, όπως παρατίθενται στον πίνακα (4):

Module Name		H_T cut value		$nJet$ cut value	
old	new	old	new	old	new
hltHtMht	hltHtMht4Jet	-	-	0	4
hltHt550	hltHt4Jet450	550	450	-	-
hltPFHTNoPU	hltPFHT4Jet	-	-	0	4
hltPFHT550NoPU	hltPF4JetHT550	650	550	-	-

Πίνακας 4: Συνοπτική παρουσίαση των μονάδων που υπέστησαν επεξεργασία

5.7:Υλοποίηση Σκανδαλιστή για συλλογή δεδομένων με (τουλάχιστον) τέσσερις πίδακες

Για περαιτέρω ελέγχους, κατασκευάστηκαν επίσης, οι εξής σκανδαλιστές υψηλού επιπέδου:

- HLT_PFN0PUHT_Calo4JHt550_PF4JHt650
- HLT_PFN0PUHT550_c4j_pf5j
- HLT_PFN0PUHT550_c4j_pf6j

Ο πρώτος, είναι ίδιος με τον HLT_PFN0PUHT650, με τη διαφορά ότι προστέθηκε το κριτήριο για την πολλαπλότητα των πιδάκων, ίσο με 4 ($n_{\text{Jet}} = 4$) τόσο σε *Calo level* όσο και σε *PF level*, και χρησιμοποιήθηκε για τις μελέτες αλληλεπικάλυσης. Ο δεύτερος και ο τρίτος σκανδαλιστής, είναι ίδιοι με τον HLT_PFN0PUHT750_4Jet_v1, με τη διαφορά ότι το κριτήριο για την πολλαπλότητα των πιδάκων σε *PF level*, τέθηκε ίσο με 5 ($n_{\text{Jet}} = 5$) και 6 ($n_{\text{Jet}} = 6$), αντίστοιχα.

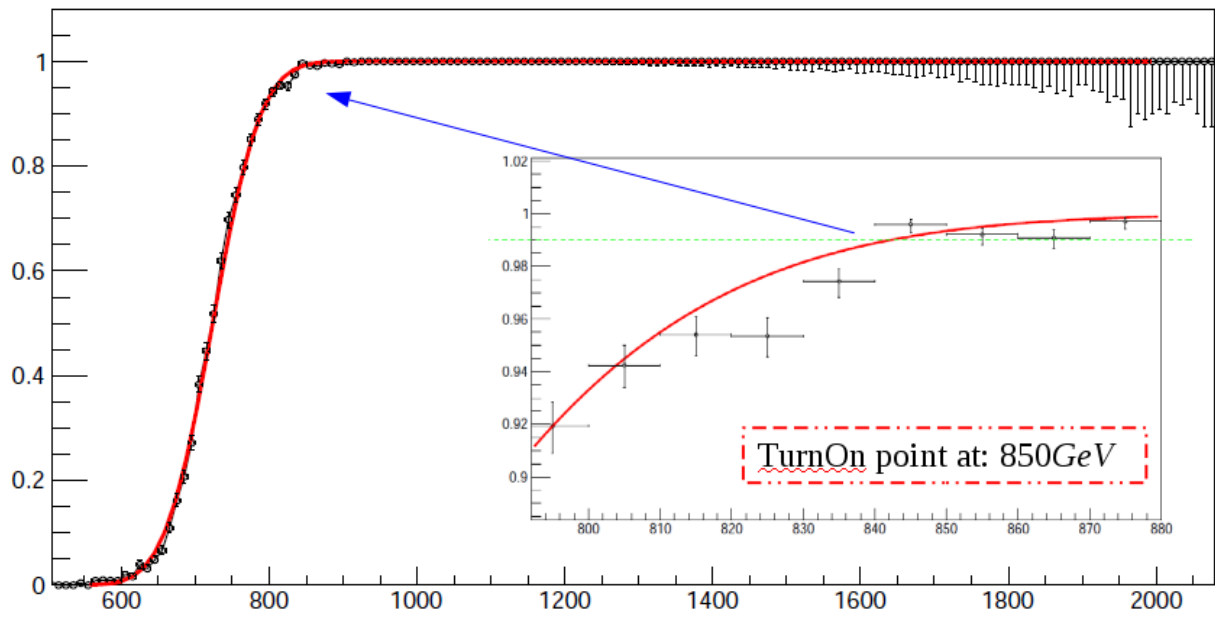
Στην προηγούμενη παράγραφο, έγινε αναφορά σε δύο όρους οι οποίοι θα χρησιμοποιηθούν εκτενώς παρακάτω. Ο ένας, αφορά τον όρο *Calo level*, ο οποίος σχετίζεται με την πληροφορία που έρχεται από τους σκανδαλιστές των καλοριμέτρων. Ο δεύτερος, αφορά τον όρο *PF level*, ο οποίος σχετίζεται με την πληροφορία που παράγεται κατά την διαδικασία Ροής Σωματιδίου (η οποία εξηγείται αναλυτικά στη παράγραφο 6.6.1)

5.7.2:Καμπύλες Αποδοτικότητας (*Efficiency Curves*)

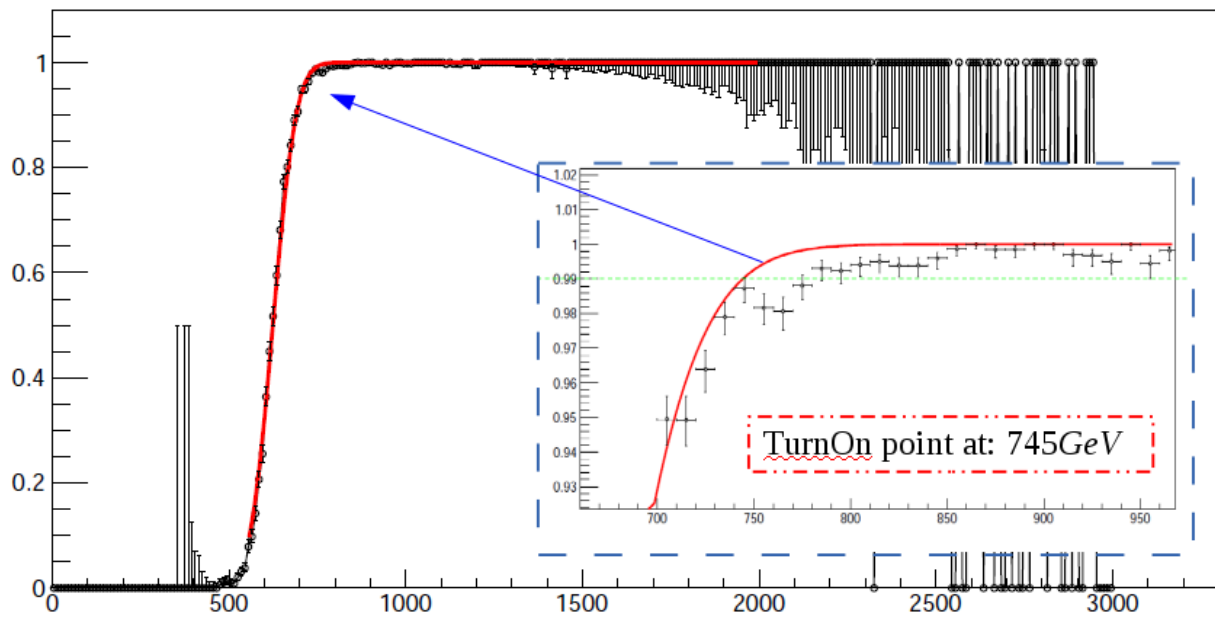
Για τον υπολογισμό της αποδοτικότητας των σκανδαλιστών, παρήχθη σήμα, μέσω ταχείας προσομοίωσης (*FastSimulation*), πολλαπλών πιδάκων βασισμένο στην διάσπαση ενός ανυσματικού μποζονίου (*Coloron*) σε δύο ενδιάμεσα βαθμωτά σωματίδια (*hyper* – π), το καθένα από τα οποία, διασπάται στην συνέχεια σε δύο γλουόνια, καταλήγοντας σε μια τελική κατάσταση οχτώ πιδάκων. Η μάζα του ανυσματικού μποζονίου (*Coloron*), τέθηκε ίση με 500GeV με πλάτος ίσο με 50GeV και η μάζα των ενδιάμεσων βαθμωτών σωματιδίων (*hyper* – π) τέθηκε ίση με 167GeV . Για τα επιπρόσθετα γεγονότα (*PileUp*), έγινε χρήση του προφίλ 2012_Startup_inTimeOnly. Με κατάλληλη επεξεργασία του αρχείου HLT_8EEv2_Famos_cff.py προστέθηκαν οι παραπάνω σκανδαλιστές, στην διεργασία της προσομοίωσης. Από τα 64000 γεγονότα που παρήχθησαν, μόνο τα 49000 ικανοποίησαν τα κριτήρια του αυστηρού (*tight*) *jetID*.

στις εικόνες (33), (34), (35), και (36) παρατίθενται οι καμπύλες αποδοτικότητας για τους HLT_PFN0PUHT650, HLT_PFN0PUHT550_4Jet_v1, HLT_QuadJet70 και HLT_EightJet35_eta3p0, αντίστοιχα. Προς αποφυγή συμφόρησης πολλών ιστογραμμάτων, οι καμπύλες αποδοτικότητας για τους HLT_PFN0PUHT550_c4j_pf5j και HLT_PFN0PUHT550_c4j_pf6j, παρατίθενται στις εικόνες (187) και (188) αντίστοιχα, του παραρτήματος Z.

5.7:Υλοποίηση Σκανδαλιστή για συλλογή δεδομένων με (τουλάχιστον) τέσσερις πίδακες

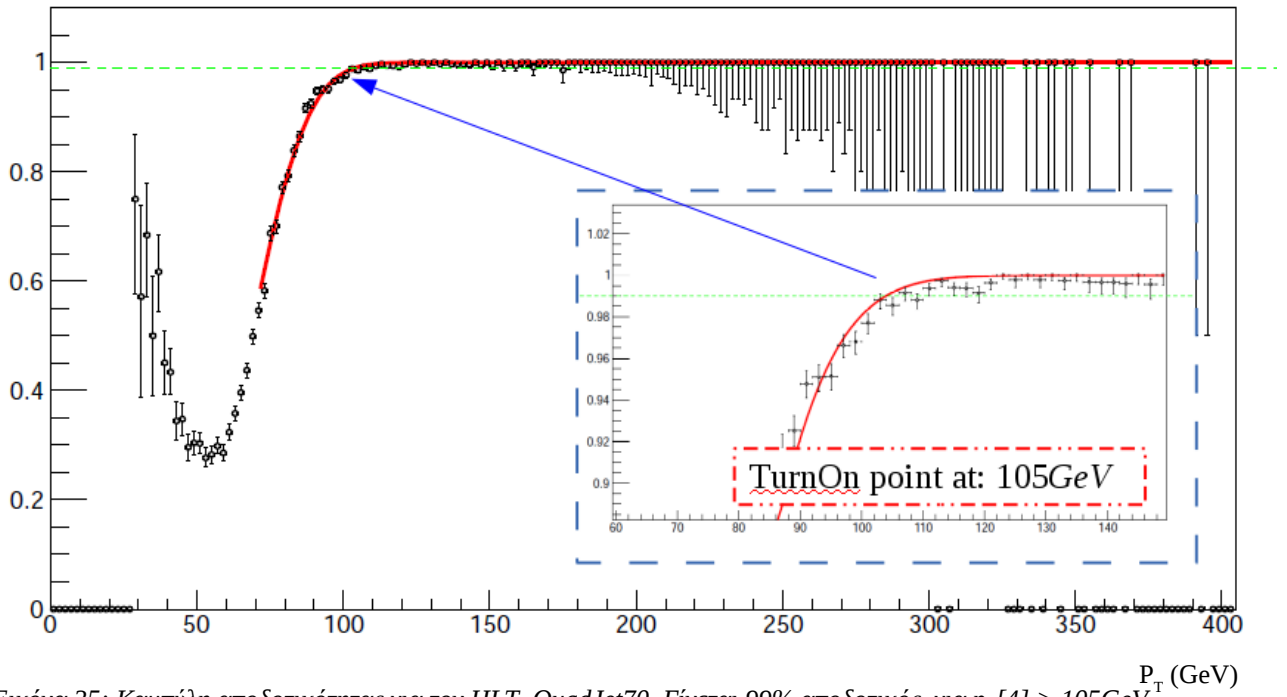


Εικόνα 33: Καμπύλη αποδοτικότητας για τον $HLT_PFNoPUHT650$. Γίνεται 99% αποδοτικός, για $H_T > 850\text{GeV}$

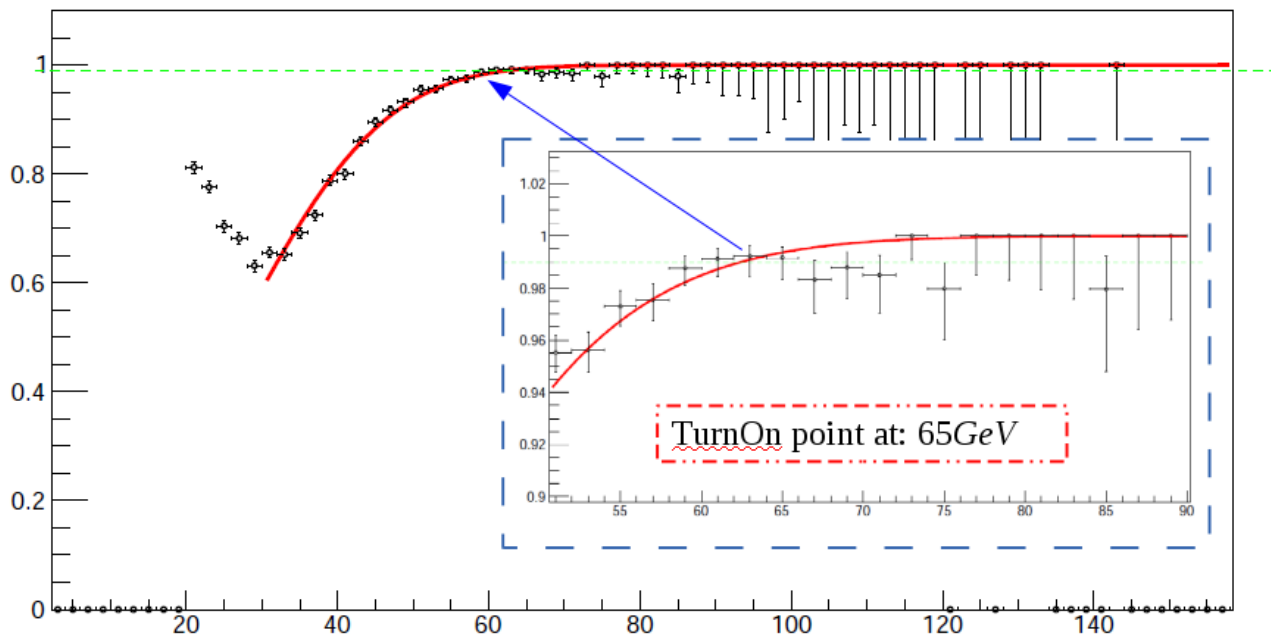


Εικόνα 34: Καμπύλη αποδοτικότητας για τον $HLT_PFNoPUHT550_4Jet_v1$. Γίνεται 99% αποδοτικός, για $H_T > 745\text{GeV}$

5.7:Υλοποίηση Σκανδαλιστή για συλλογή δεδομένων με (τουλάχιστον) τέσσερις πίδακες



Εικόνα 35: Καμπύλη αποδοτικότητας για τον $HLT_QuadJet70$. Γίνεται 99% αποδοτικός, για $p_{T[4]} > 105\text{GeV}$



Εικόνα 36: Καμπύλη αποδοτικότητας για τον $HLT_EightJet_eta3p0$. Γίνεται 99% αποδοτικός, για $p_{T[8]} > 65\text{GeV}$

Για την καλύτερη αξιοποίηση των ανωτέρω ιστογραμμάτων, υπολογίζουμε την αποδεκτικότητα (*Acceptance*) ως προς τον κάθε σκανδαλιστή, για την τιμή στην οποία γίνεται αποδοτικός,

5.7:Υλοποίηση Σκανδαλιστή για συλλογή δεδομένων με (τουλάχιστον) τέσσερις πίδακες

99%. Στον πίνακα (5), παρατίθενται οι τιμές της αποδεκτικότητας:

Trigger Path Name	Cut Value (GeV)	Cut applied on	Acceptance
HLT_PFNpUHT650	850	H_T	43.45%
HLT_PFNpUHT550_4Jet	745	H_T	61.02%
HLT_PFNpUHT550_c4j_pf5j	1000	H_T	25.04%
HLT_PFNpUHT550_c4j_pf6j	1800	H_T	01.19%
HLT_QuadJet70	105	4 th Jet P_T	28.70%
HLT_EightJet35_eta3p0	65	8 th Jet P_T	02.60%

Πίνακας 5: Συγκεντρωτική απεικόνιση της αποδοτικότητας και της αποδεκτικότητας των σκανδαλιστών

Να σημειωθεί πως στους σκανδαλιστές HLT_QuadJet70 και HLT_EightJet35_eta3p0, στην περιοχή χαμηλότερα από το επίσημο όριο που εφαρμόζουν ($P_T[4] < 70\text{GeV}$ και $P_T[8] < 30\text{GeV}$, αντίστοιχα) παρατηρούνται σημεία τα οποία είναι μεγαλύτερα από το μηδέν, υποδεικνύοντας πως οι σκανδαλιστές ενεργοποιήθηκαν. Αδυνατώντας να εξηγήσουμε την προέλευση των σημείων αυτών, οι συγκεκριμένες ενδείξεις, αποτέλεσαν έναν ακόμη λόγο για την κατασκευή ενός νέου σκανδαλιστή.

Συγκρίνοντας τους σκανδαλιστές, HLT_PFNpUHT550_4Jet και HLT_QuadJet70, είναι εμφανές πως ο HLT_PFNpUHT550_4Jet, ανιχνεύει περίπου διπλάσιο αριθμό γεγονότων. Επίσης, όσο αυξάνει η πολλαπλότητα των πιδάκων, τόσο η αποδεκτικότητα μειώνεται αισθητά, με τους αντίστοιχους σκανδαλιστές να μην έχουν κάποιο ιδιαίτερο νόημα. Αντιθέτως, ο HLT_PFNpUHT550_4Jet είναι ένας σκανδαλιστής ικανός να ανιχνεύσει γεγονότα πολλαπλών πιδάκων με ιδιαίτερα καλή απόκριση.

5.7.3:Μελέτες Ρυθμού (Rate Studies)

Για τις μελέτες του ρυθμού του HLT_PFNpUHT550_4Jet, χρησιμοποιήθηκαν τα δεδομένα από την εκτέλεση (Run) 207884, του σετ δεδομένων /SingleMu/Run2012D-v1/RAW, των περιοχών φωτεινότητας LS [2-106, 108-182], όπου η συμφόρηση πιδάκων ανέρχεται περί τους ~25. Από αντίστοιχες μελέτες που πραγματοποιήθηκαν από την ομάδα STEAM [72], προέκυψαν οι πολλαπλασιαστικοί συντελεστές οι οποίοι χρησιμοποιήθηκαν για τον υπολογισμό του ρυθμού κατά την επερχόμενη εκτέλεση του πειράματος, με ενέργεια στο κέντρο μάζας ίση 13TeV . Οι συντελεστές υπολογίστηκαν ίσοι με 1.42 και 4.58. Ο συντελεστής 1.42, προέρχεται από την μέση τιμή του λόγου (Data over MC) του HLT_PFNpUHT650 και του HLT_QuadJet70, για τα 8TeV . Ο συντελεστής 4.58, προέρχεται από την μέση τιμή του λόγου (Data over MC) του HLT_PFNpUHT650 και του HLT_QuadJet70, για τα 13TeV . Στους πίνακες (6) και (7), φαίνονται οι τιμές του ρυθμού, με τον έλεγχο να έχει γίνει στις εκδόσεις 7_0_2 και 7_1_0, αντίστοιχα, του λογισμικού CMSSW.

5.7:Υλοποίηση Σκανδαλιστή για συλλογή δεδομένων με (τουλάχιστον) τέσσερις πίδακες

Path	8TeV Rate (Hz)	13TeV Rate (Hz)
HLT_PFN0PUHT650	12.73 ± 0.44	206.02 ± 3.77
HLT_PFN0PUHT550_4Jet	11.18 ± 0.41	72.97 ± 2.66

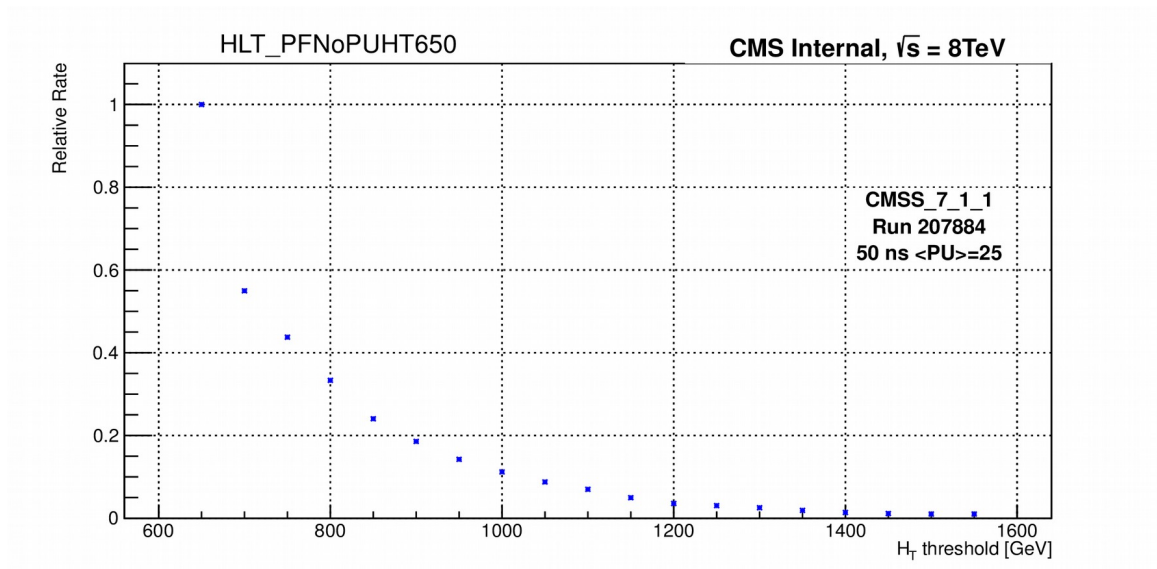
Πίνακας 6: Συγκεντρωτική απεικόνιση των ρυθμών για τους σκανδαλιστές HLT_PFN0PUHT650 και HLT_PFN0PUHT750_4Jet_v1, στην έκδοση 7_0_2 του CMSSW

Path	8TeV Rate (Hz)	13TeV Rate (Hz)
HLT_PFN0PUHT650	12.73 ± 0.05	206.02 ± 3.77
HLT_PFN0PUHT550_4Jet	11.97 ± 0.43	78.12 ± 2.81

Πίνακας 7: Συγκεντρωτική απεικόνιση των ρυθμών για τους σκανδαλιστές HLT_PFN0PUHT650 και HLT_PFN0PUHT750_4Jet_v1, στην έκδοση 7_1_0 του CMSSW

Η κύρια διαφορά μεταξύ των δύο εκδόσεων του CMSSW, έγκειται στην μονάδα HLTRecoJetSequenceAK5L1FastJetCorrected της έκδοσης 7_0_2, η οποία μετατρέπεται σε HLTRecoJetSequenceAK4L1FastJetCorrected στην έκδοση 7_1_0 (ανακατασκευή των πιδάκων με χρήση του αλγορίθμου Anti - k_T με ακτίνα κώνου ίση με $R=0.5$). Η παρουσίαση του σκανδαλιστή στην συνεδρίαση του TSG στις 5 Ιουνίου 2014 (<https://indico.cern.ch/event/323263>) έλαβε θετικά σχόλια ενώ παράλληλα ζητήθηκε μια περαιτέρω μελέτη στην οποία θα αποδίδεται ο σχετικός ρυθμός, για διάφορες τιμές αποκοπής του H_T . Ο σχετικός ρυθμός, προκύπτει από τον λόγο του ρυθμού του εκάστοτε σκανδαλιστή, ως προς τον ρυθμό του ήδη υπάρχοντος HLT_PFN0PUHT650. Η συγκεκριμένη μελέτη αποδίδεται Στην εικόνα (37), όπου σύμφωνα με το TSG, η βέλτιστη τιμή αποκοπής ως προς το H_T , είναι τα $750 GeV$. Για την περαιτέρω μείωση του ρυθμού, προστέθηκε μια ακόμη αλλαγή όσον αφορά τον ορισμό του H_T . Η προεπιλεγμένη τιμή ως προς την εγκάρσια ορμή των πιδάκων που λαμβάνονται υπόψιν κατά τον υπολογισμό του H_T , είναι $P_T > 40 GeV$. Αυξανοντας την συγκεκριμένη τιμή κατά $10 GeV$, μειώθηκε ο ρυθμός στην τιμή των $34.06 \pm 2.02 Hz$. Να σημειωθεί πως η αύξηση στην τιμή της εγκάρσιας ορμής, επηρεάζει ελάχιστα την αποδεκτικότητα ως προς το σήμα μας (γεγονότα πολλαπλών πιδάκων).

5.7:Υλοποίηση Σκανδαλιστή για συλλογή δεδομένων με (τουλάχιστον) τέσσερις πίδακες



Εικόνα 37: Σχετικός ρυθμός συναρτήσει της τιμής αποκοπής του H_T

5.7.4:Τελική Μορφή

Έπειτα από την απαίτηση του *Trigger Studies Group*, πραγματοποιήθηκαν οι προβλεπόμενες αλλαγές και ο τελικός σκανδαλιστής φέρει τιμή αποκοπής ως προς το H_T , τα 750GeV (με το H_T να υπολογίζεται από πίδακες εγκάρσιας ορμής $P_T > 40\text{GeV}$ στο επίπεδο Calo και από πίδακες εγκάρσιας ορμής $P_T > 50\text{GeV}$, στο επίπεδο PF). Επίσης, το TSG έπαυσε την χρήση του PFNoPU και πλέον χρησιμοποιείται το PF. Λαμβάνοντας υπόψιν τις νέες αλλαγές, κατασκευάζουμε τον σκανδαλιστή HLT_PFHT750_4JetPt50, ο οποίος απαρτίζεται από τις εξής επιμέρους μονάδες:

- HLTBeginSequence
- hltL1sL1HTT1500rHTT175
- hltPrePFHT7504Jet
- HLTAK4CaloJetsSequence
- hltHtMht4Jet
- hlt4JetHt550
- HLTAK4PFJetsSequence
- hltPFHT4JetPt50
- hltPF4JetPt50Ht750
- HLTEndSequence

Με πορτοκαλί χρώμα, σημειώνουμε τις μονάδες που διαφοροποιούνται από τις προαναφερθείσες . Η μονάδα *hlt4JetHt550* ελέγχει, σε επίπεδο καλοριμέτρου (*Calorimter level*), την τιμή του H_T

5.7:Υλοποίηση Σκανδαλιστή για συλλογή δεδομένων με (τουλάχιστον) τέσσερις πίδακες

ώστε να είναι $\geq 550\text{GeV}$ ενώ πρωτύτερα, στην μονάδα *hltHtMht4Jet* ελέγχθηκε η πολλαπλότητα των πιδάκων (≥ 4) και η εγκάρσια ορμή τους ($\geq 40\text{GeV}$). Σε επίπεδο ροής σωματιδίων (*Particle Flow level*), οι μονάδες *hltPFHT4JetPt50* και *hltPF4JetPt50Ht750*, ελέγχουν την πολλαπλότητα των πιδάκων (≥ 4) και την εγκάρσια ορμή τους ($\geq 50\text{GeV}$), καθώς και την τιμή του H_T ($\geq 750\text{GeV}$), αντίστοιχα. Οι μονάδες *HLTAK4CaloJetsSequence* και *HLTAK4PFJetsSequence*, εμπεριέχουν την διαδικασία εφαρμογής ανίχνευσης πιδάκων, με χρήση του αλγόριθμου Anti- k_T με κώνο ακτίνας $R = 0.4$.

Επιπρόσθετα, αναπτύχθηκαν ακόμη δύο σκανδαλιστές, οι οποίοι προβλέπονται να λειτουργήσουν υπό κλίμακα (*prescaled triggers*) καθ' όλη τη διάρκεια του πειράματος. Πρόκειται για τους HLT_PFHT550_4JetPt50 και HLT_PFHT650_4JetPt50 οι οποίοι αποκόπτουν γεγονότα με H_T μικρότερο των 550GeV και 650GeV , αντίστοιχα. Επαναλήφθηκε ο υπολογισμός των ρυθμών (*rates*) ακριβώς όπως περιγράφηκε παραπάνω, για τους συγκεκριμένους σκανδαλιστές και τα αποτελέσματα παρατίθενται στον πίνακα (8). Οι τιμές που παραθέτονται στον πίνακα (8), έγιναν δεκτές από το Trigger Studies Group και οι τρεις σκανδαλιστές εμπεριέχονται στο βασικό μενού HLT, από την έκδοση 8 κι έπειτα (/dev/CMSSW_7_4_0/HLT/V14).

Trigger Path	Rate (Hz)
HLT_PFHT750_4JetPt50	34.06 ± 2.02
HLT_PFHT650_4JetPt50	78.81 ± 2.56
HLT_PFHT550_4JetPt50	165.29 ± 4.08

Πίνακας 8: Συνοπτική απόδοση των ρυθμών των τελικών σκανδαλιστών

Περαιτέρω μελέτες πραγματοποιήθηκαν, όσον αφορά την αποδεκτικότητα (*Acceptance*) των τριών σκανδαλιστών. Για τον υπολογισμό της αποδεκτικότητας, παρήχθει σήμα το οποίο αφορά στην παραγωγή ενός ζεύγους $s - top$ quark ($m_{stop} = 350\text{GeV}$), καθένα από τα οποία διασπάται (μέσω *RPV*) σε δύο πίδακες σωματιδίων, καταλήγοντας σε μια τελική κατάσταση τεσσάρων πιδάκων. Καθώς οι τρεις σκανδαλιστές αποκόπτουν γεγονότα με πολλαπλότητα πιδάκων μικρότερη από 4, η προαναφερθείσα τοπολογία αποτελεί ένα σημαντικό έλεγχο. Επιπρόσθετα, δύο διαφορετικές καταστάσεις επιπρόσθετων γεγονότων (*Pile - up*) λήφθηκαν υπόψιν, με τιμές $PU = 20$ και $PU = 40$, ενώ οι συγκρούσεις πραγματοποιούνται ανά 25ns . Για $PU = 20$ τα αποτελέσματα παρατίθενται στον πίνακα (9), ενώ για $PU = 40$ τα αποτελέσματα παρατίθενται στον πίνακα (10). Παρατηρούμε, πως οι διαφορές μεταξύ των διαφορετικών PU , είναι πολύ μικρές δείχνοντας πως οι σκανδαλιστές συμπεριφέρονται όμοια. Στο παράρτημα Z, γίνεται εκτενής παρουσίαση της συγκεκριμένης μελέτης.

5.7:Υλοποίηση Σκανδαλιστή για συλλογή δεδομένων με (τουλάχιστον) τέσσερις πίδακες

Trigger Path	Passed/Failed	Acceptance
HLT_PFHT750_4JetPt50	53752 / 40826	56.83%
HLT_PFHT650_4JetPt50	67299 / 27279	71.16%
HLT_PFHT550_4JetPt50	78944 / 15634	83.47%

Πίνακας 9: Συνοπτική απόδοση των τιμών αποδεκτικότητας για τους τρεις σκανδαλιστές για $PU = 20$

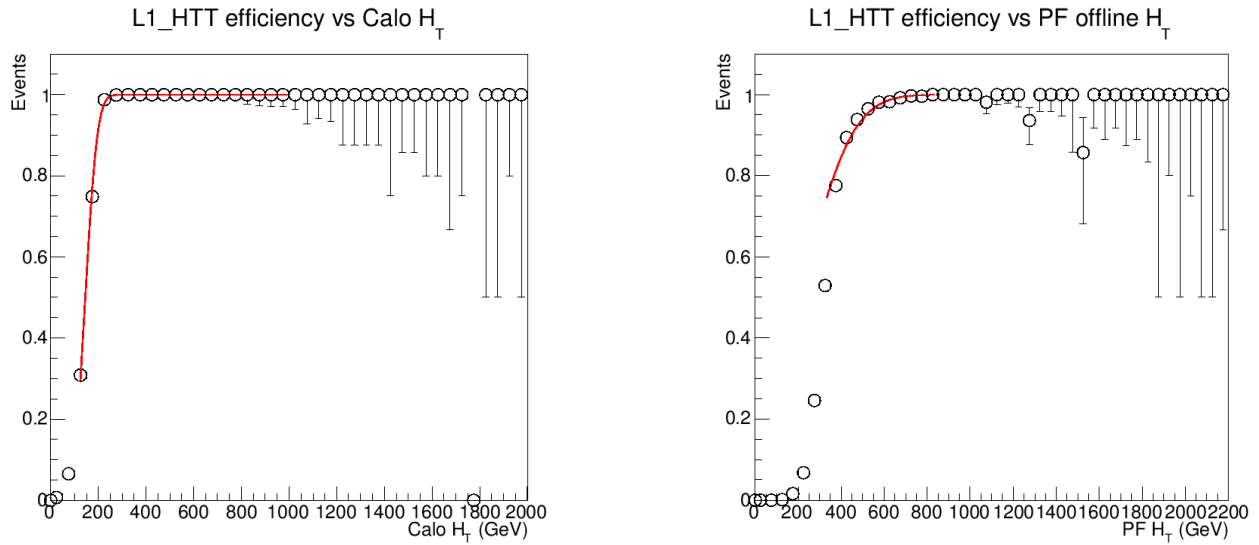
Trigger Path	Passed/Failed	Acceptance
HLT_PFHT750_4JetPt50	59709 / 37869	59.96%
HLT_PFHT650_4JetPt50	70059 / 24519	74.07%
HLT_PFHT550_4JetPt50	80792 / 13606	85.61%

Πίνακας 10: Συνοπτική απόδοση των τιμών αποδεκτικότητας για τους τρεις σκανδαλιστές για $PU = 40$

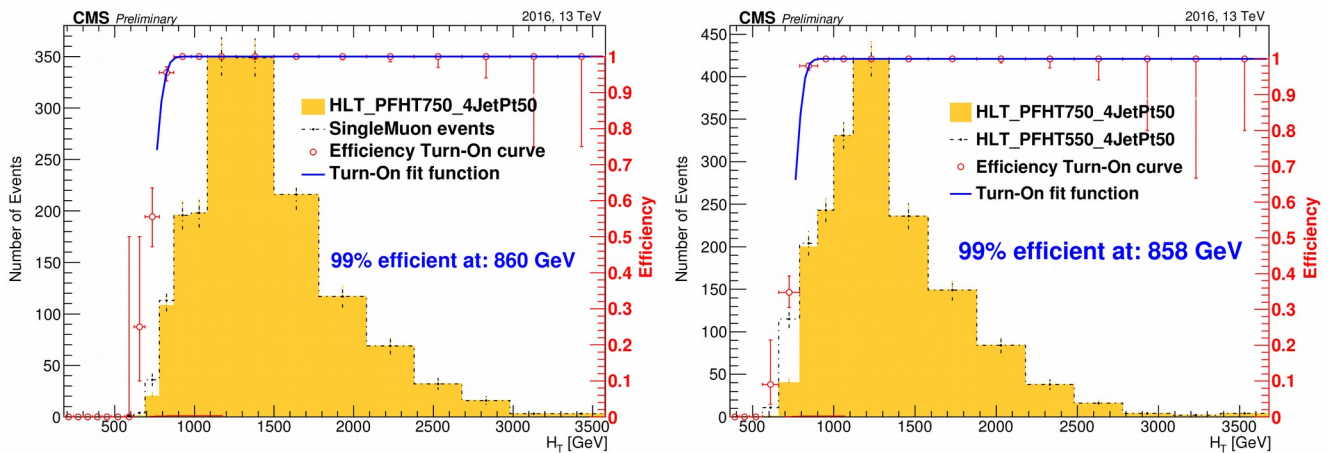
Στην εικόνα (39), αποδίδεται η καμπύλη αποδοτικότητας υπολογισμένη από τα γεγονότα που συλλέχθηκαν με τον ανιχνευτή του CMS, κατά το έτος 2016 (Run2016B και Run2016C, με συνολική καταγεγραμμένη φωτεινότητα $\mathcal{L} = 6.3 fb^{-1}$). Τα ιστογράμματα παρουσιάστηκαν στο poster του HLT στο ICHEP 2016. Περαιτέρω μελέτες σχετικά με την αποδεκτικότητα του σκανδαλιστή με χρήση σήματος, παρατίθενται στο παράρτημα Z.

Κλείνοντας το τρέχον κεφάλαιο, κατά την μετάβαση στο *Stage2*, πραγματοποιήθηκαν τροποποιήσεις στα μεγέθη του L1, τα οποία τροφοδοτούν τον συγκεκριμένο σκανδαλιστή. Συγκεκριμένα, η βασική τροφοδοσία έρχεται από το L1_HTT, όπου στο *Stage2*, ο σκανδαλιστής που λειτουργεί κανονικά (και όχι υπό κλίμακα) έχει όριο τα $280 GeV$. Στην εικόνα (38), παρατίθενται οι καμπύλες αποδοτικότητας ως προς το άθροισμα των εγκάρσιων ορμών τόσο σε επίπεδο Calo (αριστερά) όσο και σε επίπεδο PF (δεξιά). Όσον αφορά το επίπεδο Calo, η αποδοτικότητα φτάνει το 99% για $H_{T Calo} > 239 GeV$. Η συγκεκριμένη τιμή δεν μας επηρεάζει καθώς το κατώτερο όριο που χρησιμοποιούμε στο επίπεδο Calo είναι $450 GeV$. Όσον αφορά το επίπεδο PF, η αποδοτικότητα φτάνει το 99% για $H_{T PF} > 645 GeV$. Η συγκεκριμένη τιμή φαίνεται να μας επηρεάζει καθώς το κατώτερο όριο που χρησιμοποιούμε στο επίπεδο Calo είναι $550 GeV$. Παρ' όλα αυτά, επειδή ο συγκεκριμένος σκανδαλιστής λειτουργεί υπό κλίμακα και θα χρησιμοποιηθεί για ελέγχους δε θεωρούμε πως θα έχει ιδιαίτερη επίδραση. Το σημαντικότερο είναι πως παραμένει ανεπηρέαστος ο βασικός σκανδαλιστής HLT_PFHT750_4JetPt50.

5.7: Υλοποίηση Σκανδαλιστή για συλλογή δεδομένων με (τουλάχιστον) τέσσερις πίδακες



Εικόνα 38: Καμπύλη αποδοτικότητας του νέου L1_HTT ως προς το βαθμωτό άθροισμα των εγκάρσιων ορμών σε επίπεδο Calo (αριστερά) και σε επίπεδο PF (δεξιά)



Εικόνα 39: Καμπύλες αποδοτικότητας για τον HLT_PFHT750_4JetPt50, με χρήση του ορθογώνιου σελ δεδομένων SingleMuon (αριστερά) και χρήση του JetHt (δεξιά). Γίνεται 99% αποδοτικός, για $H_T > 860$ GeV

5.8: Αναβάθμιση του Σκανδαλιστή Μιονίων

Όπως αναφέρθηκε στη παράγραφο 4.1.4, το σύστημα ανίχνευσης μιονίων αποτελείται από τρεις επιμέρους ανιχνευτικές διατάξεις: τους θαλάμους ολίσθησης (DTs), τους θαλάμους αντίστασης παράλληλων πλακών (RPCs) και τους καθοδικούς μικρολωριδιακούς θαλάμους (CSCs). Οι συγκεκριμένες διατάξεις, δύνανται να αποτελέσουν ένα ισχυρό σύστημα σκανδαλισμού και μέχρι πρότινος οι πληροφορίες που συλλέγονταν, έφταναν στην διαδικασία σκανδαλισμού ξεχωριστά για κάθε ανιχνευτή. Το επίπεδο Ανίχνευσης Τροχιάς Μιονίων (*Muon Track Finder layer*) καλείται να συλλέξει πληροφορίες από όλες τις ανιχνευτικές διατάξεις, στις οποίες ένα μίονιο άφησε το στίγμα

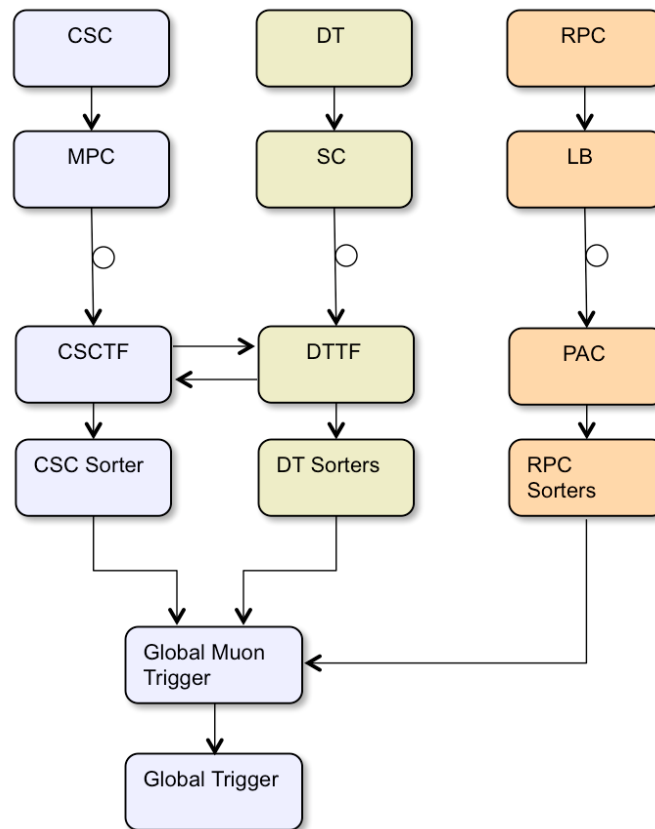
5.8: Αναβάθμιση του Σκανδαλιστή Μιονίων

του κατά τη διέλευσή του. Οι πληροφορίες από τα συστήματα μιονίων συνδυάζονται και επεξεργάζονται με χρήση νέων αλγορίθμων, οι οποίοι λαμβάνουν υπόψη την ύπαρξη επιπρόσθετων γεγονότων (*Pile-Up*) και αναλύουν τα δεδομένα με πιο αποτελεσματικό τρόπο ως προς τον υπολογισμό της ορμής και της τροχιάς των μιονίων. Στόχος της συγκεκριμένης αναβάθμισης, είναι η, όσο το δυνατόν, μεγαλύτερη μείωση του ρυθμού (*rate reduction*) αλλά παράλληλα η διατήρηση (και βελτίωση) της αποδοτικότητας (*efficiency*). Μία σημαντική συνεισφορά στη μείωση του ρυθμού αποτελεί η βελτίωση της διακριτικής ικανότητας της μέτρησης της ορμής, όπου σε περιπτώσεις λανθασμένης μέτρησης, περνούσαν το επίπεδο L1 μόνια φαινομενικά μεγάλης ορμής (τελικά επρόκειτο για μόνια χαμηλής ορμής). Επιπρόσθετα, ο αρχικός σχεδιασμός του σκανδαλιστή μιονίων, συνέλεγε πληροφορίες από τις τρεις επιμέρους ανιχνευτικές διατάξεις (που αναφέραμε προηγουμένως) και στη συνέχεια συνδυάζονταν όλες οι πληροφορίες, στον Γενικό Σκανδαλιστή (Global Trigger). Κατά την αναβάθμιση, ακολουθείται διαφορετική λογική, όπου οι πληροφορίες των τριών επιμέρους ανιχνευτικών διατάξεων συνδυάζονται νωρίτερα με αποτέλεσμα να επιτυγχάνεται μεγαλύτερη μείωση ρυθμού.

5.8.1: Τρέχουσα Κατάσταση Σκανδαλιστή Μιονίων

Ο σκανδαλιστής μιονίων είναι, κατά βάση, ένας σκανδαλιστής τροχιάς, ο οποίος υπολογίζει την ορμή των μιονίων χρησιμοποιώντας το υπεραγωγίμο σωληνοειδές. Λόγω της εξάρτησης από το σωληνοειδές, άμεση συνέπεια είναι η μείωση της διακριτικής ικανότητας, όσο αυξάνει η ορμή. Οι ανιχνευτικές διατάξεις, DT και CSC, (οι οποίες καλύπτουν ψευδό-ωκύτητα ίση με $|\eta| < 1.2$ και $|\eta| > 0.9$), αντίστοιχα, ανιχνεύουν περιοχές απ' όπου διήλθε ένα μόνιο, διαμέσου ενός θαλάμου αερίου. Στη συνέχεια, οι συγκεκριμένες περιοχές αποστέλλονται στους τοπικούς ανιχνευτές τροχιών όπου και εκτελούνται αλγόριθμοι αναγνώρισης τροχιών και υπολογισμού ορμής. Οι πληροφορίες μοιράζονται μεταξύ των ανιχνευτών τροχιών, DTTF και CSCTF, ώστε να επιτευχθεί μεγαλύτερη αποδοτικότητα ιδιαίτερα στη περιοχή αλληλεπικάλυψης $|\eta| \approx 1$. Οι περιοχές που ανήκουν στις διατάξεις των RPCs, με ψευδό-ωκύτητα $|\eta| < 1.6$, αποστέλουν τις μετρήσεις στον PAC (Pattern Comparator) με σκοπό την αναγνώριση των μιονίων. Στην εικόνα 40, παρατίθεται μια σχηματική απεικόνιση των ανωτέρω.

5.8:Αναβάθμιση του Σκανδαλιστή Μιονίων



Εικόνα 40: Σχηματική αναπαράσταση της τρέχουσας κατάστασης του Σκανδαλιστή Μιονίων

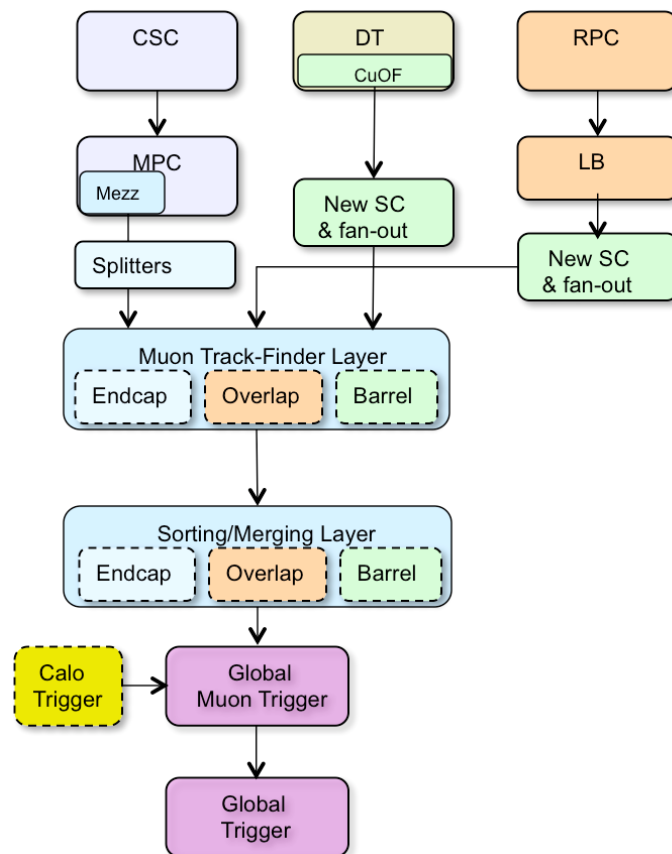
Οι τρεις τοπικοί ανιχνευτές τροχιών, ταξινομούν τα (υποψήφια) μόνια και στη συνέχεια τα αποστέλλουν (το πολύ 4 μόνια από τους DTF και CSCTF και 8 από τα RPC) στον Γενικό Σκανδαλιστή Μιονίων (GMT) για την τελική αξιολόγηση. Κάθε υποψήφιο μόνιο, φέρει πληροφορίες σχετικά με την ορμή του, τις γωνιακές συντεταγμένες η, ϕ καθώς έναν κωδικό ποιότητας (*quality code*). Ο GMT, στη συνέχεια, συνδυάζει τις πληροφορίες που αφορούν τα υποψήφια μόνια, ελέγχοντας εάν παραπάνω από ένα συστήματα, ανίχνευσαν κάποιο από αυτά. Σκοπός του GMT, είναι να απορρίψει εκείνα που φέρουν “κακό” κωδικό ποιότητας καθώς κι εκείνα τα οποία δεν ενεργοποίησαν παραπάνω από ένα ανιχνευτικά συστήματα.

5.8.2:Αναβαθμισμένος Σκανδαλιστής Μιονίων

Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, η αναβάθμιση του σκανδαλιστή μιονίων [73] αποσκοπεί στο συνδυασμό δεδομένων από τις τρεις ανιχνευτικές διατάξεις, πολύ πριν φτάσουν στον GMT. Πιο συγκεκριμένα, μεταξύ των ανιχνευτικών διατάξεων και του GMT, υφίστανται πλέον δύο επίπεδα τα οποία καλούνται να βελτιστοποιήσουν την αναγνώριση των μιονίων. Το πρώτο επίπεδο, έχει ως σκοπό την αναγνώριση των τροχιών (*Muon Track – Finder layer*) ενώ το δεύτερο, αφορά στην ταξινόμηση ή απόρριψη των μιονίων (λαμβάνοντας υπόψιν τα δεδομένα του πρώτου). Στη συνέχεια, τα αποτελέσματα οδηγούνται στον GMT, για την περαιτέρω αξιολόγηση. Ο χωρικός προσδιορισμός των μιονίων γίνεται, όπως και πριν, με χρήση των μεγεθών η, ϕ . Οι ανιχνευτές τροχιών DT και

5.8: Αναβάθμιση του Σκανδαλιστή Μιονίων

CSC, καλύπτουν το κοίλο μέρος (*barrel region*), καθώς και τις περιοχές των εδρών, υποδιαιρώντας σε τιμές της ψευδό-ωκύτητας η . Ιδιαίτερη έμφαση έχει δοθεί στο μέρος όπου οι ανιχνευτικές διατάξεις του κοίλου μέρους και των εδρών αλληλεπικαλύπτονται, καθώς για την περιοχή $|\eta| \approx 1$, οι αντίστοιχοι αλγόριθμοι χειρίζονται ξεχωριστά την συγκεκριμένη περιοχή. Στη συνέχεια, οι περιοχές υποδιαιρούνται κατά την αζιμουθιακή γωνία ϕ . Η τελική ταξινόμηση καθώς και η απόρριψη των μιονίων, γίνεται ξεχωριστά για την κάθε περιοχή. Στην εικόνα 41, δίνεται η σχηματική αναπαράσταση του αναβαθμισμένου σκανδαλιστή μιονίων.



Εικόνα 41: Σχηματική αναπαράσταση του αναβαθμισμένου Σκανδαλιστή Μιονίων

Στην περιοχή των εδρών, η αναβάθμιση αφορά κυρίως στον συνδυασμό πληροφοριών από τα CSC και RPC, αποσκοπώντας κυρίως στην βελτίωση της διακριτικής ικανότητας ως προς την μέτρηση της ορμής καθώς και στην πιο ολοκληρωμένη κάλυψη κατά την αζιμουθιακή γωνία ϕ . Η περιοχή του κυρτού μέρους (βαρέλι), θα αναβαθμιστεί συνδυάζοντας πληροφορίες τόσο από τα DTs όσο και από τα RPCs. Στόχος είναι η, όσο το δυνατόν, καλύτερη αναγνώριση του υποβάθρου ιδιαίτερα κατά τις περιόδους υψηλής φωτεινότητας και επιπρόσθετων γεγονότων (*Pile-Up*), ενώ παράλληλα η βελτίωση της διακριτικής ικανότητας ως προς τη μέτρηση της ορμής, επιτυγχάνεται μέσω της ανάπτυξης νέων αλγορίθμων. Τέλος, η περιοχή αλληλεπικάλυψης αναβαθμίζεται αρχικά

5.8:Αναβάθμιση του Σκανδαλιστή Μιονίων

ως προς την ψευδό-ωκύτητα την οποία καλύπτει:

Όσον αφορά την περιοχή του κυρτού μέρους, χωρίζεται σε 12 τομείς. Επίσης, οι 5 δακτύλιοι του CMS αποδίδουν την συνολική περιοχή του κυρτού μέρους. Για τον καλύτερο δυνατό σκανδαλισμό, κάθε τομέας συνδέεται σε μία κάρτα MP7, ενώ παράλληλα συνδέονται οι δύο γειτονικοί τομείς. Με την συγκεκριμένη συνδεσμολογία, εάν κάποιο μόνιο διέλθει μέσω 2 τομέων, θα αναγνωριστεί η τροχιά του με μεγάλη ακρίβεια. Οι 12 κάρτες που συνδέονται στους τομείς του κυρτού μέρους, αποτελούν το BMTF (*Barrel Muon Track Finder*). Η αποστολή των δεδομένων από τις 12 κάρτες MP7, προς το DAQ, γίνεται μέσω των καρτών AMC13. Συγκεκριμένα, υπάρχουν δύο κάρτες AMC13, κάθε μία από τις οποίες, είναι συνδεδεμένη με έξι MP7. Η συνδεσμολογία παρουσιάζεται στην εικόνα(42). Στην παρούσα εργασία, θα επικεντρωθούμε στο λογισμικό που αναπτύχθηκε ώστε να παραμετροποιεί το συνολικό BTMF (τις 12 ηλεκτρονικές κάρτες MP7).



Εικόνα 42: Το σύστημα BMTF. 6 κάρτες στο άνω μέρος συνδέονται σε μια AMC13 και ομοίως στο κάτω μέρος.

5.8.3:Υλοποίηση του Online λογισμικού για το BMTF

Το Online λογισμικό, καλείται να παραμετροποιήσει τις ηλεκτρονικές κάρτες ώστε να είναι σε θέση να λάβουν δεδομένα από το προηγούμενο επίπεδο (TwinMUX) και να τα αποστείλουν τόσο στον uGMT όσο και στον DAQ. Το online λογισμικό, υλοποιήθηκε με βάση το SWATCH [74] το οποίο είναι ένα πακέτο που συγκεντρώνει τις βασικές λειτουργίες των καρτών σε μερικές κλάσεις. Για την καλύτερη λειτουργία του online λογισμικού, αναπτύχθηκαν περαιτέρω κλάσεις (οι

5.8:Αναβάθμιση του Σκανδαλιστή Μιονίων

οποίες συνήθως κληρονόμουν βασικά στοιχεία από τις ήδη υπάρχουσες του SWATCH) οι οποίες θα περιγραφούν παρακάτω. Το online λογισμικό δύναται να λάβει εντολές από το *Central Cell*, με απώτερο στόχο την πλήρη διαχείριση του συστήματος μέσω του DAQ.

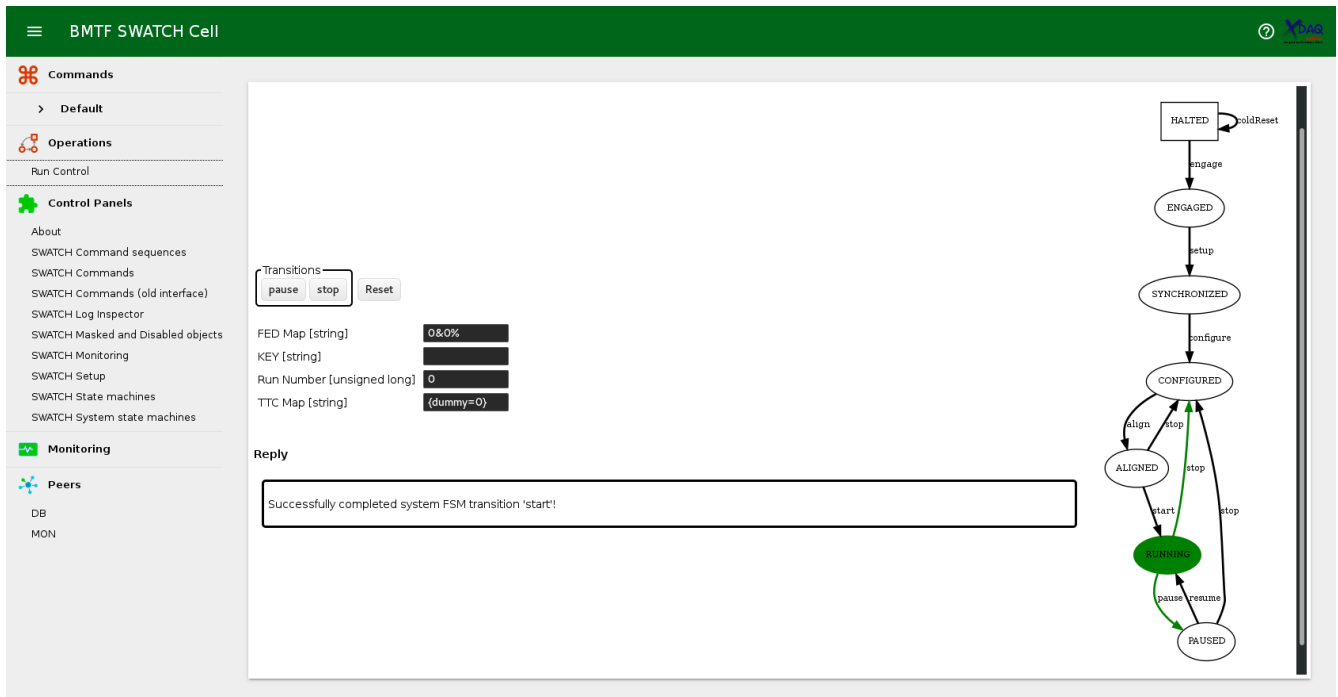
Πιο συγκεκριμένα, κατά την έναρξη ενός *run*, ο DAQ ενημερώνει το *Central Cell*, για τα υποσυστήματα τα οποία πρόκειται να ληφθούν υπόψιν κατά την απόκτηση των δεδομένων. Στη συνέχεια, το *Central Cell* παραμετροποιεί τα συγκεκριμένα υποσυστήματα, διατρέχοντας τις επιμέρους καταστάσεις μιας “Μηχανής Πεπερασμένων Καταστάσεων” (*FSM – Finite State Machine*). Όπως φαίνεται στην εικόνα (43), οι καταστάσεις στις οποίες δύναται να βρεθεί το σύστημα είναι οι εξής:

- ➔ Engaged: Το online λογισμικό έχει λάβει τις ρυθμίσεις παραμετροποίησης των καρτών, από τη βάση δεδομένων και είναι έτοιμο να τις μεταφέρει σε κάθε κάρτα MP7.
- ➔ Synchronized: Το online λογισμικό έχει κάνει τους απαραίτητους ελέγχους (π.χ. αν όντως μια κάρτα είναι συνδεδεμένη ή όχι) και δύναται να μεταβεί στην παραμετροποίηση των καρτών MP7.
- ➔ Configured: Το online λογισμικό έχει μεταδώσει επιτυχώς όλες τις εντολές παραμετροποίησης, σε κάθε κάρτα MP7.
- ➔ Aligned: Το online λογισμικό έχει ευθυγραμμιστεί επιτυχώς με το προηγούμενο επίπεδο (TwinMUX) και δύναται να λάβει δεδομένα.
- ➔ Running: Το online λογισμικό έχει θέσει τις κάρτες AMC13 σε κατάσταση λήψης L1As. Έπειτα από την λήψη των L1As, αποστέλλονται τα δεδομένα στο DAQ.
- ➔ Paused: Το online λογισμικό έχει θέσει τις κάρτες AMC13 σε κατάσταση παύσης λήψης L1As.

Κάθε φορά, η κατάσταση στην οποία βρίσκεται το σύστημα, έχει πράσινο χρώμα και με πράσινο χρώμα πράσινο φαίνονται οι δυνατές μεταβάσεις.

Ένα ακόμη ιδιαίτερο γνώρισμα του online λογισμικού είναι η παραμετροποίηση σε σχέση με την TwinMUX. Η TwinMUX αποστέλει πληροφορίες σε συγκεκριμένες εισόδους (input links) και αντιστοίχως μεταδίδει τα δεδομένα στο DAQ. Εάν κάποιες από τις εξόδους της TwinMUX απενεργοποιηθεί προς το DAQ, απενεργοποιείται αυτομάτως και στο BMTF (FED masking). Με τον συγκεκριμένο τρόπο επιτυγχάνεται η αποτελεσματικότερη παραμετροποίηση των εισόδων του συστήματος BMTF κατά τις περιπτώσεις όπου το προηγούμενο επίπεδο αποφασίζει να θέσει εκτός του πειράματος κάποια μέρη του.

5.8:Αναβάθμιση του Σκανδαλιστή Μιονίων



Εικόνα 43: Στιγμιότυπο από την Μηχανή Πεπερασμένων Καταστάσεων (FSM) του Online λογισμικού.

Στην περίπτωση που το προηγούμενο επίπεδο αποφασίσει να θέσει κάποια μέρη εκτός πειράματος, θα πρέπει αντιστοίχως να ενημερωθεί και ο αλγόριθμός ο οποίος εκτελείται σε κάθε MP7. Για τον λόγο αυτό υλοποιήθηκε μια εντολή, η οποία λαμβάνει υπόψην τόσο την συγκεκριμένη πληροφορία (που έρχεται μέσω του FED) όσο και τις εισόδους οι οποίες είναι απενεργοποιημένες και απενεργοποιεί καταλλήλως τις εισόδους του αλγορίθμου.

Επιπρόσθετα, για τις έκτακτες περιπτώσεις όπου παρατηρείται κάποιο πρόβλημα, έχει δημιουργηθεί εντολή η οποία συγκεντρώνει πληροφορίες από την βάση δεδομένων παρακολούθησης (*monitoring database*). Οι τιμές (από τους μετρητές λήψης/αποστολής δεδομένων κτλ) τοποθετούνται σε ιστογράμματα με τον οριζόντιο άξονα να απεικονίζει τον χρόνο και αποστέλλονται μέσω email στον υπεύθυνο του συστήματος.

6: Ανάλυση Δεδομένων – $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$

Κατά το έτος 2012, στο εσωτερικό του *LHC*, πραγματοποιήθηκαν συγκρούσεις οι οποίες συγκέντρωσαν φωτεινότητα ίση με $L = 19.7\text{fb}^{-1}$ και τα δεδομένα που προέκυψαν, συλλέχθηκαν με Σκανδαλιστές Υψηλού Επιπέδου (*High Level Triggers*). Για την συλλογή των δεδομένων της παρούσας ανάλυσης, χρησιμοποιήθηκε ο σκανδαλιστής *HLT_HT750*, ο οποίος καθ' όλη τη διάρκεια εκτέλεσης του πειράματος κατέγραψε τα γεγονότα χωρίς να βρίσκεται υπό κλίμακα (*unPrescaled*). Εν συνεχεία, τα γεγονότα που κατεγράφησαν αναλύθηκαν με σκοπό την ανίχνευση ύπαρξης σήματος. Ως σήμα, ορίζεται κάποιο γεγονός του οποίου τα χαρακτηριστικά ομοιάζουν τόσο με τα χαρακτηριστικά των ανυσματικών μποζονίων (*Colorons, AxiGluons*), όσο και των ενδιάμεσων μαζικών βαθμωτών σωματιδίων (*Hyper – π , techni – η*). Ένας σημαντικός παράγοντας που θα μπορούσε να αποτελέσει δυσκολία στην ανίχνευση του σήματος, είναι η ύπαρξη του υποβάθρου το οποίο κυριαρχείται από την Κβαντική Χρωμοδυναμική (*QCD*). Στην Κβαντική Χρωμοδυναμική, τα γεγονότα που κυριαρχούν προέρχονται από διαδικασίες οι οποίες είναι της μορφής $2 \rightarrow 2$ (2 αρχικά σωματίδια (*partons*) διασπώνται σε 2 πίδακες (*jets*) σωματιδίων) ενώ γεγονότα με μεγαλύτερη πολλαπλότητα ($n\text{Jets} > 2$) αποδίδονται σε φαινόμενα καταιονισμού σωματιδίων (*parton shower*) και ακτινοβολίας αρχικού και τελικού σταδίου (*Initial & Final State Radiation*). Το κύριο ερώτημα που γεννάται στη σημείο αυτό, έγκειται στην πολλαπλότητα των γεγονότων (Ως πολλαπλότητα, ορίζουμε το πλήθος των πιδάκων ενός γεγονότος).

Ξεκινώντας από τα ανυσματικά μποζόνια που αναζητούμε (με τελική κατάσταση που απαρτίζεται από οκτώ πίδακες), η χαμηλότερη πολλαπλότητα που μπορούμε να έχουμε σε ένα γεγονός είναι ίση με 8 πίδακες (εφόσον η διάσπαση του καθενός ανυσματικού μποζονίου γίνεται σε δύο ενδιάμεσα μαζικά βαθμωτά σωματίδια κι αυτά με τη σειρά τους διασπώνται, το καθένα, σε δύο γλουόνια, με το κάθε γλουόνιο να διασπάται σε πίδακα). Όμως, λόγω καταιονισμού (*parton shower*) και ακτινοβολίας (*Initial & Final State Radiation*), οι τελικοί πίδακες είναι περισσότεροι των οχτώ. Έχοντας παραπάνω από οχτώ πίδακες, βρισκόμαστε στην ανάγκη να εντοπίσουμε τους καλύτερους οχτώ: ως καλύτεροι οχτώ, ορίζονται εκείνοι οι πίδακες, οι οποίοι αποτυπώνουν με τον καλύτερο δυνατό τρόπο, την τοπολογία που προαναφέρθηκε για τη διάσπαση των ανυσματικών μποζονίων. Ως κριτήριο για την επιλογή των καλύτερων οχτώ πιδάκων, χρησιμοποιήθηκε η τιμή της αναλλοίωτης μάζας. Πιο συγκεκριμένα, λήφθηκαν υπόψιν όλοι οι δυνατοί συνδυασμοί μεταξύ των τελικών πιδάκων, ανακατασκευάζοντας τα ενδιάμεσα βαθμωτά σωματίδια (*hyper – π ή σ*) καθώς και τα ανυσματικά μποζόνια (*Colorons AxiGluons*), κρατώντας στο τέλος τον συνδυασμό με τη μικρότερη διαφορά μεταξύ των αναλλοίωτων μαζών. Μια ακόμη προσπάθεια, ανεξάρτητη από την τιμή των αναλλοίωτων μαζών, έγινε με τη χρήση των μεταβλητών της σφαιρικότητας (*sphericity*) και του αθροίσματος των εγκάρσιων ορμών ενός γεγονότος H_T .

Η δυσκολία διαχωρισμού σήματος και υποβάθρου θα αναλυθεί εκτενώς παρακάτω και θα γίνει εμφανές πως η πολλαπλότητα των πιδάκων ενός γεγονότος, από μόνη της δεν μπορεί να αποτελέσει κριτήριο διαχωρισμού, αλλά επιπλέον επιφέρει περαιτέρω δυσκολίες καθώς αυξάνει τους δυνατούς συνδυασμούς. Όμως, κατά τη χρήση των μεταβλητών σφαιρικότητας και του αθροίσμα-

τος των εγκάρσιων ορμών ενός γεγονότος (H_T), η πολλαπλότητα θα παίζει καθοριστικό ρόλο. Η μέθοδος που χρησιμοποιεί την σφαιρικότητα και το άθροισμα των εγκάρσιων ορμών ενός γεγονότος (H_T), αφενός έχει την δυνατότητα να διαχωρίσει εάν ένα γεγονός μοιάζει περισσότερο στη σήμα ή στο υπόβαθρο, αφετέρου δεν μπορεί να μας δώσει μια σαφή εικόνα ως προς τον συνδυασμό των πιδάκων που θα απέδιδαν με τον καλύτερο δυνατό τρόπο την τοπολογία που αναζητούμε. Κρίνεται αναγκαίο να αναπτυχθούν μέθοδοι οι οποίες θα διαχωρίσουν το σήμα από το υπόβαθρο εκμεταλλευόμενες περαιτέρω πληροφορίες προερχόμενες από την ανάλυση και τον συνδυασμό διάφορων μετρήσιμων ποσοτήτων. Οι μέθοδοι που χρησιμοποιήθηκαν είναι οι εξής:

- Μέθοδος Ανάλυσης Πολλών Μεταβλητών (*MVA method*)

Είσοδος δεδομένων μέσω:

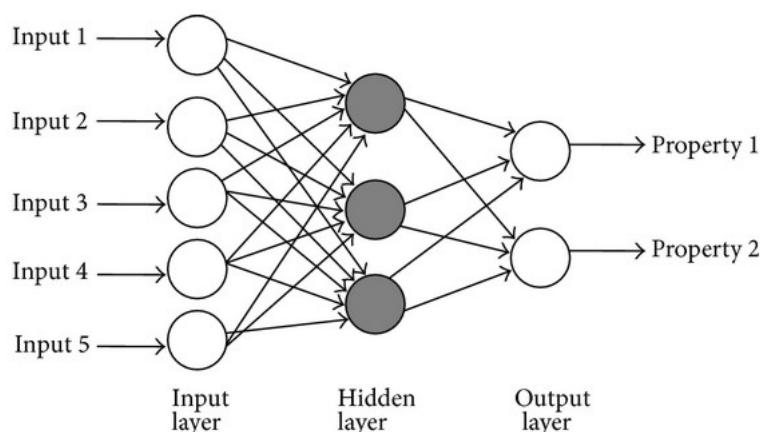
- Μεθόδου Εύρεσης Ελάχιστης Διαφοράς Μαζών (*Minimum Mass Spread method*)
- Μεθόδου Κινηματικής Προσαρμογής (*Kinematic Fit method*)
- Μέθοδος Αποκοπής & Μέτρησης (*Cut & Count method*)

Οι μέθοδοι και οι διαδικασίες που ακολουθήθηκαν περιγράφονται ακολούθως:

6.1: Μέθοδος Ανάλυσης Πολλών Μεταβλητών (*MVA method*)

Η μέθοδος Ανάλυσης Πολλών Μεταβλητών (*MVA*), υλοποιήθηκε με την χρήση του πακέτου TMVA[75] το οποίο αποτελεί ένα πολύ χρήσιμο πακέτο εργαλείων για τον διαχωρισμό σήματος και υποβάθρου. Η αποτελεσματικότητά της, έγκειται στην δημιουργία και χρήση συσχετισμών μεταξύ των μεταβλητών, μετατρέποντάς την σε μια μέθοδο η οποία “μαθαίνει” από το περιβάλλον στο οποίο καλείται να λειτουργήσει. Η μέθοδος *MVA* επιτυγχάνεται μέσω διάφορων εργαλείων, τα οποία εμπεριέχονται στο πακέτο TMVA. Η επιλογή του εργαλείου, συνίσταται αποκλειστικά από την αποδοτικότητα της μεθόδου, όσον αφορά την απόρριψη υποβάθρου σε σχέση με το σήμα. Στην συγκεκριμένη ανάλυση κάναμε χρήση του Νευρωνικού Δικτύου πολλαπλών κρυφών επιπέδων (στην περίπτωσή μας υπάρχει μόνο ένα κρυφό επίπεδο), τύπου *Perceptron* (Εικόνα 44). Πιο συγκεκριμένα, το επίπεδο εισόδου (*input layer*) περιέχει τόσους νευρώνες, όσες είναι και οι μεταβλητές οι οποίες επιθυμούμε να ληφθούν υπόψιν. Στους νευρώνες του επιπέδου εισόδου, προστίθεται ένας ακόμη, ο νευρώνας πόλωσης (*Bias Node*). Ο νευρώνας πόλωσης συμβάλει στην καλύτερη εκπαίδευση του νευρωνικού δικτύου, καθώς αποτελεί το κύριο κατώφλι ενεργοποίησης. Ακολούθως, υπολογίζονται οι συνάψεις και τα βάρη και όπως φαίνεται στην εικόνα 44, όλοι οι νευρώνες του επιπέδου εισόδου, επικοινωνούν με όλους τους νευρώνες του κρυφού επιπέδου.

6.1: Μέθοδος Ανάλυσης Πολλών Μεταβλητών (MVA method)



Εικόνα 44: Νευρωνικό δίκτυο τύπου Perceptron με ένα κρυφό επίπεδο

Η επικοινωνία μεταξύ των νευρώνων διαφορετικών επιπέδων, επιτυγχάνεται μέσω μιας συνάρτησης ενεργοποίησης. Εν γένει, η ενεργοποίηση ενός νευρώνα μπορεί να είναι είτε μηδέν (ανενεργός), είτε μονάδα (γραμμική) είτε μη γραμμική. Στην περίπτωση μας, είναι μη γραμμική και συγκεκριμένα σιγμοειδής:

$$A(x) = (1 + e^{-x})^{-1} \quad (95)$$

Έπειτα από το κρυφό επίπεδο, όλοι οι νευρώνες οδηγούνται στο τελικό επίπεδο απ' όπου παίρνουμε την απόκριση του νευρώνα (μία τιμή μεταξύ μηδέν και ένα).

Ένα σημαντικό μέρος της χρήσης νευρωνικών δικτύων, αποτελεί η εκπαίδευσή τους. Καθώς προαναφέρθηκε, ο νευρώνας κάνει χρήση της συνολικής πληροφορίας που παίρνει από την κάθε μεταβλητή με την οποία εκπαιδεύεται, με αποτέλεσμα να μην υπάρχει κάποιο συγκεκριμένο σετ μεταβλητών το οποίο να δίνει μέγιστη απόδοση σε όλες τις περιστάσεις. Η κάθε περίπτωση είναι ξεχωριστή κι επομένως χρειάζεται να γίνουν πολλές εκπαιδεύσεις με διαφορετικά σετ μεταβλητών και στο τέλος αξιολογούνται μέσω της ποσότητας:

$$\frac{S}{\sqrt{S+B}} \quad (96)$$

όπου S (B) είναι το σήμα (υπόβαθρο). Το σετ μεταβλητών, που θα μεγιστοποιήσει την παραπάνω ποσότητα (96) είναι το καλύτερο που μπορεί να χρησιμοποιηθεί. Η εκπαίδευση γίνεται ταυτόχρονα με σήμα και με υπόβαθρο. Ο νευρώνας γνωρίζει ποιες τιμές (για τις ίδιες μεταβλητές) έρχονται από το σήμα και ποιες από το υπόβαθρο. Πολύ σημαντικό είναι οι κατανομές των μεταβλητών αυτών, να διαφέρουν. Όμως, ακόμη κι αν δεν διαφέρουν κατά πολύ, είναι εφικτός ο διαχωρισμός λόγω των συσχετισμών μεταξύ τους, όπως θα δούμε παρακάτω.

Εφόσον πραγματοποιηθεί η εκπαίδευση του νευρώνα, πρέπει να γίνουν κάποιοι έλεγχοι σχετικά με την ποιότητα της εκπαίδευσης. Ο πιο αποδοτικός έλεγχος γίνεται, δίνοντας στον νευρώνα κάποια γεγονότα και ζητώντας να αποκριθεί εάν αυτά είναι γεγονότα που ανήκουν στο σήμα ή στο υπόβαθρο. Ο νευρώνας θα παράξει κάποια τιμή μεταξύ μηδέν και ένα. Εάν το γεγονός ανήκει στο

6.1: Μέθοδος Ανάλυσης Πολλών Μεταβλητών (MVA method)

σήμα, τότε η τιμή θα πρέπει να είναι κοντά στο ένα, ενώ εάν ανήκει στο υπόβαθρο θα πρέπει να είναι κοντά στο μηδέν. Μετά τον παραπάνω έλεγχο, μπορούμε να δώσουμε στον νευρώνα, όλα τα γεγονότα από το σήμα, το υπόβαθρο και τα πραγματικά μας δεδομένα και να αποκριθεί εάν αυτά είναι κοντά στο σήμα ή στο υπόβαθρο. Το αποτέλεσμα θα είναι μια κατανομή της απόκρισης του νευρώνα για την κάθε περίπτωση (σήμα, υπόβαθρο και δεδομένα).

Εν συνεχεία, ελέγχουμε εάν υπάρχει κάποια κορυφή στην κατανομή των δεδομένων, προσαρμόζοντας την κατανομή της απόκρισης του νευρώνα από τα δεδομένα, ως προς την κατανομή της απόκρισης του νευρώνα από το υπόβαθρο και το σήμα (*Template Fit*). Αρχικά, θα ήταν επιθυμητό η κορυφή να εντοπιστεί κοντά στη μονάδα, αλλά συγκρίνεται και με την κατανομή της απόκρισης του νευρώνα για το υπόβαθρο. Εφόσον δεν παρατηρείται κάποια κορυφή κοντά στη μονάδα, ούτε κάποια σημαντική διαφοροποίηση από την κατανομή της απόκρισης του νευρώνα για το υπόβαθρο, προχωρούμε στον υπολογισμό των ορίων. Μέσω του πακέτου ROOSTAT[76] υπολογίζονται τα άνω όρια στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης (95% CL), με χρήση της ασυμπτωτικής μεθόδου (*asymptotic Cls method*[77]). Ο υπολογισμός των συστηματικών αβεβαιοτήτων προηγήθηκε και τα αποτελέσματα λήφθηκαν υπόψιν κατά τον υπολογισμό των ορίων.

6.1.1: Μέθοδος Εύρεσης Ελάχιστης Διαφοράς Μαζών (*Minimum Mass Spread method*)

Όπως τονίστηκε παραπάνω, πολύ σημαντική είναι η τροφοδοσία του νευρώνα, από την οποία θα εξαρτηθεί η αποδοτικότητα της εκπαίδευσής του. Εμπνεόμενοι από την τοπολογία του συμβάντος, αναπτύξαμε μια απλή διαδικασία κατά την οποία γίνεται προσπάθεια εντοπισμού των 8 καλύτερων πιδάκων, που την αποδίδουν. Αναλυτικότερα, αρχικά υποθέτουμε πως το γεγονός μας, αποδίδει πλήρως την πραγματική τοπολογία η οποία αναλογεί σε μια κατάσταση 8 αρχικών παρτώνων, τα οποία καταλήγουν τελικά σε 8 πίδακες. Όμως, λόγω της ακτινοβολίας αρχικού και τελικού σταδίου, τα 8 αρχικά παρτόνια καταλήγουν σε τελικά περισσότερους των 8 πιδάκων. Ο εντοπισμός των καλύτερων 8 πιδάκων (οι οποίοι αντιπροσωπεύουν τα 8 αρχικά παρτόνια) επιτυγχάνεται μέσω της εξής διαδικασίας· συνδυάζουμε ανά δύο, όλους τους πίδακες του γεγονότος και διαλέγουμε κάθε φορά 4 δυάδες (συνολικά 8 πίδακες). Για αυτές τις δυάδες, υπολογίζουμε τη μάζα τους και στο τέλος διατηρούμε εκείνη την επιλογή δυάδων, κατά την οποία, εμφανίζεται η μικρότερη διαφορά στη μάζα μεταξύ των δυάδων. Έπειτα, στις 4 δυάδες που προέκυψαν να έχουν όσο το δυνατόν ίσες μάζες, συνδυάζουμε εκ νέου, δημιουργώντας τετράδες (δύο δυάδες κάθε φορά). Και σε αυτήν την περίπτωση επιλέγουμε τις δύο τετράδες που έχουν την μικρότερη διαφορά στη μάζα. Συνοψίζοντας τα παραπάνω, μπορούμε να γράψουμε τη διαδικασία ως εξής:

- Συνδυασμός όλων των πιδάκων του γεγονότος, ανά δύο
- Επιλογή εκείνου του συνδυασμού, όπου η διαφορά μεταξύ των αναλλοίωτων μαζών είναι η μικρότερη δυνατή
- Οι επιλεγμένες δυάδες συνδυάζονται μεταξύ τους ανά δύο (καταλήγοντας σε τετράδες) και διατηρείται και πάλι ο συνδυασμός με τη μικρότερη διαφορά μεταξύ των τετράδων.

6.1:Μέθοδος Ανάλυσης Πολλών Μεταβλητών (MVA method)

Στο τέλος, έχουμε 8 πίδακες, οι οποίοι αποδίδουν όσο το δυνατόν καλύτερα την τοπολογία που επιθυμούμε (οι δυάδες παριστούν τα $hyper - \pi / \sigma$ ενώ οι τετράδες τα $Colorons/AxiGluons$).

6.1.2:Μέθοδος Κινηματικής Προσαρμογής (*Kinematic Fit method*)

Η μέθοδος της κινηματικής προσαρμογής, αποσκοπεί στην βελτίωση των ήδη μετρηθέντων ποσοτήτων ενώ τα αποτελέσματά της, θα δοθούν σαν είσοδος στον νευρώνα για να πραγματοποιηθεί η εκπαίδευσή του. Βασίζεται στην Μέθοδο Εύρεσης Ελάχιστης Διαφοράς Μαζών και γίνεται μια προσπάθεια απόρριψης των πιδάκων που προέρχονται από την ακτινοβολία του αρχικού και του τελικού σταδίου (*Initial & Final State Radiation*), καθώς οι πίδακες αυτοί μπορεί να πληρούν τις συνθήκες ισότητας μαζών, αλλά να μη σχετίζονται με το πραγματικό γεγονός. Πιο συγκεκριμένα, η διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή, δυσχεραίνει την μέτρηση της εγκάρσιας ορμής .

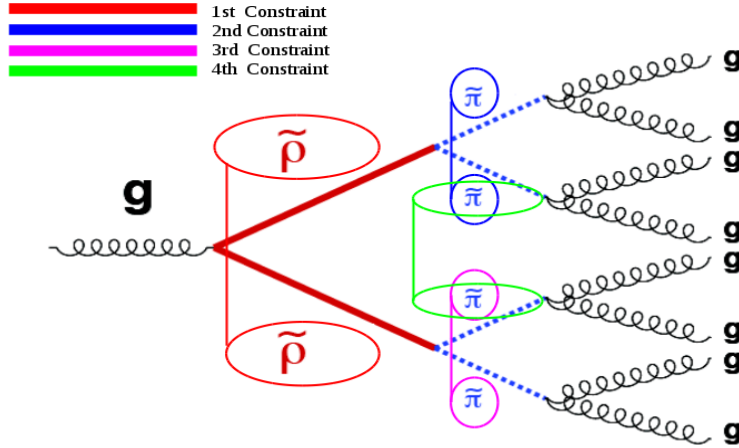
Ας υποθέσουμε, ότι P_i είναι η πραγματική τιμή της εγκάρσιας ορμής, ενώ P_i^m είναι η μετρηθείσα τιμή της εγκάρσιας ορμής, με μια αβεβαιότητα σ_i . Επίσης, ας υποθέσουμε την ιδανική περίπτωση, πως έχουμε 8 πίδακες· γράφουμε μια συνάρτηση για την προσαρμογή των δεδομένων, ως συνάρτηση χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^8 \left(\frac{P_i - P_i^m}{\sigma_{P_i}} \right)^2 \quad (97)$$

Η (97) αθροίζει πάνω στους 8 πίδακες, όμως η τιμή του χ^2 θα πρέπει να γίνεται ελάχιστη, όταν πληρούνται κάποια κριτήρια. Τα κριτήρια φαίνονται στην εικόνα (45) και είναι τα εξής:

1. $M_{\tilde{\rho}_1} = M_{\tilde{\rho}_2}$ Ισότητα μεταξύ των αναλλοίωτων μαζών των δύο *Colorons*
2. $M_{\tilde{\pi}_1} = M_{\tilde{\pi}_2}$ Ισότητα μεταξύ των αναλλοίωτων μαζών των δύο $hyper - \pi$ που προέρχονται από το 1ο *Coloron*
3. $M_{\tilde{\pi}_3} = M_{\tilde{\pi}_4}$ Ισότητα μεταξύ των αναλλοίωτων μαζών των δύο $hyper - \pi$ που προέρχονται από το 2ο *Coloron*
4. $M_{\tilde{\pi}_2} = M_{\tilde{\pi}_3}$ Ισότητα μεταξύ των αναλλοίωτων μαζών ενός $hyper - \pi$ που προέρχεται από το 1ο *Coloron* κι ενός $hyper - \pi$ που προέρχεται από το 2ο *Coloron*

6.1: Μέθοδος Ανάλυσης Πολλών Μεταβλητών (MVA method)



Εικόνα 45: Εικόνα 2: Διάγραμμα Feynmann για τη διάσπαση δύο Colorons. Οι κυκλωμένες περιοχές αποδίδουν τους περιορισμούς υπό τους οποίους καλείται να συγκλίνει η συνάρτηση 97

Συνεπώς, η (97) γράφεται, πλέον, ως εξής:

$$\chi^2 = \sum_{i=0}^8 \left(\frac{P_i - P_i^m}{P_i} \right)^2 + 2\lambda_{\tilde{\rho}} \left(\frac{M_{\tilde{\rho}_1}^2 - M_{\tilde{\rho}_2}^2}{M_{\tilde{\rho}_1, \tilde{\rho}_2}} \right)^2 + 2\tilde{\pi}_{1,2} \left(\frac{M_{\tilde{\pi}_1}^2 - M_{\tilde{\pi}_2}^2}{\sigma_{M_{\tilde{\pi}_1, \tilde{\pi}_2}}} \right)^2 + 2\lambda_{\tilde{\pi}_{3,4}} \left(\frac{M_{\tilde{\pi}_3}^2 - M_{\tilde{\pi}_4}^2}{\sigma_{M_{\tilde{\pi}_3, \tilde{\pi}_4}}} \right)^2 + 2\lambda_{\tilde{\pi}_{2,3}} \left(\frac{M_{\tilde{\pi}_2}^2 - M_{\tilde{\pi}_3}^2}{\sigma_{M_{\tilde{\pi}_2, \tilde{\pi}_3}}} \right)^2 \quad (98)$$

Στην (98), ως $\lambda_{\tilde{\rho}}$, $\lambda_{\tilde{\pi}_{1,2}}$, $\lambda_{\tilde{\pi}_{3,4}}$, $\lambda_{\tilde{\pi}_{2,3}}$ ορίζονται οι συντελεστές *Lagrange*, ενώ ο αριθμός 2 αποτελεί έναν παράγοντα κανονικοποίησης. Εν συνεχεία, οι μάζες είναι υψωμένες στο τετράγωνο για απλοποίηση στις πράξεις και διαιρούνται με το σφάλμα της μέτρησης τους και τέλος, ο κάθε όρος είναι υψωμένος στο τετράγωνο ώστε να διατηρηθεί το ολικό πρόσημο της συνάρτησης, θετικό.

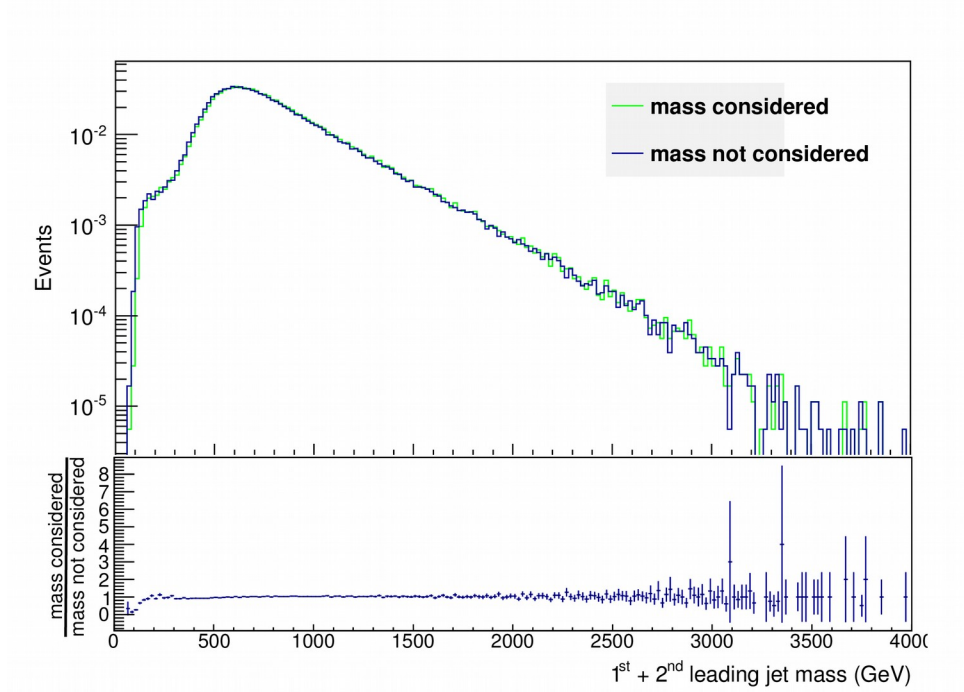
Για την ελαχιστοποίηση της (98), χρειάστηκε να υπολογισθούν οι μερικές παράγωγοι ως προς τις μεταβλητές, οι οποίες δεν είναι άλλες από τις οχτώ εγκάρσιες ορμές καθώς και οι συντελεστές *Lagrange*. Το μόνο που μένει, είναι να γράψουμε αναλυτικά τις αναλλοίωτες μάζες, ώστε να εμφανιστούν οι εγκάρσιες ορμές. Παρατηρούμε πως, εν γένει, θα έχουμε κάθε φορά δύο πίδακες (εκτός από τον όρο που περιέχει τα *Colorons*, όπου οι πίδακες είναι τέσσερις, όμως μετά από πράξεις καταλήγουμε και πάλι σε γινόμενα εγκάρσιων ορμών από δύο πίδακες), τους οποίους θα συμβολίσουμε με τους δείκτες i και j . Στο σημείο αυτό, κάνουμε τη παραδοχή πως η μάζα των πιδάκων, είναι αμελητέα σε σχέση με την ενέργεια και την ορμή του και θα ισχύει (από την άθροιση των τετρανυσμάτων):

$$M^2 = 2P_{T_i}P_{T_j}(\cosh(n_i - n_j) - \cos(\varphi_i - \varphi_j)) \quad (99)$$

Στην εικόνα (46), έχουμε υπολογίσει την αναλλοίωτη μάζα των δύο κυρίαρχων πιδάκων, λαμβάνοντας υπόψιν την αρχική μάζα των πιδάκων (πράσινη καμπύλη), και μη λαμβάνοντας

6.1: Μέθοδος Ανάλυσης Πολλών Μεταβλητών (MVA method)

υπόψιν (μπλε καμπύλη). Ως συνημμένο εικόνα φαίνεται η διαίρεση των ιστογραμμάτων, όπου η κατανομή είναι γύρω από την μονάδα.



Εικόνα 46: Κατανομή αναλλοίωτων μαζών από την άθροιση του 1ου και του 2ου κυρίαρχου πίδακα. Με πράσινο αποδίδεται ο υπολογισμός της αναλλοίωτης μάζας, λαμβάνοντας υπόψιν την μάζα των αρχικών πιδάκων, ενώ στη μπλε κατανομή δεν έχει ληφθεί υπόψιν.

Με χρήση της (99), καταλήγουμε να γράψουμε την (98), ως εξής:

$$\begin{aligned}
 \chi^2 = & \sum_{i=1}^8 \left(\frac{P_{T_i} - P_{T_i}^m}{\sigma_{P_{T_i}}} \right)^2 + 8\lambda_{\tilde{\rho}} \left(\frac{\sum_{i=1}^3 \sum_{j=i+1}^4 P_{T_i} P_{T_j}}{\sigma_{M_{\tilde{\rho}_1, \tilde{\rho}_2}}} \alpha(i, j) - \frac{\sum_{i=5}^7 \sum_{j=i+1}^8 P_{T_i} P_{T_j}}{\sigma_{M_{\tilde{\rho}_1, \tilde{\rho}_2}}} \alpha(i, j) \right)^2 \\
 & + 8\tilde{\pi}_{1,2} \left(\frac{P_{T_1} P_{T_2} \alpha(1,2) - P_{T_3} P_{T_4} \alpha(3,4)}{\sigma_{M_{\tilde{\pi}_1, \tilde{\pi}_2}}} \right)^2 \\
 & + 8\tilde{\pi}_{3,4} \left(\frac{P_{T_5} P_{T_6} \alpha(5,6) - P_{T_7} P_{T_8} \alpha(7,8)}{\sigma_{M_{\tilde{\pi}_3, \tilde{\pi}_4}}} \right)^2 \\
 & + 8\tilde{\pi}_{1,3} \left(\frac{P_{T_1} P_{T_2} \alpha(1,2) - P_{T_5} P_{T_6} \alpha(5,6)}{\sigma_{M_{\tilde{\pi}_1, \tilde{\pi}_3}}} \right)^2
 \end{aligned} \tag{100}$$

6.1: Μέθοδος Ανάλυσης Πολλών Μεταβλητών (MVA method)

$$\text{όπου } \alpha(i, j) = \cosh(n_i - n_j) - \cos(\varphi_i - \varphi_j) \quad (101)$$

Επομένως, και το σφάλμα στη μέτρηση της μάζας, πλέον ανάγεται στο σφάλμα της μέτρησης της εγκάρσιας ορμής. Ο υπολογισμός του σφάλματος στη μέτρηση της εγκάρσιας ορμής, προέρχεται από τη μελέτη της εγκάρσιας ορμής των κυρίαρχων πιδάκων, γεγονότων προσομοίωσης. Από τις συναρτήσεις με τις οποίες έγινε η προσαρμογή των σημείων, καταλήγουμε να υπολογίζουμε το σφάλμα στη μέτρηση της εγκάρσιας ορμής, από την κλαδωτή συνάρτηση:

$$\sigma(P_T) = \begin{cases} \sqrt{0.00103 + \frac{1.29193}{P_T^m} + \frac{34.65519}{P_T^{m^2}}} & 0 \leq \eta < 0.5 \\ \sqrt{0.00145 + \frac{1.11014}{P_T^m} + \frac{43.25773}{P_T^{m^2}}} & 0.5 \leq \eta < 1.0 \\ \sqrt{0.00192 + \frac{1.23713}{P_T^m} + \frac{45.48010}{P_T^{m^2}}} & 1.0 \leq \eta < 1.5 \\ \sqrt{0.00038 + \frac{1.07043}{P_T^m} + \frac{66.38078}{P_T^{m^2}}} & 1.5 \leq \eta < 2.0 \\ \sqrt{0.00011 + \frac{0.77193}{P_T^m} + \frac{69.46766}{P_T^{m^2}}} & 1.5 \leq \eta < 2.5 \end{cases} \quad (102)$$

Έχοντας ορίσει την συνάρτηση η οποία μας δίνει το σφάλμα στη μέτρηση της εγκάρσιας ορμής, επανερχόμαστε στο αρχικό μας πρόβλημα που είναι η ελαχιστοποίηση της (100). Για την εύρεση της ελάχιστης τιμής, αρκεί να υπολογίσουμε τις μερικές παραγώγους ως προς τις οχτώ μετρηθείσες εγκάρσιες ορμές και τους συντελεστές *Lagrange* και να τις εξισώσουμε με το μηδέν:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \chi^2}{\partial P_{T_i}^m} &= 0 & 1 \leq i \leq 8 \\ \frac{\partial \chi^2}{\partial \lambda_k} &= 0 & \lambda_{\tilde{\rho}}, \lambda_{\tilde{\pi}_{1,2}}, \lambda_{\tilde{\pi}_{3,4}}, \lambda_{\tilde{\pi}_{2,3}} \end{aligned} \quad (103)$$

Στο σημείο αυτό, κάνουμε την εξής παραδοχή προς αποφυγή τετραγωνικών όρων· υποθέτουμε ότι η πραγματική εγκάρσια ορμή, ισούται με την μετρηθείσα εγκάρσια ορμή τροποποιημένη κατά μια μικρή τιμή δ (σε αυτήν την μικρή τιμή δ , υπεισέρχεται κυρίως το σφάλμα της μέτρησης):

$$P_T = P_T^m + P_T \quad (104)$$

Ομοίως πράττουμε και για τους συντελεστές *Lagrange*:

6.1: Μέθοδος Ανάλυσης Πολλών Μεταβλητών (MVA method)

$$\lambda_i = \lambda_i^m + \delta_{\lambda_i} \quad (105)$$

Έχοντας κάνει τις συγκεκριμένες αλλαγές, ξαναγράφουμε τη συνάρτηση (100) και υπολογίζουμε τις μερικές παραγώγους καταλήγοντας σε ένα γραμμικό σύστημα 12 αγνώστων και 12 εξισώσεων, σύμφωνα με την (103), όπου πλέον οι άγνωστοί μας είναι τα δ_{P_T} και τα δ_{λ_i} τα οποία αναμένουμε να είναι “μικρά” σε σχέση με τις μετρηθείσες τιμές.

Με την ολοκλήρωση των παραπάνω, απομένει να κάνουμε χρήση της μεθόδου. Η μέθοδος αποβλέπει στην βελτιστοποίηση μιας μέτρησης, όμως στην περίπτωση μας, θα χρησιμοποιηθεί με σκοπό να μας δώσει τον καλύτερο συνδυασμό οχτώ πιδάκων. Αναλυτικότερα, όπως προαναφέρθηκε, η μεγαλύτερη δυσκολία αυτής της ανάλυσης, είναι ο εντοπισμός των οχτώ πιδάκων που αποδίδουν καλύτερα την τοπολογία της διάσπασης των ανυσματικών μποζονίων. Ας υποθέσουμε ένα γεγονός, με 8 πίδακες. Οι 8 πίδακες συνδυάζονται ανά δύο, ώστε να προκύψουν *hyper* – π ή σ και να λάβουν χώρα οι αντίστοιχοι περιορισμοί (όροι 3, 4 και στην (98))· για τον κάθε συνδυασμό δυάδας, προκύπτουν 3 πιθανοί συνδυασμοί μεταξύ τους, ώστε να προκύψουν *Colorons* ή *AxiGlions* και να λάβει χώρα ο αντίστοιχος περιορισμός (2ος όρος στην (98)). Καθώς έχει επιλεγεί μια πιθανή οχτάδα, επιλύεται το σύστημα (103) και προκύπτουν οι τιμές των δ_{P_T} καθώς και των συντελεστών *Lagrange*. Οι τιμές των δ_{P_T} προστίθενται στα υπάρχοντα P_T και υπολογίζεται εκ νέου το σύστημα (103). Η διαδικασία επαναλαμβάνεται, μέχρις ότου η τιμή της (98) συγκλίνει. Εάν δεν συγκλίνει μετά από 200 επαναλήψεις, ο συνδυασμός απορρίπτεται. Στο τέλος, επιλέγεται ο συνδυασμός που απέδωσε στην (98) την μικρότερη τιμή. Ο λόγος που γίνεται η συγκεκριμένη επιλογή έγκειται στο γεγονός, ότι μετά από κάποιο αριθμό επαναλήψεων, όταν η (98) συγκλίνει, η τιμή της πλέον θα εξαρτάται μόνο από τον 1ο όρο, καθώς οι υπόλοιποι 4, που αποτελούν τους περιορισμούς, θα είναι πολύ μικροί. Αυτό έχει ως απόρροια πως ο συγκεκριμένος συνδυασμός δεν υπέστη μεγάλες αλλαγές κατά την προσπάθεια να πληρώσει τους περιορισμούς κι έτσι συμπεραίνουμε πως αποδίδει καλύτερα την τοπολογία διάσπασης του ανυσματικού μποζονίου. Ο συνδυασμός αυτός είναι ήδη ομαδοποιημένος σε δυάδες και τετράδες και δε χρειάζεται περαιτέρω διεργασία.

Οι έλεγχοι για την συγκεκριμένη μέθοδο, έγιναν αρχικά σε επίπεδο partons όπου γνωρίζουμε όλη τη πληροφορία που μεσολάβησε κατά την γέννηση κι επομένως μπορούμε να εκτιμήσουμε το αποτέλεσμα της μεθόδου. Ενώ το αναμενόμενο ήταν να επιλεγεί ως καλύτερος συνδυασμός, εκείνος που ακολουθήθηκε κατά τη γέννηση, επελέγη κάποιος κατά πολύ διαφορετικός. Έπειτα από συστηματική παρατήρηση, οι τιμές των δ_{λ_i} δεν ήταν τόσο μικρές όσο ήταν αναμενόμενο, ενώ άλλες φορές, η τιμή της (98) γινόταν αρνητική. Το συμπέρασμα ήταν πως οι περιορισμοί των *hyper*-π/σ δε μπορούσαν να πληρωθούν ταυτόχρονα με τον περιορισμό των *Colorons/AxiGlions*. Το λανθασμένο αποτέλεσμα οφείλεται κυρίως στη διαφορετική βαρύτητα μεταξύ των περιορισμών· υπάρχουν τρεις περιορισμοί που αφορούν τα *hyper*-π/σ και μονάχα ένας ο οποίος αφορά τα *Colorons/AxiGlions* κι επίσης, οι συντελεστές *Lagrange* αρχικοποιήθηκαν στη μονάδα. Έγιναν διάφορες προσπάθειες με διαφορετικές τιμές αρχικοποίησης για τους συντελεστές *Lagrange* και πάλι χωρίς αποτέλεσμα.

6.1:Μέθοδος Ανάλυσης Πολλών Μεταβλητών (MVA method)

Ως επόμενη δοκιμή, ήταν να ελαττώσουμε τους περιορισμούς της (98). Η ελάττωση στους περιορισμούς, θα είχε νόημα μονάχα στη περίπτωση που απομείνουν περιορισμοί ίδιων αντικειμένων. Για τον λόγο αυτό, ξαναγράψαμε την (98) μια φορά με περιορισμούς ως προς τα *hyper-π/σ* (106) κι ακόμη μια, με περιορισμούς ως προς τα *Colorons/AxiGluons* (107).

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^8 \left(\frac{P_{T_i} - P_{T_i}^m}{\sigma_{P_{T_i}}} \right)^2 + 8\lambda_{\tilde{\pi}_{1,2}} \left(\frac{P_{T_1} P_{T_2} \alpha(1,2) - P_{T_3} P_{T_4} \alpha(3,4)}{\sigma_{M_{\tilde{\pi}_1, \tilde{\pi}_2}}} \right)^2 + 8\lambda_{\tilde{\pi}_{3,4}} \left(\frac{P_{T_5} P_{T_6} \alpha(5,6) - P_{T_7} P_{T_8} \alpha(7,8)}{\sigma_{M_{\tilde{\pi}_3, \tilde{\pi}_4}}} \right)^2 + 8\lambda_{\tilde{\pi}_{1,3}} \left(\frac{P_{T_1} P_{T_2} \alpha(1,2) - P_{T_5} P_{T_6} \alpha(5,6)}{\sigma_{M_{\tilde{\pi}_1, \tilde{\pi}_3}}} \right)^2 \quad (106)$$

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^8 \left(\frac{P_{T_i} - P_{T_i}^m}{\sigma_{P_{T_i}}} \right)^2 + 8\lambda_{\tilde{\rho}} \left(\frac{\sum_{i=1}^3 \sum_{j=i+1}^4 P_{T_i} P_{T_j} \alpha(i,j) - \sum_{i=5}^7 \sum_{j=i+1}^8 P_{T_i} P_{T_j} \alpha(i,j)}{\sigma_{M_{\tilde{\rho}_1, \tilde{\rho}_2}}} \right)^2 \quad (107)$$

όπου $\alpha(i,j)$ δίνεται από την (101). Πλέον, ο έλεγχος σε επίπεδο partons έδωσε, ως επί το πλείστον, τα επιθυμητά αποτελέσματα είτε με χρήση της (106) είτε με χρήση της (107) κι έτσι η μέθοδος μετατρέπεται σε αναζήτηση του καλύτερου συνδυασμού που αποτυπώνει, είτε τα *hyper-π/σ* είτε τα *Colorons/AxiGluons*, αντίστοιχα. Ακολουθώντας, εντός του επιλεχθέντος συνδυασμού, διενεργείται νέα αναζήτηση ώστε να υπολογιστούν τα απόντα στοιχεία· π.χ. αν αποφασίσαμε να χρησιμοποιήσουμε την (107), ο συνδυασμός που επιλέχθηκε, αποδίδει τα *Colorons/AxiGluon*, με δύο τετράδες, μέσα στις οποίες αναζητούμε τις καλύτερες δυάδες οι οποίες θα αποδώσουν καλύτερα τα *hyper-π/σ*.

Στο τέλος της μεθόδου, έχουμε για κάθε γεγονός, έναν συνδυασμό ο οποίος στη συνέχεια, δίνεται στη μέθοδο MVA και συνεχίζει η μέθοδος(MVA), όπως προαναφέρθηκε.

6.1.3:Μέθοδος Απλής Εισαγωγής Μεταβλητών

Η μέθοδος της απλής εισαγωγής μεταβλητών, δεν περιέχει κάποια ιδιαίτερη διαδικασία. Οι μεταβλητές που εισάγονται στον νευρώνα, δεν υφίστανται κάποια διαδικασία επεξεργασίας και διατηρούν την πληροφορία όπως μετρήθηκε. Τα αποτελέσματα αναλύονται παρακάτω, στην παράγραφο 6.8.1.3.

6.2:Μέθοδος Αποκοπής & Μέτρησης (*Cut & Count method*)

Η μέθοδος αποκοπής και μέτρησης, χρησιμοποιήθηκε λόγω της δυνατότητας να εκτιμηθεί το υπόβαθρο μέσω των πειραματικών δεδομένων. Με χρήση της μεθόδου όπου λαμβάνεται υπόψη η αναλλοίωτητα του H_T ($H_T = \sum P_T$) σε διάφορες πολλαπλότητες πιδάκων (*H_T multiplicity invariance method* [78] [79] [80] [81]) εκτιμάται το υπόβαθρο προερχόμενο από τα πειραματικά δεδομένα και στο τέλος εάν δε διακρίνεται κάποια κορυφή στη κατανομή των πειραματικών δεδομένων, υπολογίζονται τα άνω όρια.

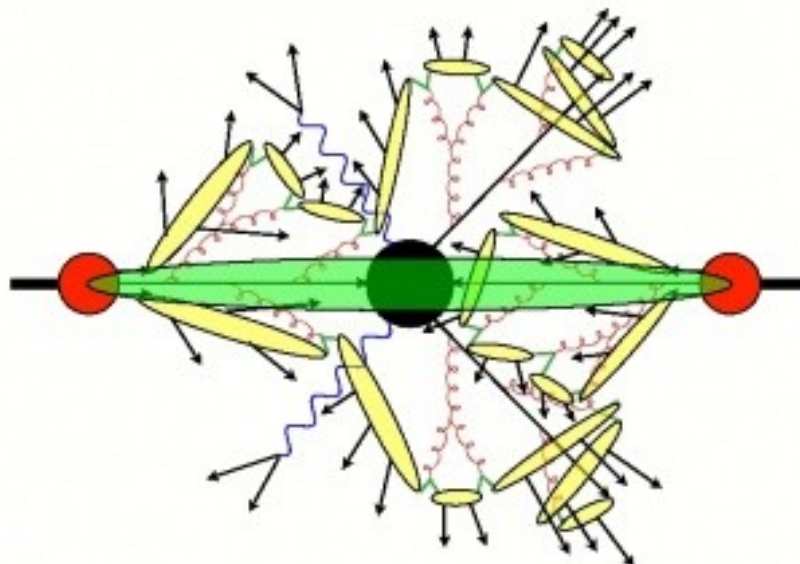
Για την εκτέλεση των παραπάνω μεθόδων, χρειάστηκε να παραχθεί σήμα, να εκτιμηθεί/πα-

6.2: Μέθοδος Αποκοπής & Μέτρησης (Cut & Count method)

ραχθεί υπόβαθρο(QCD) καθώς επίσης να συλλεχθούν τα δεδομένα που προέκυψαν κατά την εκτέλεση του πειράματος.

6.3: Προσομοίωση Γεγονότων

Τα προσομοιωμένα γεγονότα προέρχονται από γεννήτορες *Monte Carlo* και αποσκοπούν στην πλήρη προσομοίωση δημιουργίας των γεγονότων, με την ίδια πιθανότητα που θα δημιουργούνταν στη φύση. Τα προσομοιωμένα γεγονότα, χρησιμοποιούνται σε πολλές καταστάσεις και ιδιαίτερα κατά τον έλεγχο των ανιχνευτικών συστημάτων. Κάποια μη προφανή ελαττώματα των ανιχνευτικών συστημάτων, μπορούν εύκολα να γίνουν αντιληπτά με χρήση γεγονότων προσομοίωσης, τα οποία έχουν δημιουργηθεί με συγκεκριμένες τιμές ως προς την ορμή, την μάζα, την ψευδό-ωκύτητα και την αζιμουθιακή γωνία κι επομένως οι κατανομές τους είναι προβλεπόμενες. Σε περίπτωση ύπαρξης διαφορών (μεταξύ της αναμενόμενης και της προκύπτουσας κατανομής), εντοπίζεται το ελάττωμα του ανιχνευτή. Επίσης, τα προσομοιωμένα γεγονότα μπορούν να αποδώσουν διάφορες τοπολογίες γεγονότων κι έτσι αποτελούν σημαντικό εργαλείο κατά την αναζήτηση κάποιου σήματος. Προσομοιώνοντας γεγονότα που αντιπροσωπεύουν την αρχική τοπολογία των καταστάσεων που ψάχνουμε, μπορούμε να δούμε πως θα φαίνονται μέσα στον ανιχνευτή κι ακόμη να εντοπίσουμε δυσκολίες που θα μπορούσαν να προκύψουν κατά την αναζήτησή τους. Ουσιαστικά, καταλήγουμε στην προσομοίωση όλης της πειραματικής διαδικασίας, από την δημιουργία έως την ανίχνευση και την καταγραφή ενός γεγονότος από τους ανιχνευτές του πειράματος. Η διεργασία, καλείται Προσομοίωση/Παραγωγή Σήματος (*Signal Simulation/Production*), καθώς ως σήμα εννοούμε την ύπαρξη των σωματιδίων που ψάχνουμε. Αντίστοιχη διαδικασία ακολουθείται για την Προσομοίωση/Παραγωγή Υποβάθρου (*Background Simulation/Production*).



Εικόνα 47: Σχηματική αναπαράσταση προσομοίωσης γεγονότος. Στο μέσον λαμβάνει χώρα η Σκληρή Διεργασία(μαύρο), έπειτα οι ήπιες πολλαπλές αλληλεπιδράσεις(πράσινο) και ο καταιονισμός παρτονίων(καφέ) καταλήγοντας στην αδروονιοποίηση(κίτρινο)

6.3: Προσομοίωση Γεγονότων

Η συνολική διαδικασία μιας προσομοίωσης σήματος/υποβάθρου, περιλαμβάνει τα εξής βήματα:

1. *Δημιουργία Γεγονότος*: Κατά την δημιουργία του γεγονότος, ξεκινούμε από την σύγκρουση πρωτονίου – πρωτονίου και φτάνουμε μέχρι τα τελικά προϊόντα (όσα ενδιάμεσα στάδια κι αν υπάρχουν, λαμβάνονται υπόψη). Στο στάδιο αυτό περιλαμβάνονται όλες οι διαδικασίες, ακόμη και η αδρονιοποίηση ώστε να καταλήξουμε σε πίδακες ή συγκεκριμένα σωματίδια.
2. *Προσομοίωση Ανιχνευτή*: Μέσω του πακέτου Geant4[82], έχει επιτευχθεί η προσομοίωση του ανιχνευτή. Πρόκειται για ένα πολυδύναμο πακέτο, το οποίο έχει τη δυνατότητα για την πλήρη γεωμετρική περιγραφή των ανιχνευτών, τα υλικά που τους απαρτίζουν καθώς και για τις αλληλεπιδράσεις μεταξύ ύλης και σωματιδίων.
3. *Ψηφιοποίηση*: Κατά την ψηφιοποίηση, προσομοιώνεται η ηλεκτρική απόδοση των ανιχνευτικών συστημάτων.

Για την παραγωγή του σήματος και του υποβάθρου, πραγματοποιείται η “Σκληρή Διεργασία” (*Hard Process*), κατά την οποία, δύο *partons* συγκρούονται μεταξύ τους. Στη συνέχεια, παράγονται τα αρχικά σωματίδια (στην περίπτωση μας, *Colorons/AxiGlions*), ενώ ακολουθούν όλες οι ενδιάμεσες καταστάσεις (στην περίπτωση μας, *hyper-π/σ*). Οι διαδικασίες αυτές περιγράφονται από στοιχειά πίνακα (*matrix elements*) τα οποία υπολογίζονται μέσω διαγραμμάτων *Feynmann*. Σημαντικό στοιχείο είναι η ενεργός διατομή της οποιασδήποτε διαδικασίας παραγωγής, η οποία για να υπολογιστεί απαιτείται να είναι γνωστό το κλάσμα της τετραορμής των παρτονίων που συντελούν εκείνη τη στιγμή στη διεργασία ενώ η συνάρτηση κατανομής παρτονίων μας δίνει την πιθανότητα να βρεθεί ένα πρωτόνιο (μέσω του οποίου θα προέλθουν τα παρτόνια) με συγκεκριμένο κλάσμα τετραορμής. Καθώς τα παρτόνια που δημιουργούνται, φέρουν χρωματικό φορτίο, επιταχύνονται και παράγεται ακτινοβολία η οποία καταλήγει να δημιουργεί καταιονισμούς παρτονίων (σ' αυτήν την κατάσταση έχουμε γλουόνια και ζεύγη $q\bar{q}$). Η προαναφερθείσα ακτινοβολία καλείται ακτινοβολία αρχικού και τελικού σταδίου και η ύπαρξή της οφείλεται στη διάσπαση ενός παρτονίου σε περαιτέρω νέα παρτόνια. Όμως, τα παρτόνια που φέρουν χρωματικό φορτίο αδυνατούν να επιβιώσουν κι έτσι λαμβάνει χώρα η διαδικασία της Αδρονιοποίησης. Κατά την διαδικασία της αδρονιοποίησης, τα κουάρκ και τα γλουόνια, θα οδηγηθούν προς σχηματισμό άχρωμων αδρονίων δημιουργώντας κώνους λεπτής διαμέτρου, τους πίδακες. Πέρα από την *Σκληρή Διεργασία* η οποία σχετίζεται με το επιθυμητό γεγονός, υφίσταται το υπόλοιπο του γεγονότος (*underlying event*), κατά το οποίο λαμβάνονται υπόψη παρτόνια τα οποία αποδίδουν πρόσθετες αλληλεπιδράσεις, συνεισφέροντας στην παραγωγή του υποβάθρου του γεγονότος. Το αποτέλεσμα, είναι οι τελικές καταστάσεις να διαφέρουν κατά πολύ από τις αναμενόμενες, καθώς λόγω του καταιονισμού, της αδρονιοποίησης και του υποβάθρου, δημιουργούνται περαιτέρω πίδακες.

Για την παραγωγή των γεγονότων προσομοίωσης, υπάρχουν διάφοροι γεννήτορες γεγονότων προσομοίωσης κι ανάλογα με τη περίπτωση χρησιμοποιείται η αντίστοιχη. Διαχωρίζονται σε εκείνες που βασίζονται στον υπολογισμό στοιχείων πίνακα και σ' εκείνες που βασίζονται στον καταιονισμό των παρτονίων. Στη συγκεκριμένη ανάλυση έγινε χρήση των εξής:

6.3: Προσομοίωση Γεγονότων

- **MADGRAPH5/MADEVENT[83],[84]:** πρόκειται για έναν γεννήτορα γεγονότων προσομοίωσης ο οποίος υπολογίζει στοιχεία πίνακα πρώτης τάξης σε *tree – level*, όπως διασπάσεις και $2 \rightarrow n$ σκεδάσεις. Το MADGRAPH μπορεί να παράξει διαδικασίες που προέρχονται από 2, 3 ή 4 αρχικά παρτόνια· δηλαδή, διαδικασίες της μορφής $2 \rightarrow 2$, $2 \rightarrow 3$, $2 \rightarrow 4$. Αρχικά, παράγονται τα διαγράμματα *Feynmann* για την εκάστοτε διαδικασία και στη συνέχεια γίνεται ο υπολογισμός στοιχείων πίνακα με χρήση των κυματοσυναρτήσεων ελικότητας και των πλατών (*helicity wavefunctions and amplitudes*) [85]. Με τον υπολογισμό των στοιχείων πίνακα, παράγεται ο κώδικας υπολογιστή (*computer code*) ο οποίος στη συνέχεια χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό των ενεργών διατομών και την παραγωγή των γεγονότων (μέσω του πακέτου MADEVENT). Ο μηχανισμός του MADGRAPH, δεν περιέχει τη διαδικασία της αδρονιοποίησης και για τον λόγο αυτό χρειάζεται να συνδυαστεί με κάποιο ακόμη πακέτο το οποίο θα μας παρέχει αυτή τη διαδικασία, όπως η ΡΥΤΗΙΑ6.4.22.
- **ΡΥΤΗΙΑ6.4.22[86],[87]:** πρόκειται για έναν γεννήτορα γεγονότων προσομοίωσης ο οποίος παράγει στοιχεία πίνακα πρώτης τάξης, αλλά έχει την δυνατότητα να προσομοιώσει διαδικασίες ανώτερης τάξης μέσω του μοντέλου καταιονισμού παρτονίων (*parton shower model*). Η ΡΥΤΗΙΑ, προσομοιώνει κάθε στάδιο του γεγονότος, από την αρχική αλληλεπίδραση, τις ενδιάμεσες καταστάσεις, την αδρονιοποίηση, τον καταιονισμό παρτονίων μέχρι και την τελική διάσπαση σε πίδακες. Η βασική διαδικασία η οποία μπορεί να παραχθεί με την ΡΥΤΗΙΑ, είναι η $2 \rightarrow 2$ όμως με κατάλληλη παραμετροποίηση μπορούμε να οδηγηθούμε σε τελικές καταστάσεις περισσότερων σωματιδίων. Μέσω του καταιονισμού παρτονίων, νέα παρτόνια δημιουργούνται με αποτέλεσμα να έχουμε διαφοροποίηση στις τελικές καταστάσεις· για παράδειγμα, μία διαδικασία της μορφής $2 \rightarrow 2$ μπορεί να μετατραπεί σε $2 \rightarrow 3$ ή $2 \rightarrow 4$ κι επομένως να έχουμε πλήρως διαφοροποιημένες τελικές καταστάσεις. Η προσέγγιση του φαινομένου μπορεί να γίνει με δύο τρόπους:

1. Υπολογισμός των διαγραμμάτων *Feynmann* σε όλες τις τάξεις (*order by order calculation*)
2. Χρήση του καταιονισμού παρτονίων

Η πρώτη μέθοδος είναι η ορθότερη όμως οι υπολογισμοί γίνονται ιδιαίτερα πολύπλοκοι σε υψηλότερες τάξεις κι επομένως η χρήση της είναι κατά πολύ περιορισμένη. Η δεύτερη μέθοδος είναι πιο εύκολη στη πραγμάτωσή της· ένα τυχαίο πλήθος διασπάσεων, ενός παρτονίου σε άλλα δύο, έχει ως σκοπό να παρομοιάσει γεγονότα πολλαπλών πιδάκων. Το αποτέλεσμα είναι πως και οι δύο μέθοδοι αποδίδουν πολύ καλά τις τελικές καταστάσεις πολλαπλών πιδάκων, με την δεύτερη να βρίσκει μεγαλύτερη εφαρμογή λόγω της περισσότερης ευχρηστίας που παρέχει. Η παραγωγή του σήματος έγινε εξ ολοκλήρου με χρήση της ΡΥΤΗΙΑ6.4.22 (με *FastSimulation*). Τα γεγονότα παράγονται με ρύθμιση (*Tune*) Z2, η οποία ομοιάζει με την Z1 που περι-

6.3: Προσομοίωση Γεγονότων

γράφεται στο [88], με τη μόνη διαφορά ότι η Z2 χρησιμοποιεί ως συνάρτηση κατανομής παρτονίων (*PDF*), την CTEQ6L1 [89], ενώ η Z1 χρησιμοποιεί την CTEQ5L [90]. Κατά την ρύθμιση Z2, οι καταιονισμοί παρτονίων (*parton showers*), κατανέμονται ως προς την εγκάρσια ορμή τους. Η διαδικασία της αδρονιοποίησης προσομοιώνεται μέσω του μοντέλου *Lund* [91][92].

- **ALPGEN[93]:** Ο γεννήτορας γεγονότων προσομοίωσης ALPGEN ομοιάζει με τον γεννήτορα MADGRAPH καθώς υπολογίζει στοιχεία πίνακα πρώτης τάξης σε *tree – level*, όμως δύναται να λάβει υπόψιν περισσότερα αρχικά παρτόνια, μέχρι και 6. Η διαδικασία πραγματώνεται σε δύο στάδια· στο πρώτο στάδιο υπολογίζονται τα στοιχεία πίνακα σε επίπεδο παρτονίων ενώ στο δεύτερο στάδιο δημιουργούνται τα γεγονότα σε επίπεδο παρτονίων. Έπειτα, τα αποτελέσματα του δεύτερου σταδίου, τροφοδοτούν τη συνέχεια της διαδικασίας που περιέχει τον καταιονισμό παρτονίων και την αδρονιοποίηση. Η συγκεκριμένη διαδικασία εκτελείται μέσω της ΡΥΤΗΙΑ.

Τα παραπάνω πακέτα, δημιουργούν αρχεία· το MADGRAPH και το ALPGEN, δημιουργούν *lhe* αρχεία ενώ η ΡΥΤΗΙΑ δημιουργεί *edm* αρχεία. Έπειτα από την δημιουργία των αρχείων αυτών, ξεκινά η διαδικασία της αδρονιοποίησης και της διέλευσης των γεγονότων, διαμέσου του ανιχνευτικού συστήματος.

6.3.1: Παραγωγή Σήματος

Για την παραγωγή του σήματος έγινε χρήση της ΡΥΤΗΙΑ6[87]. Πιο αναλυτικά, όσον αφορά τα *Colorons / hyper – π*, η παραγωγή κατά ζεύγη, των ανυσματικών μποζονίων, έγινε με χρήση των σωματιδίων *gluino*, τα οποία προέρχονται από την ΥπερΣυμμετρία, ενώ τα ενδιάμεσα μαζικά σωματάρια, μέσω των *techni-η*. Ένα ερώτημα που προκύπτει, έγκειται στη διαφορά του σπιν των ανυσματικών μποζονίων σε σχέση με το σπιν των *gluinos* (1 για τα ανυσματικά μποζόνια· 1/2 για τα *gluinos*). Επειδή στις προαναφερθείσες μεθόδους η γωνιακή κατανομή των πιδάκων ελέγχεται αμυδρά (π.χ. στην μέθοδο αποκοπής και μέτρησης ελέγχουμε ως προς την σφαιρικότητα αλλά η τιμή αποκοπής είναι πάρα πολύ χαμηλή, ενώ στην μέθοδο ανάλυσης πολλαπλών μεταβλητών, ελέγχουμε μόνο ως προς την τιμή της ψευδό-ωκύτητας), η διαφορά του σπιν έχει αμελητέα επίδραση στη συγκεκριμένη ανάλυση. Για την παραγωγή των *gluino* συγκρούονται δύο παρτόνια, με ενέργεια στο κέντρο μάζας $\sqrt{s} = 8TeV$ ενώ οι συγκρούσεις πραγματοποιούνται ανά 50ns. Τα παραγόμενα γεγονότα από την ΡΥΤΗΙΑ6, υπέστησαν περαιτέρω επεξεργασία μέσω του προσομοιωμένου ανιχνευτικού συστήματος του CMS. Η εκτέλεση έγινε με ταχεία προσομοίωση (*FastSimulation*) και λήφθηκε υπόψιν η εμφάνιση φαινομένου συσσώρευσης πιδάκων με χρήση του προφίλ **2012_Startup_inTimeOnly**. Για την παραγωγή των *AxiGluon / σ*, έγινε χρήση αρχικών καταστάσεων *gg* ή *qq* μέσω του καναλιού *s* για τα γλουόνια και του καναλιού *t* για τα *axigluons*. Τα στοιχεία πίνακα δημιουργήθηκαν με το MADGRAPH5[84] και στη συνέχεια ο καταιονισμός παρτονίων έγινε μέσω της Pythia6, ενώ η εκτέλεση έγινε με πλήρη προσομοίωση. Η προσομοίωση του σήματος, έλαβε χώρα σε ένα εύρος μαζών ($M_{\tilde{p}}, M_A$) και συγκεκριμένα:

- *Coloron* 0.4 TeV – 2.0 TeV (με βήμα 100GeV)

6.3: Προσομοίωση Γεγονότων

- *AxiGluon* $0.6 \text{ TeV} - 1.5 \text{ TeV}$ (με βήμα 100 GeV)

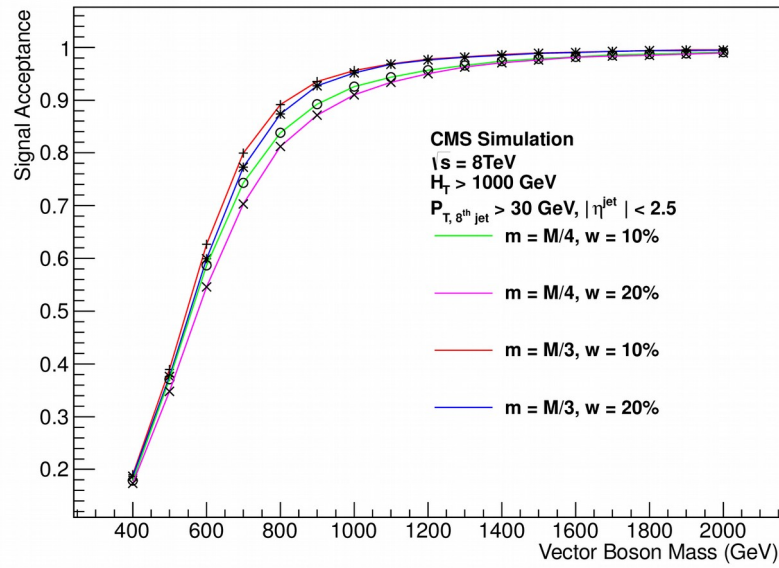
Το πλάτος της μάζας των ανυσματικών μποζονίων ($w_{M_{\tilde{\rho}}}, w_{M_A}$) τέθηκε ίσο με: 10% & 20% της μάζας του ανυσματικού μποζονίου, αντίστοιχα για κάθε μάζα.

Οι μάζες των ενδιαμέσων βαθμωτών σωματιδίων ($m_{h_{\tilde{\pi}}}, m_{\sigma}$) τέθηκαν ίσες με: 1/4 & 1/3 της μάζας του ανυσματικού μποζονίου, αντίστοιχα για κάθε μάζα. Σύμφωνα με αυτά, καταλήγουμε σε τέσσερα διαφορετικά σενάρια, τα οποία παράχθηκαν για τα παραπάνω εύρη:

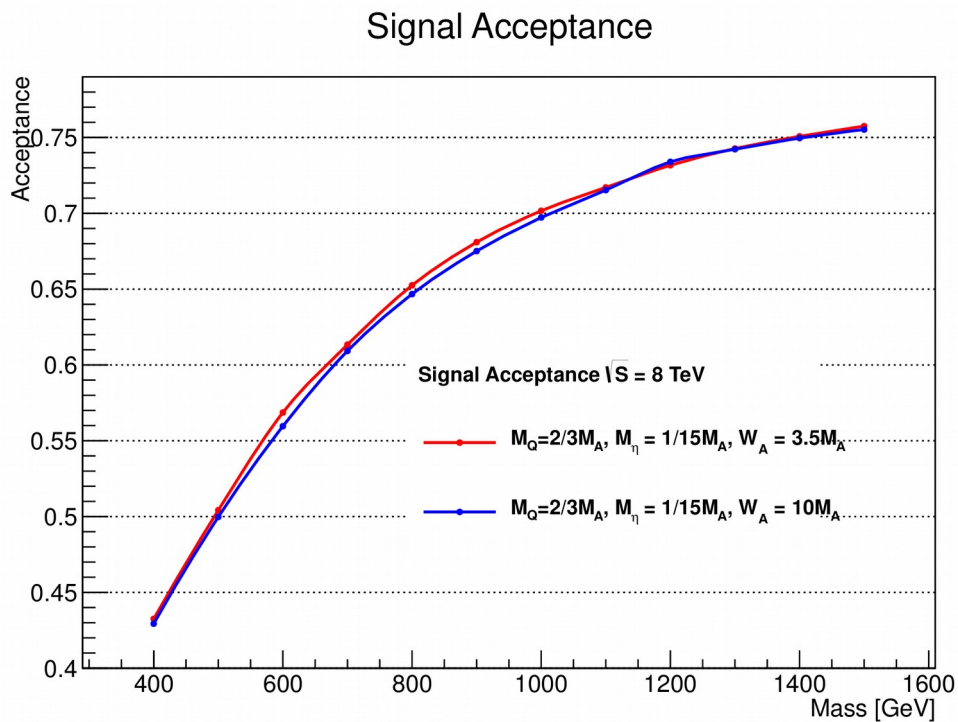
- $M_{\tilde{\rho}, A}$, $m_{h_{\tilde{\pi}}, \sigma} = \frac{M_{\tilde{\rho}, A}}{4}$, $w_{M_{\tilde{\rho}, A}} = 10 \% M_{\tilde{\rho}, A}$
- $M_{\tilde{\rho}, A}$, $m_{h_{\tilde{\pi}}, \sigma} = \frac{M_{\tilde{\rho}, A}}{4}$, $w_{M_{\tilde{\rho}}} = 20 \% M_{\tilde{\rho}}$ – $w_{M_A} = 15 \% M_A$
- $M_{\tilde{\rho}, A}$, $m_{h_{\tilde{\pi}}, \sigma} = \frac{M_{\tilde{\rho}, A}}{3}$, $w_{M_{\tilde{\rho}, A}} = 10 \% M_{\tilde{\rho}, A}$
- $M_{\tilde{\rho}, A}$, $m_{h_{\tilde{\pi}}, \sigma} = \frac{M_{\tilde{\rho}, A}}{3}$, $w_{M_{\tilde{\rho}}} = 20 \% M_{\tilde{\rho}}$ – $w_{M_A} = 15 \% M_A$

Η παραγωγή του σήματος εξαρτάται μόνο από γενικά χαρακτηριστικά (όπως η μάζα και το πλάτος της) ενώ οι προβλεπόμενες ενεργές διατομές, εξαρτώνται ακριβώς από τις παραμέτρους *Lagrange*. Ο υπολογισμός των ενεργών διατομών έγινε μέσω του MADGRAPH4[83] ως προς το πρώτης τάξης στοιχείο του πίνακα (*Leading Order matrix element*). Στον πίνακα (15) και στον πίνακα (16), φαίνονται για το *Axigluon* και για το *Coloron* αντίστοιχα, οι ενεργές διατομές ως προς το κάθε σημείο μάζας. Στην εικόνα (48) και Στην εικόνα (49) αποδίδεται η αποδεκτικότητα του σήματος για το *Coloron* και το *AxiGluon* αντίστοιχα, σύμφωνα με τα κριτήρια επιλογής που θα αναλυθούν στο υποκεφάλαιο (6.5). Η αβεβαιότητα ως προς την αποδεκτικότητα του σήματος ποικίλει από 8% για μικρές τιμές της μάζας (των ανυσματικών μποζονίων) έως 3% για μεγάλες τιμές της μάζας (των ανυσματικών μποζονίων) ενώ κυρίαρχο ρόλο παίζει η αβεβαιότητα της ενεργειακής κλίμακας των πιδάκων (*Jet Energy Scale Uncertainty*) όπως φαίνεται στην εικόνα (51) για το *Coloron* και στην εικόνα (50) για το *AxiGluon*.

6.3: Προσομοίωση Γεγονότων

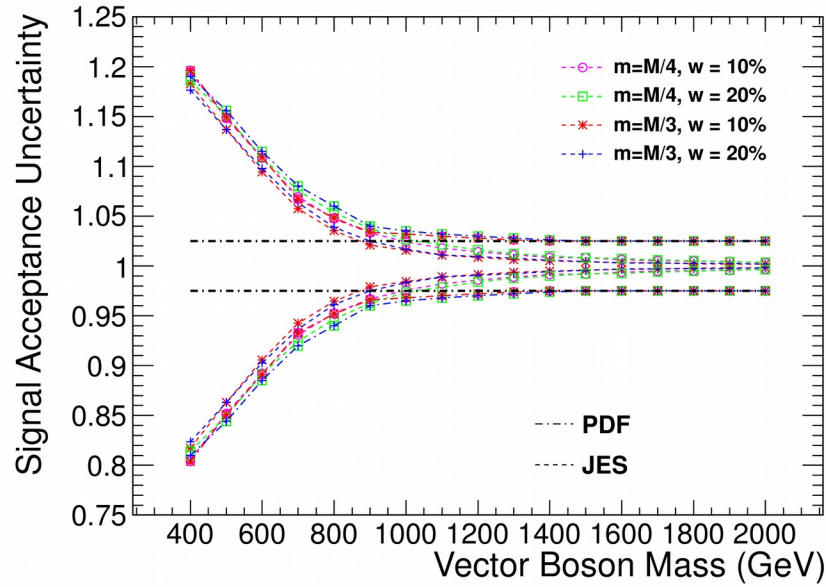


Εικόνα 48: Αποδεκτικότητα σήματος(Coloron) συναρτήσει της μάζας των ανυσματικών μποζονίων, όπου M = μάζα ανυσματικού μποζονίου, m = μάζα βαθμωτού σωματιδίου και w = πλάτος μάζας ανυσματικού μποζονίου

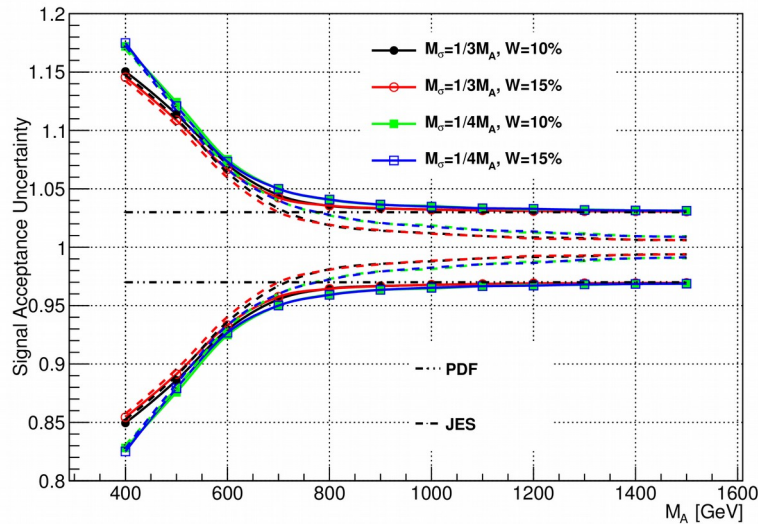


Εικόνα 49: Αποδεκτικότητα σήματος(AxiGluon) συναρτήσει της μάζας των ανυσματικών μποζονίων, όπου M = μάζα ανυσματικού μποζονίου, m = μάζα βαθμωτού σωματιδίου και w = πλάτος μάζας ανυσματικού μποζονίου

6.3: Προσομοίωση Γεγονότων



Εικόνα 50: Αβεβαιότητα της αποδεκτικότητας του σήματος (Coloron) συναρτήσει της μάζας των ανυσματικών μποζονίων, όπου M = μάζα ανυσματικού μποζονίου, m = μάζα βαθμωτού σωματιδίου και w = πλάτος μάζας ανυσματικού μποζονίου



Εικόνα 51: Αβεβαιότητα της αποδεκτικότητας του σήματος (Axigluon) συναρτήσει της μάζας των ανυσματικών μποζονίων, όπου M = μάζα ανυσματικού μποζονίου, m = μάζα βαθμωτού σωματιδίου και w = πλάτος μάζας ανυσματικού μποζονίου

6.4:Προσομοίωση Υποβάθρου της QCD

Η παραγωγή του υποβάθρου με χρήση του MADGRAPH5 και της PYTHIA6.4.22 (περιγράφεται στην παράγραφο 6.3), πραγματοποιήθηκε σε τέσσερις διαφορετικές περιοχές συνολικού αθροίσματος εγκάρσιων ορμών, H_T :

1. 100 to 250
2. 250 to 500
3. 500 to 1000
4. 1000 to ∞

Για τον Κινηματικό Φασικό Χώρο, σε αυτήν την αναζήτηση, έγινε χρήση των γεγονότων με συνολικό άθροισμα εγκάρσιων ορμών H_T , μεγαλύτερο των 250GeV ,

$$H_T \geq 250\text{GeV} \quad (108)$$

Η συλλογή των δεδομένων έγινε από τα εξής σετ δεδομένων:

- /QCD_HT-250To500_TuneZ2star_8TeV-madgraph-pythia6/Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1/A0DSIM
- /QCD_HT-500To1000_TuneZ2star_8TeV-madgraph-pythia6/Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1/A0DSIM
- /QCD_HT-1000ToInf_TuneZ2star_8TeV-madgraph-pythia6/Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1/A0DSIM

Επιπρόσθετα, παρήχθη υπόβαθρο QCD, με χρήση του γεννήτορα ALPGEN 2.14 [93]. Στο επίπεδο παρτονίων, χρησιμοποιήθηκαν 6 αρχικά παρτόνια για την σκληρή διαδικασία σκέδασης, σε αντίθεση με το MADGRAPH που χρησιμοποιεί μέχρι 4. Η συλλογή των δεδομένων έγινε από τα εξής σετ δεδομένων:

- /QCD6Jets_Pt-100to180_TuneZ2Star_8TeV-ALPGEN/Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V19-v1/A0DSIM
- /QCD6Jets_Pt-180to250_TuneZ2Star_8TeV-ALPGEN/Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V19-v1/A0DSIM
- /QCD6Jets_Pt-250to400_TuneZ2Star_8TeV-ALPGEN/Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V19-v1/A0DSIM
- /QCD6Jets_Pt-400to5600_TuneZ2Star_8TeV-ALPGEN/Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V19-v1/A0DSIM

Η παραγωγή του υποβάθρου QCD με χρήση του γεννήτορα ALPGEN, λόγω περιορισμένου χρόνου, δεν έγινε με μεγάλη στατιστική, όπως το υπόβαθρο QCD που γεννήθηκε με MADGRAPH(του οποίου η γέννηση έγινε επίσημα με μεγαλύτερη στατιστική). Επομένως, για την εκπαίδευση του νευρώνα χρησιμοποιήθηκε το υπόβαθρο QCD που γεννήθηκε με MADGRAPH ενώ το υπόβαθρο QCD που γεννήθηκε με ALPGEN, χρησιμοποιήθηκε για την εκτίμηση της αβε-

6.4: Προσομοίωση Υποβάθρου της QCD

βαιότητας της πρόβλεψης της QCD με μεγαλύτερο αριθμό αρχικών παρτονίων όπως επίσης και για τον υπολογισμό της αβεβαιότητας λόγω των διαφορετικών γεννητόρων.

6.5: Μελέτες Σκανδαλιστών – Συλλογή Δεδομένων

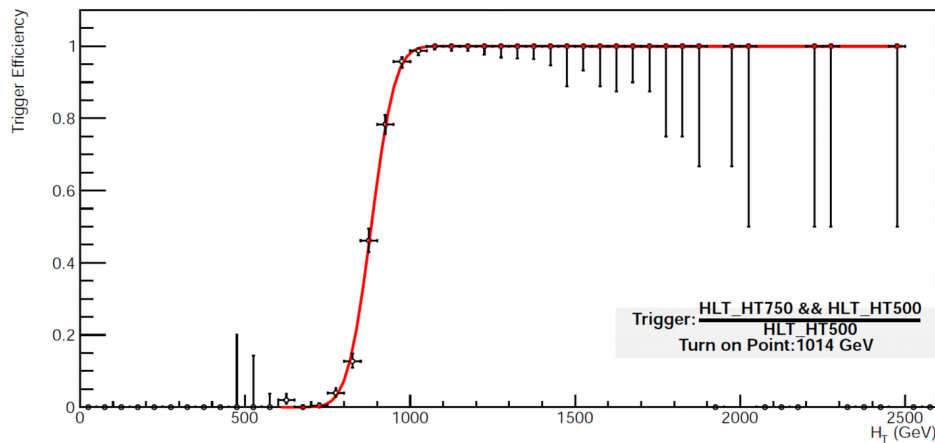
Για την συλλογή των δεδομένων, έγινε χρήση των σκανδαλιστών υψηλού επιπέδου HLT[71] και συγκεκριμένα, του σκανδαλιστή *HLT_HT750*. Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, ένας σκανδαλιστής άλλοτε δέχεται στην είσοδό του όλα τα δεδομένα που καταφτάνουν (*unPrescaled*) κι άλλοτε δέχεται ένα μέρος των δεδομένων (*Prescaled*). Ο *HLT_HT750* παρέμεινε *unPrescaled* καθ' όλη τη διάρκεια του πειράματος. Ο *HLT_HT750* χρησιμοποιεί πίδακες καλοριμέτρου κι έχει ως κριτήριο, το βαθμωτό άθροισμα των εγκάρσιων ορμών όλων των πιδάκων να είναι μεγαλύτερο των 750GeV,

$$H_T > 750 \text{ GeV} \quad (109)$$

Η τιμή των 750GeV είναι η ονομαστική τιμή του σκανδαλιστή και θα πρέπει να υπολογίσουμε για ποια ακριβώς τιμή του H_T , ο *HLT_HT750* αποδίδει 100%. Για τον υπολογισμό, χρησιμοποιήθηκαν τα δεδομένα που προήλθαν τόσο από τον *HLT_HT750* αλλά και από τον *HLT_HT500*. Ο *HLT_HT500* είναι ένας *prescaled* σκανδαλιστής, ενώ το κριτήριό του ως προς το άθροισμα των εγκάρσιων ορμών όλων των πιδάκων απαιτεί να είναι μεγαλύτερο των 500GeV. Τα γεγονότα που χρησιμοποιήθηκαν ελέγχθηκαν ως προς τη σύσταση των πιδάκων και συγκεκριμένα, ο κάθε πίδακας θα πρέπει να περιέχει τουλάχιστον δύο σωματίδια εκ των οποίων το ένα να είναι φορτισμένο αδρόνιο (*Charged Hadron*) ενώ το ποσοστό της ενέργειας των πιδάκων το οποίο προέρχεται από ουδέτερα αδρόνια και φωτόνια θα πρέπει να είναι λιγότερο από 90%. Με αυτά τα κριτήρια (*tight jet ID*) επιτυγχάνουμε να έχουμε φυσικούς πίδακες σε ποσοστό μεγαλύτερο του 99%. Επιπροσθέτως, πίδακες των οποίων η εγκάρσια ορμή είναι μικρότερη των 30GeV ή έχουν ψευδό-ωκύτητα μεγαλύτερη του 2.5, απορρίπτονται. Επιστρέφοντας στον υπολογισμό της τιμής του H_T , όπου ο *HLT_HT750* αποδίδει 100%, γίνεται χρήση των γεγονότων που πληρούν αφενός τα παραπάνω κριτήρια· αφετέρου, για τα γεγονότα αυτά, ενεργοποιήθηκαν οι σκανδαλιστές *HLT_HT750* και *HLT_HT500*. Καταλήγουμε να έχουμε δύο ιστογράμματα της κατανομής του H_T · το ένα προέρχεται από γεγονότα που ενεργοποίησαν τον *HLT_HT750* και τον *HLT_HT500* ενώ το δεύτερο προέρχεται από γεγονότα που ενεργοποίησαν μόνο τον *HLT_HT500*. Συνεπώς, το πρώτο εικονα είναι υποσύνολο του δευτέρου και στη συνέχεια τα διαιρούμε. Το αποτέλεσμα διαφαίνεται Στην εικόνα (23) απ' όπου είναι εμφανές πως ο σκανδαλιστής *HLT_HT750* γίνεται 100% αποδοτικός και αποφεύγονται φαινόμενα πόλωσης (*trigger bias*), για τιμές του H_T μεγαλύτερες των 1000GeV,

$$H_T > 1000 \text{ GeV} \quad (110)$$

6.5:Μελέτες Σκανδαλιστών – Συλλογή Δεδομένων



Εικόνα 52: Αποδοτικότητα σκανδαλιστή συναρτήσει του $H_T = \sum P_T$ για γεγονότα τα οποία έχουν τουλάχιστον 8 αρχικούς πίδακες με $P_T > 30\text{GeV}$ και $|\eta| < 2.5$. Η αποδοτικότητα γίνεται 100% για $H_T > 1000\text{GeV}$

Κατά το έτος 2012, η δέσμη στον LHC έτρεξε για τέσσερις διαφορετικές “εποχές”, οι οποίες καλούνται *RunA*, *RunB*, *RunC* και *RunD*. Τα δεδομένα που συλλέχθηκαν με τον *HLT_HT750* προέρχονται από τα εξής σετ δεδομένων:

- /HT/Run2012A-22Jan2013-v1/A0D
- /JetHT/Run2012B-22Jan2013-v1/A0D
- /JetHT/Run2012C-22Jan2013-v1/A0D
- /JetHT/Run2012D-22Jan2013-v1/A0D

και ανακατασκευάστηκαν μέσω του πακέτου λογισμικού *CMSSW_5_3_14*. Για την επιλογή δεδομένων καλή ποιότητα έγινε χρήση του κάτωθι αρχείου JSON, το οποίο περιέχει μόνο να τις καλές περιόδους φωτεινότητας (*Luminosity Sections*) καθώς και τις καλές εκτελέσεις (*runs*):

Cert_190456-208686_8TeV_22Jan2013ReReco_Collisions12_JSON.txt

Η ολοκληρωμένη φωτεινότητα καθώς και τα εύρη εκτελέσεων για τις διάφορες περιόδους, φαίνονται στον πίνακα (11).

Era	Run – range	Integrated Luminosity (pb ⁻¹)
Run2012A-22Jan2013	190456 – 193621	889.362
Run2012B-22Jan2013	193834 – 196531	4429
Run2012C-22Jan2013	198934 – 203746	6657
Run2012D-22Jan2013	203768 – 208686	7318

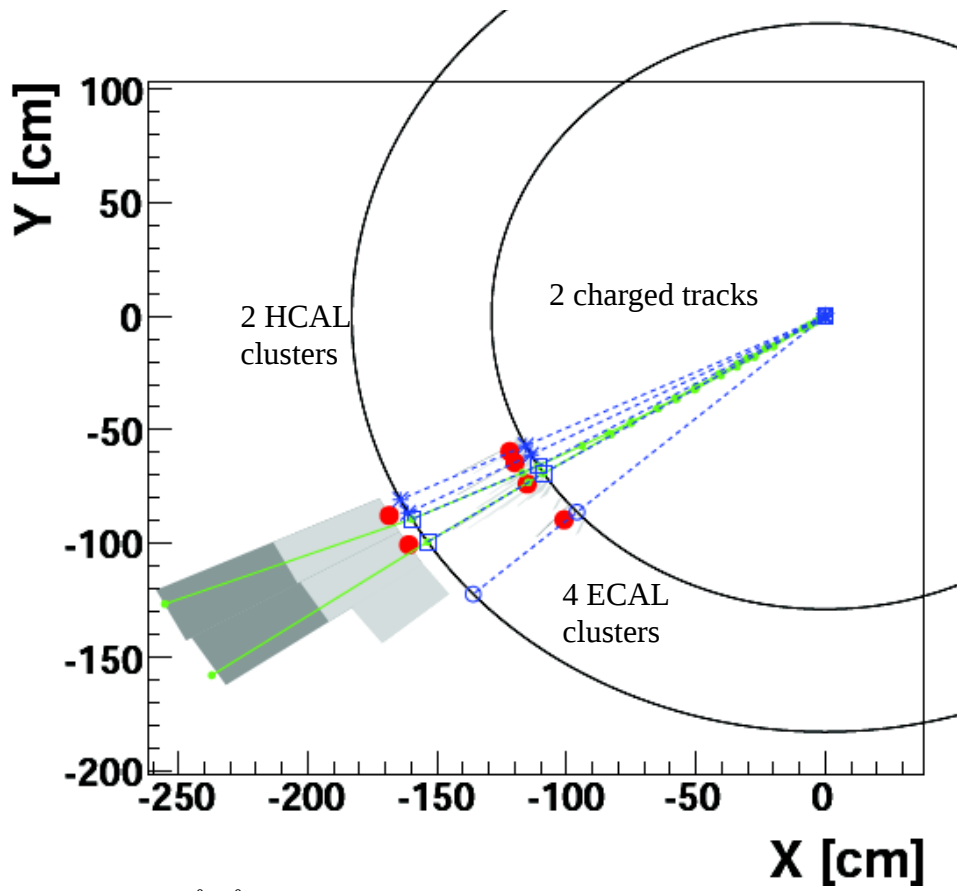
Πίνακας 11: Διάφορες περίοδοι και εύρη εκτελέσεων που χρησιμοποιήθηκαν στην παρούσα ανάλυση. Η ολική ολοκληρωμένη φωτεινότητα, είναι ίση με 19.79fb^{-1}

6.6:Ανίχνευση και Ανακατασκευή πιδάκων: Οι αλγόριθμοι ParticleFlow και anti – k_T

6.6.1:Η Τεχνική Ροής Σωματιδίου για την Ανακατασκευή Σωματιδίων (Particle Flow Reconstruction)

Η ανακατασκευή των σωματιδίων και κατ' επέκταση των πιδάκων, είναι ζωτικής σημασίας κατά την ανάλυση των πειραματικών δεδομένων. Μια πολύ αποδοτική μέθοδος είναι η τεχνική της Ροής Σωματιδίου (*Particle Flow*[94])· στοχεύει στην, όσο το δυνατόν, ακριβέστερη ανακατασκευή του σωματιδίου κάνοντας χρήση όλων των διαθέσιμων πληροφοριών που έχουν καταγραφεί για εκείνο. Πιο συγκεκριμένα, λαμβάνονται υπόψιν όλοι οι ανιχνευτές οι οποίοι ενεργοποιήθηκαν κατά την διέλευσή του αποσκοπώντας τόσο στον ακριβέστερο υπολογισμό της τετραορμής όσο και στην ταυτοποίησή του.

Για παράδειγμα, ας θεωρήσουμε την ύπαρξη ενός π^0 το οποίο δεν αφήνει κάποιο ίχνος στον ανιχνευτή τροχιών, όμως η διάσπασή του σε δύο φωτόνια, δεσμεύει δύο συστάδες (*clusters*) στο ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο. Καθώς δεν υπάρχει ίχνος στον ανιχνευτή τροχιών που να μπορεί να συνδυαστεί με τις συγκεκριμένες συστάδες του ηλεκτρομαγνητικού καλορίμετρου, τότε συμπεραίνουμε πως πρόκειται για φωτόνια. Καθώς τα φωτόνια προέρχονται από το ίδιο π^0 ανιχνεύεται και το σωματίο. Επιπρόσθετα, θα μπορούσαμε να θεωρήσουμε την ύπαρξη ενός π^+ κι ενός π^- τα οποία θα αφήσουν το στίγμα τους τόσο στον ανιχνευτή τροχιών, όσο και στο αδρονικό καλορίμετρο. Το π^- θα εναποθέσει ένα ακόμη μέρος της ενέργειάς του στο ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο. Από τον συνδυασμό του ανιχνευτή τροχιών και του αδρονικού καλορίμετρου(και του ηλεκτρομαγνητικού καλορίμετρου για το π^-) θα προσδιοριστεί η ταυτότητα και η τετραορμή τους. Ακόμη, θα μπορούσε να υποτεθεί η ύπαρξη ενός K_L^0 το οποίο θα εντοπιζόταν να έχει εναποθέσει την ενέργειά του στο ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο. Τα παραπάνω αποδίδονται σχηματικά στην εικόνα (53) [95]. Με το πέρας της αναγνώρισης των σωματιδίων, όλα τα σωματίδια μπαίνουν σε μια λίστα, σαν να είχαν δημιουργηθεί μέσω μιας διαδικασίας *Monte Carlo*. Η συγκεκριμένη λίστα, στη συνέχεια, δίνεται σε κάποιο αλγόριθμο ανακατασκευής πίδακα.



Εικόνα 53: Τα $K_L^0, \pi^0, \pi^+, \pi^-$ θα φαίνονται ξεκάθαρα στο ECAL ενώ ο ανιχνευτής τροχιών και το HCAL κρατάει τα ίχνη μόνο για τα π^+, π^-

6.6.2: Ο αλγόριθμος anti – k_T

Ο αλγόριθμος anti – k_T [96] ανήκει στην κατηγορία των *IRC safe* αλγορίθμων ανίχνευσης πιδάκα. Ο όρος *IRC safe* υποδεικνύει πως ο αλγόριθμος είναι *Infrared and Collinear safe*. Ως *infrared*, αποδίδονται περιπτώσεις κατά τις οποίες ένα σωματίο χαμηλής ενέργειας θα μπορούσε να βρεθεί στο εσωτερικό του πιδάκα και να μεταβάλει το σχήμα του. Ως *collinear* αποδίδονται περιπτώσεις κατά τις οποίες έχουμε την διάσπαση ενός παρτονίου σε δύο συγγραμικά· η περίπτωση κατά την οποία το ένα εκ των δύο παρτονίων θα βρεθεί εκτός του πιδάκα (οδηγώντας σε χαμηλότερη τιμή ενέργειας) λαμβάνεται υπόψιν και διορθώνεται. Επομένως με τον όρο *IRC safe* εννοείται πως ο πιδάκας, θα πρέπει να ανακατασκευαστεί σαν να ήταν σε *parton – level*. Ο anti – k_T δημιουργεί συστάδες γύρω από υψηλής ενέργειας σωματίδια. Πιο συγκεκριμένα, μπορούμε να υποθέσουμε μια περίπτωση όπου υπάρχουν μερικά σωματίδια με ισχυρές εγκάρσιες ορμές, για παράδειγμα p_{T1}, p_{T2} κτλ, ενώ συγχρόνως υπάρχουν πολλά σωματίδια με χαμηλές εγκάρσιες ορμές. Ορίζουμε τις εξής ποσότητες, τις οποίες θα χρησιμοποιήσουμε παρακάτω:

$$d_{ij} = \min \left(\frac{1}{P_{Ti}^2}, \frac{1}{P_{Tj}^2} \right) \frac{(\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2}{R^2} \quad , \quad d_i = \frac{1}{P_{Ti}^2} \quad , \quad d_j = \frac{1}{P_{Tj}^2} \quad (111)$$

6.6: Ανίχνευση και Ανακατασκευή πιδάκων: Οι αλγόριθμοι ParticleFlow και anti – kT

Στην (111) παρατηρούμε τρεις σχέσεις· ας θεωρήσουμε πως με τον δείκτη i ορίζονται τα σωματίδια με μεγάλη εγκάρσια ορμή ενώ με j τα σωματίδια με χαμηλή εγκάρσια ορμή (θα γίνει εμφανές παρακάτω πως ο διαχωρισμός δεν παίζει ρόλο στο αποτέλεσμα). Εκ των d_{ij} , d_i , d_j γίνεται έλεγχος προς εύρεση της μικρότερης ποσότητας. Εάν η μικρότερη είναι η d_{ij} τότε τα i και j σωματίδια συγχωνεύονται. Εάν η μικρότερη είναι μία εκ των d_i και d_j τότε το αντίστοιχο σωματίδιο θεωρείται πίδακας και διαγράφεται από τη λίστα των σωματίων. Ο λόγος για τον οποίο δεν πραγματοποιείται η συγχώνευση σε αυτή την περίπτωση, μπορεί να εξηγηθεί εύκολα εάν πάρουμε την περίπτωση που ισχύει:

$$d_i < d_{ij} \quad (112)$$

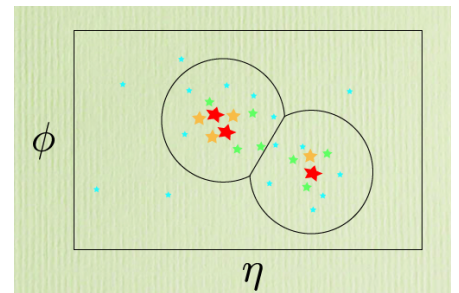
Από την (112) γίνεται εύκολα εμφανές, πως η ανισότητα καταλήγει

$$(\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2 > R^2 \quad (113)$$

που σημαίνει ότι η απόσταση μεταξύ των δύο σωματίων υπερβαίνει την ακτίνα του πίδακα (όπου R είναι η ακτίνα του πίδακα). Η διαδικασία επαναλαμβάνεται μέχρις ότου διαγραφούν όλα τα σωματίδια από τη λίστα.

Επιπροσθέτως διακρίνουμε τις εξής περιπτώσεις:

- Υποθέτουμε πως σε απόσταση $2R$, από ένα σωματίδιο μεγάλης εγκάρσιας ορμής, δεν βρίσκεται κάποιο άλλο σωματίδιο εξίσου μεγάλης ορμής, τότε θα συσπειρώσει όλα τα σωματίδια μικρής εγκάρσιας ορμής που βρίσκονται γύρω του (σε απόσταση R), δημιουργώντας έναν τέλειο κώνο. Ο λόγος που επιλέχθηκε η απόσταση $2R$ (κι όχι απλώς R) προέρχεται από το γεγονός πως η ελάχιστη απόσταση μεταξύ δύο κύκλων ίδιας ακτίνας, ώστε να μην αλληλεπικαλύπτονται, ισούται με το άθροισμα των ακτίνων τους.
- Υποθέτουμε την ύπαρξη δύο σωματίων μεγάλης εγκάρσιας ορμής ενώ για την μεταξύ τους απόσταση ισχύει $R < \Delta_{12} < 2R$. Ο σχηματισμός των πιδάκων, δε μπορεί να είναι απόλυτα κωνικός για κανένα από τα δύο σωματίδια κι έχει εξάρτηση από την τιμή της εγκάρσιας ορμής. Συγκεκριμένα εάν, για παράδειγμα, η εγκάρσια ορμή του σωματίου i είναι κατά πολύ μεγαλύτερη από του σωματίου j , τότε το σωματίδιο i θα έχει ένα κωνικό πίδακα σε αντίθεση με το σωματίδιο j το οποίο θα είναι μερικώς κωνικό (καθώς το άλλο μέρος του χάνεται από την αλληλεπικάλυψη με το σωματίδιο i). Στην περίπτωση που οι εγκάρσιες ορμές τους είναι ίσες τότε θα έχουμε δύο μερικούς κώνους με το κομμάτι της



Εικόνα 54: Σχηματική αναπαράσταση πιδάκων που προέρχονται από δύο σωματίδια μεγάλης εγκάρσιας ορμής και πολλά σωματίδια χαμηλής εγκάρσιας ορμής

6.6:Ανίχνευση και Ανακατασκευή πιδάκων: Οι αλγόριθμοι ParticleFlow και anti – kT

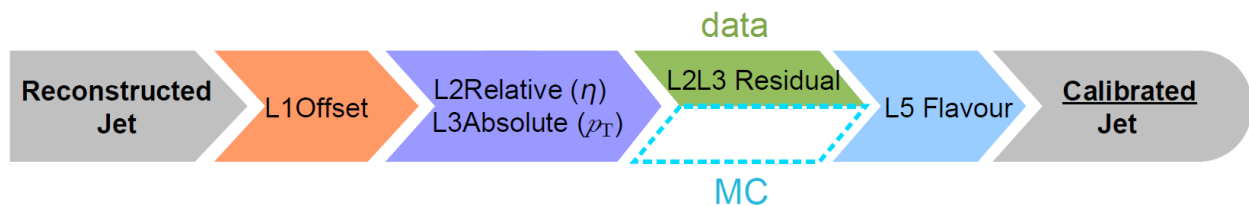
αλληλεπικάλυψης ισόποσα μοιρασμένο, όπως φαίνεται στην εικόνα (54) [97].

- Υποθέτουμε και πάλι την ύπαρξη δύο σωματίων μεγάλης εγκάρσιας ορμής ενώ για την μεταξύ τους απόσταση ισχύει $\Delta_{12} < R$. Σε αυτήν την περίπτωση, τα δύο σωματίδια θα φτιάξουν έναν πίδακα το κέντρο του οποίου θα καθοριστεί κυρίως από εκείνο με την μεγαλύτερη εγκάρσια ορμή.

Να σημειώσουμε πως, μέχρι στιγμής, οι τιμές που μπορεί να πάρει το R είναι δύο· 0.5 και 0.7 και αντιπροσωπεύουν την ακτίνα του κώνου.

6.6.3:Διορθώσεις της Ενέργειας των Πιδάκων (*Jet Energy Correction*)

Όπως όλες οι μετρήσεις εμπεριέχουν κάποιο ποσοστό σφάλματος, έτσι και η μέτρηση της ενέργειας από τον ανιχνευτή του CMS, αποδίδεται με τιμή διαφορετική από την πραγματική. Οι διαφορές οφείλονται τόσο σε μηχανικά ζητήματα, όσο και σε ζητήματα φυσικής. Στα μηχανικά ζητήματα συγκαταλέγονται φαινόμενα μη γραμμικής και μη ομοιόμορφης απόκρισης των καλοριμέτρων, ενώ στα ζητήματα φυσική έχουμε την ύπαρξη πρόσθετων συγκρούσεων. Για την επίλυση του προβλήματος, θεσπίστηκε ένα πακέτο διορθώσεων[98][99], τα περιεχόμενα του οποίου, αναφέρονται σε καθένα από τα προαναφερθέντα ζητήματα και καλούνται *Jet Energy Corrections*[100]. Στην εικόνα (55) παρατηρούμε την αλυσίδα των διορθώσεων που υφίσταται ένας πίδακας μέχρις ότου θεωρηθεί πλήρως διορθωμένος.



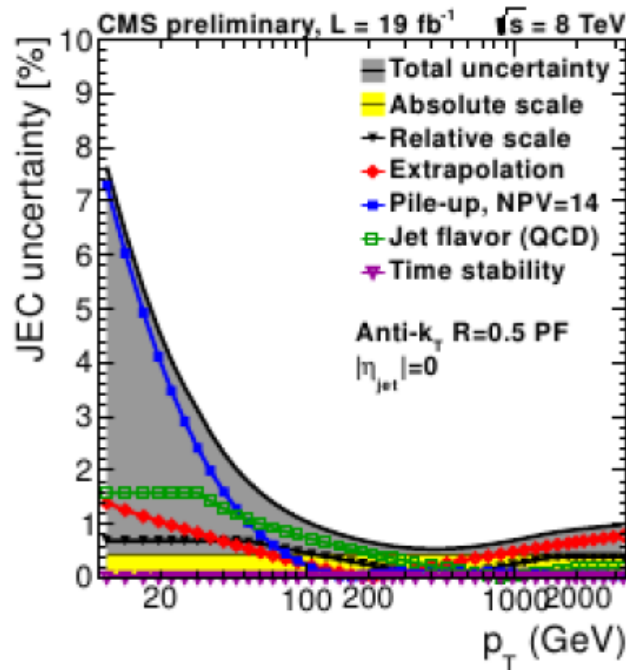
Εικόνα 55: Ακολουθία των επιμέρους διορθώσεων σύμφωνα με τη σειρά που εφαρμόζονται, καταλήγοντας στον πλήρως διορθωμένο πίδακα

- Αρχικά, εφαρμόζεται η διόρθωση της διαφοράς της εγκάρσιας ορμής (**L1 Offset Correction**) η οποία στοχεύει στην αφαίρεση των ενεργειών οι οποίες δε σχετίζονται με την αρχική σύγκρουση, αλλά προέρχονται από θόρυβο των ηλεκτρικών συστημάτων (*ECAL or HCAL noise*) ή από επιπρόσθετα γεγονότα (*Pile – Up*) [101],[102]. Τρεις διαφορετικές μέθοδοι, αναπτύχθηκαν για τον υπολογισμό της συγκεκριμένης διόρθωσης οι: *Jet Area*, *Average Offset* και *Hybrid Jet Area*[98].
- Ακολουθώς, εφαρμόζεται η σχετική διόρθωση πίδακα (**L2 Relative Jet Correction**) η οποία διορθώνει την εξάρτηση της μέτρησης από την ψευδό-ωκύτητα[103]. Η απόκριση του ανιχνευτή, ποικίλει για τις διαφορετικές τιμές της ψευδό-ωκύτητας λόγω της ανομοιομορφίας του. Η διόρθωση ενός πίδακα γίνεται με χρήση της σχετικής απόκρισης όσον αφορά τη μέτρηση της ενέργειας, σε μια συγκεκριμένη περιοχή ελέγχου (*Control Region*). Ως περιοχή ελέγχου, θεωρούμε την περιοχή του βαρελιού για $|\eta| < 1.3$. Η σχετι-

6.6: Ανίχνευση και Ανακατασκευή πιδάκων: Οι αλγόριθμοι ParticleFlow και anti – kT

κή απόκριση προκύπτει από τον λόγο της εγκάρσιας ορμής που υπολογίστηκε στην περιοχή ελέγχου, ως προς την εγκάρσια ορμή που μετρήθηκε στο καλορίμετρο. Με χρήση προσομοιωμένων γεγονότων δύο πιδάκων QCD (*QCD Dijet events – MC truth*) υπολογίζεται η διόρθωση, ως εξής: Αρχικά, στα προσομοιωμένα γεγονότα έχουμε την πληροφορία για τους πίδακες σε επίπεδο σωματιδίων (*GenJets*) όπου ακόμη δεν έχει εμπλακεί ο ανιχνευτής. Στο σημείο αυτό υπολογίζουμε δύο νέες εγκάρσιες ορμές, μία στην περιοχή ελέγχου και μία σε μια τυχαία περιοχή. Ο λόγος των δύο ορμών μας δίνει την διόρθωση η οποία εφαρμόζεται στα πραγματικά πειραματικά δεδομένα, καταλήγοντας σε μια κατανομή για την εγκάρσια ορμή, σχεδόν επίπεδη.

- Έπειτα εφαρμόζεται η απόλυτη διόρθωση πίδακα (***L3 Absolute Jet Correction***) η οποία αναφέρεται στην εξάρτηση της απόκρισης του ανιχνευτή, από την εγκάρσια ορμή η οποία οφείλεται στην μη γραμμικότητά του. Και πάλι με χρήση προσομοιωμένων γεγονότων δύο πιδάκων QCD (*QCD Dijet events – MC truth*) ταιριάζουμε τον πίδακα του καλοριμέτρου με τον πίδακα επιπέδου σωματιδίου (*GenJet*), μέσω της συνθήκης $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ με την απαίτηση $\Delta R \leq 0.25$ ενώ οι περιπτώσεις όπου ισχύει $\Delta R > 0.25$ δε λαμβάνονται υπόψιν. Ως περιοχή ελέγχου, θεωρούμε την περιοχή του βαρελιού για $|\eta| < 1.3$. Η απόκριση υπολογίζεται ως ο λόγος της εγκάρσιας ορμής του *GenJet* δια την εγκάρσια ορμή που μετρήθηκε από το καλορίμετρο. Η προκύπτουσα κατανομή προσαρμόζεται και η αναστροφή της προκύπτουσας συνάρτησης, μας δίνει τη διόρθωση συναρτήσει της εγκάρσιας ορμής που μετρήθηκε από το καλορίμετρο.
- Τέλος, υπάρχουν οι υπόλοιπες διορθώσεις (***Residual Corrections***) οι οποίες αναφέρονται στις διαφορές μεταξύ των πειραματικών και των προσομοιωμένων δεδομένων κι εφαρμόζονται μόνο στα πειραματικά δεδομένα.
- Πρόσθετες διορθώσεις, αποτελούν διορθώσεις ως προς την εξάρτηση από το χρωματικό φορτίο, το υπόβαθρο του γεγονότος (*Underlying event*), το ποσοστό ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας και επίπεδο παρτονίων. Οι διορθώσεις αυτές, δεν είναι υποχρεωτικό να εφαρμοστούν.



Εικόνα 56: Η κατανομή της αβεβαιότητας της διόρθωσης της ενέργειας συναρτήσει της εγκάρσιας ορμής, μετά την εφαρμογή των διορθώσεων

Να σημειώσουμε, πως με τον όρο “εφαρμογή διόρθωσης” εννοούμε την χρήση πολλαπλασιαστικών παραγόντων. Στην εικόνα (56) βλέπουμε την κατανομή της αβεβαιότητας των διορθώσεων ενέργειας πίδακα, συναρτήσει της εγκάρσιας ορμής, για τις διάφορες διορθώσεις που εφαρμόστηκαν. Σημαντικό είναι πως για εγκάρσιες ορμές μεγαλύτερες των 100 GeV , η αβεβαιότητα είναι μικρότερη του 1%.

6.6.4:Ολική διαδικασία ως προς την ανακατασκευή των πιδάκων (Jets)

Στην παρούσα ανάλυση οι πίδακες ανακατασκευάστηκαν μέσω του αλγορίθμου anti – k_T[96] κάνοντας χρήση του κώνου $R = 0.5$, ενώ η δημιουργία των συστάδων έγινε μέσω του πακέτου fastJET[104],[105], αθροίζοντας τις τετραορμές των σωματιδίων που ανακατασκευάστηκαν μέσω της τεχνικής Ροής Σωματιδίων. Οι τελικοί πίδακες υφίστανται μια επιπλέον διόρθωση, ως προς την ενέργειά τους, η οποία σχετίζεται με την μη γραμμική και ανομοιόμορφη απόκριση του καλοριμέτρου όσον αφορά τα ουδέτερα αδρόνια (που απαρτίζουν τον πίδακα). Η ορμή των φορτισμένων αδρονίων και των φωτονίων μετράται με μεγάλη ακρίβεια από τον ανιχνευτή τροχιών και το ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο, αντίστοιχα. Οι συγκεκριμένες διορθώσεις ως προς την ενέργεια των πιδάκων, προέρχονται από γεγονότα προσομοίωσης, τα οποία γεννήθηκαν με PYTHIA6.4.22(PYTHIA6[86]) και στη συνέχεια διήλθαν από τον προσομοιωμένο ανιχνευτή του CMS (η προσομοίωση έγινε μέσω του GEANT4[82]). Επιπροσθέτως, μια ακόμη διόρθωση λαμβάνεται υπόψιν ως προς την περαιτέρω ενέργεια που μπορεί να συλληφθεί στις συστάδες, προερχόμενη από δευτερεύουσες συγκρούσεις πρωτονίου – πρωτονίου (*in and out of time pile-up*). Η διόρθωση ενέργειας των πιδάκων, όπως προαναφέρθηκε, έχει εξάρτηση τόσο από την τιμή της ψευδό-ωκύτη-

6.6: Ανίχνευση και Ανακατασκευή πιδάκων: Οι αλγόριθμοι ParticleFlow και anti – kT

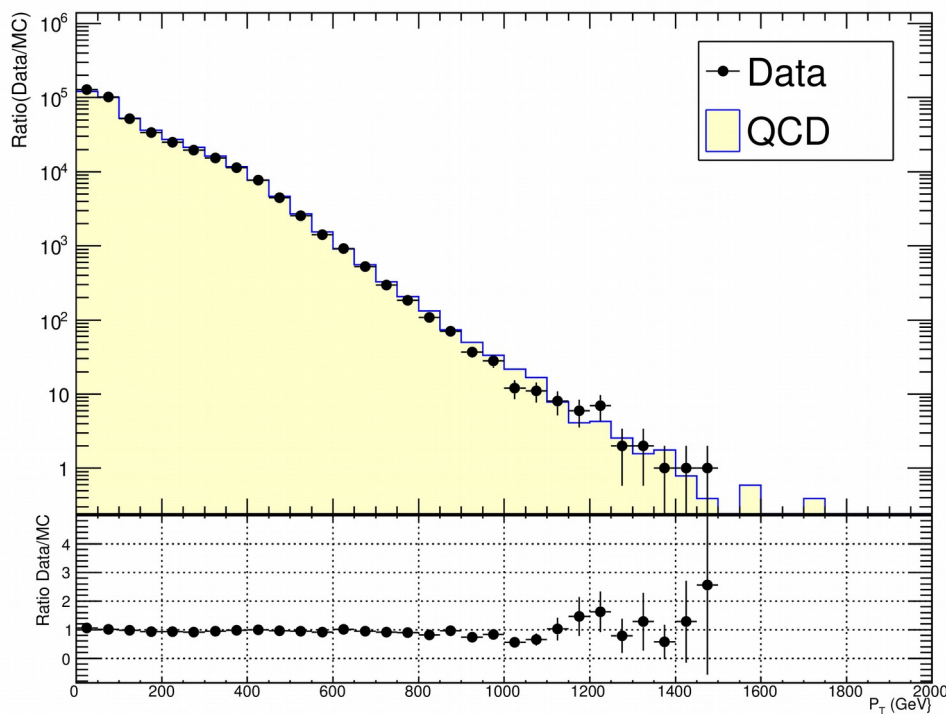
τας όσο και από την τιμή εγκάρσιας ορμής κι έχει πολλαπλασιαστικό χαρακτήρα (πολλαπλασιαστικός παράγοντας). Για παράδειγμα, ένας πίδακας του οποίου η εγκάρσια ορμή είναι ίση με $P_T = 100 \text{ GeV}$ τότε ο πολλαπλασιαστικός παράγοντας έχει τιμή ίση με 1.1 (και φθίνει προς το 1.0, όσο αυξάνει η τιμή της εγκάρσιας ορμής).

6.7: Data / MC

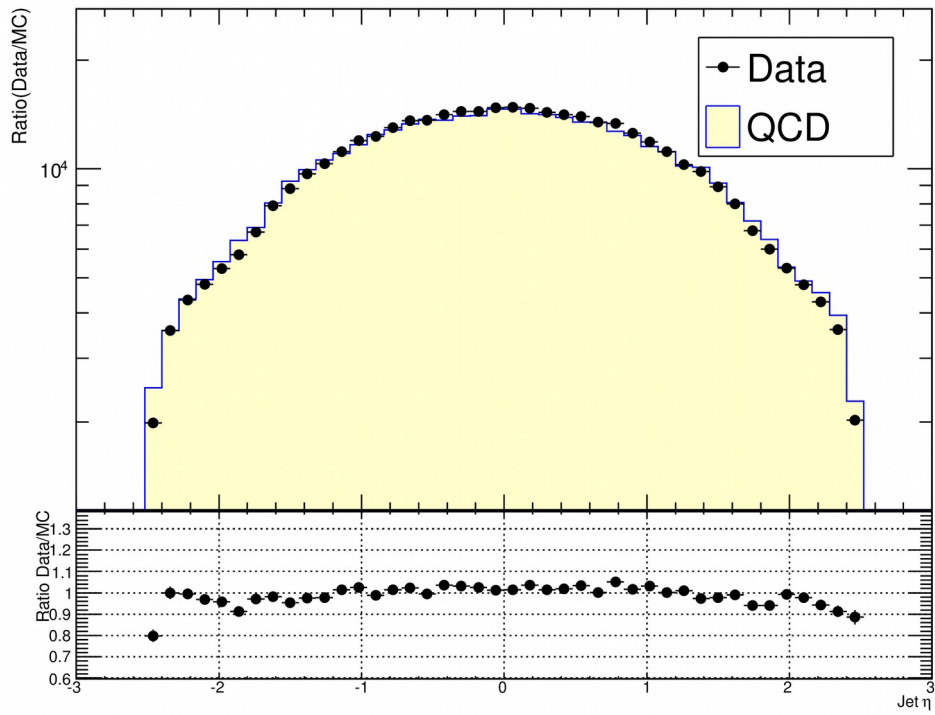
Για τον έλεγχο του υποβάθρου της QCD (όπως αναλύθηκε στο (6.4)) μελετήσαμε τις κατανομές διαφόρων μεγεθών και τα συγκρίναμε ως προς τα πραγματικά δεδομένα με σκοπό τόσο τον έλεγχο της εγκυρότητας του υποβάθρου όσο και της ποιότητας των πραγματικών δεδομένων. Τα κριτήρια αποκοπής προέρχονται από τη μελέτη του σκανδαλιστή *HLT_HT750* (6.5). Όλες, οι κατανομές που προέρχονται από το υπόβαθρο, κανονικοποιούνται στην τιμή του ολοκληρώματος των δεδομένων. Στο κάτω μέρος κάθε ιστογράμματος παρατίθεται η διαίρεση των δύο κατανομών, για ακριβέστερη απεικόνιση των διαφορών ή των ομοιοτήτων.

6.7.1: Ιδιότητες Πιδάκων

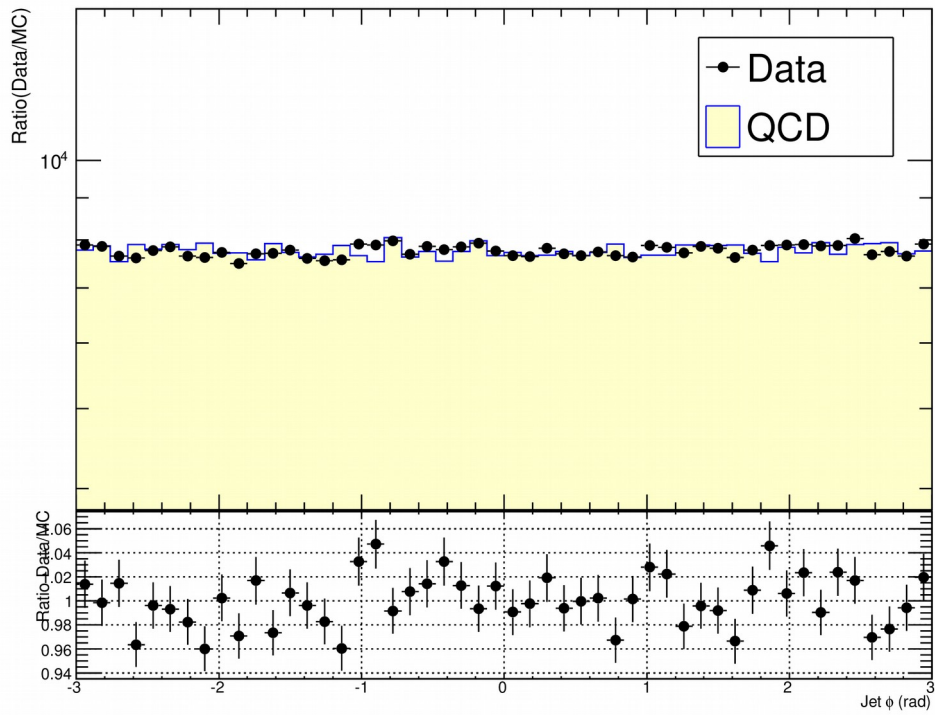
Για τις ιδιότητες των πιδάκων, υπολογίσθηκαν οι κατανομές της εγκάρσιας ορμής, της ψευδό-ωκύτητας και της αζιμουθιακής γωνίας, ως προς όλους τους πίδακες όλων των γεγονότων. Οι κατανομές παρατίθενται στις εικόνες (57), (58) και (25), καταλήγοντας πως τα πειραματικά και προσομοιωμένα δεδομένα, βρίσκονται σε καλή συμφωνία μεταξύ τους.



Εικόνα 57: Κατανομή της εγκάρσιας ορμής όλων των πιδάκων



Εικόνα 58: Κατανομή της ψευδό-ωκότητας όλων των πιδάκων



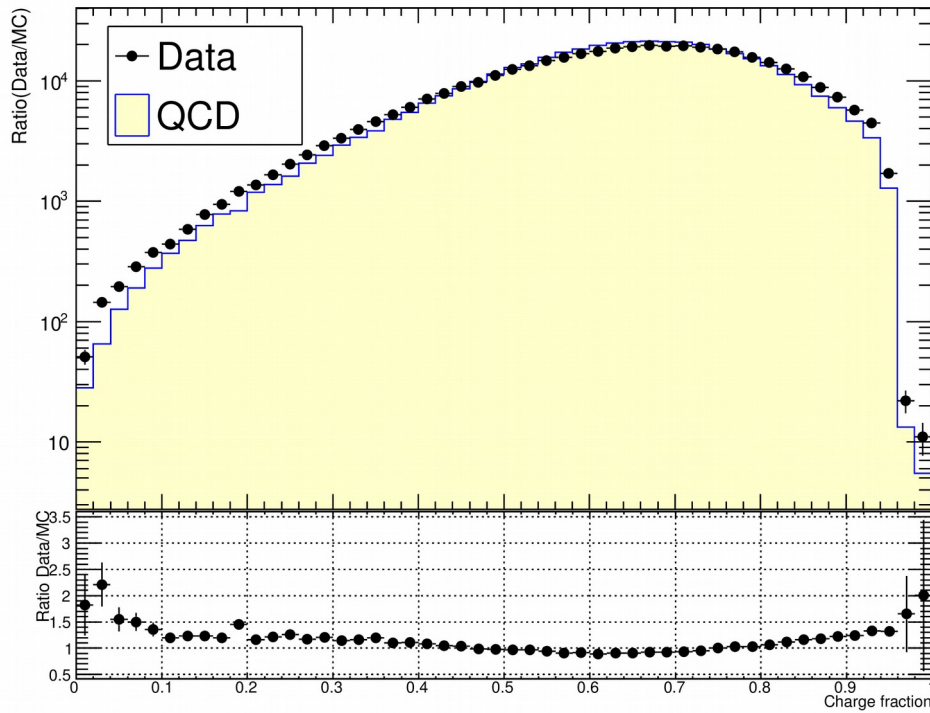
Εικόνα 59: Κατανομή της αζιμουθιακής γωνίας όλων των πιδάκων

6.7.2: Σύνθεση Πιδάκων

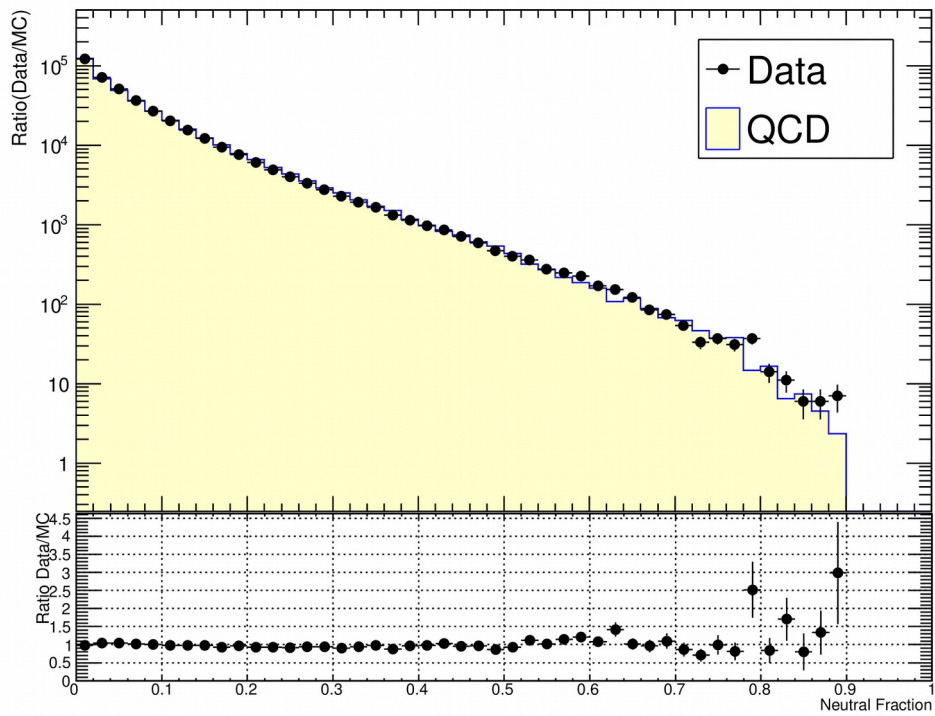
Για την σύνθεση των πιδάκων, μελετήσαμε την κατανομή του ποσοστού των φορτισμένων αδρονίων, των ουδέτερων αδρονίων και των φωτονίων. Έγινε επίσης μια μέτρηση όσον αφορά τα επιπρόσθετα γεγονότα (*pile-up*), με σκοπό να επικυρωθεί η απόρριψη πιδάκων που προέρχονται από τέτοια φαινόμενα. Σε περίπτωση ύπαρξης θορύβου, προερχόμενου από το αδρονικό καλορίμετρο, αναμένεται μια κορυφή γύρω από το μηδέν στην κατανομή του ποσοστού των φορτισμένων αδρονίων και μια κορυφή γύρω από τη μονάδα, στην κατανομή του ποσοστού των ουδέτερων αδρονίων. Στις εικόνες (60) και (61), παρατίθενται οι κατανομές των ποσοστών των φορτισμένων και των ουδέτερων αδρονίων, αντίστοιχα, ενώ δεν παρατηρείται κάποια κορυφή στις προαναφερθείσες τιμές· συμπεραίνουμε πως η ύπαρξη θορύβου έχει απορριφθεί. Σε περίπτωση ύπαρξης θορύβου από το ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο, αναμένεται μια κορυφή γύρω από τη μονάδα, στην κατανομή του ποσοστού των φωτονίων. Στην εικόνα (62), παρατίθεται η κατανομή του ποσοστού των φωτονίων, ενώ δεν παρατηρείται κάποια κορυφή γύρω από τη μονάδα· όμοια, συμπεραίνουμε πως η ύπαρξη θορύβου έχει απορριφθεί. Όσον αφορά τη συμφόρηση κορυφών σύγκρουσης, έγινε χρήση της μεταβλητής β (114), η οποία μετρά τη διαφορά της μονάδας από το ποσοστό των πιδάκων που προέρχονται από δευτερεύουσες κορυφές (*vertices*) [106]. Η ύπαρξη γεγονότων προερχόμενων από επιπρόσθετα γεγονότα (*pile-up*) θα προκαλούσε την ύπαρξη κορυφής στην κατανομή του β , γύρω από το μηδέν. Στην εικόνα (63), παρατίθεται η κατανομή του β · μιας και δεν παρατηρείται κάποια κορυφή γύρω από το μηδέν, εύκολα συνάγουμε πως έχουμε αποκλείσει τα περισσότερα γεγονότα που προέρχονται από επιπρόσθετα γεγονότα (*pile-up*).

$$\beta = 1 - \frac{\sum_{sv} P_T^{trk}}{\sum_{jet} P_T^{trk}} \quad (114)$$

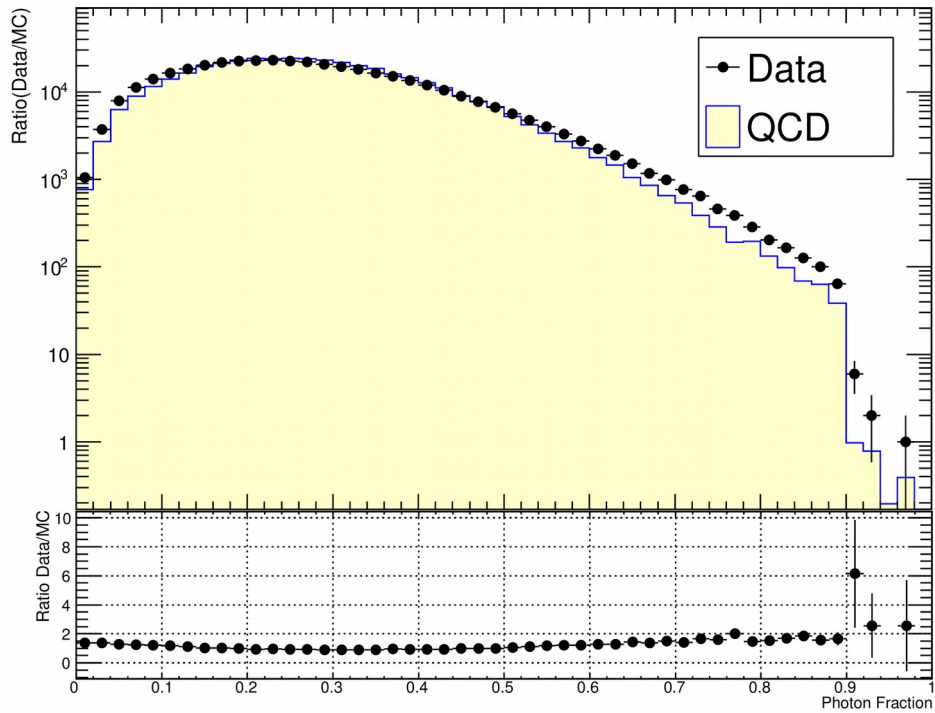
6.7: Data / MC



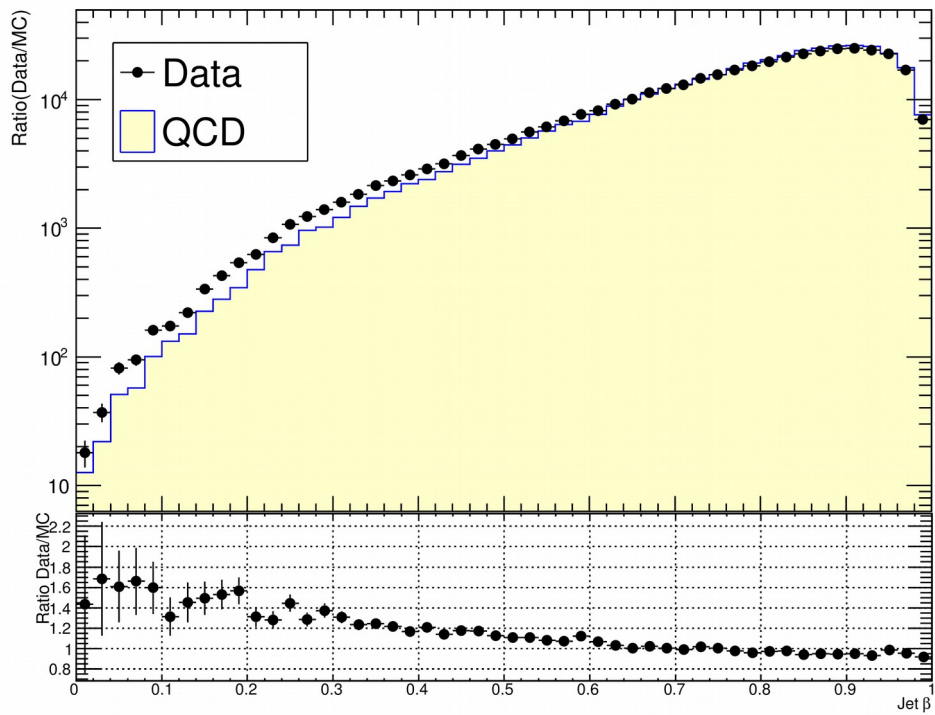
Εικόνα 60: Κατανομή του ποσοστού των φορτισμένων αδρονίων από όλους τους πίδακες κάθε γεγονός



Εικόνα 61: Κατανομή του ποσοστού των ουδέτερων αδρονίων από όλους τους πίδακες κάθε γεγονός

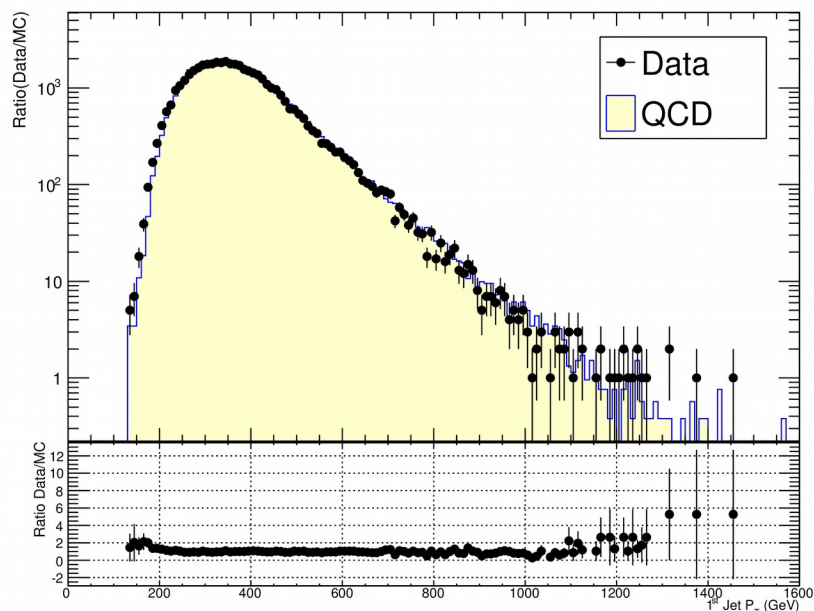


Εικόνα 62: Κατανομή του ποσοστού των φωτονίων από όλους τους πίδακες κάθε γεγονόςτος



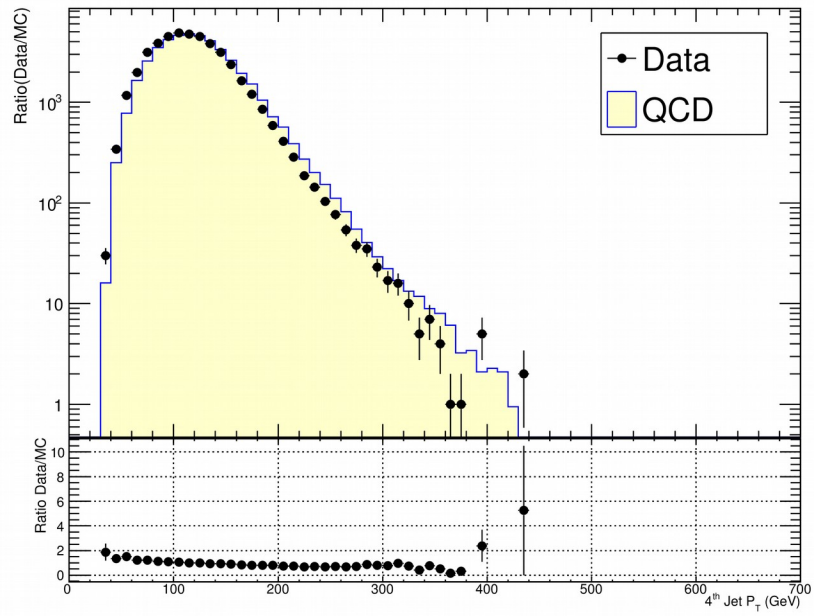
Εικόνα 63: Κατανομή της μεταβλητής β από όλους τους πίδακες κάθε γεγονόςτος

Περαιτέρω μελέτες σχετικά με την συμφωνία μεταξύ πειραματικών και προσομοιωμένων γεγονότων, παρατίθενται παρακάτω. Προς αποφυγή συμφόρησης, στην παρούσα παράγραφο, παρατίθενται τα ιστογράμματα εκείνων των μεγεθών, που πρόκειται να χρησιμοποιηθούν παρακάτω στη μέθοδο πολλαπλών μεταβλητών, ενώ οι υπόλοιπες μεταβλητές, παρατίθενται στο παράρτημα της Ανάλυσης. Στις εικόνες (64), (65), (66), (67), (68) και (69) συγκρίνονται οι κατανομές της εγκάρσιας ορμής του πρώτου κυρίαρχου πίδακα, του τέταρτου κυρίαρχου πίδακα, του έβδομου κυρίαρχου πίδακα, του όγδοου κυρίαρχου πίδακα, του αθροίσματος των εγκάρσιων ορμών των πιδάκων και της αναλλοίωτης μάζας των οχτώ κυρίαρχων πιδάκων, αντίστοιχα. Παρατηρούμε πως τα πειραματικά δεδομένα βρίσκονται σε πολύ καλή συμφωνία με τα δεδομένα από τα προσομοιωμένα γεγονότα.

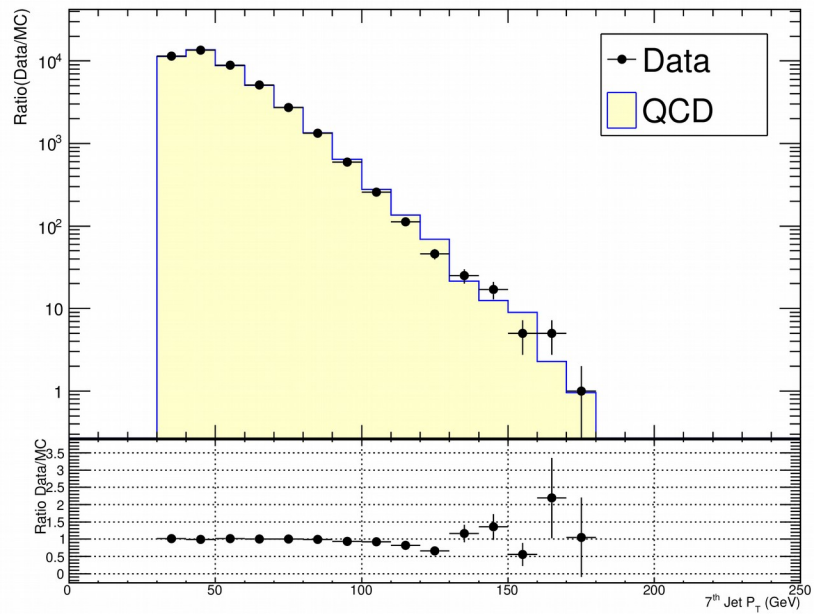


Εικόνα 64: Κατανομή της εγκάρσιας ορμής του 1ου κυρίαρχου πίδακα

6.7:Data / MC

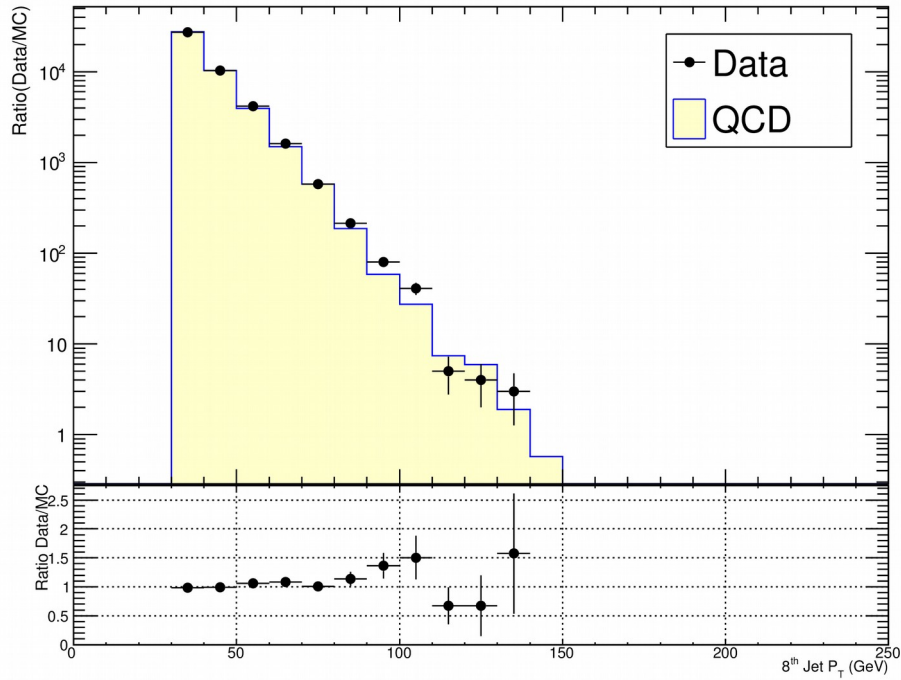


Εικόνα 65: Κατανομή της εγκάρσιας ορμής του 4ου κυρίαρχου πίδακα

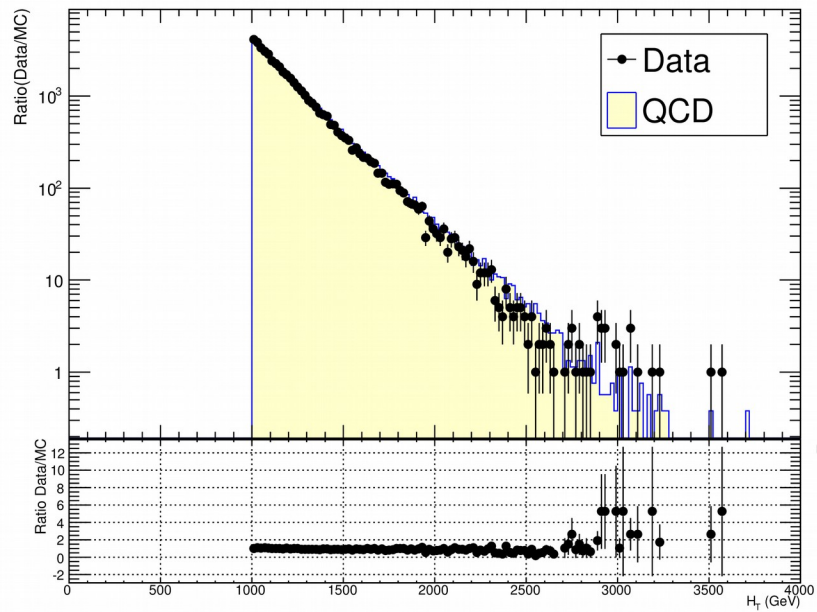


Εικόνα 66: Κατανομή της εγκάρσιας ορμής του 7ου κυρίαρχου πίδακα

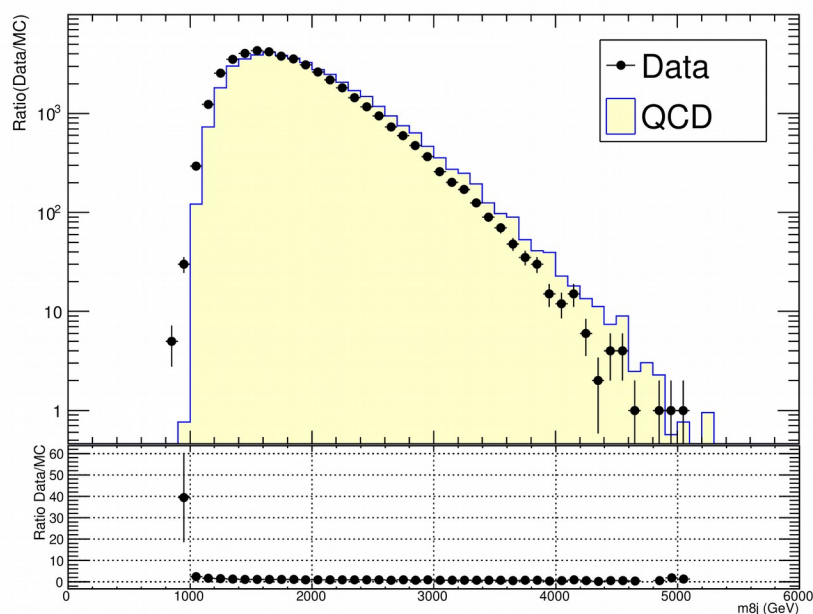
6.7: Data / MC



Εικόνα 67: Κατανομή της εγκάρσιας ορμής του 8ου κυρίαρχου πίδακα



Εικόνα 68: Κατανομή του αθροίσματος της εγκάρσιας ορμής όλων των πιδάκων



Εικόνα 69: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των 8 κυρίαρχων πιδάκων

6.8: Μέθοδοι Ανάλυσης

Υπάρχουν διάφορες μέθοδοι οι οποίες επιτυγχάνουν τον διαχωρισμό του υποβάθρου από το σήμα. Η πιο συχνή μέθοδος, βασίζεται στον εντοπισμό μιας μεταβλητής η οποία έχει ιδιαίτερα χαρακτηριστική συμπεριφορά στο σήμα, αλλά όχι στο υπόβαθρο. Στην παρούσα ανάλυση, κυρίαρχη μέθοδο αποτέλεσε η μέθοδος ανάλυσης πολλαπλών μεταβλητών, κατά την οποία χρησιμοποιήθηκε η πληροφορία που μας δίνεται από το συσχετισμό μεταξύ των επιμέρους μεταβλητών. Για την μέθοδο της ανάλυσης πολλών μεταβλητών, οι μεταβλητές που θα χρησιμοποιηθούν είναι εκείνες οι οποίες θα μας δώσουν τον καλύτερο διαχωρισμό μεταξύ υποβάθρου και σήματος· παράλληλα, να σημειωθεί πως δεν υπάρχει κάποιος προκαθορισμένος συνδυασμός μεταβλητών ο οποίος να δίνει ένα συγκεκριμένο και ικανοποιητικό αποτέλεσμα και για τον λόγο αυτό θα ερευνηθούν διάφοροι συνδυασμοί. Επιπρόσθετα, χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος αποκοπής και μέτρησης όπου έγινε χρήση των μεγεθών σφαιρικότητα και άθροισμα εγκάρσιων ορμών. Τα αποτελέσματα των δύο μεθόδων συγκρίνονται παρακάτω.

6.8.1: Μέθοδος Ανάλυσης Πολλών Μεταβλητών (MVA method)

Η μέθοδος ανάλυσης πολλών μεταβλητών (*MVA method*), που υλοποιεί την εξαγωγή συμπεράσματος ως προς τον διαχωρισμό σήματος και υποβάθρου, εξηγήθηκε ως προς την γενικότερη διαδικασία της, στην παράγραφο (6.1), ενώ τώρα θα εξηγήσουμε επακριβώς πως την χρησιμοποιήσαμε ώστε να φτάσουμε στο τελικό αποτέλεσμα που είναι η εξαγωγή των ορίων. Στο σημείο αυτό, να υπενθυμίσουμε πως σημαντικό κομμάτι της μεθόδου αποτελεί η εκπαίδευση του νευρώνα, η οποία είναι αλληλένδετη με τα δεδομένα που παρέχουμε ως είσοδο σε εκείνον. Κατά την παραγωγή του σήματος, έγιναν κάποιες μελέτες ως προς τον έλεγχο της συμφωνίας μεταξύ τελικών πι-

6.8: Μέθοδοι Ανάλυσης

δάκων και αρχικών παρτονίων. Για τον συγκεκριμένο έλεγχο λήφθηκαν υπόψιν η ψευδό-ωκύτητα και η αζιμουθιακή γωνία των αρχικών παρτονίων και των τελικών πιδάκων· στη συνέχεια, υπολογίστηκε η εξής ποσότητα, ΔR :

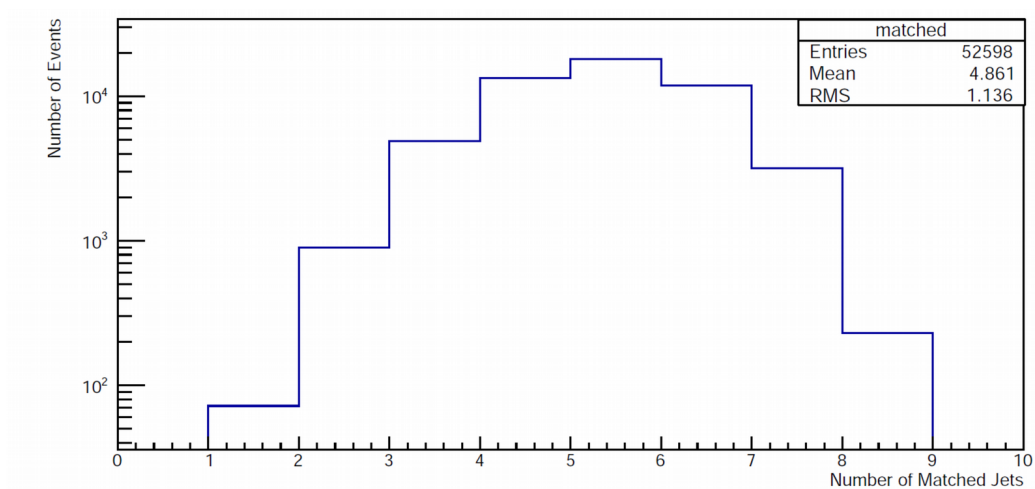
$$\Delta R = \sqrt{(\eta_p - \eta_j)^2 + (\varphi_p - \varphi_j)^2} \quad (115)$$

Οι δείκτες p και j αναφέρονται στα αρχικά παρτόνια και τους τελικούς πίδακες, αντίστοιχα. Στην περίπτωση που η τιμή του ΔR είναι μικρότερη του 0.25, τότε θεωρούμε πως το συγκεκριμένο ζεύγος παρτονίου – πίδακα που ελέγχεται, πράγματι ταυτίζεται κι αφαιρείται από τη λίστα. Η διαδικασία συνεχίζεται μέχρις ότου δεν απομείνουν άλλα παρτόνια ή άλλοι πίδακες (με προτεραιότητα στα παρτόνια μιας κι ευελπιστούμε να έχουμε πλήρη ταύτιση των οχτώ αρχικών παρτονίων με οχτώ από τους τελικούς πίδακες). Η διαδικασία πραγματοποιείται για κάθε γεγονός· στο τέλος έχουμε μια τιμή που αποδίδει το πλήθος των ταυτίσεων μεταξύ αρχικών παρτονίων – τελικών πιδάκων, για το εκάστοτε γεγονός. Η κατανομή αυτών τιμών παρατίθεται Στην εικόνα (70). Είναι εμφανές πως έχουμε μια ταύτιση πιδάκων που κυμαίνεται γύρω από το 5, πράγμα που σημαίνει πως ένα μέρος της αρχικής πληροφορίας χάνεται μέσω της ακτινοβολίας αρχικού σταδίου. Περαιτέρω έλεγχοι σχετικά με την κατανόηση του συγκεκριμένου προβλήματος, μας οδήγησαν Στην εικόνα (71) όπου παρατίθενται οι κατανομές της πολλαπλότητας πιδάκων για τρία διαφορετικά σημεία μάζας (*mass points*). Από το εικόνα (71), παρατηρούμε πως η μέση τιμή της πολλαπλότητας κυμαίνεται περί τους 11 πίδακες· αποτελεί εξήγηση για ποιον λόγο δεν κατορθώσαμε να πετύχουμε ταύτιση μεγαλύτερη των πέντε πιδάκων. Επανερχόμενοι Στην εικόνα (70), μπορούμε να συμπεράνουμε πως, ως επί το πλείστον, οι πέντε κυρίαρχοι πίδακες ενός γεγονότος θα συγκρατούν μεγάλο μέρος της πληροφορίας κι επομένως μπορούν να χρησιμοποιηθούν αυτοί, ενώ για τους υπόλοιπους τρεις, θα ήταν καλό να αναπτυχθούν μέθοδοι οι οποίες θα μπορέσουν να εντοπίσουν στους υπόλοιπους πίδακες ίχνη των αρχικών πιδάκων. Οι μέθοδοι που αναπτύχθηκαν, δεν είναι άλλες από τις προαναφερθείσες:

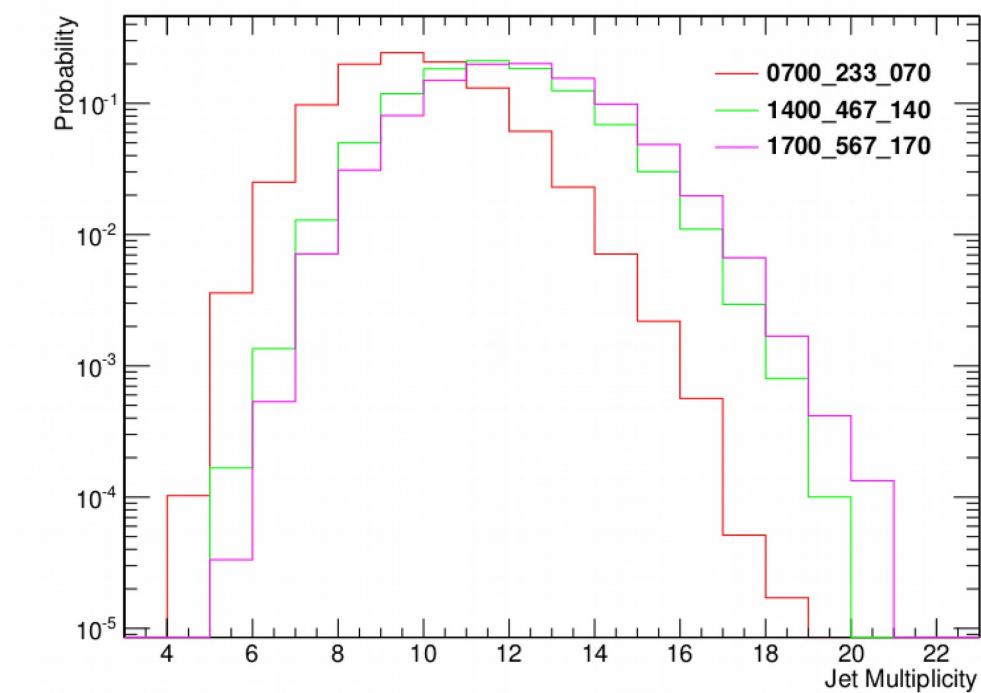
1. Μέθοδος Εύρεσης Ελάχιστης Διαφοράς Μαζών (*Minimum Mass Spread method*)
2. Μέθοδος Κινηματικής Προσαρμογής (*Kinematic Fit method*)
3. Απλή εισαγωγή μεταβλητών (χωρίς κάποια ιδιαίτερη επεξεργασία)

Οι δύο πρώτες μέθοδοι (η τρίτη είναι τετριμμένη και δε χρειάζεται περαιτέρω ανάλυση) αναλύθηκαν παραπάνω ως προς την γενικότερη διαδικασία τους, όμως εδώ θα εξηγήσουμε τον τρόπο που χρησιμοποιήθηκαν, τα αποτελέσματα που απέφεραν και στο τέλος για ποιο λόγο προτιμήθηκε η μία εκ των τριών για την τροφοδοσία του νευρώνα. Η βασική στρατηγική αναζήτησης στη συγκεκριμένη ανάλυση έγκειται στον εντοπισμό των ανυσματικών μποζονίων και των βαθμωτών σωματίων, όμως λόγω της ακτινοβολίας αρχικού και τελικού σταδίου, οι αρχικοί πίδακες μεταβάλλονται κατά ένα μεγάλο βαθμό με αποτέλεσμα να χάνεται ένα πολύ μεγάλο μέρος της πληροφορίας.

6.8:Μέθοδοι Ανάλυσης



Εικόνα 70: Κατανομή του πλήθους των πιδάκων που ταυτίζονται με τα αρχικά παρτόνια

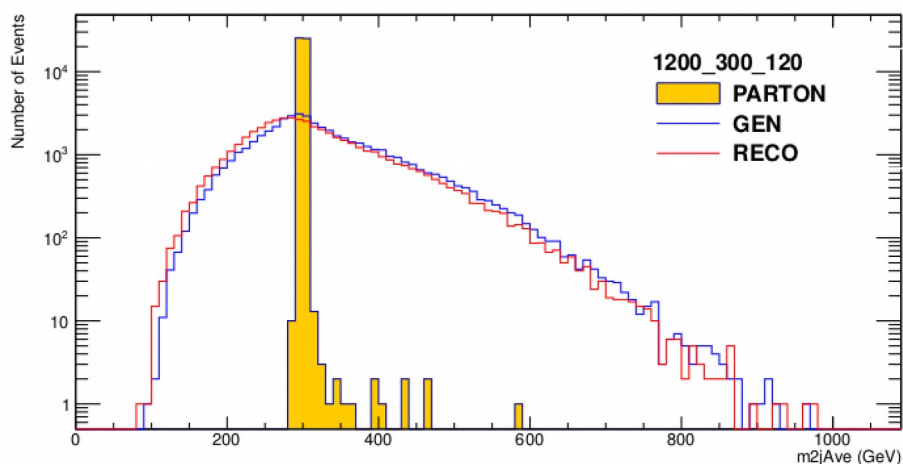


Εικόνα 71: Κατανομή της πολλαπλότητας των πιδάκων, ανά γεγονός, για τρία σημεία μάζας του σεναρίου 1/3 - 10%

6.8.1.1: Μέθοδος Εύρεσης Ελάχιστης Διαφοράς Μαζών (*Minimum Mass Spread method*)

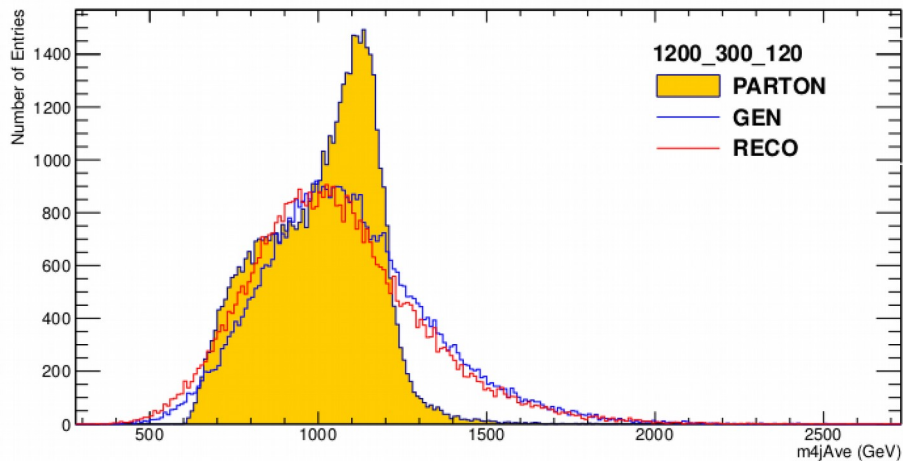
Η συγκεκριμένη μέθοδος, αποσκοπεί στον προσδιορισμό μιας συγκεκριμένης μάζας, όσον αφορά τα βαθμωτά σωμάτια και τα ανυσματικά μποζόνια, και μπορεί να περιγραφεί στα εξής επιμέρους βήματα:

1. Επιλογή οχτώ τυχαίων πιδάκων, από όλους τους πίδακες του γεγονότος. Για την ακρίβεια, επιλέγουμε πάντοτε τους πέντε κυρίαρχους πίδακες (σύμφωνα με τα προαναφερθέντα περί ταύτισης και πολλαπλότητας) και τυχαία επιλογή, των υπόλοιπων τριών.
2. Οι (τυχαία) επιλεγμένοι οχτώ πίδακες αποδίδουν συνολικά 2520 συνδυασμούς ανά δύο· όλοι οι συνδυασμοί λαμβάνονται υπόψιν και υπολογίζεται η τιμή της αναλλοίωτης μάζας για την κάθε δυάδα πιδάκων. Το συγκεκριμένο βήμα συνεχίζεται μέχρις ότου ελεγχθούν όλοι οι δυνατοί συνδυασμοί των πιδάκων του γεγονότος και στο τέλος διατηρείται ο συνδυασμός δυάδων μεταξύ των οποίων υπάρχει η μικρότερη διαφορά ως προς την αναλλοίωτη μάζα. Οι δυάδες αποδίδουν τα βαθμωτά σωμάτια $hyper - \pi / \sigma$.
3. Στη συνέχεια, οι τέσσερις δυάδες, συνδυάζονται εκ νέου ανά δύο, ώστε να προκύψουν τετράδες ενώ υπολογίζεται η αναλλοίωτη μάζα τους. Και πάλι διατηρείται ο συνδυασμός των τετράδων που έχει την μικρότερη διαφορά ως προς την αναλλοίωτη μάζα. Οι τετράδες αποδίδουν τα ανυσματικά μποζόνια *Colorons / AxiGluons*.



Εικόνα 72: Κατανομή της μέσης τιμής της αναλλοίωτης μάζας των δυάδων(2-Jet) σε επίπεδο Parton, Gen και Reco

6.8:Μέθοδοι Ανάλυσης



Εικόνα 73: Κατανομή της μέσης τιμής της αναλλοίωτης μάζας των τετράδων(4-Jet) σε επίπεδο Parton, Gen και Reco

στις εικόνες (72) και (73) παρατηρούμε την κατανομή της μέσης τιμής της αναλλοίωτης μάζας των δυάδων (2-Jet, $hyper - \pi$) και των τετράδων (4-Jet, *Coloron*), αντίστοιχα, για το σημείο μάζας $M_{\tilde{\rho}} = 1200\text{GeV}$ $m_{\tilde{\pi}} = 300\text{GeV}$ $w_{\tilde{\rho}} = 10\%$. Όσον αφορά τα $hyper - \pi$, παρατηρούμε ότι σε *parton level*, η κατανομή τους είναι στενή (δεδομένου ότι έχουν αμελητέο πλάτος, είναι αναμενόμενο να έχουν στενή κατανομή), σε αντίθεση με τα *Colorons* τα οποία διέπονται από το φυσικό τους πλάτος. Στο *Gen level*, παρατηρούμε πως και οι δύο κατανομές φαρδαίνουν κατά πολύ, λόγω της ύπαρξης πιδάκων από φαινόμενα ακτινοβολίας αρχικού και τελικού σταδίου. Στο *Reco level*, παρατηρούμε μια μετατόπιση των κατανομών, προς χαμηλότερες τιμές που οφείλεται στους πίδακες που προέρχονται από γλουόνια. Συνεπώς, οι αρχικές κατανομές έχουν μεταβληθεί και συγκεκριμένα, ένα μεγάλο μέρος της αρχικής πληροφορίας (στενές κατανομές, αρχικά) έχει χαθεί (πλατιές κατανομές, τελικά). Το συμπέρασμα είναι πως οι συγκεκριμένες κατανομές (ιστογράμματα (72) και (73)) μας απαγορεύουν τη χρήση μιας μεθόδου ανίχνευσης κορυφής (*Bump hunt*) όμως τα αποτελέσματά τους, θα μπορούσαν να αποτελέσουν χρήσιμη πηγή πληροφοριών για τον νευρώνα.

6.8.1.2: Μέθοδος Κινηματικής Προσαρμογής (*Kinematic Fit method*)

Τα ιστογράμματα (72) και (73), αποτέλεσαν πηγή έμπνευσης για μια μέθοδο η οποία θα μπορούσε να μας δώσει πιο στενές κατανομές (υπό την προϋπόθεση πως η αρχική πληροφορία δεν έχει χαθεί πλήρως). Πιο συγκεκριμένα, η στενότερη κατανομή που θα μπορούσαμε να έχουμε, διέπεται από το φυσικό πλάτος των ανυσματικών μποζονίων καθώς και το σφάλμα του ανιχνευτή (για τα $hyper - \pi$, λαμβάνεται υπόψιν μόνο το σφάλμα του ανιχνευτή καθώς το φυσικό τους πλάτος είναι αμελητέο). Με τη συγκεκριμένη μέθοδο, προσπαθούμε να εισάγουμε μια διόρθωση η οποία προέρχεται από το σφάλμα του ανιχνευτή. Όπως, αναλύθηκε στην 6.1.2, γίνεται προσαρμογή των μετρήσεων(με τη μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων, υπό περιορισμούς) όχι μόνο ως προς τις τιμές των μετρηθέντων εγκάρσιων ορμών αλλά θέτοντας περιορισμούς οι οποίοι προσδιορίζονται από την τοπολογία του σήματος που επιθυμούμε να ανιχνεύσουμε. Ως προς την ψευδό-ωκύτητα και

6.8: Μέθοδοι Ανάλυσης

την αζιμουθιακή γωνία θεωρούμε πως είναι καλά μετρημένες και δεν πραγματοποιούμε κάποια περαιτέρω διόρθωση. Επίσης χρησιμοποιήθηκε το πακέτο *KinFitter* [107] και διασταυρώθηκαν τα αποτελέσματα. Οι διαδικασίες που αναφέρονται αναλυτικά στο παράρτημα της ανάλυσης, εκτελέστηκαν στο υπόβαθρο (*QCD MC*) καθώς και στο σήμα, προερχόμενο από το σημείο μάζας $M_{\tilde{\rho}} = 800 \text{ GeV}$ $m_{\tilde{\pi}} = 200 \text{ GeV}$ $w_{\tilde{\rho}} = 10\%$. Η διαδικασία εκτελείται για κάθε γεγονός μέχρις ότου συγκλίνει η τιμή του χ^2 ή πληρωθεί ένας συγκεκριμένος αριθμός επαναλήψεων. Εάν, ο αριθμός επαναλήψεων, πληρωθεί πριν την σύγκλιση θεωρείται πως ο συγκεκριμένος συνδυασμός απέτυχε και δεν λαμβάνεται υπόψη στις περαιτέρω διαδικασίες. Στο τέλος έχουμε για κάθε γεγονός, ένα συνδυασμό οχτώ πιδάκων οι οποίοι αποδίδουν καλύτερα την τοπολογία που επιθυμούμε. Με το πέρας των διαδικασιών, προχωρήσαμε στην προσαρμογή των κατανομών που προέκυψαν με σκοπό να προσδιοριστούν οι μάζες των *hyper* – π και *Coloron*. Τα αποτελέσματα από τις δύο μεθόδους *KinematicFit* και *KinFitter*, ομοιάζουν κατά πολύ και εδώ παραθέτουμε τα αποτελέσματα του *KinFitter*. Η προσαρμογή των δεδομένων (σήμα και υπόβαθρο) έγινε με χρήση των συναρτήσεων Novosibirsk (116) και Crystall Ball (117), οι οποίες εμπεριέχονται στο πακέτο ROOFIT.

$$f(m) = Ae^{-\frac{1}{2} \frac{1 + \Lambda \tau (m - m_0)}{\tau^2} + \tau^2} \quad (116)$$

όπου,

$$\Lambda = \frac{\sinh(\tau \sqrt{\ln 4})}{\sigma \tau \sqrt{\ln 4}}$$

Επίσης, όπου m_0 ορίζεται η κορυφή της κατανομής, σ είναι το πλάτος και τ είναι η παράμετρος για την ουρά της κατανομής.

$$f(x; a, n, \bar{x}, \sigma) = N \begin{cases} e^{-\frac{(x - \bar{x})^2}{2\sigma^2}} & , \quad \text{για } \frac{x - \bar{x}}{\sigma} > -a \\ A \left(B - \frac{x - \bar{x}}{\sigma} \right)^{-n} & , \quad \text{για } \frac{x - \bar{x}}{\sigma} \leq -a \end{cases} \quad (117)$$

όπου,

$$A = \left(\frac{n}{|a|} \right)^n e^{-\frac{|a|^2}{2}}$$

$$B = \frac{n}{|a|} - |a|$$

$$N = (\sigma(C + D))^{-1}$$

$$C = \frac{n}{|a|} \frac{1}{n-1} e^{-\frac{|a|^2}{2}}$$

$$D = \sqrt{\frac{\pi}{2}} (1 + \text{erf}(\frac{|a|}{\sqrt{2}}))$$

Επίσης, το N αποτελεί σταθερά κανονικοποίησης, η erf είναι η συνάρτηση σφάλματος (*error function*) και τα $a, n, \bar{x}$ και σ είναι οι ελεύθερες παράμετροι.

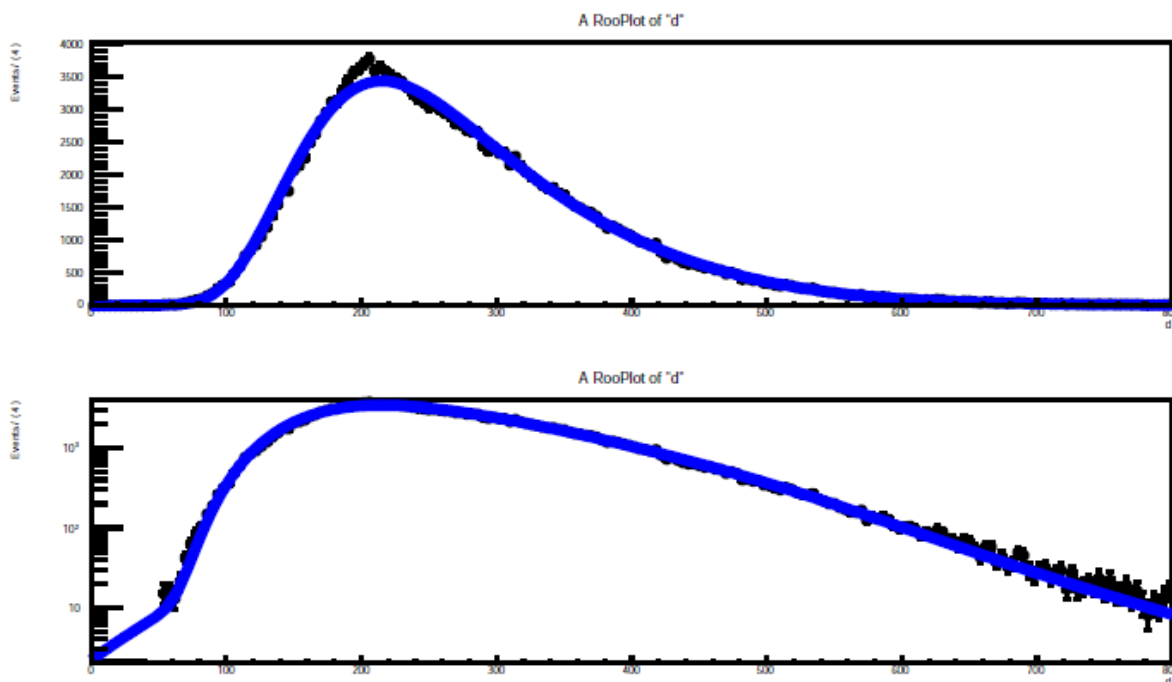
Στην εικόνα (74), φαίνεται η κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των *hyper* – π σε γραμμική (πάνω) και λογαριθμική (κάτω) κλίμακα, για το σήμα $M_{\tilde{\rho}} = 800 \text{ GeV}$ $m_{\tilde{\pi}} = 200 \text{ GeV}$ $w_{\tilde{\rho}} = 10\%$. Η μπλε

6.8:Μέθοδοι Ανάλυσης

καμπύλη που εφάπτεται των σημείων, προέκυψε από την προσαρμογή των σημείων με άθροιση των συναρτήσεων (116) και (117). Από το εικόνα (74), μέσω της προσαρμογής, η κορυφή βρέθηκε ίση με 220GeV , τιμή η οποία είναι πολύ κοντά στην αναμενόμενη, ενώ το σ βρέθηκε ίσο με 45GeV .

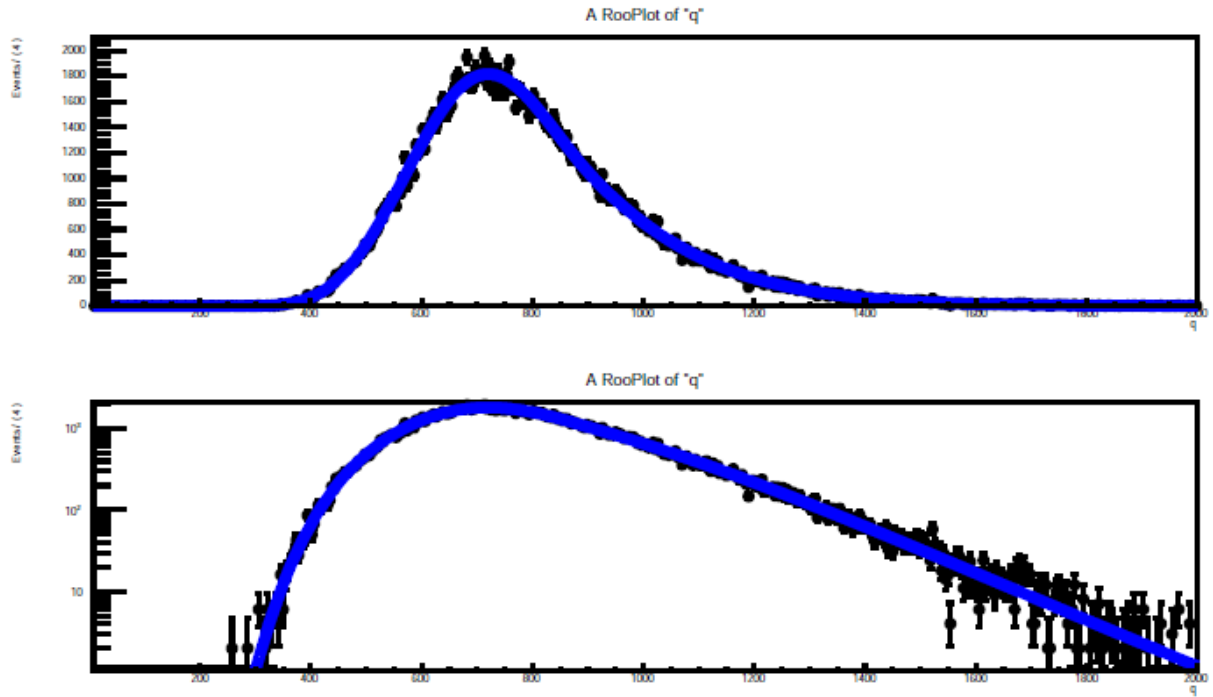
Στην εικόνα (75), βλέπουμε τη κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των *Colorons* σε γραμμική (πάνω) και λογαριθμική (κάτω) κλίμακα, για το σήμα H μπλε καμπύλη που εφάπτεται των σημείων, $M_{\tilde{\rho}} = 800\text{GeV}$ $m_{\tilde{\pi}} = 200\text{GeV}$ $w_{\tilde{\rho}} = 10\%$ προέκυψε από την προσαρμογή των σημείων με συνάρτηση η οποία προκύπτει από την άθροιση των συναρτήσεων (116) και (117). Από το εικόνα (75), μέσω της προσαρμογής, η κορυφή βρέθηκε ίση με 695GeV , τιμή η οποία είναι σχετικά κοντά στην αναμενόμενη, ενώ το σ βρέθηκε ίσο με 173GeV .

Προχωρούμε στην κατασκευή όμοιων ιστογραμμάτων, για το υπόβαθρο (*QCD MC*). Στην εικόνα (76), φαίνεται η κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των *hyper* - π σε γραμμική (πάνω) και λογαριθμική (κάτω) κλίμακα. Η μπλε καμπύλη που εφάπτεται των σημείων, προέκυψε από την προσαρμογή των σημείων με άθροιση των συναρτήσεων (116) και (117), για το υπόβαθρο (*QCD MC*). Από το εικόνα (76), μέσω της προσαρμογής, το *peak* βρέθηκε ίσο με 210GeV , ενώ το σ βρέθηκε ίσο με 48GeV . Στην εικόνα (77), βλέπουμε τη κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των *Colorons* σε γραμμική (πάνω) και λογαριθμική (κάτω) κλίμακα. Η μπλε καμπύλη που εφάπτεται των σημείων, προέκυψε από την προσαρμογή των σημείων με συνάρτηση η οποία προκύπτει από την άθροιση των συναρτήσεων (117) και (116). Από το εικόνα (77), μέσω της προσαρμογής, η κορυφή βρέθηκε ίση με 669GeV , ενώ το σ βρέθηκε ίσο με 181GeV . Σημαντικό είναι πως τα αποτελέσματα από την προσαρμογή στο υπόβαθρο, ομοιάζουν κατά πολύ με τα αποτελέσματα που προέκυψαν από την προσαρμογή στο σήμα $M_{\tilde{\rho}} = 800\text{GeV}$ $m_{\tilde{\pi}} = 200\text{GeV}$ $w_{\tilde{\rho}} = 10\%$. Το αναμενόμενο ήταν να πάρουμε φαρδύτερες κατανομές για το υπόβαθρο, οι οποίες να μη δίνουν αποτέλεσμα όμοιο με κάποιο από τα σήματα. Όμως, για την ορθότερη λήψη απόφασης, θα μεταβιβάσουμε τα αποτελέσματα της διαδικασίας (*KinematicFit* και *KinFitter*) στην είσοδο του νευρώνα και θα τον εκπαιδεύσουμε. Με το πέρας της εκπαίδευσης θα παραχθεί μια καμπύλη η οποία αποδίδει το ποσοστό του υποβάθρου που απορρίπτεται, συναρτήσει του ποσοστού του σήματος που αποκτάται.

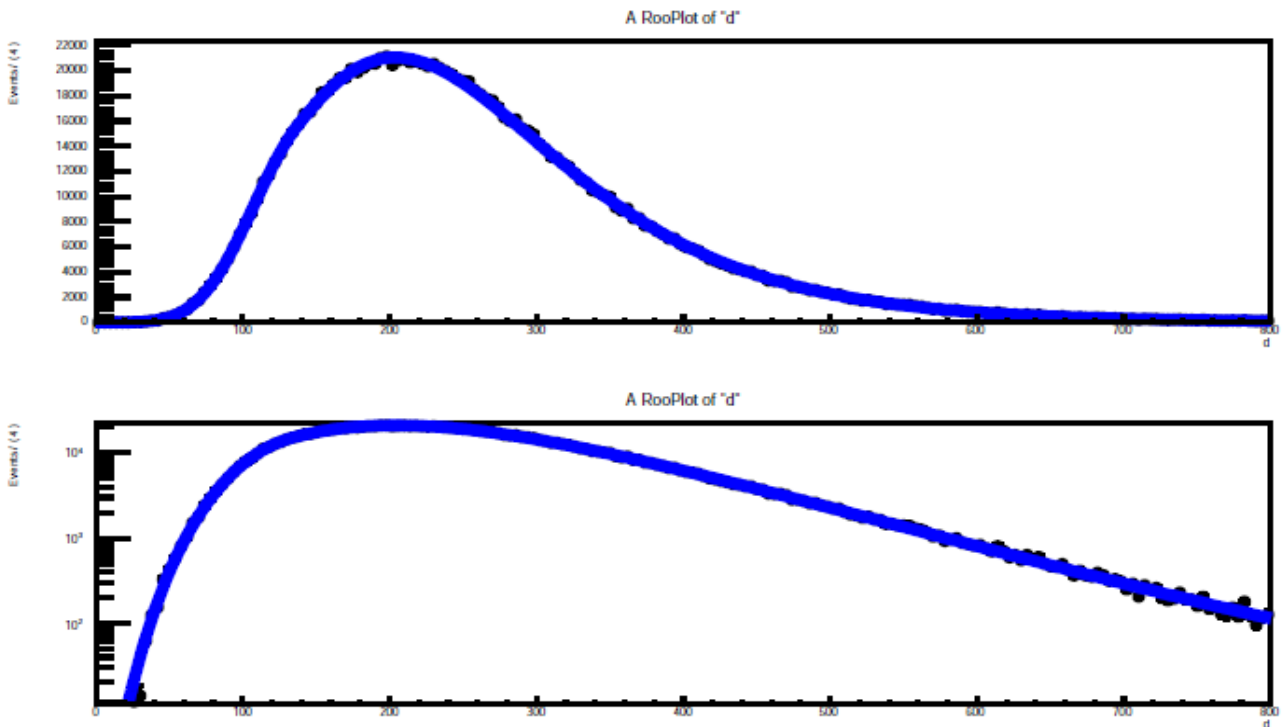


Εικόνα 74: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των *hyper* - π σε γραμμική(πάνω) και λογαριθμική(κάτω) κλίμακα σε μονάδες GeV , για το σήμα $M=800\text{GeV}$ $m=200\text{GeV}$ $w=10\%$

6.8:Μέθοδοι Ανάλυσης

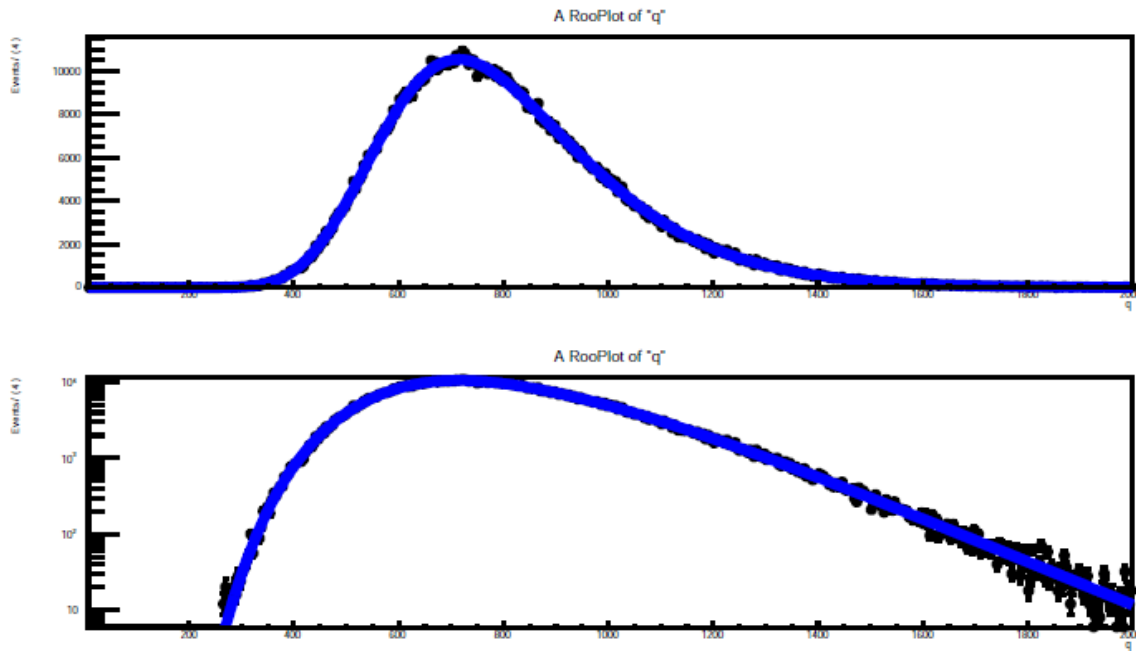


Εικόνα 75: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των Colorons σε γραμμική(πάνω) και λογαριθμική(κάτω) κλίμακα σε μονάδες GeV, για το σήμα $M=800\text{GeV}$ $m=200\text{GeV}$ $w=10\%$



Εικόνα 76: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των hyper - π σε γραμμική(πάνω) και λογαριθμική(κάτω) κλίμακα σε μονάδες GeV, για το υπόβαθρο(QCD MC)

6.8:Μέθοδοι Ανάλυσης



Εικόνα 77: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των Colorons σε γραμμική(πάνω) και λογαριθμική(κάτω) κλίμακα σε μονάδες GeV, για το υπόβαθρο(QCD MC)

6.8.1.3: Απλή εισαγωγή μεταβλητών

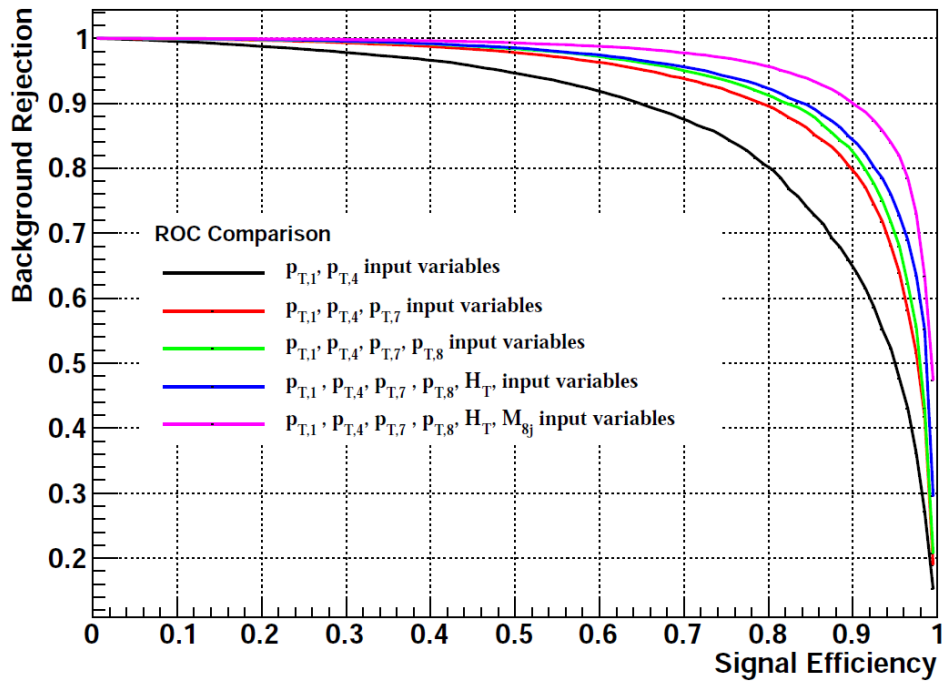
Με την απλή εισαγωγή μεταβλητών, αποσκοπούμε στον εντοπισμό κάποιων μεταβλητών οι οποίες διατηρούν περισσότερη αρχική πληροφορία και που επίσης, οι προαναφερθείσες μέθοδοι πιθανόν να χάσουν. Αυτό προέρχεται από το γεγονός ότι οι τελικοί συνδυασμοί που προκύπτουν (από τις προαναφερθείσες μεθόδους στις υποπαραγράφους (6.8.1.1) και (6.8.1.2)), έχουν διαφορετικά ταξινομημένους τους πίδακες. Για παράδειγμα, θα μπορούσε να υπάρχει μεγάλο μέρος της αρχικής πληροφορίας στον πρώτο κυρίαρχο πίδακα, όμως μέσα σε ένα γεγονός, είναι πιθανό ο πρώτος κυρίαρχος πίδακας να βρέθηκε τρίτος με αποτέλεσμα να μη γίνουν σωστές συσχετίσεις στο εσωτερικό του νευρώνα. Επίσης, στο σημείο αυτό, καλούμαστε να εντοπίσουμε πρωτίστως, εκείνο τον συνδυασμό μεταβλητών που θα μας αποφέρει τον μέγιστο δυνατό διαχωρισμό μεταξύ σήματος και υποβάθρου. Για την πραγμάτωση αυτού του στόχου, πήραμε τον συνδυασμό διαφόρων μεταβλητών και στη συνέχεια, για κάθε περίπτωση, εκπαιδεύσαμε τον νευρώνα, ενώ στο τέλος πήραμε την καμπύλη απόρριψης υποβάθρου/αποδοτικότητας σήματος (*ROC Curve*). Οι προσπάθειες που έγιναν και οι μεταβλητές που χρησιμοποιήθηκαν, αντίστοιχα, είναι οι εξής:

1. P_{T1}, P_{T4}
2. P_{T1}, P_{T4}, P_{T7}
3. $P_{T1}, P_{T4}, P_{T7}, P_{T8}$
4. $P_{T1}, P_{T4}, P_{T7}, P_{T8}, H_T$
5. $P_{T1}, P_{T4}, P_{T7}, P_{T8}, H_T, M_{8J}$

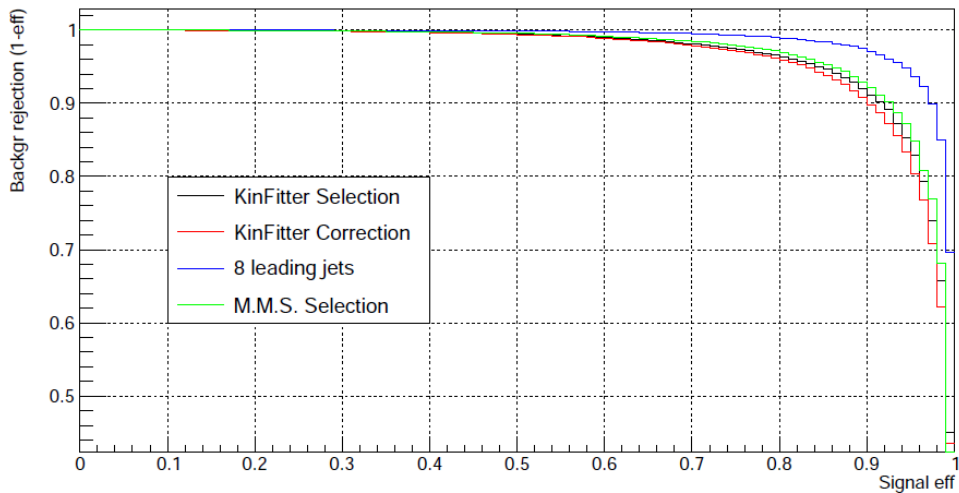
6.8: Μέθοδοι Ανάλυσης

Όπου $H_T = \sum P_T$ με το άθροισμα να διατρέχει όλους τους πίδακες, ενώ η αναλλοίωτη μάζα των οχτώ πιδάκων, M_{8J} , προκύπτει από τους οχτώ κυρίαρχους πίδακες. Οι πίδακες που επελέγησαν κατά τη διαδικασία M.M.S ή από το *KinematicFit* ή το *KinFitter*, δεν έδωσαν τα ίδια καλά αποτελέσματα. Οι συγκεκριμένες προσπάθειες ήταν οι πιο κύριες, ενώ υπήρξαν πολλές ακόμη οι οποίες όμως δεν απέδωσαν κάτι παραπάνω. Στην εικόνα (78), παρατηρούμε τους παραπάνω συνδυασμούς, με τον τελευταίο να αποδίδει τη μέγιστη απόρριψη του υποβάθρου συναρτήσει της μέγιστης αποδοτικότητας του σήματος. Κατά τις περαιτέρω προσπάθειες έγινε χρήση μεταβλητών οι οποίες συνδύαζαν πληροφορίες όπως, η μέση τιμή των αναλλοίωτων μαζών των *hyper* – π και η μέση τιμή των αναλλοίωτων μαζών των *Colorons* και πάλι δεν αυξήθηκε η σχέση απόρριψης υποβάθρου / αποδοτικότητας σήματος. Με χρήση του 5^{ου} συνδυασμού μεταβλητών προχωρούμε στον έλεγχο ως προς το ποια μέθοδος θα μας δώσει τη μέγιστη σχέση μεταξύ απόρριψης υποβάθρου / αποδοτικότητας σήματος. Στην εικόνα (79) μελετούμε την απόρριψη υποβάθρου / αποδοτικότητα σήματος, με τα αποτελέσματα των άλλων τριών μεθόδων (M.M.S, *KinematicFit* και *KinFitter*) *KinematicFit* και *KinFitter* έδωσαν πανομοιότυπα αποτελέσματα και για λόγους απλότητας παραθέτουμε μόνο τα αποτελέσματα του *KinFitter*. Αρχικά, στην εικόνα (79), παρατηρούμε πως η μεγαλύτερη απόρριψη υποβάθρου / αποδοτικότητα σήματος, δίδεται από την μπλε καμπύλη η οποία προέρχεται από τους οχτώ κυρίαρχους πίδακες, ενώ οι καμπύλες μαύρη, κόκκινη και πράσινη δίνουν συγκρίσιμα αποτελέσματα. Αναλυτικότερα, η κόκκινη καμπύλη η οποία αποδίδει τους πίδακες που προέκυψαν από την εφαρμογή των διορθώσεων ως προς τις εγκάρσιες ορμές κατά την εκτέλεση του *KinFitter*, φαίνεται να έχει τη χαμηλότερη απόρριψη υποβάθρου / αποδοτικότητα σήματος· στη συνέχεια βλέπουμε την μαύρη καμπύλη η οποία αποδίδει τους πίδακες οι οποίοι επελέγησαν κατά την εκτέλεση του *KinFitter* και έπειτα, την πράσινη καμπύλη η οποία αποδίδει τους πίδακες που προέκυψαν σύμφωνα με τη μέθοδο M.M.S., με την τελευταία να έχει την καλύτερη απόρριψη υποβάθρου / αποδοτικότητα σήματος μεταξύ των μεθόδων. Ενώ με τις μεθόδους επιτυγχάνουμε μέγιστη απόρριψη υποβάθρου / αποδοτικότητα σήματος, περίπου ίση με 90% / 90%, με απλή εισαγωγή των μεταβλητών, επιτυγχάνουμε 95% / 95%.

ROC Comparison

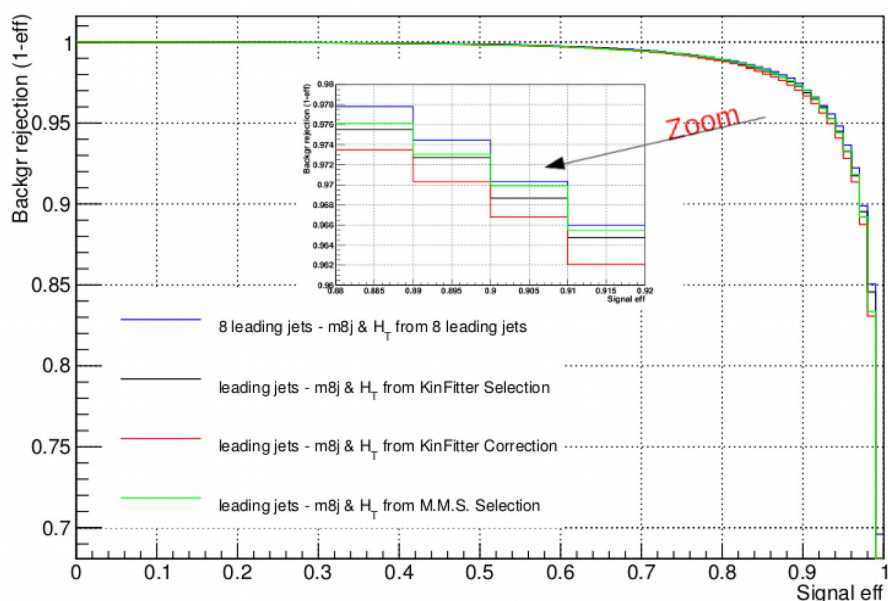


Εικόνα 78: Συγκριτική απεικόνιση των καμπύλων απόρριψης υποβάθρου / αποδοτικότητας



Εικόνα 79: Συγκριτική απεικόνιση των καμπύλων απόρριψης υποβάθρου / αποδοτικότητας σήματος, από τις διαφορετικές μεθόδους

6.8: Μέθοδοι Ανάλυσης



Εικόνα 80: Συγκριτική απεικόνιση των καμπύλων απόρριψης υποβάθρου / αποδοτικότητας σήματος, με τις εγκάρσιες ορμές να προέρχονται από τους οκτώ κυρίαρχους πίδακες, ενώ το H_T και το M_{8J} , να εξαρτώνται από τους οκτώ κυρίαρχους πίδακες (μπλε), από την επιλογή του *KinFitter* (μαύρο), από την συνολική διόρθωση του *KinFitter* (κόκκινο) και από την επιλογή της *M.M.S.* (πράσινο)

Στην εικόνα (80), παραθέτουμε μια πιο ειδική μελέτη όπου διαχωρίζουμε τέσσερις περιπτώσεις: κρατούμε τους οκτώ κυρίαρχους πίδακες, όμως οι μεταβλητές M_{8J} και H_T , προέρχονται:

1. από τους οκτώ κυρίαρχους πίδακες
2. από την επιλογή των πιδάκων κατά την εκτέλεση του *KinFitter*
3. από την εφαρμογή των διορθώσεων ως προς τις εγκάρσιες ορμές κατά την εκτέλεση του *KinFitter*
4. από την επιλογή των πιδάκων σύμφωνα με τη μέθοδο *M.M.S.*

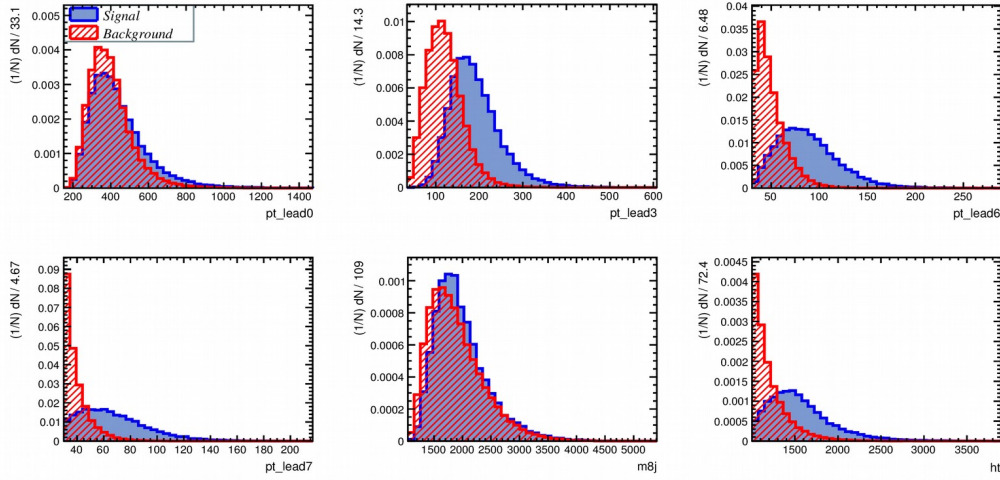
Στη περίπτωση αυτή το H_T υπολογίζεται και πάλι ως $H_T = \sum P_T$ μόνο που το άθροισμα διατρέχει μόνο τους πίδακες που επιλέχθηκαν κι όχι σε όλους τους πίδακες του γεγονότος. Παρατηρούμε πως οι καμπύλες μετά βίας ξεχωρίζονται και για τον λόγο αυτό, μεγεθύνουμε την περιοχή της μέγιστης απόρριψης υποβάθρου / αποδοτικότητας σήματος παρατηρώντας ότι οι διαφορές είναι αμελητέες. Συμπεραίνουμε, πως οι εγκάρσιες ορμές παίζουν κυρίαρχο ρόλο στην απόρριψη υποβάθρου / αποδοτικότητα σήματος, ενώ οι M_{8J} και H_T , προσφέρουν μια ελαφρά ενίσχυση στον διαχωρισμό. Στην υπόλοιπη ανάλυση, θα γίνει χρήση του 5^{ου} συνδυασμού που αναφέρθηκε παραπάνω, με χρήση των οκτώ κυρίαρχων πιδάκων.

6.8.1.4: Εκπαίδευση Νευρωνικού Δικτύου

Για την εκπαίδευση του νευρωνικού δικτύου, καθώς προαναφέρθηκε, έγινε χρήση των μεταβλητών P_{T1} , P_{T4} , P_{T7} , P_{T8} , H_T και M_{8J} . Στην εικόνα (81), παρατηρούμε την κατανομή του P_{T1} (πάνω

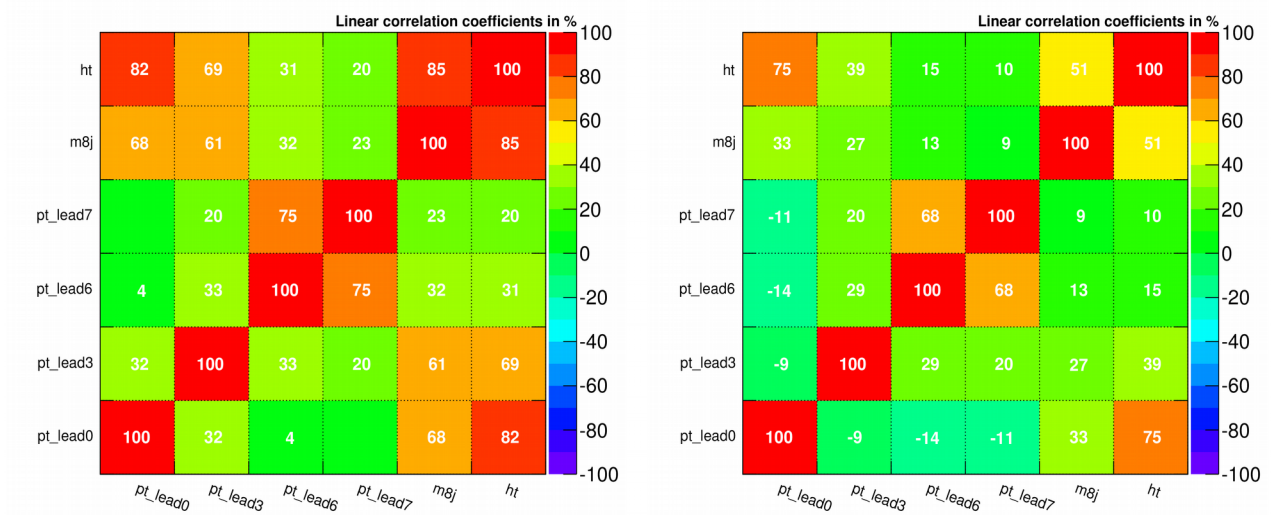
6.8: Μέθοδοι Ανάλυσης

αριστερά), την κατανομή του P_{T4} (πάνω κεντρικά), την κατανομή του P_{T7} (πάνω δεξιά), την κατανομή του P_{T8} (κάτω αριστερά), την κατανομή του H_T (κάτω κεντρικά) και την κατανομή του M_{8J} (πάνω αριστερά), για το σήμα $M_{\tilde{\rho}} = 800 GeV$, $m_{\tilde{\pi}} = 200 GeV$, $w_{\tilde{\rho}} = 10\%$. Με μπλε χρώμα αποδίδεται το σήμα ενώ με κόκκινο αποδίδεται το υπόβαθρο. Αν και ο διαχωρισμός τους δεν είναι εμφανής το νευρωνικό δίκτυο έχει τη δυνατότητα να τα διαχωρίσει. Ο συσχετισμός μεταξύ των μεταβλητών, φαίνεται στην εικόνα (82), όπου βλέπουμε το σήμα (αριστερά) και το υπόβαθρο (δεξιά) σημειώνοντας τη διαφορετικότητα των τιμών μεταξύ σήματος και υποβάθρου. Η διαφορετικότητα των τιμών συσχετισμού μεταξύ των μεταβλητών, για το σήμα και το υπόβαθρο, αποδεικνύει πως το νευρωνικό δίκτυο, μπορεί να διαχωρίσει κάλλιστα τις δύο διαφορετικές πηγές εισόδου. Η αρχιτεκτονική του δικτύου φαίνεται στην εικόνα (83). Παρατηρούμε πως όλοι οι κόμβοι του αρχικού επιπέδου (*layer 0*), συνδέονται με όλους τους κόμβους του κρυφού επιπέδου (*layer 1*), στη συνέχεια με όλους τους κόμβους του τελικού επιπέδου (*layer 2*) συνεισφέροντας όλοι, στο τελικό επίπεδο (*output layer*). Τα πάχη και οι χρωματισμοί του κάθε βέλους αντιστοιχούν στο βαθμό συσχετισμού μεταξύ των κόμβων που συνδέει. Στην εικόνα (84), παρατηρούμε την σύγκλιση μεταξύ της εκπαίδευσης και του ελέγχου· μετά από περίπου 130 εποχές η σύγκλιση και των δύο είναι εμφανής, αποδεικνύοντας πως δεν έχουμε φαινόμενα υπερ-εκπαίδευσης (*overtraining*).

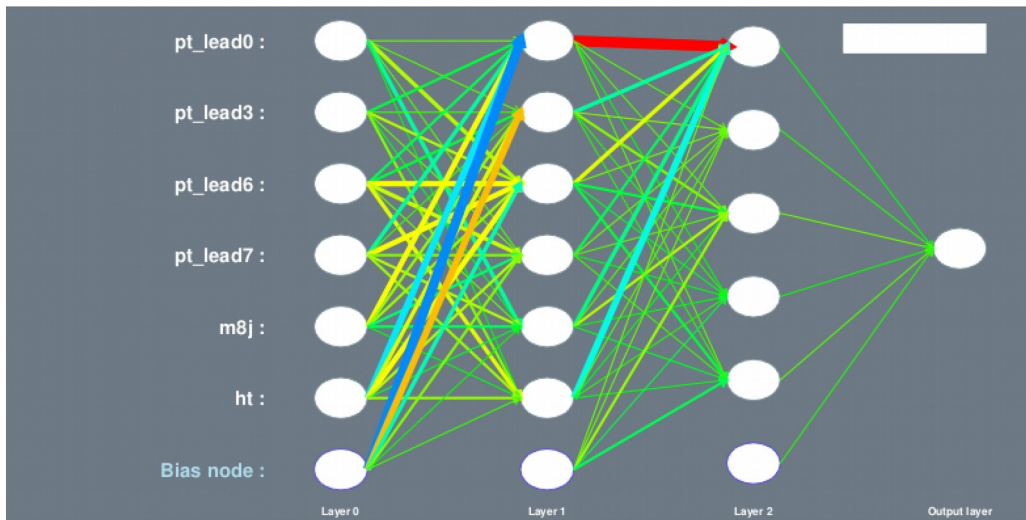


Εικόνα 81: κατανομή του $PT1$ (πάνω αριστερά), την κατανομή του $PT4$ (πάνω κεντρικά), την κατανομή του $PT7$ (πάνω δεξιά), την κατανομή του $PT8$ (κάτω αριστερά), την κατανομή του HT (κάτω κεντρικά) και την κατανομή του M_{8J} (πάνω αριστερά), για το σήμα $M=900 GeV$, $m=300 GeV$, $w=10\%$ (μπλε καμπύλη) και για το υπόβαθρο (κόκκινη καμπύλη)

6.8:Μέθοδοι Ανάλυσης

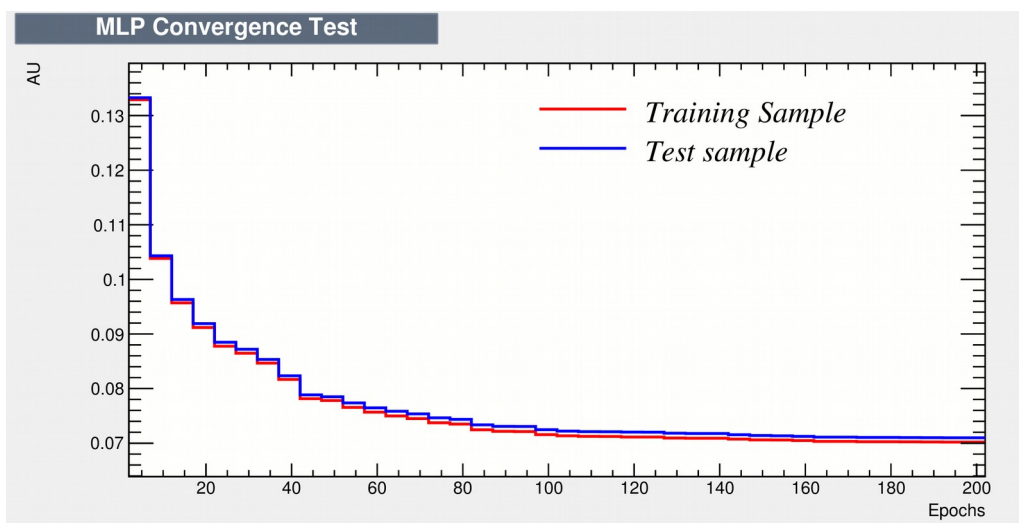


Εικόνα 82: Συσχετισμοί μεταξύ των μεταβλητών εισόδου για το σήμα $M=900\text{GeV}$ $m=300\text{GeV}$ $w10\%$ (αριστερά) και για το υπόβαθρο (δεξιά)



Εικόνα 83: Η αρχιτεκτονική του νευρωνικού δικτύου, τύπου πολλαπλών επιπέδων Perceptron με ένα κρυφό επίπεδο

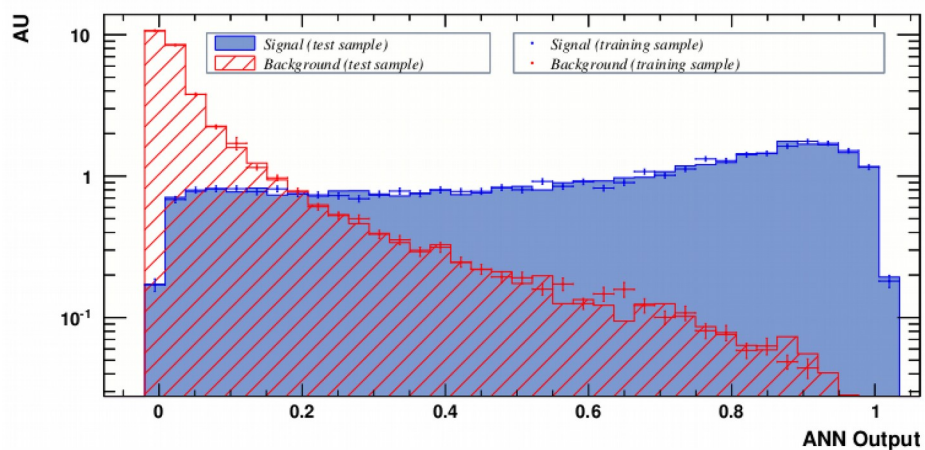
6.8:Μέθοδοι Ανάλυσης



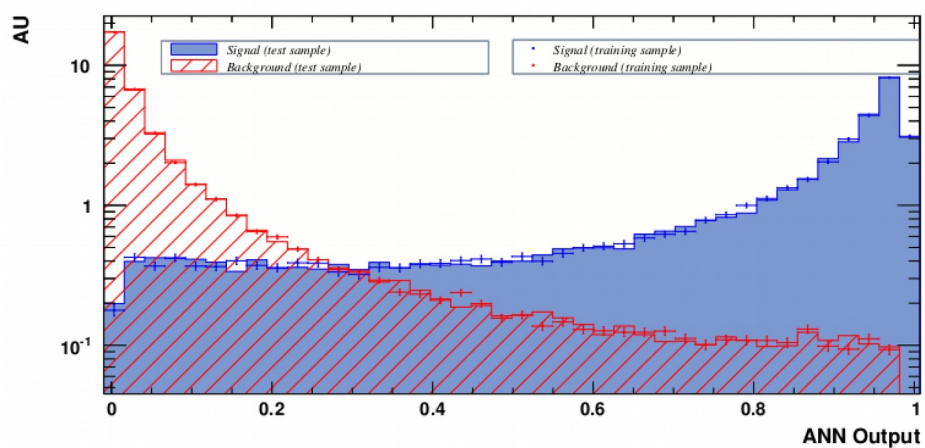
Εικόνα 84: Κατανομή της σύγκλισης του νευρωνικού δικτύου σε αυθαίρετες μονάδες συναρτήσεως των εποχών, για το σήμα $M=900\text{GeV}$ $m=300\text{GeV}$ $w=10\%$

Η επιλογή των μεταβλητών, έγινε κυρίως με βάση την καμπύλη απόκρισης. Στα παραπάνω ιστόγραμμα είναι εμφανές σε μερικά σημεία ότι τα γεγονότα σήματος δε διαχωρίζονται σημαντικά από εκείνα του υποβάθρου. Παρά το συγκεκριμένο γεγονός, το νευρωνικό δίκτυο έπειτα από τους συσχετισμούς που λαμβάνει υπόψιν μεταξύ των μεταβλητών, καταλήγει να διαχωρίσει επαρκώς το σήμα από το υπόβαθρο. Ακολουθώντας, στις εικόνες (85), (86) και (87) βλέπουμε την κατανομή της εξόδου του νευρώνα, για τα σήματα μάζας *Coloron* ίση με 700GeV , 900GeV και 1400GeV αντίστοιχα, σύμφωνα με το σενάριο $m = M/3 - w = 10\%$. Είναι εμφανής η συσσώρευση των τιμών που προέρχονται από το σήμα, κοντά στη μονάδα, σε αντίθεση με τις τιμές που προέρχονται από το υπόβαθρο και βρίσκονται κοντά στο μηδέν. Ο διαχωρισμός του υποβάθρου από το σήμα, προέρχεται κατά κύριο λόγο από την διαφορετική τοπολογία των τελικών καταστάσεων (μεταξύ υποβάθρου και σήματος). Στο υπόβαθρο έχουμε την ιεραρχία των πιδάκων να ορίζεται πολύ καλά από τις διαφορετικές εγκάρσιες ορμές τους, ενώ στο σήμα οι πίδακες τείνουν να έχουν σχεδόν παρόμοιες εγκάρσιες ορμές. Ως αποτέλεσμα, στο σήμα υπάρχουν πίδακες οι οποίοι ιεραρχούνται σε θέσεις μετά τον πρώτο ή τον δεύτερο πίδακα, οι οποίοι παραμένουν να έχουν υψηλότερες εγκάρσιες ορμές σε σχέση με το υπόβαθρο. Αυτήν την κινηματική ιδιότητα (όπως και πολλές άλλες, μέσω των συσχετισμών των μεταβλητών), το νευρωνικό δίκτυο την εκμεταλλεύεται προς τον διαχωρισμό υποβάθρου και σήματος και το αποτέλεσμα γίνεται εμφανές στην έξοδο του νευρώνα. Επίσης, σημαντικό είναι το σημείο όπου τέμνονται οι δύο κατανομές (σήμα και υπόβαθρο) της εξόδου του νευρώνα, όπου διακρίνουμε πως καθώς αυξάνει η μάζα του *Coloron* τόσο εντονότερα διαχωρίζονται. Για την περίπτωση του $M_C = 700\text{GeV}$ η κατανομή είναι φαρδιά, ενώ στενεύει καθώς μεταβαίνουμε σε υψηλότερες μάζες, αποδίδοντας μια καθαρότερη περιοχή σήματος.

6.8:Μέθοδοι Ανάλυσης

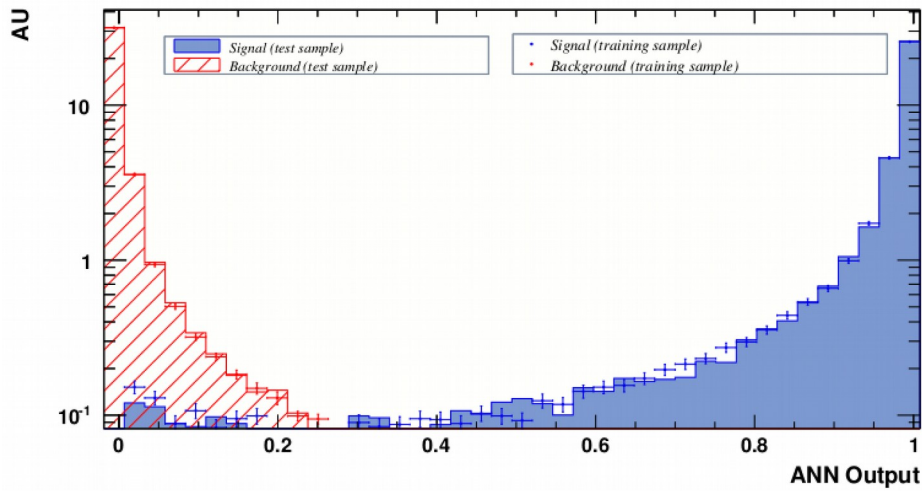


Εικόνα 85: Κατανομή της εξόδου του νευρώνα ως προς το σήμα(μπλέ) και το υπόβαθρο(κόκκινο), για Coloron $M=700\text{ GeV}$ $m=233\text{ GeV}$ $w=10\%$



Εικόνα 86: Κατανομή της εξόδου του νευρώνα ως προς το σήμα(μπλέ) και το υπόβαθρο(κόκκινο), για Coloron $M=900\text{ GeV}$ $m=300\text{ GeV}$ $w=10\%$

6.8:Μέθοδοι Ανάλυσης



Εικόνα 87: Κατανομή της εξόδου του νευρώνα ως προς το σήμα(μπλέ) και το υπόβαθρο(κόκκινο), για $Coloron\ M=1400\text{GeV}\ m=467\text{GeV}\ w=10\%$

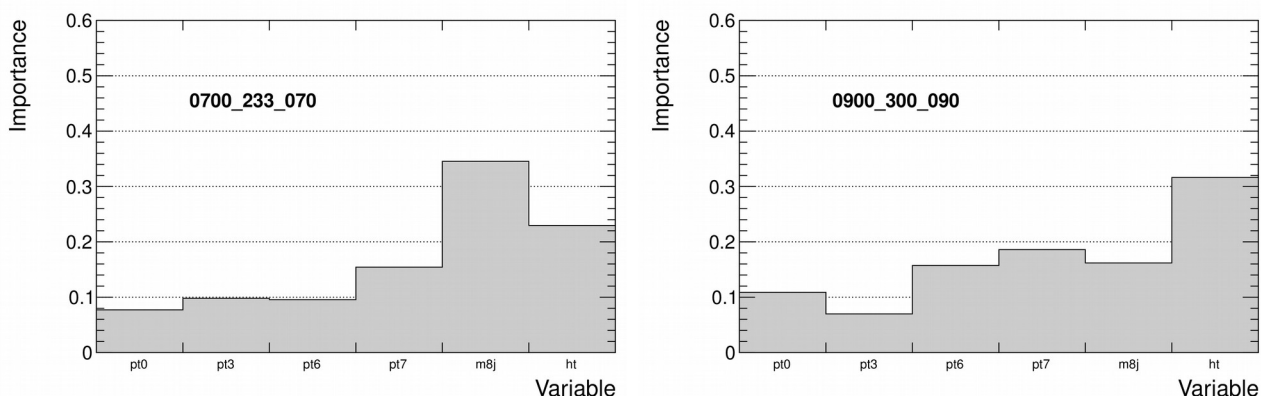
Κατά την χρήση του νευρωνικού δικτύου, έχει ιδιαίτερο ενδιαφέρον να βρούμε ποιες μεταβλητές δίνουν το επιθυμητό αποτέλεσμα. Η “σημαντικότητα” (*Importance*), όπως καλείται, για την κάθε μεταβλητή υπολογίζεται από το άθροισμα όλων των επιμέρους βαρών δια το συνολικό άθροισμα των βαρών. Για παράδειγμα, αν θέλουμε να υπολογίσουμε την σημαντικότητα της μεταβλητής H_T , αθροίζουμε το βάρος της H_T με την P_{T1} , με την P_{T4} κοκ. Στη συνέχεια, έχοντας αθροίσει όλα τα βάρη από όλες τις συνδέσεις μεταξύ των μεταβλητών, δε μας μένει άλλο από το να διαιρέσουμε τα δύο αθροίσματα. Τα βάρη υψώνονται στο τετράγωνο προτού αθροιστούν. Το αποτέλεσμα φαίνεται στις εικόνες (88) και (89) για τα σήματα μάζας *Coloron* ίση με $M_C = 700\text{GeV}$, $M_C = 900\text{GeV}$, $M_C = 1400\text{GeV}$ και $M_C = 1700\text{GeV}$, αντίστοιχα. Παρατηρούμε πως η πιο σημαντική μεταβλητή για χαμηλές μάζες είναι η αναλλοίωτη μάζα των οχτώ πιδάκων, M_{8J} , ενώ καθώς μεταβαίνουμε σε υψηλότερες μάζες, σημαντικότερη μεταβλητή γίνεται το άθροισμα των εγκάρσιων ορμών όλων των πιδάκων, H_T .

Ως τελικό έλεγχο για τον αποκλεισμό πραγματοποίησης υπέρ-εκπαίδευσης, διαιρούμε το υπόβαθρο (*QCD MC*) σε δύο επιμέρους τμήματα με ίδιο πλήθος γεγονότων και το κάθε τμήμα εκπαιδεύεται με το μισό του πλήθους των γεγονότων που περιέχει. Τα αποτελέσματα διαφαίνονται παρακάτω. Στις εικόνες (120) και (121), παρατηρούμε την κατανομή των P_{T1} , P_{T4} , P_{T7} , P_{T8} , H_T και M_{8J} για το υπόβαθρο και το σήμα $M_C = 900\text{GeV}\ m=300\text{GeV}\ w=10\%$, αντίστοιχα. Η επιλογή των γεγονότων έχει γίνει για εκείνα που δίνουν έξοδο στον νευρώνα μεγαλύτερη από 0.8 και είναι εμφανές πως βρίσκονται σε πολύ καλή συμφωνία μεταξύ τους. Η περιοχή όπου η έξοδος του νευρώνα είναι μεγαλύτερη από 0.8, καλείται περιοχή σήματος, καθώς εκεί κυριαρχεί το σήμα. Για την περιοχή που η έξοδος του νευρώνα είναι μεγαλύτερη από 0.95, 67% των γεγονότων δεν λαμβάνονται υπόψιν, ενώ στην περιοχή όπου η έξοδος του νευρώνα είναι μεγαλύτερη από 0.99, το ποσοστό των γεγονότων που δε λαμβάνονται υπόψιν φθάνει το 80%. Αν και ο συγκεκριμένος έλεγχος γίνεται με ένα υποσύνολο των ιδανικών γεγονότων (καθώς ελέγχουμε την έξοδο του νευρώνα να είναι μεγα-

6.8:Μέθοδοι Ανάλυσης

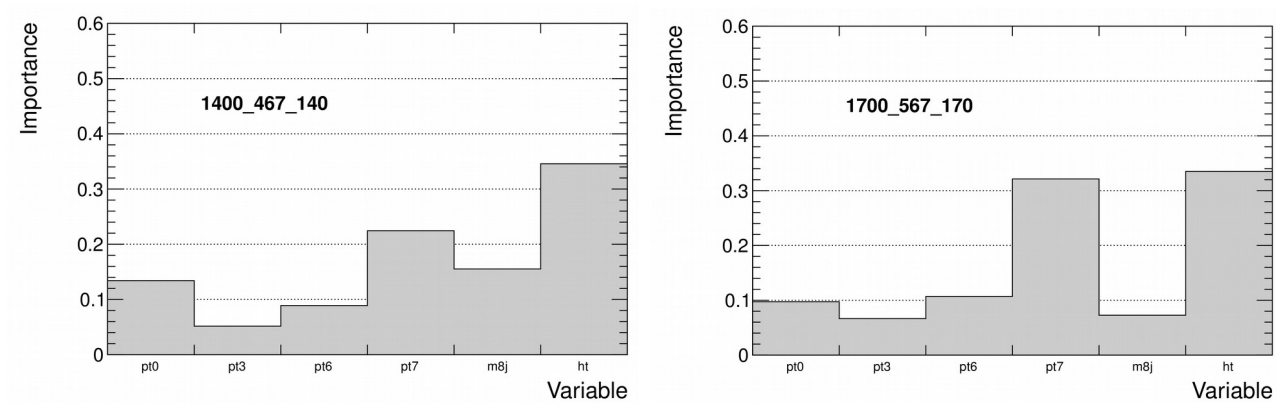
λύτερη του 0.80) είναι αποδεκτός και για το σήμα, διότι εκτελείται με τον ίδιο τρόπο.

Η κατανομή της εξόδου του νευρώνα, για πειραματικά δεδομένα, υπόβαθρο και σήμα, λαμβάνοντας υπόψιν όλες τις μεταβλητές και τους συσχετισμούς μεταξύ τους, φαίνεται Στην εικόνα (92). Η κατανομή της εξόδου του νευρώνα από τα πειραματικά δεδομένα, βρίσκεται σε μεγάλη συμφωνία με την κατανομή της εξόδου του νευρώνα από το υπόβαθρο. Η κατανομή της εξόδου του νευρώνα από το σήμα ($M=900\text{GeV}$ $m=300\text{GeV}$ $w=10\%$) χαρακτηρίζεται από τη συγκέντρωσή της κοντά στη μονάδα. Καθώς το νευρωνικό δίκτυο χρησιμοποιεί τους συσχετισμούς μεταξύ των μεταβλητών, είναι ενδιαφέρον να τους αναπαράγουμε και για τα δεδομένα. Αναλυτικότερα, αντί να δώσουμε στον νευρώνα σήμα και υπόβαθρο (*QCD MC*), του δίνουμε σήμα και πειραματικά δεδομένα. Στην εικόνα (93) βλέπουμε τη γραμμική συσχέτιση των μεταβλητών για το υπόβαθρο και τα πειραματικά δεδομένα αντίστοιχα, ενώ το σήμα που χρησιμοποιήθηκε κατά την εκπαίδευση είναι το $M=900\text{GeV}$ $m=300\text{GeV}$ $w=10\%$. Η παρατηρούμενη συμφωνία μεταξύ τους είναι μεγάλη ενώ μικρές διαφορές καλύπτονται από τις στατιστικές διακυμάνσεις. Επιπρόσθετα, ακολουθήσαμε την προαναφερθείσα διαδικασία ελέγχου υπέρ-εκπαίδευσης του νευρώνα, με τον χωρισμό των γεγονότων σε δύο ισόποσα τμήματα και τα αποτελέσματα δίνονται στις εικόνες (90) και (91).



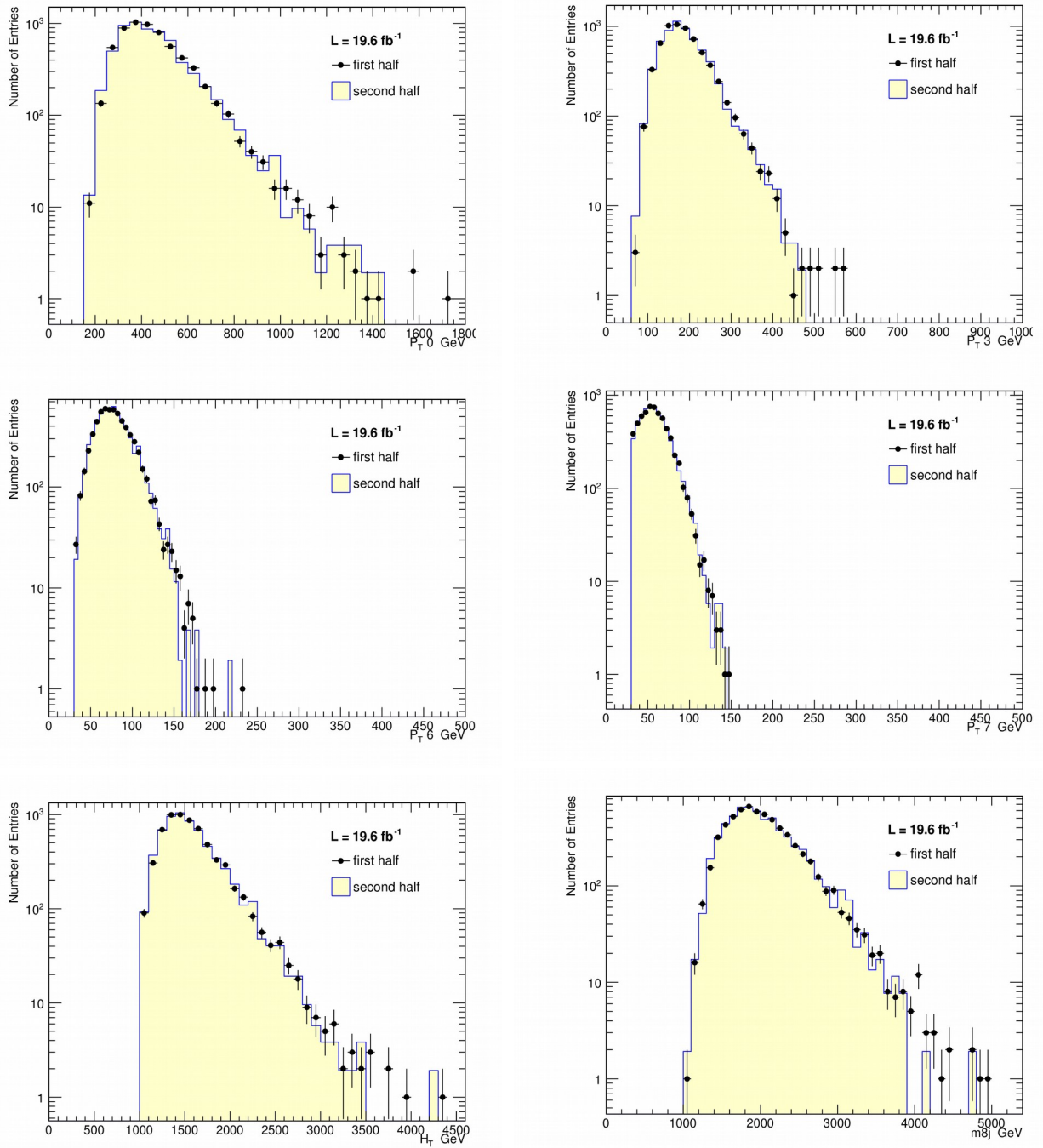
Εικόνα 88: Ιεράρχηση των μεταβλητών(Importance) για το σήμα $M=700\text{GeV}$ $m=233\text{GeV}$ $w=10\%$ (αριστερά) και για το σήμα $M=900\text{GeV}$ $m=300\text{GeV}$ $w=10\%$ (δεξιά)

6.8:Μέθοδοι Ανάλυσης



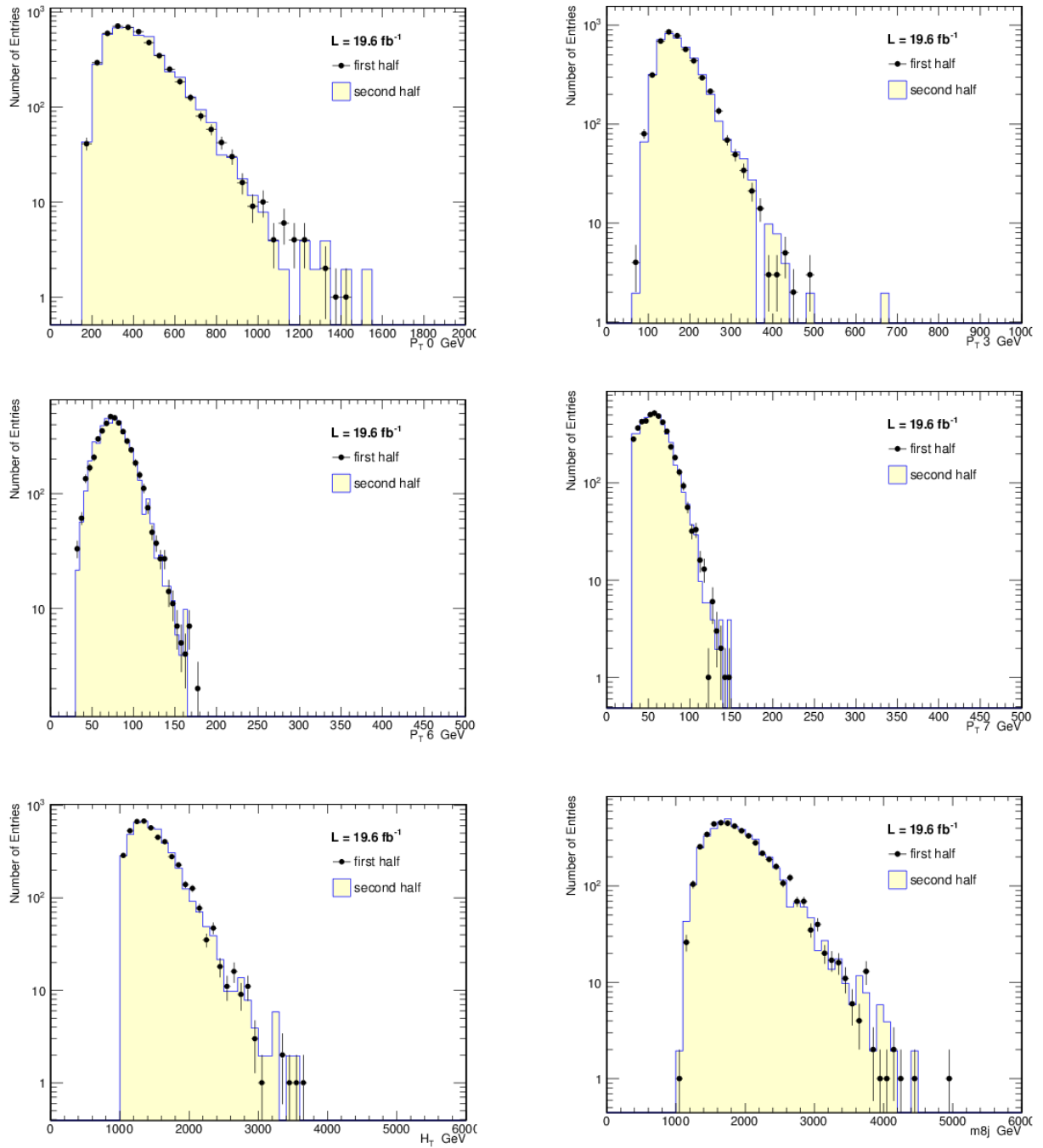
Εικόνα 89: Ιεράρχηση των μεταβλητών (Importance) για το σήμα $M=1400\text{GeV}$ $m=467\text{GeV}$ $w=10\%$ (αριστερά) και για το σήμα $M=1700\text{GeV}$ $m=567\text{GeV}$ $w=10\%$ (δεξιά)

6.8: Μέθοδοι Ανάλυσης



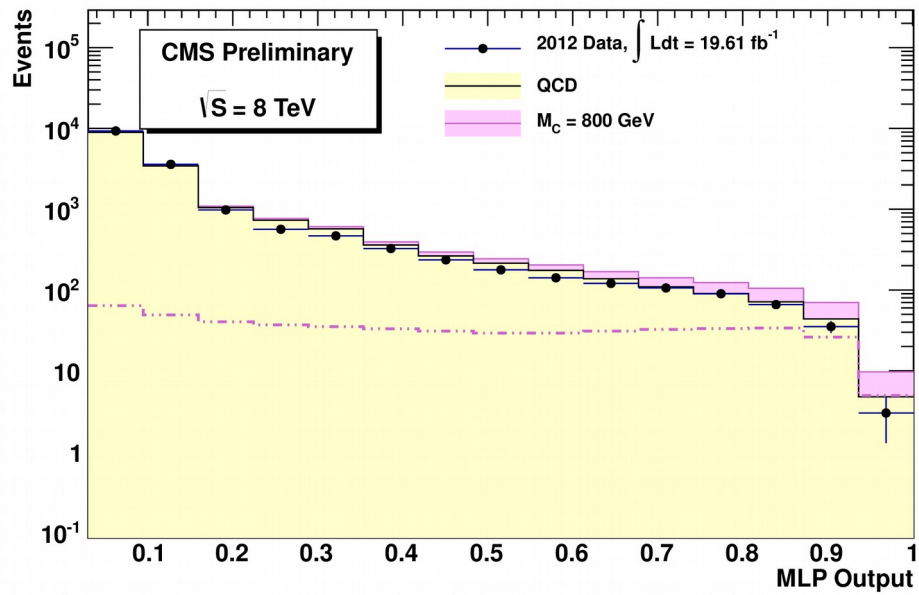
Εικόνα 90: Κατανομή της εγκάρσιας ορμής του πρώτου κυρίαρχου πίδακα (πάνω αριστερά), του τετάρτου κυρίαρχου πίδακα (πάνω δεξιά), του εβδόμου κυρίαρχου πίδακα (μέση αριστερά), του ογδόου κυρίαρχου πίδακα (μέση δεξιά), του αθροίσματος των εγκάρσιων ορμών (κάτω αριστερά) και της αναλλοίωτης μάζας των οκτώ πιδάκων (κάτω δεξιά), για το υπόβαθρο QCD MC, στην περιοχή σήματος ($MLP > 0.8$)

6.8: Μέθοδοι Ανάλυσης

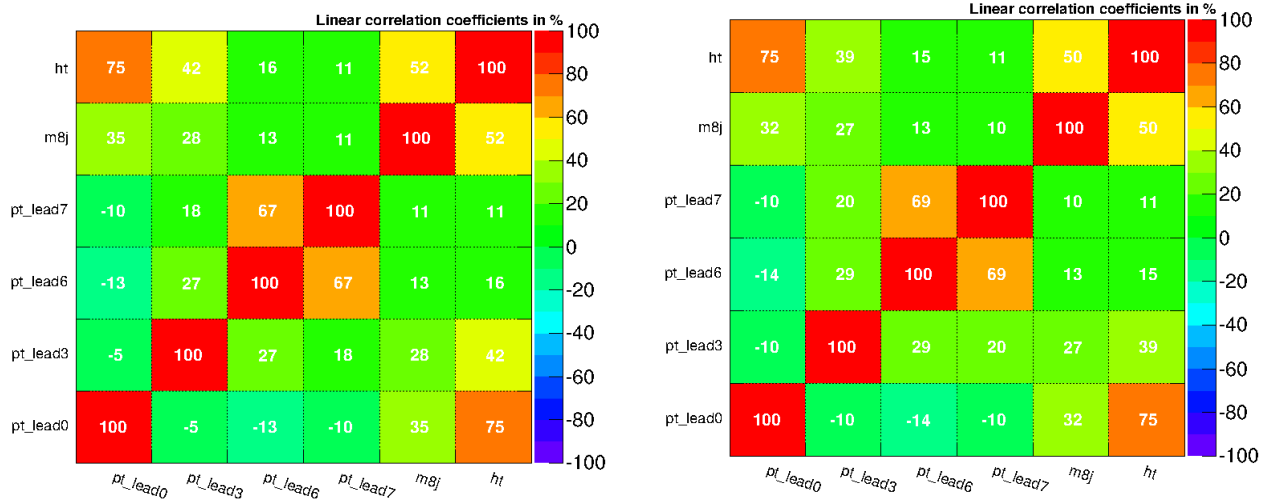


Εικόνα 91: Κατανομή της εγκάρσιας ορμής του πρώτου κυρίαρχου πίδακα (πάνω αριστερά), του τετάρτου κυρίαρχου πίδακα (πάνω δεξιά), του εβδομου κυρίαρχου πίδακα (μέση αριστερά), του ογδόου κυρίαρχου πίδακα (μέση δεξιά), του αθροίσματος των εγκάρσιων ορμών (κάτω αριστερά) και της αναλλοίωτης μάζας των οκτώ πιδάκων (κάτω δεξιά), για τα πειραματικά δεδομένα, στην περιοχή σήματος ($M_{LP} > 0.8$)

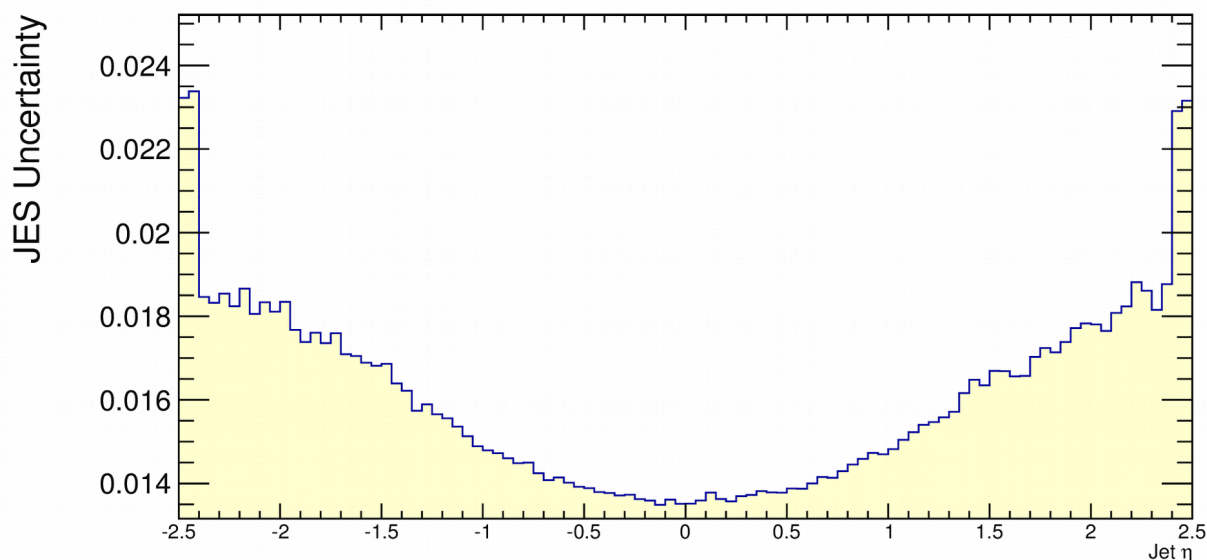
6.8:Μέθοδοι Ανάλυσης



Εικόνα 92: Η απόκριση του νευρώνα για τα πειραματικά δεδομένα, το υπόβαθρο και το σήμα $M=800\text{GeV}$ $m=233\text{GeV}$ $w=10\%$



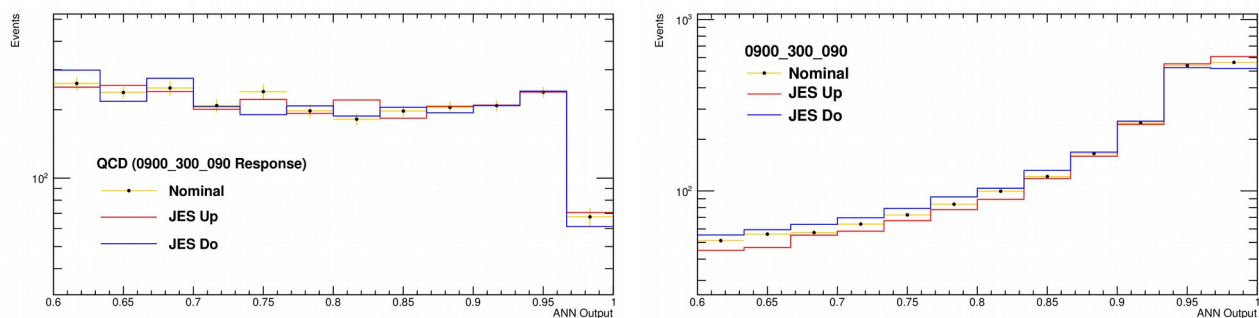
Εικόνα 93: Συσχετισμοί μεταξύ των μεταβλητών εισόδου για το υπόβαθρο QCD MC (αριστερά) και τα πειραματικά δεδομένα (δεξιά), κατά την εκπαίδευση με σήμα $M=900\text{GeV}$ $m=300\text{GeV}$ $w=10\%$

6.8.1.5: Συστηματικές Αβεβαιότητες (Systematic Uncertainties)**Κλίμακα της Ενέργειας των Πιδάκων**

Εικόνα 94: Κατανομή της αβεβαιότητας της κλίμακα ενέργειας των πιδάκων συναρτήσει της ψευδό-ωκύτητας

Η κυρίαρχη συστηματική αβεβαιότητα που επηρεάζει το σχήμα της κατανομής της εξόδου του νευρώνα, τόσο για το σήμα όσο και για το υπόβαθρο, προέρχεται από την κλίμακα ενέργειας των πιδάκων (*JES*). Στην εικόνα (94), βρίσκεται η κατανομή η αβεβαιότητας της κλίμακας ενέργειας των πιδάκων, συναρτήσει της ψευδό-ωκύτητας. Για τον υπολογισμό της επίδρασης της αβεβαιότητας της κλίμακα ενέργειας των πιδάκων, οι τετραορμές των πιδάκων αυξάνονται και μειώνονται κατά $1\text{-}\sigma$ [108] της αβεβαιότητας του κλίμακα ενέργειας των πιδάκων και εκ νέου εκπαιδεύεται ο νευρώνας, ώστε να υπολογιστεί η απόκρισή του λαμβάνοντας υπόψιν τις μεταβολές των τετραορμών. Στην εικόνα (95), παρατίθενται τα ιστογράμματα όπου φαίνεται η κατανομή της απόκρισης του νευρώνα για το υπόβαθρο και το σήμα αντίστοιχα, σε σύγκριση με την αρχική κατανομή της απόκρισης (χωρίς να ληφθούν υπόψιν οι μεταβολές των τετραορμών). Συμπεραίνουμε πως με την αύξηση των τετραορμών κατά $1\text{-}\sigma$ της κλίμακα ενέργειας των πιδάκων, οι τελικές καταστάσεις ομοιάζουν περισσότερο στις τελικές καταστάσεις του σήματος με αποτέλεσμα να έχουμε μια μεγαλύτερη συγκέντρωση κοντά στη μονάδα.

6.8: Μέθοδοι Ανάλυσης



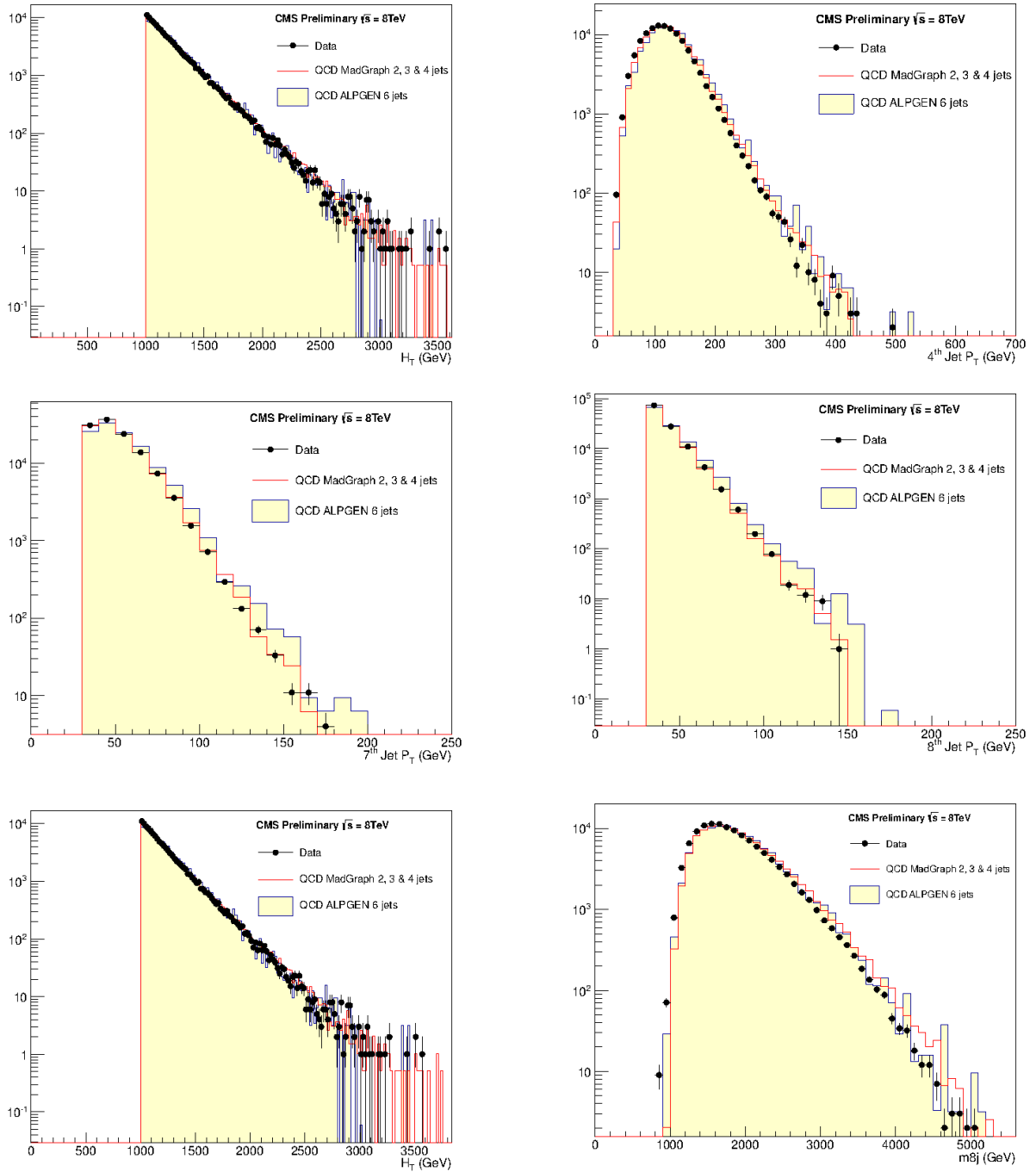
Εικόνα 95: Κατανομή της απόκρισης του νευρώνα, με και χωρίς την επίδραση της αβεβαιότητας της κλίμακας της ενέργειας των πιδάκων (JES), για το υπόβαθρο QCD MC (αριστερά) και για το σήμα $M=900\text{GeV}$ $m=300\text{GeV}$ $w=10\%$ (δεξιά)

Υπόβαθρο QCD MonteCarlo

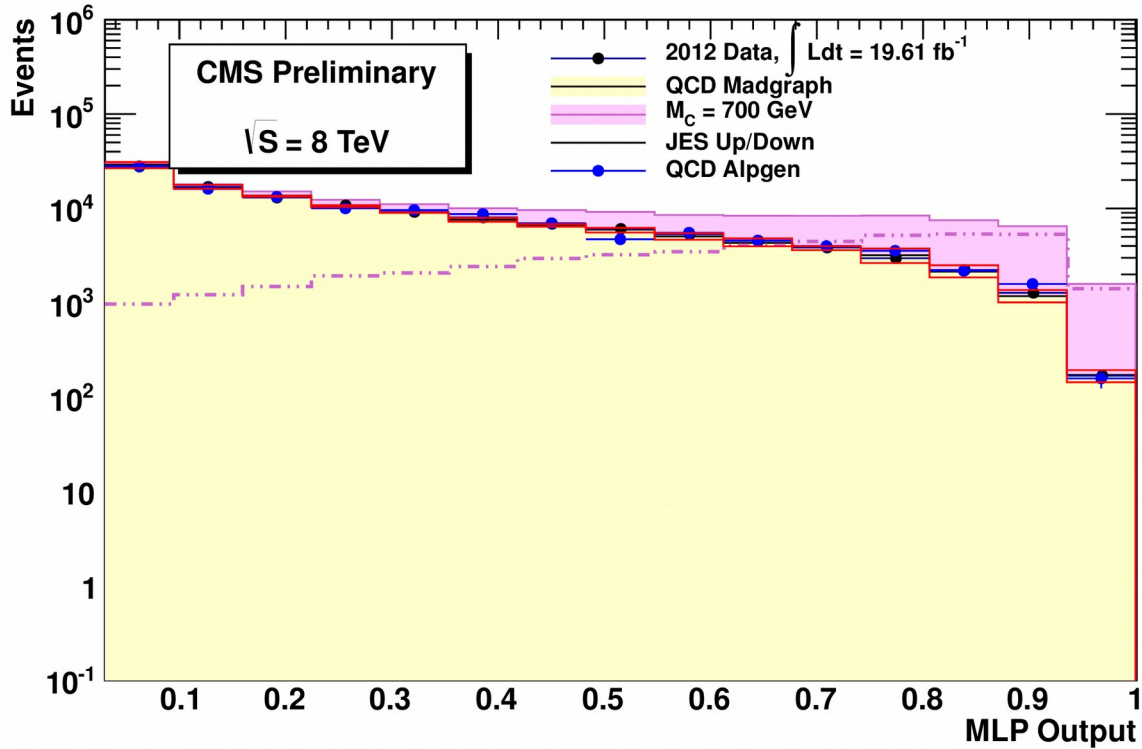
Σύγκριση της προσομοιωμένης QCD μεταξύ MADGRAPH/ALPGEN

Αν και οι προβλέψεις του MADGRAPH είναι σε εξαιρετική συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα, όπως έγινε φανερό στη παράγραφο (6.7), επιχειρήσαμε την παραγωγή της προσομοιωμένης QCD με χρήση του ALPGEN, ώστε να συγκριθεί με την πρόβλεψη του MADGRAPH. Στην εικόνα (96), βλέπουμε την συμφωνία μεταξύ πειραματικών δεδομένων, QCD ALPGEN και QCD MADGRAPH, για τις κατανομές των μεταβλητών που χρησιμοποιήθηκαν στην είσοδο του νευρώνα. Για τον υπολογισμό των συστηματικών αβεβαιοτήτων, εκπαιδεύσαμε το νευρωνικό δίκτυο με χρήση υποβάθρου ALPGEN και υπολογίσαμε εκ νέου την απόκρισή του, η οποία συγκρίνεται με την απόκριση υπό την εκπαίδευση με υπόβαθρο MADGRAPH, Στην εικόνα (97). Καταρχήν να σημειώσουμε πως τα πειραματικά δεδομένα είναι σε πολύ καλή συμφωνία με το εκάστοτε υπόβαθρο. Ομοίως και το σήμα έχει παρόμοια κατανομή για τις δύο περιπτώσεις. Εν γένει, το σχήμα είναι ίδιο, όμως παρατηρούνται οι διαφορές οι οποίες είναι αναμενόμενες καθώς πρόκειται για δύο υπόβαθρα από διαφορετικούς γεννήτορες. Οι δύο διαφορετικοί γεννήτορες αποφέρουν διαφορετική συστηματική αβεβαιότητα· οι δύο συστηματικές αβεβαιότητες λήφθηκαν υπόψιν στην περαιτέρω εκτέλεση της διαδικασίας.

6.8: Μέθοδοι Ανάλυσης



Εικόνα 96: Κατανομή της εγκάρσιας ορμής του πρώτου κυρίαρχου πίδακα (πάνω αριστερά), του τετάρτου κυρίαρχου πίδακα (πάνω δεξιά), του εβδομού κυρίαρχου πίδακα (μέση αριστερά), του ογδόου κυρίαρχου πίδακα (μέση δεξιά), του αθροίσματος των εγκάρσιων ορμών (κάτω αριστερά) και της αναλλοίωτης μάζας των οκτώ πιδάκων (κάτω δεξιά), για τα πειραματικά δεδομένα και το υπόβαθρο παραγόμενο με MadGraph και με ALPGEN

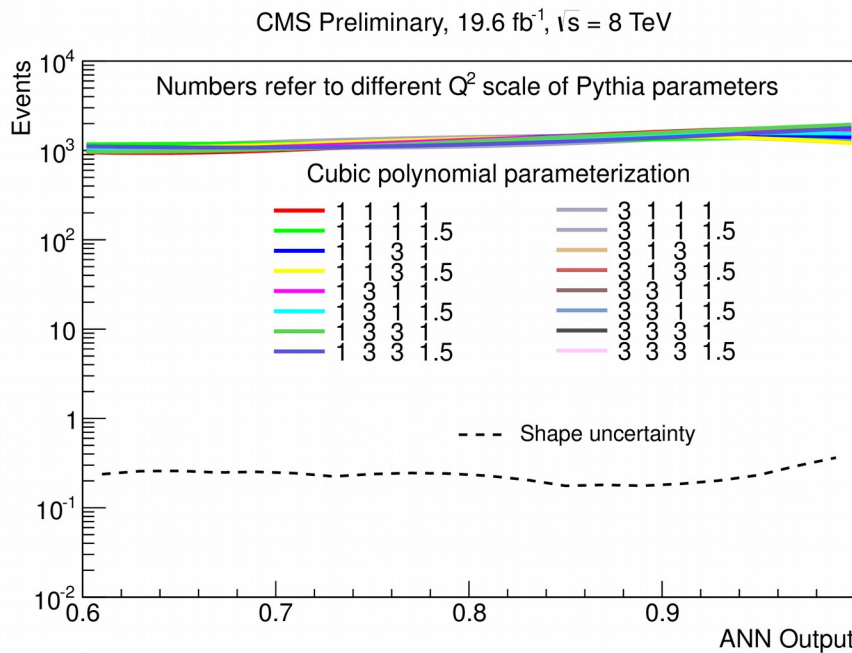


Εικόνα 97: Κατανομή της απόκρισης του νευρώνα για τα πειραματικά δεδομένα, το υπόβαθρο και το σήμα ($M=900\text{GeV}$ $m=300\text{GeV}$ $w=10\%$) έχοντας εκπαιδευτεί ο νευρώνας με υπόβαθρο από τους γεννήτορες MadGraph και ALPGEN. Η απόκριση του νευρώνα για την QCD, υπολογίστηκε αντίστοιχα για MadGraph και ALPGEN.

Διάφορες Κλίμακες της μεταφερόμενης τετραορμής Q^2

Η συστηματική αβεβαιότητα λόγω των διαφορετικών κλιμάκων της μεταφερόμενης τετραορμής Q^2 , στο υπόβαθρο (QCD MC) επηρεάζει άμεσα την ακτινοβολία αρχικού και τελικού σταδίου, με όμοιο τρόπο όπως περιγράφεται στην παρακάτω παράγραφο αναφορικά με την ακτινοβολία αρχικού και τελικού σταδίου. Έπειτα από συζήτηση με τους συγγραφείς της Pythia, μας συμβούλεψαν να μελετήσουμε την παράμετρο Λ_{QCD} η τιμή της οποίας χρησιμοποιείται στην τρέχουσα τιμή του a_s (PARP72) καθώς και την κλίμακα που πολλαπλασιάζει το τετράγωνο της εγκάρσιας τετραορμής k_T^2 στο a_s (PARP64). Συνολικά πραγματοποιήθηκαν 16 διαφορετικές γεννήσεις QCD, κάθε μία με διαφορετικές τιμές ως προς τις μεταβλητές k_{ISR} (ακτινοβολία αρχικού σταδίου), k_{FSR} (ακτινοβολία τελικού σταδίου), PARP(72) και PARP(64) [109] (δύο τιμές για την κάθε παράμετρο). Για καθένα από τα 16 παραγόμενα υπόβαθρα, πραγματοποιήθηκε εκ νέου η εκπαίδευση του νευρώνα και υπολογίστηκε η απόκρισή του. Για τον υπολογισμό της συστηματικής αβεβαιότητας λόγω αυτών των μεταβολών, πραγματοποιήθηκε μια παραμετροποίηση με πολώνυμο τρίτου βαθμού σε κάθε μία από τις 16 αποκρίσεις του νευρώνα και το αποτέλεσμα φαίνεται Στην εικόνα (98), όπου με διακεκομμένη γραμμή αποδίδεται η συστηματική αβεβαιότητα.

6.8: Μέθοδοι Ανάλυσης



Εικόνα 98: Κατανομή της απόκρισης του νευρώνα για διάφορες τιμές του Λ_{QCD} και υπόλογισμός της αβεβαιότητας του σχήματος της κατανομής

Στατιστική του προγράμματος εξομοίωσης (Monte Carlo)

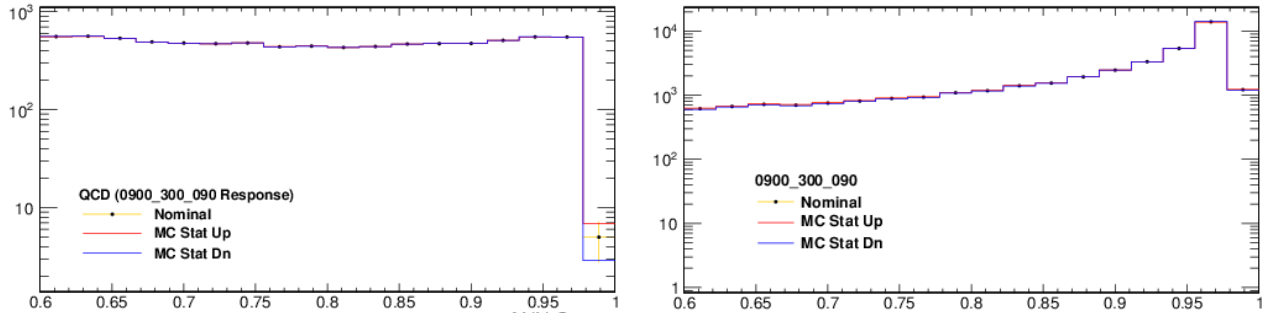
Μια ακόμη σημαντική πηγή αβεβαιότητας, αποτελεί η στατιστική του προγράμματος εξομοίωσης (Monte Carlo). Για τον υπολογισμό αυτής της επίδρασης, παίρνουμε την απόκριση του νευρώνα και τη μεταβάλλουμε (αυξάνοντας και μειώνοντάς την) κατά 1-σ. Αναλυτικότερα, η τιμή του κάθε bin αυξάνεται και μειώνεται κατά το σφάλμα του, με αποτέλεσμα να προκύψουν νέες κατανομές για την απόκριση του νευρώνα. Στην εικόνα (99), παρατίθενται δύο ιστογράμματα όπου αποδίδονται οι νέες κατανομές καθώς και η αρχική (χωρίς μεταβολές) για το υπόβαθρο και το σήμα, αντίστοιχα.

Εξάρτηση από Επιπρόσθετα Γεγονότα (Pile-Up Dependence)

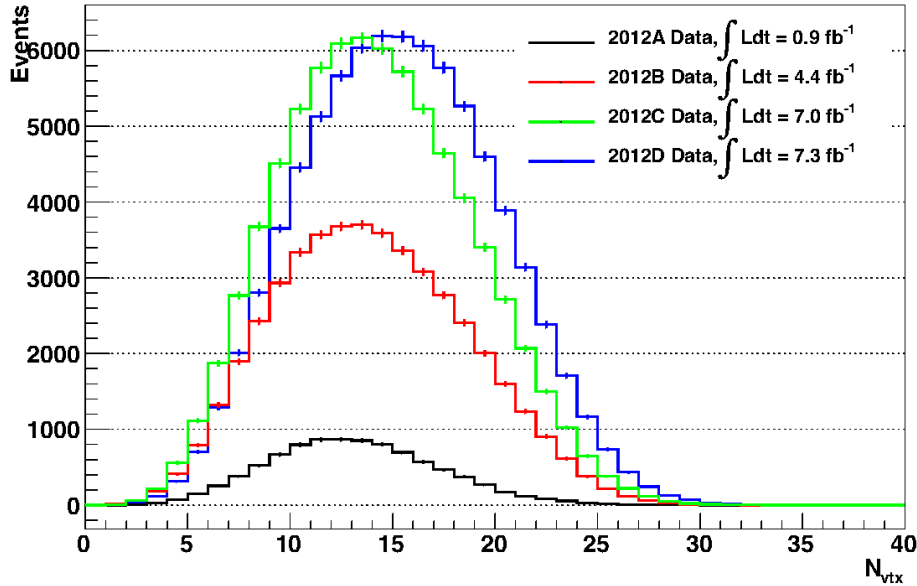
Στην εικόνα (100), διαφαίνεται η συνολική εξάρτηση της ανάλυσης, από τον αριθμό των πρωτευνόντων κορυφών. Στην εικόνα (101), παρατηρούμε τη μέση τιμή της απόκρισης του νευρώνα ως συνάρτηση του αριθμού των πρωτευνόντων κορυφών. Στην εικόνα (102) διαφαίνεται η κατανομή της απόκρισης του νευρώνα για τις τέσσερις διαφορετικές περιόδους εκτέλεσης του πειράματος (*Run2012A*, *Run2012B*, *Run2012C* και *Run2012D*), όπου παρατηρούμε πως ο νευρώνας αποκρίνεται όμοια, συμπαιρνοντας την ανεξαρτησία ως προς τις διαφορετικές καταστάσεις επιπρόσθετων γεγονότων (*different pile-up conditions*). Επιπρόσθετα, μελετήσαμε την επίδραση κατά την επικάλυψη μεταξύ ζευγών πιδάκων. Στην εικόνα (103), παρατίθενται δύο ιστογράμματα όπου βλέπουμε την συμφωνία μεταξύ των πειραματικών δεδομένων και του υποβάθρου (*QCD MC*), ως προς την κατανομή του ΔR το οποίο προέρχεται από τα ζεύγη των οχτώ κυρίαρχων πιδάκων (28 ζεύγη) καθώς και τον μέσο αριθμό των πιδάκων που αλληλεπικαλύπτονται συναρτήσει του αριθμού των πρωτευνόντων κορυφών (όπου ένα ζεύγος πιδάκων ορίζεται ως αλληλεπικαλυπτόμενο εάν η

6.8: Μέθοδοι Ανάλυσης

απόστασή τους είναι μικρότερη του διπλασίου του μεγέθους του κώνου $\Delta R = 1$). Η μέση τιμή των πιδάκων που αλληλεπικαλύπτονται είναι περίπου ίση με ~ 3 και ανεξάρτητη από τον αριθμό των πρωτευόντων κορυφών.



Εικόνα 99: Κατανομή της απόκρισης του νευρώνα, με και χωρίς την επίδραση της αβεβαιότητας από την στατιστική του Monte Carlo, για το υπόβαθρο QCD MC (αριστερά) και για το σήμα $M=900\text{GeV}$ $m=300\text{GeV}$ $w=10\%$ (δεξιά)



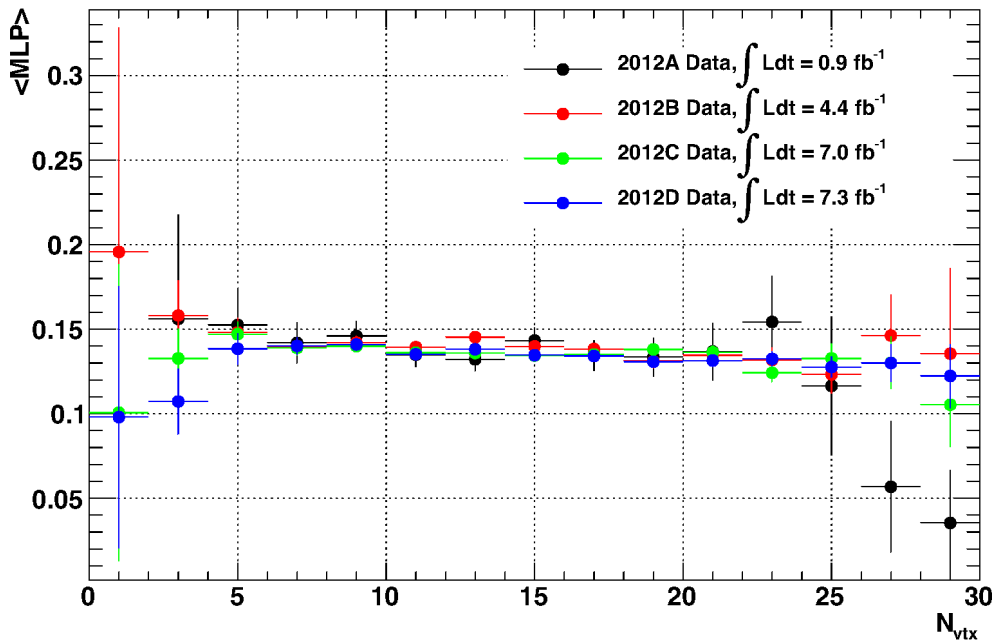
Εικόνα 100: Κατανομή των ανακατασκευασμένων κορυφών, για τις τέσσερις περιόδους - 2012A, 2012B, 2012C και 2012D

Διακριτική Ικανότητα Ενέργειας Πίδακα (Jet-Energy Resolution)

Η συστηματική αβεβαιότητα ως προς την διακριτική ικανότητα της ενέργειας πίδακα (JER), υπολογίζεται από το υπόβαθρο (QCD MC), με χρήση των πιδάκων σε επίπεδο σωματίων (Parton Level). Η ορμή των συγκεκριμένων πιδάκων μεταβάλλεται σύμφωνα με την απόκριση του ανιχνευ-

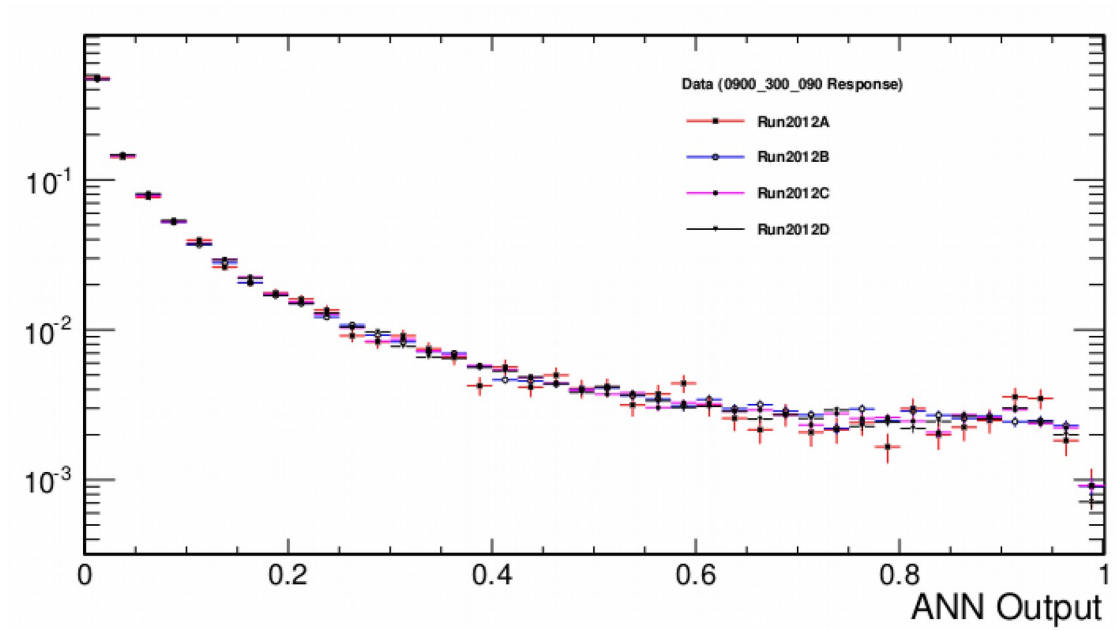
6.8: Μέθοδοι Ανάλυσης

τή συναρτήσει της εγκάρσιας ορμής και της ψευδό-ωκύτητας, με χρήση ενός τυχαίου αριθμού γεννημένου μέσω μιας γκαουσιανής κατανομής της οποίας η μέση τιμή είναι η υπάρχουσα εγκάρσια ορμή του πίδακα ενώ το σ είναι στο 10%[100]. Συγκεκριμένα, για τον υπολογισμό της επίδρασης της συστηματικής αβεβαιότητας της διακριτικής ικανότητας της ενέργειας, στο 10%[100], ο κάθε πίδακας υπόκειται στην επιβολή δύο νέων εγκάρσιων ορμών, μία αυξημένη και μια μειωμένη, οι οποίες προέρχονται από την τυχαία τιμή της γκαουσιανής κατανομής η οποία έχει ως μέση τιμή την αρχική εγκάρσια και ως σ το +10% ή το -10% της αρχικής εγκάρσιας ορμής, αντίστοιχα. Έπειτα εκπαιδεύεται και πάλι ο νευρώνας και το αποτέλεσμα της απόκρισής του φαίνεται στο δεξί μέρος της εικόνας (104). Η διαφορά μεταξύ των αποκρίσεων νευρώνα που εκπαιδεύτηκε με το αυξημένο, μειωμένο και αμετάβλητο είναι σχεδόν αμελητέα, όπως διαφαίνεται στο αριστερό μέρος της εικόνας (104), αποδεικνύοντας πως η επίδραση της συγκεκριμένης συστηματικής αβεβαιότητας δεν είναι σημαντική στην συγκεκριμένη ανάλυση.

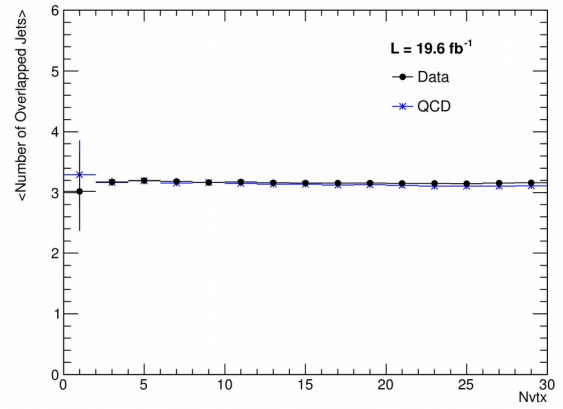
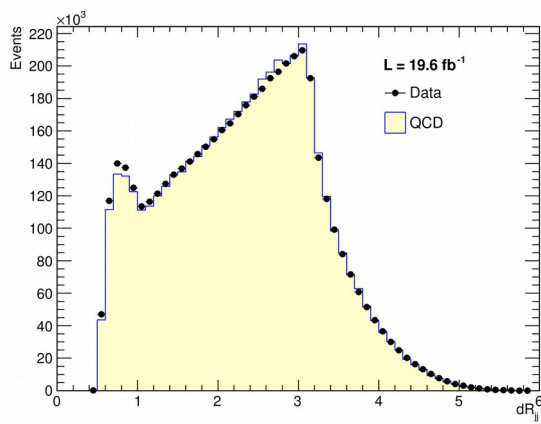


Εικόνα 101: Κατανομή της μέσης τιμής της απόκρισης του νευρώνα, συναρτήσει των ανακατασκευασμένων κορυφών

6.8: Μέθοδοι Ανάλυσης

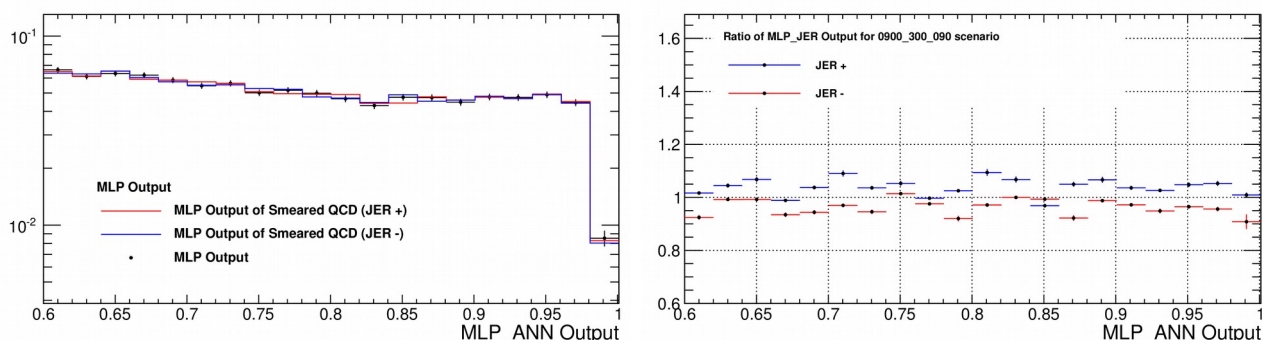


Εικόνα 102: Κατανομή της απόκρισης του νευρώνα, χωριστά για την κάθε περίοδο εκτέλεσης του πειράματος



Εικόνα 103: Κατανομή του ΔR των, κατά ζεύγη, οκτώ κυρίαρχων πιδάκων (αριστερά) και της μέσης τιμής του πλήθους των αλληλεπικαλυπτόμενων πιδάκων, συναρτήσει του αριθμού των πρωτευνόντων κορυφών

6.8: Μέθοδοι Ανάλυσης

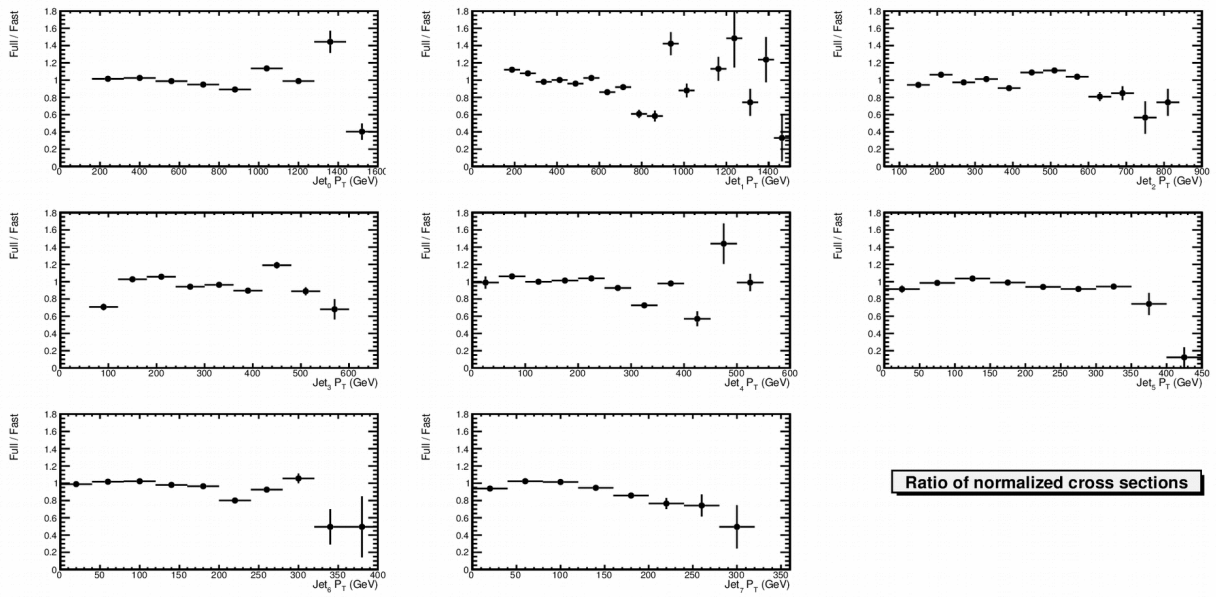


Εικόνα 104: Κατανομή της απόκρισης του νευρώνα, με την διακριτική ικανότητα ως προς την ενέργεια, μη διαφοροποιημένη, αυξημένη /μειωμένη κατά 10% (αριστερά) και του λόγου της απόκρισης του νευρώνα, με την διακριτική ικανότητα αυξημένη / μειωμένη κατά 10%, ως προς τη μη διαφοροποιημένη

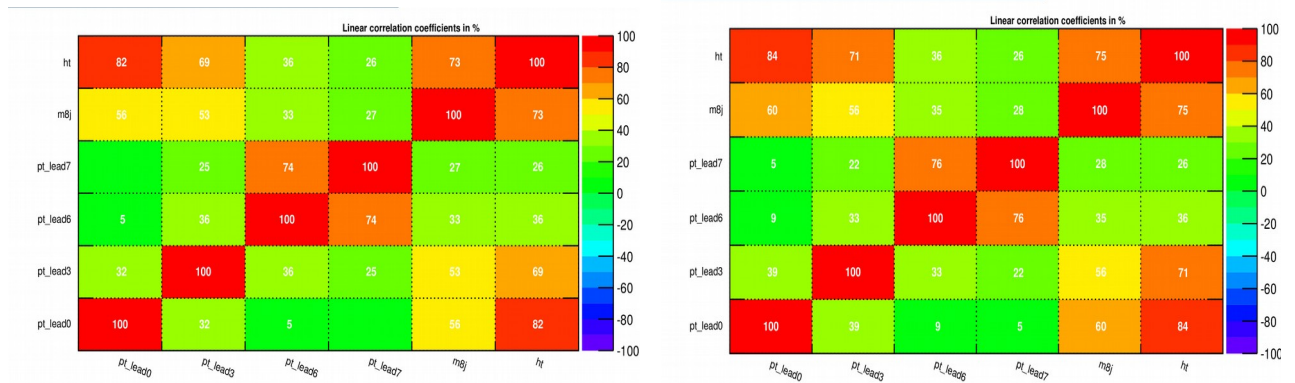
Πλήρης και Ταχεία Προσομοίωση (Full and Fast Simulation)

Η κανονική διαδικασία που ακολουθείται για την παραγωγή του προσομοιωμένου σήματος, διέπεται από την Πλήρη Προσομοίωση (*Full Simulation*), όμως λόγω χρονικού περιορισμού, κάναμε χρήση της ταχείας προσομοίωσης. Για την επικύρωση της ομοιότητας των δύο ειδών προσομοίωσης, αρχικά γεννήσαμε μέσω πλήρους προσομοίωσης, το σήμα $M=900\text{ GeV}$ $m=300\text{ GeV}$ $w=10\%$ και στη συνέχεια δημιουργήσαμε οχτώ ιστογράμματα, ένα για κάθε κυρίαρχο πίδακα, τόσο για την πλήρη όσο και για τη ταχεία προσομοίωση. Τα αντίστοιχα ιστογράμματα για την κάθε εγκάρσια ορμή, διαιρούνται και το αποτέλεσμα φαίνεται στην εικόνα (105). Παρατηρούμε πως οι μεγάλες διαφορές, βρίσκονται στις περιοχές χαμηλών εγκάρσιων ορμών λόγω της κλίμακας ενέργειας των πιδάκων (*Jet Energy Scale*) και της διαφορετικής διακριτικής ικανότητας. Στην περιοχή υψηλών εγκάρσιων ορμών και συγκεκριμένα στο τμήμα όπου υπάρχει μεγάλη συγκέντρωση σήματος, έχουμε πολύ καλή συμφωνία μεταξύ των δύο ειδών προσομοίωσης. Όπως είναι αναμενόμενο, οι διαφορές που παρατηρούνται μεταξύ των εγκάρσιων ορμών από τα δύο είδη, ανακλώνται στην απόκριση του νευρώνα, όπως διαφαίνεται Στην εικόνα (107). Η χαμηλή περιοχή, κοντά στο μηδέν, όπου κυριαρχείται από γεγονότα που μοιάζουν στο υπόβαθρο, παρουσιάζει μεγάλες διαφορές, σε αντίθεση με την περιοχή κοντά στο 1, όπου οι διαφορές είναι κατά πολύ μικρότερες. Τελικώς, ελέγχουμε τον συσχετισμό μεταξύ των μεταβλητών από τα δύο είδη, όπως φαίνεται στην εικόνα (106), για τη ταχεία και την πλήρη προσομοίωση. Παρατηρούμε πως συμφωνούν οι δύο κατανομές συσχετισμών μεταξύ 2%. Η συγκεκριμένη διαφορά, λήφθηκε υπόψιν στην μετέπειτα διαδικασία ως προς την εξαγωγή των ορίων με αμυδρή, όμως, συνεισφορά.

6.8: Μέθοδοι Ανάλυσης

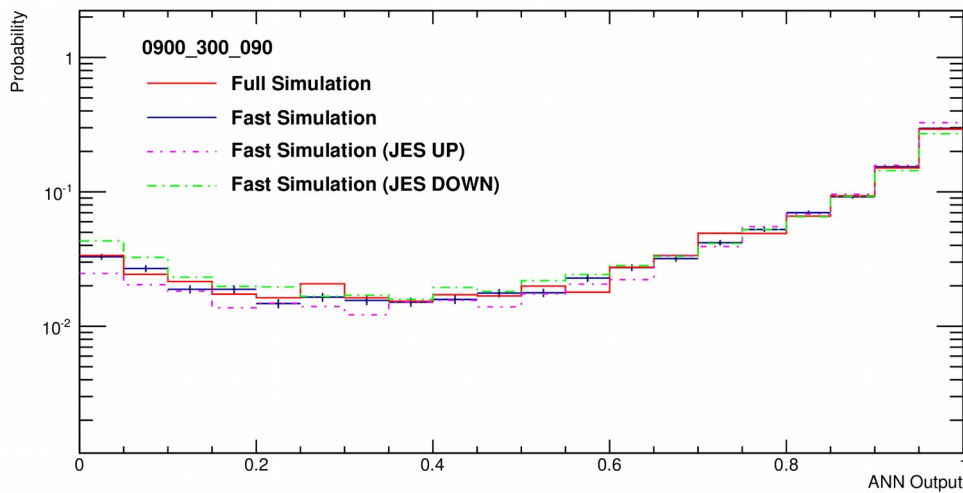


Εικόνα 105: Κατανομή του λόγου του φάσματος των εγκάρσιων ορμών, Πλήρους / Ταχείας προσομοίωσης



Εικόνα 106: Συσχετισμοί μεταξύ των μεταβλητών για το σήμα από την ταχεία (αριστερά) και την πλήρη (δεξιά) προσομοίωση

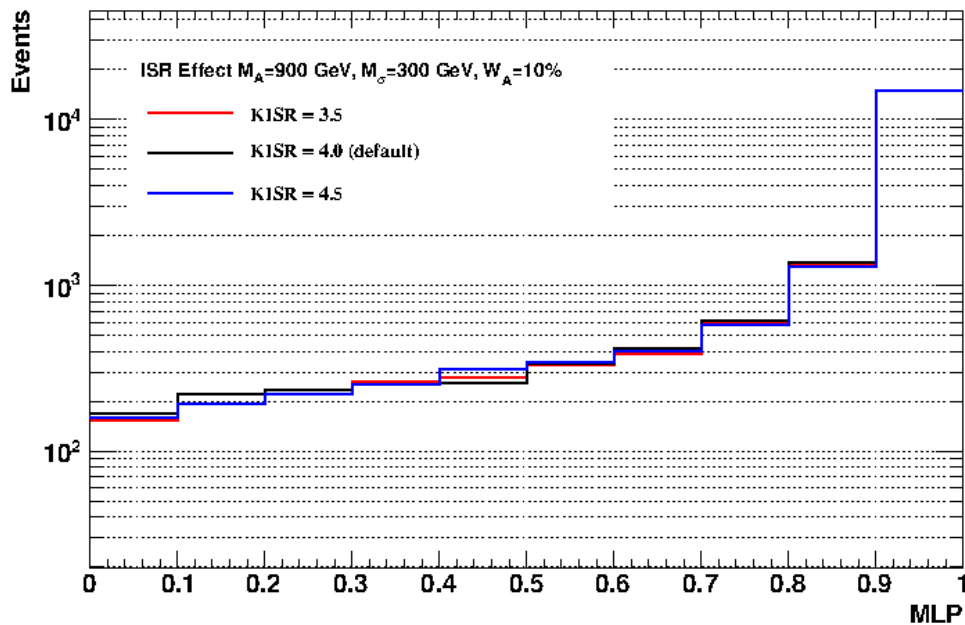
6.8: Μέθοδοι Ανάλυσης



Εικόνα 107: Κατανομή της απόκρισης του νευρώνα, από την πλήρη προσομοίωση (κόκκινο), την ταχεία προσομοίωση (μπλε) και την ταχεία προσομοίωση λαμβάνοντας υπόψη την JES (μωβ και πράσινο, αντίστοιχα)

Ακτινοβολία Αρχικού και Τελικού Σταδίου (Initial and Final State Radiation)

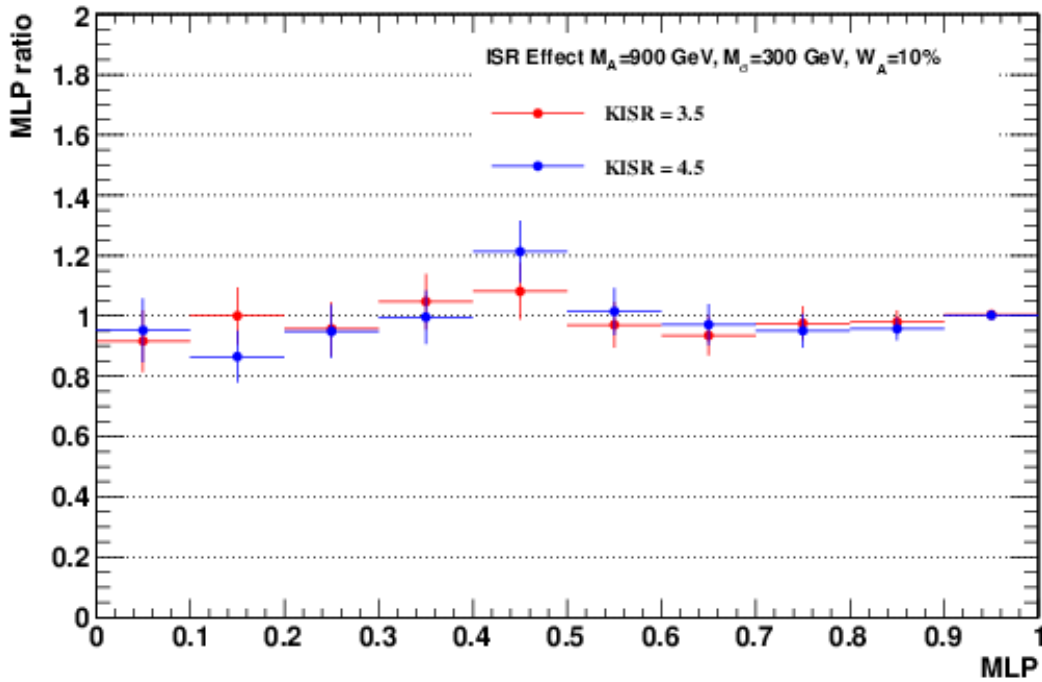
Η επίδραση του φαινομένου της ακτινοβολίας αρχικού σταδίου, ελέγχθηκε με τη γέννηση σήματος, διαφοροποιημένου $kISR$ στην ΡΥΘΙΑ6: 3.5, 4.0, και 4.5. Η προεπιλεγμένη τιμή για το $kISR$ στην ΡΥΘΙΑ6 είναι ίση με 4.0 [110] και η διακύμανσή της μεταξύ ± 0.5 , έρχεται σε συμφωνία με τα αποτελέσματα από την ανάλυση για τον αποσυσχετισμό ζευγών πιδάκων [111]. Ο νευρώνας εκπαιδεύτηκε ξεχωριστά για το κάθε διαφορετικό σήμα και υπολογίστηκε η απόκρισή του για τα



Εικόνα 108: Κατανομή της απόκρισης του νευρώνα για διαφορετικές τιμές του $kISR$

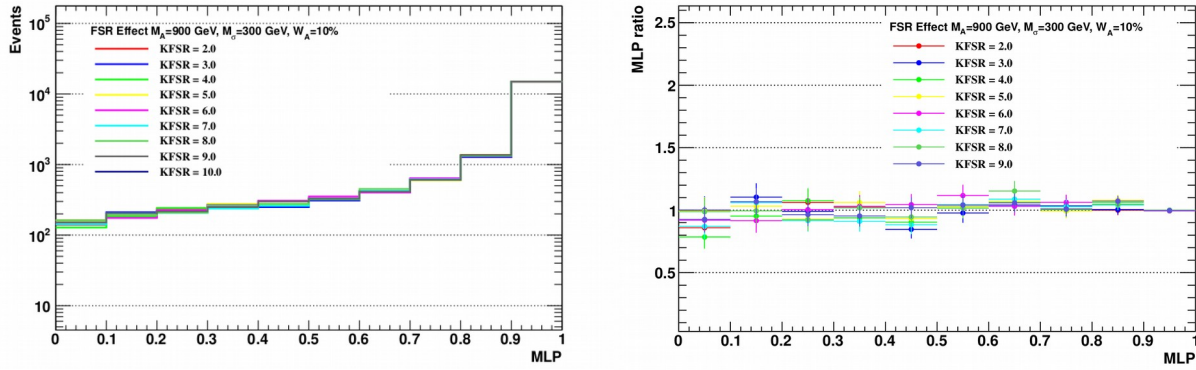
6.8:Μέθοδοι Ανάλυσης

διαφορετικά $kISR$ και στη συνέχεια υπολογίστηκε η απόκριση του νευρώνα για τη κάθε τιμή, με τα αποτελέσματα να φαίνονται στην εικόνα (108). Εφόσον η προεπιλεγμένη τιμή είναι ίση με 4.0, υπολογίστηκε ο λόγος των κατανομών με $kISR \pm 0.5$ του προεπιλεγμένου, ως προς το προεπιλεγμένο και οι τελικές κατανομές φαίνονται Στην εικόνα (109). Παρατηρούμε πως οι αποκλίσεις από την μονάδα είναι μικρές ενώ όσο πλησιάζουμε στη μονάδα ως προς την απόκριση του νευρώνα, οι κατανομές συμπίπτουν όλο και περισσότερο. Εξίσου ελέγχθηκε η επίδραση της ακτινοβολίας τελικού σταδίου, μεταβάλλοντας την μεταβλητή $kFSR$ της ΡΥΤΗΙΑ6 μεταξύ των τιμών 1 – 10. Η επίδραση ήταν αμελητέα λόγω της υψηλής τιμής του Q^2 . Τα αντίστοιχα ιστογράμματα φαίνονται στην εικόνα (110).



Εικόνα 109: Κατανομή των λόγων της απόκρισης του νευρώνα με $kISR$ διαφορετικού του προεπιλεγμένου ως προς το προεπιλεγμένο (4.0)

6.8: Μέθοδοι Ανάλυσης



Εικόνα 110: Κατανομή της απόκρισης του νευρώνα για διαφορετικές τιμές του $kFSR$ και οι λόγοι της απόκρισης του νευρώνα με $kFSR$ διαφορετικού του προεπιλεγμένου ως προς το προεπιλεγμένο για εύρος τιμών μεταξύ 1 – 10

Συναρτήσεις Κατανομής Παρτονίων

Η συστηματική αβεβαιότητα, λόγω της επιλογής των συναρτήσεων κατανομής παρτονίων μελετήθηκε με χρήση τριών σετ: CT10, MSTW2008 και NNPDF2.1. Η επιλογή των συγκεκριμένων σετ έγκειται στη χρήση παραμέτρων κατά τον ορισμό, όπως η τιμή της σταθεράς ισχυρής σύζευξης ($a_s(m_z^2)$) η οποία τέθηκε ίση με 0.119 για το NNPDF2.1[112], 0.120 για το MSTW2008[113] και ποικίλει μεταξύ 0.116 και 0.120 για το CT10[114]. Για την εκτίμηση της συγκεκριμένης αβεβαιότητας, αρχικά εξετάστηκαν οι μεταβολές που προκαλούνται από τις διακυμάνσεις των συναρτήσεων κατανομής παρτονίων (PDF) και στη συνέχεια συγκρίθηκαν οι προκύπτουσες αβεβαιότητες (για το κάθε σετ συνάρτησης κατανομής παρτονίων) μεταξύ τους. Η μέθοδος που χρησιμοποιήθηκε, καλείται “μέθοδος τροποποιημένης ανοχής” ή “*modified tolerance method*” [115], [116], όπως συνίσταται στις εξισώσεις (118) και (119):

$$\Delta X_{max}^+ = \sqrt{\sum_i^N (\max(X_i^+ - X_0, X_i^- - X_0, 0))^2} \quad (118)$$

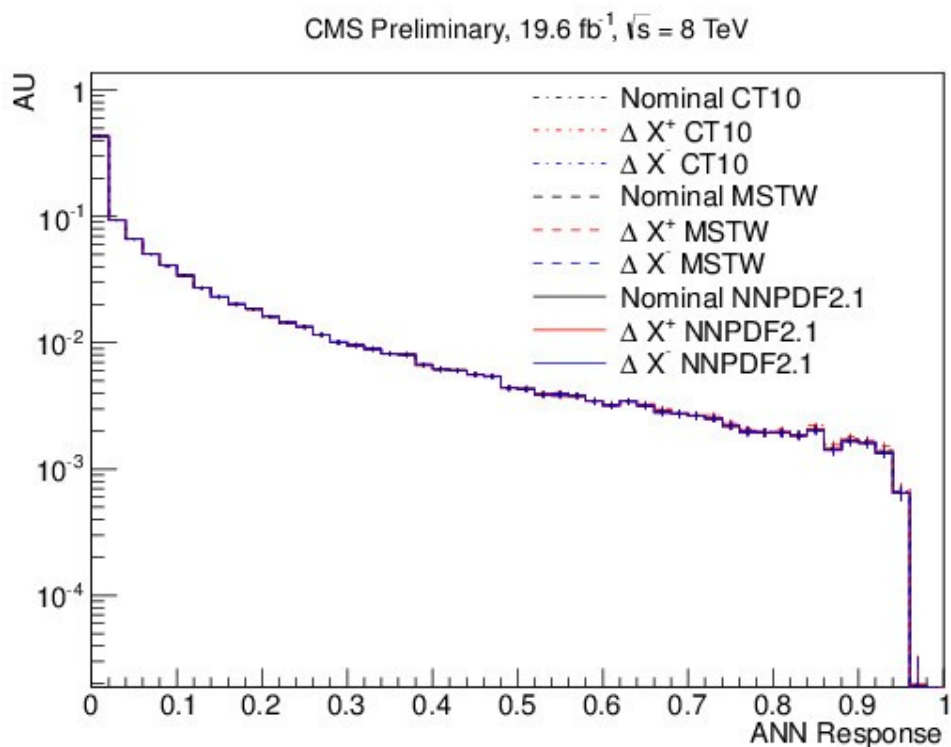
$$\Delta X_{max}^- = \sqrt{\sum_i^N (\max(X_0 - X_i^+, X_0 - X_i^-, 0))^2} \quad (119)$$

Όπου X_0 είναι η κεντρική τιμή της μέτρησης, $X_i^\pm$ είναι οι άνω και κάτω διακυμάνσεις σχετικά με την κεντρική τιμή, N είναι ο συνολικός αριθμός των ιδιοδιανυσμάτων που λήφθηκαν υπόψη (53 για το CT10[117], 41 για το MSTW2008[118] και 101 για το NNPDF2.1[119]) και $\Delta X_{max}^\pm$ είναι η τιμή της αβεβαιότητας που πρόκειται να υπολογιστεί. Η τιμή της αβεβαιότητας που λαμβάνεται υπόψη στο τέλος, είναι η μεγαλύτερη που προκύπτει.

Κατά την μέθοδο Αποκοπής και Μέτρησης, η υπολογισθείσα αβεβαιότητα ως προς την αποδεκτικότητα του σήματος, βρέθηκε μεταξύ 0.3 – 2%, ανάλογα με τη μάζα του σήματος, όπως φαίνεται στις εικόνες (50) και (51). Ως προς το υπόβαθρο, δεν υπολογίσθηκε καθώς, στη συγκεκριμένη

6.8: Μέθοδοι Ανάλυσης

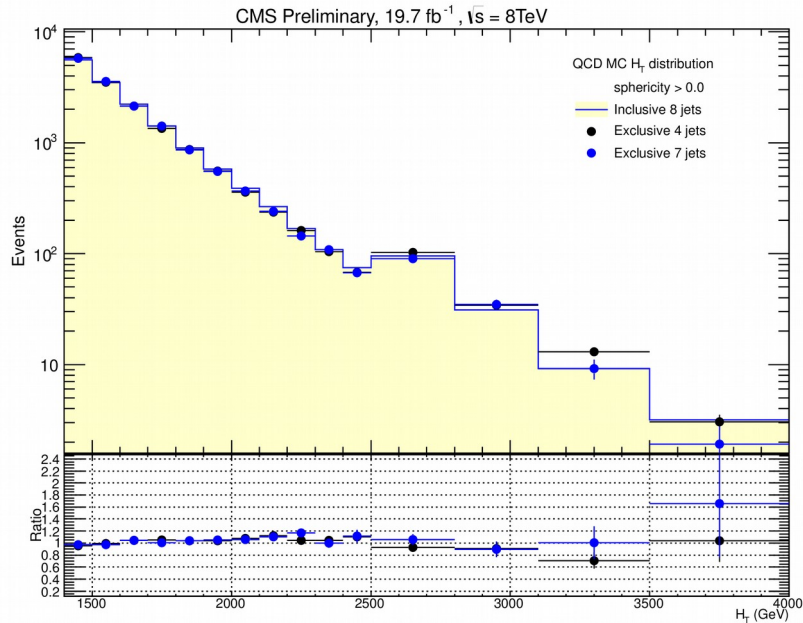
μέθοδο, προέρχεται από τα δεδομένα. Κατά την μέθοδο πολλαπλών μεταβλητών, η υπολογισθείσα αβεβαιότητα ως προς την αποδεκτικότητα του σήματος, παραμένει ίδια με πριν και βρέθηκε μεταξύ 0.3 – 2%, ανάλογα με τη μάζα του σήματος, όπως φαίνεται στις εικόνες (50) και (51). Όσον αφορά την τιμή της αβεβαιότητας ως προς το υπόβαθρο, σύμφωνα με τις παραπάνω εξισώσεις υπολογίσθηκε εκ νέου η απόκριση του νευρώνα, η οποία διαφαίνεται Στην εικόνα (111), για τα 3 σετ συναρτήσεων κατανομής παρτονίων. Όπως είναι εμφανές, η επίδραση είναι αμελητέα.



Εικόνα 111: Η κατανομή της εξόδου του νευρώνα, περιλαμβανομένης της αβεβαιότητας, για τα PDF sets: CT10, MSTW2008 και NNPDF2.1

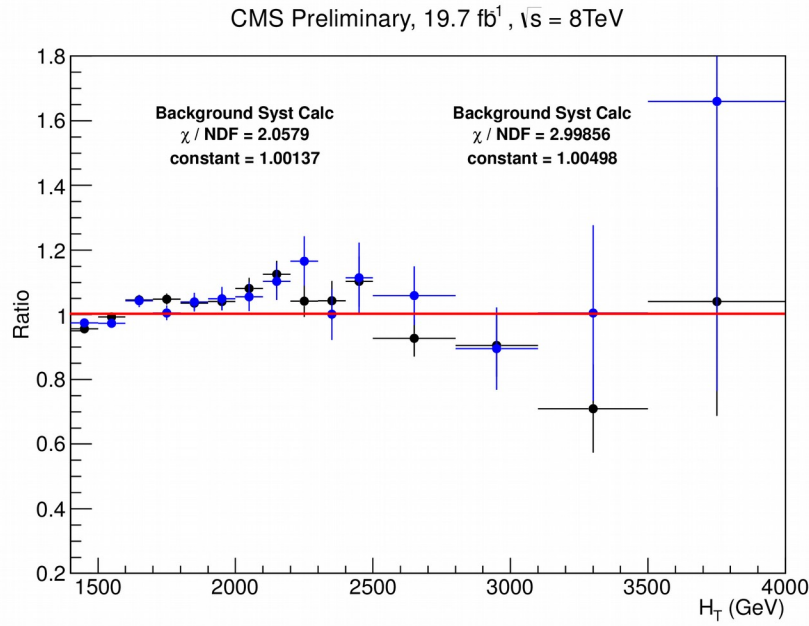
6.8.2:Μέθοδος Αποκοπής & Μέτρησης

Το κύριο υπόβαθρο της συγκεκριμένης ανάλυσης προέρχεται από γεγονότα QCD και θα εκτιμηθεί απευθείας από τα πειραματικά δεδομένα, χωρίς την χρήση γεγονότων προσομοίωσης, αλλά με χρήση της μεθόδου όπου το σχήμα του αθροίσματος των εγκάρσιων ορμών, παραμένει αναλλοίωτο υπό τις διάφορες πολλαπλότητες πιδάκων ([78],[79],[80],[81]). Αν υποθέσουμε ένα γεγονός QCD, η κατανομή του αθροίσματος των εγκάρσιων ορμών H_T , καθορίζεται κυρίως από τις διαδικασίες σκληρής σκέδασης (*Hard Scattering Processes*), της μορφής $2 \rightarrow 2$. Οι διασπάσεις που θα υποστούν οι πιδάκες από φαινόμενα ακτινοβολίας αρχικού και τελικού σταδίου, δε θα επιδράσουν σημαντικά στην αλλαγή του σχήματος της κατανομής. Στην εικόνα (112), παρατηρείται η αναλλοιωτότητα στο σχήμα της κατανομής του αθροίσματος των εγκάρσιων ορμών H_T (για $H_T > 1.4\text{TeV}$) για πολλαπλότητα πιδάκων ίση με τέσσερις, επτά και τουλάχιστον οκτώ, ενώ στην εικόνα (113) παρατίθεται ο λόγος των κατανομών.



Εικόνα 112: Κατανομή του αθροίσματος των εγκάρσιων ορμών για QCD MC, με πολλαπλότητα πιδάκων ίση με τέσσερις, επτά και οκτώ.

6.8: Μέθοδοι Ανάλυσης



Εικόνα 113: Ο λόγος της κατανομής προερχόμενης από πολλαπλότητα πιδάκων ίση με τουλάχιστον οκτώ πίδακες, ως προς τις κατανομές προερχόμενες από πολλαπλότητες πιδάκων ίσες με τέσσερις και επτά

Για την βελτιστοποίηση του σήματος, χρησιμοποιήθηκε, σε συνδυασμό με το άθροισμα των εγκάρσιων ορμών, η σφαιρικότητα των γεγονότων. Το σχήμα της κατανομής της σφαιρικότητας, διαφέρει για γεγονότα υποβάθρου και σήματος. Πιο συγκεκριμένα, η σφαιρικότητα, περιγράφει πόσο σφαιρικό είναι ένα γεγονός και ορίζεται ως:

$$S = \frac{3}{2}(Q_2 + Q_3) \quad (120)$$

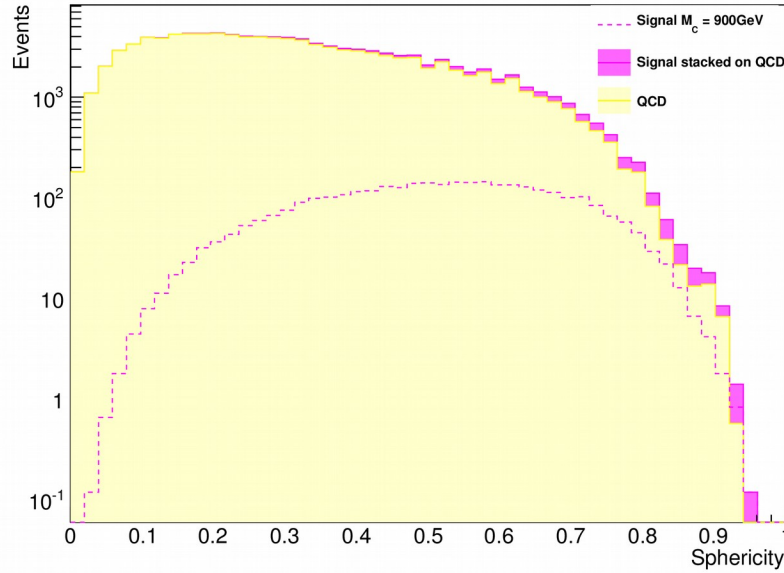
με τα Q_i , να είναι οι ιδιοτιμές του τανυστή:

$$M_{ab} = \frac{\sum_i p_{ia} p_{ib}}{\sum_i p_i^2} \quad (121)$$

όπου a, b παριστούν τις τρεις χωρικές συντεταγμένες και p_i η ορμή του σωματιδίου i . Γεγονότα με σφαιρικότητα ίση με 1, $S \approx 1$ είναι πιο σφαιρικά, ενώ όσο κινούμαστε προς χαμηλότερες τιμές, τόσο τα γεγονότα μοιάζουν να κυριαρχούνται από δύο πίδακες. Τα γεγονότα του σήματος, αναμένονται πιο σφαιρικά σε σχέση με τα γεγονότα του υποβάθρου, τα οποία προέρχονται κυρίως από διαδικασίες, της μορφής $2 \rightarrow 2$. Στην εικόνα (114), φαίνεται η κατανομή της σφαιρικότητας για το *Coloron*, μάζας 900 GeV. Η ίδια μεταβλητή, έχει χρησιμοποιηθεί στην αναζήτηση συντονισμών τριών πιδάκων [120], για τον διαχωρισμό του σήματος από το υπόβαθρο. Η σφαιρικότητα χρησιμοποιήθηκε στην βελτιστοποίηση της σπουδαιότητας του σήματος (*signal significance*) με τον στατιστικό έλεγχο της ποσότητας $S/\sqrt{B}$ όπου S (B) είναι ο αριθμός των γεγονότων του σήματος (υποβάθρου). Στην εικόνα (115), φαίνεται η κατανομή της σπουδαιότητας του σήματος (*signal*

6.8: Μέθοδοι Ανάλυσης

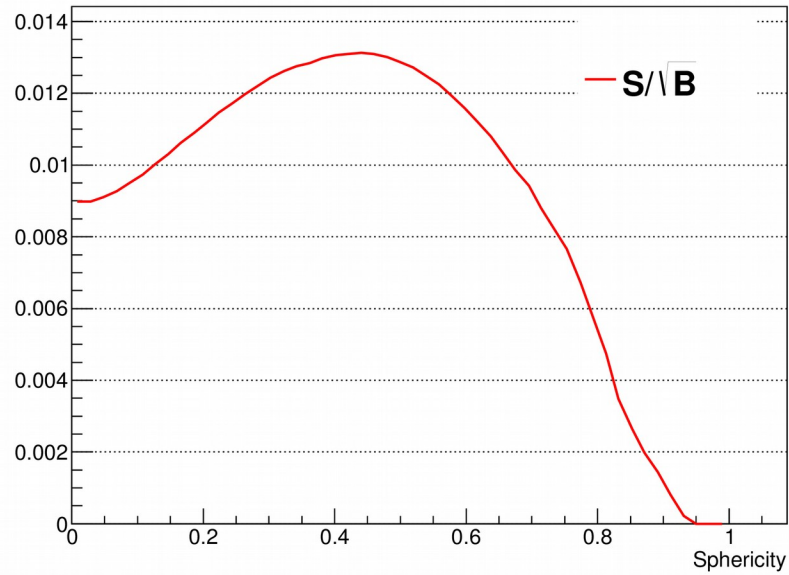
significance), συναρτήσει των διαφόρων τιμών της σφαιρικότητας, όπου η μέγιστη τιμή συναντάται για σφαιρικότητα ίση με 0.45.



Εικόνα 114: Η κατανομή της σφαιρικότητας για το υπόβαθρο και το σήμα, μάζας $M=900\text{GeV}$, $m=300\text{GeV}$, $w=10\%$

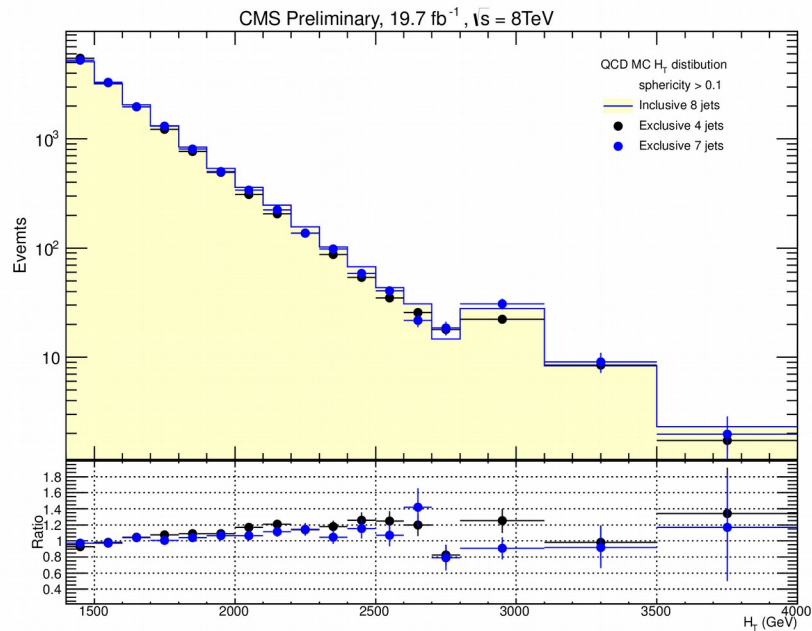
Η επιλογή της κατάλληλης τιμής της σφαιρικότητας, προήλθε από την υψηλή τιμή της σπουδαιότητας του σήματος (*signal significance*), σε συνδυασμό με τη διατήρηση του σχήματος της κατανομής του αθροίσματος των εγκάρσιων ορμών H_T , για διάφορες πολλαπλότητες πιδάκων. Στην εικόνα (116), παρατηρείται η αναλλοιώτητα στο σχήμα της κατανομής του αθροίσματος των εγκάρσιων ορμών H_T για πολλαπλότητα πιδάκων ίση με τέσσερις, επτά και τουλάχιστον οκτώ, αποκόποντας γεγονότα τα οποία έχουν σφαιρικότητα μικρότερη από 0.1. Στην εικόνα (117) παρατίθεται ο λόγος των κατανομών. Στις εικόνες (118) και (119), παρατίθενται οι αντίστοιχες κατανομές αποκόποντας γεγονότα με σφαιρικότητα μικρότερη από 0.2. Από τα προαναφερθέντα ιστογράμματα, γίνεται εμφανής η διαφοροποίηση των κατανομών του H_T , κατά τις διαφορετικές πολλαπλότητες πιδάκων· συγκεκριμένα, η ουρά των κατανομών διαφέρει και στις εικόνες όπου υπολογίστηκαν οι λόγοι των κατανομών διαφαίνεται ξεκάθαρα η συγκεκριμένη ασυμφωνία. Επιπρόσθετα, οι κατανομές που προέκυψαν αποκόποντας γεγονότα με σφαιρικότητα μικρότερη από 0.1, έχουν καλύτερη τιμή $\chi^2/ndof$ σε αντίθεση με τις κατανομές που προέκυψαν αποκόποντας γεγονότα με σφαιρικότητα μικρότερη από 0.1. Επίσης, Στην εικόνα (118), η κατανομή του H_T , που προέκυψε από γεγονότα πολλαπλότητας πιδάκων ίση με τέσσερις, δείχνει την υπερεκτίμηση του υποβάθρου. Για τον λόγο αυτό, επιλέχθηκε ως τιμή αποκοπής ως προς την σφαιρικότητα για την εκτίμηση του υποβάθρου, η τιμή 0.1.

6.8: Μέθοδοι Ανάλυσης



Εικόνα 115: Η σπουδαιότητα του σήματος συναρτήσει της σφαιρικότητας το σήμα, μάζας $M=900\text{GeV}$, $m=300\text{GeV}$, $w=10\%$

Για μεγαλύτερες τιμές της σφαιρικότητας, όπως > 0.3 και > 0.4 , παρατίθενται τα ιστογράμματα (173), (174), (175) και (176) στο παράρτημα 9.3.

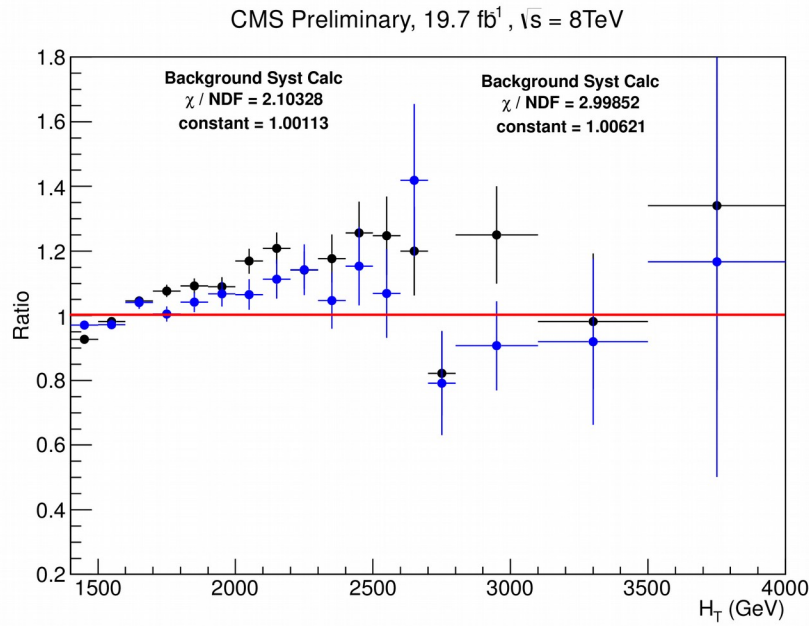


Εικόνα 116: Κατανομή του H_T για QCD MC, με πολλαπλότητα πιδάκων ίση με τέσσερις, επτά και οκτώ, αποκόποντας γεγονότα με σφαιρικότητα μεγαλύτερη από 0.1

Η κατανομή του H_T προερχόμενη από πολλαπλότητα πιδάκων ίση με τέσσερις, θα χρησιμο-

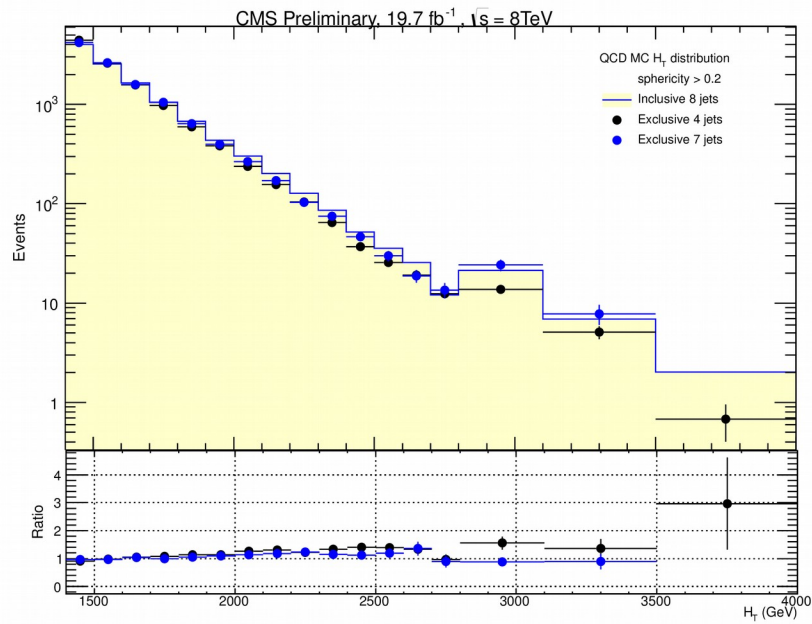
6.8: Μέθοδοι Ανάλυσης

ποιηθεί ως περιοχή ελέγχου (*control region*) για τα πειραματικά δεδομένα, καθώς η ύπαρξη σήματος είναι αμελητέα, όπως διαφαίνεται Στην εικόνα (120), συγκεκριμένα στην περιοχή $1.4 < H_T < 1.7 \text{ TeV}$. Η κατανομή του H_T προερχόμενη από πολλαπλότητα πιδάκων ίση με επτά, χρησιμοποιείται ώστε να κανονικοποιηθούν αναλόγως οι κατανομές του H_T που προέρχονται από πολλαπλότητες πιδάκων ίσες με τέσσερις, πέντε και έξι αποσκοπώντας στον υπολογισμό της αβεβαιότητας του υποβάθρου, σχετιζόμενη με το σχήμα (*shape background uncertainty*). Η κατανομή του H_T προερχόμενη από πολλαπλότητα πιδάκων τουλάχιστον ίση με οκτώ, αποτελεί την περιοχή αναζήτησης του σήματος.

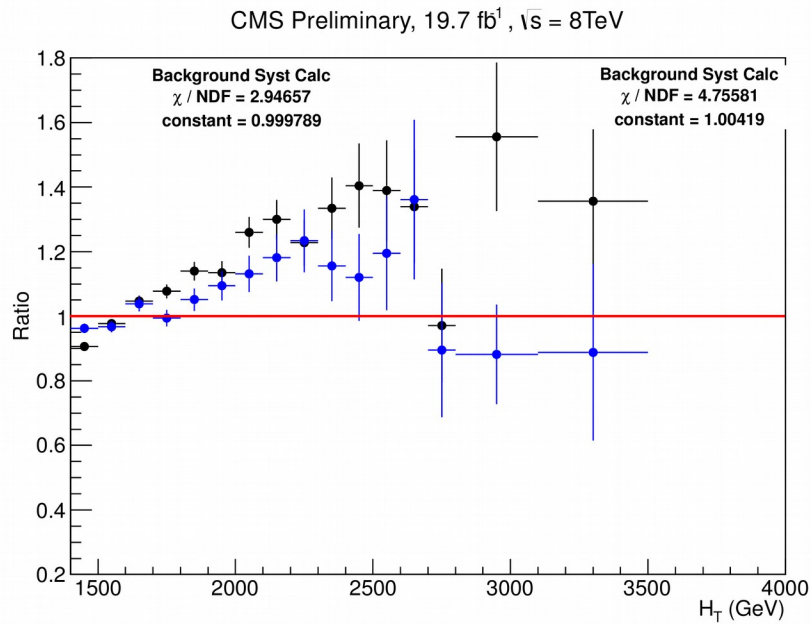


Εικόνα 117: Ο λόγος της κατανομής προερχόμενης του H_T από πολλαπλότητα πιδάκων ίση με τουλάχιστον οκτώ, ως προς τις κατανομές προερχόμενες από πολλαπλότητες ίσες με τέσσερις και επτά, αποκóπτοντας γεγονότα με σφαιρικότητα μεγαλύτερη από 0.1

6.8: Μέθοδοι Ανάλυσης



Εικόνα 118: Κατανομή του H_T για QCD MC, με πολλαπλότητα πιδάκων ίση με τέσσερις, επτά και οκτώ, αποκόποντας γεγονότα με σφαιρικότητα μεγαλύτερη από 0.2

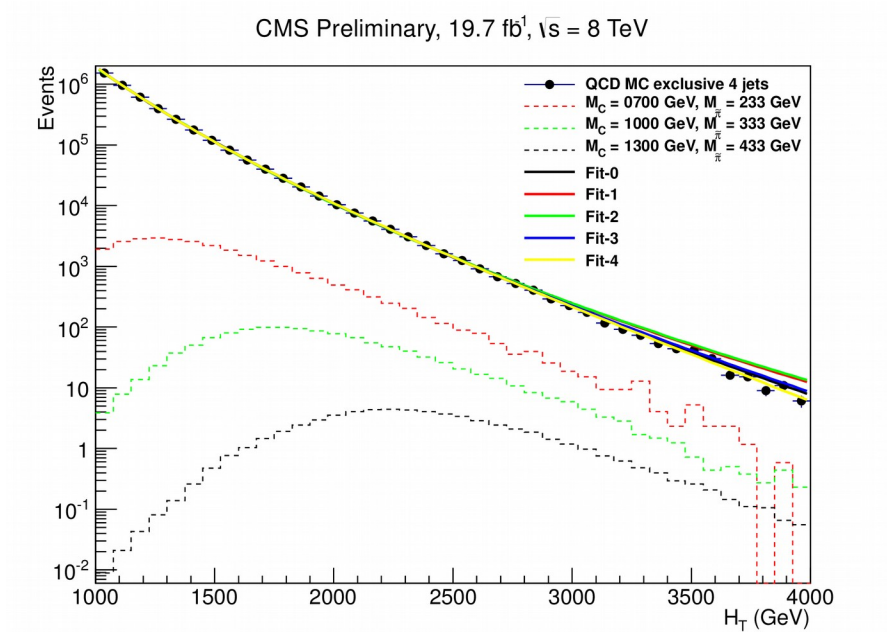


Εικόνα 119: Ο λόγος της κατανομής του H_T προερχόμενης από πολλαπλότητα πιδάκων ίση με τουλάχιστον οκτώ, ως προς τις κατανομές προερχόμενες από πολλαπλότητες ίσες με τέσσερις και επτά, αποκόποντας γεγονότα με σφαιρικότητα μεγαλύτερη από 0.2

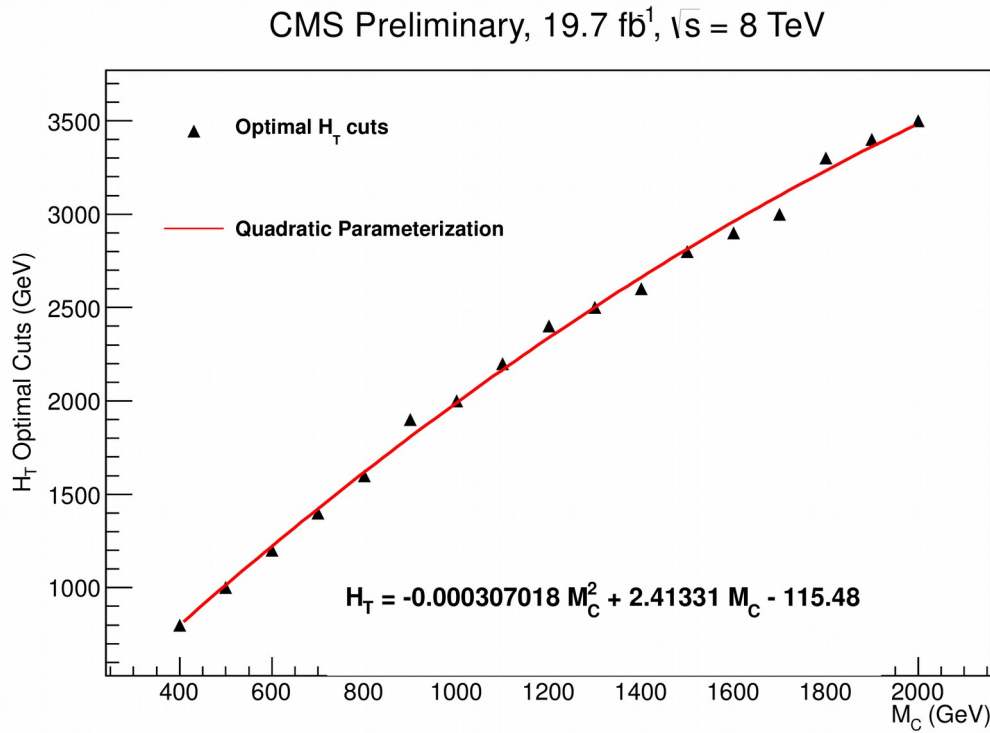
Τελικώς, η βελτιστοποίηση ως προς το H_T , πραγματοποιείται με τρόπο αντίστοιχο όπως και με τη σφαιρικότητα. Για κάθε σημείο μάζας υπολογίζεται η βέλτιστη τιμή του H_T η οποία αποδίδει

6.8: Μέθοδοι Ανάλυσης

την μέγιστη τιμή της σπουδαιότητας του σήματος. Όλες οι τιμές παρατίθενται στην εικόνα (121), όπου προσαρμόστηκαν μέσω ενός πολωνύμου δευτέρου βαθμού.



Εικόνα 120: Κατανομή του αθροίσματος της εγκάρσιας ορμής για το υπόβαθρο QCD MC από γεγονότα πολλαπλότητας πιδάκων ίση με τέσσερις, καθώς και για τρία διαφορετικά σημεία μάζας σήματος.



Εικόνα 121: Κατάλληλες τιμές αποκοπής ως προς το H_T συναρτήσει διαφόρων μαζών για το Coloron, προσαρμοσμένες μέσω πολυωνύμου δευτέρου βαθμού

6.8.2.1: Παραμετροποίηση Υποβάθρου μέσω Πειραματικών Δεδομένων

Η παραμετροποίηση πέντε αναλυτικών συναρτήσεων, πραγματοποιήθηκε με χρήση των πειραματικών δεδομένων, στην κατανομή του αθροίσματος των εγκάρσιων ορμών H_T , για το εύρος τιμών, μεταξύ 1.5TeV και 2.5TeV . Οι συναρτήσεις είναι οι εξής:

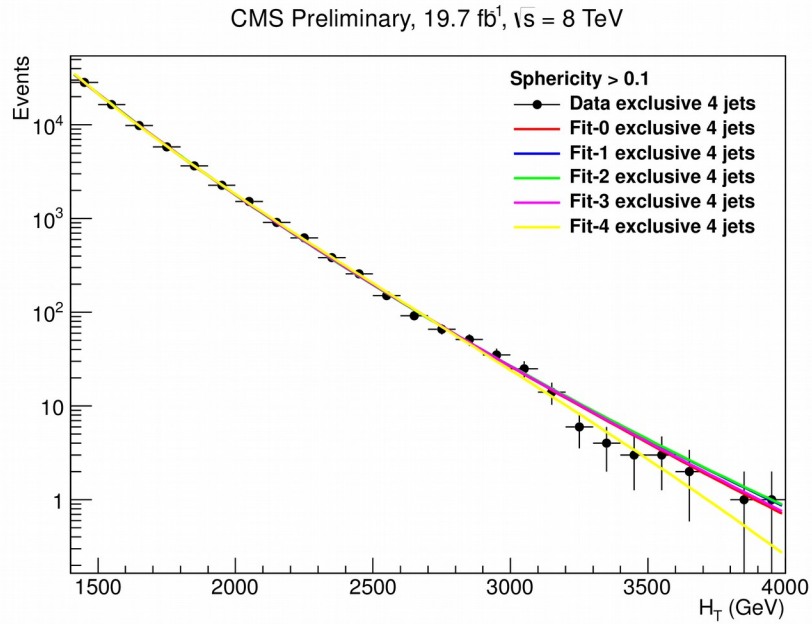
1. $\frac{P_0(1+x)^{P_1}}{x^{P_2+P_3\log(x)}}$, βασική συνάρτηση τεσσάρων παραμέτρων
2. $\frac{P_0}{(P_1+P_2x+x^2)^{P_3}}$, εναλλακτική συνάρτηση τεσσάρων παραμέτρων
3. $\frac{P_0}{(P_1+x)^{P_2}}$, εναλλακτική συνάρτηση τριών παραμέτρων
4. $\frac{P_0(1+x)^{P_1}}{x^{P_2\log(x)}}$, βασική συνάρτηση τριών παραμέτρων
5. $\frac{P_0(1-x)^{P_1}}{x^{P_2+P_3\log(x)}}$, βασική συνάρτηση τεσσάρων παραμέτρων

όπου $x = \frac{H_T}{\sqrt{s}} = \frac{H_T}{8\text{TeV}}$ και P_0, P_1, P_2 και P_3 είναι ελεύθερες παράμετροι.

Οι τρεις πρώτες ομοιάζουν με εκείνες που χρησιμοποιήθηκαν σε μια παρόμοια ανάλυση (search for *microscopic black holes*[78]), η τέταρτη ομοιάζει με την βασική συνάρτηση τεσσάρων παραμέτρων χωρίς την τρίτη παράμετρο και η πέμπτη ομοιάζει με εκείνη που χρησιμοποιήθηκε κατά την ανίχνευση στενών συντονισμών με χρήση του φάσματος της μάζας των δύο πιδάκων με χρήση του ανιχνευτή CMS (search for narrow resonance using dijet mass spectrum) [81]. Στις εικόνες (122)

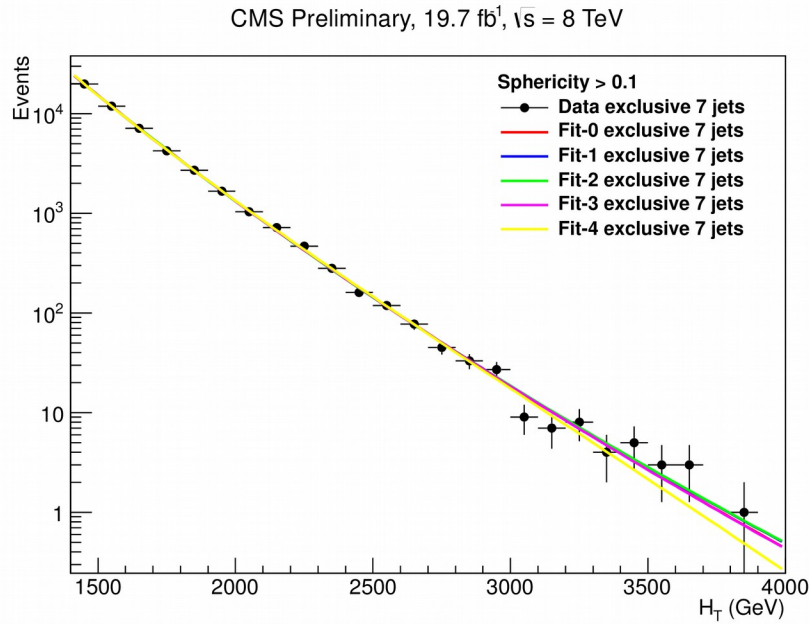
6.8: Μέθοδοι Ανάλυσης

και (123), παρατίθενται οι πέντε παραμετροποιημένες συναρτήσεις, για πολλαπλότητες πιδάκων, τέσσερις και επτά, αντίστοιχα. Όλες οι παραμετροποιήσεις συμφωνούν μεταξύ τους. Από τις πέντε αναλυτικές συναρτήσεις, η πέμπτη θα χρησιμοποιηθεί παρακάτω για την εκτίμηση του υποβάθρου μέσω κανονικοποίησης στην κατανομή του H_T που προέρχεται από γεγονότα πολλαπλότητας πιδάκων, ίση με οκτώ. Όσον αφορά τις υπόλοιπες τέσσερις συναρτήσεις, πραγματοποιήθηκε η παραμετροποίησή τους με κατανομές του H_T που προέρχονται από γεγονότα πολλαπλότητας πιδάκων, ίση με πέντε και έξι, προς υπολογισμό της αβεβαιότητας του σχήματος του υποβάθρου.



Εικόνα 122: Η κατανομή του αθροίσματος των εγκάρσιων ορμών, για γεγονότα προερχόμενα από τα πειραματικά δεδομένα, με πολλαπλότητα πιδάκων ίση με τέσσερις και σφαιρικότητα μεγαλύτερη από 0.1. Η κατανομή προσαρμόστηκε με πέντε συναρτήσεις

6.8:Μέθοδοι Ανάλυσης



Εικόνα 123: Η κατανομή του αθροίσματος των εγκάρσιων ορμών, για γεγονότα προερχόμενα από τα πειραματικά δεδομένα, με πολλαπλότητα πιδάκων ίση με επτά και σφαιρικότητα μεγαλύτερη από 0.1. Η κατανομή προσαρμόστηκε με πέντε συναρτήσεις

6.8.2.2: Αβεβαιότητες Υποβάθρου

Για τον υπολογισμό της αβεβαιότητας του υποβάθρου, λήφθηκαν υπόψιν δύο πηγές· η επιλογή των συναρτήσεων καθώς και ο παράγοντας κανονικοποίησης. Για την αβεβαιότητα που οφείλεται στην επιλογή των συναρτήσεων, καταλήγουμε στη χρήση της συστηματικής αβεβαιότητας του σχήματος (*shape systematic uncertainty*) για την εκτίμηση της οποίας, υπολογίζεται η διαφορά μεταξύ των συναρτήσεων για κάθε σημείο του ιστογράμματος (*each bin of the histogram*) και διατηρείται η μεγαλύτερη. Το αποτέλεσμα, είναι η μπλε καμπύλη που διαφαίνεται στις εικόνες (124) και (125), και είναι μια συνάρτηση του H_T , οι τιμές της οποίας ποικίλουν μεταξύ 2% και 80%, στα 1.9TeV και 3TeV αντίστοιχα.

Ο συντελεστής κανονικοποίησης λ , υπολογίζεται από την μεγιστοποίηση της συνάρτησης πιθανοφάνειας (122),

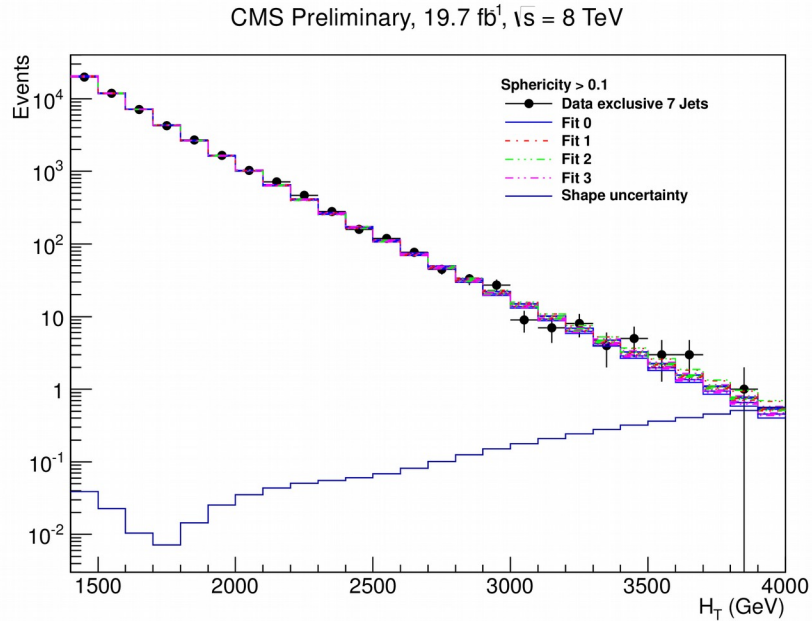
$$L = \prod_i \frac{(\lambda f_i)^{n_i} e^{-\lambda f_i}}{n_i!} \quad (122)$$

στη περιοχή $1.4 < H_T < 1.7 \text{ TeV}$ όπου η χαμηλότερη περιοχή δεν επηρεάζεται από φαινόμενα σχετιζόμενα με τη πλήρη αποδοτικότητα του σκανδαλιστή (*trigger's turn on effect*) ενώ η υψηλότερη δεν επηρεάζεται από την ύπαρξη σήματος. Η συστηματική αβεβαιότητα υπολογίζεται από $\Delta L = 1/2$ γύρω από το μέγιστο και βρέθηκε να ποικίλει από 2% έως 10%. Οι τιμές της συστηματικής αβεβαιότητας λόγω του συντελεστή κανονικοποίησης, έχουν ληφθεί υπόψιν στο σχεδιασμό της μπλε καμπύλης στις εικόνες (124) και (125).

Στην εικόνα (125), παρατίθενται οι παραμετροποιημένες συναρτήσεις από τις κατανομές

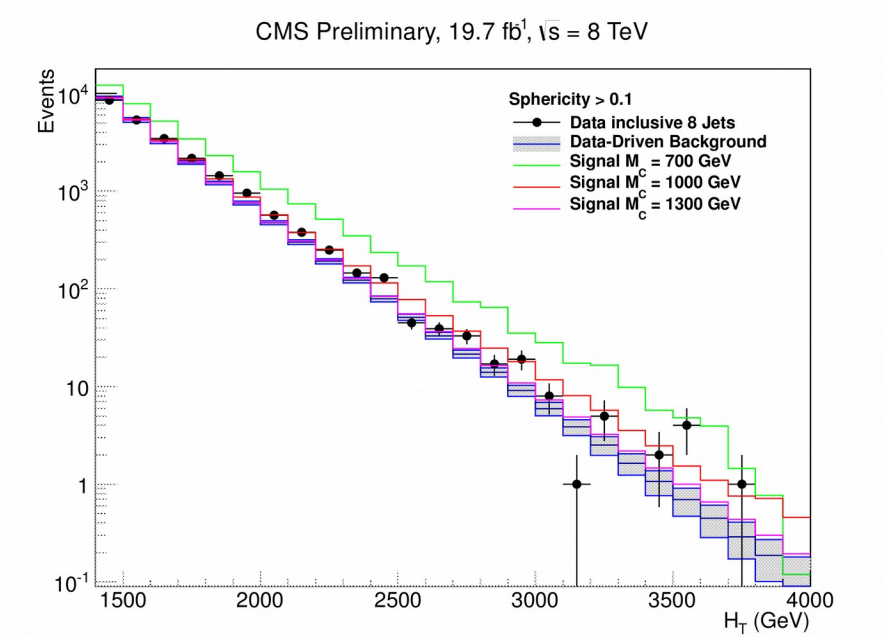
6.8: Μέθοδοι Ανάλυσης

του H_T για πολλαπλότητες πιδάκων ίσες με τέσσερις, πέντε και έξι, κανονικοποιημένες στην κατανομή του H_T για πολλαπλότητα πιδάκων ίση με επτά. Επιπρόσθετα, η συστηματική αβεβαιότητα προερχόμενη από τον συντελεστή κανονικοποίησης προστίθεται στην συστηματική αβεβαιότητα του σχήματος, και παρατίθεται συναρτήσει του H_T . Στις εικόνες (126) και (127) παρατίθενται η κατανομή $pull$ καθώς και ο λόγος της διαφοράς μεταξύ των πειραματικών δεδομένων και του υποβάθρου, ως προς το υπόβαθρο, αντίστοιχα.

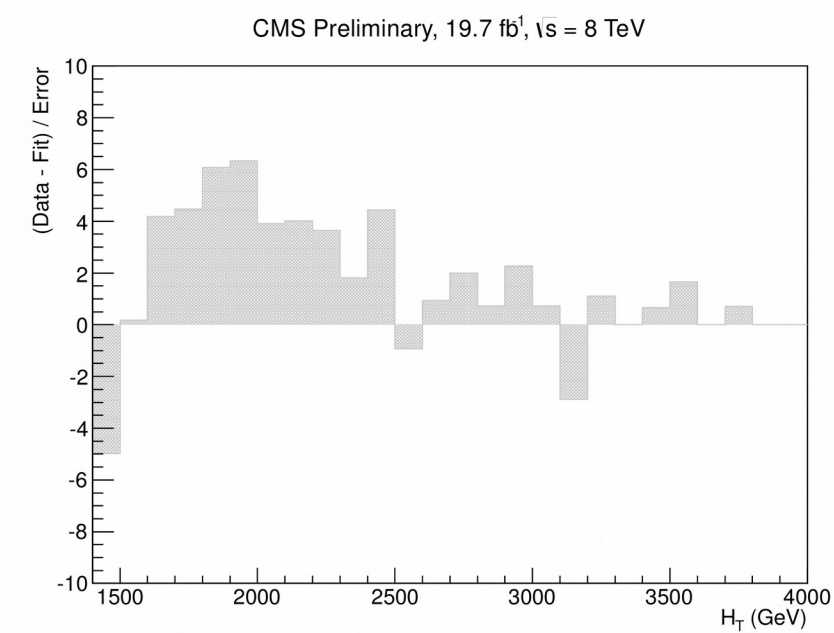


Εικόνα 124: Η συστηματική αβεβαιότητα του σχήματος του υποβάθρου (μπλε γραμμή) συναρτήσει του H_T

6.8:Μέθοδοι Ανάλυσης

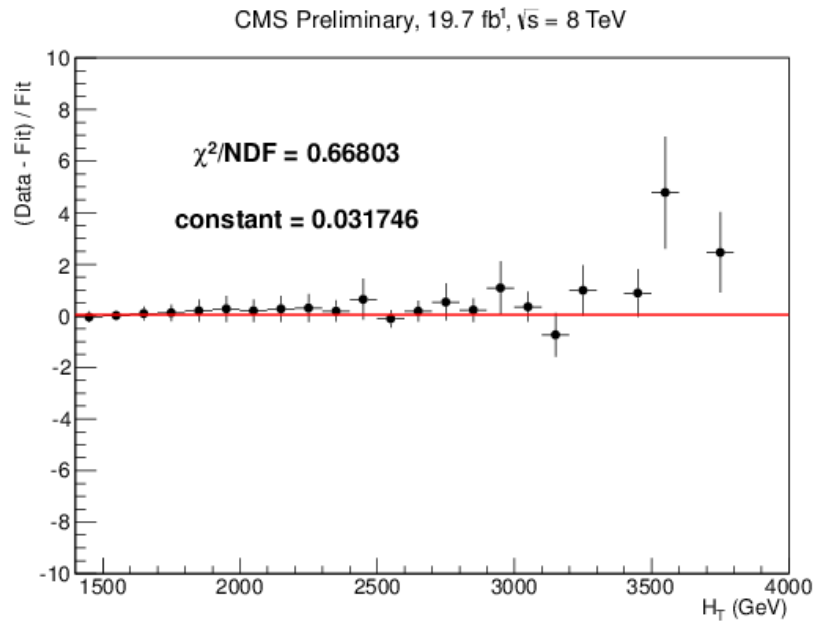


Εικόνα 125: Η κατανομή του H_T , για τα πειραματικά δεδομένα, το υπόβαθρο και τρία σημεία μάζας σήματος, με την συστηματική αβεβαιότητα του υποβάθρου να αποδίδεται στην γκρι περιοχή



Εικόνα 126: Η κατανομή pull συναρτῆσει του H_T

6.8:Μέθοδοι Ανάλυσης



Εικόνα 127: ο λόγος της διαφοράς μεταξύ των πειραματικών δεδομένων και του υποβάθρου, ως προς το υπόβαθρο

6.8.2.3: Λοιπές Συστηματικές Αβεβαιότητες

Όμοια με την αναζήτηση μικροσκοπικών μαύρων τρυπών, περαιτέρω συστηματικές αβεβαιότητες, προέρχονται από την επιλογή των συναρτήσεων κατανομής παρτονίων (*PDF*), καθώς και την διόρθωση της ενέργειας των πιδάκων. Τρία σετ συναρτήσεων κατανομής παρτονίων επελέγησαν· CT10, MSTW2008 και NNPDF2.1. Οι διαδικασίες που ακολουθήθηκαν, αναλύονται εκτενώς στην παράγραφο 6.8.1.5. Στον παρακάτω πίνακα (12), αποδίδονται συνοπτικά οι τιμές των συστηματικών αβεβαιοτήτων.

Uncertainty	Effect on Signal Acceptance	Effect on Background
Integrated Luminosity	$\pm 2.6\%$	-
Jet Energy Scale	$\pm 5\%$	-
PDF	$\pm 3\%$	-
Rescaling	-	$\pm(2-10)\%$
Shape Modeling	-	$\pm(3-140)\%$, depends on the H_T value

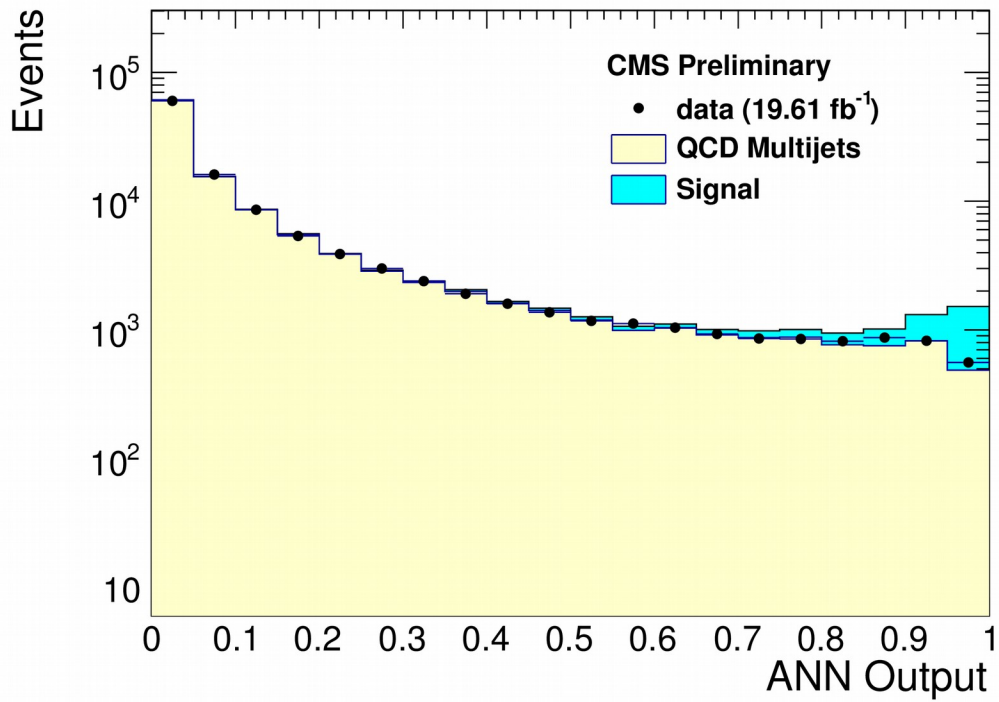
Πίνακας 12: Συνοπτική απεικόνιση όλων των συστηματικών αβεβαιοτήτων

6.9:Στρατηγική Αναζήτησης

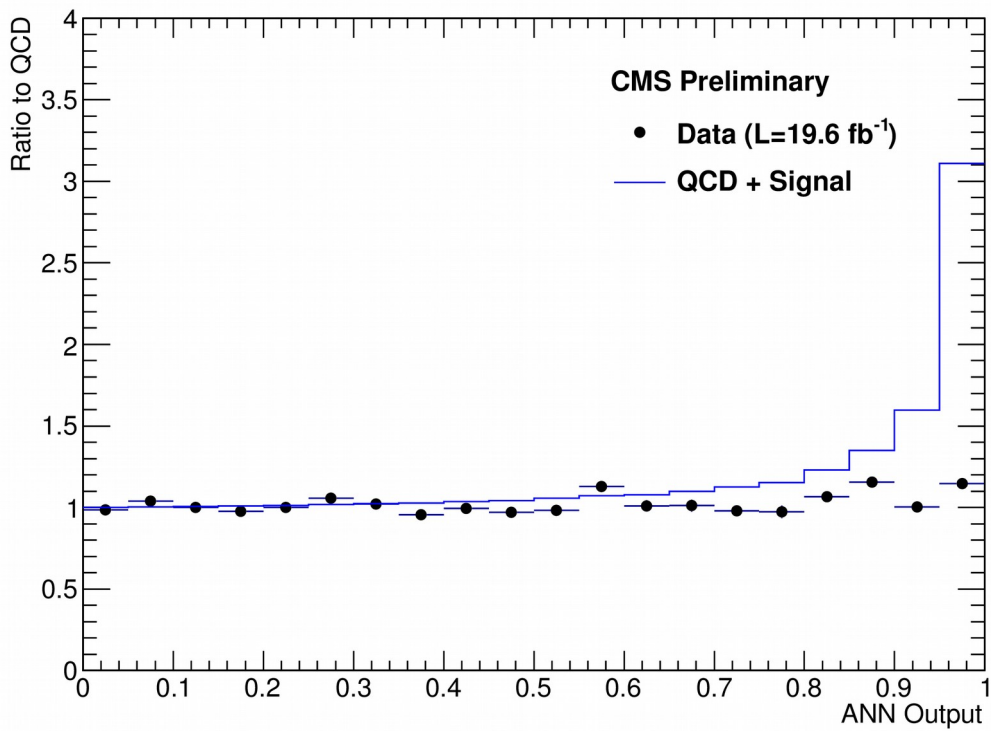
6.9.1:χρήση των αποτελεσμάτων της μεθόδου πολλών μεταβλητών

Η αναζήτηση του σήματος στα πειραματικά δεδομένα, πραγματοποιήθηκε με τη προσαρμογή των πειραματικών δεδομένων με μια συνάρτηση που προκύπτει από το σήμα και το υπόβαθρο (*template fit*). Πιο συγκεκριμένα, για κάθε σήμα, υπολογίστηκε μια συνάρτηση η οποία προερχόταν από την κατανομή της απόκρισης του νευρώνα για το συγκεκριμένο σήμα και το υπόβαθρο. Ακολούθως, με την παραπάνω συνάρτηση, προσαρμόστηκε η απόκριση των πειραματικών δεδομένων. Στην εικόνα (128), παρατηρούμε την κατανομή της απόκρισης του νευρώνα για το σήμα $M=900\text{GeV}$ $m=300\text{GeV}$ $w=10\%$, τα πειραματικά δεδομένα και το υπόβαθρο. Τα πειραματικά δεδομένα και το υπόβαθρο βρίσκονται σε μεγάλη συμφωνία μεταξύ τους, κάτι που ήταν αναμενόμενο από τους ελέγχους που έγιναν στην παράγραφο (6.7) ενώ το σήμα διακρίνεται από την μεγιστοποίηση, στη μονάδα. Η προσαρμογή των πειραματικών δεδομένων, έγινε στην περιοχή της απόκρισης του νευρώνα όπου αναμένεται το σήμα $[0.6, 1.0]$, με χρήση του πακέτου ROOFIT. Απόδειξη ότι η περιοχή $[0.6, 1.0]$ κυριαρχείται από σήμα, αποτελεί το εικόνα (129), όπου βλέπουμε την κατανομή του λόγου της απόκρισης του νευρώνα για τα πειραματικά δεδομένα και το υπόβαθρο συν το σήμα, ως προς την απόκριση του νευρώνα για το υπόβαθρο. Παρατηρούμε πως ο λόγος πειραματικών δεδομένων ως προς υπόβαθρο κινείται γύρω από τη μονάδα, ενώ ο λόγος υποβάθρου συν σήματος ως προς το υπόβαθρο, στη περιοχή $[0,0.6]$ κινείται γύρω από τη μονάδα, ενώ στη συνέχεια αυξάνει προς τα πάνω καθώς το σήμα κυριαρχεί. Έπειτα, στην εικόνα (130) βλέπουμε δύο ιστογράμματα όπου η απόκριση του νευρώνα για το σήμα είναι πολύ μικρή και καλύπτεται από το υπόβαθρο, καταλήγοντας να έχουμε δύο πανομοιότυπες κατανομές κατά την σύγκριση με την απόκριση του νευρώνα για τα πειραματικά δεδομένα. Ακολούθως έχουμε το εικόνα (131) της *pull* κατανομής, όπου για την κατασκευή του υπολογίσαμε τον λόγο της διαφοράς μεταξύ πειραματικών δεδομένων – υποβάθρου, ως προς την αβεβαιότητα του υποβάθρου.

6.9:Στρατηγική Αναζήτησης

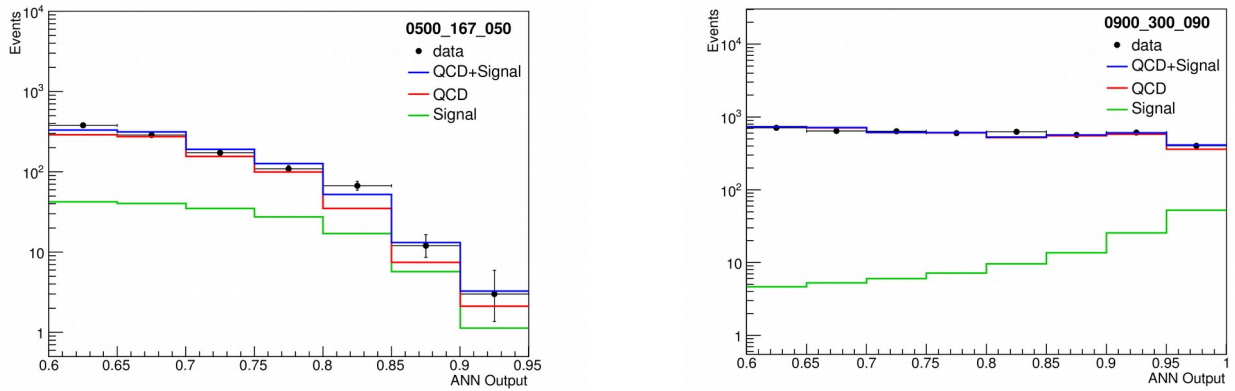


Εικόνα 128: Κατανομή της απόκρισης του νευρώνα για τα πειραματικά δεδομένα, το υπόβαθρο και το σήμα $M=900\text{GeV}$ $m=300\text{GeV}$ $w=10\%$



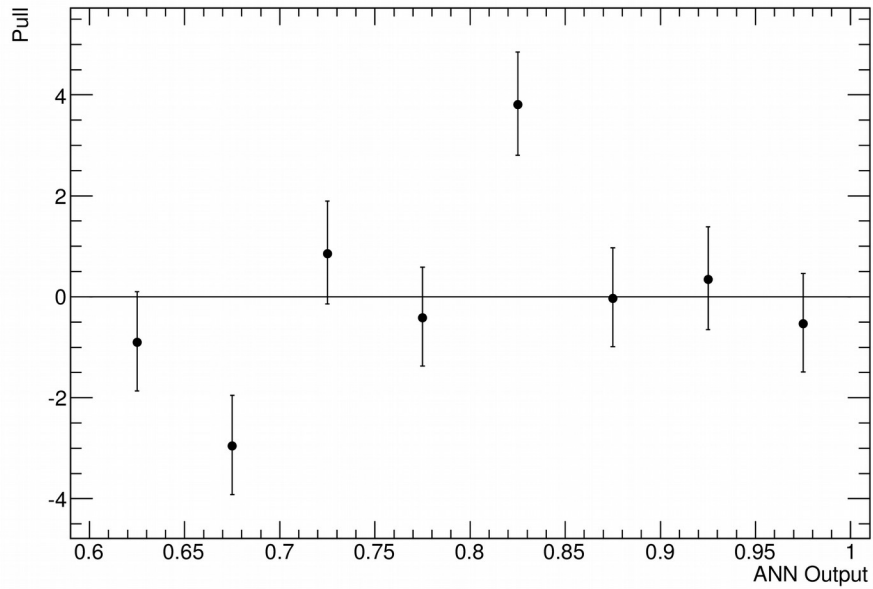
Εικόνα 129: Κατανομή του λόγου της απόκρισης του νευρώνα για τα πειραματικά δεδομένα και υπόβαθρο συν το σήμα, ως προς το υπόβαθρο

6.9:Στρατηγική Αναζήτησης



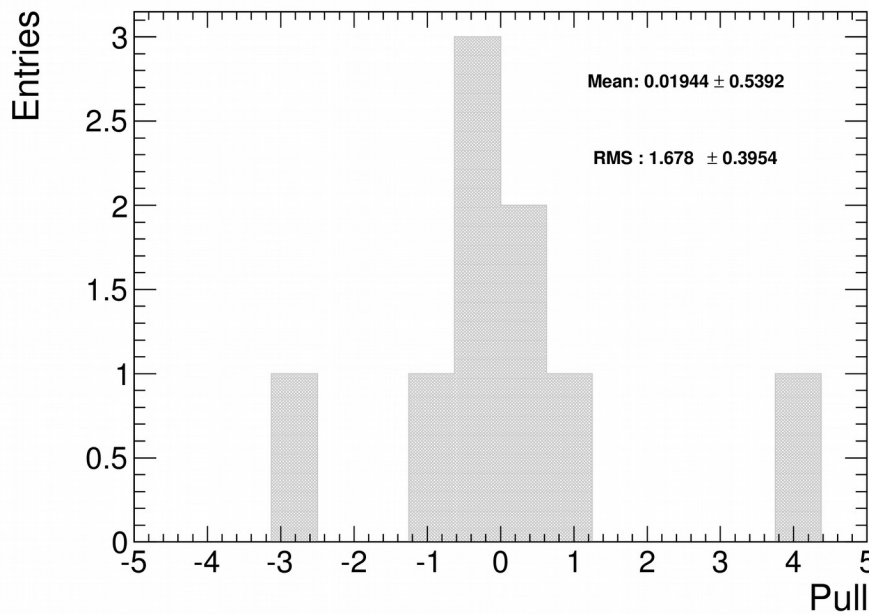
Εικόνα 130: Η προσαρμογή των δεδομένων ως προς υπόβαθρο συν το σήμα $M=500\text{GeV}$ $m=167\text{GeV}$ $w=10\%$ (αριστερά) και $M=900\text{GeV}$ $m=300\text{GeV}$ $w=10\%$ (δεξιά)

Η ακόλουθη εικόνα (131) αποτυπώνεται σε μορφή ιστογράμματος στην εικόνα (132).



Εικόνα 131: Η pull κατανομή από την προσαρμογή των δεδομένων στο υπόβαθρο και το σήμα $M=900\text{GeV}$ $m=300\text{GeV}$ $w=10\%$

6.9:Στρατηγική Αναζήτησης



Εικόνα 132: H pull κατανομή από την προσαρμογή των δεδομένων στο υπόβαθρο και το σήμα $M=900\text{GeV}$ $m=300\text{GeV}$ $w=10\%$

Η προσαρμογή των δεδομένων με βάση το σχήμα του υποβάθρου συν το σήμα, πραγματοποιήθηκε για όλα τα σενάρια σημάτων που παρήχθησαν. Σε όλες τις περιπτώσεις, η μορφή του υποβάθρου ομοιάζει σε μεγάλο βαθμό με την μορφή των πειραματικών δεδομένων ενώ καμία σημαντική παραβίαση των κατανομών δεν παρατηρήθηκε. Τα αποτελέσματα της προσαρμογής χρησιμοποιήθηκαν για τον ορισμό των άνω ορίων ως προς την ενεργό διατομή του σήματος στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης (95%CL). Για τον υπολογισμό των άνω ορίων, έγινε χρήση του πακέτου RooStat[76] σε συνδυασμό με την ασυμπτωτική μέθοδο επιπέδου εμπιστοσύνης (*asymptotic CLs method*)[77] όπως αυτή εμπεριέχεται στο πακέτο εργαλείων συνδυασμών για την αναζήτηση του μποζονίου *Higgs* και λαμβάνει τρία στοιχεία στην είσοδό του, το υπόβαθρο, το σήμα και τα πειραματικά δεδομένα, καθώς επίσης και τις συστηματικές αβεβαιότητες. Οι κυρίαρχες συστηματικές αβεβαιότητες, οι οποίες έχουν μια επίδραση στο υπόβαθρο και στο σήμα, είναι όσες ζητήθηκαν στην παράγραφο (6.8.1.5). Άλλες πηγές αβεβαιοτήτων, όπως η διακριτική ικανότητα μέτρησης της εγκάρσιας ορμής, η χρήση ταχείας προσομοίωσης για την παραγωγή του σήματος, η ακτινοβολία αρχικού και τελικού σταδίου και η συμφόρηση πιδάκων έχουν αμελητέα επίδραση. Υπόψιν λήφθηκε και η αβεβαιότητα από την φωτεινότητα του επιταχυντή, ίση με 2.6%[121],[122]. Η επίδραση των συστηματικών αβεβαιοτήτων στα παρατηρούμενα και τα αναμενόμενα όρια ενεργού διατομής (*cross section limits*), είναι μέτριας ισχύος(αύξηση περίπου 10%). Η εγκυρότητα της ασυμπτωτικής μεθόδου επιπέδου εμπιστοσύνης (*asymptotic CLs method*[77]), επαληθεύθηκε από την συμφωνία των άνω ορίων, με εκείνα που προέκυψαν από την πλήρη μέθοδο επιπέδου εμπιστοσύνης LHC, όπως φαίνεται Στην εικόνα (137) για το *Coloron* και Στην εικόνα (138) για το *AxiGluon*.

Στην εικόνα (133) παρατίθενται τα εικόνες με τον υπολογισμό των άνω ορίων, συναρτήσει

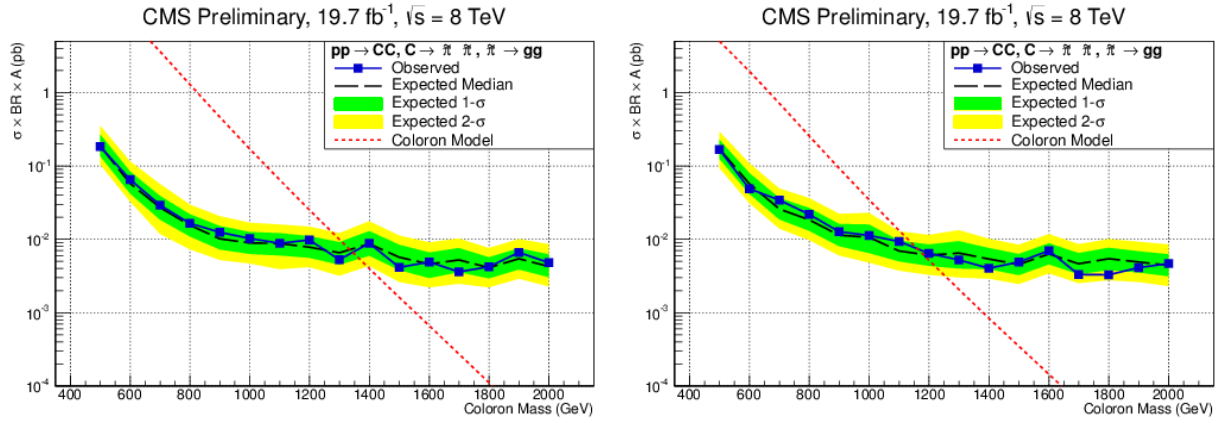
6.9:Στρατηγική Αναζήτησης

της μάζας του ανυσματικού μποζονίου *Coloron*, για τα σενάρια 1/4 – 10% (αριστερά) και 1/4 – 20% (δεξιά), ενώ στην εικόνα (134) παρατίθενται τα αντίστοιχα εικόνες για τα σενάρια 1/3 – 10% (αριστερά) και 1/3 – 20% (δεξιά). Όμοια, στην εικόνα (135) παρατίθενται τα εικόνες με τον υπολογισμό των άνω ορίων, συναρτήσει της μάζας του ανυσματικού μποζονίου *Axigluon*, για τα σενάρια 1/4 – 10% (αριστερά) και 1/4 – 20% (δεξιά), ενώ στην εικόνα (31) παρατίθενται τα αντίστοιχα εικόνες για τα σενάρια 1/3 – 10% (αριστερά) και 1/3 – 20% (δεξιά). Η πράσινη μπάντα αποδίδει το αναμενόμενο όριο σε διάστημα 1 – σ και η κίτρινη μπάντα αποδίδει το αναμενόμενο όριο σε διάστημα 2 – σ, γύρω από το αναμενόμενο όριο (διακεκομμένη γραμμή). Τα παρατηρούμενα όρια βρίσκονται, εν γένει, σε μερική συμφωνία με τα αναμενόμενα. Εν συγκρίσει με τις προβλεπόμενες ενεργές διατομές που υπολογίστηκαν με βάση το θεωρητικό μοντέλο του *Coloron* και του *AxiGluon*, αντίστοιχα, η χαμηλότερη μάζα που αποκλείεται στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης (95% CL) είναι ίση με 500GeV και 600GeV, αντίστοιχα, ενώ οι ανώτερες μάζες που αποκλείονται, στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης (95% CL), εξαρτώνται από το κάθε σενάριο και παραθέτονται συνοπτικά στον πίνακα (13). Για την απόδοση των ορίων ενεργού διατομής, παραθέτονται, συναρτήσει των τιμών αποδεκτικότητας, στους πίνακες (17) έως (20) για το *Coloron* και στους (21) έως (24) για το *AxiGluon*.

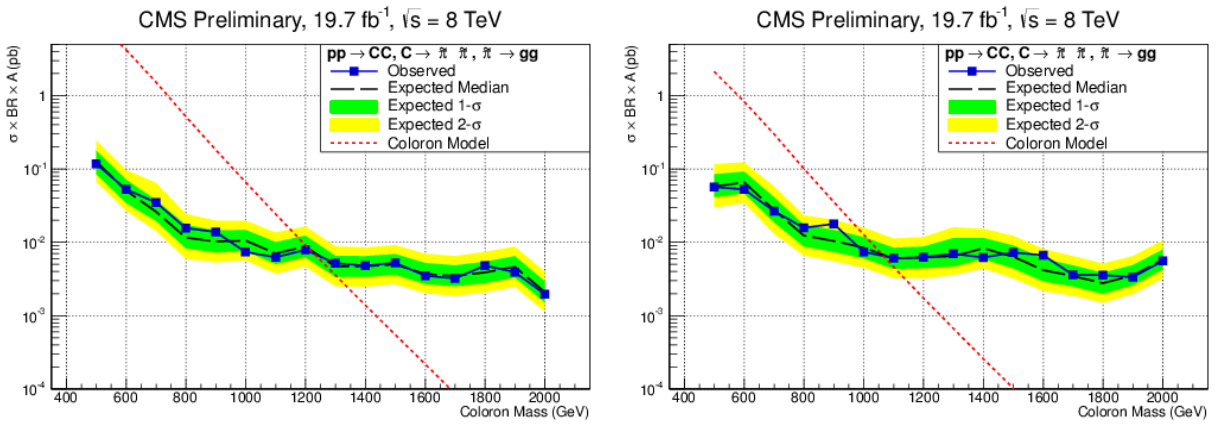
Scenario	Coloron Mass exclusion (TeV)		AxiGluon Mass exclusion (TeV)	
	Low	High	Low	High
$M_{\tilde{\pi}, \sigma} = \frac{M_{\tilde{p}, A}}{4}, w_{\tilde{p}, \sigma} = 10\% M_{\tilde{p}, A}$	0.5	1.30	0.6	1.25
$M_{\tilde{\pi}, \sigma} = \frac{M_{\tilde{p}, A}}{4}, w_{\tilde{p}, \sigma} = 20\% M_{\tilde{p}, A}$	0.5	1.15	0.6	1.00
$M_{\tilde{\pi}, \sigma} = \frac{M_{\tilde{p}, A}}{3}, w_{\tilde{p}, \sigma} = 10\% M_{\tilde{p}, A}$	0.5	1.20	0.6	1.20
$M_{\tilde{\pi}, \sigma} = \frac{M_{\tilde{p}, A}}{3}, w_{\tilde{p}, \sigma} = 20\% M_{\tilde{p}, A}$	0.5	1.00	0.6	1.00

Πίνακας 13: Σύνοψη των ελάχιστων και μέγιστων μαζών που αποκλείονται λόγω των ορίων, για το *Coloron* και το *AxiGluon*

6.9:Στρατηγική Αναζήτησης

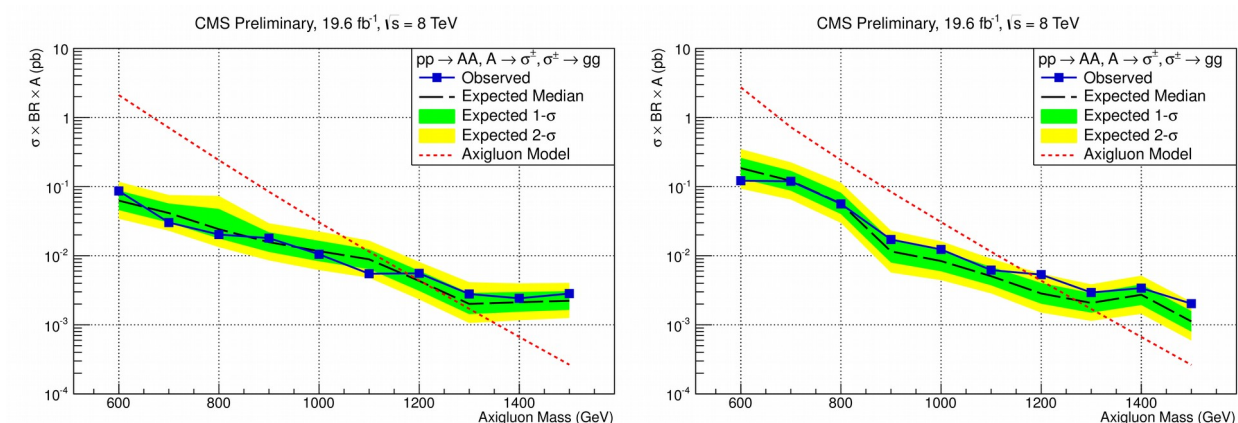


Εικόνα 133: Άνω όρια στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης για το γινόμενο της ενεργού διατομής επί την αποδεκτικότητα επί branching ratio, συναρτήσει της μάζας του Coloron(M) υποθέτοντας πλάτος ίσο με 10% (αριστερά) και 20% (δεξιά), ενώ η μάζα των (ψευδό)βαθμωτών σωματίων είναι ίση με $M/4$

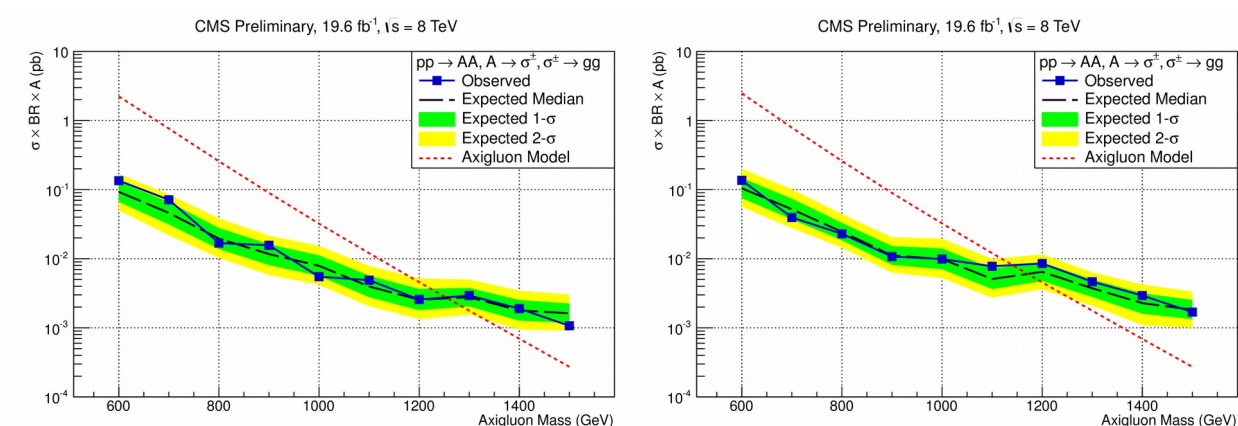


Εικόνα 134: Άνω όρια στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης για το γινόμενο της ενεργού διατομής επί την αποδεκτικότητα επί branching ratio, συναρτήσει της μάζας του Coloron(M) υποθέτοντας πλάτος ίσο με 10% (αριστερά) και 20% (δεξιά), ενώ η μάζα των (ψευδό)βαθμωτών σωματίων είναι ίση με $M/3$

6.9: Στρατηγική Αναζήτησης

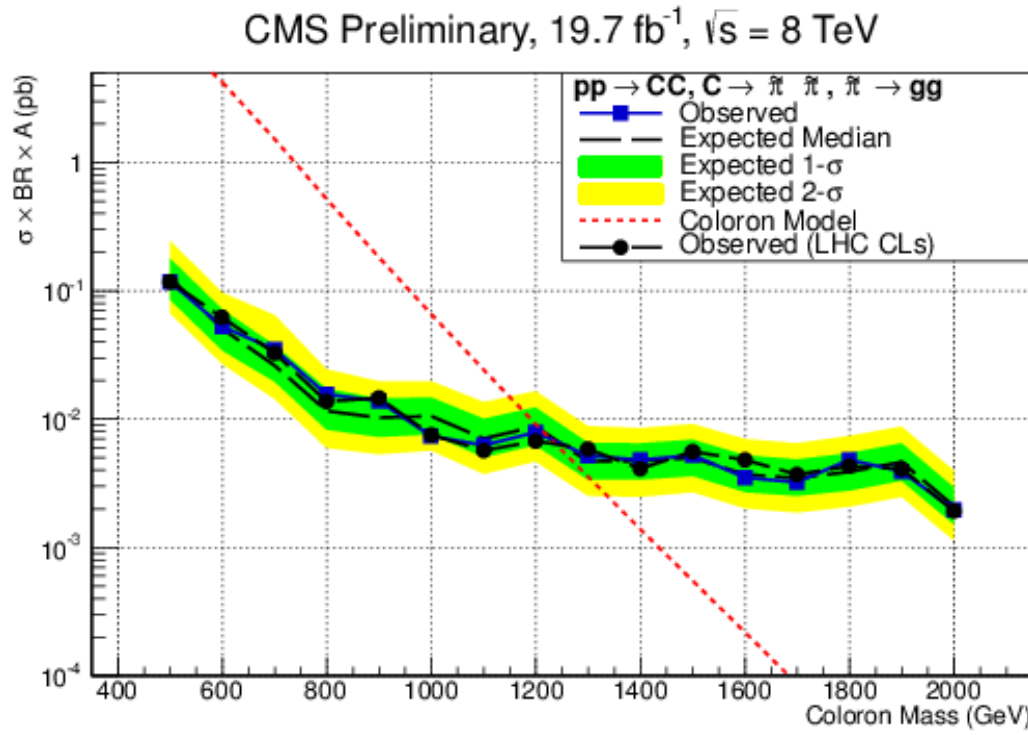


Εικόνα 135: Άνω όρια στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης για το γινόμενο της ενεργού διατομής επί την αποδεκτικότητα επί branching ratio, συναρτήσει της μάζας του AxiGluon(M) υποθέτοντας πλάτος ίσο με 10% (αριστερά) και 20% (δεξιά), ενώ η μάζα των (ψευδό)βαθμωτών σωματίων είναι ίση με $M/4$

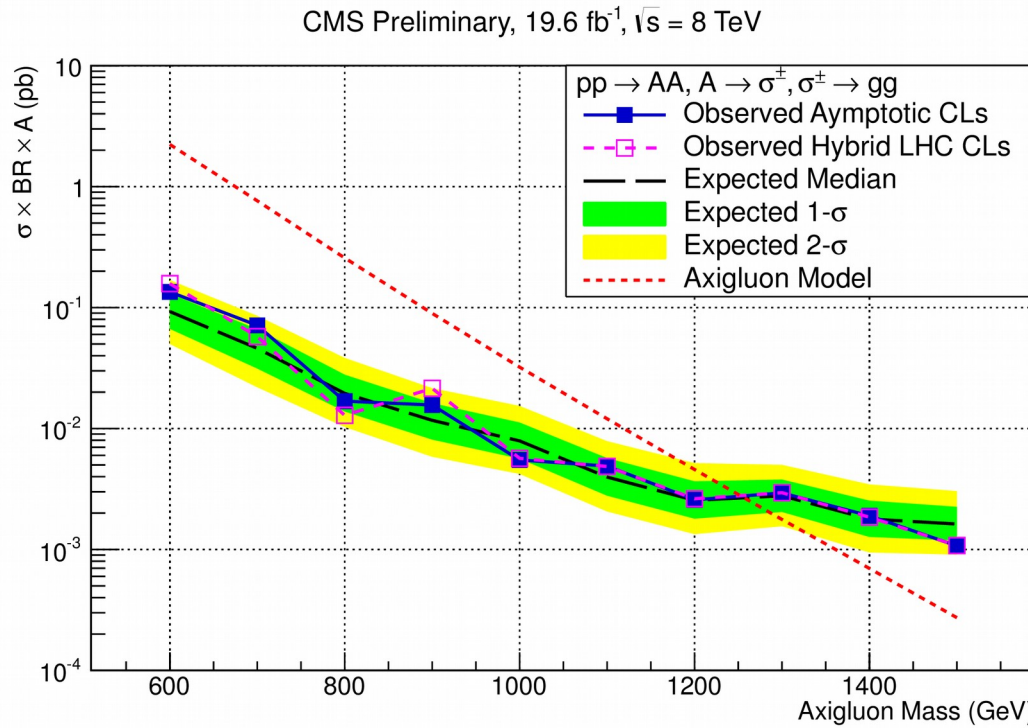


Εικόνα 136: Άνω όρια στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης για το γινόμενο της ενεργού διατομής επί την αποδεκτικότητα επί branching ratio, συναρτήσει της μάζας του AxiGluon(M) υποθέτοντας πλάτος ίσο με 10% (αριστερά) και 20% (δεξιά), ενώ η μάζα των (ψευδό)βαθμωτών σωματίων είναι ίση με $M/3$

6.9: Στρατηγική Αναζήτησης



Εικόνα 137: Σύγκριση μεταξύ της *asymptotic CLs* και της *LHC-type hybrid CLs* μεθόδου ως προς τις παρατηρούμενες τιμές, για το *Coloron*



Εικόνα 138: Σύγκριση μεταξύ της *asymptotic CLs* και της *LHC-type hybrid CLs* μεθόδου ως προς τις παρατηρούμενες τιμές, για το *AxiGluon*

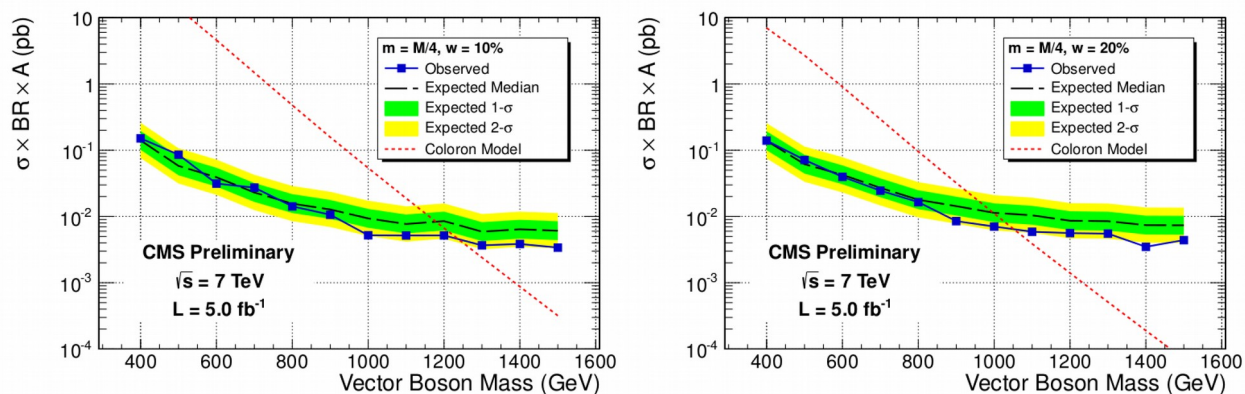
6.9:Στρατηγική Αναζήτησης

Η ίδια διαδικασία, ακολουθήθηκε και για την εκτέλεση του πειράματος κατά το έτος 2011 [123], όπου πραγματοποιήθηκαν συγκρούσεις οι οποίες απέδωσαν φωτεινότητα ίση με $L=5.0fb^{-1}$ και τα δεδομένα που προέκυψαν, συλλέχθηκαν με Σκανδαλιστές Υψηλού Επιπέδου(*High Level Triggers*). Η διαδικασία πραγματοποιήθηκε μονάχα για το *Coloron* / *hyper* – π . Παρακάτω θα παραθέσουμε τα εικόνες που προέκυψαν από τον υπολογισμό των άνω ορίων . την εικόνα (32) παρατίθενται τα εικόνες με τον υπολογισμό των άνω ορίων, συναρτήσει της μάζας του ανυσματικού μποζονίου *Coloron*, για τα σενάρια 1/4 – 10% (αριστερά) και 1/4 – 20% (δεξιά), ενώ στην εικόνα (40) παρατίθενται τα αντίστοιχα εικόνες για τα σενάρια 1/3 – 10% (αριστερά) και 1/3 – 20% (δεξιά). Η χαμηλότερη που αποκλείεται στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης (95% *CL*) είναι ίση με 400*GeV* ενώ οι ανώτερες μάζες που αποκλείονται, στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης (95% *CL*), εξαρτώνται από το κάθε σενάριο και παραθέτονται συνοπτικά στον πίνακα (14) συγκρινόμενες με τα αποτελέσματα του 2012.

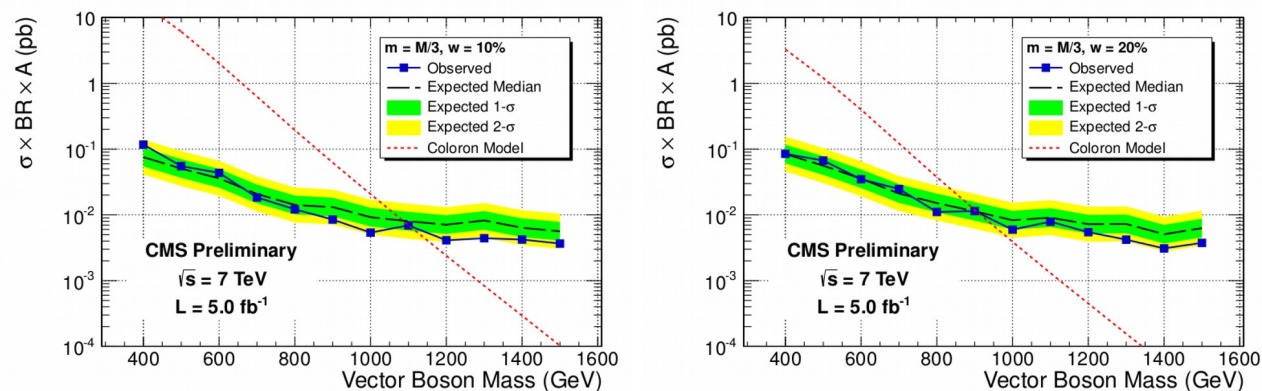
Scenario	Coloron Mass exclusion (TeV)		Coloron Mass exclusion (TeV)	
	Run2011 - 7TeV		Run2012 - 8TeV	
	Low	High	Low	High
$M_{\tilde{\pi}, \sigma} = \frac{M_{\tilde{p}, A}}{4}, w_{\tilde{p}, \sigma} = 10\% M_{\tilde{p}, A}$	0.4	1.20	0.5	1.30
$M_{\tilde{\pi}, \sigma} = \frac{M_{\tilde{p}, A}}{4}, w_{\tilde{p}, \sigma} = 20\% M_{\tilde{p}, A}$	0.4	1.05	0.5	1.15
$M_{\tilde{\pi}, \sigma} = \frac{M_{\tilde{p}, A}}{3}, w_{\tilde{p}, \sigma} = 10\% M_{\tilde{p}, A}$	0.4	1.10	0.5	1.20
$M_{\tilde{\pi}, \sigma} = \frac{M_{\tilde{p}, A}}{3}, w_{\tilde{p}, \sigma} = 20\% M_{\tilde{p}, A}$	0.4	0.90	0.5	1.00

Πίνακας 14: Σύνοψη των ελάχιστων και μέγιστων μαζών που αποκλείονται λόγω των ορίων, για το *Coloron* τις περιόδους 2011(7TeV) και 2012(8TeV)

6.9: Στρατηγική Αναζήτησης



Εικόνα 139: Άνω όρια στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης για το γινόμενο της ενεργού διατομής επί την αποδεκτικότητα επί branching ratio, συναρτήσει της μάζας του Coloron(M) υποθέτοντας πλάτος ίσο με 10% (αριστερά) και 20% (δεξιά), ενώ η μάζα των (ψευδό)βαθμωτών σωματιών είναι ίση με $M/4$



Εικόνα 140: Άνω όρια στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης για το γινόμενο της ενεργού διατομής επί την αποδεκτικότητα επί branching ratio, συναρτήσει της μάζας του Coloron(M) υποθέτοντας πλάτος ίσο με 10% (αριστερά) και 20% (δεξιά), ενώ η μάζα των (ψευδό)βαθμωτών σωματιών είναι ίση με $M/3$

6.9.2:χρήση των αποτελεσμάτων της μεθόδου αποκοπής και μέτρησης

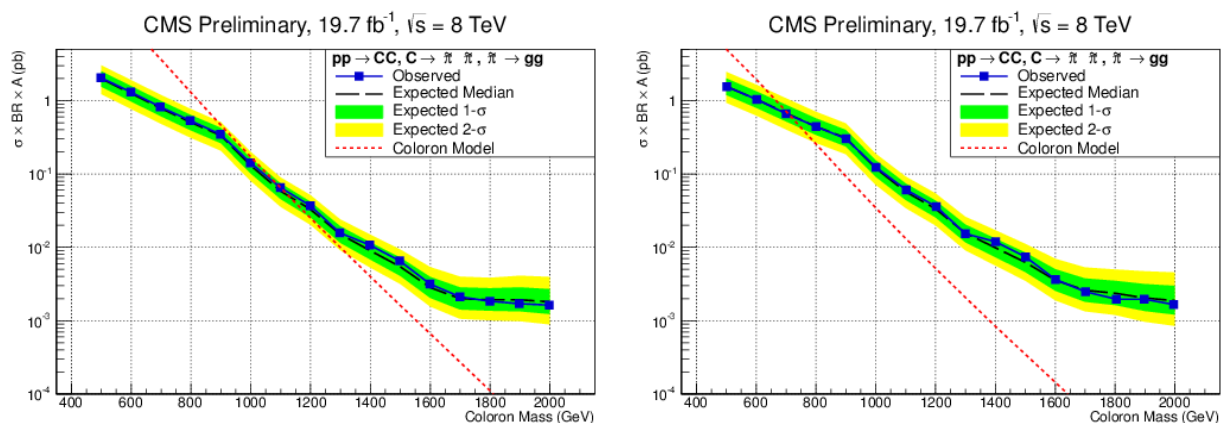
Η κατανομή του H_T για τα πειραματικά δεδομένα, το υπόβαθρο (που εκτιμήθηκε από τα πειραματικά δεδομένα) και τριών διαφορετικών σημείων μάζας για το *AxiGluon* με τουλάχιστον 8 πίδακες, διαφαίνονται Στην εικόνα (125). Δεν παρατηρείται κάποια σημαντική διαφοροποίηση στις κατανομές του υποβάθρου και των πειραματικών δεδομένων και συνεπώς προχωρούμε στον υπολογισμό των άνω ορίων.

Ο υπολογισμός των άνω ορίων έγινε με χρήση της ασυμπτωτικής μεθόδου επιπέδου εμπιστοσύνης (*asymptotic Cls method*)[77] με όλες τις προαναφερθείσες συστηματικές αβεβαιότητες να λαμβάνονται υπόψη. Στην εικόνα (41) παρατίθενται τα εικόνες με τον υπολογισμό των άνω ορίων, συναρτήσει της μάζας του ανυσματικού μποζονίου *Coloron*, για τα σενάρια 1/4 – 10% (αριστερά) και 1/4 – 20% (δεξιά), ενώ στην εικόνα (44) παρατίθενται τα αντίστοιχα εικόνες για τα σενάρια 1/3 – 10% (αριστερά) και 1/3 – 20% (δεξιά). Όμοια, στην εικόνα (45) παρατίθενται τα εικόνες με τον υπολογισμό των άνω ορίων, συναρτήσει της μάζας του ανυσματικού μποζονίου *Coloron*, για τα σενάρια 1/4 – 10% (αριστερά) και 1/4 – 20% (δεξιά), ενώ στην εικόνα (47) παρατίθενται τα αντίστοιχα εικόνες για τα σενάρια 1/3 – 10% (αριστερά) και 1/3 – 20% (δεξιά).

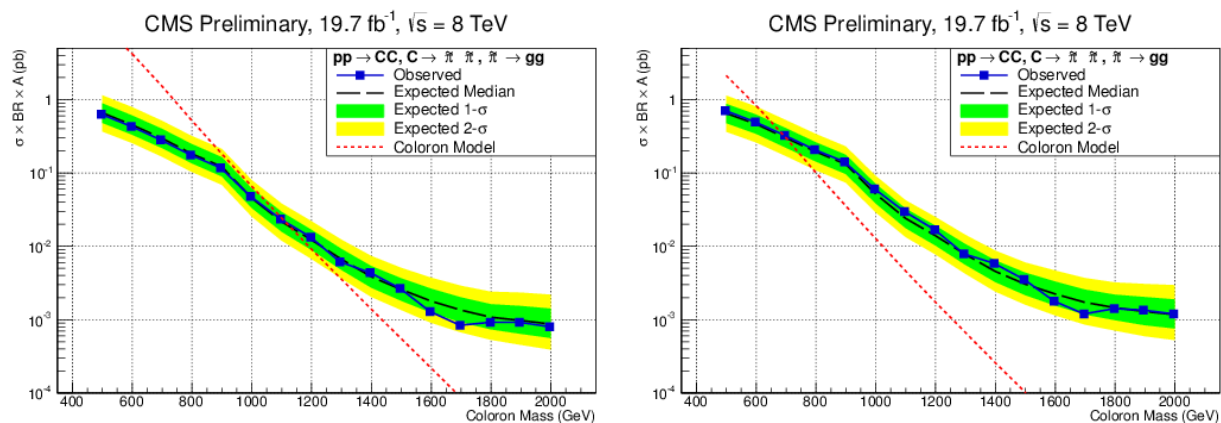
Τα αποτελέσματα της μεθόδου αποκοπής και μέτρησης για το *AxiGluon* και για το σενάριο 1/3 – 20% για το *Coloron*, έχουν δημοσιευτεί στο ArXiv ([arXiv:1608.01224](https://arxiv.org/abs/1608.01224)) και βρίσκεται εν εξέλιξη η δημοσίευση τους στο περιοδικό *Phys. Lett. B*.

Scenario	Coloron Mass exclusion (TeV)		AxiGluon Mass exclusion (TeV)	
	Low	High	Low	High
$M_{\tilde{\pi}, \sigma} = \frac{M_{\tilde{p}, A}}{4}, w_{\tilde{p}, \sigma} = 10\% M_{\tilde{p}, A}$	0.5	1.10	0.6	1.10
$M_{\tilde{\pi}, \sigma} = \frac{M_{\tilde{p}, A}}{4}, w_{\tilde{p}, \sigma} = 20\% M_{\tilde{p}, A}$	0.5	0.65	0.6	0.65
$M_{\tilde{\pi}, \sigma} = \frac{M_{\tilde{p}, A}}{3}, w_{\tilde{p}, \sigma} = 10\% M_{\tilde{p}, A}$	0.5	1.00	0.6	1.10
$M_{\tilde{\pi}, \sigma} = \frac{M_{\tilde{p}, A}}{3}, w_{\tilde{p}, \sigma} = 20\% M_{\tilde{p}, A}$	0.5	0.65	0.6	0.65

6.9:Στρατηγική Αναζήτησης

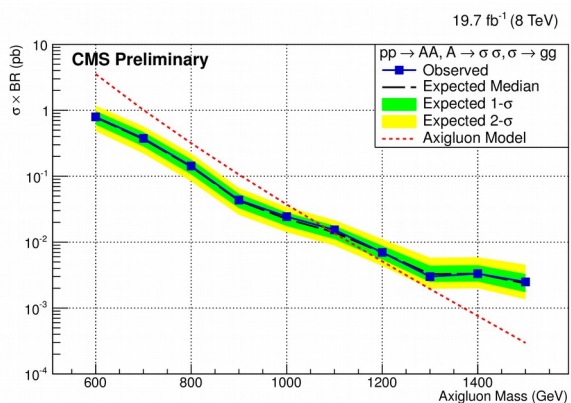
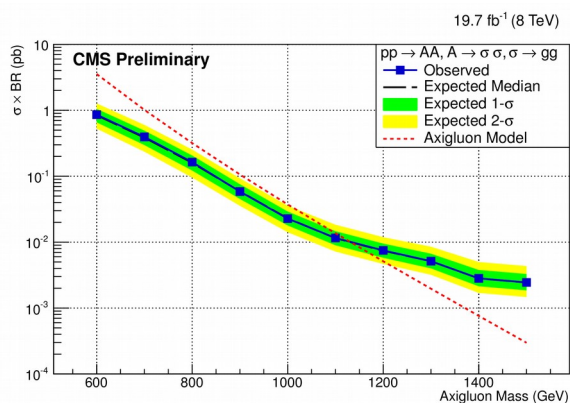


Εικόνα 141: Άνω όρια στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης για το γινόμενο της ενεργού διατομής επί την αποδεκτικότητα επί branching ratio, συναρτήσει της μάζας του Coloron(M) υποθέτοντας πλάτος ίσο με 10% (αριστερά) και 20% (δεξιά), ενώ η μάζα των (ψευδό)βαθμωτών σωματίων είναι ίση με $M/4$

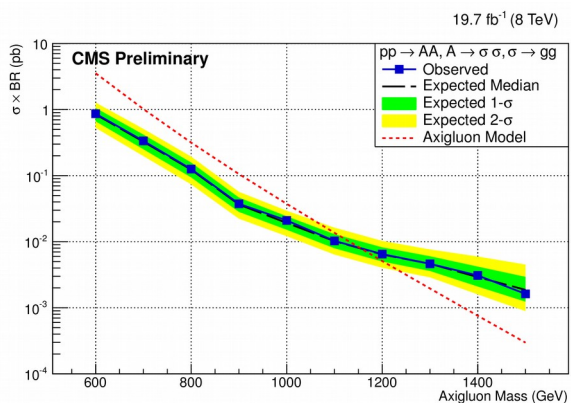
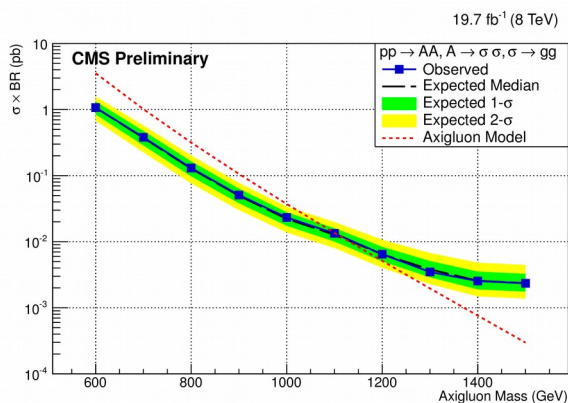


Εικόνα 142: Άνω όρια στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης για το γινόμενο της ενεργού διατομής επί την αποδεκτικότητα επί branching ratio, συναρτήσει της μάζας του Coloron(M) υποθέτοντας πλάτος ίσο με 10% (αριστερά) και 20% (δεξιά), ενώ η μάζα των (ψευδό)βαθμωτών σωματίων είναι ίση με $M/3$

6.9: Στρατηγική Αναζήτησης



Εικόνα 143: Άνω όρια στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης για το γινόμενο της ενεργού διατομής επί την αποδεκτικότητα επί branching ratio, συναρτήσει της μάζας του $Coloron(M)$ υποθέτοντας πλάτος ίσο με 10% (αριστερά) και 15% (δεξιά), ενώ η μάζα των (ψευδό)βαθμωτών σωματίων είναι ίση με $M/4$



Εικόνα 144: Άνω όρια στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης για το γινόμενο της ενεργού διατομής επί την αποδεκτικότητα επί branching ratio, συναρτήσει της μάζας του $Coloron(M)$ υποθέτοντας πλάτος ίσο με 10% (αριστερά) και 15% (δεξιά), ενώ η μάζα των (ψευδό)βαθμωτών σωματίων είναι ίση με $M/3$

7: Σύνοψη και Συμπεράσματα

Στις προηγούμενες παραγράφους, παρουσιάστηκε η προσπάθεια αναζήτησης των σωματιδίων Coloron / hyper-pion και Axigluon / σ, όπως προβλέπονται από τα μοντέλα που περιγράφηκαν στο κεφάλαιο . Για την διεκπεραίωση της αναζήτησης, χρειάστηκε να γίνουν προσπάθειες ώστε να διαχωριστεί επαρκώς το σήμα από το υπόβαθρο. Η δυσκολία στον διαχωρισμό υποβάθρου / σήματος, έγινε φανερή από το εικόνα (70), όπου έγινε μια προσπάθεια βέλτιστης ταύτισης των πιδάκων σε επίπεδο παρτονίων με τους πίδακες σε επίπεδο PF. Η μέση τιμή του ιστογράμματος, δίνει μια πρώτη γεύση της απώλειας πιδάκων σήματος κατά τη μετάβαση από το επίπεδο παρτονίων στο επίπεδο ροής σωματιδίων (*Particle Flow*). Μια επιπλέον δυσκολία, προήλθε από το πλάτος της μάζας των Colorons / Axiglions· η επίδρασή του, σε παρτονικό και σε PF επίπεδο, κατέστησε ιδιαίτερα δύσκολη την αναζήτηση των σωματιδίων μέσω μιας συνηθισμένης αναζήτησης κορυφής. Για τους λόγους αυτούς, οι βασικές μέθοδοι που χρησιμοποιήθηκαν, είναι η μέθοδος ανάλυσης πολλαπλών μεταβλητών και η μέθοδος αποκοπής και μέτρησης. Οι δύο μέθοδοι, διαφέρουν κυρίως στον διαχωρισμό σήματος και υποβάθρου, με την πρώτη να είναι πιο αποδοτική· να σημειώσουμε πως στη πρώτη μέθοδο, το υπόβαθρο που χρησιμοποιήθηκε προήλθε από προσομοιωμένα γεγονότα Monte Carlo, ενώ στη δεύτερη περίπτωση, το υπόβαθρο προήλθε από τα πειραματικά δεδομένα.

Η πρώτη μέθοδος (ανάλυσης πολλαπλών μεταβλητών (6.8.1)) επιτυγχάνεται με τη χρήση ενός νευρωνικού δικτύου. Το νευρωνικό δίκτυο, εκπαιδεύεται με κάποιο σετ μεταβλητών, τόσο για το σήμα όσο και για το υπόβαθρο και στο τέλος λαμβάνουμε την απόκρισή του για τα πειραματικά δεδομένα. Αντίστοιχα, λαμβάνουμε την απόκριση του νευρώνα για το σήμα και το υπόβαθρο. (Η απόκριση του νευρώνα είναι μια κατανομή τιμών μεταξύ 0 και 1). Για την εκτίμηση της ύπαρξης ή όχι, σήματος στα πειραματικά δεδομένα, προσαρμόζουμε την κατανομή της απόκρισης του νευρώνα για τα πειραματικά δεδομένα, ως προς την κατανομή της απόκρισης του νευρώνα για το σήμα και το υπόβαθρο (template fit). Η διαδικασία πραγματοποιήθηκε για όλα τα σημεία μάζας του σήματος χωριστά. Επειδή δεν παρατηρήθηκε κάποια κορυφή, έπειτα από την προσαρμογή της κατανομής, προχωρήσαμε στον ορισμό των άνω ορίων.

Κατά την εκτέλεση της πρώτης μεθόδου, σημαντικό κομμάτι αποτέλεσε η εκπαίδευση του νευρώνα η οποία συνεπάγεται με την τροφοδοσία του. Αναπτύχθηκαν τρεις μέθοδοι τροφοδοσίας, η μέθοδος εύρεσης ελάχιστης διαφοράς μαζών (6.8.1.1), η μέθοδος κινηματικής προσαρμογής (6.8.1.2) και η μέθοδος απλής εισαγωγής μεταβλητών (6.8.1.3). Η σύγκριση των μεθόδων, βασίστηκε στο ποσοστό απόρριψης υποβάθρου / αποδοχής σήματος, με την μέθοδο απλής εισαγωγής μεταβλητών, να έχει το μεγαλύτερο. Αν και οι άλλες δύο μέθοδοι είναι πιο πολύπλοκες και λαμβάνουν υπόψιν περαιτέρω συσχετισμούς, συμπεραίνουμε πως η απλή εισαγωγή μεταβλητών, περιέχει την, όσο το δυνατόν, περισσότερη πληροφορία ώστε να επιτευχθεί ο διαχωρισμός σήματος και υποβάθρου (συγκεκριμένα, η απλή εισαγωγή μεταβλητών διατηρεί τους οκτώ κυρίαρχους πίδακες). Οι άλλες δύο μέθοδοι, αποσκοπούσαν σε μια προσπάθεια να διορθωθεί, ει δυνατόν, το προαναφερθέν πρόβλημα της ταύτισης των πιδάκων σε παρτονικό επίπεδο με τους πίδακες σε επίπεδο PF. Συμπεραίνουμε όμως, πως αυτές οι μέθοδοι, δε μπόρεσαν να επιτύχουν μεγαλύτερο διαχωρισμό

σήματος και υποβάθρου.

Ο υπολογισμός των άνω ορίων, από την μέθοδο ανάλυσης πολλαπλών μεταβλητών, απέδωσε τις εξής τιμές: σχετικά με τα σενάρια όπου το πλάτος της μάζας του Coloron λήφθηκε ίσο με 10% της μάζας του, αποκλείονται μάζες μικρότερες από 1.32TeV και 1.20TeV , για μάζα των hyper-pions ίση με $1/4$ και $1/3$ της μάζας του Coloron , αντίστοιχα. Σχετικά με τα σενάρια όπου το πλάτος της μάζας του Coloron λήφθηκε ίσο με 20% της μάζας του, αποκλείονται μάζες μικρότερες από 1.10TeV και 1.00TeV , για μάζα των hyper-pions ίση με $1/4$ και $1/3$ της μάζας του Coloron , αντίστοιχα. Συγκρίνοντας τα συγκεκριμένα άνω όρια, με τα αποτελέσματα που προέκυψαν από την εφαρμογή της μεθόδου, στα πειραματικά δεδομένα που συλλέχθηκαν κατά το έτος 2011 [123], προκύπτει πως με τα δεδομένα του 2012, τα άνω όρια αυξήθηκαν, σχεδόν κατά 100GeV . Σχετικά με τα σενάρια όπου το πλάτος της μάζας του Axigluon λήφθηκε ίσο με 10% της μάζας του, αποκλείονται μάζες μικρότερες από 1.15TeV και 1.25TeV , για μάζα των hyper-pions ίση με $1/4$ και $1/3$ της μάζας του Coloron , αντίστοιχα. Σχετικά με τα σενάρια όπου το πλάτος της μάζας του Coloron λήφθηκε ίσο με 20% της μάζας του, αποκλείονται μάζες μικρότερες από 1.17TeV και 1.15TeV , για μάζα των hyper-pions ίση με $1/4$ και $1/3$ της μάζας του Coloron , αντίστοιχα. Οι παραπάνω τιμές, υπολογίστηκαν στο 95% του ορίου εμπιστοσύνης (95% CL).

Η δεύτερη μέθοδος (αποκοπής και μέτρησης (6.8.2)) αποτελεί μια πιο απλοποιημένη προσπάθεια από την πρώτη μέθοδο. Συγκεκριμένα, η μέθοδος εστιάζει στον εντοπισμό κάποιας διαφοροποίησης μεταξύ των κατανομών του συνολικού αθροίσματος των εγκάρσιων ορμών H_T , από τα πειραματικά δεδομένα και το υπόβαθρο συν το σήμα. Η επιλογή του H_T , προέκυψε από την αναλλοιωτότητα του σχήματος της κατανομής, από διαφορετικές πολλαπλότητες πιδάκων. Λόγω αυτού του χαρακτηριστικού, κατέστη δυνατή η εκτίμηση του υποβάθρου, απευθείας μέσω των πειραματικών δεδομένων. Για την βελτιστοποίηση του σήματος, έγινε χρήση της μεταβλητής της σφαιρικότητας, η οποία περιγράφει το πόσο σφαιρικό είναι ένα γεγονός. Επιλέχθηκε η τιμή 0.1, ως η καλύτερη τιμή σφαιρικότητας, η οποία παράλληλα διατηρεί την αναλλοιωτότητα στην κατανομή του H_T . Επιπρόσθετα, η εκτίμηση της σημαντικότητας του σήματος, προήλθε από τον υπολογισμό της ποσότητας $S/\sqrt{B}$, απ' όπου υπολογίστηκαν και οι βέλτιστες τιμές για το κάθε σημείο μάζας του σήματος. Επειδή δεν παρατηρήθηκε κάποια κορυφή, μεταξύ των κατανομών από τα πειραματικά δεδομένα και το υπόβαθρο συν το σήμα, προχωρήσαμε στον ορισμό των άνω ορίων.

Ο υπολογισμός των άνω ορίων, από την μέθοδο αποκοπής και μέτρησης, απέδωσε τις εξής τιμές: σχετικά με τα σενάρια όπου το πλάτος της μάζας του Coloron λήφθηκε ίσο με 10% της μάζας του, αποκλείονται μάζες μικρότερες από 1.10TeV και 1.00TeV , για μάζα των hyper-pions ίση με $1/4$ και $1/3$ της μάζας του Coloron , αντίστοιχα. Σχετικά με τα σενάρια όπου το πλάτος της μάζας του Coloron λήφθηκε ίσο με 20% της μάζας του, αποκλείονται μάζες μικρότερες από 0.65TeV για μάζα των hyper-pions ίση με $1/4$ και $1/3$ της μάζας του Coloron . Σχετικά με τα σενάρια όπου το πλάτος της μάζας του Axigluon λήφθηκε ίσο με 10% της μάζας του, αποκλείονται μάζες μικρότερες από 1.10TeV και 1.10TeV , για μάζα των hyper-pions ίση με $1/4$ και $1/3$ της μάζας του Coloron , αντίστοιχα. Σχετικά με τα σενάρια όπου το πλάτος της μάζας του Coloron λήφθηκε ίσο με 20% της μάζας του, αποκλείονται μάζες μικρότερες από 1.10TeV και 1.15TeV , για μάζα των

7:Σύνοψη και Συμπεράσματα

hyper- ρ ions ίση με $1/4$ και $1/3$ της μάζας του Coloron, αντίστοιχα. Οι παραπάνω τιμές, υπολογίστηκαν στο 95% του ορίου εμπιστοσύνης (95% CL).

Συγκρίνοντας τις δύο μεθόδους, παρατηρούμε πως ο υπολογισμός των άνω ορίων, μέσω της μεθόδου ανάλυσης πολλαπλών μεταβλητών, είναι καλύτερος· μεγαλύτερο εύρος περιοχής αποκλείεται, με αποτέλεσμα να έχουμε μια πιο καθαρή εικόνα για την περιοχή όπου θα μπορούσαμε να ανιχνεύσουμε την ύπαρξη του Coloron. Η μέθοδος αποκοπής και μέτρησης αποφαίνεται λιγότερο αποδοτική με τη διαφορά στον υπολογισμό των άνω ορίων (μεταξύ των δύο μεθόδων) να έγκειται στον αποδοτικότερο αποκλεισμό του υποβάθρου από την πρώτη μέθοδο. Συνεχίζοντας την σύγκριση των δύο μεθόδων, ο υπολογισμός των ορίων για το πλάτος στη μάζα του Coloron, το οποίο είναι ίσο με 10% (της μάζας του), έχουμε σχεδόν παρόμοια άνω όρια (διαφέρουν, περίπου κατά 100GeV). Όσον αφορά το AxiGluon, τα αποτελέσματα είναι παρόμοια. Μεταβαίνοντας στα σενάρια όπου για το πλάτος στη μάζα του Coloron είναι ίσο με το 20% (της μάζας του) παρατηρούμε πως οι διαφορές των δύο μεθόδων, στον υπολογισμό των άνω ορίων είναι αισθητές, περί τα 300GeV . Η συγκεκριμένη συμπεριφορά επαφίεται στο μεγάλο πλάτος της μάζας του Coloron, με αποτέλεσμα τα γεγονότα του σήματος, να ομοιάζουν στα γεγονότα του υποβάθρου. Να σημειώσουμε, επίσης, πως η γέννηση του Coloron έγινε με χρήση ενός gluino συνεπώς (όπως προαναφέρθηκε, στην παράγραφο 6.3.1) το σπιν του δεν είναι το σωστό ($1/2$ αντί 1). Καθώς η μέθοδος αποκοπής και μέτρησης έχει εξάρτηση από την σφαιρικότητα (η οποία έμμεσα επηρεάζεται από την γωνιακή κατανομή του γεγονότος), είναι ένας ακόμη λόγος που θα μπορούσε να επηρεάσει την ευαισθησία της μεθόδου.

Καθώς οι δύο προηγούμενες μέθοδοι, φάνηκαν ως οι μοναδικές που κατόρθωσαν να μας δώσουν ουσιαστικά αποτελέσματα για την συγκεκριμένη αναζήτηση, οφείλουμε να λάβουμε υπόψιν και τις δυσκολίες που εμπεριέχουν. Οι δυσκολίες που αναφέρθηκαν (π.χ. αδυναμία χρήσης υποβάθρου προερχόμενο από πειραματικά δεδομένα για την μέθοδο ανάλυσης πολλαπλών μεταβλητών, όχι ιδιαίτερα καλή απόρριψη υποβάθρου κατά την μέθοδο αποκοπής και μέτρησης) αφενός δυσχεραίνουν την συνέχεια της αναζήτησης, αφετέρου όμως, επιδέχονται βελτίωσης. Μια ισχυρή βελτίωση, ιδιαίτερα όσον αφορά τη μέθοδο ανάλυσης πολλαπλών μεταβλητών, θα αποτελούσε η χρήση υποβάθρου προερχόμενο από τα πειραματικά δεδομένα. Επιπρόσθετα, στο κεφάλαιο (5.7) έγινε αναφορά στην υλοποίηση τριών σκανδαλιστών οι οποίοι βασίζουν τη λειτουργία τους στην ανίχνευση γεγονότων τα οποία έχουν άθροισμα εγκάρσιας ορμής μεγαλύτερο από 500GeV , 650GeV και 750GeV , όμως ελέγχουν και την πολλαπλότητα των πιδάκων του εκάστοτε γεγονότος, ώστε να υπερβαίνει τους τέσσερις πίδακες. Οι αντίστοιχες ονομασίες των τριών σκανδαλιστών είναι HLT_PFHT550_4Jet, HLT_PFHT650_4Jet και HLT_PFHT750_4Jet, με τους δύο πρώτους να λειτουργούν υπό κλίμακα (*prescaled triggers*) σε αντίθεση με τον τρίτο ο οποίος είναι *unprescaled*. Οι έλεγχοι που πραγματοποιήθηκαν, όσον αφορά την αποδεκτικότητα που επιτυγχάνεται με τους συγκεκριμένους σκανδαλιστές, απέδωσαν ιδιαίτερα ικανοποιητικά αποτελέσματα σε σύγκριση τόσο με τους παλιούς όσο και με τους τρέχοντες σκανδαλιστές πολλαπλών πιδάκων. Η χρήση των συγκεκριμένων σκανδαλιστών δύναται να συλλέξει τα περισσότερα γεγονότα πολλαπλών πιδάκων.

Η εκτέλεση του πειράματος, με ενέργεια στο κέντρο μάζας ίση με $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$, προβλέπεται να δώσει μια καινούρια εικόνα όσον αφορά την ύπαρξη συντονισμών, ενώ συνάμα ανα-

7:Σύνοψη και Συμπεράσματα

μένεται η αυξημένη ύπαρξη γεγονότων πολλαπλών πιδάκων (επίσης, αναμένεται και η αύξηση της πολλαπλότητας). Συναντώντας τέτοιες καταστάσεις, η αναζήτηση σήματος σε γεγονότα πολλαπλών πιδάκων (με τελική κατάσταση που απαρτίζεται από οκτώ πίδακες), καθίσταται τουλάχιστον αναγκαία, ενώ η παράλληλη βελτίωση των ανωτέρω μεθόδων σε συνδυασμό με τους νέους σκανδαλιστές, δύναται να μας δώσει μια καθαρότερη εικόνα σχετικά με την συγκεκριμένη αναζήτηση.

8: Βιβλιογραφία

- 1: The ATLAS, CDF, CMS, D0 Collaborations, First combination of Tevatron and LHC measurements of the top-quark mass, ATLAS-CONF-2014-008, CDF-NOTE-11071, CMS-PAS-TOP-13-014, D0-NOTE-6416, FERMILAB-TM-2582-E, : , arXiv:1403.4427
- 2: R. P. Feynmann, Space-Time Approach to Quantum Electrodynamics, Phys. Rev., 76: 769, <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.76.769>
- 3: H.D. Politze, Reliable perturbative results for strong interactions, Physical Review Letters, 26: 30, 10.1103/PhysRevLett.30.1346
- 4: S. L. Glashow, Partial-symmetries of weak interactions, Nuclear Physics, 4: 22, doi:10.1016/0029-5582(61)90469-2
- 5: F. Englert, R. Brout; Brout, Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons, Physical Review Letters , 9: 13, doi:10.1103/PhysRevLett.13.321
- 6: Julian Schwinger, On Quantum-Electrodynamics and the Magnetic Moment of the Electron, Phys. Rev., 73: 416, <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.73.416>
- 7: Sin-Itiro Tomonaga and J. R. Oppenheimer, On Infinite Field Reactions in Quantum Field Theory, Phys. Rev., 74: 224, <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.74.224>
- 8: Dirac, P. A. M, The Quantum Theory of the Electron, Proceedings of the Royal Society A, (778): 117, doi:10.1098/rspa.1930.0013
- 9: Dirac, P. A. M. , A Theory of Electrons and Protons, Proceedings of the Royal Society A, 801: 126, doi:10.1098/rspa.1930.0013
- 10: P.W. Higgs, Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons, Physical Review Letters, 16: 13, doi:10.1103/PhysRevLett.13.508
- 11: G.S. Guralnik; Hagen; Kibble, Global Conservation Laws and Massless Particles, Physical Review Letters, 20: 13, doi:10.1103/PhysRevLett.13.585
- 12: David Griffiths, Introduction to Elementary Particles, 2008
- 13: S. Weinberg, A Model of Leptons, Physical Review Letters, 21: 19, doi:10.1103/PhysRevLett.19.1264
- 14: S. Weinberg, Implications of dynamical symmetry breaking, Phys. Rev., D: , doi:<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.13.974>
- 15: L.Susskind, Dynamics of spontaneous symmetry breaking in the Weinberg-Salam theory, Phys. Rev., D: 20, doi:<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.20.2619>
- 16: S. Weinberg, Implications of dynamical symmetry breaking: An addendum, Phys. Rev. , D: 19, doi:<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.19.1277>
- 17: William A. Bardeen, Christopher T. Hill and Manfred Lindner, Minimal dynamical symmetry breaking of the standard model, Phys. Rev., D 41: 5,
- 18: Can Kilic, Takemichi Okui and Raman Sundrum, Colored Resonances at the Tevatron: Phenomenology and Discovery Potential in Multijets, JHEP, : 0807:038, doi:10.1088/1126-6708/2008/07/038
- 19: V. A. Miransky, M. Tanabashi and K. Yamawaki, Dynamical electroweak symmetry breaking with large anomalous dimension and t quark condensate, Phys. Lett., B: 221,
- 20: W.J. Marciano, Heavy top-quark mass predictions, Phys. Rev. Lett., : 63,
- 21: C.T. Hill, M. Luty and E.A. Paschos, Electroweak symmetry breaking by fourth-generation condensates and the neutrino spectrum, Phys. Rev., D: 43,
- 22: M. Carena, T.E. Clark, C.E.M. Wanger, W.A. Bardeen and K. Sasaki, Dynamical symmetry breaking and the top quark mass in the minimal supersymmetric standard model, preprint FERMILAB - PUB - 91/96 - T, PURD - TH - 91 - 01

8:Βιβλιογραφία

- 23: T.E. Clark, S. Love and W.A. Bardeen, The top quark mass in a supersymmetric standard model with dynamical symmetry breaking, Phys. Lett., B: 237
- 24: The CMS Collaboration, Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC, Phys. Lett., B: 716, doi: 10.1016/j.physletb.2012.08.021
- 25: The ATLAS Collaboration, Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC, Phys. Lett., B: 716, doi:10.1016/j.physletb.2012.08.020
- 26: LHC searches for the heavy Higgs boson via two b jets plus diphoton, Phys. Rev., D: 89, doi: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.89.115006>
- 27: M. Frank, L. Galetta, T. Hahn, S. Heinemeyer, W. Hollik, H. Rzehak, G. Weiglein, The Charged Higgs Boson Mass of the MSSM in the Feynman-Diagrammatic Approach, Phys. Rev., D: 88, doi: 10.1103/PhysRevD.88.055013
- 28: Search for a light charged Higgs boson in top quark decays in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV, JHEP, : 07, doi: 10.1007/JHEP07(2012)143
- 29: Abdesslam Arhrib, Rachid Benbrik and Bryan Field, Searching for a CP-odd Higgs via a pair of gauge bosons at the LHC, arXiv:hep-ph/0610184
- 30: M. M. Almarashi and S. Moretti, Very light CP-odd Higgs bosons of the NMSSM at the LHC in 4b-quark final states, Phys. Rev., D: 84, doi: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.84.015014>
- 31: D.A. Dicus, C. D. McMullen and S. Nandi, Collider Implications of Kaluza-Klein Excitations of the Gluons, Phys. Rev., D: 65, arXiv:hep-ph/0012259
- 32: S. Cullen, M. Perelstein and M. E. Peskin, Phys. Rev., D: 62, arXiv:0001166
- 33: E. Farhi and L. Susskind, Grand unified theory with heavy color, Phys. Lett., D: 20,
- 34: E. Eichten and K.Lane, Dynamical Breaking of Weak Interaction Symmetries, Phys. Lett., B: 90,
- 35: S. Dimopoulos, and L. Susskind, Mass Without Scalars, Nucl. Phys, B: 155,
- 36: Christopher T. Hill, Topcolor: top quark condensation in a gauge extension of the standard model, Phys. Let., B: 266
- 37: R.S. Chivikula, A.G. Cohen, E.H. Simmons, New strong interactions at the Tevatron, Phys. Let., B: 380
- 38: G. Buchalla, G. Burdman, C.T. Hill and D. Kominis, GIM Violation and New Dynamics of the Third Generation, FERMILAB -PUB-95-322-T, : , hep-ph9510376
- 39: D. Kominis, Flavor-changing neutral current constraints in topcolor-assisted technicolor, Phys. Lett., B: 358
- 40: Y. Nambu, BCS mechanism, quasi-supersymmetry and fermion mass matrix, preprint EFI 88-39, :
- 41: M. Bando, T. Muta and K. Yamawaki, Bootstrap symmetry breaking in electroweak unification, preprint EFI 89-08, :
- 42: V. A. Miransky, M. Tanabashi and K. Yamawaki, Dynamical electroweak symmetry breaking with large anomalous dimension and t quark condensate, Mod. Phys. Lett., A: 4
- 43: Christopher T. Hill, Topcolor assisted technicolor, Phys. Lett., B: 345
- 44: R.S. Chivikula, B.A. Dobrescu and J. Terning, Isospin Breaking and Fine Tuning in Top-Color Assisted Technicolor, Phys. Lett., B: 353, doi:10.1016/0370-2693(95)00569-7
- 45: S. Dimopoulos and L. Susskind, Mass Without Scalars, Nucl. Phys., B: 155, doi:[http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213\(79\)90364-X](http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213(79)90364-X)
- 46: Tavares, G. M. and Schmaltz, M., Explaining the t-tbar asymmetry with a light axigluon, 2011
- 47: Paul H. Frampton and Sheldon L. Glashow, Chiral Color: an alternative to the standard model, Phys. Let. B, 190: 1, 2
- 48: J.C. Pati and A. Salam, Mirror fermions, J/Ψ particles, Kolar-mine events and neutrino

8:Βιβλιογραφία

anomaly, Phys. Lett., B: 58

49: Christian Gross, Gustavo Marques Tavares, Martin Schmaltz, and Christian Spethmann, Light axigluon explanation of the Tevatron $t\bar{t}$ asymmetry and multijet signals at the LHC, Phys. Rev., D: 87, doi:<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.87.014004>

50: R Sekhar Chivikula, Arsham Farzinnia and Elizabeth H. Simmons, Production of Massive Color-Octet Vector Bosons at Next-to-Leading Order, Phys. Rev., D: 85, [arXiv:1111.7261 [hep-ph]]

51: D. Binosi, J. Papavassiliou, Pinch Technique: Theory and Applications, Phys. Rept., 479, doi:10.1016/j.physrep.2009.05.001

52: N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen, H. Geor, (De)Constructing Dimensions, Phys. Rev. Lett., 86, doi:10.1103/PhysRevLett.86.4757

53: Can Kilic, Steffen Schumann and Minho Son, Searching for multijet resonances at the LHC, JHEP, 04, doi:10.1088/1126-6708/2009/04/128

54: The collider phenomenology of technihadrons in the technicolor straw man model, Phys. Rev., D: 67, hep-ph/0210299 [SPIRES]

55: Joshua Sayre, Duane A. Dicus, Chung Kao, S. Nandi, Searching for colorons at the Large Hadron Collider, Phys. Rev., D: 84, [arXiv:1105.3219 [hep-ph]]

56: <http://cms.web.cern.ch/cms/Detector/index.html>

57: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults>

58: CMS Collaboration, The CMS experiment at the CERN LHC, JINST, 3: ,

59: <http://wordlesstech.com/2013/03/29/cms-particle-detector-open-for-maintenance/>

60: wikipedia.org/wiki/Compact_Muon_Solenoid

61: http://inspirehep.net/record/1103034/files/figures_Experiment_sagitta.png

62: The CMS Collaboration, CMS Tracking Performance Results from Early LHC Operation, Eur.Phys.J., C: 70, doi: 10.1140/epjc/s10052-010-1491-3

63: CMS collaboration, Description and performance of track and primary-vertex reconstruction with the CMS tracker, JINST, : 9, doi: 10.1088/1748-0221/9/10/P10009, arXiv:1405.6569

64: CMS Collaboration, Energy calibration and resolution of the CMS electromagnetic calorimeter in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV, JINST, : 8, doi: 10.1088/1748-0221/8/09/P09009, arXiv:1306.2016

65: D.J.A. Cockerill, The CMS Electromagnetic Calorimeter at the LHC, arXiv:0810.0381

66: P Adzic et al, Energy resolution of the barrel of the CMS Electromagnetic Calorimeter , JINST, : 2, doi:10.1088/1748-0221/2/04/P04004

67: CMS Collaboration, CMS The Electromagnetic Calorimeter Design Report, CMS TDR, : 4, CERN/LHCC 97-33

68: The CMS Collaboration, Performance of the CMS Cathode Strip Chambers with Cosmic Rays, JINST, : 5:T03018, doi: 10.1088/1748-0221/5/03/T03018

69: CMS Collaboration, Performance Study of the CMS Barrel Resistive Plate Chambers with Cosmic Rays, JINST, : 5:T03017, doi: 10.1088/1748-0221/5/03/T03017

70: http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/8/8a/CMS_Slice.gif

71: The CMS Collaboration, The CMS High Level Trigger, Eur. Phys. J., C: 46, doi:10.1140/epjc/s2006-02495-8

72: https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/TriggerMenuDevelopment#Rate_Studies

73: Dinyar Rabady, Janos Ero, Giannis Flouris, Jonathan Fulcher, Nikitas Loukas, Evangelos Paradas, Thomas Reis, Hannes Sakulin, Claudia-Elisabeth Wulz, Upgrade of the CMS muon trigger system in the barrel region, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A , <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2016.05.071>

74: S. Bologna, G. Codispoti, G. Dirkx, L. Kreczko, C. Lazaridis, E. Paradas, A. Rose, A. Thea, T.

8:Βιβλιογραφία

- Williams, SWATCH: Common software for controlling and monitoring the upgraded level-1 trigger of the CMS experiment, Real Time Conference (RT), 2016 IEEE-NPSS, <http://dx.doi.org/10.1109/RTC.2016.7543077>
- 75: A. Hoecker and Speckmayer, TMVA: Toolkit for Multivariate Data Analysis TMVA: Toolkit for Multivariate Data Analysis, PoS ACAT , : 040, arXiv:physics/0703039
- 76: Moneta, L. and Belasco, K. and Cranmer, K.S. and Lazzaro, A. and Piparo, D. and Schott, G. and Verkerke, W. and Wolf, M. , The RooStats Project, 2010
- 77: Cowan, G. and Cranmer K. and Gross E. and Vitells O., Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics, Eur.Phys.J., C71: ,
- 77: CMS Collaboration, Search for microscopic black hole signatures at the Large Hadron Collider, Phys. Lett., B 697: 5, doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2011.02.032>
- 78: CMS Collaboration, Search for microscopic black holes in pp collisions at $s = 8\text{TeV}$, JHEP, 2013: 7, doi:10.1007/JHEP07(2013)178
- 79: CMS Collaboration, Search for microscopic black holes in pp collisions at $s = 7\text{TeV}$, JHEP, 2012: 4, doi:10.1007/JHEP04(2012)061
- 80: CMS Collaboration, CMS Collaboration, “Search for narrow resonances using the dijet mass spectrum in pp collisions at $s = 8\text{TeV}$, Phys. Rev., D87: , doi:10.1103/PhysRevD.87.114015
- 81: Agostinelli, S. and others, Geant 4 -- A Simulation Toolkit, Nucl. Inst. Meth., A506
- 82: Alwall, Johan and others, MadGraph/MadEvent v4: The New Web Generation, JHEP, 09
- 83: Johan Alwall, Michel Herquet, Fabio Maltoni, Olivier Mattelaer, Tim Stelzer, MadGraph 5 : Going Beyond, arXiv:1106.0522
- 84: Stelzer, T. and Long, W.F, Automatic generation of tree level helicity amplitudes, Comput. Phys. Commun., 81
- 85: Torbjörn Sjöstrand, Stephen Mrenna and Peter Skands, PYTHIA 6.4 physics and manual , JHEP, 2006: , <http://iopscience.iop.org/1126-6708/2006/05/026>
- 86: T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Skands , PYTHIA 6.4 physics and manual, JHEP, : 05:026,
- 87: Field, R., Early {LHC} Underlying Event Data-Findings and Surprises, , 05: ,
- 88: Pumplin, B.R. and others, New generation of parton distributions with uncertainties from global {QCD} analysis, JHEP, 07
- 89: Lai, H.L. and others, Global QCD analysis of parton structure of the nucleon: CTEQ5 parton distributions, Eur. Phys. J. C, 12
- 90: Andersson, B., Parton Fragmentation and String Dynamics, Phys. Rep., 97
- 91: Sjostrand, T., The Merging of Jets, Phys. Lett. B, 142
- 92: M.L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau, A.D. Polosa, ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions, JHEP
- 93: CMS Collaboration, Particle-Flow Event Reconstruction in {CMS} and Performance for Jets, Taus, and {MET}, CMS Physics Analysis Summary, CMS-PAS-PFT-09-001: , <http://cdsweb.cern.ch/record/1194487>
- 95: Martyn Jarvis, http://www.hep.ph.ic.ac.uk/seminars/slides/2010/jarvis_20100302.pdf
- 95: Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, Gregory Soyez, The anti- k_t jet clustering algorithm, JHEP, 97: Davison E. Soper, Jets and jet definitions, 2011, http://www.hep.wisc.edu/cteq11/lectures/soper_1_JetsCTEQ2011.pdf
- 98: CMS Collaboration, 8 TeV Jet Energy Corrections and Uncertainties based on 19.8 fb⁻¹ of data in CMS, CMS Performance Note, CMS DP -2013/033
- 99: CMS Collaboration, Jet Energy Scale performance in 2011, CMS Detector Performance Summaries, DP-2012-006
- 100: CMS Collaboration, Determination of Jet Energy Calibration and Transverse Momentum Resolution in CMS, JINST, 6: , 10.1088/1748-0221/6/11/P11002

8:Βιβλιογραφία

- 100: M. Cacciari and G.P. Salam, Pileup subtraction using jet areas, Phys. Lett., B: 659, arXiv:0707.1378
- 101: Alexx Perlo, on behalf of the CMS collaboration , Pile Up measurement and mitigation techniques in CMS, JPCS
- 102: D0 collaboration, Determination of the absolute jet energy scale in the D0 calorimeters, Nucl. Instrum.Meth., A: 424
- 103: M. Cacciari and G.P. Salam, Dispelling the N3 myth for the kt jet-finder, Phys. Lett. B, 641
- 104: Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, Gregory Soyez , FastJet user manual, Eur. Phys. J., C: 72, doi:10.1140/epjc/s10052-012-1896-2
- 106: Daniel Dominguez Vazquez, Oscar Gonzalez Lopez, pile-up Jets Study with β variable, http://wwwae.ciemat.es/~escalante/wz_charm/material/beta.pdf
- 107: Jan Erik Sundermann and Thomas G'opfert, KinFitter– A Kinematic Fit with Constraints, <http://www.iktp.tu-dresden.de/~goepfert/KinFitter.pdf>
- 108: <http://highenergy.phys.ttu.edu/~gumus/dijetresonances/meetings/02Feb06/systematics.txt>
- 109: Rick Field, Min-Bias and the Underlying Event at the LHC, arXiv:1110.5530
- 109: The CMS Collaboration, Measurement of four-jet production in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV, Phys. Rev., D: 89, doi: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.89.092010>
- 110: CMS Collaboration, Dijet Azimuthal Decorrelations in pp Collisions at $s = 7$ TeV, Phys. Rev. Lett., : 106, doi:10.1103/PhysRevLett.106.122003
- 112: Francesco Cerutti, The NNPDF2.1 Parton Set, arXiv:1107.1095
- 113: A.D. Martin, W.J. Stirling, R.S. Thorne, G. Watt, Parton distributions for the LHC, Eur.Phys.J., C: 63, doi: 10.1140/epjc/s10052-009-1072-5, arXiv:0901.0002
- 114: Hung-Liang Lai (Michigan State U. & Taipei Municipal U. of Education) , Marco Guzzi (Southern Methodist U.) , Joey Huston, Zhao Li (Michigan State U.) , Pavel M. Nadolsky (Southern Methodist U.) , Jon Pumplin, C.-P. Yuan, New parton distributions for collider physics, Phys. Rev., D: 82, doi: 10.1103/PhysRevD.82.074024, arXiv:1007.2241
- 115: S. F. J. Huston, R. Thorne, PDF4LHC Recommendations
- 116: M. R. W. D. Bourilkov, R C Group, LHAPDFLPDF Use from the Tevatron to the LHC, arXiv, : 8, arXiv:1310.5758v1
- 116: <https://indico.mpp.mpg.de/getFile.py/access?contribId=5&resId=0&materialId=slides&confId=1316>
- 117: Study of Monte Carlo approach to experimental uncertainty propagation with MSTW 2008 PDFs, JHEP, 08, arXiv:1205.4024
- 118: Richard D. Ball, Luigi Del Debbio, Stefano Forte, Alberto Guffanti, Jose I. Latorre, Andrea Piccione, Juan Rojo, Maria Ubiali, A determination of parton distributions with faithful uncertainty estimation, Nucl. Phys., B: 809, doi: 10.1016/j.nuclphysb.2008.09.037
10.1016/j.nuclphysb.2009.02.027
- 120: CMS Collaboration, Search for Light- and Heavy-flavor Three-jet Resonances in Multijet Final States at 8 TeV
- 121: The CMS Collaboration, Measurement of Inclusive W and Z Boson Production Cross Sections in pp Collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV, Phys. Rev. Lett., 112, <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.191802>
- 122: <https://indico.cern.ch/event/300048/session/3/contribution/3/material/slides/0.pdf>
- 123: CMS Collaboration, Search for Multijet Resonances in the 8-jet Final State, CMS Physics Analysis Summary, CMS PAS EXO-11-075

9: Παραρτήματα

9.1:Παράρτημα Α: Πίνακας απόδοσης ενεργών διατομών για το Coloron και το Axigluon

Στους πίνακες (15) και (16), παρατίθενται οι ενεργές διατομές για το κάθε σημείο μάζας τόσο για το Axigluon, όσο και για το Coloron, αντίστοιχα.

<i>SimulatedSet</i>	<i>CrossSection(pb)</i>	<i>SimulatedSet</i>	<i>CrossSection(pb)</i>
0400_100_040	$1.14E + 01$	1000_250_100	$3.04E - 02$
0400_100_060	$1.87E + 01$	1000_250_150	$3.07E - 02$
0400_133_040	$1.24E + 01$	1000_333_100	$3.22E - 02$
0400_133_060	$8.46E + 00$	1000_333_150	$3.25E - 02$
0500_125_050	$5.52E + 00$	1100_275_110	$1.15E - 02$
0500_125_075	$7.04E + 00$	1100_275_165	$1.14E - 02$
0500_167_050	$5.74E + 00$	1100_367_110	$1.20E - 02$
0500_167_075	$7.47E + 00$	1100_367_165	$1.20E - 02$
0600_150_060	$2.11E + 00$	1200_300_120	$4.39E - 03$
0600_150_090	$2.27E + 00$	1200_300_180	$4.35E - 03$
0600_200_060	$2.23E + 00$	1200_400_120	$4.59E - 03$
0600_200_090	$2.47E + 00$	1200_400_180	$4.55E - 03$
0700_175_070	$7.09E - 01$	1300_325_130	$1.71E - 03$
0700_175_105	$7.25E - 01$	1300_325_195	$1.70E - 03$
0700_233_070	$7.63E - 01$	1300_433_130	$1.77E - 03$
0700_233_105	$7.88E - 01$	1300_433_195	$1.77E - 03$
0800_200_080	$2.41E - 01$	1400_350_140	$6.70E - 04$
0800_200_120	$2.42E - 01$	1400_350_210	$6.68E - 04$
0800_267_080	$2.57E - 01$	1400_467_140	$6.97E - 04$
0800_267_120	$2.59E - 01$	1400_467_210	$6.92E - 04$
0900_225_090	$8.43E - 02$	1500_375_150	$2.65E - 04$
0900_225_135	$8.40E - 02$	1500_375_225	$2.63E - 04$
0900_300_090	$8.96E - 02$	1500_500_150	$2.73E - 04$
0900_300_135	$8.94E - 02$	1500_500_225	$2.73E - 04$

Πίνακας 15: Συνοπτική απόδοση των ενεργών διατομών για όλα τα σημεία μάζας που παρήχθησαν για το Axigluon

9.1:Παράρτημα Α: Πίνακας απόδοσης ενεργών διατομών για το Coloron και το Axi gluon

<i>SimulatedSet</i>	<i>CrossSection(pb)</i>	<i>SimulatedSet</i>	<i>CrossSection(pb)</i>
0400_100_040	$0.33E + 03$	1300_325_130	$0.10E - 01$
0400_100_080	$0.70E + 02$	1300_325_260	$0.21E - 02$
0400_133_040	$0.13E + 03$	1300_433_130	$0.36E - 02$
0400_133_080	$0.29E + 02$	1300_433_260	$0.68E - 03$
0500_125_050	$0.68E + 02$	1400_350_140	$0.40E - 02$
0500_125_100	$0.14E + 02$	1400_350_280	$0.86E - 03$
0500_167_050	$0.27E + 02$	1400_467_140	$0.14E - 02$
0500_167_100	$0.56E + 01$	1400_467_280	$0.26E - 03$
0600_150_060	$0.17E + 02$	1500_375_150	$0.16E - 02$
0600_150_120	$0.36E + 01$	1500_375_300	$0.35E - 03$
0600_200_060	$0.67E + 01$	1500_500_150	$0.55E - 03$
0600_200_120	$0.14E + 01$	1500_500_300	$0.10E - 03$
0700_175_070	$0.49E + 01$	1600_400_160	$0.67E - 03$
0700_175_140	$0.10E + 01$	1600_400_320	$0.15E - 03$
0700_233_070	$0.19E + 01$	1600_533_160	$0.22E - 03$
0700_233_140	$0.38E + 00$	1600_533_320	$0.41E - 04$
0800_200_080	$0.15E + 01$	1700_425_170	$0.28E - 03$
0800_200_160	$0.31E + 00$	1700_425_340	$0.61E - 04$
0800_267_080	$0.58E + 00$	1700_567_170	$0.87E - 04$
0800_267_160	$0.12E + 00$	1700_567_340	$0.16E - 04$
0900_225_090	$0.12E + 00$	1800_450_180	$0.11E - 03$
0900_225_180	$0.11E + 00$	1800_450_360	$0.26E - 04$
0900_300_090	$0.19E + 00$	1800_600_180	$0.35E - 04$
0900_300_180	$0.38E - 01$	1800_600_360	$0.65E - 05$
1000_250_100	$0.18E + 00$	1900_475_190	$0.46E - 04$
1000_250_200	$0.38E - 01$	1900_475_380	$0.11E - 04$
1000_333_100	$0.69E - 01$	1900_633_190	$0.14E - 04$
1000_333_200	$0.13E - 01$	1900_633_380	$0.26E - 04$
1100_275_110	$0.69E - 01$	2000_500_200	$0.19E - 04$
1100_275_220	$0.14E - 01$	2000_500_400	$0.47E - 05$
1100_367_110	$0.25E - 01$	2000_667_200	$0.53E - 05$
1100_367_220	$0.47E - 02$	2000_667_400	$0.10E - 05$
1200_300_120	$0.26E - 01$		
1200_300_240	$0.54E - 02$		
1200_400_120	$0.93E - 02$		
1200_400_240	$0.18E - 02$		

Πίνακας 16: Συνοπτική απόδοση των ενεργών διατομών για όλα τα σημεία μάζας που παρήχθησαν για το Coloron

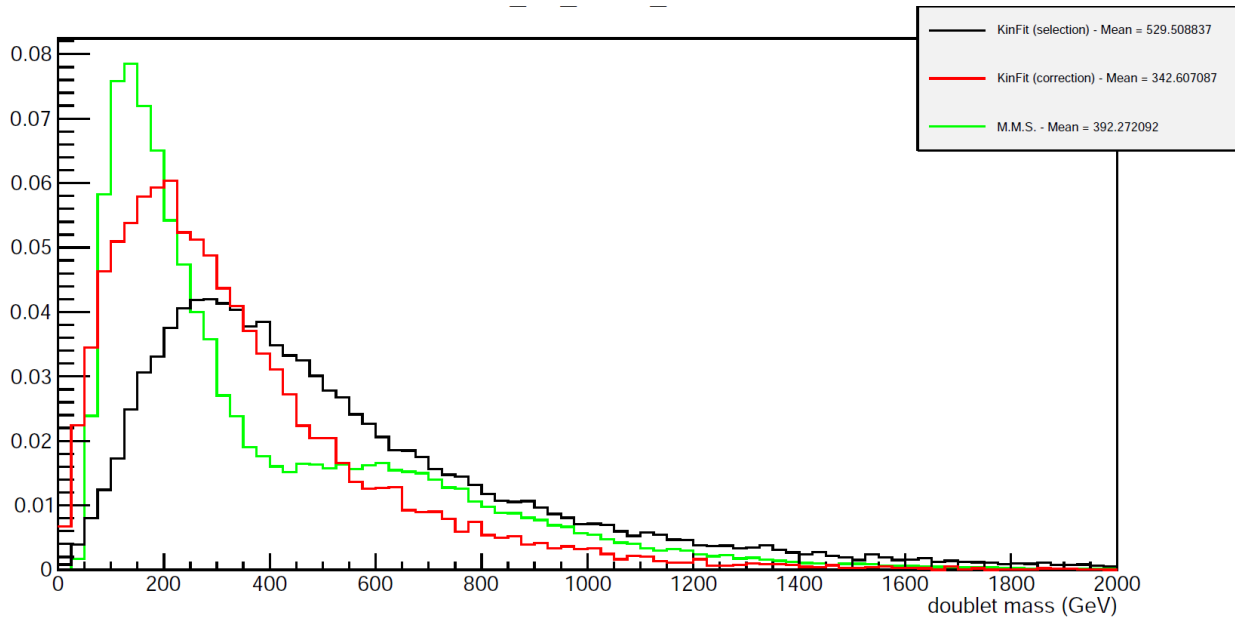
9.2:Παράρτημα Β: Μέθοδος Κινηματικής Προσαρμογής (*Kinematic Fit method*)

Αρχικά εκτελέσαμε την μέθοδο με την πλήρη μορφή της (126) καταλήγοντας σε προσαρμογή υπό τέσσερις συνθήκες(4-*C Fit*). Τα αποτελέσματα δεν ήταν τα αναμενόμενα, καθώς ελάχιστες φορές κατόρθωνε να συγκλίνει η (126) και οι κατανομές δεν παρουσίαζαν ιδιαίτερη βελτίωση. Στο σημείο αυτό, έγινε χρήση ενός ήδη υπάρχοντος πακέτου για την ίδια διαδικασία, του *KinFitter*. Μέσω του *KinFitter*, εκτελέσαμε την ίδια διαδικασία, παρέχοντάς του, τις τέσσερις προαναφερθείσες συνθήκες. Το *KinFitter*, πραγματοποιεί διορθώσεις σε όλο το τετράνυσμα του πίδακα μεταβάλλοντας και την τιμή της ψευδό-ωκύτητας και της αξιμουθιακής γωνίας και επομένως επιλύει την μη γραμμική περίπτωση του συστήματος. Ως δεδομένα εισόδου δίνονται τα τετρανύσματα των πιδάκων και στη συνέχεια ορίζονται οι συνθήκες.

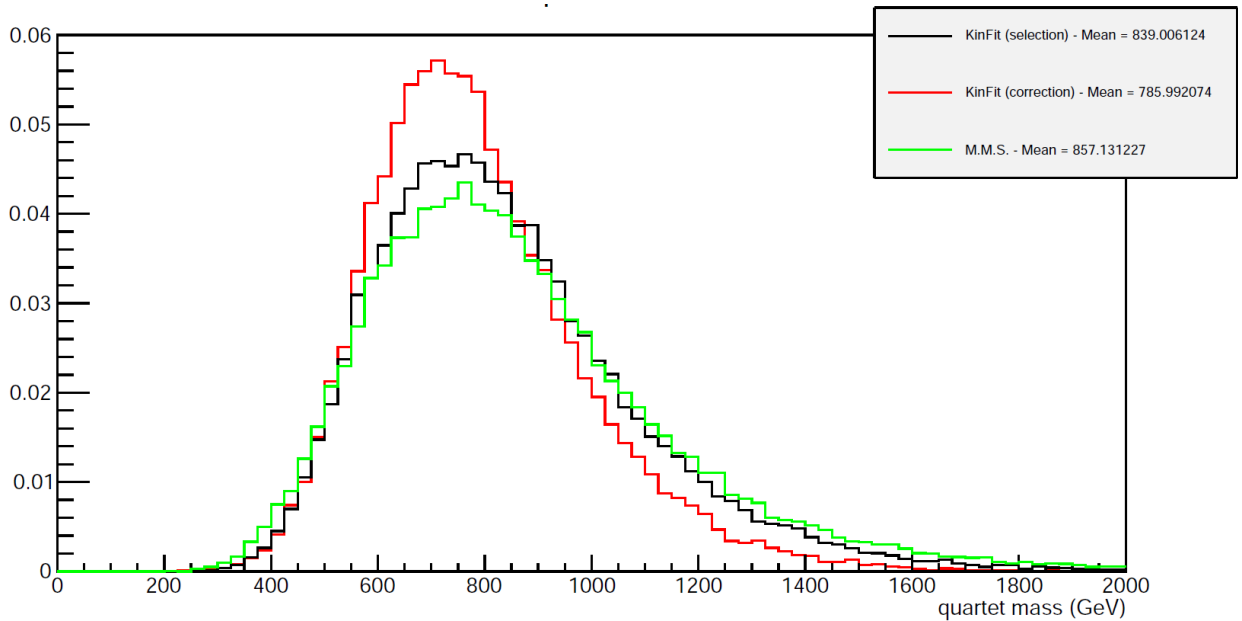
στις εικόνες (145) και (146) είναι εμφανής η κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των δυάδων(2-*Jet, hyper – π*) και των τετράδων(4-*Jet, Coloron*), αντίστοιχα. Η μαύρη καμπύλη αποδίδει την τιμή της αναλλοίωτης μάζας πριν την τελική διόρθωση, η κόκκινη καμπύλη αποδίδει την τιμή της αναλλοίωτης μάζας μετά την τελική διόρθωση ενώ η πράσινη καμπύλη αποδίδει την τιμή της αναλλοίωτης μάζας όπως υπολογίστηκε από την μέθοδο εύρεσης ελάχιστης διαφοράς μαζών (M.M.S.).

Είναι εμφανές, πως η μέθοδος, αρχικά επιλέγει διαφορετικό συνδυασμό απ' ότι η M.M.S. κι επίσης, κατά τη διόρθωση κινούμαστε σε μικρότερες μάζες, δηλαδή η διόρθωση γίνεται χαμηλώνοντας μια υψηλότερη μάζα, παρά το αντίστροφο. Στην εικόνα (145) επιτυγχάνεται μια καλή εκτίμηση της μάζας του *hyper – π*, κρίνοντας από την κορυφή της κατανομής(μαύρη και κόκκινη καμπύλη), όμως η κατανομή παραμένει φαρδιά. Επίσης, η κατανομή των επιλεγμένων – μη διορθωμένων(μαύρη καμπύλη), εκτιμά ορθότερα τη μάζα του *hyper – π*, σε μικρή αντίθεση με την κατανομή των διορθωμένων (κόκκινη καμπύλη) η οποία μετακινήθηκε σε χαμηλότερες τιμές. Στην εικόνα (146) έχουμε όμοια συμπεριφορά, με τη διαφορά ότι οι κορυφές των επιλεγμένων – μη διορθωμένων και διορθωμένων κατανομών (μαύρη και κόκκινη καμπύλη), διατήρησαν την κορυφή τους στο ίδιο σημείο. Στη συγκεκριμένη περίπτωση, η διόρθωση φαίνεται να έγινε μόνο από την μία πλευρά, καθώς παρατηρούμε την κόκκινη καμπύλη, να μετατοπίζει τη δεξιά ουρά προς χαμηλότερες τιμές. Επίσης, είναι ιδιαίτερα ενδιαφέρον ότι η πράσινη και η μαύρη καμπύλη έχουν παρόμοιο σχήμα, κάτι που δεν παρατηρήθηκε στην εικόνα (145).

9.2:Παράρτημα Β: Μέθοδος Κινηματικής Προσαρμογής (Kinematic Fit method)



Εικόνα 145: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των δυάδων(2-Jet). Η μαύρη και η κόκκινη καμπύλη αποδίδουν την τιμή της αναλλοίωτης μάζας πριν και μετά την τελική διόρθωση, αντίστοιχα, ενώ η πράσινη καμπύλη αποδίδει την τιμή της αναλλοίωτης μάζας όπως σύμφωνα με την M.M.S.. Ενώ η κορυφή των κατανομών τείνει να προσεγγίσει την πραγματική τιμή, οι κατανομές δεν έχουν στενέψει σημαντικά.

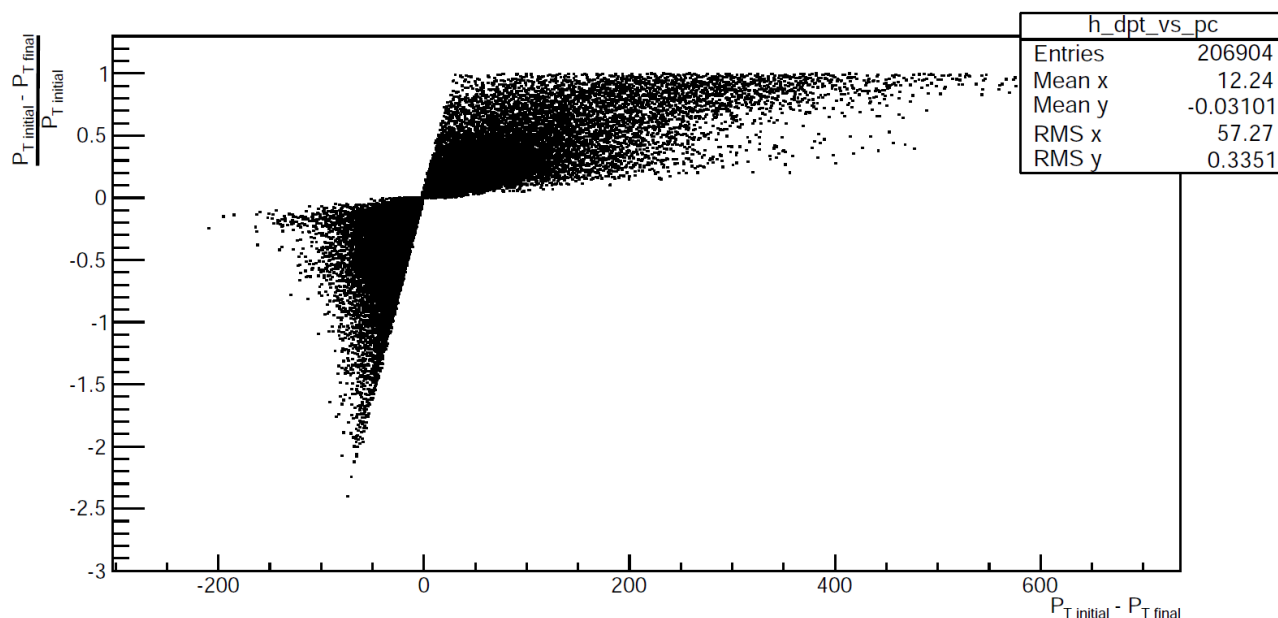


Εικόνα 146: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των τετράδων(4-Jet). Η μαύρη και η κόκκινη καμπύλη αποδίδουν την τιμή της αναλλοίωτης μάζας πριν και μετά την τελική διόρθωση, αντίστοιχα, ενώ η πράσινη καμπύλη αποδίδει την τιμή της αναλλοίωτης μάζας όπως σύμφωνα με την M.M.S.. Ενώ η κορυφή των κατανομών τείνει να προσεγγίσει την πραγματική τιμή, οι κατανομές δεν έχουν στενέψει σημαντικά.

Το ποσοστό αρχικής και τελικής εγκάρσιας ορμής συναρτήσει της διαφοράς μεταξύ αρχικής και τελικής εγκάρσιας ορμής διαφαίνεται στην εικόνα (147) και αποδίδει έμμεσα τις διορθώσεις που

9.2: Παράρτημα Β: Μέθοδος Κινηματικής Προσαρμογής (Kinematic Fit method)

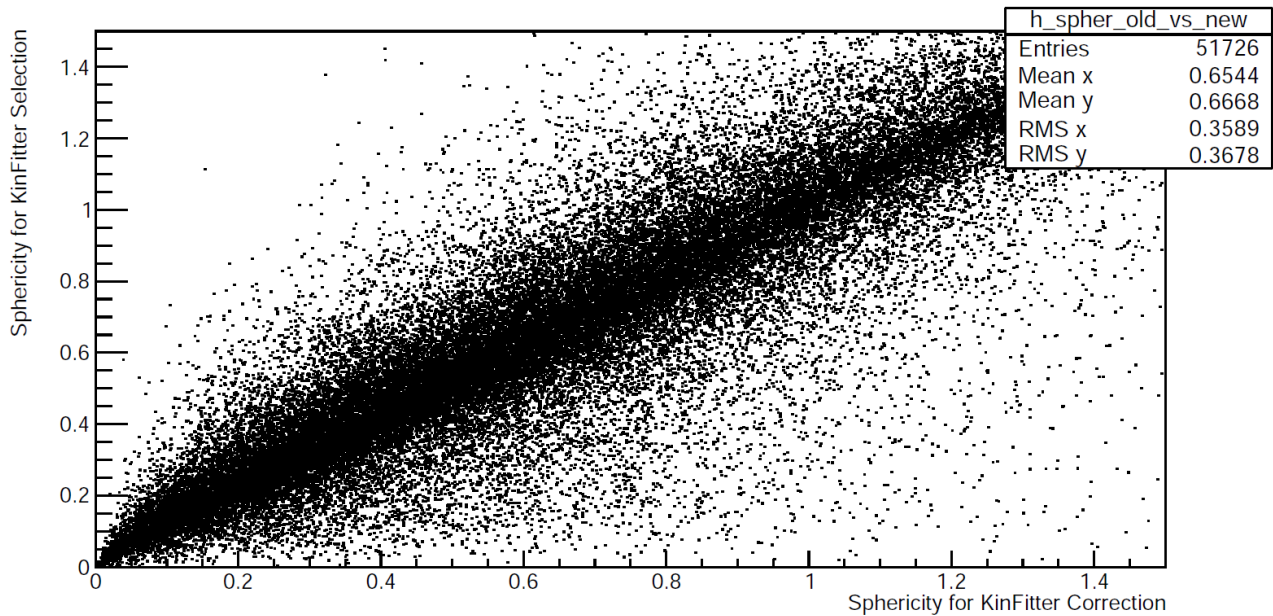
εφαρμόστηκαν. Όπως είναι εμφανές, πολλές διορθώσεις είναι της τάξης του 10% ενώ ένας σημαντικός αριθμός γεγονότων ξεπερνάει το 10% και υπάρχουν γεγονότα που υπέστησαν διόρθωση μεγαλύτερη του 100%.



Εικόνα 147: Ποσοστό αρχικής και τελικής εγκάρσιας ορμής συναρτήσει της διαφοράς μεταξύ αρχικής και τελικής εγκάρσιας ορμής. Οι περισσότερες διορθώσεις είναι γύρω από το 10%

Στην εικόνα (148) διαφαίνεται η κατανομή της σφαιρικότητας πριν την εφαρμογή των διορθώσεων ως συνάρτηση της σφαιρικότητας μετά την εφαρμογή των διορθώσεων. Παρατηρούμε πως τα περισσότερα γεγονότα βρίσκονται κοντά στη διαγώνιο, συμπεραίνοντας πως το σχήμα παρέμεινε σχεδόν ίδιο με το αρχικό. Ελάχιστα γεγονότα φαίνεται να έχουν διαφοροποιήσει το σχήμα τους κι αυτό έρχεται σε μερική αντίφαση με το εικόνα (147),

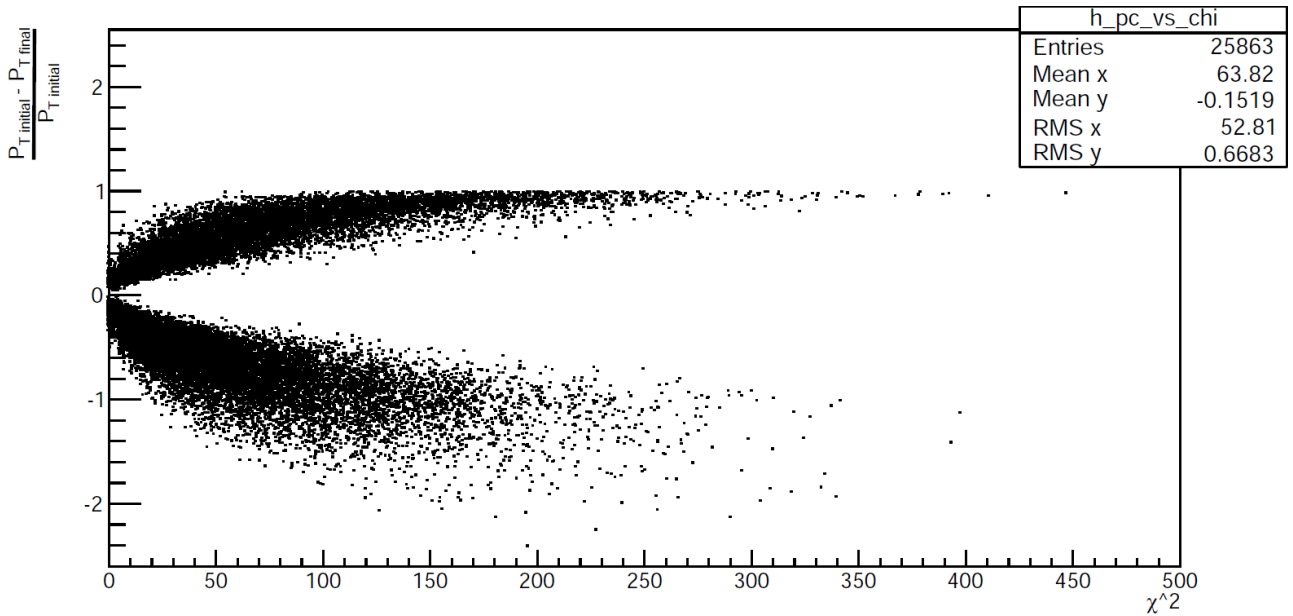
9.2: Παράρτημα Β: Μέθοδος Κινηματικής Προσαρμογής (Kinematic Fit method)



Εικόνα 148: Κατανομή της σφαιρικότητας πριν, συναρτήσει της σφαιρικότητας μετά την εφαρμογή των διορθώσεων. Τα περισσότερα γεγονότα παρέμειναν στο αρχικό τους σχήμα

Ένα ακόμη σημαντικό εικόνα, είναι το (149), όπου διαφαίνεται η κατανομή της τιμής του χ^2 συναρτήσει της ποσοστιαίας μεταβολής της εγκάρσιας ορμής. Παρατηρούμε τις τιμές που κατανέμονται γύρω από το μηδέν (του κατακόρυφου άξονα), συμπεραίνοντας πως χαμηλές τιμές του χ^2 σχετίζονται με χαμηλές ποσοστιαίες μεταβολές της εγκάρσιας ορμής, κάτι το οποίο ήταν αναμενόμενο. Χαμηλή τιμή του χ^2 και ταυτόχρονα χαμηλή ποσοστιαία μεταβολή στην εγκάρσια ορμή, σημαίνει πως επιλέχθηκε ένας συνδυασμός ο οποίος πληρούσε τα κριτήρια κι έτσι δε χρειάστηκε να υποστεί μεγάλες διορθώσεις. Όμως, παρατηρούμε πολλά γεγονότα όπου έχουμε μεγάλες τιμές του χ^2 να σχετίζονται με μεγάλες ποσοστιαίες μεταβολές της εγκάρσιας ορμής κάτι το οποίο δεν είναι τόσο εμφανές από τα ιστογράμματα (147) και (148).

9.2: Παράρτημα Β: Μέθοδος Κινηματικής Προσαρμογής (Kinematic Fit method)



Εικόνα 149: Κατανομή του χ^2 συναρτήσει της ποσοστιαίας μεταβολής της εγκάρσιας ορμής

Μεγάλες τιμές του χ^2 και ταυτόχρονα μεγάλη ποσοστιαία μεταβολή στην εγκάρσια ορμή, σημαίνει πως επιλέχθηκε ένας συνδυασμός ο οποίος υπέστη μεγάλες διορθώσεις (ποσοστιαία μεταβολή στην εγκάρσια ορμή), όμως στο τέλος τα κριτήρια δεν ήρθαν πολύ κοντά μεταξύ τους (τιμές του χ^2). Συνεπώς, η εκτέλεση της διαδικασίας με χρήση και των τεσσάρων συνθηκών, παρατηρούμε πως δυσχεραίνει κατά πολύ την ομαλή και αναμενόμενη λειτουργία της. Επίσης, η εκτίμηση της μάζας του *hyper* – π και του *Coloron* δεν εκτιμήθηκε πολύ καλά.

Στη συνέχεια, κάνουμε χρήση τόσο του δικού μας αλγορίθμου (*KinematicFit*) όσο και του *KinFitter* συγκρίνοντας τα αποτελέσματά τους. Στο *KinematicFit* δεν πραγματοποιούνται διορθώσεις ως προς την ψευδό-ωκύτητα και την αζιμουθιακή γωνία, παρά μόνο ως προς τις εγκάρσιες ορμές. Επίσης, περαιτέρω μελέτες, έδειξαν πως όταν χρησιμοποιούμε μια ελαφρύτερη μορφή της (126), είτε με το *KinematicFit* είτε με το *KinFitter*, τότε επιτυγχάνεται ευκολότερα η σύγκλιση της συνάρτησης. Ως ελαφρύτερη μορφή, εννοείται η χρήση είτε της συνθήκης που ελέγχει την ισότητα ως προς την αναλλοίωτη μάζα μεταξύ των *Colorons* είτε η χρήση των συνθηκών που ελέγχουν την ισότητα ως προς την αναλλοίωτη μάζα μεταξύ των *hyper* – π . Η (123) και η (124) αποδίδουν τις δύο συγκεκριμένες περιπτώσεις αντίστοιχα:

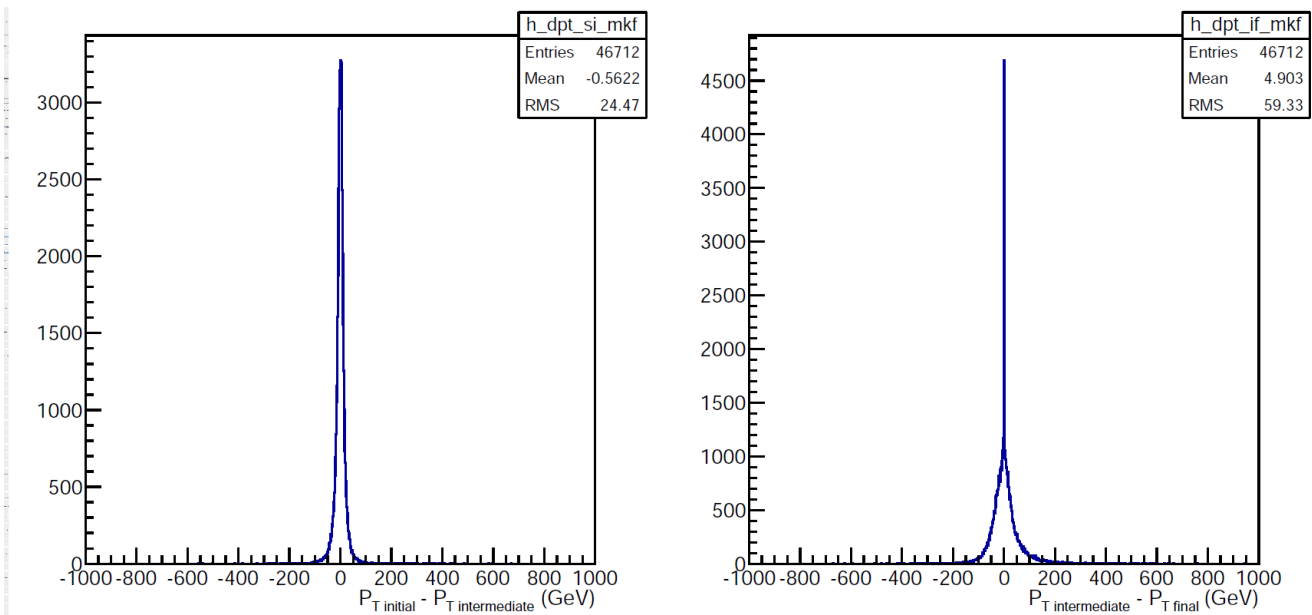
$$\chi^2 = \sum_{i=1}^8 \left(\frac{P_i - P_i^m}{\sigma_{P_i}} \right)^2 + 2 \lambda_{\tilde{p}} \left(\frac{M_{\tilde{p}_1}^2 - M_{\tilde{p}_2}^2}{\sigma_{M_{\tilde{p}_1}, \tilde{p}_2}} \right)^2 \quad (123)$$

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^8 \left(\frac{P_i - P_i^m}{\sigma_{P_i}} \right)^2 + 2 \lambda_{\tilde{\pi}_{1,2}} \left(\frac{M_{\tilde{\pi}_1}^2 - M_{\tilde{\pi}_2}^2}{\sigma_{M_{\tilde{\pi}_1}, \tilde{\pi}_2}} \right)^2 + 2 \lambda_{\tilde{\pi}_{3,4}} \left(\frac{M_{\tilde{\pi}_3}^2 - M_{\tilde{\pi}_4}^2}{\sigma_{M_{\tilde{\pi}_3}, \tilde{\pi}_4}} \right)^2 + 2 \lambda_{\tilde{\pi}_{2,3}} \left(\frac{M_{\tilde{\pi}_2}^2 - M_{\tilde{\pi}_3}^2}{\sigma_{M_{\tilde{\pi}_2}, \tilde{\pi}_3}} \right)^2 \quad (124)$$

9.2: Παράρτημα Β: Μέθοδος Κινηματικής Προσαρμογής (Kinematic Fit method)

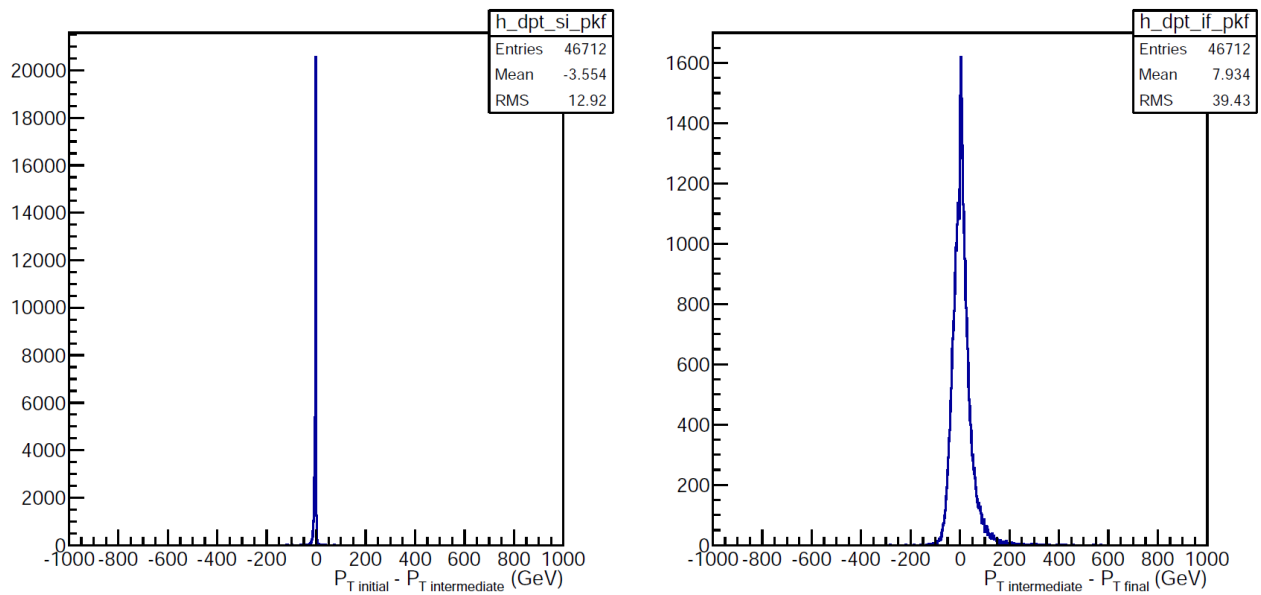
Λεπτομερέστερα για το *KinematicFit*, η διαδικασία ξεκινά με την εφαρμογή της (123) σε όλους τους δυνατούς συνδυασμούς του γεγονότος, προσπαθώντας να εντοπιστεί ο συνδυασμός με τη μικρότερη τιμή του χ^2 . Μόλις βρεθεί ο συνδυασμός με τη μικρότερη τιμή του χ^2 , μεταβιβάζεται σε μια δευτερεύουσα διαδικασία όπου λαμβάνει χώρα η εφαρμογή της (124). Μιας και η εφαρμογή της (123) μας απέδωσε δύο τετράδες, θα ήταν καλό να προσδιορίσουμε τις σωστές δυάδες (από αυτές τις τετράδες) και για τον λόγο αυτό καλείται η (124) να διατρέξει μέσα στις δύο τετράδες, πραγματοποιώντας συνδυασμούς και διατηρώντας τη σύσταση της κάθε τετράδας αμετάβλητη. Αντίστοιχη είναι η διαδικασία με το *KinFitter* όπου καλείται δύο φορές: την πρώτη φορά για να εφαρμόσει την συνθήκη ισότητας αναλλοίωτων μαζών μεταξύ των *Colorons* και το αποτέλεσμα ξαναδίνεται στο *KinFitter*, με σκοπό να εφαρμόσει την συνθήκη ισότητας αναλλοίωτων μαζών μεταξύ των *hyper* – π και να προσδιοριστούν οι δυάδες.

Εφόσον πρόκειται για δύο διαδικασίες, όπου η δεύτερη χρησιμοποιεί τα αποτελέσματα της πρώτης, είναι προτιμότερο να ελέγξουμε τα ενδιάμεσα αποτελέσματα απ' ό,τι μόνο τα αρχικά και τα τελικά. Για τον λόγο αυτό, καλούμε το προϊόν του *1C Fit* ως “ενδιάμεσο” (π.χ. ενδιάμεση εγκάρσια ορμή). Αρχικά κάνουμε εφαρμογή των ανωτέρω, στο σήμα $M_{\tilde{\chi}}=900$ $m_{hyper-\pi}=300$ $w_{\tilde{\chi}}=10\%$. στις εικόνες (150) και (151) βλέπουμε την κατανομή της διαφοράς μεταξύ αρχικής κι ενδιάμεσης εγκάρσιας ορμής(αριστερά) και την κατανομή της διαφοράς μεταξύ ενδιάμεσης και τελικής εγκάρσιας ορμής(δεξιά), όπως προέκυψε από το *KinematicFit* και το *KinFitter*, αντίστοιχα. Παρατηρούμε, πως το *KinematicFit*(150) κατά το *1C Fit* μεταβάλλει τις εγκάρσιες ορμές, κυρίως γύρω από το μηδέν ενώ στο *3C Fit* οι μεταβολές είναι ακόμη πιο μικρές. Και στις δύο διαδικασίες υπάρχουν μερικές περιπτώσεις όπου οι μεταβολές φθάνουν το 100%. Οι κύριες μεταβολές πραγματοποιούνται στο *1C Fit* ενώ στο *3C Fit* γίνονται μικρές διορθώσεις.



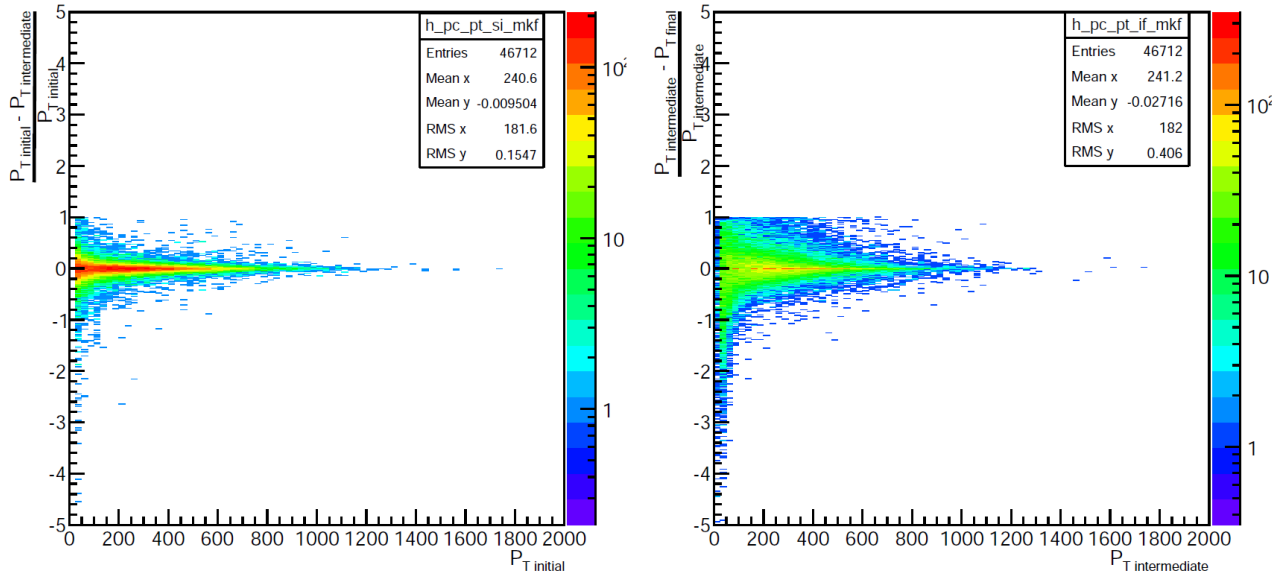
Εικόνα 150: Η κατανομή της διαφοράς μεταξύ αρχικής κι ενδιάμεσης εγκάρσιας ορμής(αριστερά) και η κατανομή της διαφοράς μεταξύ ενδιάμεσης και τελικής εγκάρσιας ορμής(δεξιά), όπως προέκυψε από το *KinematicFit*, για σήμα $M=1200\text{GeV}$, $m=400\text{GeV}$, $w=10\%$

9.2: Παράρτημα Β: Μέθοδος Κινηματικής Προσαρμογής (Kinematic Fit method)

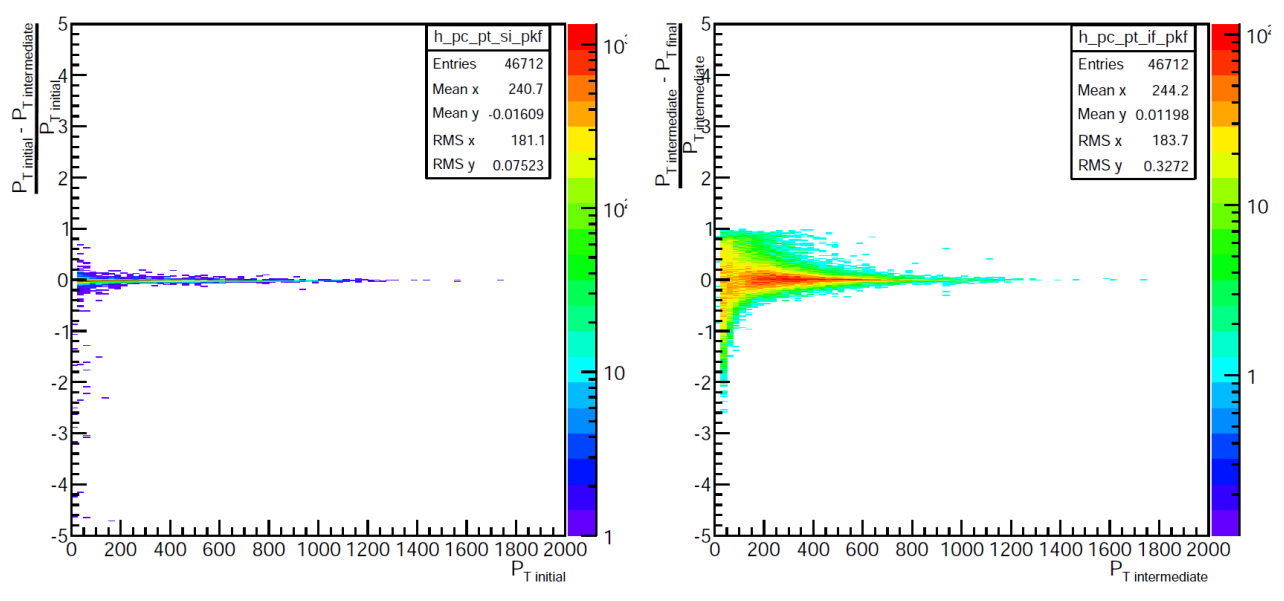


Εικόνα 151: Η κατανομή της διαφοράς μεταξύ αρχικής κι ενδιάμεσης εγκάρσιας ορμής(αριστερά) και η κατανομή της διαφοράς μεταξύ ενδιάμεσης και τελικής εγκάρσιας ορμής(δεξιά), όπως προέκυψε από το KinFitter, για σήμα $M=1200\text{GeV}$, $m=400\text{GeV}$, $w=10\%$

9.2: Παράρτημα Β: Μέθοδος Κινηματικής Προσαρμογής (Kinematic Fit method)



Εικόνα 152: Η κατανομή της ποσοστιαίας μεταβολής μεταξύ αρχικής κι ενδιάμεσης εγκάρσιας ορμής ως προς την αρχική εγκάρσια ορμή(αριστερά) και η κατανομή της ποσοστιαίας μεταβολής μεταξύ ενδιάμεσης και τελικής εγκάρσιας ορμής ως προς την ενδιάμεση εγκάρσια ορμή(δεξιά), όπως προέκυψε από το KinematicFit, για σήμα $M=1200\text{GeV}$, $m=400\text{GeV}$, $w=10\%$



Εικόνα 153: Η κατανομή της ποσοστιαίας μεταβολής μεταξύ αρχικής κι ενδιάμεσης εγκάρσιας ορμής ως προς την αρχική εγκάρσια ορμή(αριστερά) και η κατανομή της ποσοστιαίας μεταβολής μεταξύ ενδιάμεσης και τελικής εγκάρσιας ορμής ως προς την ενδιάμεση εγκάρσια ορμή(δεξιά), όπως προέκυψε από το KinFitter, για σήμα $M=1200\text{GeV}$, $m=400\text{GeV}$, $w=10\%$

9.2: Παράρτημα Β: Μέθοδος Κινηματικής Προσαρμογής (Kinematic Fit method)

Κατά το *KinFitter* (151) στο *1C Fit* μεταβάλλονται αμυδρά οι εγκάρσιες ορμές (σχεδόν μηδενικές μεταβολές), ενώ στο *3C Fit* πραγματοποιούνται μεγάλες αλλαγές, κυρίως γύρω από το μηδέν, αλλά υπάρχουν περιπτώσεις που φθάνουν το 100%. Το *KinFitter* (151) πραγματοποιεί αμελητέες αλλαγές κατά το *1C Fit* ενώ στο *3C Fit* φαίνεται να πραγματοποιείται το σημαντικότερο κομμάτι της διεργασίας.

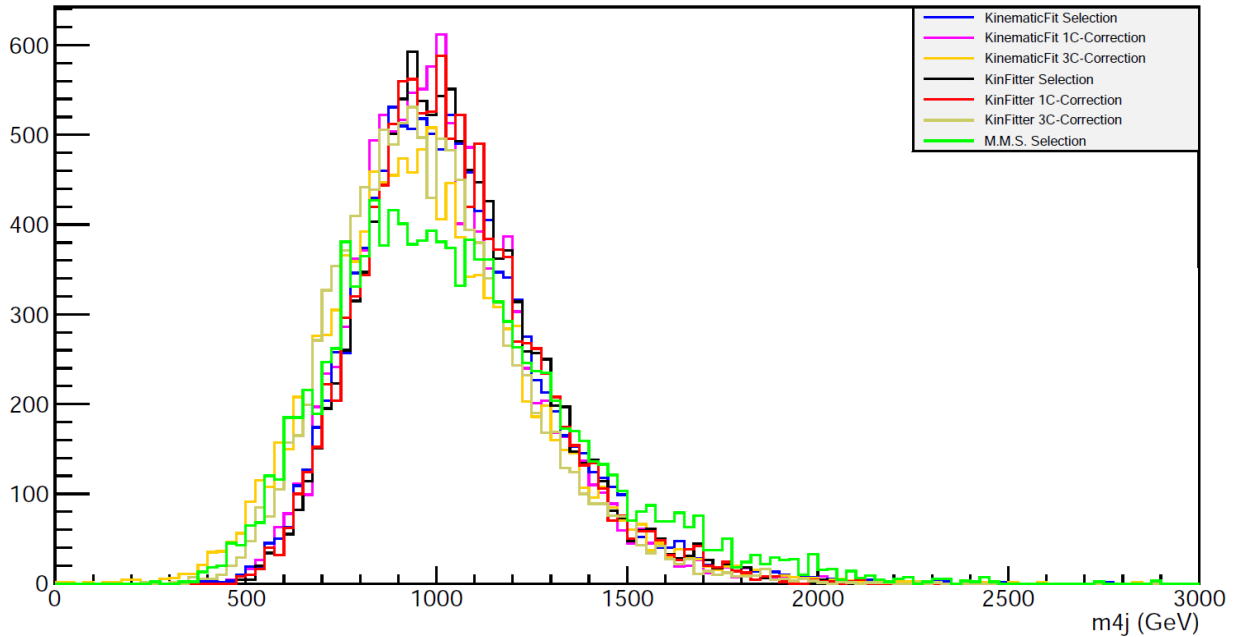
Τα ιστογράμματα (152) και (153) αποτελούν μια λεπτομερέστερη μελέτη των ιστογραμμάτων (150) και (151), αποδίδοντας τις ποσοστιαίες μεταβολές μεταξύ των εγκάρσιων ορμών τόσο για το *1C Fit* (αριστερά) όσο και για το *3C Fit* (δεξιά). Ξεκινώντας από το εικόνα (152), όσον αφορά το *KinematicFit*, βλέπουμε πως κατά το *1C Fit* οι πίδακες μεγάλης αρχικής εγκάρσιας ορμής, υφίστανται μικρές μεταβολές μεταξύ 0% και 30% ενώ μεγαλύτερες ποσοστιαίες μεταβολές αντιστοιχούν σε χαμηλής εγκάρσιας αρχικής ορμής πίδακες. Κατά το *3C Fit* οι περισσότεροι πίδακες υφίστανται σχεδόν αμελητέα μεταβολή στην ενδιάμεση εγκάρσια ορμή τους, ενώ υπάρχουν περιπτώσεις όπου η μεταβολή φθάνει το 100%. Στην εικόνα (153), όσον αφορά το *KinFitter*, βλέπουμε πως κατά το *1C Fit* σχεδόν όλοι οι πίδακες υφίστανται αμελητέα μεταβολή στην αρχική εγκάρσια ορμή τους. Κατά το *3C Fit* οι πίδακες μεγάλης ενδιάμεσης εγκάρσιας ορμής υφίστανται μικρές μεταβολές, μεταξύ 0% και 30% ενώ μεγαλύτερες ποσοστιαίες μεταβολές αντιστοιχούν σε χαμηλής εγκάρσιας ενδιάμεσης ορμής πίδακες.

Γίνεται εμφανές πως οι δύο αλγόριθμοι, *KinematicFit* και *KinFitter*, λειτουργούν με αντίστροφη λογική και έχει ενδιαφέρον η σύγκριση των αποτελεσμάτων τους, ως προς την κατανομή της αναλλοίωτης μάζας τόσο των *Colorons* όσο και των *hyper* – π . Στην εικόνα (154), παρατηρούμε την κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των *Colorons*. Η κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των *Colorons* όπως αυτή προκύπτει κατά την εκτέλεση του *KinematicFit*, αποδίδεται με τις μπλε, μωβ και κίτρινη καμπύλες· η μπλε αναφέρεται στην επιλογή των πιδάκων, η μωβ αναφέρεται στους διορθωμένους πίδακες κατά το *1C Fit* και η κίτρινη καμπύλη αναφέρεται στους διορθωμένους πίδακες κατά το *3C Fit*. Η κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των *Colorons* όπως αυτή προκύπτει κατά την εκτέλεση του *KinFitter*, αποδίδεται με τις μαύρη, κόκκινη και μουσταρδί καμπύλες· η μαύρη αναφέρεται στην επιλογή των πιδάκων, η κόκκινη αναφέρεται στους διορθωμένους πίδακες κατά το *1C Fit* και η μουσταρδί καμπύλη αναφέρεται στους διορθωμένους πίδακες κατά το *3C Fit*. Η πράσινη καμπύλη αποδίδει την κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των *Colorons* όπως αυτή προκύπτει από την εφαρμογή της μεθόδου M.M.S.. Αρχικά, είναι εμφανές πως και οι δύο αλγόριθμοι κάνουν πολύ καλύτερη επιλογή πιδάκων, σε σχέση με τη μέθοδο M.M.S.. Η επιλογή των δύο αλγορίθμων φαίνεται να είναι σχεδόν ίδια καθώς και τα αποτελέσματα της εφαρμογής του *1C Fit*. Συγκεκριμένα, κατά το *1C Fit* δεν παρατηρούνται ιδιαίτερες αλλαγές στις κατανομές. Προχωρώντας στο *3C Fit* παρατηρείται μια κίνηση προς χαμηλότερες τιμές. Η τιμή της αναλλοίωτης μάζας του *Coloron*, φαίνεται να εκτιμάται περί τα 900 GeV σύμφωνα με το *KinematicFit* και περί τα 1000 GeV σύμφωνα με το *KinFitter*.

Ακολούθως, Στην εικόνα (155), παρατηρούμε την κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των *hyper* – π . Η κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των *hyper* – π όπως αυτή προκύπτει κατά την εκτέλεση του *KinematicFit*, αποδίδεται με τις μπλε, μωβ και κίτρινη καμπύλες· η μπλε αναφέρεται στην επιλογή των πιδάκων, η μωβ αναφέρεται στους διορθωμένους πίδακες κατά το *1C Fit* και η κίτρινη καμπύλη αναφέρεται στους διορθωμένους πίδακες κατά το *3C Fit*. Η κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των *hyper* – π , όπως αυτή προκύπτει κατά την εκτέλεση του *KinFitter*, αποδίδεται με τις μαύρη, κόκκινη και μουσταρδί καμπύλες· η μαύρη αναφέρεται στην επιλογή των πιδάκων, η κόκκινη αναφέρεται στους διορθωμένους πίδακες κατά το *1C Fit* και η μουσταρδί καμπύλη αναφέρεται στους διορθωμένους πίδακες κατά το *3C Fit*. Η πράσινη καμπύλη αποδίδει την κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των *hyper* – π όπως αυτή προκύπτει από την εφαρμογή της μεθόδου M.M.S.. Αρχικά, είναι εμφανές πως και οι δύο αλγόριθμοι κάνουν πολύ καλύτερη επιλογή πιδάκων, σε σχέση με τη μέθοδο M.M.S.. Η επιλογή των δύο αλγορίθμων φαίνεται να είναι σχεδόν ίδια κα-

9.2: Παράρτημα Β: Μέθοδος Κινηματικής Προσαρμογής (Kinematic Fit method)

θώς και τα αποτελέσματα της εφαρμογής του *1C Fit*, πως δεν επηρεάζουν τις κατανομές επιλογής.



Εικόνα 154: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των Colorons από την επιλογή του *KinematicFit* (μπλε), την διόρθωση του *KinematicFit* κατά το *1C Fit* (μωβ), την διόρθωση του *KinematicFit* κατά το *3C Fit* (κίτρινο), την επιλογή του *KinFitter* (μαύρο), την διόρθωση του *KinFitter* κατά το *1C Fit* (κόκκινο), την διόρθωση του *KinFitter* κατά το *3C Fit* (μουνταρί) και την επιλογή των καλύτερων πιδάκων σύμφωνα με την *M.M.S.* (πράσινο), για σήμα $M=1200\text{GeV}$, $m=400\text{GeV}$, $w=10\%$

Προχωρώντας στο *3C Fit* παρατηρείται να στενεύει η καμπύλη από δεξιά προς αριστερά, κινούμενη προς χαμηλότερες τιμές. Η τιμή της αναλλοίωτης μάζας του $hyper - \pi$, φαίνεται να εκτιμάται περί τα 300GeV σύμφωνα τόσο με το *KinematicFit* όσο και με το *KinFitter*. Οι δύο αλγόριθμοι, *KinematicFit* και *KinFitter*, αν και φαίνεται πως λειτουργούν αντίστροφα όσον αφορά τις δύο διαδικασίες (*1C Fit* και *3C Fit*) στο τέλος αποφέρουν σχεδόν παρόμοια αποτελέσματα.

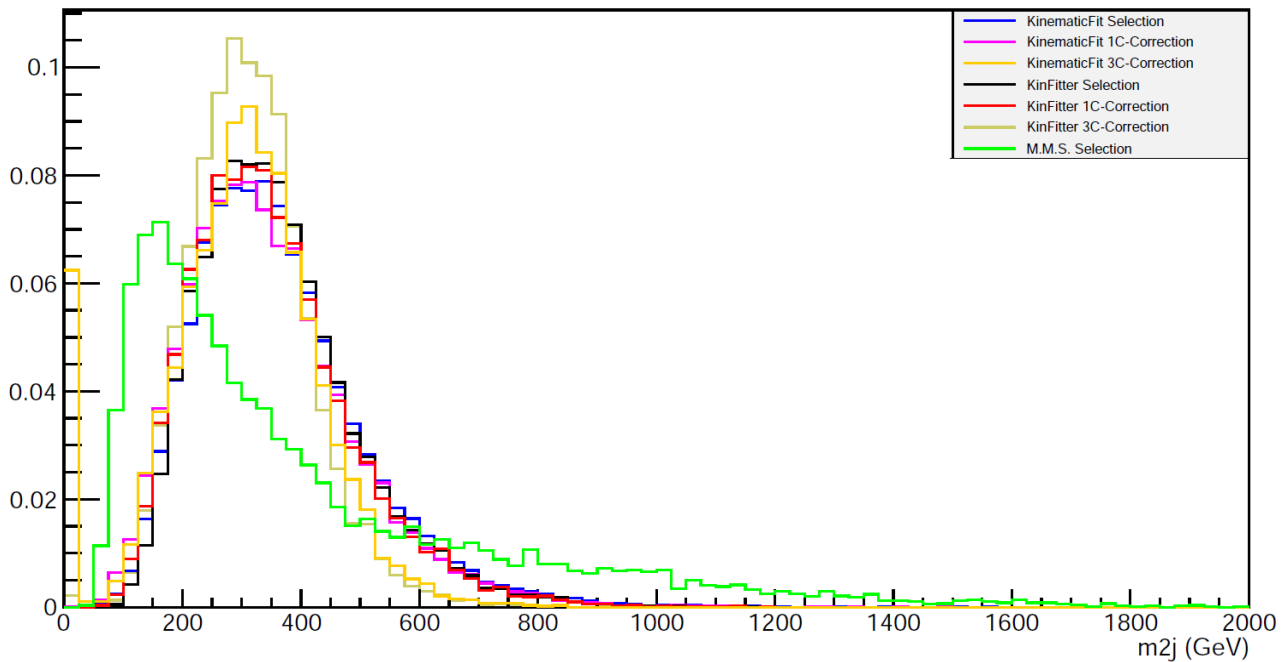
Οι ίδιες διαδικασίες πραγματοποιήθηκαν στο υπόβαθρο (QCD MC). Παρατηρούμε κι εδώ, πως το *KinematicFit* (156) κατά το *1C Fit* μεταβάλλει τις εγκάρσιες ορμές, κυρίως γύρω από το μηδέν ενώ στο *3C Fit* οι μεταβολές είναι ακόμη πιο μικρές. Και στις δύο διαδικασίες υπάρχουν μερικές περιπτώσεις όπου οι μεταβολές φθάνουν το 100%. Οι κύριες μεταβολές πραγματοποιούνται στο *1C Fit* ενώ στο *3C Fit* γίνονται μικρές διορθώσεις.

Όμοια, κατά το *KinFitter* (157) στο *1C Fit* μεταβάλλονται αμυδρά οι εγκάρσιες ορμές (λιγότερο του 10%), ενώ στο *3C Fit* πραγματοποιούνται μεγάλες αλλαγές, κυρίως γύρω από το μηδέν, αλλά υπάρχουν περιπτώσεις που φθάνουν το 100%. Το *KinFitter* (157) πραγματοποιεί αμελητέες αλλαγές κατά το *1C Fit* ενώ στο *3C Fit* φαίνεται να πραγματοποιείται το σημαντικότερο κομμάτι της διεργασίας.

Τα ιστογράμματα (158) και (159) αποτελούν μια λεπτομερέστερη μελέτη των ιστογραμμάτων (156) και (157), αποδίδοντας τις ποσοστιαίες μεταβολές μεταξύ των εγκάρσιων ορμών τόσο για το *1C Fit* (αριστερά) όσο και για το *3C Fit* (δεξιά). Ξεκινώντας από το εικόνα (158), βλέπουμε πως κατά το *1C Fit* οι πίδακες μεγάλης αρχικής εγκάρσιας ορμής υφίστανται μικρές μεταβολές, μεταξύ 0% και 30% ενώ μεγαλύτερες ποσοστιαίες μεταβολές αντιστοιχούν σε χαμηλής εγκάρσιας αρχικής ορμής πίδακες. Κατά το *3C Fit* οι περισσότεροι πίδακες υφίστανται σχεδόν αμελητέα μεταβολή στην ενδιάμεση εγκάρσια ορμή τους, ενώ υπάρχουν περιπτώσεις όπου η μεταβολή φθάνει το 100%. Στην εικόνα (159) βλέπουμε πως κατά το *1C Fit* σχεδόν όλοι οι πίδακες υφίστανται αμελητέα μεταβολή στην αρχική εγκάρσια ορμή τους. Κατά το *3C Fit* οι πίδακες μεγάλης ενδιάμεσης

9.2: Παράρτημα Β: Μέθοδος Κινηματικής Προσαρμογής (Kinematic Fit method)

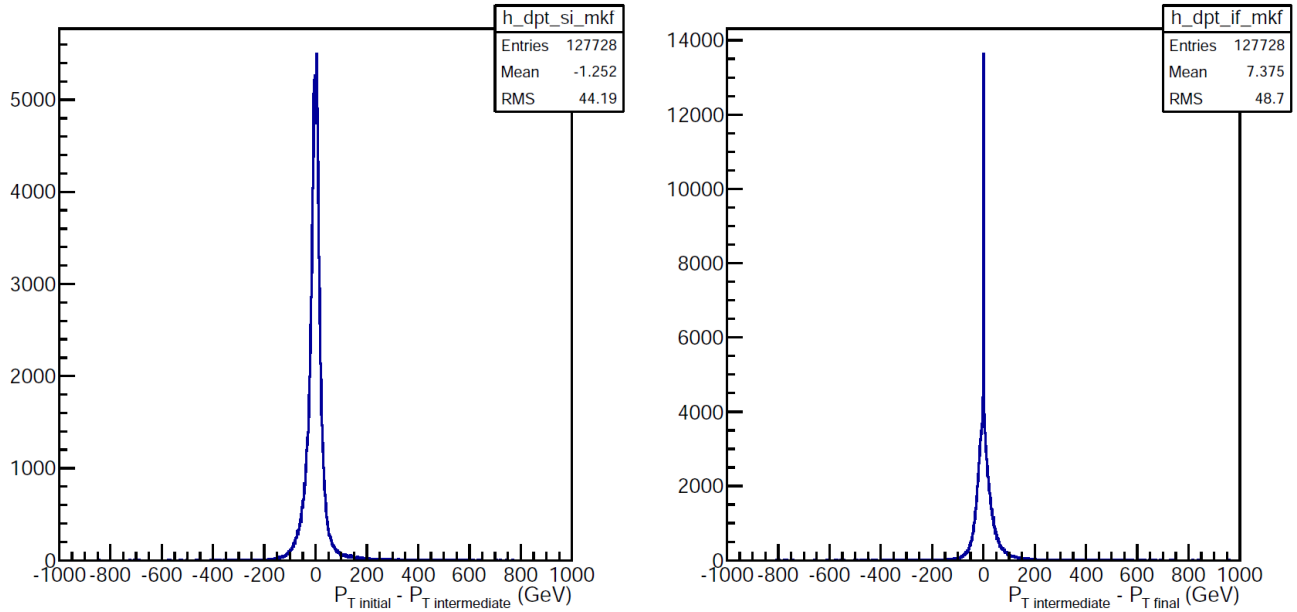
εγκάρσιας ορμής υφίστανται μικρές μεταβολές, μεταξύ 0% και 30% ενώ μεγαλύτερες ποσοστιαίες μεταβολές αντιστοιχούν σε χαμηλής εγκάρσιας ενδιάμεσης ορμής πίδακες.



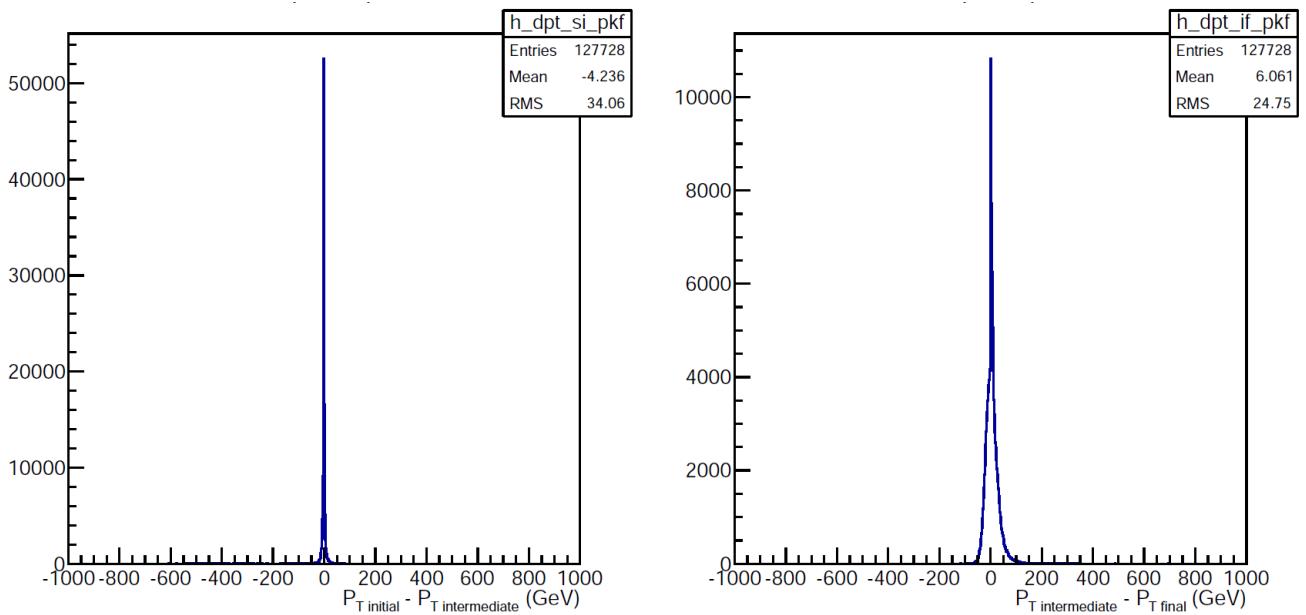
Εικόνα 155: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των $hyper - \pi$ από την επιλογή του *KinematicFit* (μπλε), την διόρθωση του *KinematicFit* κατά το 1C Fit (μωβ), την διόρθωση του *KinematicFit* κατά το 3C Fit (κίτρινο), την επιλογή του *KinFitter* (μαύρο), την διόρθωση του *KinFitter* κατά το 1C Fit (κόκκινο), την διόρθωση του *KinFitter* κατά το 3C Fit (μουσταρδί) και την επιλογή των καλύτερων πιδάκων σύμφωνα με την *M.M.S.* (πράσινο), για σήμα $M=1200\text{GeV}$, $m=400\text{GeV}$, $w=10\%$

Γίνεται εμφανές πως και στην περίπτωση της μελέτης του υποβάθρου (QCD MC), οι δύο αλγόριθμοι, *KinematicFit* και *KinFitter*, λειτουργούν με αντίστροφη λογική και έχει ενδιαφέρον η σύγκριση των αποτελεσμάτων τους, ως προς την κατανομή της αναλλοίωτης μάζας τόσο των *Colorons* όσο και των $hyper - \pi$. Στην εικόνα (160), παρατηρούμε την κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των *Colorons*. Η κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των *Colorons* όπως αυτή προκύπτει κατά την εκτέλεση του *KinematicFit*, αποδίδεται με τις μπλε, μωβ και κίτρινη καμπύλες· η μπλε αναφέρεται στην επιλογή των πιδάκων, η μωβ αναφέρεται στους διορθωμένους πίδακες κατά το 1C Fit και η κίτρινη καμπύλη αναφέρεται στους διορθωμένους πίδακες κατά το 3C Fit. Η κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των *Colorons* όπως αυτή προκύπτει κατά την εκτέλεση του *KinFitter*, αποδίδεται με τις μαύρη, κόκκινη και μουσταρδί καμπύλες· η μαύρη αναφέρεται στην επιλογή των πιδάκων, η κόκκινη αναφέρεται στους διορθωμένους πίδακες κατά το 1C Fit και η μουσταρδί καμπύλη αναφέρεται στους διορθωμένους πίδακες κατά το 3C Fit. Η πράσινη καμπύλη αποδίδει την κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των *Colorons* όπως αυτή προκύπτει από την εφαρμογή της μεθόδου *M.M.S.*. Αρχικά, είναι εμφανές πως και οι δύο αλγόριθμοι κάνουν πολύ καλύτερη επιλογή πιδάκων, σε σχέση με τη μέθοδο *M.M.S.*.

9.2:Παράρτημα Β: Μέθοδος Κινηματικής Προσαρμογής (Kinematic Fit method)

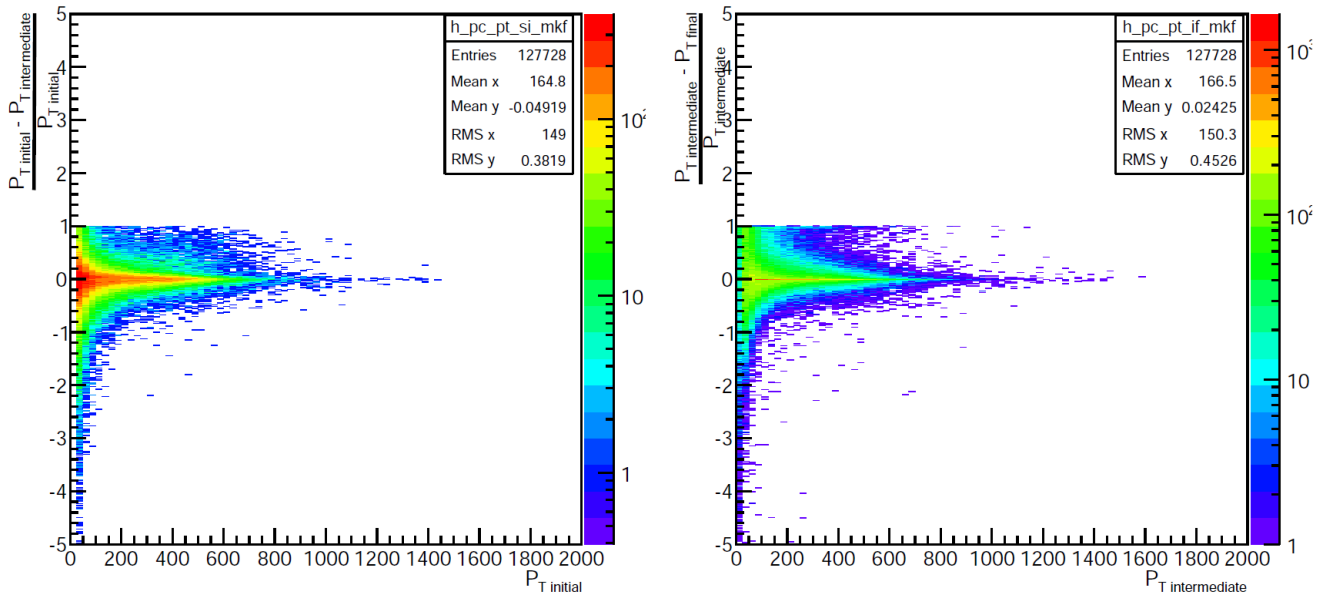


Εικόνα 156: Η κατανομή της διαφοράς μεταξύ αρχικής κι ενδιάμεσης εγκάρσιας ορμής(αριστερά) και η H κατανομή της διαφοράς μεταξύ ενδιάμεσης και τελικής εγκάρσιας ορμής(δεξιά), όπως προέκυψε από το KinematicFit, για το υπόβαθρο(QCD MC)

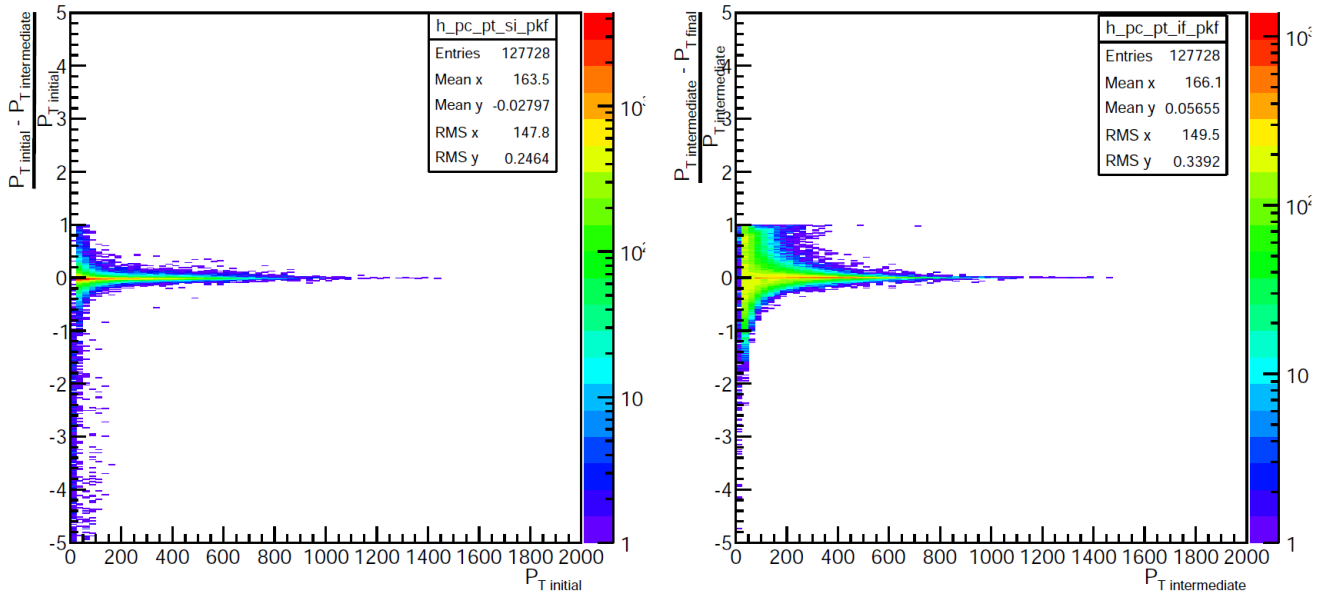


Εικόνα 157: Η κατανομή της διαφοράς μεταξύ αρχικής κι ενδιάμεσης εγκάρσιας ορμής(αριστερά) και η κατανομή της διαφοράς μεταξύ ενδιάμεσης και τελικής εγκάρσιας ορμής(δεξιά), όπως προέκυψε από το KinFitter, για το υπόβαθρο(QCD MC)

9.2: Παράρτημα Β: Μέθοδος Κινηματικής Προσαρμογής (Kinematic Fit method)



Εικόνα 158: Η κατανομή της ποσοστιαίας μεταβολής μεταξύ αρχικής κι ενδιάμεσης εγκάρσιας ορμής ως προς την αρχική εγκάρσια ορμή(αριστερά) και η κατανομή της ποσοστιαίας μεταβολής μεταξύ ενδιάμεσης και τελικής εγκάρσιας ορμής ως προς την ενδιάμεση εγκάρσια ορμή(δεξιά), όπως προέκυψε από το KinematicFit, για το υπόβαθρο(QCD MC)



Εικόνα 159: Η κατανομή της ποσοστιαίας μεταβολής μεταξύ αρχικής κι ενδιάμεσης εγκάρσιας ορμής ως προς την αρχική εγκάρσια ορμή(αριστερά) και η κατανομή της ποσοστιαίας μεταβολής μεταξύ ενδιάμεσης και τελικής εγκάρσιας ορμής ως προς την ενδιάμεση εγκάρσια ορμή(δεξιά), όπως προέκυψε από το KinFitter, για το υπόβαθρο(QCD MC)

Η επιλογή των δύο αλγορίθμων φαίνεται να είναι σχεδόν ίδια καθώς και τα αποτελέσματα της εφαρμογής του *1C Fit*. Συγκεκριμένα, κατά το *1C Fit* δεν παρατηρούνται ιδιαίτερες αλλαγές στις κατανομές. Προχωρώντας στο *3C Fit* παρατηρείται μια κίνηση προς χαμηλότερες τιμές. Η τιμή της αναλλοίωτης μάζας του *Coloron*, φαίνεται να εκτιμάται σύμφωνα τόσο με το *KinematicFit* όσο και με το *KinFitter*, περί τα 700GeV σύμφωνα με το *KinFitter*.

Ακολουθως, στην εικόνα(161), παρατηρούμε την κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των

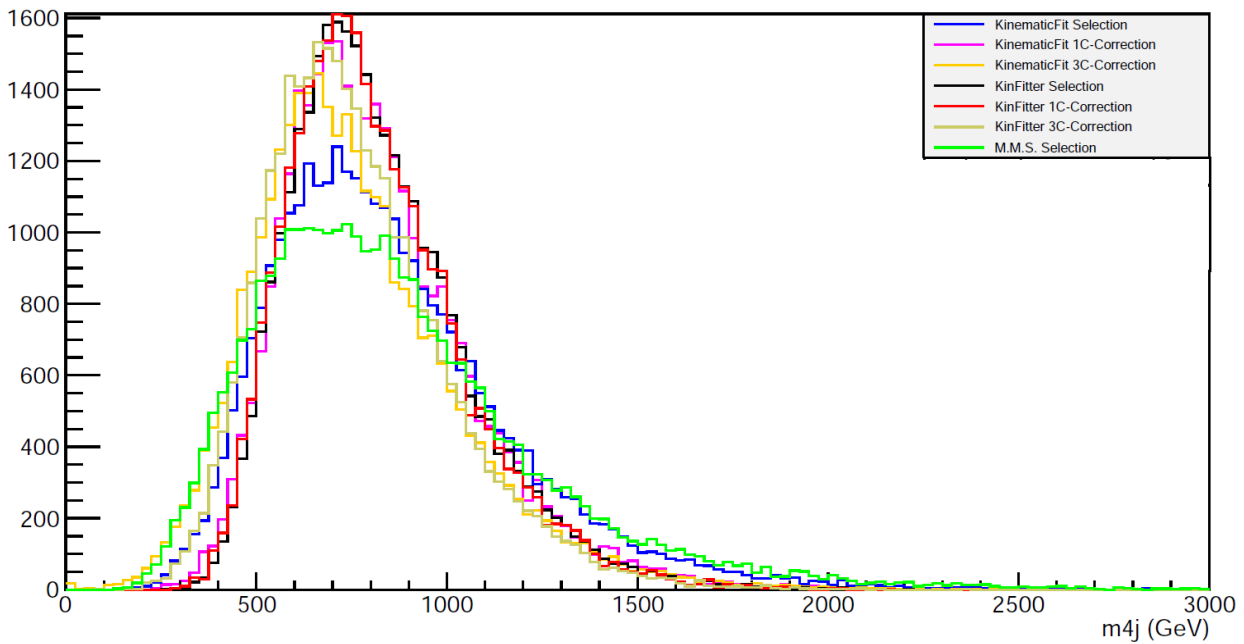
9.2:Παράρτημα Β: Μέθοδος Κινηματικής Προσαρμογής (Kinematic Fit method)

hyper – π . Η κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των *hyper* – π όπως αυτή προκύπτει κατά την εκτέλεση του *KinematicFit*, αποδίδεται με τις μπλε, μωβ και κίτρινη καμπύλες· η μπλε αναφέρεται στην επιλογή των πιδάκων, η μωβ αναφέρεται στους διορθωμένους πίδακες κατά το *1C Fit* και η κίτρινη καμπύλη αναφέρεται στους διορθωμένους πίδακες κατά το *3C Fit*. Η κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των *hyper* – π , όπως αυτή προκύπτει κατά την εκτέλεση του *KinFitter*, αποδίδεται με τις μαύρη, κόκκινη και μουσταρδί καμπύλες· η μαύρη αναφέρεται στην επιλογή των πιδάκων, η κόκκινη αναφέρεται στους διορθωμένους πίδακες κατά το *1C Fit* και η μουσταρδί καμπύλη αναφέρεται στους διορθωμένους πίδακες κατά το *3C Fit*. Η πράσινη καμπύλη αποδίδει την κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των *hyper* – π όπως αυτή προκύπτει από την εφαρμογή της μεθόδου M.M.S.. Αρχικά, είναι εμφανές πως και οι δύο αλγόριθμοι κάνουν πολύ καλύτερη επιλογή πιδάκων, σε σχέση με τη μέθοδο M.M.S.. Η επιλογή των δύο αλγορίθμων φαίνεται να είναι σχεδόν ίδια καθώς και τα αποτελέσματα της εφαρμογής του *1C Fit*, πως δεν επηρεάζουν τις κατανομές επιλογής. Προχωρώντας στο *3C Fit* παρατηρείται να στενεύει η καμπύλη από δεξιά προς αριστερά, κινούμενη προς χαμηλότερες τιμές. Η τιμή της αναλλοίωτης μάζας του *hyper* – π , φαίνεται να εκτιμάται περί τα 200GeV σύμφωνα τόσο με το *KinematicFit* όσο και με το *KinFitter*.

Τις ίδιες διαδικασίες εκτελούμε στα πειραματικά δεδομένα. Παρατηρούμε πλέον, πως το *KinematicFit* (162) κατά το *1C Fit* μεταβάλλει τις εγκάρσιες ορμές κατά ένα σημαντικό ποσοστό ενώ στο *3C Fit* οι μεταβολές συνεχίζουν να είναι σημαντικές κι όχι αμελητέες όπως πριν. Και στις δύο διαδικασίες υπάρχουν μερικές περιπτώσεις όπου οι μεταβολές φθάνουν το 100%. Οι δύο διαδικασίες φαίνεται να έχουν ισοδύναμη βαρύτητα. Κατά το *KinFitter* (163), όπως και πριν, στο *1C Fit* μεταβάλλονται αμυδρά οι εγκάρσιες ορμές (γύρω από το μηδέν), ενώ στο *3C Fit* πραγματοποιούνται μεγάλες αλλαγές, κυρίως γύρω στο 10% αλλά υπάρχουν περιπτώσεις που φθάνουν το 100%. Το *KinFitter* (163) πραγματοποιεί αμελητέες αλλαγές κατά το *1C Fit* ενώ στο *3C Fit* φαίνεται να πραγματοποιείται το σημαντικότερο κομμάτι της διεργασίας.

Τα ιστογράμματα (164) και (165) αποτελούν μια λεπτομερέστερη μελέτη των ιστογραμμάτων (162) και (163), αποδίδοντας τις ποσοστιαίες μεταβολές μεταξύ των εγκάρσιων ορμών τόσο για το *1C Fit*(αριστερά) όσο και για το *3C Fit*(δεξιά). Ξεκινώντας από το εικόνα(164), όσον αφορά το *KinematicFit*, βλέπουμε πως κατά το *1C Fit* οι πίδακες μεγάλης αρχικής εγκάρσιας ορμής υφίστανται μεγάλες μεταβολές, μεταξύ 0% και 50% ενώ ακόμη μεγαλύτερες ποσοστιαίες μεταβολές αντιστοιχούν σε χαμηλής εγκάρσιας αρχικής ορμής πίδακες. Κατά το *3C Fit* οι περισσότεροι πίδακες υφίστανται, όμοια με το *1C Fit*, μεταβολή στην ενδιάμεση εγκάρσια ορμή τους, ενώ υπάρχουν περιπτώσεις όπου η μεταβολή φθάνει το 100%. Στην εικόνα (165), όσον αφορά το *KinFitter*, βλέπουμε πως κατά το *1C Fit* σχεδόν όλοι οι πίδακες υφίστανται αμελητέα μεταβολή στην αρχική εγκάρσια ορμή τους. Κατά το *3C Fit* οι πίδακες μεγάλης ενδιάμεσης εγκάρσιας ορμής υφίστανται μεγάλες μεταβολές, μεταξύ 0% και 50% ενώ μεγαλύτερες ποσοστιαίες μεταβολές(που φτάνουν το 100%), αντιστοιχούν σε χαμηλής εγκάρσιας ενδιάμεσης ορμής πίδακες. Όσον αφορά τα πειραματικά δεδομένα, γίνεται εμφανές πως οι δύο αλγόριθμοι, *KinematicFit* και *KinFitter*, λειτουργούν με διαφορετική(κι όχι αντίστροφη όπως πριν) λογική και έχει ενδιαφέρον η σύγκριση των αποτελεσμάτων τους, ως προς την κατανομή της αναλλοίωτης μάζας τόσο των *Colorons* όσο και των *hyper* – π . Στην εικόνα(166), παρατηρούμε την κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των *Colorons*.

9.2:Παράρτημα Β: Μέθοδος Κινηματικής Προσαρμογής (Kinematic Fit method)



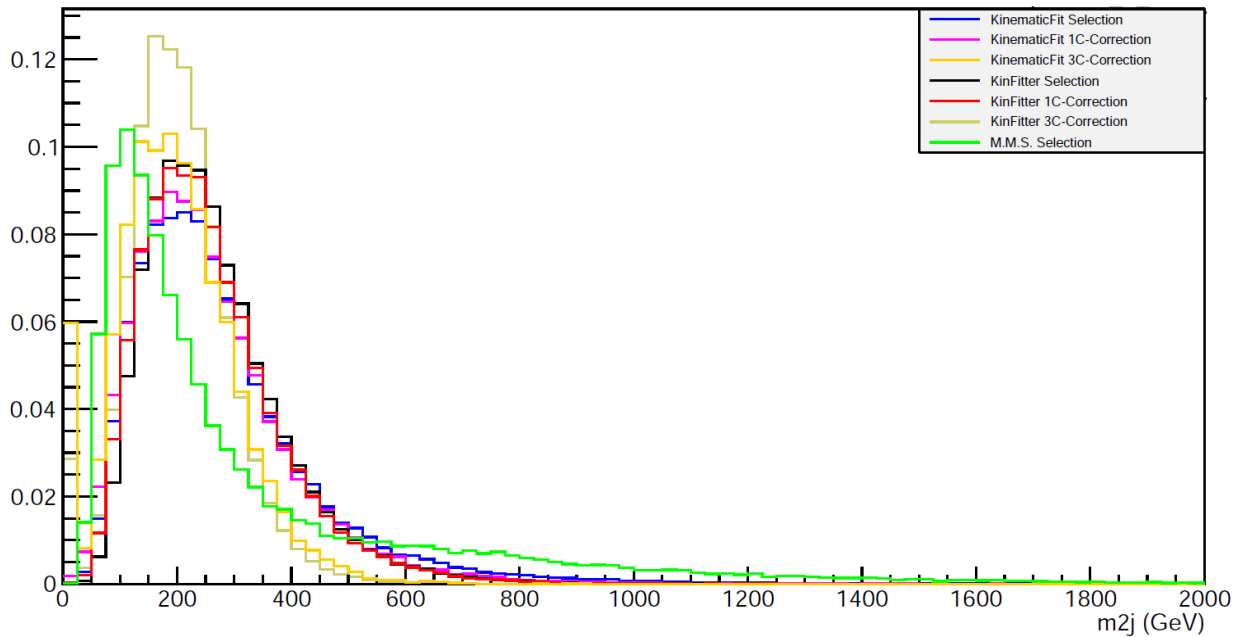
Εικόνα 160: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των *Colorons* από την επιλογή του *KinematicFit*(μπλε), την διόρθωση του *KinematicFit* κατά το 1C Fit(μωβ), την διόρθωση του *KinematicFit* κατά το 3C Fit(κίτρινο), την επιλογή του *KinFitter*(μαύρο), την διόρθωση του *KinFitter* κατά το 1C Fit(κόκκινο), την διόρθωση του *KinFitter* κατά το 3C Fit(μουσταρδί) και την επιλογή των καλύτερων πιδάκων σύμφωνα με την *M.M.S.*(πράσινο), για το υπόβαθρο(QCD MC)

Η κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των *Colorons* όπως αυτή προκύπτει κατά την εκτέλεση του *KinematicFit*, αποδίδεται με τις μπλε, μωβ και κίτρινη καμπύλες· η μπλε αναφέρεται στην επιλογή των πιδάκων, η μωβ αναφέρεται στους διορθωμένους πίδακες κατά το 1C Fit και η κίτρινη καμπύλη αναφέρεται στους διορθωμένους πίδακες κατά το 3C Fit. Η κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των *Colorons* όπως αυτή προκύπτει κατά την εκτέλεση του *KinFitter*, αποδίδεται με τις μαύρη, κόκκινη και μουσταρδί καμπύλες· η μαύρη αναφέρεται στην επιλογή των πιδάκων, η κόκκινη αναφέρεται στους διορθωμένους πίδακες κατά το 1C Fit και η μουσταρδί καμπύλη αναφέρεται στους διορθωμένους πίδακες κατά το 3C Fit. Η πράσινη καμπύλη αποδίδει την κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των *Colorons* όπως αυτή προκύπτει από την εφαρμογή της μεθόδου *M.M.S.*. Αρχικά, είναι εμφανές πως και οι δύο αλγόριθμοι κάνουν πολύ καλύτερη επιλογή πιδάκων, σε σχέση με τη μέθοδο *M.M.S.*. Η επιλογή των δύο αλγορίθμων φαίνεται να είναι σχεδόν ίδια καθώς και τα αποτελέσματα της εφαρμογής του 1C Fit. Συγκεκριμένα, κατά το 1C Fit δεν παρατηρούνται ιδιαίτερες αλλαγές στις κατανομές. Προχωρώντας στο 3C Fit παρατηρείται μια κίνηση προς χαμηλότερες τιμές. Η τιμή της αναλλοίωτης μάζας του *Coloron*, φαίνεται να εκτιμάται σύμφωνα τόσο με το *KinematicFit* όσο και με το *KinFitter*, περί τα 700GeV.

Ακολουθώντας, στην εικόνα(167), παρατηρούμε την κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των *hyper - π*. Η κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των *hyper - π* όπως αυτή προκύπτει κατά την εκτέλεση του *KinematicFit*, αποδίδεται με τις μπλε, μωβ και κίτρινη καμπύλες· η μπλε αναφέρεται στην επιλογή των πιδάκων, η μωβ αναφέρεται στους διορθωμένους πίδακες κατά το 1C Fit και η κίτρινη καμπύλη αναφέρεται στους διορθωμένους πίδακες κατά το 3C Fit. Η κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των *hyper - π*, όπως αυτή προκύπτει κατά την εκτέλεση του *KinFitter*, αποδίδεται με τις μαύρη, κόκκινη και μουσταρδί καμπύλες· η μαύρη αναφέρεται στην επιλογή των πιδάκων, η κόκκινη αναφέρεται στους διορθωμένους πίδακες κατά το 1C Fit και η μουσταρδί καμπύλη αναφέρεται στους διορθωμένους πίδακες κατά το 3C Fit. Η πράσινη καμπύλη αποδίδει την κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των *hyper - π* όπως αυτή προκύπτει από την εφαρμογή της μεθόδου

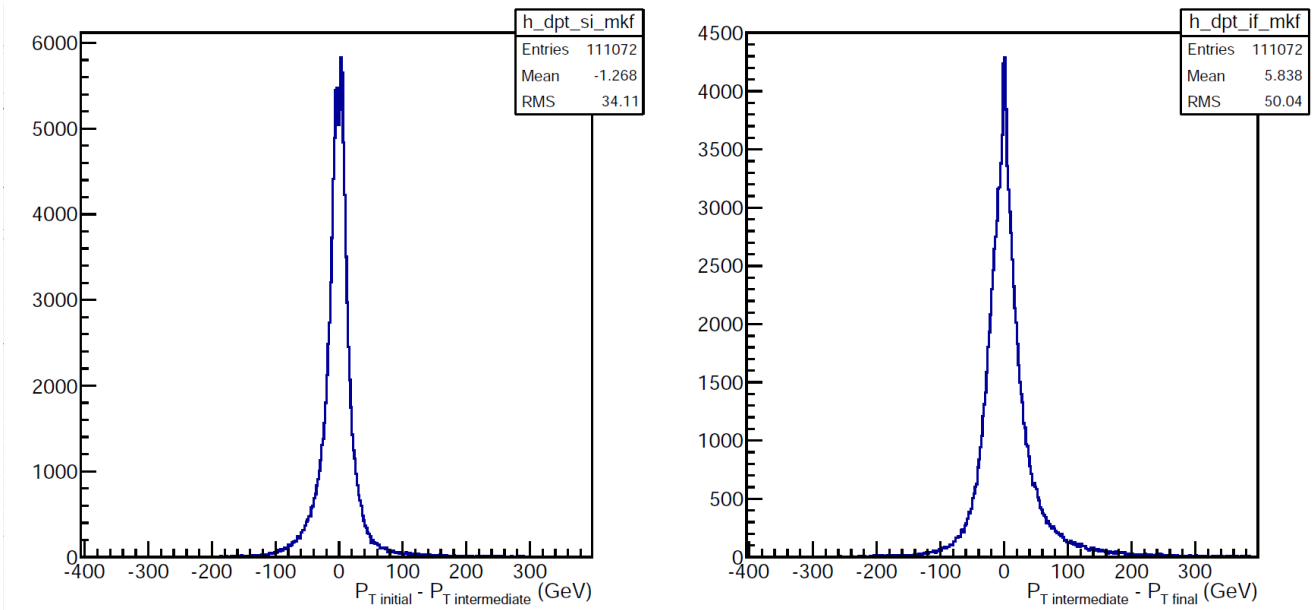
9.2: Παράρτημα Β: Μέθοδος Κινηματικής Προσαρμογής (Kinematic Fit method)

M.M.S.. Αρχικά, είναι εμφανές πως και οι δύο αλγόριθμοι κάνουν πολύ καλύτερη επιλογή πιδάκων, σε σχέση με τη μέθοδο M.M.S.. Η επιλογή των δύο αλγορίθμων φαίνεται να είναι σχεδόν ίδια καθώς και τα αποτελέσματα της εφαρμογής του *1C Fit*, πως δεν επηρεάζουν τις κατανομές επιλογής. Προχωρώντας στο *3C Fit* παρατηρείται να στενεύει η καμπύλη από δεξιά προς αριστερά, κινούμενη προς χαμηλότερες τιμές. Η τιμή της αναλλοίωτης μάζας του *hyper - π*, φαίνεται να εκτιμάται περί τα 200GeV σύμφωνα τόσο με το *KinematicFit* όσο και με το *KinFitter*.

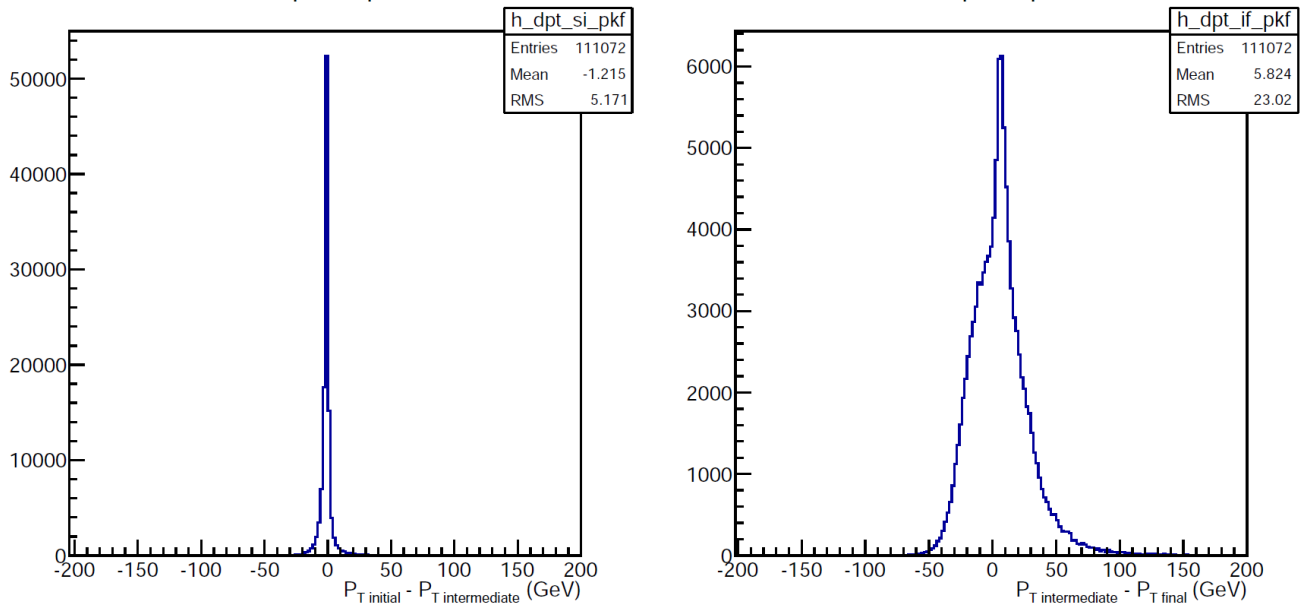


Εικόνα 161: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των *hyper - π* από την επιλογή του *KinematicFit*(μπλε), την διόρθωση του *KinematicFit* κατά το *1C Fit*(μωβ), την διόρθωση του *KinematicFit* κατά το *3C Fit*(κίτρινο), την επιλογή του *KinFitter*(μαύρο), την διόρθωση του *KinFitter* κατά το *1C Fit*(κόκκινο), την διόρθωση του *KinFitter* κατά το *3C Fit*(μουσταρδί) και την επιλογή των καλύτερων πιδάκων σύμφωνα με την *M.M.S.*(πράσινο), για το υπόβαθρο(QCD MC)

9.2:Παράρτημα Β: Μέθοδος Κινηματικής Προσαρμογής (Kinematic Fit method)

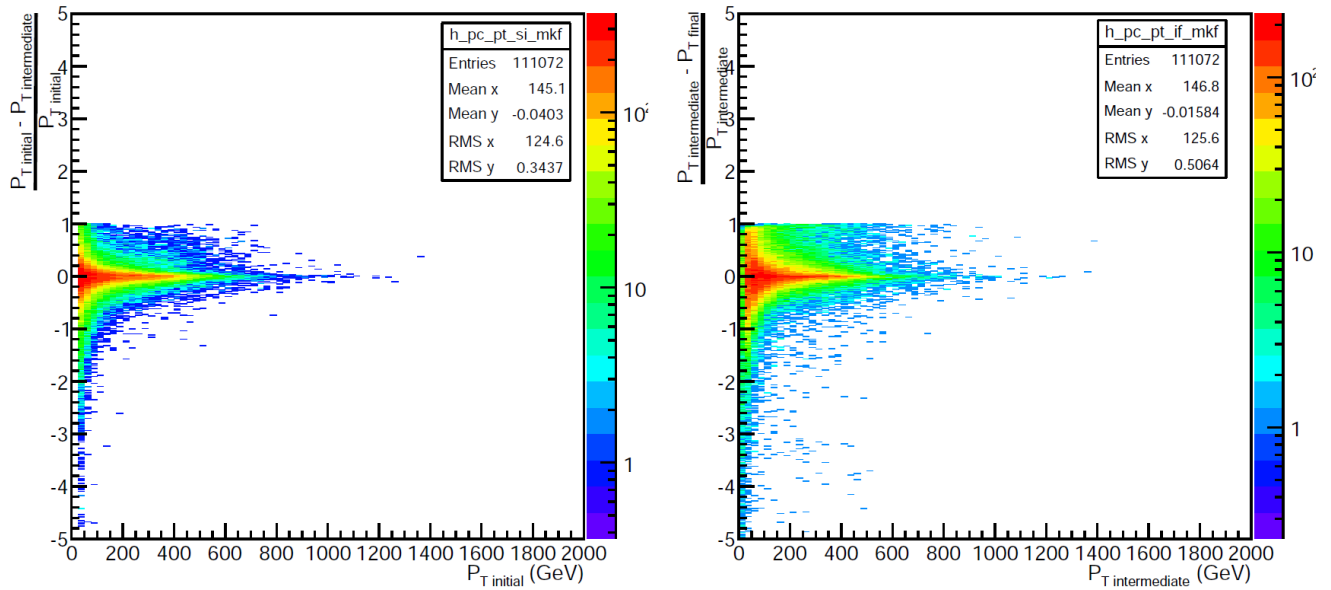


Εικόνα 162: Η κατανομή της διαφοράς μεταξύ αρχικής κι ενδιάμεσης εγκάρσιας ορμής(αριστερά) και η κατανομή της διαφοράς μεταξύ ενδιάμεσης και τελικής εγκάρσιας ορμής(δεξιά), όπως προέκυψε από το KinematicFit, για τα πειραματικά δεδομένα

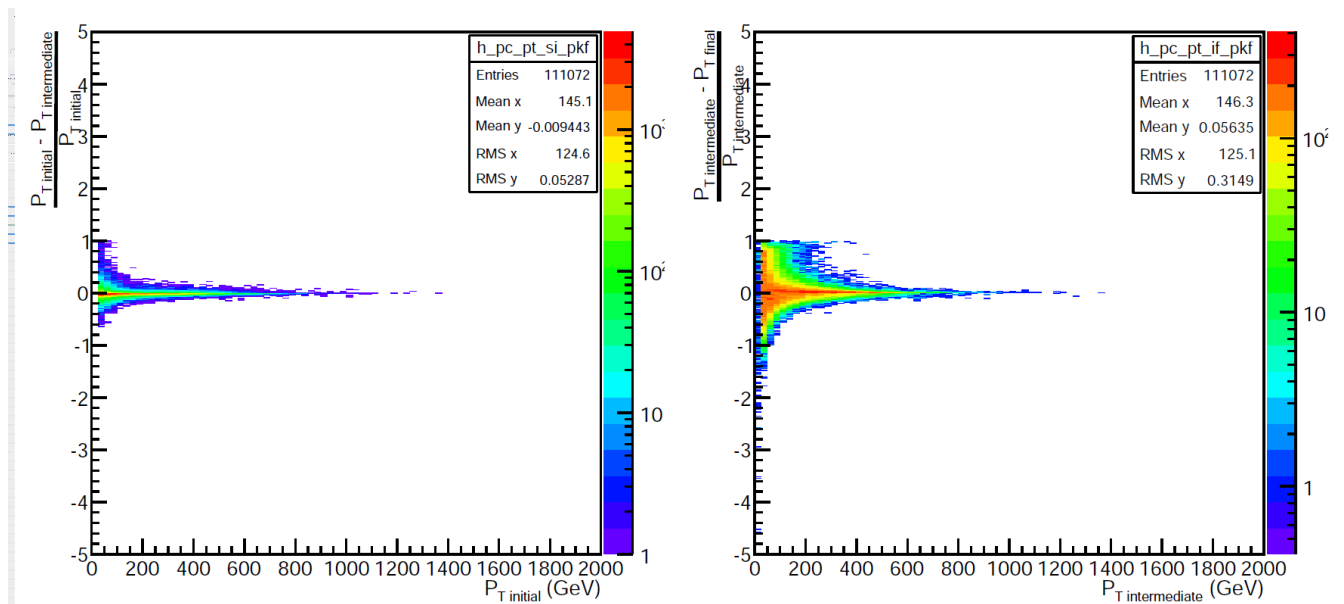


Εικόνα 163: Η κατανομή της διαφοράς μεταξύ αρχικής κι ενδιάμεσης εγκάρσιας ορμής(αριστερά) και η κατανομή της διαφοράς μεταξύ ενδιάμεσης και τελικής εγκάρσιας ορμής(δεξιά), όπως προέκυψε από το KinFitter, για τα πειραματικά δεδομένα

9.2: Παράρτημα Β: Μέθοδος Κινηματικής Προσαρμογής (Kinematic Fit method)

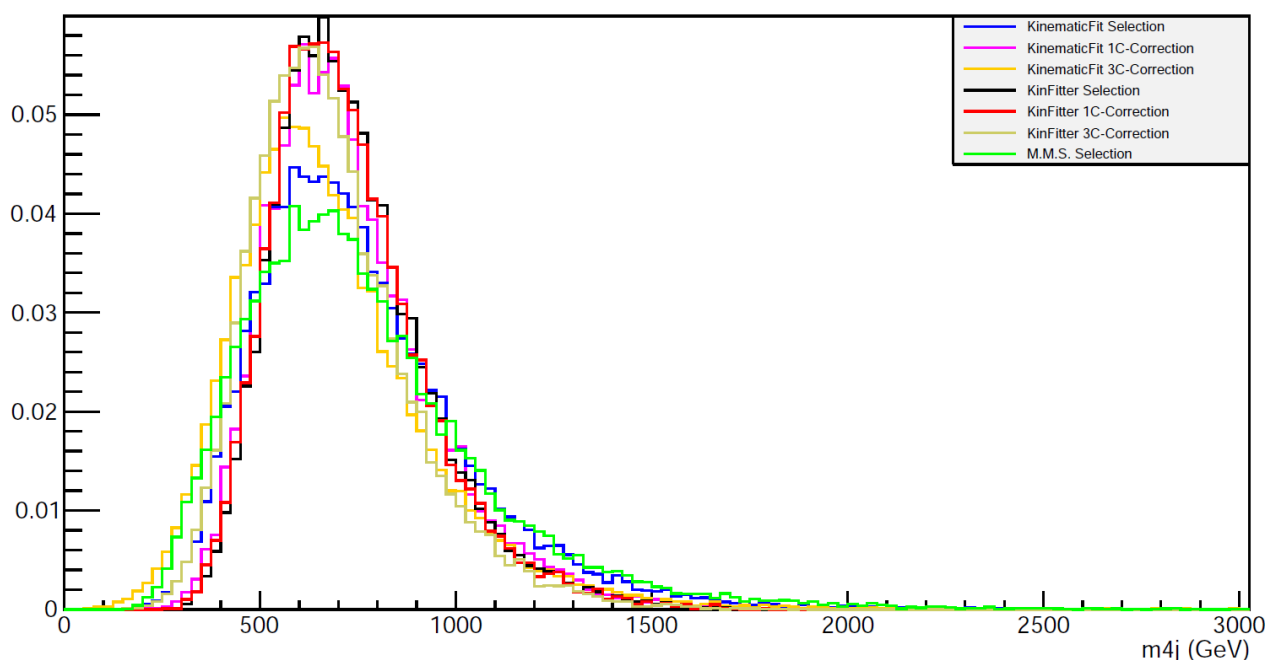


Εικόνα 164: Η κατανομή της ποσοστιαίας μεταβολής μεταξύ αρχικής κι ενδιάμεσης εγκάρσιας ορμής ως προς την αρχική εγκάρσια ορμή(αριστερά) και η κατανομή της ποσοστιαίας μεταβολής μεταξύ ενδιάμεσης και τελικής εγκάρσιας ορμής ως προς την ενδιάμεση εγκάρσια ορμή(δεξιά), όπως προέκυψε από το KinematicFit, για τα πειραματικά δεδομένα

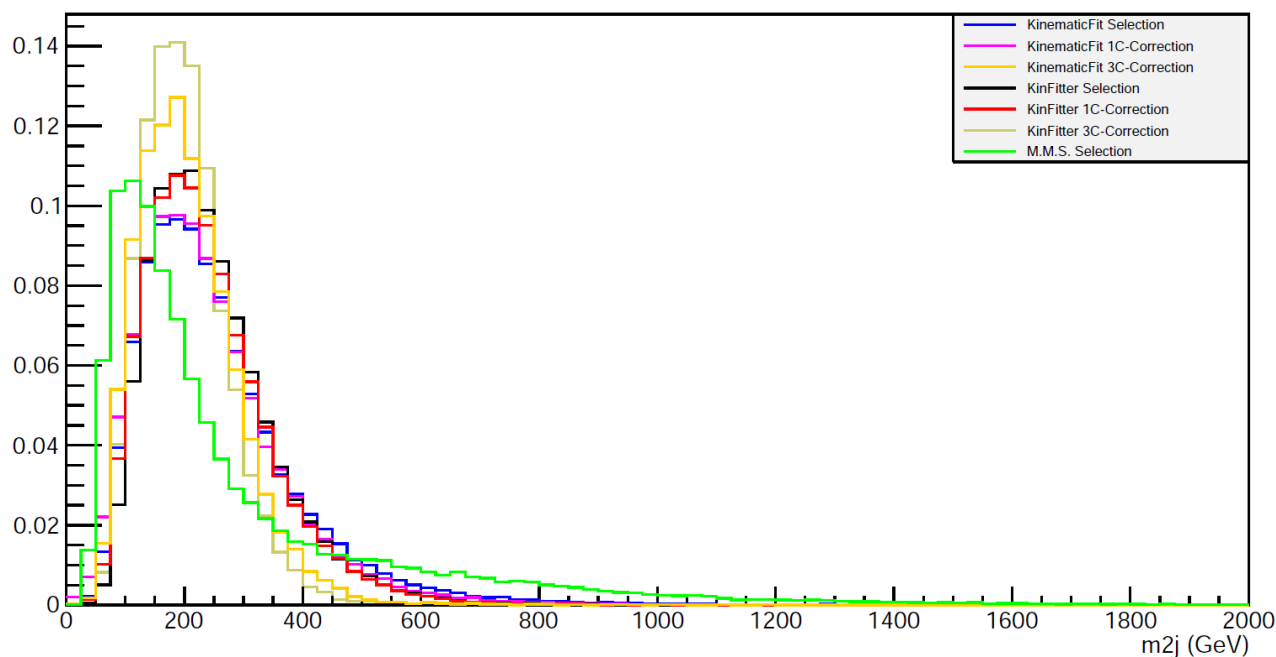


Εικόνα 165: Η κατανομή της ποσοστιαίας μεταβολής μεταξύ αρχικής κι ενδιάμεσης εγκάρσιας ορμής ως προς την αρχική εγκάρσια ορμή(αριστερά) και η κατανομή της ποσοστιαίας μεταβολής μεταξύ ενδιάμεσης και τελικής εγκάρσιας ορμής ως προς την ενδιάμεση εγκάρσια ορμή(δεξιά), όπως προέκυψε από το KinFitter, για τα πειραματικά δεδομένα

9.2:Παράρτημα Β: Μέθοδος Κινηματικής Προσαρμογής (Kinematic Fit method)



Εικόνα 166: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των Colorons από την επιλογή του KinematicFit(μπλε), την διόρθωση του KinematicFit κατά το 1C Fit(μωβ), την διόρθωση του KinematicFit κατά το 3C Fit(κίτρινο), την επιλογή του KinFitter(μαύρο), την διόρθωση του KinFitter κατά το 1C Fit(κόκκινο), την διόρθωση του KinFitter κατά το 3C Fit(μουσταρδί) και την επιλογή των καλύτερων πιδάκων σύμφωνα με την M.M.S.(πράσινο), για τα πειραματικά δεδομένα

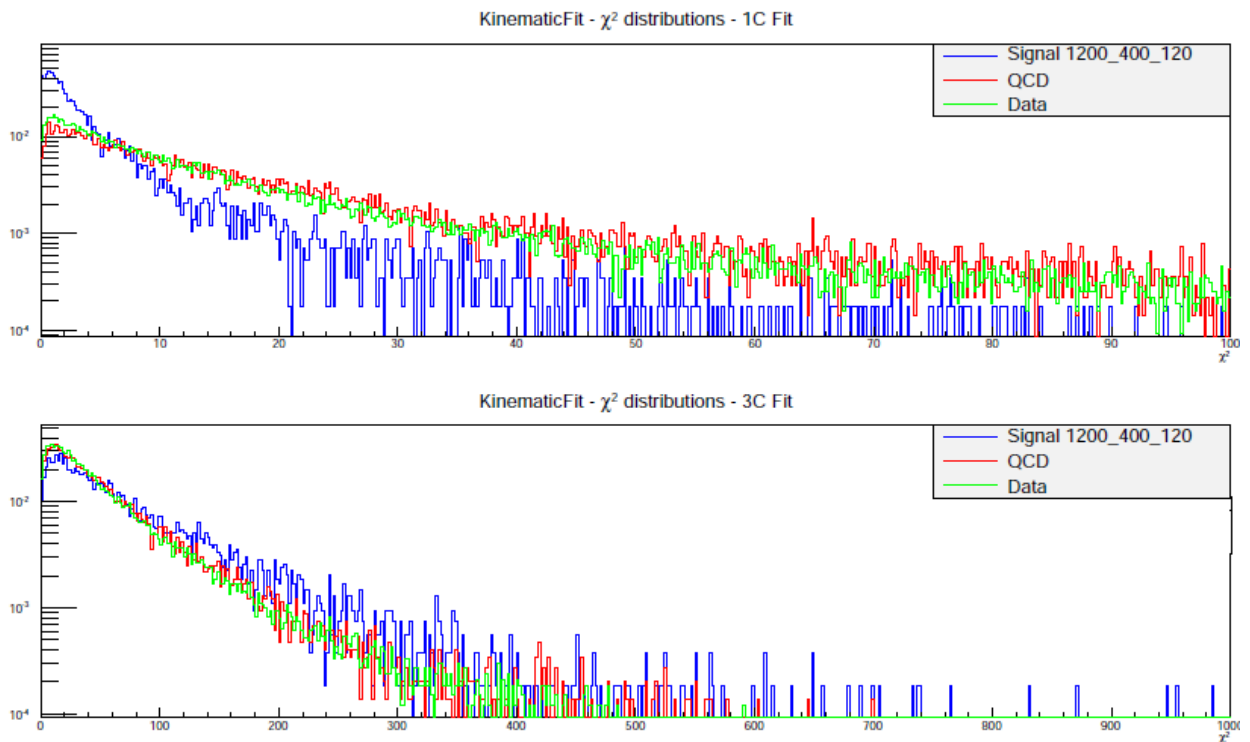


Εικόνα 167: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των hγe - π από την επιλογή του KinematicFit(μπλε), την διόρθωση του KinematicFit κατά το 1C Fit(μωβ), την διόρθωση του KinematicFit κατά το 3C Fit(κίτρινο), την επιλογή του KinFitter(μαύρο), την διόρθωση του KinFitter κατά το 1C Fit(κόκκινο), την διόρθωση του KinFitter κατά το 3C Fit(μουσταρδί) και την επιλογή των καλύτερων πιδάκων σύμφωνα με την M.M.S.(πράσινο), για τα πειραματικά δεδομένα

Η παραπάνω διαδικασία έγινε και σε άλλα σημεία μάζας, όπως 0400_100_040, 0800_200_080 και 0900_300_090 με αντίστοιχα παρεμφερή αποτελέσματα. Από τα παραπάνω ιστογράμματα, συμπεραίνουμε πως τα KinematicFit και KinFitter, έχουν ίδια συμπεριφορά σε σήμα

9.2: Παράρτημα Β: Μέθοδος Κινηματικής Προσαρμογής (Kinematic Fit method)

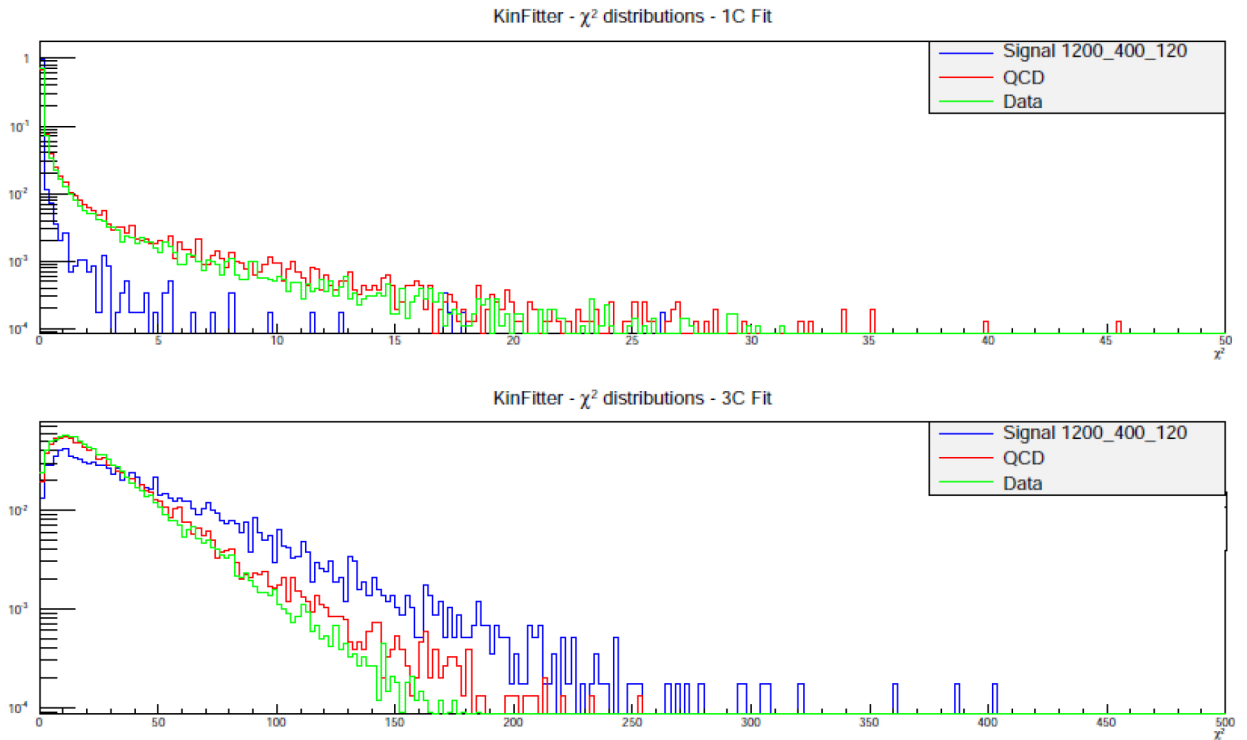
και υπόβαθρο ενώ με τα πειραματικά δεδομένα παρατηρήθηκε μια διαφοροποίηση χωρίς όμως να μπορούμε να διαχωρίσουμε εάν κάποιο εκ των δύο, λειτούργησε καλύτερα. Για την ολοκλήρωση των διαδικασιών, πρέπει να αποκλείσουμε κάποια γεγονότα σύμφωνα με την τιμή του χ^2 που απέφεραν στο αποτέλεσμα. Για την εύρεση της κατάλληλης τιμής του χ^2 , μελετούμε την κατανομή του χ^2 , ως προς το σήμα, το υπόβαθρο και τα πειραματικά δεδομένα. Μιας και η επιλογή ενός γεγονότος, πραγματοποιείται κατά το *1C Fit*, η τιμή του του χ^2 , θα υπολογιστεί ως προς αυτήν την διαδικασία, αδιαφορώντας για το αποτέλεσμα του *3C Fit* (παραθέτουμε όμως την κατανομή για λόγου πληρότητας). Στην εικόνα (168), παρατηρούμε την κατανομή του χ^2 , για το *1C Fit* (πάνω) και για το *3C Fit* (κάτω). Παρατηρούμε, πως στο *1C Fit*, τέμνονται οι κατανομές του υποβάθρου και των πειραματικών δεδομένων με την κατανομή του σήματος, περί την τιμή 6.



Εικόνα 168: Κατανομή του χ^2 για το σήμα(μπλε), το υπόβαθρο(κόκκινο) και τα πειραματικά δεδομένα(πράσινο) όπως προέκυψε κατά το *1C Fit* (πάνω) και κατά το *3C Fit* (κάτω) από το *KinematicFit*

Στην εικόνα (169), παρατηρούμε τις ίδιες κατανομές, όπως αυτές προέκυψαν από το *KinFitter*. Το σημείο τομής δεν είναι εμφανές αλλά μεγεθύνοντας την περιοχή κοντά στο μηδέν, παρατηρούμε ότι τέμνονται οι κατανομές περίπου στο 0.2. Συγκρίνοντας τα ιστογράμματα (168) και (169), παρατηρούμε πως το *KinematicFit* κινείται σε μεγαλύτερες τιμές του χ^2 , σε σχέση με το *KinFitter*. Υπολογίσαμε τις κατανομές των αναλλοίωτων μαζών, τόσο με το *KinematicFit* όσο και με το *KinFitter* και τα αποτελέσματα ήταν παρόμοια.

9.2: Παράρτημα Β: Μέθοδος Κινηματικής Προσαρμογής (Kinematic Fit method)



Εικόνα 169: Κατανομή του χ^2 για το σήμα(μπλε), το υπόβαθρο(κόκκινο) και τα πειραματικά δεδομένα(πράσινο) όπως προέκυψε κατά το 1C Fit(πάνω) και κατά το 3C Fit(κάτω) από το KinFitter

Τελικώς, προχωρήσαμε στην προσαρμογή των κατανομών με σκοπό να προσδιοριστούν οι μάζες των *hyper* – π και *Coloron*. Η προσαρμογή των δεδομένων(σήμα και υπόβαθρο) έγινε με χρήση των συναρτήσεων Crystall Ball(125) και Novosibirsk(126), οι οποίες εμπεριέχονται στο πακέτο ROOFIT.

$$f(x; a, n, \bar{x}, \sigma) = N \begin{cases} e^{-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}} & , \quad \text{για } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} > -a \\ A \left(B - \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \right)^{-n} & , \quad \text{για } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \leq -a \end{cases} \quad (125)$$

όπου,

$$\begin{aligned} A &= \left(\frac{n}{|a|} \right)^n e^{-\frac{|a|^2}{2}} \\ B &= \frac{n}{|a|} - |a| \\ N &= (\sigma(C+D))^{-1} \\ C &= \frac{n}{|a|} \frac{1}{n-1} e^{-\frac{|a|^2}{2}} \\ D &= \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{|a|}{\sqrt{2}} \right) \right) \end{aligned}$$

Επίσης, το N αποτελεί σταθερά κανονικοποίησης, η erf είναι η συνάρτηση σφάλματος(*error function*) και τα $a, n, \bar{x}$ και σ είναι οι ελεύθερες παράμετροι.

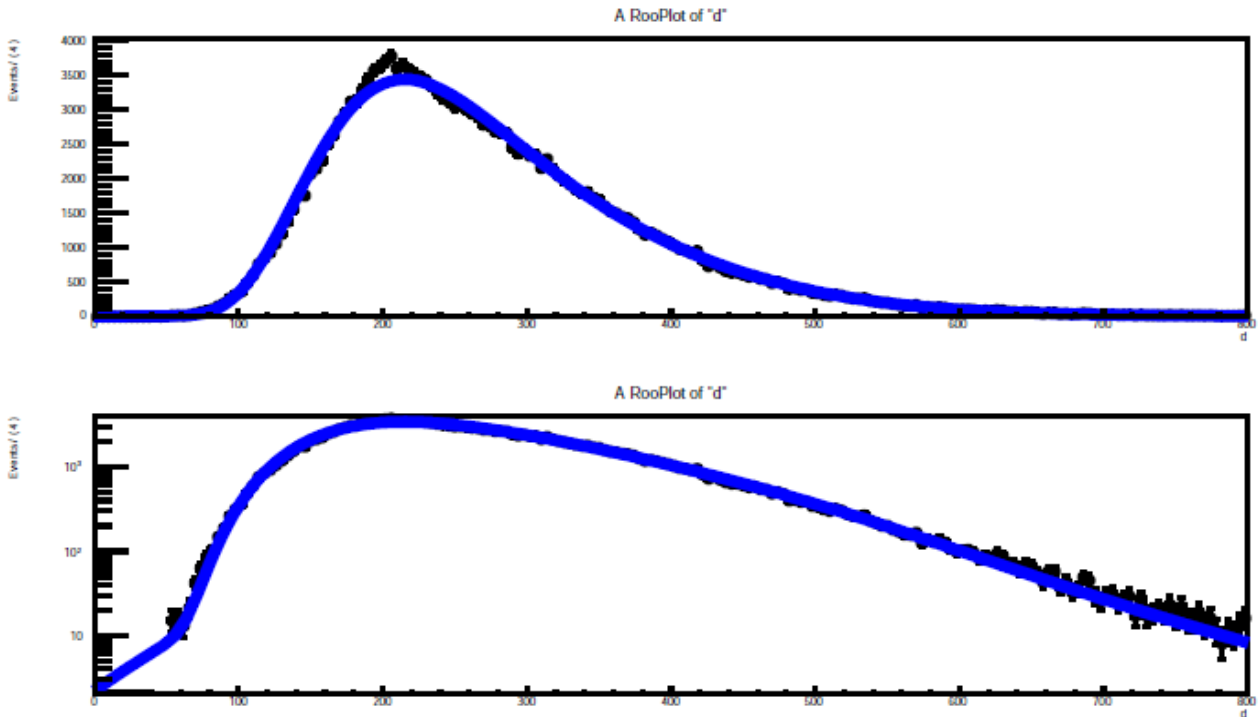
9.2: Παράρτημα Β: Μέθοδος Κινηματικής Προσαρμογής (Kinematic Fit method)

$$f(m) = Ae^{-\frac{1}{2} \frac{1 + \Lambda \tau (m - m_0)}{\tau^2} + \tau^2} \quad (126)$$

όπου,

$$\Lambda = \frac{\sinh(\tau \sqrt{\ln 4})}{\sigma \tau \sqrt{\ln 4}}$$

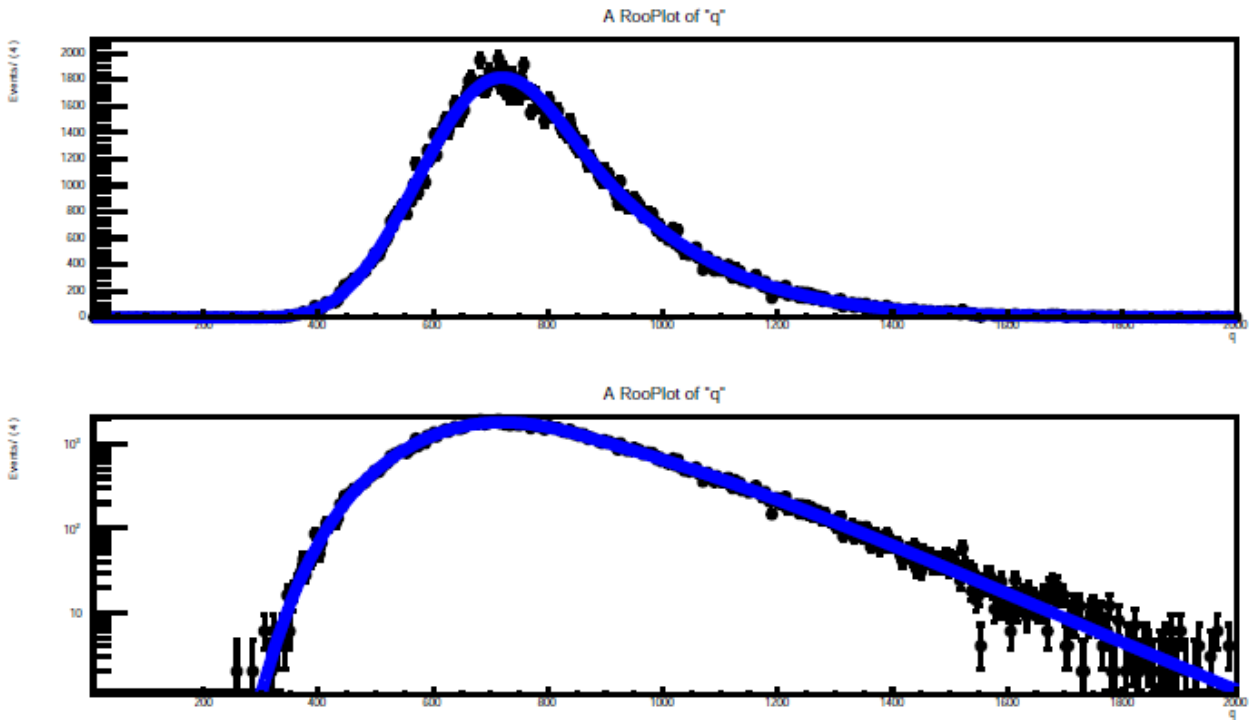
Επίσης, όπου m_0 ορίζεται το τίναγμα της κατανομής, σ είναι το πλάτος και τ είναι η παράμετρος για την ουρά της κατανομής. Στην εικόνα (170), φαίνεται η κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των $hyper - \pi$ σε γραμμική (πάνω) και λογαριθμική (κάτω) κλίμακα. Η μπλε καμπύλη που εφάπτεται των σημείων, προέκυψε από την προσαρμογή των σημείων με άθροιση των συναρτήσεων (125) και (126), για το σήμα $M_{\tilde{\rho}} = 800 \text{ GeV}$ $m_{hyper - \tilde{\pi}} = 200 \text{ GeV}$ $w_{\tilde{\rho}} = 10\%$.



Εικόνα 170: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των $hyper - \pi$ σε γραμμική (πάνω) και λογαριθμική (κάτω) κλίμακα σε μονάδες GeV , για το σήμα $M = 800 \text{ GeV}$ $m = 200 \text{ GeV}$ $w = 10\%$

Από την εικόνα (170), μέσω της προσαρμογής, το $peak$ βρέθηκε ίσο με 220 GeV , τιμή η οποία είναι πολύ κοντά στην αναμενόμενη, ενώ το σ βρέθηκε ίσο με 45 GeV . Στην εικόνα (171), βλέπουμε τη κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των $Colorons$ σε γραμμική (πάνω) και λογαριθμική (κάτω) κλίμακα. Η μπλε καμπύλη που εφάπτεται των σημείων, προέκυψε από την προσαρμογή των σημείων με συνάρτηση η οποία προκύπτει από την άθροιση των συναρτήσεων (125) και (126), για το σήμα $M_{\tilde{\rho}} = 800 \text{ GeV}$ $m_{hyper - \tilde{\pi}} = 200 \text{ GeV}$ $w_{\tilde{\rho}} = 10\%$. Από το εικόνα (171), μέσω της προσαρμογής, το $peak$ βρέθηκε ίσο με 695 GeV , τιμή η οποία είναι σχετικά κοντά στην αναμενόμενη, ενώ το σ βρέθηκε ίσο με 173 GeV .

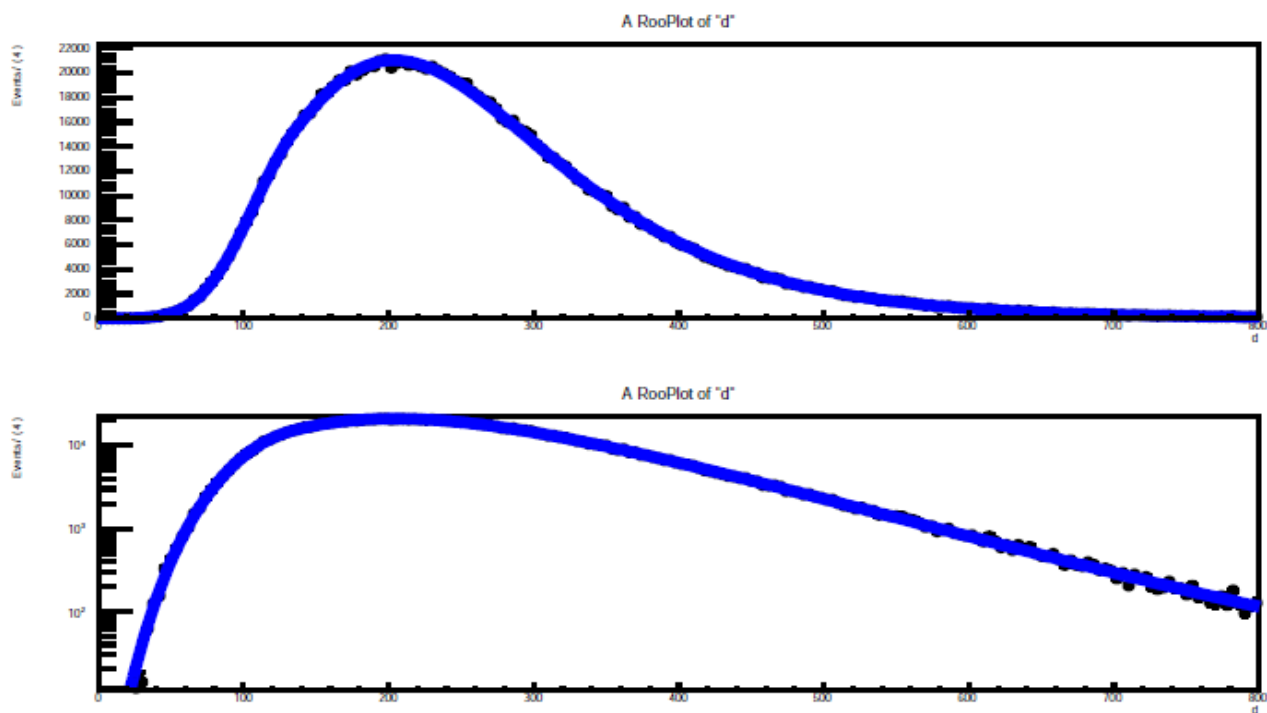
9.2: Παράρτημα Β: Μέθοδος Κινηματικής Προσαρμογής (Kinematic Fit method)



Εικόνα 171: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των *Colorons* σε γραμμική(πάνω) και λογαριθμική(κάτω) κλίμακα σε μονάδες GeV, για το σήμα $M=800\text{GeV}$ $m=200\text{GeV}$ $w=10\%$

Προχωρούμε στην κατασκευή όμοιων ιστογραμμάτων, για το υπόβαθρο(*QCD MC*). Στην εικόνα (172), φαίνεται η κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των *hyper* – π σε γραμμική(πάνω) και λογαριθμική(κάτω) κλίμακα. Η μπλε καμπύλη που εφάπτεται των σημείων, προέκυψε από την προσαρμογή των σημείων με άθροιση των συναρτήσεων (125) και (126), για το υπόβαθρο(*QCD MC*). Από την εικόνα (172), μέσω της προσαρμογής, το *peak* βρέθηκε ίσο με 210GeV , ενώ το σ βρέθηκε ίσο με 48GeV . Στην εικόνα (172), βλέπουμε τη κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των *Colorons* σε γραμμική(πάνω) και λογαριθμική(κάτω) κλίμακα. Η μπλε καμπύλη που εφάπτεται των σημείων, προέκυψε από την προσαρμογή των σημείων με συνάρτηση η οποία προκύπτει από την άθροιση των συναρτήσεων (125) και (126). Από την εικόνα (172), μέσω της προσαρμογής, το *peak* βρέθηκε ίσο με 669GeV , ενώ το σ βρέθηκε ίσο με 181GeV . Σημαντικό είναι πως τα αποτελέσματα από την προσαρμογή στο υπόβαθρο, ομοιάζουν κατά πολύ με τα αποτελέσματα από την προσαρμογή στο σήμα $M_{\tilde{\rho}}=800\text{GeV}$ $m_{\text{hyper}-\tilde{\pi}}=200\text{GeV}$ $w_{\tilde{\rho}}=10\%$. Το αναμενόμενο ήταν να πάρουμε φαρδύτερες κατανομές για το υπόβαθρο, οι οποίες να μη δίνουν αποτελέσματα όμοια με κάποιο από τα σήματα. Όμως, για την ορθότερη λήψη απόφασης, θα μεταβιβάσουμε τα αποτελέσματα της διαδικασίας(*KinematicFit* και *KinFitter*) στην είσοδο του νευρώνα και θα τον εκπαιδεύσουμε. Με το πέρας της εκπαίδευσης θα παραχθεί μια καμπύλη η οποία αποδίδει το ποσοστό του υποβάθρου που απορρίπτεται, συναρτήσει του ποσοστού του σήματος που αποκτάται.

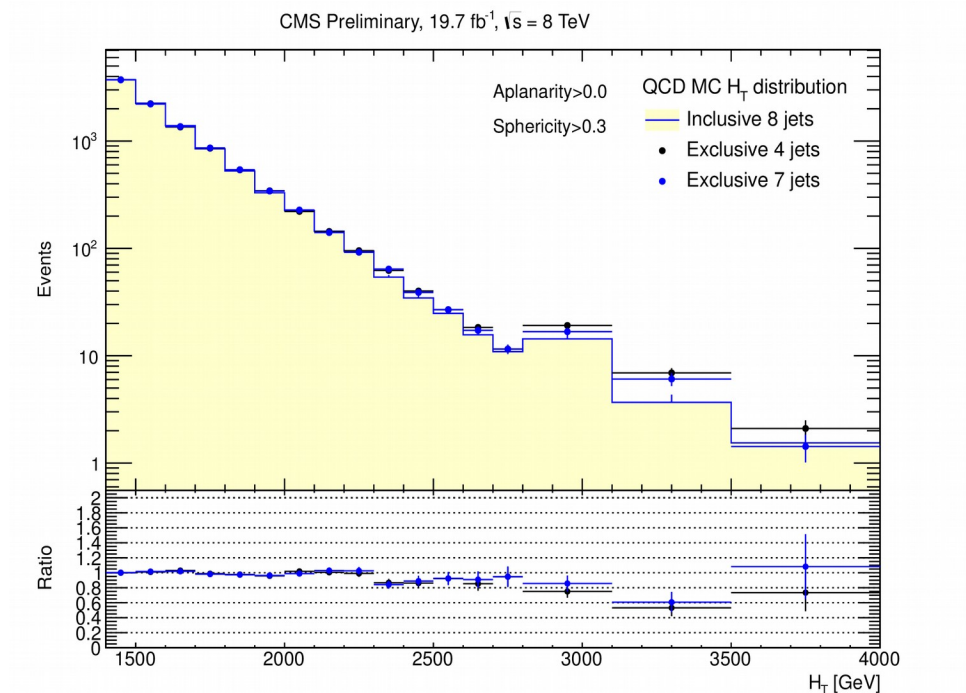
9.2: Παράρτημα Β: Μέθοδος Κινηματικής Προσαρμογής (Kinematic Fit method)



Εικόνα 172: Κατανομή της αναλλοίωτης μάζας των $hyper - \pi$ σε γραμμική(πάνω) και λογαριθμική(κάτω) κλίμακα σε μονάδες GeV , για το υπόβαθρο(QCD MC)

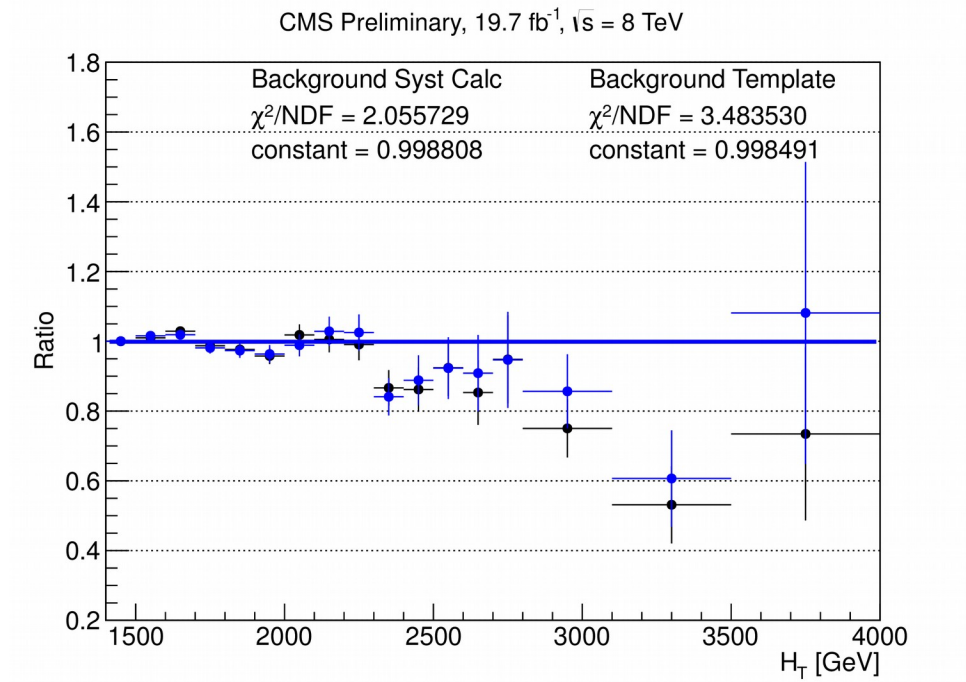
9.3: Παράρτημα Γ: Μέθοδος Αποκοπής και Μέτρησης (Cut & Count method)

Στο συγκεκριμένο παράρτημα, παραθέτουμε περαιτέρω ελέγχους που πραγματοποιήθηκαν. Όσον αφορά την επίδραση της σφαιρικότητας στο σχήμα της κατανομής του H_T έγιναν μελέτες για τιμές της σφαιρικότητας, όπως > 0.3 και > 0.4 , με τα αποτελέσματα να παρατίθενται στα ιστογράμματα (173), (174) και (175), (176), αντίστοιχα.

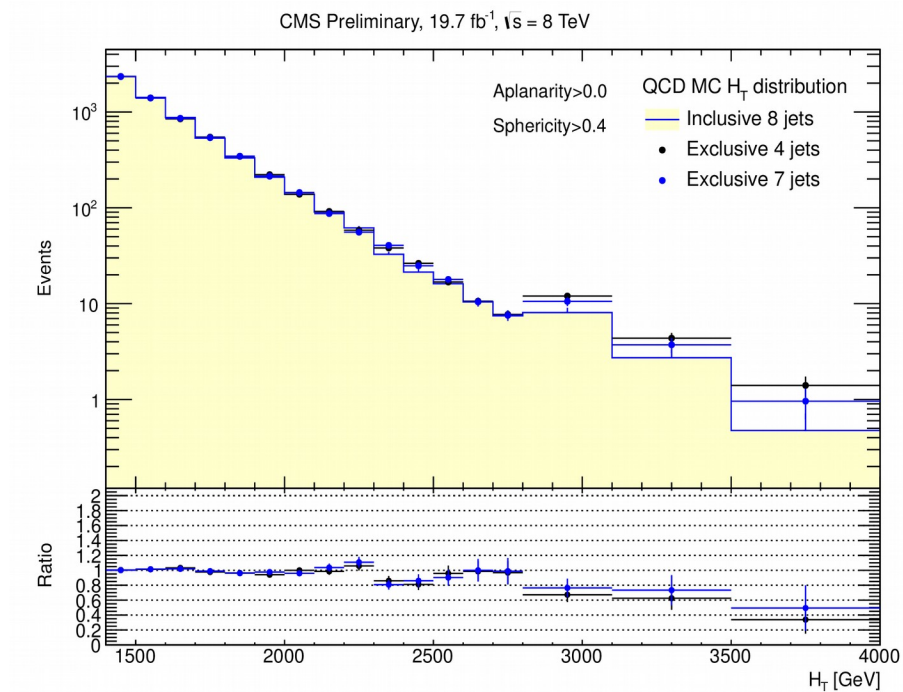


Εικόνα 173: Κατανομή του H_T για QCD MC, με πολλαπλότητα πιδάκων ίση με τέσσερις, επτά και οκτώ, αποκόποντας γεγονότα με σφαιρικότητα μικρότερη από 0.3

9.3: Παράρτημα Γ: Μέθοδος Αποκοπής και Μέτρησης (Cut & Count method)

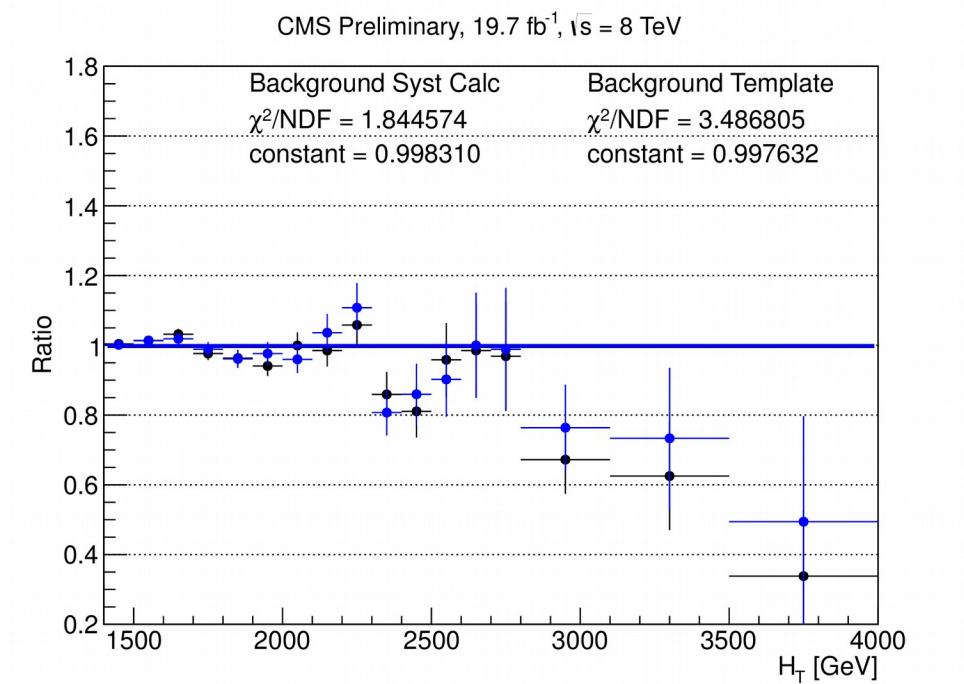


Εικόνα 174: Ο λόγος της κατανομής του H_T προερχόμενης από πολλαπλότητα πιδάκων ίση με τουλάχιστον οκτώ, ως προς τις κατανομές προερχόμενες από πολλαπλότητες ίσες με τέσσερις και επτά, αποκόποντας γεγονότα με σφαιρικότητα μικρότερη από 0.3



Εικόνα 175: Κατανομή του H_T για QCD MC, με πολλαπλότητα πιδάκων ίση με τέσσερις, επτά και οκτώ, αποκόποντας γεγονότα με σφαιρικότητα μικρότερη από 0.4

9.3: Παράρτημα Γ: Μέθοδος Αποκοπής και Μέτρησης (Cut & Count method)



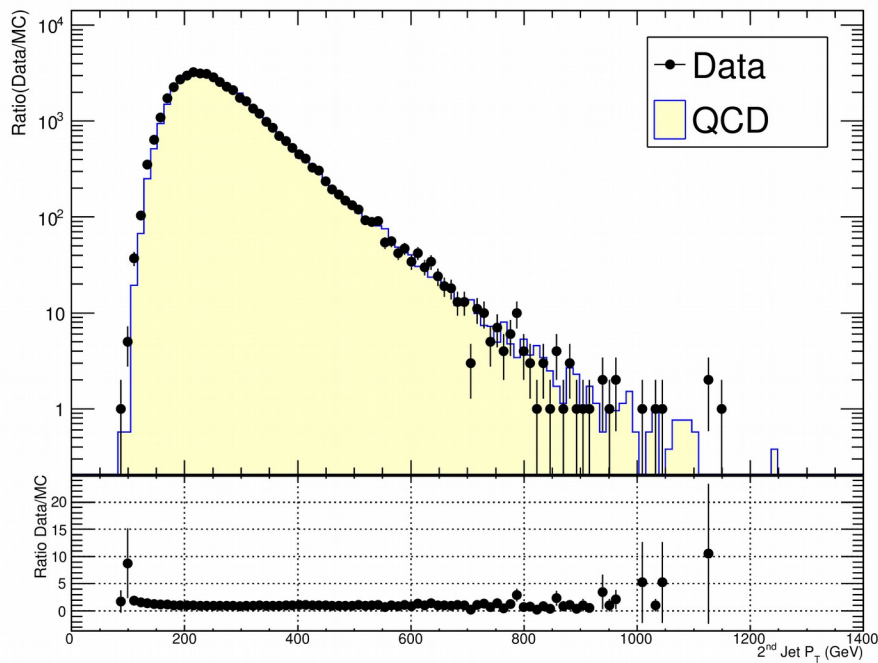
Εικόνα 176: Ο λόγος της κατανομής του H_T προερχόμενης από πολλαπλότητα πιδάκων ίση με τουλάχιστον οκτώ, ως προς τις κατανομές προερχόμενες από πολλαπλότητες ίσες με τέσσερις και επτά, αποκόποντας γεγονότα με σφαιρικότητα μικρότερη από 0.4

Παρατηρούμε πως όσο αυξάνει η τιμή της σφαιρικότητας, τόσο η αναλλοιώτητα του σχήματος της κατανομής του H_T παύει να ισχύει.

9.4:Παράρτημα Δ: Data / MC

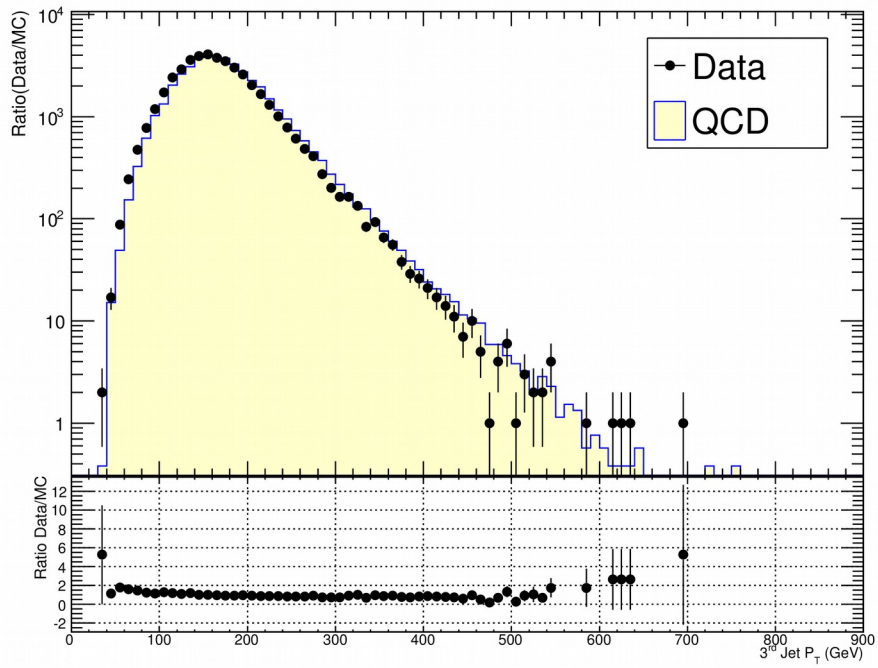
Περαιτέρω μελέτες πραγματοποιήθηκαν όσον αφορά την συμφωνία μεταξύ των πειραματικών δεδομένων και των δεδομένων προσομοίωσης. Στο κεφάλαιο (6.7), παρατέθηκαν τα ιστογράμματα που αναφέρονταν κυρίως στα μεγέθη που χρησιμοποιήθηκαν από το νευρωνικό δίκτυο, ενώ εδώ θα παραθέσουμε τα υπόλοιπα. Ξεκινούμε από την κατανομή της εγκάρσιας ορμής του δεύτερου, τρίτου, πέμπτου και έκτου· οι κατανομές τόσο για τα πειραματικά όσο και για τα προσομοιωμένα γεγονότα, διαφαίνονται στις εικόνες (177), (178), (179) και (180), αντίστοιχα. Επιπρόσθετα, η κατανομή του αθροίσματος της εγκάρσιας ορμής των οκτώ κυρίαρχων πιδάκων, παρατίθεται Στην εικόνα (181).

Όπως προαναφέρθηκε, η μέθοδος εύρεσης ελάχιστης διαφοράς μαζών (), παρήγαγε μια σύνθεση των πιδάκων ενός γεγονότος, η οποία σχετιζόταν με τα Colorons και τα hyper-pions. Οι τιμές των αναλλοίωτων μαζών (για το Coloron και το hyper-pion) που προέκυπταν από την συγκεκριμένη μέθοδο, παρατίθενται στις εικόνες (182) και (183) αντίστοιχα, ενώ Στην εικόνα (184), παρατίθεται η αναλλοίωτη μάζα των οκτώ πιδάκων, που επελέγησαν από την συγκεκριμένη μέθοδο. Οι κατανομές των πειραματικών δεδομένων, φαίνεται να βρίσκονται σε καλή συμφωνία με τα προσομοιωμένα γεγονότα.

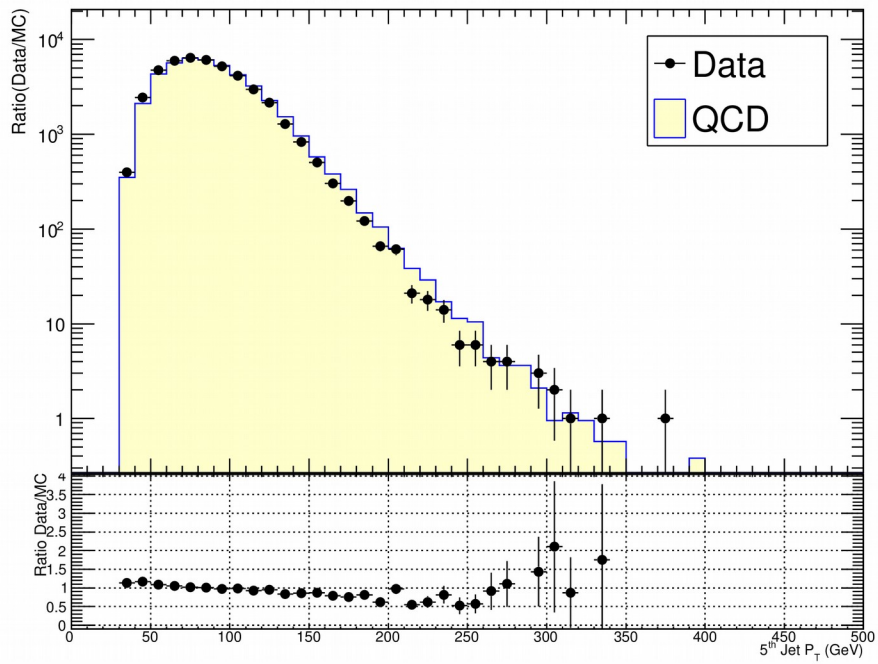


Εικόνα 177: Κατανομή της εγκάρσιας ορμής του 2ου κυρίαρχου πίδακα

9.4:Παράρτημα Δ: Data / MC

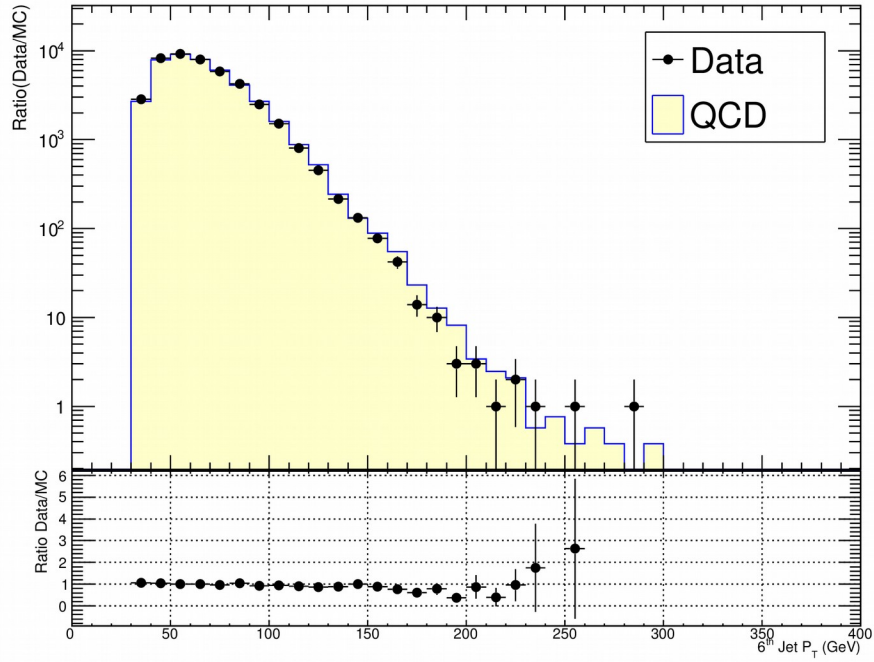


Εικόνα 178: Κατανομή της εγκάρσιας ορμής του 3ου κυρίαρχου πίδακα

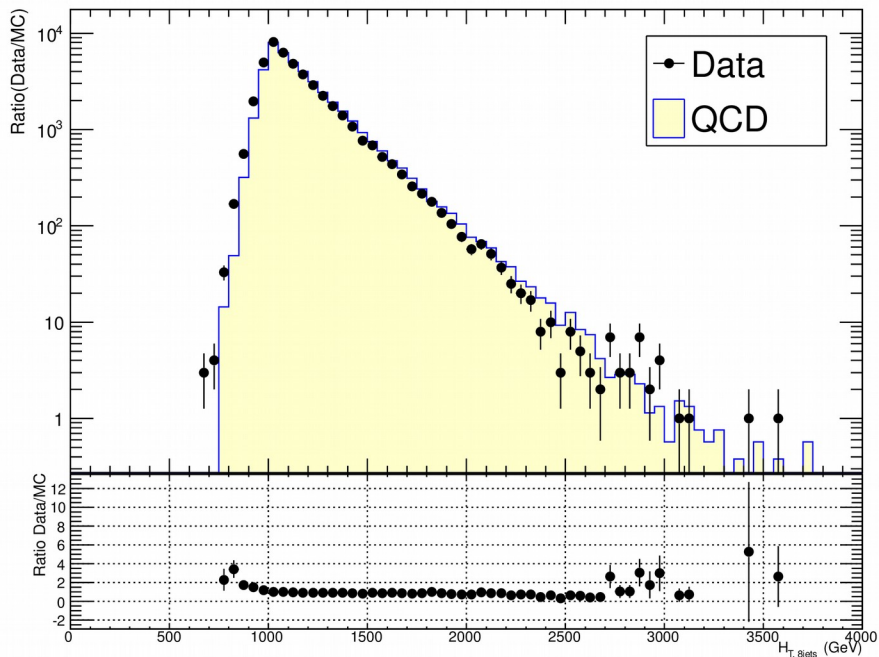


Εικόνα 179: Κατανομή της εγκάρσιας ορμής του 5ου κυρίαρχου πίδακα

9.4:Παράρτημα Δ: Data / MC

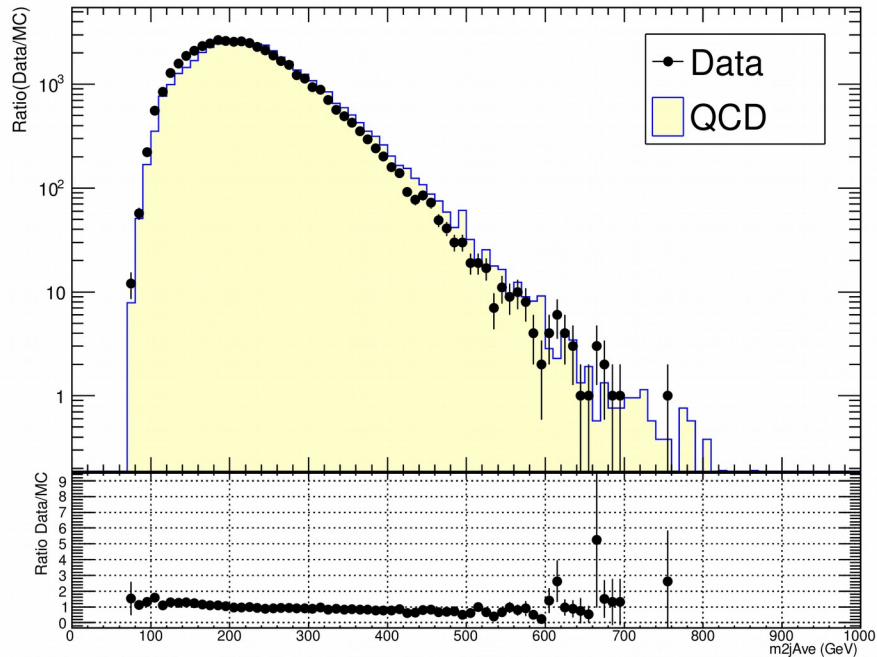


Εικόνα 180: Κατανομή της εγκάρσιας ορμής του 6ου κυρίαρχου πίδακα

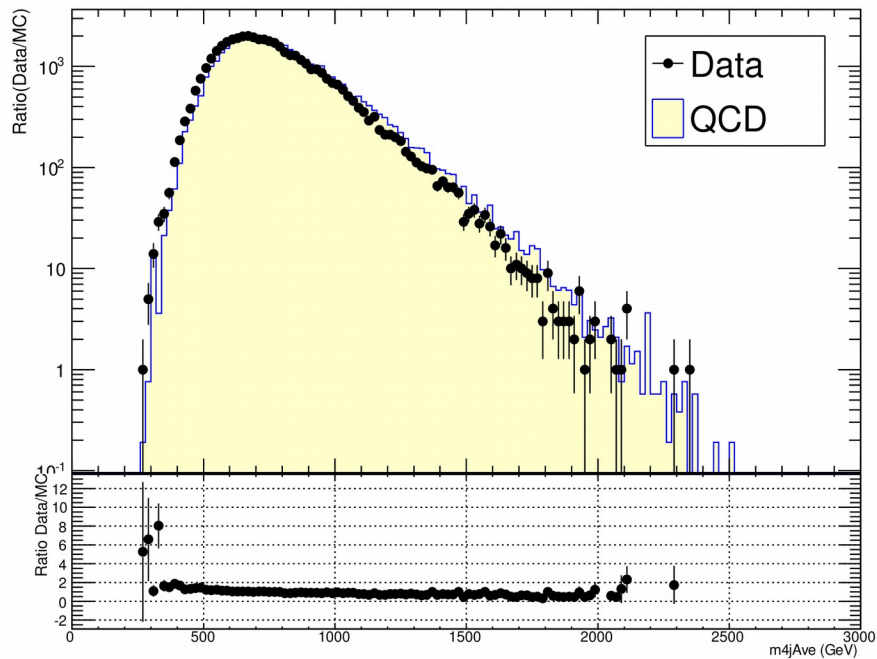


Εικόνα 181: Κατανομή του αθροίσματος των εγκάρσιων ορμών των οκτώ κυρίαρχων πιδάκων

9.4: Παράρτημα Δ: Data / MC



Εικόνα 182: Κατανομή της μέσης τιμής των αναλλοίωτων μαζών των *hyper-pions*

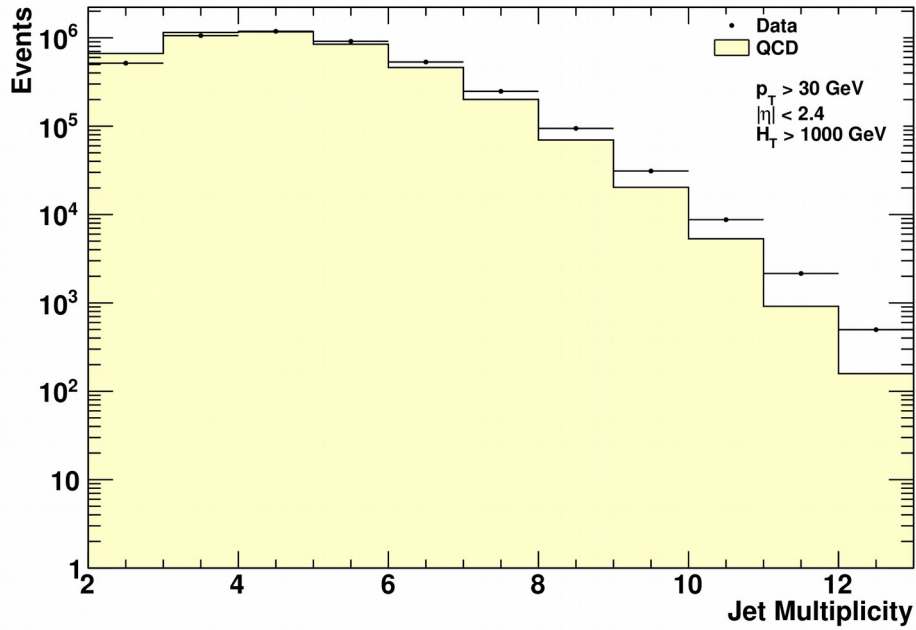


Εικόνα 183: Κατανομή της μέσης τιμής των αναλλοίωτων μαζών των *Colorons*

Στην προσπάθεια μελέτης της συμφωνίας μεταξύ των πειραματικών και των προσομοιωμένων δεδομένων, ακόμη δύο μεταβλητές λήφθηκαν υπόψιν. Η πρώτη αφορά στην πολλαπλότητα των πιδάκων ενός γεγονότος, ενώ η δεύτερη αφορά στο λόγο της ελλείπουσας εγκάρσιας ενέργειας, ως

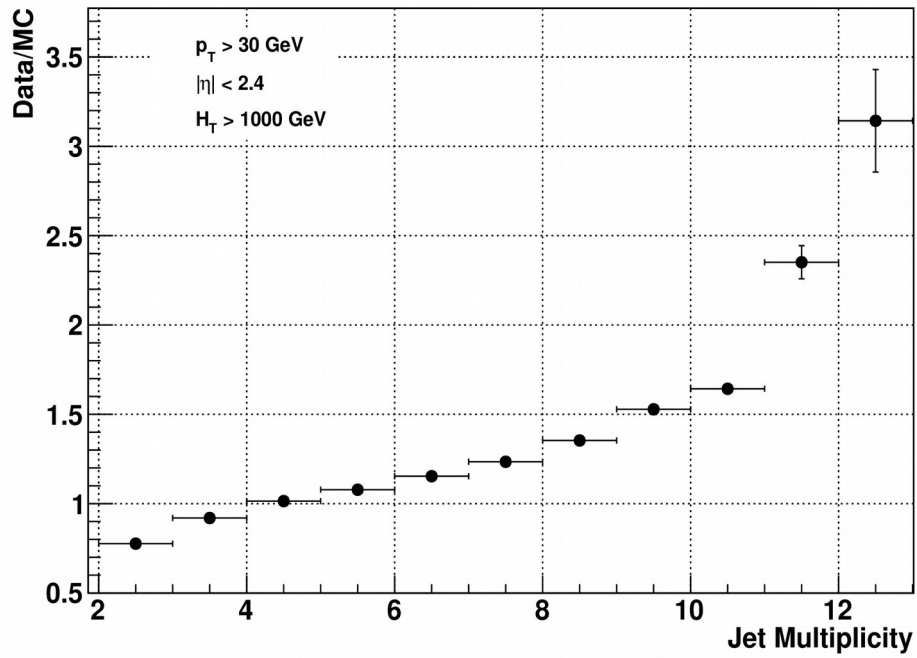
9.4: Παράρτημα Δ: Data / MC

προς την αθροισζόμενη εγκάρσια ενέργεια $\frac{ME_T}{sum E_T}$. Στην εικόνα (184), παρατίθεται η κατανομή της πολλαπλότητας των πιδάκων για τα πειραματικά και τα προσομοιωμένα δεδομένα ενώ Στην εικόνα (185), παρατίθεται ο λόγος των δύο κατανομών (πειραματικών και προσομοιωμένων δεδομένων). Παρατηρούμε, πως η συμφωνία μεταξύ των κατανομών, αποκλίνει καθώς αυξάνει η πολλαπλότητα των πιδάκων. Στην εικόνα (186), διαφαίνεται η κατανομή του λόγου $\frac{ME_T}{sum E_T}$, όπου παρατηρείται η μη καλή συμφωνία μεταξύ πειραματικών και προσομοιωμένων γεγονότων

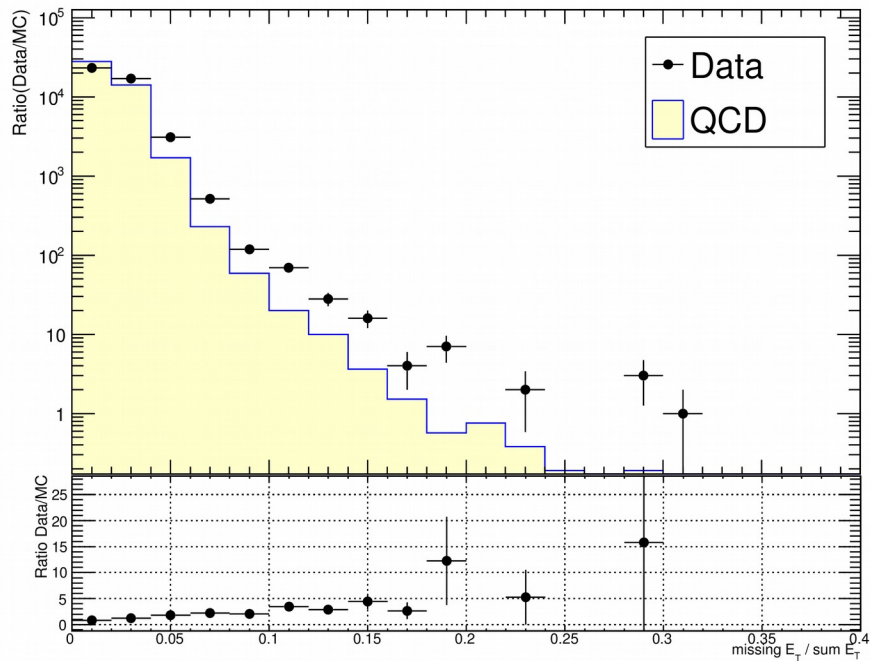


Εικόνα 184: Κατανομή της πολλαπλότητας των πιδάκων, λαμβάνοντας υπόψιν γεγονότα που έχουν τουλάχιστον δύο πίδακες

9.4: Παράρτημα Δ: Data / MC



Εικόνα 185: Λόγος (της κατανομής της πολλαπλότητας των πιδάκων, λαμβάνοντας υπόψιν γεγονότα που έχουν τουλάχιστον δύο πίδακες), των πειραματικών δεδομένων ως προς τα προσομοιωμένα



Εικόνα 186: Κατανομή του λόγου της ελλείπουσας εγκάρσιας ενέργειας, ως προς την αθροιζόμενη εγκάρσια ενέργεια

9.5:Παράρτημα Ε: Πίνακες συνοπτικής απόδοσης των άνω ορίων ως προς το κάθε σημείο μάζας σήματος

Παρακάτω παρουσιάζονται οι πίνακες όπου παρατίθενται οι τιμές των άνω ορίων και των τιμών αποδεκτικότητας για κάθε σημείο μάζας του σήματος (τόσο για το Coloron όσο και για το AxiGluon) για τις δύο μεθόδους που χρησιμοποιήθηκαν. Στους πίνακες (17), (18), (19) και (20), παρουσιάζονται οι προκύπτουσες τιμές για τα σενάρια 1/4 – 10%, 1/4 – 20%, 1/3 – 10% και 1/3 – 20%, αντίστοιχα.

$M(\text{GeV})$	$Acceptance$	$\sigma \times A \times BR(pb)$
500	0.37	$1.8E - 01$
600	0.58	$5.7E - 02$
700	0.74	$2.7E - 02$
800	0.70	$1.5E - 02$
900	0.83	$1.0E - 02$
1000	0.89	$8.9E - 03$
1100	0.92	$8.7E - 03$
1200	0.94	$7.8E - 03$
1300	0.95	$6.5E - 03$
1400	0.97	$8.7E - 03$
1500	0.97	$5.6E - 03$
1600	0.98	$4.6E - 03$
1700	0.98	$5.2E - 03$
1800	0.98	$4.0E - 03$
1900	0.98	$5.4E - 03$
2000	0.99	$4.2E - 03$

Πίνακας 17: Άνω όρια στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης για το Coloron στο σενάριο $M/4 - 10\%$

9.5:Παράρτημα Ε: Πίνακες συνοπτικής απόδοσης των άνω ορίων ως προς το κάθε σημείο μάζας σήματος

$M(GeV)$	$Acceptance$	$\sigma \times A \times BR(pb)$
500	0.35	$1.7E - 01$
600	0.55	$5.7E - 02$
700	0.70	$2.6E - 02$
800	0.81	$1.8E - 02$
900	0.87	$1.1E - 02$
1000	0.90	$1.0E - 02$
1100	0.93	$6.8E - 03$
1200	0.94	$6.0E - 03$
1300	0.96	$6.4E - 03$
1400	0.97	$5.4E - 03$
1500	0.97	$4.5E - 03$
1600	0.98	$6.3E - 03$
1700	0.98	$4.6E - 03$
1800	0.98	$5.4E - 03$
1900	0.99	$4.8E - 03$
2000	0.99	$4.96E - 03$

Πίνακας 18: Άνω όρια στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης για το *Coloron* στο σενάριο $M/4 - 20\%$

$M(GeV)$	$Acceptance$	$\sigma \times A \times BR(pb)$
500	0.38	$1.2E - 01$
600	0.62	$5.0E - 02$
700	0.79	$2.6E - 02$
800	0.89	$1.1E - 02$
900	0.93	$1.0E - 02$
1000	0.95	$1.02E - 02$
1100	0.96	$7.18E - 03$
1200	0.97	$8.7E - 02$
1300	0.98	$4.7E - 03$
1400	0.98	$4.7E - 03$
1500	0.98	$4.9E - 03$
1600	0.99	$3.7E - 03$
1700	0.99	$3.5E - 03$
1800	0.99	$3.9E - 03$
1900	0.99	$4.6E - 03$
2000	0.99	$2.1E - 03$

Πίνακας 19: Άνω όρια στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης για το *Coloron* στο σενάριο $M/3 - 10\%$

9.5:Παράρτημα Ε: Πίνακες συνοπτικής απόδοσης των άνω ορίων ως προς το κάθε σημείο μάζας σήματος

$M(GeV)$	$Acceptance$	$\sigma \times A \times BR(pb)$
500	0.37	$5.8E - 02$
600	0.59	$6.5E - 02$
700	0.77	$2.8E - 02$
800	0.87	$1.2E - 02$
900	0.92	$1.0E - 02$
1000	0.95	$8.3E - 03$
1100	0.96	$6.0E - 03$
1200	0.97	$6.2E - 03$
1300	0.98	$6.4E - 03$
1400	0.98	$8.2E - 03$
1500	0.98	$6.4E - 03$
1600	0.98	$4.2E - 03$
1700	0.99	$3.4E - 03$
1800	0.99	$2.8E - 03$
1900	0.99	$3.6E - 03$
2000	0.99	$5.8E - 03$

Πίνακας 20: Άνω όρια στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης για το *Coloron* στο σενάριο $M/3 - 20\%$

$M(GeV)$	$Acceptance$	$\sigma \times A \times BR(pb)$
600	0.64	$1.0E - 01$
700	0.72	$1.2E - 01$
800	0.76	$5.6E - 02$
900	0.79	$1.7E - 02$
1000	0.82	$1.2E - 02$
1100	0.84	$6.2E - 03$
1200	0.85	$5.3E - 03$
1300	0.87	$2.9E - 03$
1400	0.88	$3.4E - 03$
1500	0.89	$2.0E - 03$

Πίνακας 21: Άνω όρια στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης για το *Axigluon* στο σενάριο $M/4 - 10\%$

9.5:Παράρτημα Ε: Πίνακες συνοπτικής απόδοσης των άνω ορίων ως προς το κάθε σημείο μάζας σήματος

$M(GeV)$	$Acceptance$	$\sigma \times A \times BR(pb)$
600	0.70	$1.4E - 01$
700	0.77	$4.0E - 02$
800	0.82	$2.3E - 02$
900	0.85	$1.1E - 02$
1000	0.87	$9.9E - 03$
1100	0.88	$7.8E - 03$
1200	0.89	$8.5E - 03$
1300	0.90	$4.6E - 03$
1400	0.91	$2.9E - 03$
1500	0.92	$1.7E - 03$

Πίνακας 22: Άνω όρια στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης για το $Axigluon$ στο σενάριο $M/4 - 15\%$

$M(GeV)$	$Acceptance$	$\sigma \times A \times BR(pb)$
600	0.63	$1.3E - 01$
700	0.75	$7.1E - 02$
800	0.81	$1.7E - 02$
900	0.84	$1.6E - 02$
1000	0.86	$5.5E - 03$
1100	0.88	$4.9E - 03$
1200	0.89	$2.6E - 03$
1300	0.90	$2.9E - 03$
1400	0.91	$1.9E - 03$
1500	0.92	$1.1E - 03$

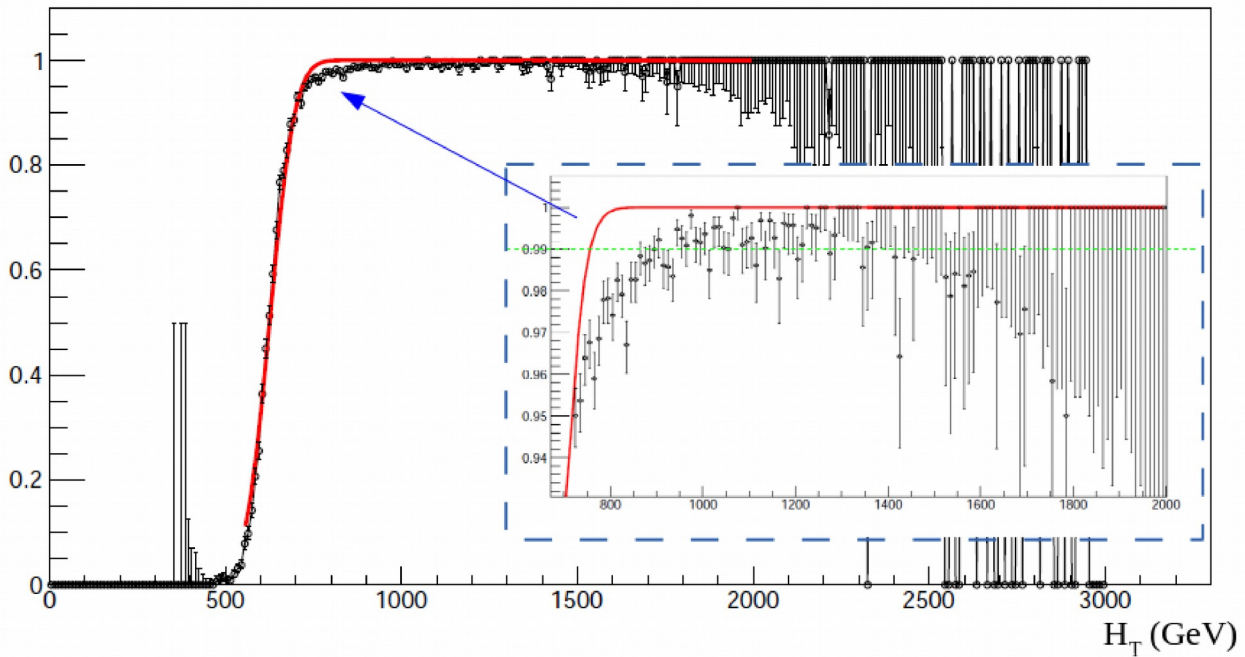
Πίνακας 23: Άνω όρια στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης για το $Axigluon$ στο σενάριο $M/3 - 10\%$

$M(GeV)$	$Acceptance$	$\sigma \times A \times BR(pb)$
600	0.70	$1.4E - 01$
700	0.77	$4.0E - 02$
800	0.82	$2.3E - 02$
900	0.85	$1.1E - 02$
1000	0.87	$9.9E - 03$
1100	0.88	$7.8E - 03$
1200	0.89	$8.5E - 03$
1300	0.90	$4.6E - 03$
1400	0.91	$2.9E - 03$
1500	0.92	$1.7E - 03$

Πίνακας 24: Άνω όρια στο 95% του επιπέδου εμπιστοσύνης για το $Axigluon$ στο σενάριο $M/3 - 15\%$

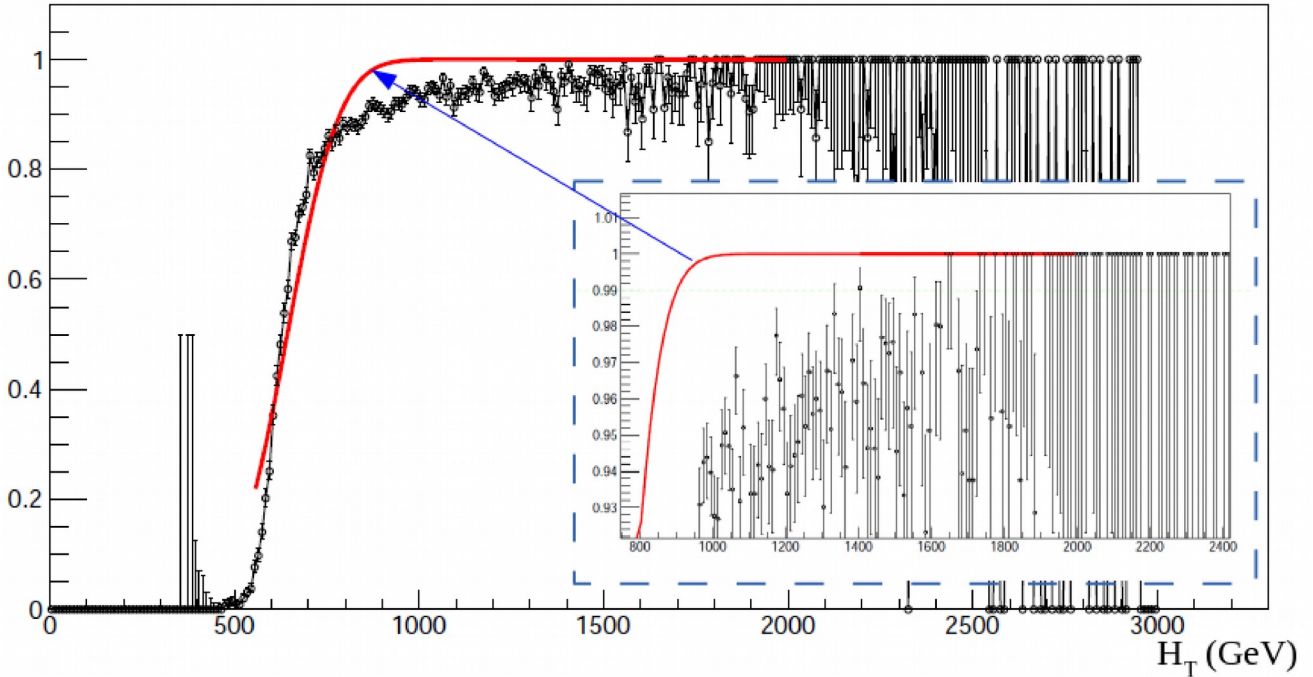
9.6:Παράρτημα Z: Περαιτέρω Μελέτες κατά την Υλοποίηση Σκανδαλιστή με (τουλάχιστον) Τέσσερις Πίδακες

Όπως προαναφέρθηκε στη παράγραφο 5.7, κατά την κατασκευή του HLT_PFH750_4Jet, αρχικά κατασκευάστηκε ο HLT_PFH550_4Jet, ενώ παράλληλα έγινε προσπάθεια για την δυνατότητα απαίτησης περισσότερων πιδάκων στο εσωτερικό ενός γεγονότος. Συγκεκριμένα, υλοποιήθηκαν σκανδαλιστές HLT_PFN0PUHT550_c4j_pf5j και HLT_PFN0PUHT550_c4j_pf6j, για τουλάχιστον πέντε και έξι πίδακες, αντίστοιχα. Στις εικόνες (187) και (188), παρατίθενται οι καμπύλες αποδοτικότητας για τους δύο σκανδαλιστές. Παρατηρούμε πως οι συγκεκριμένοι σκανδαλιστές δεν παρουσιάζουν ομαλή συμπεριφορά όσο αυξάνει η τιμή του H_T . Γίνονται για πρώτη φορά 99% αποδοτικοί, σε ιδιαίτερα μεγάλη τιμή του H_T ενώ στη συνέχεια, αδυνατούν να παραμείνουν 100% αποδοτικοί ακόμη και σε μεγάλες τιμές του H_T . Οι αντίστοιχοι σκανδαλιστές απορρίφθηκαν, λόγω της προαναφερθείσας συμπεριφοράς.



Εικόνα 187: Καμπύλη αποδοτικότητας για τον HLT_PFN0PUHT550_c4j_pf5j. Γίνεται 99% αποδοτικός, για $H_T > 1.0\text{TeV}$ όμως παρουσιάζει προβλήματα όπως φαίνεται στη μεγενθυμένη περιοχή

9.6:Παράρτημα Z: Περαιτέρω Μελέτες κατά την Υλοποίηση Σκανδαλιστή με (τουλάχιστον) Τέσσερις Πίδακες



Εικόνα 188: Καμπύλη αποδοτικότητας για τον `HLT_PFN0PUHT550_c4j_pf6j`. Γίνεται 99% αποδοτικός, για $H_T > 1.8\text{TeV}$ όμως παρουσιάζει προβλήματα όπως φαίνεται στη μεγενθυμένη περιοχή

Στη συνέχεια, κατά την κατασκευή του `HLT_PFHT750_4JetPt50`, παρήχθει σήμα το οποίο αφορά την κατά ζεύγη γέννηση δύο s -top quarks το καθένα από τα οποία διασπάται σε δύο quarks, μέσω RPV (R – Parity Violation) καταλήγοντας σε τελική κατάσταση τεσσάρων πιδάκων. Η μάζα του s -top quark, τέθηκε ίση με 350GeV . Η παραγωγή του σήματος σταμάτησε την δημιουργία των αρχείων AODSIM. Η μελέτη της καμπύλης αποδοτικότητας έδωσε σημαντικά στοιχεία, συγκεκριμένα ως προς την διαφορά μεταξύ των αντικειμένων που λαμβάνονται υπόψιν και την λειτουργία του σκανδαλιστή. Αρχικά, Στην εικόνα (189) παραθέτουμε την καμπύλη αποδοτικότητας για τον `HLT_PFHT750_4JetPt50`. Όπως γίνεται φανερό, ο σκανδαλιστής γίνεται 99% αποδοτικός για $H_T > 910\text{GeV}$, όμως στην περιοχή, χαμηλότερα από τα 910GeV , παρατηρούμε κάποια σημεία που δεν είναι αντιστοιχούν στο 0% (όπως θα έπρεπε). Να σημειώσουμε πως το συγκεκριμένο εικόνα παρήχθει με τα γεγονότα της συλλογής `ak4PFJets`. Για την κατανόηση των σημείων που θα έπρεπε να αντιστοιχούν στο 0%, χρησιμοποιήσαμε τα γεγονότα από τις εξής συλλογές:

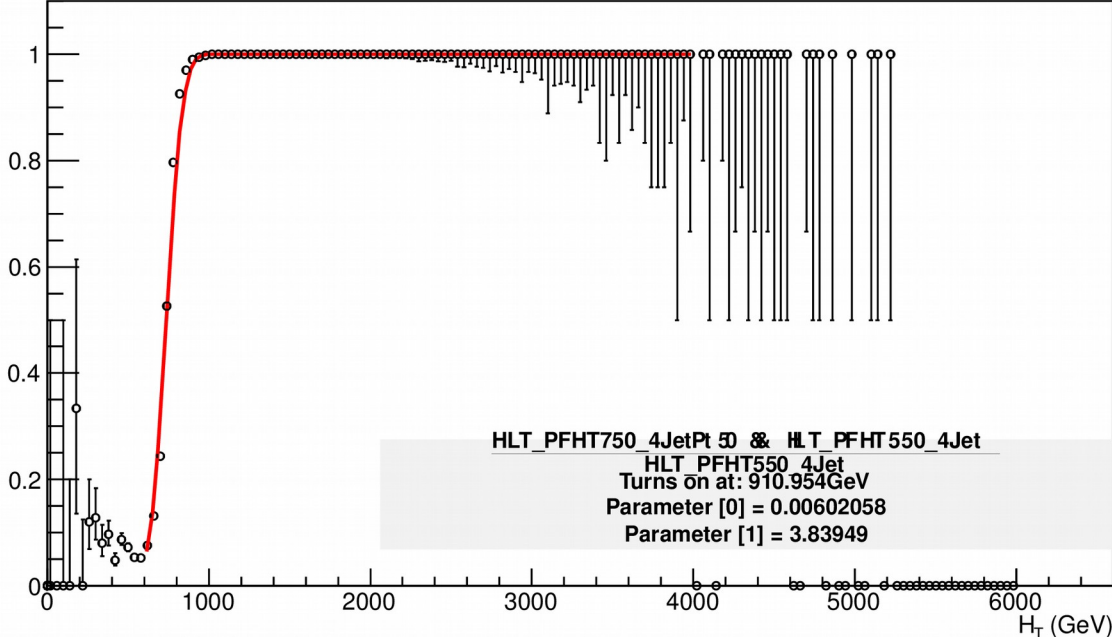
- `hltAK4PFJets`
- `hltAK4PFJetsCorrected`

Οι συγκεκριμένες συλλογές λαμβάνονται υπόψιν κατά την λειτουργία του σκανδαλιστή και περιέχουν τα μεγέθη τα οποία χειρίστηκε ο σκανδαλιστής. Οι μεταβλητές που σχηματίζονται και θα χρησιμοποιηθούν παρακάτω είναι οι εξής:

- $ak4PFJets \rightarrow H_{T_{offline}}$

9.6:Παράρτημα Z: Περαιτέρω Μελέτες κατά την Υλοποίηση Σκανδαλιστή με (τουλάχιστον) Τέσσερις Πίδακες

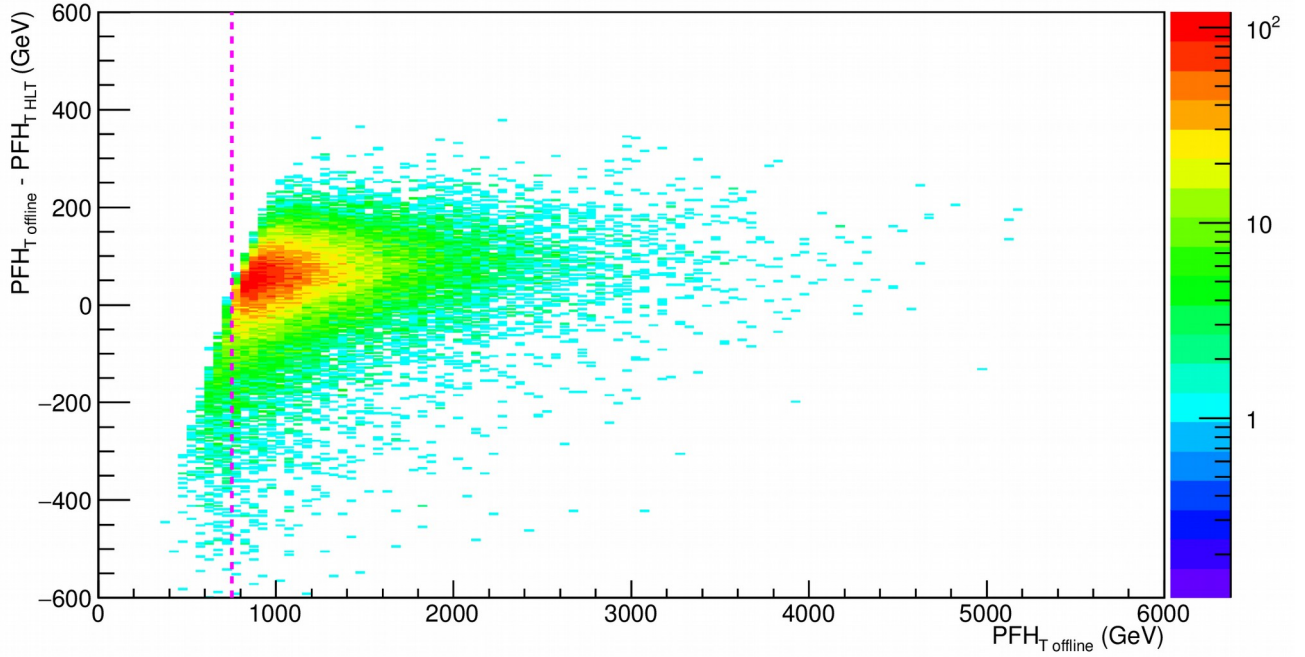
- $hltAK4PFJets \rightarrow H_{T_{HLT}}$
- $hltAK4PFJetsCorrected \rightarrow H_{T_{HLTcorrected}}$



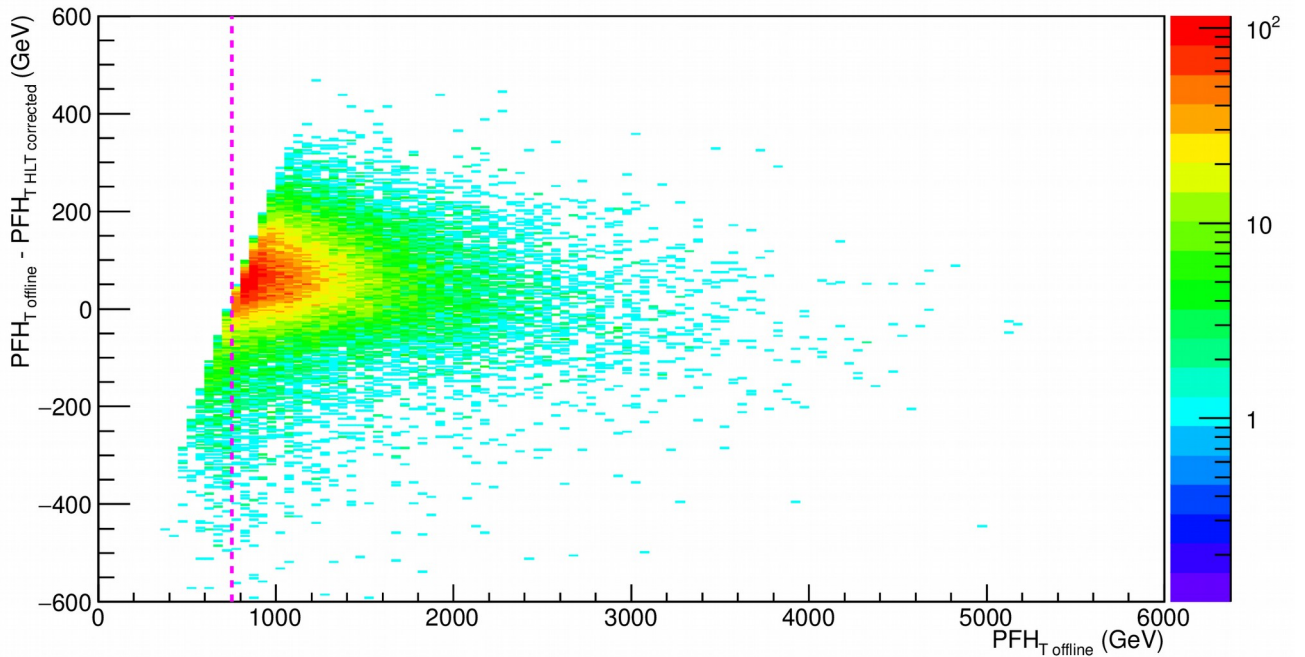
Εικόνα 189: Καμπύλη αποδοτικότητας για τον σκανδαλιστή $HLT_PFHT750_4JetPt50$ με χρήση σήματος. Γίνεται 99% αποδοτικός για $H_T > 910$ GeV

Κατά την μελέτη των σημείων του ιστογράμματος (189), που βρίσκονται στην περιοχή $H_T < 750\text{GeV}$, παρήχθησαν ιστογράμματα όπου γίνεται η σύγκριση μεταξύ των παραπάνω συλλογών. Αρχικά, Στην εικόνα (190), παραθέτουμε την διαφορά του $H_{T_{offline}}$ από το $H_{T_{HLT}}$ ως προς το $H_{T_{offline}}$. Η διακριτή γραμμή χρώματος μωβ, απλώς δείχνει το $H_T = 750\text{GeV}$. Ιδιαίτερα στην περιοχή $H_T < 750\text{GeV}$, παρατηρούμε, πως ο κατακόρυφος άξονας έχει δεδομένα μόνο στην αρνητική πλευρά. Η ύπαρξη των δεδομένων σε εκείνη την περιοχή, αποδεικνύει πως η τιμή του $H_{T_{HLT}}$ είναι μεγαλύτερη από την τιμή του $H_{T_{offline}}$ κι έτσι εξηγούνται τα σημεία που θα έπρεπε να είναι στο 0% αλλά δεν είναι. Αντίστοιχα, Στην εικόνα (191), παρατίθεται η διαφορά του $H_{T_{offline}}$ από το $H_{T_{HLTcorrected}}$ ως προς το $H_{T_{offline}}$. Παρατηρούμε ακριβώς την ίδια συμπεριφορά στην περιοχή $H_T < 750\text{GeV}$. Συμπεραίνουμε, επομένως, πως τα συγκεκριμένα σημεία δεν οφείλονται σε κάποια υπολειτουργία του σκανδαλιστή, αλλά σε διαφορετικές τιμές και ο σκανδαλιστής λειτουργεί ομαλά ως προς την ανίχνευση του H_T .

9.6: Παράρτημα Z: Περαιτέρω Μελέτες κατά την Υλοποίηση Σκανδαλιστή με (τουλάχιστον) Τέσσερις Πίδακες



Εικόνα 190: Δισδιάστατο εικόνα που αποδίδει την διαφορά του $H_{T_{offline}}$ από το $H_{T_{HLT}}$ ως προς το $H_{T_{offline}}$

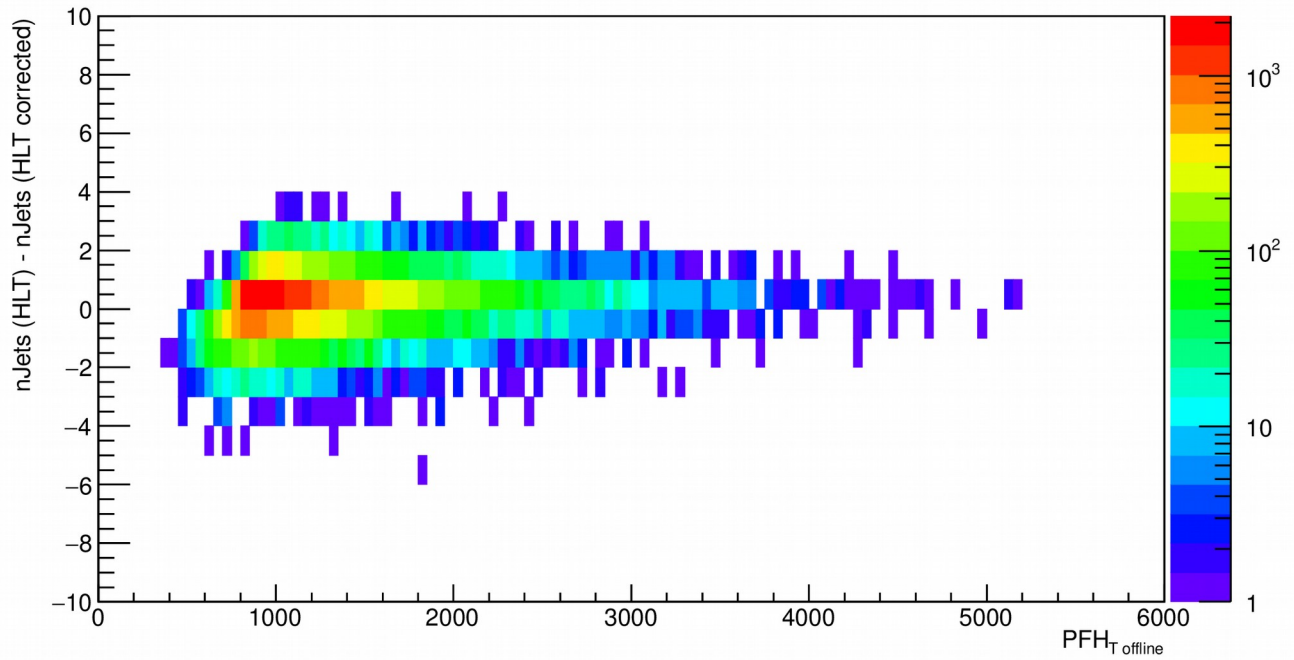


Εικόνα 191: Δισδιάστατο εικόνα που αποδίδει την διαφορά του $H_{T_{offline}}$ από το $H_{T_{HLTcorrected}}$ ως προς το $H_{T_{offline}}$

Καθώς ο συγκεκριμένος σκανδαλιστής ελέγχει και την πολλαπλότητα των πιδάκων, θα ήταν ενδιαφέρον να μελετήσουμε τις αντίστοιχες ποσότητες. Στα εικόνματα (192) και (193), παρατίθεται η κατανομή της διαφοράς της πολυπλοκότητας *offline* από την πολυπλοκότητα *HLT* και *HLT*

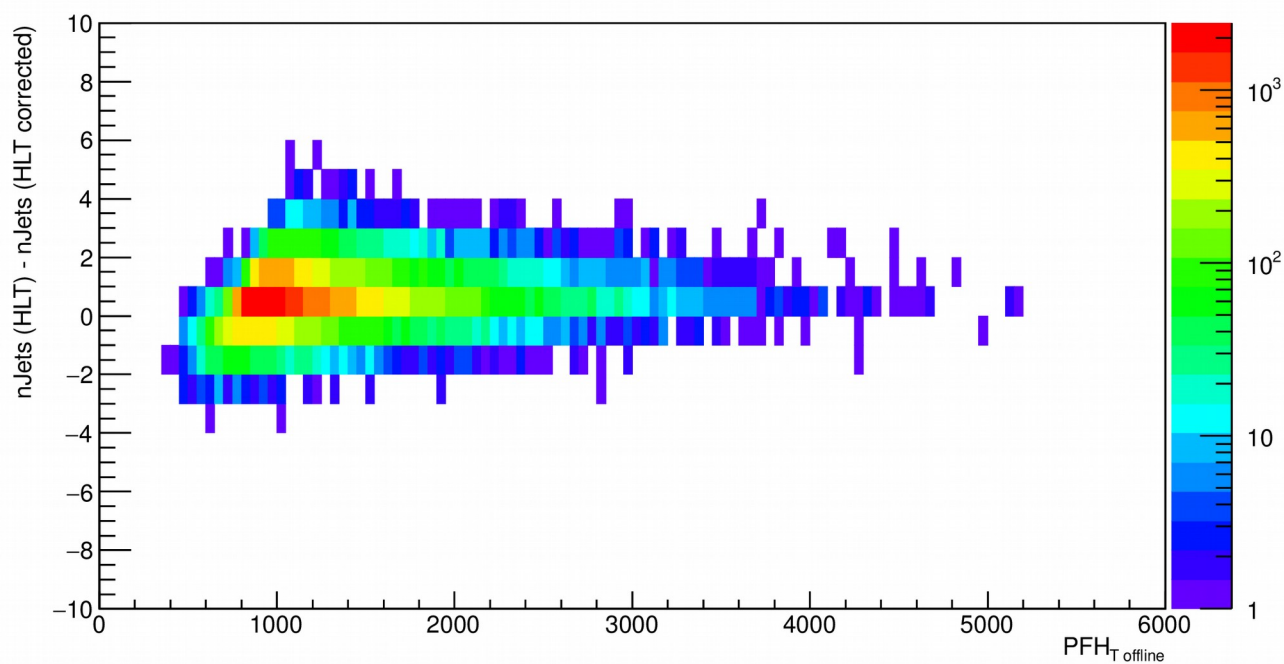
9.6: Παράρτημα Z: Περαιτέρω Μελέτες κατά την Υλοποίηση Σκανδαλιστή με (τουλάχιστον) Τέσσερις Πίδακες

corrected, αντίστοιχα, ως προς την πολυπλοκότητα *offline*. Παρατηρούμε και στις δύο περιπτώσεις, πως για χαμηλές τιμές του H_T , υπάρχει αισθητή διαφορά μεταξύ των τιμών. Καθώς, υπερβαίνουμε την περιοχή των 750GeV η διαφορά μειώνεται όπως θα ήταν αναμενόμενο. Συνεπώς, και ως προς την πολυπλοκότητα των πιδάκων, ο σκανδαλιστής συμπεριφέρεται κατά τα αναμενόμενα.



Εικόνα 192: Δισδιάστατο εικόνα που αποδίδει την διαφορά της πολυπλοκότητας *offline* από την πολυπλοκότητα *HLT* ως προς $H_{T_{offline}}$

9.6:Παράρτημα Z: Περαιτέρω Μελέτες κατά την Υλοποίηση Σκανδαλιστή με (τουλάχιστον) Τέσσερις Πίδακες



Εικόνα 193: Δισδιάστατο εικόνα που αποδίδει την διαφορά της πολυπλοκότητας *offline* από την πολυπλοκότητα *HLT corrected* ως προς $H_{T_{offline}}$