



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ

**Μέτρηση της helicity του W μποζονίου σε Single Top γεγονότα
σε συγκρούσεις pp στα $\sqrt{S} = 13$ TeV στο πείραμα CMS**

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΓΡΑΜΜΑΤΙΚΟΠΟΥΛΟΥ ΜΑΡΙΑ

Επιβλέπων: Κωνσταντίνος Κουσουρής

Επίκουρος Καθηγητής ΣΕΜΦΕ

Αθήνα

Μάρτιος 23

Ευχαριστίες

Θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα καθηγητή μου, κ. Κωνσταντίνο Κουσουρή, για τη βοήθεια και την καθοδήγησή του καθ' όλη τη διάρκεια εκπόνησης της διπλωματικής μου εργασίας. Επιπλέον, ευχαριστώ τον κ. Τσιπολίτη, για τη συνεπίβλεψη και τις συμβουλές του, καθώς και όλη την ομάδα του CMS για την άψογη συνεργασία.

Θα ήθελα τέλος, να ευχαριστήσω την οικογένειά μου και τους φίλους μου, για τη στήριξή τους όλα τα χρόνια των σπουδών μου.

Περίληψη

Σκοπός της παρούσας διπλωματικής εργασίας είναι η μέτρηση της ελικότητας του W μποζονίου, το οποίο προέρχεται από τη διάσπαση του top κουάρκ. Η μέτρηση γίνεται σε Single Top γεγονότα και συγκεκριμένα στο t-κανάλι λειτουργίας. Τα δεδομένα που χρησιμοποιήθηκαν καταγράφηκαν από τον ανιχνευτή CMS του CERN σε συγκρούσεις πρωτονίων στα $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Συλλέχθηκαν το έτος 2016 και αντιστοιχούν σε ολοκληρωμένη φωτεινότητα $L = 35.9 \text{ fb}^{-1}$.

Εκτελώντας μια προσαρμογή μέγιστης πιθανοφάνειας στα δεδομένα, μετρήσαμε τα helicity fractions του W μποζονίου σε επίπεδο ανιχνευτή για αριστερόστροφη, διαμήκης και δεξιόστροφη κατάσταση ελικότητας: $F_L = 0.205 \pm 0.021 \text{ (stat)}$, $F_0 = 0.812 \pm 0.017 \text{ (stat)}$, $F_R = -0.017 \pm 0.037 \text{ (stat)}$. Τα αποτελέσματα είναι σε συμφωνία με τις προβλέψεις του Καθιερωμένου Προτύπου.

Εξετάστηκε επίσης το αμετάβλητο της CPT συμμετρίας, μετρώντας την ελικότητα του W^+ και W^- μποζονίου, τα οποία έδωσαν αντίστοιχα θετικά και αρνητικά φορτισμένο μόνιο στην τελική κατάσταση.

Περιεχόμενα

Ευχαριστίες.....	2
Περίληψη.....	3
Περιεχόμενα.....	4
1. Φυσική του Top Κουάρκ στο Καθιερωμένο Πρότυπο	6
1.1 Εισαγωγή.....	6
1.2 Το Καθιερωμένο Πρότυπο	7
1.2.1 Οι Θεωρίες Βαθμίδας του Καθιερωμένου Προτύπου	8
1.2.2 Οι Ηλεκτρασθενείς Αλληλεπιδράσεις	11
1.2.3 Οι Ισχυρές Αλληλεπιδράσεις.....	15
1.3 Το Top Κουάρκ.....	16
1.3.1 Παραγωγή του Top Κουάρκ.....	16
1.3.2 Διάσπαση του Top Κουάρκ.....	18
1.3.3 Ελικότητα του W μποζονίου στις διασπάσεις του Top Κουάρκ.....	19
1.3.4 Μέτρηση της Ελικότητας του W μποζονίου	20
2. Ο Ανιχνευτής Compact Muon Solenoid (CMS)	22
2.1 Ο Επιταχυντής Large Hadron Collider (LHC).....	22
2.2 Ο Ανιχνευτής Compact Muon Solenoid (CMS)	23
2.2.1 Ανιχνευτής Τροχιών (Tracker Detector)	24
2.2.2 Ηλεκτρομαγνητικό Θερμιδόμετρο (ECAL)	25
2.2.3 Αδρονικό Θερμιδόμετρο (HCAL).....	26
2.2.4 Ανιχνευτές Μιονίων (Muon System)	27
2.2.5 Σύστημα Σκανδαλισμού (Trigger).....	29
3. Φυσική των συγκρούσεων πρωτονίων στον LHC	30
3.1 Δομή πρωτονίου και σκληρή σκέδαση παρτονίων	32
3.2 Ταυτοποίηση των b Jets	33
3.3 Κινηματικές μεταβλητές	34
4. Ανάλυση	37
4.1 Εισαγωγή.....	37
4.2 Διαδικασίες σήματος και υποβάθρου.....	37
4.3 Monte Carlo Samples και Data Set	41
4.4 Κριτήρια Επιλογής Γεγονότων (Event Selection).....	44
4.5 Ανακατασκευή Top Κουάρκ (Top Quark Reconstruction).....	45
4.6 Εξαγωγή των helicity fractions (The Fit Method)	53

4.7 Η συμμετρία CPT.....	57
4.8 Αποτελέσματα.....	58
4.9 Συμπεράσματα	63
Βιβλιογραφία	64

1. Φυσική του Top Κουάρκ στο Καθιερωμένο Πρότυπο

1.1 Εισαγωγή

Η σωματιδιακή φυσική μελετά τα θεμελιώδη συστατικά της ύλης, καθώς και τις αλληλεπιδράσεις μεταξύ τους. Το Καθιερωμένο Πρότυπο (Standard Model) θεωρείται το πιο επιτυχημένο θεωρητικό μοντέλο, το οποίο προσπαθεί να εξηγήσει όλα τα φαινόμενα της σωματιδιακής φυσικής, καθώς οι περισσότερες θεωρητικές προβλέψεις συμφωνούν με τα πειραματικά αποτελέσματα.

Σύμφωνα με το Καθιερωμένο Πρότυπο (ΚΠ) τα στοιχειώδη σωματίδια κατατάσσονται σε τέσσερις διακριτούς τύπους: δύο κατηγορίες φερμιονίων με spin $1/2$, τα λεπτόνια και τα κουάρκ, μια οικογένεια μποζονίων με spin 1 που ονομάζονται μποζόνια βαθμίδας και το μποζόνιο Higgs με spin 0 , στο οποίο οφείλεται η ύπαρξη μάζας στη θεωρία. Τα μποζόνια βαθμίδας είναι οι φορείς των αλληλεπιδράσεων των στοιχειωδών σωματιδίων. Οι θεμελιώδεις δυνάμεις που έχουν βρεθεί στη φύση είναι οι ηλεκτρομαγνητικές, οι ισχυρές, οι ασθενείς και οι βαρυτικές. Η βαρυτική αλληλεπίδραση μεταξύ των σωματιδίων είναι πολύ μικρή σε σχέση με τις άλλες τρεις αλληλεπιδράσεις και δεν περιγράφεται από το Καθιερωμένο Πρότυπο.

Το top κουάρκ με μάζα 173.34 ± 0.76 GeV είναι το πιο βαρύ σωματίδιο που έχει ανακαλυφθεί. Η μεγάλη του μάζα καθιστούσε αδύνατη την εύρεση του για πολλά χρόνια, καθώς η παραγωγή του απαιτούσε μεγάλες ενέργειες στο κέντρο μάζας. Ανακαλύφθηκε το 1995 από τα πειράματα CDF και DØ στον Tevatron.

Η μελέτη του top κουάρκ έχει ιδιαίτερη σημασία λόγω των ιδιαίτερων χαρακτηριστικών του. Εξαιτίας της μεγάλης του μάζας, ο χρόνος ζωής του είναι εξαιρετικά μικρός ($\sim 4 \times 10^{-25}$ sec) με αποτέλεσμα να προλαβαίνει να διασπαστεί πριν αδρονοποιηθεί. Έτσι μπορούμε να μετρήσουμε τις ιδιότητες του από τα προϊόντα της διάσπασης που φτάνουν στους ανιχνευτές. Το γεγονός αυτό, σε συνδυασμό με το μεγάλο ποσοστό παραγωγής του στον Large Hadron Collider (LHC) μας επιτρέπει να παίρνουμε ακριβείς μετρήσεις των ιδιοτήτων του, το οποίο αποτελεί σημαντικό εργαλείο στη μελέτη ισχύος του ΚΠ, καθώς και τον αποκλεισμό ενδεχομένων επεκτάσεων του.

Το top κουάρκ διασπάται μέσω της ασθενούς αλληλεπίδρασης σχεδόν αποκλειστικά σε ένα W μποζόνιο και ένα b κουάρκ. Η πόλωση του παραγόμενου W μποζονίου μπορεί να είναι αριστερόστροφη, δεξιόστροφη ή διαμήκης. Ορίζονται οι αντίστοιχοι συντελεστές πόλωσης, που είναι γνωστοί ως συντελεστές ελικότητας (helicity fractions), και οι οποίοι υπολογίζονται μελετώντας τη δομή της κορυφής Wtb και τις μάζες όλων των εμπλεκόμενων σωματιδίων. Σύμφωνα με τις προβλέψεις του Καθιερωμένου Προτύπου για την ελικότητα του W μποζονίου, τα helicity fractions παίρνουν τις τιμές: $F_L = 0.311 \pm 0.005$, $F_0 = 0.687 \pm 0.005$ και $F_R = 0.0017 \pm 0.0001$.

Στο κεφάλαιο αυτό υπάρχουν δύο θεματικές ενότητες. Η πρώτη από αυτές αναφέρεται στο Καθιερωμένο Πρότυπο, το θεωρητικό μοντέλο που περιγράφει με μεγάλη ακρίβεια τα θεμελιώδη σωματίδια της ύλης και τις δυνάμεις από τις οποίες

διέπονται. Στη δεύτερη αναλύεται η φυσική που εστιάζει η παρούσα διπλωματική, δηλαδή η φυσική του top κουάρκ και η ελικότητα του W μποζονίου, το οποίο παράγεται από τη διάσπασή του.

1.2 Το Καθιερωμένο Πρότυπο

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, όλα όσα γνωρίζουμε μέχρι τώρα, για τη φύση και τις αλληλεπιδράσεις των στοιχειωδών σωματιδίων, από τα οποία αποτελείται ολόκληρο το σύμπαν, περιγράφονται από το Καθιερωμένο Πρότυπο (ΚΠ). Το ΚΠ αναπτύχθηκε στις αρχές του 1970 και κατάφερε με μεγάλη επιτυχία να εξηγήσει πειραματικά αποτελέσματα αλλά και να προβλέψει με ακρίβεια ένα ευρύ φάσμα νέων φαινομένων.

Υπάρχουν τέσσερις θεμελιώδεις δυνάμεις στη φύση: η βαρυτική, η ηλεκτρομαγνητική, η ασθενής και η ισχυρή. Διαφέρουν μεταξύ τους ως προς το σθένος αλλά και το εύρος στο οποίο δρουν. Η βαρυτική δύναμη μεταξύ των στοιχειωδών σωματιδίων είναι πολύ μικρή και μπορεί να αγνοηθεί. Σε υποατομικό επίπεδο κυριαρχούν κυρίως ασθενείς και ισχυρές δυνάμεις.

Τα στοιχειώδη σωματίδια χωρίζονται σε δύο μεγάλες κατηγορίες: τα φερμιόνια, τα οποία είναι σωματίδια με ημιακέραιο spin, και τα μποζόνια, τα οποία έχουν ακέραιο spin.

Τα φερμιόνια χωρίζονται επίσης σε δύο κατηγορίες, τα κουάρκ και τα λεπτόνια. Τα κουάρκ έχουν έξι διαφορετικές “γεύσεις”: up, down, charm, strange, top, bottom. Τα τρία από αυτά είναι πάνω τύπου (up-type) με ηλεκτρικό φορτίο $+2/3$ και τα άλλα τρία είναι κάτω τύπου (down-type) με ηλεκτρικό φορτίο $-1/3$, όπως φαίνεται αναλυτικά στον Πίνακα 1.1. Τα κουάρκ αλληλεπιδρούν με ισχυρές, ασθενείς και ηλεκτρομαγνητικές δυνάμεις. Δεν μπορούν να βρεθούν σαν ελεύθερα σωματίδια στη φύση αλλά βρίσκονται πάντα σε δέσμιες καταστάσεις (αδρόνια). Τα μόνα σταθερά κουάρκ από τα οποία αποτελείται όλη η σταθερή ύλη του σύμπαντος είναι τα up και down κουάρκ. Τα υπόλοιπα τέσσερα είδη μπορούν να παραχθούν μόνο σε συγκρούσεις υψηλών ενεργειών και διασπώνται στιγμιαία σε up ή down κουάρκ. Τα λεπτόνια έχουν τρεις “γεύσεις”: ηλεκτρόνιο, μόνιο, ταυ. Καθένα από τα παραπάνω έχει ένα αντίστοιχο νεutrino. Τα λεπτόνια διαφέρουν μόνο ως προς τη μάζα τους. Έχουν ίδιο φορτίο και αλληλεπιδρούν μέσω ασθενών και ηλεκτρομαγνητικών δυνάμεων. Τα νεutrino είναι ηλεκτρικά ουδέτερα σωματίδια με εξαιρετικά μικρή μάζα. Αλληλεπιδρούν μέσω ασθενών δυνάμεων.

Τα μποζόνια λειτουργούν ως φορείς των θεμελιωδών αλληλεπιδράσεων. Στα μποζόνια βαθμίδας (gauge bosons) ανήκουν τα φωτόνια, τα γκλουόνια και τα W^\pm , Z^0 , τα οποία έχουν spin 1. Τα φωτόνια είναι φορείς της ηλεκτρομαγνητικής αλληλεπίδρασης, τα γκλουόνια της ισχυρής και τα W^\pm , Z^0 της ασθενούς αλληλεπίδρασης. Το μποζόνιο Higgs ανήκει στη δεύτερη κατηγορία μποζονίων, έχει spin 0 και δεν έχει φορτίο. Το μποζόνιο αυτό προσδίδει μάζα στα W^\pm , Z^0 και στα φερμιόνια. Στον Πίνακα 1.1 φαίνονται όλα τα στοιχειώδη σωματίδια του ΚΠ με τις ιδιότητές τους.

Όνομα	Μάζα	Φορτίο [e]
Φερμιόνια S=1/2		
Quarks		
up (u)	$2.2^{+0.5}_{-0.4}$ MeV	2/3
down (d)	$4.7^{+0.5}_{-0.3}$ MeV	-1/3
charm (c)	$1.275^{+0.025}_{-0.035}$ GeV	2/3
strange (s)	95^{+9}_{-3} MeV	-1/3
top (t)	173 ± 0.4 GeV	2/3
bottom (b)	$4.18^{+0.04}_{-0.03}$ GeV	-1/3
Leptons		
electron (e)	0.511 MeV	-1
muon (μ)	105.7 MeV	-1
tau (τ)	1777 MeV	-1
electron neutrino (ν_e)	0	0
muon neutrino (ν_μ)	0	0
tau neutrino (ν_τ)	0	0
Μποζόνια S=1		
photon (γ)	0	0
gluon (g)	0	0
W bosons (W^\pm)	80.4 GeV	± 1
Z boson (Z^0)	91.2 GeV	0
Higgs (h)	125 GeV	0

Πίνακας 1.1: Τα σωματίδια του Καθιερωμένου Προτύπου.

Για κάθε ένα από τα φορτισμένα στοιχειώδη σωματίδια του ΚΠ, υπάρχει ένα αντίστοιχο σωματίδιο με την ίδια μάζα, αλλά με αντίθετο φορτίο, που ονομάζεται αντισωματίδιο. Η ιδέα της ύπαρξης αντισωματιδίων εισήχθη για πρώτη φορά το 1928 από τον Dirac, ο οποίος προσπαθώντας να λύσει την σχετικιστική εξίσωση Schrödinger για τα ηλεκτρόνια κατέληξε σε λύσεις με αρνητική ενέργεια. Αργότερα, το 1932 το αντισωματίδιο του ηλεκτρονίου -το ποζιτρόνιο- ανακαλύφθηκε από τον Anderson.

1.2.1 Οι Θεωρίες Βαθμίδας του Καθιερωμένου Προτύπου

Τα στοιχειώδη σωματίδια και οι θεμελιώδεις αλληλεπιδράσεις τους περιγράφονται από τρεις εσωτερικές συμμετρίες βαθμίδας - συμμετρίες που δεν έχουν να κάνουν με τον εξωτερικό χωρόχρονο - με τις αντίστοιχες θεωρίες τους.

Η πρώτη συμμετρία είναι μια $U(1)$ συμμετρία βαθμίδας. Αυτή η συμμετρία δεν είναι άμεσα ταυτόσημη με την $U(1)$ συμμετρία των ηλεκτρομαγνητικών αλληλεπιδράσεων. Το αντίστοιχο πεδίο βαθμίδας το ονομάζουμε B_μ και ο αντίστοιχος κβαντικός αριθμός της συμμετρίας είναι το υπερφορτίο Y . Γι' αυτό το λόγο τη συμβολίζουμε με $U(1)_Y$. Ένας $U(1)_Y$ τοπικός μετασχηματισμός βαθμίδας είναι της μορφής

$$U(1)_Y = e^{i\theta(x)\frac{Y}{2}} \quad (1.1)$$

όπου Y αριθμός, και η συναλλοίωτη παράγωγος

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu \quad (1.2)$$

Η δεύτερη συμμετρία είναι μια $SU(2)$ συμμετρία βαθμίδας που περιγράφει τις ασθενείς αλληλεπιδράσεις. Ο αντίστοιχος κβαντικός αριθμός είναι το ασθενές ισοτοπικό spin T . Εξαιτίας της παραβίασης της ομοτιμίας στις ασθενείς αλληλεπιδράσεις, οι μετασχηματισμοί αυτής δρουν μη τετριμμένα μόνο στις αριστερόστροφες συνιστώσες των $\psi(x)$, γι' αυτό και τη συμβολίζουμε με $SU(2)_L$. Οι δεξιόστροφες συνιστώσες $\psi_R = \frac{1+\gamma^5}{2}\psi$ των σωματιδίων της ύλης αποτελούν τετριμμένες $T=0$ αναπαραστάσεις:

$$f_R: \begin{array}{ccc} e^-_R & u_R & d_R \\ \mu^-_R & c_R & s_R \\ \tau^-_R & t_R & b_R \end{array} \quad T=0 \quad (1.3)$$

ενώ οι αριστερόστροφες συνιστώσες $\psi_L = \frac{1-\gamma^5}{2}\psi$ αποτελούν θεμελιώδεις $T = \frac{1}{2}$ αναπαραστάσεις:

$$f_{eL} = \begin{array}{ccc} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \\ T_3 = +1/2 & & T_3 = -1/2 \end{array} \quad T = 1/2 \quad (1.4)$$

$$f_{qL} = \begin{array}{ccc} \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \\ T_3 = +1/2 & & T_3 = -1/2 \end{array}$$

Τα πεδία βαθμίδας της συμμετρίας αυτής είναι τα $W_\mu^i, i = 1, 2, 3$ ή $W_\mu = \begin{pmatrix} W_\mu^1 \\ W_\mu^2 \\ W_\mu^3 \end{pmatrix}$, τα

οποία αποτελούν την $T = 1$ αναπαράσταση και από τα οποία προκύπτουν οι ηλεκτρικά φορτισμένες καταστάσεις

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2), \quad W_\mu^0 = W_\mu^3 \quad (1.5)$$

Στα παραπάνω παρατηρούμε ότι δεν συμπεριλαμβάνονται τα δεξιόστροφα μέρη των νετρίνων επειδή στη φύση παρατηρούνται μόνο αριστερόστροφα νετρίνα. Ένας $SU(2)_L$ τοπικός μετασχηματισμός βαθμίδας είναι της μορφής

$$SU(2)_L = e^{i\theta^i(x)\frac{\tau_i}{2}}, i = 1, 2, 3 \quad (1.6)$$

και η συναλλοίωτη παράγωγος

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_2 \frac{\tau_i}{2} W_\mu^i, i = 1, 2, 3 \quad (1.7)$$

Το γινόμενο $SU(2)_L \times U(1)_Y$ των δύο συμμετριών βαθμίδας περιγράφει τις ασθενείς και τις ηλεκτρομαγνητικές αλληλεπιδράσεις ή αλλιώς ηλεκτρασθενείς αλληλεπιδράσεις και αποτελεί το πρώτο κομμάτι του ΚΠ.

Πρέπει να σημειωθεί ότι το ηλεκτρικό φορτίο Q συνδέεται με το ασθενές ισотоπικό spin T και το υπερφορτίο Y με τη σχέση

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.8)$$

και η συμμετρία του ηλεκτρομαγνητισμού είναι

$$U(1)_Q = e^{iQ\theta(x)} \quad (1.9)$$

Η τρίτη συμμετρία βαθμίδας είναι μια $SU(3)$ συμμετρία που σχετίζεται με τις ισχυρές αλληλεπιδράσεις, δηλαδή τις αλληλεπιδράσεις των κουάρκ με τα γκλουόνια. Ο κβαντικός αριθμός της συμμετρίας αυτής ονομάζεται χρώμα. Κάθε κουάρκ έρχεται σε τρία διαφορετικά χρώματα, το κόκκινο, το πράσινο και το μπλε, γι' αυτό και τα πεδία των κουάρκ είναι τριπλέτες χρώματος. Για την πρώτη (και όμοια για κάθε οικογένεια) κουάρκ έχουμε

$$u_R \equiv (u_1, u_2, u_3)_R, \quad d_R \equiv (d_1, d_2, d_3)_R \quad (1.10)$$

$$f_{qL} = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \equiv \begin{pmatrix} u_1 & u_2 & u_3 \\ d_1 & d_2 & d_3 \end{pmatrix}_L \quad (1.11)$$

Τα πεδία βαθμίδας της $SU(3)$ είναι τα οκτώ γκλουόνια $G_\mu^i, i = 1, 2, \dots, 8$ και η αντίστοιχη θεωρία βαθμίδας ονομάζεται κβαντική χρωμοδυναμική (QCD), η οποία αποτελεί το δεύτερο κομμάτι του ΚΠ. Τα κουάρκ των αδρονίων αλληλεπιδρούν μεταξύ τους μέσω των γκλουονίων.

Συμβολίζουμε τη συμμετρία ως $SU(3)_C$ με μετασχηματισμό

$$SU(3)_C = e^{i\frac{\lambda_i}{2}\theta^i(x)}, i = 1, \dots, 8 \quad (1.12)$$

και συναλλοίωτη παράγωγο

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_3 \frac{\lambda_i}{2} G_\mu^i, i = 1, \dots, 8 \quad (1.13)$$

όπου $\frac{\lambda_i}{2}$ είναι οι γεννήτορες της $SU(3)$ που μπορούν να αναπαρασταθούν με τους 8 πίνακες Gell-Mann $T^i = \frac{\lambda_i}{2}$ και g_3 η ισχυρή σταθερά ζεύξης.

Συνοψίζοντας, ο ομάδα συμμετρίας που περιγράφει το ΚΠ είναι η σύνθεση $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ με συνολική συναλλοίωτη παράγωγο

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu + ig_2 \frac{\tau_i}{2} W_\mu^i + ig_3 \frac{\lambda_i}{2} G_\mu^i \quad (1.14)$$

η οποία περιγράφει τις ηλεκτρομαγνητικές, τις ασθενείς και τις ισχυρές αλληλεπιδράσεις. Η λαγκρανζιανή του ΚΠ μπορεί να γραφεί συμβολικά

$$\mathcal{L}_{\text{ΚΠ}} = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W^{\mu\nu i} - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^i G^{\mu\nu i} + \sum_f \bar{f} i \gamma^\mu D_\mu f \quad (1.15)$$

όπου το άθροισμα είναι πάνω σε όλα τα φερμιόνια ύλης. Η Λαγκρανζιανή είναι μια αναλλοίωτη βαθμωτή ποσότητα. Όροι μάζας τόσο για τα πεδία βαθμίδας όσο και για τα πεδία των φερμιονίων δεν επιτρέπονται από το αναλλοίωτο των μετασχηματισμών συμμετρίας του ΚΠ. Όπως θα δούμε παρακάτω, οι μάζες θα αποδοθούν μέσω του μηχανισμού Higgs.

1.2.2 Οι Ηλεκτρασθενείς Αλληλεπιδράσεις

Στο Καθιερωμένο Πρότυπο η ηλεκτρασθενής αλληλεπίδραση είναι μια ενοποιημένη περιγραφή της ηλεκτρομαγνητικής και της ασθενής αλληλεπίδρασης, που περιγράφεται από το γινόμενο των συμμετριών $SU(2)_L \times U(1)_Y$, οι οποίες περιεγράφηκαν παραπάνω. Παρόλο που σε χαμηλές ενέργειες αυτές οι δύο αλληλεπιδράσεις φαίνονται πολύ διαφορετικές, σύμφωνα με το μοντέλο των Glashow, Weinberg και Salam είναι δύο διαφορετικές πτυχές της ίδιας αλληλεπίδρασης.

Οι ηλεκτρομαγνητικές αλληλεπιδράσεις γεννιούνται από την ανταλλαγή φωτονίων. Τα φωτόνια δεν έχουν μάζα και συνεπώς η εμβέλεια της ηλεκτρομαγνητικής αλληλεπίδρασης είναι άπειρη. Η σταθερά $a = \frac{e^2}{\hbar c}$ της ηλεκτρομαγνητικής ζεύξης είναι μια αδιάστατη ποσότητα που μετράει της ισχύ της ζεύξης. Η ποσότητα $a^{1/2} \sim e$ εκφράζει την πιθανότητα για εκπομπή ή απορρόφηση ενός φωτονίου. Η συμμετρία βαθμίδας του ηλεκτρομαγνητισμού είναι η $U(1)_Q$ και η αντίστοιχη θεωρία καλείται Κβαντική Ηλεκτροδυναμική. Η $U(1)_Q$ είναι μια αβελιανή θεωρία βαθμίδας και συνεπώς δεν υπάρχουν αλληλεπιδράσεις μεταξύ των φωτονίων.

Φορείς των ασθενών αλληλεπιδράσεων είναι τα μποζόνια W και Z. Όλα τα γνωστά φερμιόνια (λεπτόνια και κουάρκ) αλληλεπιδρούν μέσω των ασθενών αλληλεπιδράσεων ανταλλάσσοντας μποζόνια W ή Z. Οι αλληλεπιδράσεις αυτές είναι ασθενείς όχι λόγω της σταθεράς ζεύξης (η οποία είναι πέντε φορές μεγαλύτερη από αυτή του ηλεκτρομαγνητισμού), αλλά εξαιτίας της μεγάλης μάζας των μποζονίων. Όπως είδαμε, η συμμετρία βαθμίδας των ασθενών αλληλεπιδράσεων είναι η $SU(2)_L$ με κβαντικό αριθμό το ασθενές ισοτοπικό spin T. Τα αριστερόστροφα φερμιόνια έχουν $T=1/2$ και χωρίζονται σε διπλέτες με $T_3 = \pm 1/2$ σχηματίζοντας τρεις οικογένειες κουάρκ και τρεις οικογένειες λεπτονίων. Όλα τα σωματίδια με ίδιο T_3 κβαντικό αριθμό συμπεριφέρονται με τον ίδιο τρόπο υπό την επίδραση των ασθενών αλληλεπιδράσεων. Για παράδειγμα, υπό την επίδραση φορτισμένων ασθενών ρευμάτων, τα up-type κουάρκ (u, c, t) με $T_3 = +1/2$ μετατρέπονται σε down-type

κουάρκ (d, s, b) με $T_3 = -1/2$ αλλά ποτέ σε κουάρκ με ίδιο T_3 . Το ίδιο ισχύει και για τα αριστερόστροφα λεπτόνια, όπου τα φορτισμένα λεπτόνια με $T_3 = +1/2$ είναι σε διπλέτες με τα αντίστοιχα νετρίνα με $T_3 = -1/2$. Τα δεξιόστροφα φερμιόνια δεν λαμβάνουν μέρος στις ασθενείς αλληλεπιδράσεις.

Η πιθανότητα ένα κουάρκ i να μετατραπεί σε κουάρκ διαφορετικής γεύσης j (με αντίθετο T_3) μέσω των ασθενών αλληλεπιδράσεων δίνεται από ένα unitary πίνακα που ονομάζατε Cabbibo – Kobayashi - Maskawa (CKM)

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

Τα πλάτη μετάβασης από το κουάρκ i στο j είναι ανάλογο του $|V_{ij}|^2$ και συνεπώς ισχύει

$$\sum_i |V_{ij}|^2 = \sum_j |V_{ij}|^2 = 1 \quad (1.17)$$

Το γεγονός ότι δεξιόστροφα φερμιόνια δεν συμμετέχουν στις ασθενείς αλληλεπιδράσεις είναι άμεση συνέπεια της παραβίασης της ομοτιμίας (parity). Αμέσως μετά την ανακάλυψη της παραβίασης της ομοτιμίας από τις ασθενείς αλληλεπιδράσεις, οι Feynmann και Gell-Mann πρότειναν την V-A (vector-axial vector) δομή για τις ασθενείς αλληλεπιδράσεις. Για παράδειγμα, η ζεύξη των κουάρκ και λεπτονίων σε W^\pm δίνεται από τη σχέση

$$\frac{-ig_w}{2\sqrt{2}} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \quad (1.18)$$

Η σταθερά ζεύξης e των ηλεκτρομαγνητικών αλληλεπιδράσεων και οι σταθερές ζεύξης g_1, g_2 των U(1) και SU(2) συνδέονται με τη σχέση

$$e = \frac{g_1 g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \quad (1.19)$$

Αυτή η σχέση μας υποδεικνύει ότι μπορούμε να ορίσουμε τη λεγόμενη γωνία μείξης θ_w των ηλεκτρασθενών αλληλεπιδράσεων, η οποία δίνεται από τις σχέσεις

$$\sin \theta_w = \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}, \quad \cos \theta_w = \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \quad (1.20)$$

Τελικά, προκύπτει η συνθήκη ενοποίησης

$$e = g_1 \cos \theta_w = g_2 \sin \theta_w \quad (1.21)$$

που συνδέει τις σταθερές της ασθενούς και της ηλεκτρομαγνητικής ζεύξης. Πειραματικές μετρήσεις δίνουν για τη γωνία μείξης θ_w την τιμή $\sin^2 \theta_w \approx 0.23$.

Ορίζονται τα πεδία A_μ, Z_μ ως γραμμικοί συνδυασμοί των πεδίων B_μ, W_μ^0 από τις σχέσεις

$$A_\mu = \cos \theta_w B_\mu + \sin \theta_w W_\mu^0 \quad (1.22)$$

$$Z_\mu = -\sin\theta_w B_\mu + \cos\theta_w W_\mu^0 \quad (1.23)$$

όπου A_μ είναι το πεδίο της ηλεκτρομαγνητικής αλληλεπίδρασης (του φωτονίου) και Z_μ το ηλεκτρικά ουδέτερο φορτίο (το Z^0). Οι αλληλεπιδράσεις με το Z_μ είναι γνωστές ως ασθενείς αλληλεπιδράσεις ουδέτερων ρευμάτων, ενώ οι αλληλεπιδράσεις με τα W_μ^\pm -όπως ορίστηκαν από τη σχέση (1.5) – είναι γνωστές ως ασθενείς αλληλεπιδράσεις φορτισμένων ρευμάτων.

Ο Μηχανισμός Higgs στο Καθιερωμένο Πρότυπο

Γνωρίζουμε πως η εμβέλεια των ασθενών αλληλεπιδράσεων είναι πολύ μικρή. Το γεγονός αυτό συνεπάγεται την ύπαρξη μάζας για τα W^\pm, Z^0 . Αντίθετα, η ηλεκτρομαγνητική αλληλεπίδραση έχει άπειρη εμβέλεια που σημαίνει ότι το φωτόνιο δεν έχει μάζα. Ωστόσο, όπως αναφέρθηκε παραπάνω, το αναλλοίωτο των μετασχηματισμών συμμετρίας του ΚΠ δεν επιτρέπει όρους μάζας τόσο για τα πεδία βαθμίδας της ακτινοβολίας όσο και για τα φερμιόνια. Για παράδειγμα, ένας όρος μάζας της μορφής $m\bar{f}f = m(\bar{f}_L f_R + \bar{f}_R f_L)$ δεν μπορεί να γραφτεί διότι οι συνιστώσες f_L, f_R μετασχηματίζονται διαφορετικά. Για να δώσουμε λοιπόν μάζα στα πεδία, W_μ^\pm, Z_μ , ενώ ταυτόχρονα το φωτόνιο A_μ να παραμείνει χωρίς μάζα, πρέπει να «σπάσουμε» κατάλληλα τη συμμετρία $SU(2)_L \times U(1)_Y$ των ηλεκτρασθενών αλληλεπιδράσεων χρησιμοποιώντας το λεγόμενο μηχανισμό Higgs. Όσον αφορά τη συμμετρία χρώματος $SU(3)_C$, δεν χρειάζεται να τη «σπάσουμε» καθώς τα γκλουόνια παραμένουν πεδία βαθμίδας χωρίς μάζα.

Η πιο απλή λύση για το παραπάνω πρόβλημα είναι η εισαγωγή μιας $SU(2)$ διπλέτας βαθμωτών πεδίων

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (1.24)$$

με δυναμικό

$$V(\Phi) = \mu^2(\Phi^\dagger\Phi) + \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2 \quad (1.25)$$

Για τη διπλέτα αυτή, η $SU(2)_L \times U(1)_Y$ αναλλοίωτη Λαγκρανζιανή \mathcal{L}_{Higgs} δίνεται από τη σχέση

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu\Phi)^\dagger D^\mu\Phi - V(\Phi^\dagger\Phi) \quad (1.26)$$

και η συναλλοίωτη παράγωγος D_μ είναι

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu + ig_2 \frac{\tau_i}{2} W_\mu^i \quad (1.27)$$

Η βασική κατάσταση (το κενό) βρίσκεται ελαχιστοποιώντας το δυναμικό. Για $\mu^2 < 0$ το ελάχιστο δυναμικό συμβαίνει όταν

$$\Phi^\dagger\Phi = |\Phi|^2 = \frac{-\mu^2}{2\lambda} \equiv \frac{v^2}{2} \quad (1.28)$$

όπου v είναι η αναμενόμενη τιμή του κενού για το πεδίο Higgs. Επιλέγουμε την κατάσταση του κενού

$$\langle 0|\phi|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.29)$$

Αναπτύσσοντας γύρω από την κατάσταση του κενού παίρνουμε

$$\Phi = e^{i\xi^i(x)\tau_i/v} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} + \frac{h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.30)$$

όπου $h(x)$ είναι το πεδίο του μποζονίου Higgs και $\xi^i(x)$ τα λεγόμενα “Goldstone bosons” τα οποία μπορούν εύκολα να εξαλειφθούν μέσω ενός μετασχηματισμού βαθμίδας της μορφής

$$\Phi \rightarrow \Phi = e^{-i\xi^i(x)\tau_i/v} \Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (1.31)$$

Η βαθμίδα αυτή ονομάζεται unitary gauge. Επομένως η συμμετρία $SU(2)_L \times U(1)_Y$ σπάει. Αντικαθιστώντας την () στην () και συναρτήσεϊ των πεδίων W_μ^\pm , Z_μ και A_μ η Λαγκρανζιανή γίνεται

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Higgs} = & \frac{1}{2} (\partial_\mu h)(\partial^\mu h) + \frac{1}{4} g_2^2 v^2 W_\mu^+ W_\mu^- + \frac{1}{4} (g_1^2 + g_2^2) v^2 Z_\mu Z^\mu - \lambda v^2 H^2 \\ & + \text{κυβικοί όροι αλληλεπίδρασης} \\ & + \text{τέταρτης τάξης όροι αλληλεπίδρασης} + \text{σταθ} \end{aligned} \quad (1.32)$$

Παρατηρούμε ότι τα πεδία των ασθενών αλληλεπιδράσεων παίρνουν μάζα, ενώ το φωτόνιο παραμένει χωρίς μάζα.

$$M_W = \frac{1}{2} g_2 v \quad (1.33)$$

$$M_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g_1^2 + g_2^2} = \frac{M_W}{\cos \theta_w} \quad (1.34)$$

Επομένως ο μηχανισμός Higgs έδωσε μάζα στα πεδία βαθμίδας W_μ^\pm , Z_μ τα οποία απορρόφησαν τα τρία αντίστοιχα μποζόνια Goldstone, ενώ άφησε το φωτόνιο A_μ χωρίς μάζα. Η συμμετρία βαθμίδας $U(1)_Q$ του ηλεκτρομαγνητισμού θα παραμείνει αναλλοίωτη και δεν θα σπάσει, καθώς το κενό της θεωρίας είναι αναλλοίωτο κάτω από αυτή τη συμμετρία με τελεστή το ηλεκτρικό φορτίο $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$. Παραμένει ένα φυσικό βαθμωτό πεδίο h , το μποζόνιο Higgs, με μάζα

$$M_H = v\sqrt{2\lambda} \quad (1.35)$$

Στο ΚΠ, μέσω του μηχανισμού Higgs αποδίδεται μάζα και στα φερμιόνια, η οποία είναι ανάλογη με την αναμενόμενη τιμή του κενού v , σύμφωνα με τη σχέση

$$m_f = \frac{g_f v}{\sqrt{2}} \quad (1.36)$$

όπου οι σταθερές g_f είναι γνωστές ως σταθερές ζεύξης Yukawa.

1.2.3 Οι Ισχυρές Αλληλεπιδράσεις

Φορείς της ισχυρής πυρηνικής δύναμης ή αλλιώς της ισχυρής αλληλεπίδρασης είναι τα γκλουόνια. Τα γκλουόνια δεν έχουν μάζα. Αλληλεπιδρούν τόσο με τα κουάρκ όσο και με άλλα γκλουόνια μέσω ενός φορτίου που ονομάζεται χρώμα. Τα λεπτόνια δεν συμμετέχουν στις ισχυρές αλληλεπιδράσεις. Οι αλληλεπιδράσεις αυτές μπορούν να αλλάξουν το χρώμα ενός κουάρκ μέσω της ανταλλαγής ενός γκλουονίου, το οποίο μεταφέρει το κβαντικό αριθμό του χρώματος. Το χρώμα είναι ανάλογο του ηλεκτρικού φορτίου Q του ηλεκτρομαγνητισμού, με τη διαφορά ότι εισέρχεται σε τρεις διαφορετικές γεύσεις (κόκκινο, πράσινο, μπλε). Η θεωρία που περιγράφει τις ισχυρές αλληλεπιδράσεις στο ΚΠ καλείται Κβαντική Χρωμοδυναμική (QCD).

Είδαμε ότι η QCD περιγράφεται από την τοπική συμμετρία βαθμίδας $SU(3)_Q$. Για να διατηρείται η $SU(3)_Q$ αναλλοίωτη τα γκλουόνια μετασχηματίζονται μέσω της σχέσης

$$G_\mu^\alpha(x) = G_\mu^\alpha(x) + \frac{1}{g_s} \partial_\mu \theta^a(x) - f^{abc} \partial^b(x) G_\mu^c(x) \quad (1.37)$$

όπου f^{abc} είναι οι σταθερές δομής σύμφωνα με τη σχέση $[T^a, T^b] = if^{abc} T^c$ και $g_s (\equiv g_3)$ η ισχυρή σταθερά ζεύξης. Πιθανοί όροι μάζας θα παραβίαζαν τη συμμετρία γι' αυτό και τα γκλουόνια δεν έχουν μάζα. Επίσης, η QCD είναι μια μη αβελιανή θεωρία πεδίου που οι διαδότες της αλληλεπίδρασης έχουν φορτίο και επομένως τα γκλουόνια αλληλεπιδρούν μεταξύ τους (σε αντίθεση με τα φωτόνια που δεν έχουν φορτίο).

Η πιο καθοριστική ιδιότητα της Κβαντικής Χρωμοδυναμικής είναι αυτή της λεγόμενης ασυμπτωτικής ελευθερίας. Δηλαδή, η σταθερά ζεύξης της QCD δεν είναι ακριβώς σταθερά, αλλά εξαρτάται από την ενέργεια στην οποία τη μετράμε και άρα από την απόσταση. Η σταθερά ζεύξης $a_s = \frac{g_s}{4\pi}$ έχει την εξάρτηση

$$a_s(Q^2) = \frac{a_s(\mu^2)}{1 + \frac{(11N_C - 4n_f)}{12\pi} a_s(\mu^2) \ln \frac{Q^2}{\mu^2}} \quad (1.38)$$

όπου N_C η πολλαπλότητα χρώματος, n_f ο αριθμός των οικογενειών των φερμιονίων, μ^2 μια αυθαίρετη παράμετρος κλίμακας ενεργειών και Q^2 η μεταφερόμενη τετραορμή. Για $11N_C - 4n_f > 0$ (που ισχύει αφού $N_C = 3$, $n_f = 3$) η a_s μειώνεται όσο αυξάνεται το Q^2 . Έχουμε δηλαδή αντιθωράκιση του φορτίου χρώματος, αφού η ισχύς της ισχυρής αλληλεπίδρασης μειώνεται πλησιάζοντας στο φορτίο χρώματος (δηλαδή σε υψηλές ενέργειες). Αντίθετα, σε χαμηλές ενέργειες έχουμε πολύ μεγάλη σύζευξη έχοντας ως αποτέλεσμα την αδρονοποίηση των κουάρκ. Τα κουάρκ συνδυάζονται με τέτοιο τρόπο μεταξύ τους ώστε να δημιουργούν αδρόνια που δεν

έχουν χρώμα. Μόνο δύο είδη βασικών αδρονικών καταστάσεων που δεν έχουν χρώμα μπορούν να υπάρξουν, τα μεσόνια $q\bar{q}$ και τα βαρυόνια $q_i q_j q_k$. Η κβαντική χρωμοδυναμική γίνεται αρκετά ισχυρή ώστε να δημιουργηθούν οι παραπάνω δέσμιες καταστάσεις σε κάποια ενεργειακή κλίμακα Λ_{QCD} η οποία είναι μια ελεύθερη παράμετρος που προσδιορίζεται πειραματικά. Προκύπτει ότι $\Lambda_{QCD} \approx 0.2 \text{ GeV}$.

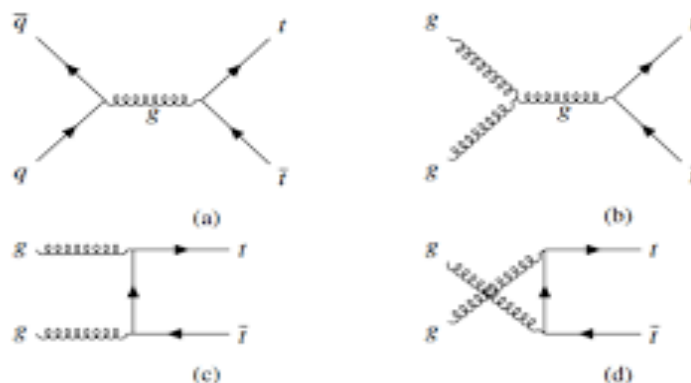
1.3 Το Top Κουάρκ

Μετά την ανακάλυψη του b κουάρκ το 1977, ένα επιπλέον κουάρκ ήταν απαραίτητο για να συμπληρωθεί η τρίτη γενιά των κουάρκ, καθώς τα κουάρκ σχηματίζουν διπλέτες spin. Το top κουάρκ ανιχνεύθηκε τελικά το 1995 στον επιταχυντή Tevatron στο Fermilab. Έχει φορτίο $Q = 2/3$ και $T_3 = +1/2$. Είναι το βαρύτερο σωματίδιο του ΚΠ με μάζα $m_t = 173.34 \pm 0.76 \text{ GeV}$. Στον LHC το top κουάρκ παράγεται κατά κύριο λόγο σε ζεύγη $t\bar{t}$ μέσω της ισχυρής αλληλεπίδρασης, αλλά υπάρχουνε και ηλεκτρασθενείς διαδικασίες όπου στην τελική κατάσταση παίρνουμε ένα μόνο top κουάρκ (single top).

Εξαιτίας της μεγάλης του μάζας, διασπάται πριν αδρονοποιηθεί και είναι το μόνο κουάρκ που μπορεί να διασπαστεί σε ένα πραγματικό W μποζόνιο και ένα b κουάρκ. Μετρήσεις των ιδιοτήτων του top κουάρκ όπως η μάζα, η ενεργός διατομή παραγωγής, το πλάτος διάσπασης, συζεύξεις, πόλωση κ.α., μπορούν να παρέχουν σημαντική πληροφορία για τον έλεγχο ισχύος του ΚΠ.

1.3.1 Παραγωγή του Top Κουάρκ

Στον LHC, από τις συγκρούσεις πρωτονίων παράγονται ζεύγη top-antitop ($t\bar{t}$) μέσω των ισχυρών αλληλεπιδράσεων. Ζεύγος $t\bar{t}$ στην τελική κατάσταση μπορεί να παραχθεί με δύο τρόπους, μέσω της σύντηξης γκλουονίων και μέσω αλληλεπιδράσεων $q\bar{q}$. Τα αντίστοιχα διαγράμματα Feynmann για την κάθε περίπτωση φαίνονται στο σχήμα 1.1. Στον LHC, η παραγωγή $t\bar{t}$ μέσω της σύντηξης γκλουονίων αποτελεί το 90% των περιπτώσεων.

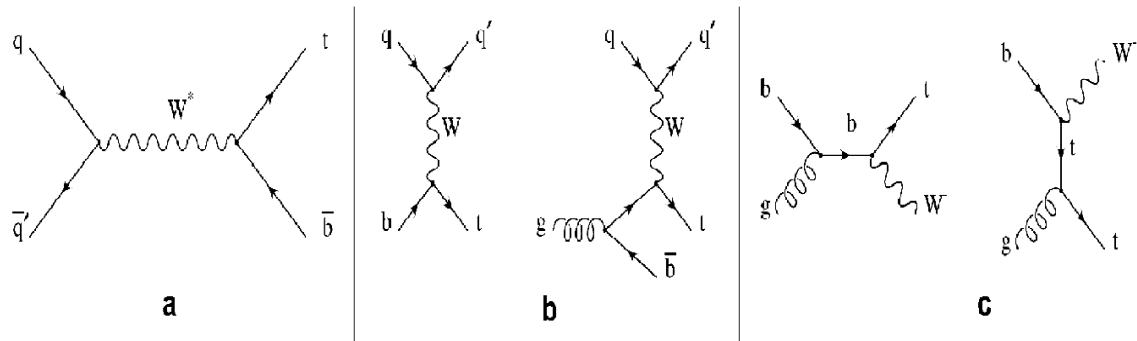


Σχήμα 1.1 : Διαγράμματα Feynmann για παραγωγή $t\bar{t}$ μέσω α) αλληλεπιδράσεων $q\bar{q}$, και β)-γ): σύντηξης γκλουονίων.

Η ενεργός διατομή παραγωγής $t\bar{t}$ εξαρτάται από την ενέργεια συγκρούσεων πρωτονίων. Στα $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ η τιμή της είναι:

$$\sigma_{t\bar{t}} = 832.8_{-29.2}^{+19.8+35.1}_{-35.1} \text{ pb} \quad (1.39)$$

Στις αδρονικές συγκρούσεις όμως, top κουάρκ παράγονται και μέσω των ηλεκτρασθενών αλληλεπιδράσεων, όπου στην τελική κατάσταση παίρνουμε τα λεγόμενα single top κουάρκ. Η παραγωγή ενός single top κουάρκ μπορεί να επιτευχθεί μέσω τριών διαφορετικών διαδικασιών: t-channel, s-channel, W t-channel, και τα αντίστοιχα διαγράμματα Feynmann φαίνονται στο σχήμα 1.2.



Σχήμα 1.2: Διαγράμματα Feynmann για παραγωγή single top κουάρκ μέσω α) s-channel, β) t-channel, γ) W t-channel.

Η ενεργός διατομή παραγωγής single top μέσω της s-channel διαδικασίας είναι πολύ μικρή, επειδή είναι δύσκολη η παραγωγή τέτοιων γεγονότων. Η διαδικασία που κυριαρχεί στην παραγωγή single top είναι η t-channel (~73%). Μέσω αυτής της διαδικασίας μπορεί να παραχθεί είτε top είτε anti-top κουάρκ. Η ενεργός διατομή για την κάθε περίπτωση στα $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ είναι

$$\sigma_{t\text{-channel}}^{\text{top}} = 130 \pm 1(\text{stat}) \pm 19(\text{syst}) \text{ pb} \quad (1.40)$$

$$\sigma_{t\text{-channel}}^{\text{anti-top}} = 77 \pm 1(\text{stat}) \pm 12(\text{syst}) \text{ pb} \quad (1.41)$$

Στην W t-channel διαδικασία παραγωγής ή αλλιώς W associated production υπάρχουν δύο W μποζόνια στην τελική κατάσταση και η συνεισφορά της στην παραγωγή single top είναι επίσης σημαντική, με ενεργό διατομή

$$\sigma_{t\text{-channel}}^{\text{anti-top}} = 77 \pm 1(\text{stat}) \pm 12(\text{syst}) \text{ pb} \quad (1.42)$$

Στην παρούσα διπλωματική, η μέτρηση της ελικότητας του W μποζονίου θα γίνει σε γεγονότα παραγωγής single top κουάρκ και συγκεκριμένα μέσω του t-channel. Το

κανάλι αυτό εκτός από μεγάλη ενεργό διατομή, μπορεί επίσης να ξεχωρίσει με καλή ακρίβεια γεγονότα σήματος και υποβάθρου.

1.3.2 Διάσπαση του Top Κουάρκ

Το top κουάρκ διασπάται μέσω της ασθενούς αλληλεπίδρασης σε ένα W μποζόνιο και ένα down-type κουάρκ (down, strange, ή bottom). Λόγω της μεγάλης μάζας του, έχει αρκετά μεγάλο πλάτος διάσπασης ($\Gamma \sim 1.7 \text{ GeV}$) και επομένως, εξαιρετικά μικρό χρόνο ζωής ($\tau \approx 4 \times 10^{-25} \text{ sec}$), με αποτέλεσμα να διασπάται πριν αδρονικοποιηθεί. Έτσι, οι ιδιότητες του όπως το φορτίο, το spin κ.α. περνάνε στα προϊόντα διάσπασης του, δίνοντας μας τη δυνατότητα να μελετήσουμε ένα «bare» κουάρκ.

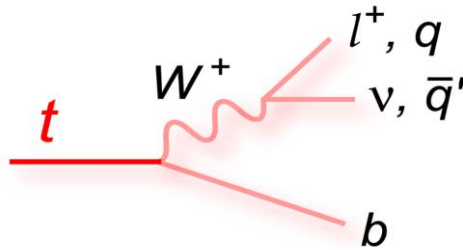
Η πιθανότητα διάσπασης του top κουάρκ σε ένα W μποζόνιο και ένα συγκεκριμένο down-type κουάρκ είναι ανάλογη του τετραγώνου του αντίστοιχου στοιχείου του πίνακα CKM, $|V_{ti}|^2$. Επειδή $|V_{tb}| \gg |V_{td}|, |V_{ts}|$ το top κουάρκ διασπάται σχεδόν αποκλειστικά σε ένα W μποζόνιο και ένα b-κουάρκ. Το W μποζόνιο διασπάται με τη σειρά του είτε αδρονικά, δηλαδή σε ελαφρά κουάρκ

$$W^+ \rightarrow q_1 + \bar{q}_2 \quad (q_1 \bar{q}_2 = u\bar{d}, c\bar{s}) \quad (1.43)$$

είτε λεπτονικά

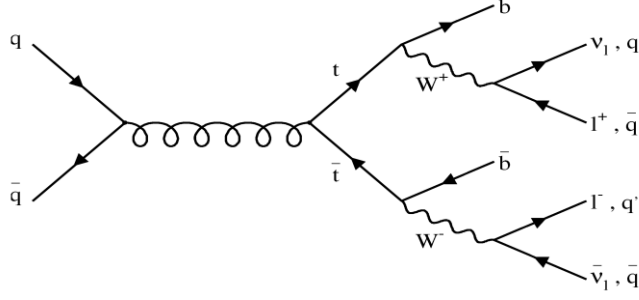
$$W^+ \rightarrow l^+ + \nu_l \quad (l = e, \mu, \tau) \quad (1.44)$$

Τα κουάρκ που απελευθερώνονται από αυτές τις διασπάσεις καταλήγουν σε πίδακες αδρονίων (jets). Οι αδρονικές διασπάσεις είναι πιο πιθανές από τις λεπτονικές επειδή τα κουάρκ έχουν περισσότερους βαθμούς ελευθερίας.



Σχήμα 1.3: Διάσπαση του top κουάρκ, όπου το W διασπάται για να δώσει λεπτόνια ή αδρόνια.

Στην περίπτωση που έχουμε ζεύγος $t\bar{t}$ και συνεπώς παραγωγή δύο W, υπάρχουν τρεις διαφορετικές τελικές καταστάσεις: α) και τα δύο W διασπώνται αδρονικά (45.7%), β) το ένα W διασπάται λεπτονικά και το άλλο αδρονικά (43.8%), και γ) και τα δύο W διασπώνται λεπτονικά (10.5%). Οι καταστάσεις αυτές φαίνονται στο σχήμα 1.4.



Σχήμα 1.4: Τελικές καταστάσεις για τη διαδικασία $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$.

Όσον αφορά τις λεπτονικές διασπάσεις, στην τελική κατάσταση μπορούμε να έχουμε ηλεκτρόνιο ή μόνιο αλλά όχι ταυ, επειδή το ταυ έχει πολύ μικρό χρόνο ζωής και διασπάται κατευθείαν είτε σε ένα ζεύγος από jets, είτε σε ηλεκτρόνιο ή μόνιο με τα αντίστοιχα νετρίνα. Έτσι, το ταυ δεν μπορεί να ανιχνευθεί άμεσα αλλά μόνο από τα προϊόντα διάσπασής του, συνεισφέροντας στις λεπτονικές ή αδρονικές διεργασίες.

1.3.3 Ελικότητα του W μποζονίου στις διασπάσεις του Top Κουάρκ

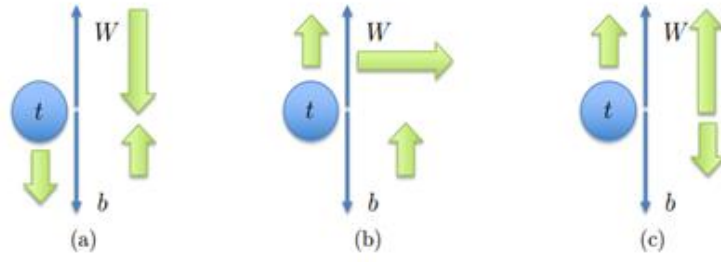
Όπως έχουμε ήδη αναφέρει, το top κουάρκ διασπάται πριν αδρονικοποιηθεί σχεδόν αποκλειστικά σε ένα W μποζόνιο και ένα b-κουάρκ. Για το λόγο αυτό, μπορούμε να μελετήσουμε τις ιδιότητες του, όπως το spin, το φορτίο και την πόλωση, από τα προϊόντα στα οποία διασπάται. Στη διπλωματική αυτή, θα μελετήσουμε την κορυφή διάσπασης του top, Wtb , μετρώντας την πόλωση του αντίστοιχου W μποζονίου. Η Λαγκρανζιανή που περιγράφει την κορυφή Wtb είναι αρκετά εκτεταμένη, ωστόσο μια καλή προσέγγιση αυτής έχει τη μορφή

$$\mathcal{L}_{Wtb} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{b} \gamma^\mu (V_L P_L + V_R P_R) t W_\mu^- - \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{b} \frac{i\sigma^{\mu\nu} q_\nu}{m_W} (g_L P_L + g_R P_R) t W_\mu^- + h.c. \quad (1.45)$$

Στην παραπάνω σχέση g είναι η ασθενής σταθερά ζεύξης, m_W και q_ν είναι η μάζα και η τετραορμή του W αντίστοιχα, $P_{R,L} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma^5)$ ο δεξιόστροφος και αριστερόστροφος τελεστής χειραλικότητας και $V_{R,L}$ και $g_{R,L}$ είναι το δεξιόστροφο και αριστερόστροφο διάνυσμα και τανιστής ζεύξης αντίστοιχα.

Σύμφωνα με το ΚΠ, η κορυφή Wtb έχει V-A δομή και γι' αυτό, μόνο το αριστερόστροφο διάνυσμα ζεύξης (V_L) συνεισφέρει στην Λαγκρανζιανή. Το V_L είναι ισοδύναμο με το στοιχείο V_{tb} του CKM πίνακα, δηλαδή $V_L \equiv V_{tb} \approx 1$. Οι άλλες ζεύξεις, γνωστές ως "anomalous couplings", εξαλείφονται σε tree level.

Στο σύστημα αναφοράς του top κουάρκ, το W μποζόνιο που παράγεται μπορεί να είναι πολωμένο αριστερόστροφα (left-handed), δεξιόστροφα (right-handed) ή κατά μήκος (longitudinal), όπως φαίνεται στο σχήμα 1.5. Σύμφωνα με τις προβλέψεις του ΚΠ, για μάζα b-κουάρκ $m_b = 4.8 \text{ GeV}$ και μάζα top κουάρκ $m_t = 172.8 \pm 1.3 \text{ GeV}$, τα helicity fraction του W είναι $F_L = 0.311 \pm 0.005$, $F_0 = 0.678 \pm 0.005$ και $F_R = 0.0017 \pm 0.0001$.



Σχήμα 1.5: Κατά τη διάσπαση του top κουάρκ σε ένα W μποζόνιο και ένα b κουάρκ, στο σύστημα ηρεμίας του top κουάρκ, η ελικότητα του W μποζονίου μπορεί να είναι: a) left-handed, b) longitudinal, ή c) right-handed. Τα μπλε βέλη απεικονίζουν την κατεύθυνση της κίνησης των σωματιδίων και τα πράσινα το spin.

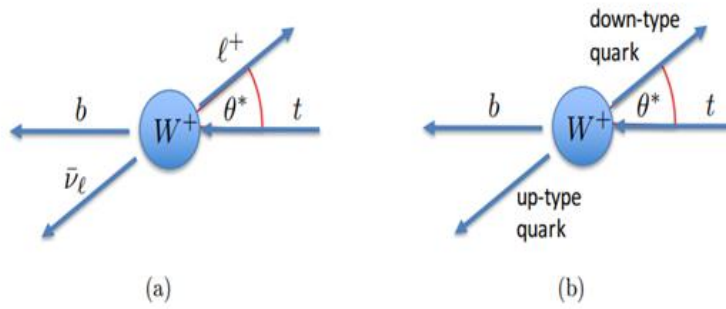
Να σημειωθεί πως ως ελικότητα ορίζεται η προβολή του spin κατά την κατεύθυνση της κίνησης του σωματιδίου. Επίσης, ως helicity fraction F_i ορίζεται ο λόγος των πλατών $F_i = \Gamma_i/\Gamma$, όπου $i = L, 0$ ή R και $\Gamma(t \rightarrow Wb) = \Gamma_L + \Gamma_R + \Gamma_0$. Προφανώς πρέπει να ικανοποιείται η συνθήκη $\sum_i F_i = 1$.

1.3.4 Μέτρηση της Ελικότητας του W μποζονίου

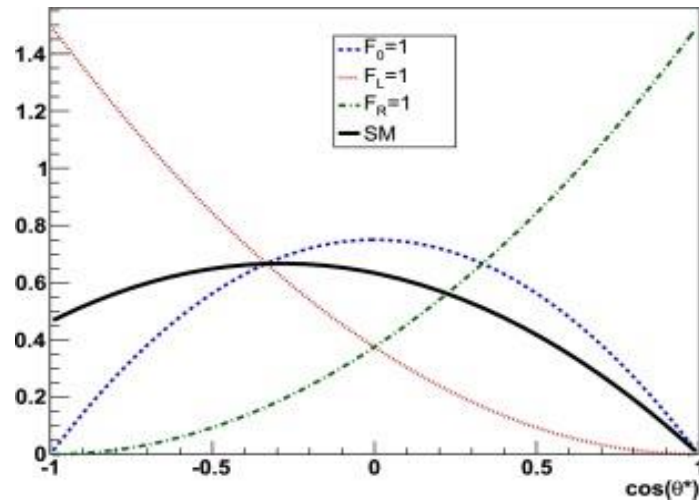
Μετρώντας την γωνιακή κατανομή των προϊόντων διάσπασης του top κουάρκ, μπορούμε να εξάγουμε τα helicity fractions. Πιο συγκεκριμένα, μας ενδιαφέρει η γωνία θ^* μεταξύ της ορμής του λεπτονίου, το οποίο παράγεται από τη λεπτονική διάσπαση του W, και της αντεστραμμένης ορμής του παραγόμενου b κουάρκ, και τα δύο ως προς το σύστημα αναφοράς του W. Στην περίπτωση της αδρονικής διάσπασης του W, μετράμε τη γωνιακή κατανομή μεταξύ του παραγόμενου down-type κουάρκ και του b κουάρκ, όπως φαίνεται στο σχήμα 1.6. Στη συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας του $\cos\theta^*$ συνεισφέρουν και οι τρεις καταστάσεις ελικότητας του W μποζονίου σύμφωνα με τη σχέση:

$$\rho(\cos\theta^*) = \frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{d\cos\theta^*} = \frac{3}{8}(1 - \cos\theta^*)^2 F_L + \frac{3}{4} \sin^2\theta^* F_0 + \frac{3}{8}(1 + \cos\theta^*)^2 F_R \quad (1.46)$$

όπου $F_L + F_0 + F_R = 1$. Μπορούμε να εκτιμήσουμε την τιμή κάθε helicity fraction κάνοντας fit την παραπάνω κατανομή στα δεδομένα που παίρνουμε. Στο σχήμα 1.7 φαίνεται η κατανομή του $\cos\theta^*$ για τις τρεις καταστάσεις ελικότητας του W μποζονίου (right-handed, left-handed και longitudinal) καθώς επίσης και η θεωρητική κατανομή του $\cos\theta^*$ σύμφωνα με το Καθιερωμένο Πρότυπο.



Σχήμα 1.6: Η γωνία θ^* μεταξύ της ορμής (α) του λεπτονίου ή (β) του down-type κουάρκ και της αντίθετης κατεύθυνσης της ορμής του b κουάρκ, στο σύστημα αναφοράς του W.



Σχήμα 1.7: Κατανομή του $\cos\theta^*$. Η μπλε γραμμή αναφέρεται στην διαμήκη πόλωση του W, η κόκκινη στην αριστερόστροφη και η πράσινη στην δεξιόστροφη. Με μαύρη γραμμή αναπαρίσταται η κατανομή του $\cos\theta^*$ σύμφωνα με την πρόβλεψη του Κ.Π.

2. Ο Ανιχνευτής Compact Muon Solenoid (CMS)

Στο κεφάλαιο αυτό, θα γίνει μια σύντομη περιγραφή του επιταχυντή Large Hadron Collider (LHC) και στη συνέχεια, θα επικεντρωθούμε στα ανιχνευτικά συστήματα του ανιχνευτή Compact Muon Solenoid (CMS).

2.1 Ο Επιταχυντής Large Hadron Collider (LHC)

Ο επιταχυντής συγκρουόμενων δεσμών αδρονίων LHC είναι ένας κυκλικός επιταχυντής, εγκατεστημένος σε ένα τούνελ περιμέτρου 27 χιλιομέτρων και βάθους 100 μέτρων στο CERN της Γενεύης. Είναι ο μεγαλύτερος και ισχυρότερος επιταχυντής σωματιδίων. Στον επιταχυντή αυτό, δύο δέσμες πρωτονίων επιταχύνονται σε αντίθετες κατευθύνσεις και συγκρούονται σε τέσσερα σημεία στα οποία έχουν τοποθετηθεί ανιχνευτικά συστήματα. Η σύγκρουση των δύο δεσμών μπορεί να γίνει σε ενέργεια κέντρου μάζας που φτάνει τα 14 TeV. Ο LHC περιλαμβάνει τέσσερα πειράματα: το CMS, το ATLAS, το LHCb και το ALICE. Σκοπός του είναι κυρίως η μελέτη των στοιχειωδών σωματιδίων όσον αφορά τη δομή τους και τις αλληλεπιδράσεις τους.

Για να διατηρούνται οι δέσμες σε κυκλική τροχιά αλλά και να εστιάζονται στα σημεία που γίνονται οι συγκρούσεις χρησιμοποιείται ένα σύνολο υπεραγωγίων μαγνητών. Πιο συγκεκριμένα, έχουν τοποθετηθεί 1200 μαγνήτες για την καμπύλωση των δεσμών και άλλοι 400 για την εστίαση κατά μήκος της περιφέρειας του κύκλου. Οι μαγνήτες αυτοί λειτουργούν στους 1.9K και για την ψύξη τους χρησιμοποιείται υγρό ήλιο.

Οι δέσμες πρωτονίων προέρχονται από μια φιάλη με αέριο υδρογόνο. Εφαρμόζοντας ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο, τα ηλεκτρόνια διαχωρίζονται από τους πυρήνες και έτσι προκύπτουν τα πρωτόνια. Η δέσμη πρωτονίων αρχικά περνάει από ένα σύνολο μικρότερων επιταχυντικών διατάξεων και έπειτα εισέρχεται στον κεντρικό επιταχυντή LHC όπου και συγκρούονται.

Οι παράμετροι που σχετίζονται με τη λειτουργία του LHC είναι η ενέργειες των δεσμών και η φωτεινότητά τους. Η προβλεπόμενη φωτεινότητα του LHC είναι $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Για την επίτευξη της φωτεινότητας του LHC, οι δέσμες πρωτονίων αποτελούνται από πακέτα (bunches) με περίπου 1.15×10^{11} πρωτόνια το καθένα, τα οποία συγκρούονται κάθε 25 ns, δηλαδή με συχνότητα 40Hz.



Σχήμα 2.1: Ο δακτύλιος του επιταχυντή LHC με τα τέσσερα πειράματα ATLAS, CMS, ALICE και LHCb.

2.2 Ο Ανιχνευτής Compact Muon Solenoid (CMS)

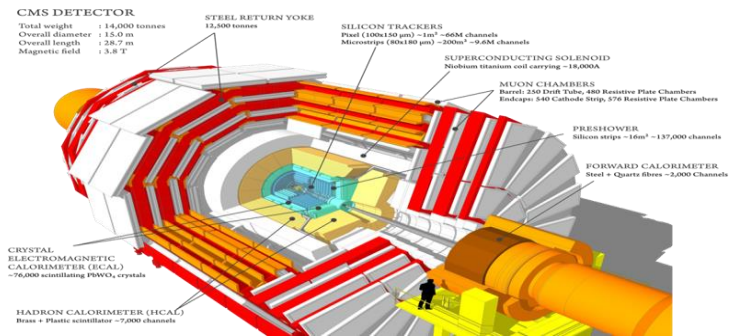
Ο ανιχνευτής Compact Muon Solenoid (CMS) είναι ένα από τα τέσσερα πειράματα του LHC. Είναι μια ανιχνευτική διάταξη με σκοπό την ανίχνευση των στοιχειωδών σωματιδίων που παράγονται από τις συγκρούσεις πρωτονίων, την μέτρηση των τροχιών τους, τη μέτρηση της ενέργειάς τους και την ταυτοποίηση τους. Τα σωματίδια που δεν αλληλεπιδρούν με τα υλικά του ανιχνευτή καταγράφονται έμμεσα, μετρώντας το έλλειμμα στην εγκάρσια συνιστώσα της ορμής.

Ο CMS αποτελείται από ένα σύνολο ανιχνευτικών διατάξεων, τοποθετημένες η μία μέσα στην άλλη, σχηματίζοντας ένα κύλινδρο (barrel) κατά μήκος του άξονα της δέσμης πρωτονίων, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.2. Επίσης, ο ανιχνευτής κλείνει με δύο δίσκους (endcaps) στα άκρα του βαρελιού, οι οποίοι είναι κάθετοι στον άξονα της δέσμης, ώστε να μην χάνονται παραγόμενα σωματίδια. Έχει μήκος 21.6 m και διάμετρο 14,6 m.

Είναι κατασκευασμένος με τέτοιο τρόπο ώστε να ανιχνεύει μόνια με μεγάλη ακρίβεια και να προσφέρει ακριβή μέτρηση της ορμής τους. Βασικό χαρακτηριστικό του είναι επίσης ότι είναι κατασκευασμένος γύρω από ένα τεράστιο σωληνοειδή υπεραγωγίμο μαγνήτη (solenoid) εσωτερικής διαμέτρου 6m, ο οποίος δημιουργεί μαγνητικό πεδίο έντασης 4T παράλληλα στον άξονα της δέσμης.

Ο CMS αποτελείται από τέσσερις ανιχνευτικές διατάξεις (υποανιχνευτές), καθένας από τους οποίους είναι σχεδιασμένος ώστε να επιτελεί μια συγκεκριμένη λειτουργία. Οι υποανιχνευτές αυτοί, από το σημείο αλληλεπίδρασης προς την περιφέρεια είναι:

- Ανιχνευτής τροχιών
- Ηλεκτρομαγνητικό θερμιδόμετρο
- Αδρονικό θερμιδόμετρο
- Σύστημα μιονίων



Σχήμα 2.2: Ο ανιχνευτής CMS και τα επιμέρους στοιχεία του.

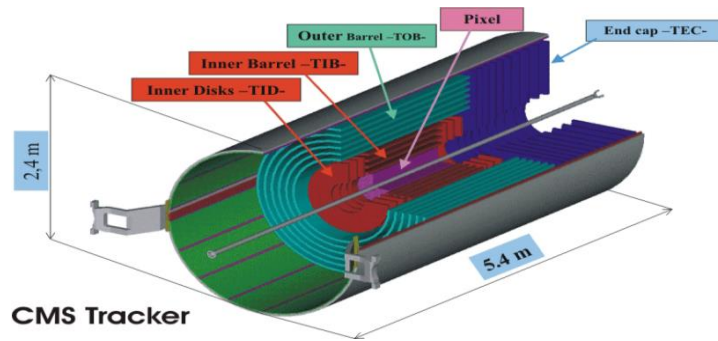
2.2.1 Ανιχνευτής Τροχιών (Tracker Detector)

Η μέτρηση της ορμής των παραγόμενων σωματιδίων από τις συγκρούσεις πρωτονίων είναι εξαιρετικά σημαντική ώστε να μπορέσουμε να τα μελετήσουμε. Μια μέθοδος για τον υπολογισμό της ορμής τους είναι η καταγραφή της τροχιάς τους όταν αυτά βρίσκονται μέσα σε υψηλό μαγνητικό πεδίο. Ο ανιχνευτής τροχιών έχει σχεδιαστεί να ανακατασκευάζει τις τροχιές των φορτισμένων σωματιδίων, όπως μιονίων, ηλεκτρονίων και αδρονίων, προσδιορίζοντας τη θέση τους σε ορισμένα σημεία. Επίσης μπορεί να καταγράψει τροχιές που προέρχονται από δευτερογενείς κορυφές.

Ο ανιχνευτής τροχιών τοποθετείται μέσα σε μαγνητικό πεδίο 4T το οποίο παράγεται από το σωληνοειδή μαγνήτη και το οποίο καμπυλώνει τις τροχιές των σωματιδίων. Μέσω της ακτίνας καμπυλότητας μπορεί να προσδιοριστεί η ορμή του σωματιδίου σύμφωνα με τη σχέση $P_t = 0.3qB\rho$, όπου P_t είναι η εγκάρσια ορμή, q το φορτίο, B το μαγνητικό πεδίο και ρ η ακτίνα καμπυλότητας.

Το υλικό κατασκευής του ανιχνευτή τροχιών είναι το πυρίτιο. Έχει επιλεγεί ώστε να είναι ανθεκτικό στα υψηλά επίπεδα ακτινοβολίας που δέχεται, αλλά ταυτόχρονα να επιτρέπει τα σωματίδια να τον διαπερνούν χωρίς σημαντικές απώλειες. Αποτελείται από 135 εκατομμύρια ηλεκτρονικά κανάλια ανάγνωσης διατεταγμένα σε ομόκεντρα στρώματα (layers). Έτσι επιτυγχάνεται πολύ καλή χωρική διακριτική ικανότητα της τάξης των 10 μ m. Δύο ανιχνευτές τροχιών χρησιμοποιούνται στο CMS, ο ανιχνευτής Silicon Pixel και ο Silicon Microstrip.

Η αρχή λειτουργίας ενός ανιχνευτή πυριτίου είναι η ακόλουθη: όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο διαπεράσει τον ανιχνευτή, αλληλεπιδρά ηλεκτρομαγνητικά με το πυρίτιο και παράγει ένα παλμό (hit) ο οποίος έπειτα ενισχύεται και ανιχνεύεται. Μέσω αυτών των παλμών είναι δυνατή η ανακατασκευή της τροχιάς των σωματιδίων και επομένως η μέτρηση της ορμής τους.

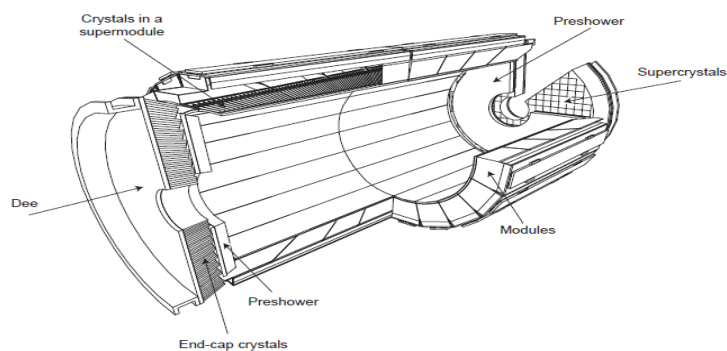


Σχήμα 2.3: Ο ανιχνευτής τροχιών του CMS

2.2.2 Ηλεκτρομαγνητικό Θερμιδόμετρο (ECAL)

Τα ηλεκτρομαγνητικά θερμιδόμετρα (ECAL) είναι ανιχνευτές που μετράνε την ενέργεια των ηλεκτρονίων και των φωτονίων. Τα σωματίδια εισέρχονται μέσα στον ανιχνευτή όπου και σταματάνε πλήρως, προκαλώντας ηλεκτρομαγνητικό καταγισμό. Τα σωματίδια εναποθέτουν ενέργεια στα άτομα του υλικού του ανιχνευτή και διεγείρουν κι άλλα ηλεκτρόνια, τα οποία καθώς αποδιεγείρονται εκπέμπουν μπλε φως. Το σήμα αυτό που παράγεται ενισχύεται στη συνέχεια από ένα φωτοπολλαπλασιαστή και είναι ανάλογο της αρχικής ενέργειας του σωματιδίου.

Στο CMS, το ηλεκτρομαγνητικό θερμιδόμετρο αποτελείται από 80000 κρυστάλλους σπινθηρισμού PbWO₄. Επιλέχθηκαν αυτού του είδους οι κρύσταλλοι λόγω της μεγάλης πυκνότητάς τους, του μικρού μήκους ακτινοβολίας ($X_0 = 0.89$ cm), της μικρής ακτίνας Moliere ($R_m = 2.5$ cm) και την γρήγορης απόκρισής τους. Το ηλεκτρομαγνητικό θερμιδόμετρο του CMS έχει πολύ καλή ενεργειακή διακριτική ικανότητα.

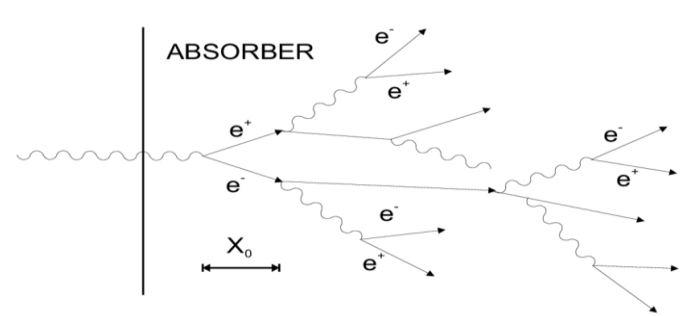


Σχήμα 2.4: Το ηλεκτρομαγνητικό θερμιδόμετρο του CMS.

Ολόκληρο το σύστημα του ECAL βρίσκεται εντός του μαγνητικού πεδίου των 4T που δημιουργείται από το σωληνοειδές. Συνολικά το ECAL καλύπτει μια περιοχή με $1.2 < r < 1.8$ και $|\eta| < 3$. Χωρίζεται, όπως όλος ο ανιχνευτής CMS, στην περιοχή του

barrel (EB) και στην περιοχή των endcaps (EE). Επιπλέον, υπάρχει και ο ανιχνευτής καταγισμού (ECAL Preshower, EP).

Το EB μέρος του ECAL αποτελείται από 61200 κρυστάλλους, οι οποίοι χωρίζονται σε 26 τμήματα που ονομάζονται supermodules. Καλύπτει το γωνιακό εύρος $|\eta| < 1.48$. Το EE μέρος περιέχει 3662 κρυστάλλους σε κάθε endcap και καλύπτει την περιοχή $1.48 < |\eta| < 3$. Τέλος, ο ανιχνευτής καταγισμού έχει κυλινδρικό σχήμα και βρίσκεται μπροστά από τα endcaps. Σκοπός της ύπαρξης αυτού του ανιχνευτή είναι να διαχωρίσει τα ουδέτερα πόνια από τα φωτόνια που προέρχονται από την διαδικασία $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Επίσης βοηθάει στην ταυτοποίηση των ηλεκτρονίων έναντι των ελάχιστα φορτισμένων σωματιδίων.



Σχήμα 2.5: Σχηματική αναπαράσταση του ηλεκτρομαγνητικού καταγισμού.

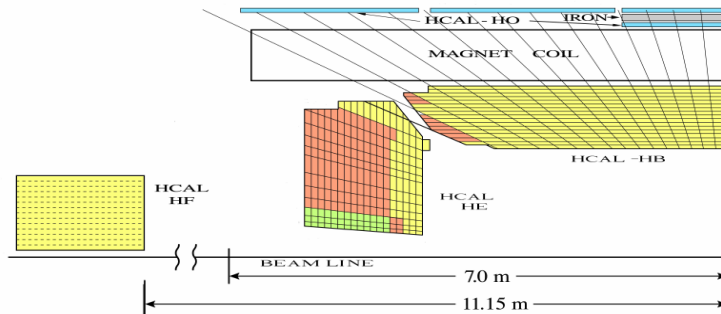
2.2.3 Αδρονικό Θερμιδόμετρο (HCAL)

Το αδρονικό θερμιδόμετρο (HCAL) είναι σχεδιασμένο ώστε να μετράει την ενέργεια των αδρονίων που φτάνουν στον ανιχνευτή. Μπορεί επίσης, να προσδιορίσει τη χρονική στιγμή που έφτασε το αδρόνιο. Στον HCAL προκαλείται αδρονικός καταγισμός, ο οποίος διαφέρει αρκετά από τον ηλεκτρομαγνητικό. Αποτελείται κυρίως από εναλλασσόμενα στρώματα απορροφητή και σπινθηριστή.

Το HCAL χωρίζεται σε τρία κύρια μέρη: το barrel (HB, HO), τα endcaps (HE) και το εμπρόσθιο (HCAL Forward, HF). Το HB τμήμα καλύπτει το γωνιακό εύρος $|\eta| < 1.4$. Αποτελείται από 36 όμοιες σφήνες οι οποίες είναι κατασκευασμένες από επίπεδα χάλκινου απορροφητή, διατεταγμένα παράλληλα στη δέσμη. Το πρώτο και το τελευταίο στρώμα απορροφητή είναι κατασκευασμένο από ατσάλι για μεγαλύτερη αντοχή. Υπάρχουν ακόμα 17 πλαστικοί σπινθηριστές που παρεμβάλλονται μεταξύ των απορροφητών. Το έξω τμήμα του βαρελιού (HO) βρίσκεται -σε αντίθεση με το HB- έξω από το μαγνήτη, ώστε να αποτρέψει το ενδεχόμενο ενεργειακών απωλειών.

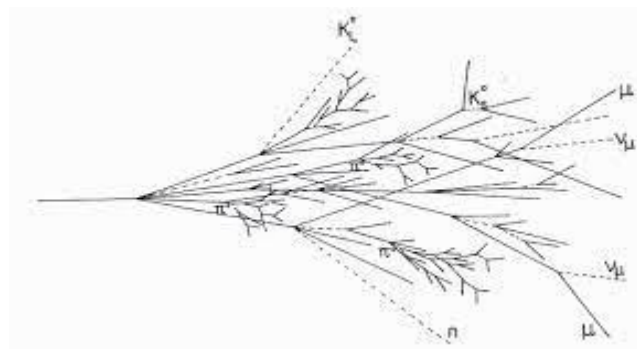
Το HE τμήμα του ανιχνευτή καλύπτει το εύρος $|\eta| < 3$ και είναι όμοια σχεδιασμένο με το HB. Επιπλέον, το εμπρόσθιο τμήμα HF είναι τοποθετημένο σε απόσταση 11.2 m από το σημείο αλληλεπίδρασης και επεκτείνει την κάλυψη ως $|\eta| < 5.2$. Αποτελείται από ατσάλινα τμήματα με ενσωματωμένες ίνες χαλαζία, οι οποίες συλλέγουν

γρήγορα το φως Cherenkov. Ο ρόλος του είναι να βελτιώνει τη διακριτική ικανότητα μετρώντας την ενέργεια των forward jets και να αυξάνει την ερμητικότητα, συμβάλλοντας στη μέτρηση της απολεσθείσας ενέργειας.



Σχήμα 2.5: Το αδρονικό θερμιδόμετρο του CMS

Η αρχή λειτουργίας του αδρονικού θερμιδόμετρου είναι η ακόλουθη: ένα αδρόνιο φτάνει στον ανιχνευτή και χτυπάει στα στρώματα του απορροφητή προκαλώντας αλληλεπιδράσεις που οδηγούν στην δημιουργία αδρονικού καταγισμού. Τα σωματίδια του καταγισμού θα αλληλοεπιδράσουν με τα στρώματα του σπινθηριστή και θα παραχθεί μπλε φως. Αυτό το φως απορροφάτε από τις οπτικές ίνες, οι οποίες το μετατρέπουν σε πράσινο, και έπειτα φτάνει στα ηλεκτρονικά ανάγνωσης μέσω οπτικών καλωδίων. Από τα σήματα αυτά μπορεί να ανακατασκευαστεί το μονοπάτι που ακολούθησε το αδρόνιο μέσα στον HCAL και να μετρηθεί η ενέργεια του.

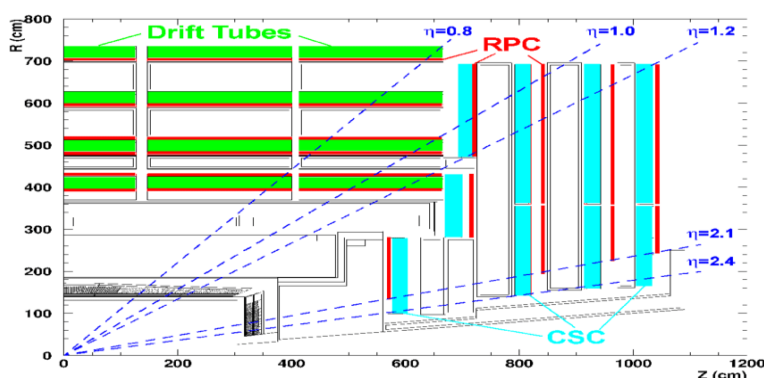


Σχήμα 2.6: Σχηματική αναπαράσταση αδρονικού καταγισμού.

2.2.4 Ανιχνευτές Μιονίων (Muon System)

Στο CMS για την μέτρηση της ορμής των μιονίων εκτός από τον ανιχνευτή τροχιών (tracker) χρησιμοποιούνται και ανιχνευτές μιονίων, οι οποίοι είναι τοποθετημένοι έξω το σωληνοειδές. Το μιονικό αυτό σύστημα προσφέρει καλύτερη ανακατασκευή τροχιών και ταυτοποίηση των μιονίων.

Αποτελείται από τρεις διαφορετικούς ανιχνευτές ιονισμού αερίου και έχει συνολική κάλυψη $4 < r < 4.7$ και $|\eta| < 2.4$. Στην περιοχή του barrel, όπου ο ρυθμός παραγωγής μιονίων είναι χαμηλός, χρησιμοποιούνται θάλαμοι ολίσθησης (Drift Tubes). Στα endcaps, όπου παρατηρείται υψηλότερη παραγωγή μιονίων και ανομοιογένεια μαγνητικού πεδίου, είναι τοποθετημένοι θάλαμοι καθοδικών λωρίδων (Cathode Strip Chambers). Τέλος, θάλαμοι πλακών μικρής αγωγιμότητας (Resistive Plate Chambers) χρησιμοποιούνται και στις δύο περιοχές.



Σχήμα 2.7: Το σύστημα μιονίων του CMS

Drift Tube (DT)

Στην περιοχή του barrel υπάρχουν 250 θάλαμοι ολίσθησης (Drift Tubes) οι οποίοι προσφέρουν κάλυψη $|\eta| < 2.1$. Το σύστημα αυτών των θαλάμων αποτελείται από 5 ομοαξονικούς κυλίνδρους, ομόκεντρους με τον άξονα της δέσμης. Κάθε δίσκος αποτελείται από 4 στρώματα διαφορετικής ακτίνας το καθένα. Κάθε σωλήνας (tube) διαμέτρου 4 εκατοστών έχει στο κέντρο του ένα σύρμα και είναι γεμάτος με αέριο μείγμα αργού και διοξειδίου του άνθρακα. Καθώς το μίονιο περνάει μέσα από το αέριο, το ιονίζει και παράγονται ηλεκτρόνια. Τα ηλεκτρόνια αυτά ολισθαίνουν προς το σύρμα (άνοδος) εξαιτίας του ηλεκτρικού πεδίου που υπάρχει στο εσωτερικό του σωλήνα. Όταν φτάσουν στην άνοδο παράγεται ένας μετρήσιμος ηλεκτρικός παλμός. Η τροχιά του μιονίου μπορεί να ανακατασκευαστεί λαμβάνοντας υπόψη τα σημεία στα οποία τα ηλεκτρόνια φτάνουν το σύρμα και το χρόνο ολίσθησης

Cathode Strip Chambers (CSC)

Οι ανιχνευτές Cathode Strip Chambers είναι τοποθετημένοι στις δύο περιοχές των endcaps και καλύπτουν την περιοχή $0.9 < |\eta| < 2.4$. Διαθέτουν ένα πλέγμα από θετικά φορτισμένα σύρματα που λειτουργούν ως άνοδοι και αρνητικά φορτισμένες λωρίδες (strips) που λειτουργούν ως κάθοδοι. Το πλέγμα αυτό βρίσκεται μέσα σε αέριο μείγμα. Όταν τα μίονια περάσουν μέσα από το αέριο του ανιχνευτή, ιονίζουν τα άτομα του αερίου και παράγονται ηλεκτρόνια. Τα ηλεκτρόνια κατευθύνονται προς τα ανοδικά σύρματα και δημιουργείται χιονοστιβάδα. Τα θετικά ιόντα οδηγούνται προς τις ανοδικές λωρίδες προκαλώντας επίσης έναν παλμό. Επειδή τα σύρματα και οι

καθοδικές λωρίδες είναι διατεταγμένα κάθετα, παίρνουμε δυο συντεταγμένες θέσης για κάθε σωματίδιο που φτάνει στον ανιχνευτή.

Resistive Plate Chambers (RPC)

Οι ανιχνευτές Resistive Plate Chambers τοποθετούνται στο barrel και στα endcaps συμπληρωματικά με τους δύο προηγούμενους. Παρέχουν πληροφορία για σκανδαλισμό. Αποτελούνται από δύο παράλληλες πλαστικές πλάκες, όπου η μία λειτουργεί ως άνοδος και η άλλη ως κάθοδος. Μεταξύ των πλακών υπάρχει μείγμα αερίου. Καθώς το φορτισμένο μίονιο διασχίζει το αέριο του ανιχνευτεί, εναποθέτει ενέργεια στα άτομα του αερίου και τα ιονίζει, ελευθερώνοντας ηλεκτρόνια. Προκαλείται έτσι μια χιονοστιβάδα ηλεκτρονίων που επιταχύνεται προς την άνοδο από το ηλεκτρικό πεδίο που δημιουργείται μεταξύ ανόδου-καθόδου. Τα ηλεκτρόνια αυτά παρέχουν πληροφορίες για το μίονιο που διέσχισε τον ανιχνευτή. Οι ανιχνευτές RPCs συνδυάζουν καλή χωρική και χρονική διακριτική ικανότητα της τάξης του nanosecond, παρέχοντας επίσης πληροφορία για το αν ένα σήμα είναι χρήσιμο ή όχι.

2.2.5 Σύστημα Σκανδαλισμού (Trigger)

Από τις συγκρούσεις των δεσμών πρωτονίων στον LHC, ο ανιχνευτής CMS καταγράφει περίπου 1 δισεκατομμύριο γεγονότα το δευτερόλεπτο. Συνεπώς, παράγεται ένας τεράστιος όγκος δεδομένων που είναι αδύνατο να αποθηκευτεί και να αναλυθεί. Ακόμα και αν αυτό ήταν δυνατό, τα περισσότερα γεγονότα δεν παρουσιάζουν φυσικό ενδιαφέρον, ώστε να μας δώσουν πληροφορία για καινούργια φαινόμενα. Χρειαζόμαστε λοιπόν ένα σύστημα σκανδαλισμού (trigger), που να επιλέγει γεγονότα με φυσικό ενδιαφέρον έτσι ώστε να αποθηκεύονται μόνο αυτά για περαιτέρω ανάλυση.

Το σύστημα σκανδαλισμού του CMS ονομάζεται Trigger and Data Acquisition System. Η διαδικασία επιλογής γεγονότων χωρίζεται σε δύο φάσεις. Στην πρώτη φάση τα γεγονότα περνούν από τον Level 1 Trigger ο οποίος είναι τοποθετημένος πολύ κοντά στον ανιχνευτή, ώστε να συλλέγει απευθείας την πληροφορία. Στη συνέχεια τα γεγονότα περνούν από τον High Level Trigger, που αποτελείται αποκλειστικά από software και φιλτράρει τα γεγονότα μέσω αλγορίθμων. Τα γεγονότα που έχουν περάσει και τα δύο στάδια του συστήματος σκανδαλισμού, αποθηκεύονται για περαιτέρω ανάλυση.

3. Φυσική των συγκρούσεων πρωτονίων στον LHC

Στον LHC, οι δέσμες πρωτονίων επιταχύνονται σε πολύ υψηλές ενέργειες και συγκρούονται, παράγοντας ένα μεγάλο αριθμό σωματιδίων. Καθοριστικό ρόλο στην παραγωγή αυτών των σωματιδίων παίζει η ενέργεια του κέντρου μάζας \sqrt{s} , η οποία εξαρτάται από την ορμή των συγκρουόμενων πρωτονίων. Αν P_1 και P_2 είναι οι τετραορμές των δύο πρωτονίων, τότε

$$s = (P_1 + P_2)^2 = P_1^2 + P_2^2 + 2P_1P_2 = (E_1^2 - \vec{p}_1^2) + (E_2^2 - \vec{p}_2^2) + 2(E_1E_2 - \vec{p}_1\vec{p}_2) \quad (3.1)$$

Επειδή όμως οι δέσμες των πρωτονίων έχουν την ίδια ενέργεια E και αντίθετη φορά, οι τετραορμές των δύο πρωτονίων είναι

$$P_1 = (E, 0, 0, E), \quad P_2 = (E, 0, 0, -E) \quad (3.2)$$

και η ενέργεια του κέντρου μάζας γίνεται

$$\sqrt{s} = 2E \quad (3.3)$$

Από τις αλληλεπιδράσεις των πρωτονίων μας ενδιαφέρουν μόνο οι ανελαστικές σκεδάσεις. Η ενεργός διατομή γι' αυτές τις σκεδάσεις είναι περίπου 70mb. Για να παράγονται όμως πολλά γεγονότα με ενδιαφέρουσα φυσική, οι δέσμες πρωτονίων πρέπει να αποτελούνται από πολλά πακέτα με πολλά πρωτόνια το καθένα. Στον LHC ο ρυθμός παραγωγής γεγονότων R ενεργού διατομής σ δίνεται από τη σχέση

$$R = \sigma L \quad (3.4)$$

όπου L είναι η φωτεινότητα της δέσμης πρωτονίων, η οποία περιγράφει την απόδοση του επιταχυντή. Η φωτεινότητα (luminosity) ενός επιταχυντή στον οποίο συγκρούονται δύο πακέτα με συχνότητα f δίνεται από τη σχέση

$$L = f \frac{n_1 n_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (3.5)$$

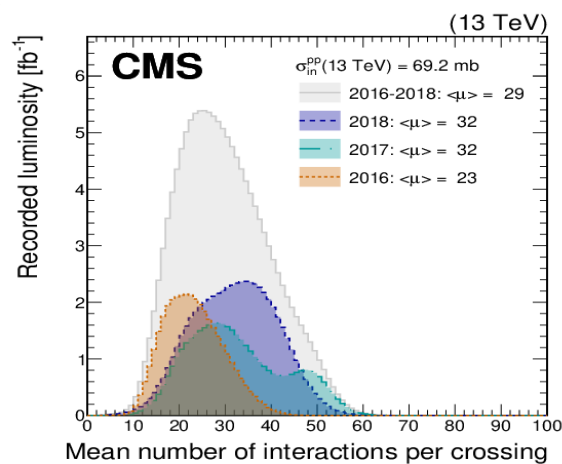
Στην παραπάνω σχέση n_1 και n_2 είναι ο αριθμός σωματιδίων των πακέτων και σ_x, σ_y τα εύρη του κατακόρυφου γκαουσιανού προφίλ της δέσμης. Η ποσότητα αυτή μας δείχνει επομένως πόσες πιθανές συγκρούσεις σωματιδίων μπορούν να συμβούν ανά μονάδα επιφάνειας της δέσμης και ανά μονάδα χρόνου.



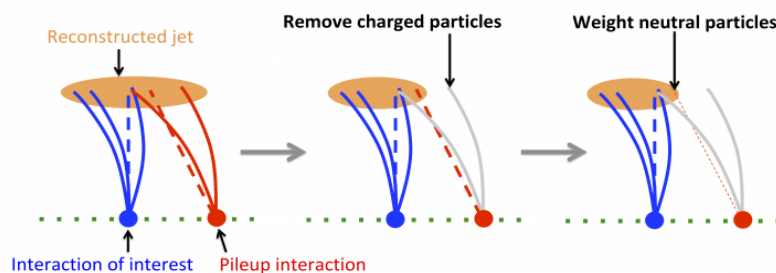
Σχήμα 3.1: Τα χαρακτηριστικά της δέσμης πρωτονίων του LHC

Για την παραγωγή πολλών γεγονότων με φυσικό ενδιαφέρον χρειαζόμαστε λοιπόν αυξημένη φωτεινότητα δέσμης. Η αύξηση της φωτεινότητας όμως, παρουσιάζει και μειονεκτήματα. Κατά τη σύγκρουση δύο πακέτων πρωτονίων λαμβάνουν χώρα περισσότερες από μία σκεδάσεις πρωτονίων, με αποτέλεσμα ο ανιχνευτής να καταγράφει ταυτόχρονα περισσότερα από ένα γεγονότα. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται pile-up. Ο ανιχνευτής CMS πρέπει να είναι σε θέση να διακρίνει τα σωματίδια που παράχθηκαν από γεγονότα με φυσικό ενδιαφέρον, από αυτά που προκύπτουν από πρόσθετες αλληλεπιδράσεις pile-up.

Αρχικά, ο LHC σχεδιάστηκε ώστε να παράγει κατά μέσο όρο 25 pile-up αλληλεπιδράσεις ανά bunch crossing. Ωστόσο κατά τη διάρκεια του Run 2 ξεπέρασε τον αρχικό στόχο. Το έτος 2017 έφτασε τις 32 pile-up αλληλεπιδράσεις, ενώ το 2018 ξεπέρασε τις 50, όπως φαίνεται στο σχήμα 3.2.



Σχήμα 3.2: Μέσος αριθμός αλληλεπιδράσεων ανά bunch crossing για συγκρούσεις πρωτονίων στα 13 TeV για τα έτη 2016, 2017 και 2018.



Σχήμα 3.3: Ο ανιχνευτής καταγράφει ταυτόχρονα μια αλληλεπίδραση με φυσικό ενδιαφέρον και μια pile-up αλληλεπίδραση. Τα σωματίδια που προέρχονται από την pile-up αλληλεπίδραση πρέπει να αφαιρεθούν. Τα δύο στάδια αφαίρεσης του pile-up απεικονίζονται στο σχήμα.

3.1 Δομή πρωτονίου και σκληρή σκέδαση παρτονίων

Η δομή του πρωτονίου παίζει καθοριστικό ρόλο στη φυσική συγκρούσεων πρωτονίων. Όπως είναι γνωστό, τα πρωτόνια αποτελούνται από κουάρκ. Πιο συγκεκριμένα, ένα πρωτόνιο είναι μια δέσμια κατάσταση τριών κουάρκ, δύο up-type και ενός down-type κουάρκ, τα οποία ονομάζονται δέσμια κουάρκ. Τα κουάρκ αυτά κρατούνται «ενωμένα» μέσω των γκλουονίων. Έτσι, μέσα στα πρωτόνια υπάρχει ένας μεγάλος αριθμός γκλουονίων και ζευγών $q\bar{q}$ (που προκύπτουν από gluon splitting) που ονομάζονται παρτόνια. Η κατανομή των παρτονίων μέσα στο πρωτόνιο μας δίνει την έννοια της δομής του πρωτονίου.

Όταν ένα πρωτόνιο συγκρούεται ανελαστικά με ένα άλλο, στην πραγματικότητα ένα παρτόνιο του ενός πρωτονίου συγκρούεται ανελαστικά με ένα παρτόνιο του δεύτερου. Κάθε παρτόνιο μεταφέρει μόνο ένα μικρό ποσοστό x της αρχικής ορμής του πρωτονίου και άρα της αρχικής ορμής της δέσμης. Στις συγκρούσεις πρωτονίων σημαντικό ρόλο παίζει το πώς κατανέμεται η τετραορμή του πρωτονίου στα διάφορα παρτόνια που συγκρούονται.

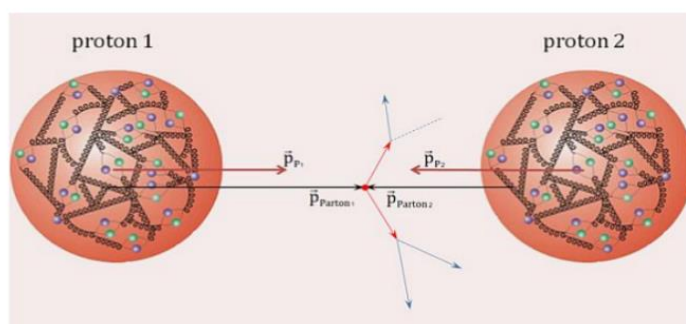
Όταν δύο πρωτόνια με τετραορμές P_1 και P_2 συγκρούονται ανελαστικά, τότε οι ορμές p_1 και p_2 των παρτονίων που συγκρούονται ανελαστικά είναι

$$p_1 = x_1 P_1 \quad (3.6)$$

$$p_2 = x_2 P_2 \quad (3.7)$$

Η ενέργεια κέντρου μάζας της διαδικασίας αυτής δεν είναι αυτή των πρωτονίων, δηλαδή $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$, αλλά δίνεται από τη σχέση

$$s' = (x_1 x_2) s \quad (3.8)$$

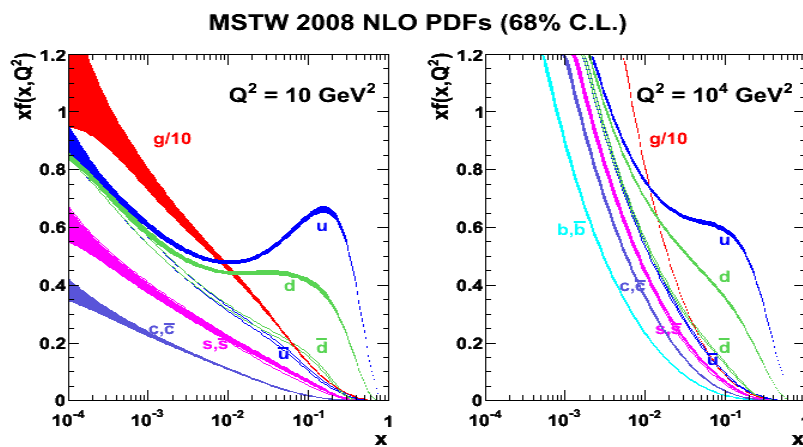


Σχήμα 3.3: Σκέδαση μεταξύ δύο παρτονίων.

Η πυκνότητα πιθανότητας ένα παρτόνιο να μεταφέρει κλάσμα x της ορμής του πρωτονίου έχει τη μορφή

$$f_i(x, \mu_f^2), \quad i = g, u, \bar{u}, d, \bar{d} \quad (3.9)$$

Ο όρος μ_f ονομάζεται κλίμακα παραγοντοποίησης και διαχωρίζει τη σκληρή σκέδαση παρτονίων (hard scattering) από άλλες αλληλεπιδράσεις. Για τη σκληρή σκέδαση γίνεται χρήση της θεωρίας διαταραχών. Για χαμηλότερες ενέργειες παύει να ισχύει η θεωρία διαταραχών και χρησιμοποιούνται οι κατανομές PDFs. Οι συναρτήσεις αυτές δίνουν την πιθανότητα ένα παρτόνιο να έχει ένα συγκεκριμένο εύρος ορμής μέσα στο πρωτόνιο.



Σχήμα 3.4: Οι κατανομές PDFs των παρτονίων στο πρωτόνιο από το MSTW group.

Σε μια σύγκρουση πρωτονίων, εκτός από την σκληρή σκέδαση παρτονίων, μπορούν να προκύψουν και άλλες αλληλεπιδράσεις, επειδή τα πρωτόνια είναι σύνθετα σωματίδια. Μπορεί επίσης να εκπεμφθεί ακτινοβολία. Τέλος θα υπάρχουν και μέρη των πρωτονίων που δεν θα αλληλοεπιδράσουν. Όλα αυτά τα γεγονότα είναι γνωστά με τον όρο underlying events. Τα γεγονότα αυτά έχουν κοινό σημείο σύγκρουσης και γι' αυτό είναι δύσκολο να διαχωριστούν από τα γεγονότα που μας ενδιαφέρουν. Γι' αυτό πρέπει να λαμβάνονται υπόψη στις προσομοιώσεις.

3.2 Ταυτοποίηση των b Jets

Η ταυτοποίηση και ανακατασκευή των jets είναι από τα πιο σημαντικά κομμάτια της ανάλυσης των αδρονικών τελικών καταστάσεων. Για την ταυτοποίηση και μελέτη των jets έχουν δημιουργηθεί διάφοροι αλγόριθμοι, ωστόσο η διαδικασία παραμένει εξαιρετικά δύσκολη. Για τη φυσική του top κουάρκ συγκεκριμένα, η ανακατασκευή και ταυτοποίηση αδρονίων είναι πολύ σημαντική, καθώς το top κουάρκ διασπάται σχεδόν αποκλειστικά σε ένα b κουάρκ και ένα W, το οποίο με τη σειρά του μπορεί να διασπαστεί λεπτονικά ή αδρονικά.

Η ταυτοποίηση των b-jets, τα οποία προκύπτουν από διασπάσεις του top, παίζει κύριο ρόλο στη διάκριση μεταξύ σήματος και υποβάθρου. Επίσης, βοηθάει στην ταυτοποίηση της διαδικασίας διάσπασης ενός top κουάρκ. Για το λόγο αυτό χρησιμοποιούνται b-tagging αλγόριθμοι.

Δύο κύρια χαρακτηριστικά των b-jets χρησιμοποιούνται για την ταυτοποίησή τους:

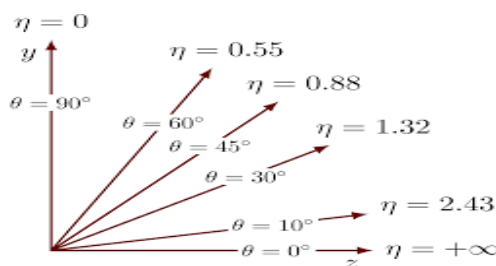
- Ένα μέρος αυτών περιέχουν μη απομονωμένα λεπτόνια, τα οποία προέρχονται από τη λεπτονική διάσπαση του b κουάρκ.
- Ο χρόνος ζωής των b αδρονίων είναι περίπου 1.5 ps, που σημαίνει ότι διανύουν κάποια μικρή απόσταση πριν διασπαστούν (εμβέλεια $\sim 450 \mu m$). Αυτή η τιμή είναι μια τάξη μεγέθους μεγαλύτερη από τη χωρική διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή. Από την άλλη, ελαφρότερα αδρόνια έχουν αρκετά μεγαλύτερο χρόνο ζωής. Αυτό δίνει τη δυνατότητα για διαχωρισμό μεταξύ της κύριας κορυφής (primary vertex) και της δευτερεύουσας κορυφής (secondary vertex) η οποία προκύπτει από τη διάσπαση του b.

3.3 Κινηματικές μεταβλητές

Προκειμένου να περιγράψουμε τις ανιχνευτικές διατάξεις που χρησιμοποιούνται στον LHC, αλλά και τα γεγονότα που συμβαίνουν κατά τη διάρκεια των συγκρούσεων πρωτονίων είναι σημαντικό να ορίσουμε κάποιες κινηματικές μεταβλητές.

Στα πειράματα του LHC μπορεί να χρησιμοποιηθεί ένα καρτεσιανό σύστημα συντεταγμένων σύμφωνα με το οποίο ο άξονας της δέσμης είναι ο άξονας z. Το επίπεδο x-y είναι κάθετο στον άξονα της δέσμης (transverse plane) και συγκεκριμένα, ο άξονας x δείχνει προς το κέντρο του δακτυλίου, ενώ ο y δείχνει προς τα κάτω, κάθετα στη δέσμη. Επομένως, ως προς τις συγκρουόμενες δέσμες το σύστημα του εργαστηρίου και του κέντρου μάζας ταυτίζονται.

Το καρτεσιανό όμως σύστημα συντεταγμένων δεν είναι πάντα τόσο βολικό, λόγω του κυλινδρικού σχήματος του ανιχνευτή. Χρησιμοποιείται λοιπόν και ένα άλλο σύστημα που χαρακτηρίζεται από τις ποσότητες (r, ϕ, η). Στο σύστημα αυτό, r είναι η απόσταση από τον άξονα z, ϕ είναι η αξιμουθιακή γωνία και η μια ποσότητα που ονομάζεται pseudorapidity και ορίζεται από τη σχέση $\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)$, όπου θ η γωνία από τον θετικό ημιάξονα z.



Σχήμα 3.5: Η pseudorapidity η σε σχέση με τη γωνία θ .

Ορίζεται επίσης μια ποσότητα που ονομάζεται ωκύτητα (rapidity). Ο ορισμός της ωκύτητας για ένα σωματίδιο είναι

$$y = \frac{1}{2} \log \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (3.10)$$

Η ποσότητα αυτή έχει την ιδιότητα σε ένα longitudinal Lorentz boost να αλλάζει μόνο κατά μία σταθερά και έτσι, οι διαφορές Δy να παραμένουν αναλλοίωτες. Αυτός είναι ο λόγος που η ποσότητα αυτή είναι τόσο σημαντική στη φυσική επιταχυντών. Το μόνο πρόβλημα με τη rapidity είναι ότι είναι δύσκολο να μετρηθεί για υψηλά σχετικιστικά σωματίδια. Για τα σωματίδια αυτά χρησιμοποιείται η pseudorapidity η , η οποία είναι σχεδόν η ίδια ποσότητα με τη y , θεωρώντας ότι τα σωματίδια έχουν μηδενική μάζα, αλλά είναι πολύ πιο εύκολο να μετρηθεί.

Η επόμενη μεταβλητή που χρησιμοποιείται δίνει την γωνιακή απόσταση ΔR . Ορίζεται ως

$$\Delta R \equiv \sqrt{\Delta y^2 + \Delta \phi^2} \quad (3.11)$$

Η ποσότητα αυτή χρησιμοποιείται έναντι της γωνιακής μετρικής $\Delta \Omega$ για την οποία ισχύει

$$(d\Omega)^2 \equiv (d\theta)^2 + \sin^2 \theta (d\phi)^2 = \frac{1}{\cosh^2 \eta} [(d\eta)^2 + (d\phi)^2] \quad (3.12)$$

επειδή είναι πιο εύχρηστη. Σταθερή ΔR συνεπάγεται μικρότερο γωνιακό άνοιγμα σε περιοχές με μεγαλύτερη η .

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, στην πραγματικότητα οι συγκρούσεις γίνονται μεταξύ των παρτονίων, τα οποία φέρουν μόνο ένα κλάσμα της αρχικής ορμής του πρωτονίου. Ως αποτέλεσμα, κατά τη σκληρή σκέδαση παρτονίων η ορμή τους στον άξονα z παραμένει μια άγνωστη ποσότητα. Για το λόγο αυτό χρειαζόμαστε ποσότητες που είναι longitudinal Lorentz boost invariant.

Μια ποσότητα που έχει την ιδιότητα αυτή είναι η ορμή στο εγκάρσιο επίπεδο (transverse momentum). Η εγκάρσια ορμή και το μέτρο της ορίζεται από τις σχέσεις

$$\vec{p}_T \equiv (p_x, p_y) = (p_T \cos \phi, p_T \sin \phi) \quad (3.13)$$

$$p_T \equiv |\vec{p}_T| \quad (3.14)$$

Μια ακόμα πολύ χρήσιμη μεταβλητή είναι η ελλειπούσα εγκάρσια ορμή (missing transverse momentum). Σύμφωνα με την αρχή διατήρησης της ορμής, σε ένα γεγονός, οι εγκάρσιες ορμές των τελικών σωματιδίων πρέπει να αθροίζονται στο μηδέν. Κάτι τέτοιο όμως δεν συμβαίνει στα πειράματα του LHC, επειδή ορισμένα σωματίδια όπως τα νετρίνα δεν ανιχνεύονται και έτσι δεν μπορεί να υπολογιστεί η ορμή τους. Η ορμή τους λοιπόν εκτιμάται έμμεσα, ορίζοντας την ελλειπούσα εγκάρσια ορμή από τη σχέση

$$\vec{p}_{/T} \equiv - \sum_i \vec{p}_{T,i} \quad (3.15)$$

Ένα ακόμα σημαντικό μέγεθος είναι η αναλλοίωτη μάζα. Η αναλλοίωτη μάζα ενός σωματιδίου με τετραορμή p^μ δίνεται από τον τύπο

$$m^2 = (p^\mu)^2 \quad (3.16)$$

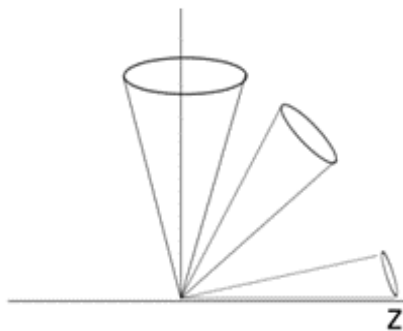
Στην περίπτωση που ένα σωματίδιο διασπάται σε δύο άλλα στην τελική κατάσταση, τότε η αναλλοίωτη μάζα δίνεται από τη σχέση

$$m = \sqrt{(E_1)^2 - (\vec{p}_1)^2 + (E_2)^2 - (\vec{p}_2)^2} \quad (3.17)$$

Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, υπάρχουν περιπτώσεις που ένα σωματίδιο διασπάται σε δύο άλλα σωματίδια, όπου το ένα είναι μη ανιχνεύσιμο, όπως πχ τα νετρίνα. Στην περίπτωση αυτή δεν μπορεί να υπολογιστεί η αναλλοίωτη μάζα. Χρησιμοποιείται όμως ένα μέγεθος που είναι η εγκάρσια μάζα (transverse mass), η οποία υπολογίζεται μόνο από τις κάθετες συνιστώσες. Δίνεται από τη σχέση

$$m_T = \sqrt{(E_{1,T})^2 - (\vec{p}_{1,T})^2 + (E_{2,T})^2 - (\vec{p}_{2,T})^2} \quad (3.18)$$

Γενικά, $0 \leq m_T \leq m$. Αν όμως τα σωματίδια είναι στο εγκάρσιο επίπεδο, τότε $m_T = 0$, ενώ αν είναι παράλληλα στη δέσμη τότε $m_T = m$.



Σχήμα 3.6: Κώνοι ίδιου R για διαφορετικές τιμές της η .

4. Ανάλυση

4.1 Εισαγωγή

Το κεφάλαιο αυτό αποτελεί το κύριο μέρος της διπλωματικής εργασίας. Αναφέρεται στην ανάλυση των δεδομένων του ανιχνευτή CMS, προκειμένου να εκτιμήσουμε τις τιμές των helicity fractions του W μποζονίου σε Single Top γεγονότα. Παρουσιάζονται τα δεδομένα που χρησιμοποιήθηκαν από τον ανιχνευτή, καθώς και οι προσομοιώσεις Monte Carlo που έδωσαν τις θεωρητικές κατανομές διαφόρων μεταβλητών. Περιγράφεται η στρατηγική της ανάλυσης που ακολουθήθηκε, όπως ο διαχωρισμός των γεγονότων σήματος από γεγονότα υποβάθρου, τα κριτήρια επιλογής του φασικού χώρου, ο προσδιορισμός των χρήσιμων για την ανάλυση μεταβλητών και η κατασκευή του μοντέλου, το οποίο προσαρμόσαμε στα δεδομένα για να πάρουμε τα αποτελέσματα που θέλουμε. Τέλος, παρουσιάζονται τα αποτελέσματα και συγκρίνονται με τις προβλέψεις του Καθιερωμένου Προτύπου.

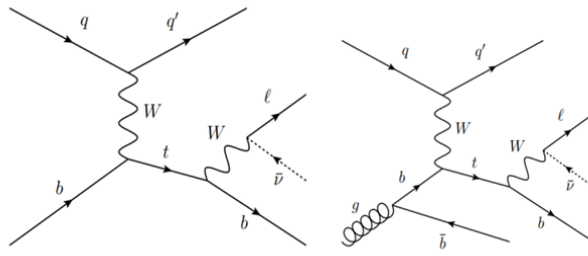
4.2 Διαδικασίες σήματος και υποβάθρου

Για την ανάλυση, είναι σημαντικό να γίνει ένας διαχωρισμός μεταξύ γεγονότων σήματος και γεγονότων υποβάθρου του ανιχνευτή. Στο κεφάλαιο αυτό, θα περιγράψουμε αναλυτικά τόσο τα γεγονότα που λαμβάνουμε ως σήμα (signal), όσο και ως υπόβαθρο (background).

Από τις συγκρούσεις πρωτονίων στον LHC, top κουάρκ μπορεί να παραχθεί είτε σε ζεύγη top-antitop, μέσω ισχυρών αλληλεπιδράσεων, είτε ως single top, μέσω ηλεκτρασθενών αλληλεπιδράσεων. Όσον αφορά την παραγωγή ενός single top κουάρκ, αυτή μπορεί να επιτευχθεί μέσω τριών διαφορετικών διαδικασιών : t-channel, s-channel και Wt-channel.

Single Top t-channel

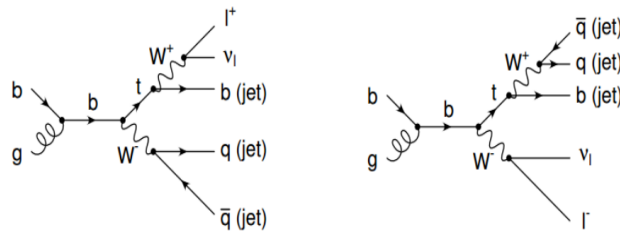
Η παραγωγή single top μέσω του t-channel είναι η κύρια διαδικασία παραγωγής top που χρησιμοποιείται, για να δώσει την επιθυμητή τελική κατάσταση που θα λάβουμε ως σήμα. Λαμβάνουμε επίσης υπόψη την περίπτωση στην οποία το W μποζόνιο, που προέρχεται από τη διάσπαση του top (ή anti-top), διασπάται λεπτονικά. Έτσι, στην τελική κατάσταση που θα μελετήσουμε θέλουμε να έχουμε ένα λεπτόνιο, ένα light κουάρκ και ένα ή δύο b-tagged jets, όπως φαίνεται στις δύο περιπτώσεις του σχήματος 4.1. Στην περίπτωση που έχουμε δύο b-tagged jets στην τελική κατάσταση, το b κουάρκ που προέρχεται από τη διάσπαση του top θεωρείται το κεντρικό jet που μας ενδιαφέρει, ενώ αυτό που προκύπτει από gluon splitting έχει πολύ χαμηλό p_T και δεν πληρεί τις προϋποθέσεις ανακατασκευής. Για το λόγο αυτό, θα απαιτήσουμε στην τελική κατάσταση να έχουμε ακριβώς ένα b-tagged jet, ένα λεπτόνιο και ένα light jet. Ένα ακόμα σημαντικό χαρακτηριστικό του t-channel είναι ότι το top που παράγεται παρουσιάζει υψηλή πόλωση, η οποία περνάει στο προϊόντα τα οποία διασπάται.



Σχήμα 4.1: Διαγράμματα Feynmann παραγωγής single top κουάρκ μέσω του t -channel και τελικές καταστάσεις.

Single top Wt -channel

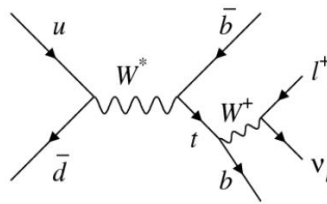
Στο κανάλι αυτό, το top κουάρκ παράγεται μαζί με ένα W μποζόνιο. Επομένως, προκύπτουν δύο W μποζόνια από τα οποία το ένα πρέπει να διασπάται αδρονικά και το άλλο λεπτονικά, αφού έχουμε απαιτήσει να έχουμε μόνο ένα λεπτόνιο στην τελική κατάσταση. Για να μπορέσουμε όμως να κατασκευάσουμε το top κουάρκ, πρέπει να διασπάται λεπτονικά το W που προέρχεται από τη διάσπαση του top. Στην τελική κατάσταση θέλουμε επίσης να έχουμε δυο jets, από τα οποία το ένα να είναι b -tagged, σε αντίθεση με τα 3 jets που παίρνουμε από αυτή τη διαδικασία.



Σχήμα 4.2: Διαγράμματα Feynmann παραγωγής single top κουάρκ μέσω του Wt -channel και τελικές καταστάσεις.

Single top s -channel

Η διαδικασία αυτή παραγωγής top δίνει στην τελική κατάσταση δύο b -tagged jets, από τα οποία το ένα προέρχεται από τη διάσπαση του top. Η ενεργός διατομή της διαδικασίας αυτής είναι πολύ μικρή, και με την απαίτηση να έχουμε μόνο ένα b -tagged jet στην τελική κατάσταση, τα γεγονότα αυτού του υποβάθρου ελαχιστοποιούνται.

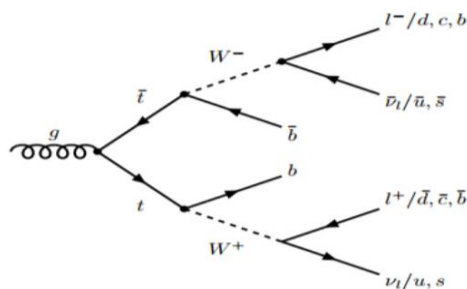


Σχήμα 4.3: Διάγραμμα Feynmann παραγωγής single top κουάρκ μέσω του s-channel.

Παραγωγή ζεύγους $t\bar{t}$ (top anti-top)

Η παραγωγή ζευγών $t\bar{t}$ είναι η κύρια διαδικασία παραγωγής top στον LHC. Όπως έχει αναφερθεί, από την διάσπαση των δύο top μπορούν να υπάρξουν τρεις διαφορετικές τελικές καταστάσεις, οι οποίες απεικονίζονται στο σχήμα 4.4. Ενδιαφέρον παρουσιάζει η περίπτωση όπου το ένα από τα δύο παραγόμενα W διασπάται λεπτονικά και το άλλο αδρονικά. Η ενεργός διατομή της διαδικασίας αυτής είναι πολύ μεγάλη, ωστόσο η απαίτηση να έχουμε μόνο 2 jets στην τελική κατάσταση, εκ των οποίων το ένα να είναι μόνο b-tagged, μειώνει σημαντικά το υπόβαθρο αυτό.

Ενώ η επιλογή γεγονότων με 1 λεπτόνιο, 2 jets και 1 b-tagged jet στην τελική κατάσταση απαιτεί την ανακατασκευή ενός single top κουάρκ, υπάρχει σημαντική συνεισφορά $t\bar{t}$ γεγονότων στο σήμα, στα οποία το ένα top διασπάται λεπτονικά. Αυτό συμβαίνει διότι τα γεγονότα αυτά φέρουν την ίδια φυσική πληροφορία στην κορυφή $Wt\bar{t}$ με τα single top γεγονότα. Η συνεισφορά των $t\bar{t}$ γεγονότων στο σήμα παρέχει ένα μεγαλύτερο δείγμα γεγονότων για την ανάλυση, αυξάνοντας την ακρίβεια των μετρήσεων.

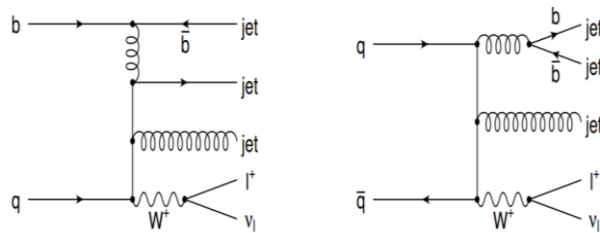


Σχήμα 4.4 :Διάγραμμα Feynmann παραγωγής ζεύγους $t\bar{t}$ και πιθανές τελικές καταστάσεις.

W + Jets

Η W + Jets διαδικασία αφορά γεγονότα στα οποία ένα W μποζόνιο παράγεται μαζί με άλλα jets. Στην ανάλυση αυτή μας ενδιαφέρει η περίπτωση στην οποία το W διασπάται λεπτονικά και υπάρχουν ένα ή δύο b-tagged jets στην τελική κατάσταση. Παρόλο που η τελική κατάσταση αυτής της διαδικασίας μοιάζει με αυτή του σήματος, διαφέρει αρκετά, διότι το λεπτόνιο και το b-tagged jet της τελικής

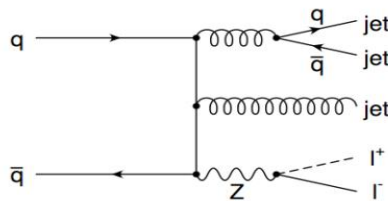
κατάστασης δεν προέρχονται από τη διάσπαση του top κουάρκ. Επομένως είναι αδύνατη η ανακατασκευή του top κουάρκ χρησιμοποιώντας τέτοια γεγονότα, γι' αυτό και πρέπει να τα διαχωριστούν από τα γεγονότα σήματος.



Σχήμα 4.5: Διαγράμματα Feynmann της διαδικασίας $W+Jets$.

Z + Jets

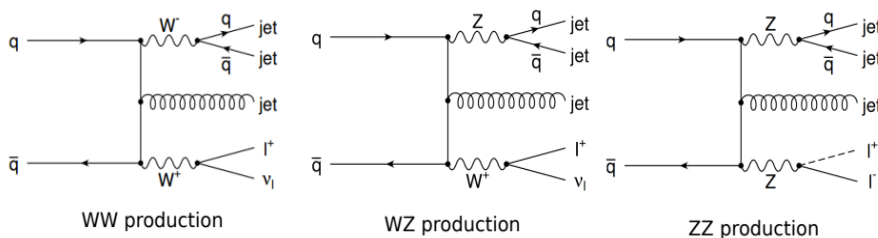
Η $Z + Jets$ διαδικασία ή αλλιώς Drell-Yann είναι παρόμοια με την $W + Jets$, με τη διαφορά ότι αντί για W μποζόνιο έχουμε Z . Η διαδικασία αυτή έχει χαμηλή ενεργό διατομή και καθώς το Z μποζόνιο δίνει δύο λεπτόνια στην τελική κατάσταση, τέτοια γεγονότα δεν συμβάλλουν σημαντικά στο υπόβαθρο.



Σχήμα 4.6 : Διάγραμμα Feynmann της διαδικασίας $Z+Jets$.

Diboson

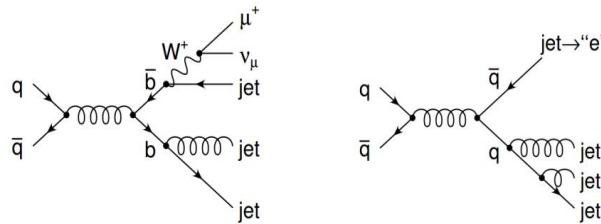
Στην διαδικασία αυτή παράγονται δύο διανυσματικά μποζόνια (WW , WZ , ZZ), όπως φαίνεται στο σχήμα 4.7. Ενδιαφέρον παρουσιάζει η περίπτωση στην οποία το ένα μποζόνιο διασπάται λεπτονικά και το άλλο αδρονικά, ώστε στην τελική κατάσταση να έχουμε ένα μόνο λεπτόνιο. Γεγονότα αυτού του υποβάθρου έχουν πολύ μικρή ενεργό διατομή και η συνεισφορά τους στην επιθυμητή τελική κατάσταση είναι ελάχιστη. Γι' αυτό δεν θα ληφθούν υπόψη στην ανάλυση.



Σχήμα 4.6 : Διαγράμματα Feynmann της διαδικασίας παραγωγής diboson.

QCD MultiJet Production

Στο υπόβαθρο αυτό, η αλληλεπίδραση δύο παρτονίων δίνει στην τελική κατάσταση δύο ή περισσότερα jets. Σε κάποια γεγονότα, μπορεί να παραχθεί και ένα λεπτόνιο από τη διάσπαση ενός βαρέως κουάρκ ή από αδρόνια. Ένα λεπτόνιο μπορεί επίσης να προκύψει από λάθος του ανιχνευτή, μεταφράζοντας ένα jet ως λεπτόνιο το οποίο ονομάζεται “fake”. Η τελική κατάσταση αυτών των γεγονότων μοιάζει με αυτή του σήματος, γι’ αυτό πρέπει να μπορούμε να τα διαχωρίσουμε. Παρόλο που τέτοια γεγονότα είναι σπάνια, έχουν αρκετά μεγάλη ενεργό διατομή και γι’ αυτό πρέπει να ληφθούν υπόψη στην ανάλυση.



Σχήμα 4.7 : Διαγράμματα Feynmann της διαδικασίας παραγωγής QCD multijet.

Συνοψίζοντας, στην ανάλυση αυτή, λαμβάνουμε ως κύριο σήμα τα γεγονότα παραγωγής single top μέσω του t-channel. Οι υπόλοιπες διαδικασίες παραγωγής single top δίνουν γεγονότα υποβάθρου, τα οποία δεν θα λάβουμε υπόψη, διότι συνεισφέρουν ελάχιστα στην επιθυμητή τελική κατάσταση. Στο σήμα συνεισφέρουν επίσης γεγονότα $t\bar{t}$, από τα οποία παίρνουμε την ίδια τελική κατάσταση με αυτή του single top. Τα υπόλοιπα $t\bar{t}$ γεγονότα, που δεν πληρούν τα κριτήρια επιλογής, λαμβάνονται ως υπόβαθρο. Οι υπόλοιπες διαδικασίες υποβάθρου που θα ληφθούν υπόψη είναι η $W + \text{Jets}$ και η QCD.

4.3 Monte Carlo Samples και Data Set

Βασικός στόχος μιας ανάλυσης είναι ο διαχωρισμός του σήματος από γεγονότα υποβάθρου. Για να επιτευχθεί αυτό, τόσο για τις διαδικασίες σήματος όσο και υποβάθρου, χρειάζεται να προσδιορίσουμε τις θεωρητικές κατανομές διαφόρων μεταβλητών. Χρειάζεται επίσης να γνωρίζουμε τον αριθμό των γεγονότων που αναμένουμε από κάθε διαδικασία (expected events) ή αλλιώς την ενεργό διατομή (cross section) κάθε διαδικασίας. Στην ανάλυση αυτή χρησιμοποιούμε δείγματα Monte Carlo (MC samples) για να προσδιορίσουμε το σχήμα (shape) των κατανομών αυτών, ώστε να μπορέσουμε στη συνέχεια να τα συγκρίνουμε με τα δεδομένα που παίρνουμε και να βγάλουμε αποτελέσματα. Στον Πίνακα 4.1 φαίνονται όλα τα δείγματα Monte Carlo που χρησιμοποιούνται σε αυτή την ανάλυση.

Κάθε ένα από τα MC samples περιέχει ένα συγκεκριμένο αριθμό γεγονότων, τα λεγόμενα generated events. Όσο περισσότερα γεγονότα, τόσο μικρότερες είναι οι στατιστικές διακυμάνσεις της προσομοίωσης και επομένως, τόσο μεγαλύτερη η ακρίβεια στις κατανομές που παίρνουμε. Συγκεκριμένα, τα παραγόμενα γεγονότα

κάθε διαδικασίας πρέπει να είναι πολύ περισσότερα από τα αντίστοιχα γεγονότα των πραγματικών δεδομένων, για να μπορέσουμε να πάρουμε ακριβή αποτελέσματα. Επιπλέον, μπορεί για μια συγκεκριμένη διαδικασία να παραχθούν συνολικά πολλά γεγονότα, αλλά η συγκεκριμένη περιοχή του φασικού χώρου που μας ενδιαφέρει να μην έχει καλή στατιστική, με αποτέλεσμα μόνο λίγα γεγονότα να είναι χρήσιμα για την ανάλυση. Το πρόβλημα αυτό λύνεται εύκολα, χωρίζοντας για κάθε μεταβλητή τον ολικό φασικό χώρο σε υποχώρους και παράγοντας γεγονότα για κάθε υποσύνολο ξεχωριστά.

Monte Carlo Samples	Cross Section (pb)
Single Top t-channel / top	136.02 (NLO)
Single Top t-channel / anti-top	80.95 (NLO)
Top Anti-top ($t\bar{t}$)	832.00 (NNLO)
W +Jets / 0 Jets	49670 (NLO)
W +Jets / 1 Jet	8264 (NLO)
W +Jets / 2 Jets	2628 (NLO)

Πίνακας 4.1: Monte Carlo Samples με τις αντίστοιχες ενεργές διατομές κάθε διαδικασίας.

Αφού πάρουμε τις θεωρητικές κατανομές από τα δείγματα MC, έχοντας πρώτα εφαρμόσει τους κανόνες επιλογής του φασικού χώρου που θέλουμε, πρέπει να γίνει κανονικοποίηση των γεγονότων σε αναλογία με την ενεργό διατομή κάθε διεργασίας. Πρέπει δηλαδή, να εκτιμήσουμε τον αριθμό γεγονότων που αναμένουμε από κάθε διεργασία, σύμφωνα με τον τύπο:

$$N_{exp} = \sum_i \sigma_i L_{int} \frac{N_{i,pass}}{N_{i,gen}} \quad (4.1)$$

Στον παραπάνω τύπο, N_{pass} είναι ο αριθμός των γεγονότων που πληρούν τα κριτήρια επιλογής, N_{gen} ο συνολικός αριθμός των παραγόμενων γεγονότων, σ η ενεργός διατομή κάθε διεργασίας και L_{int} η ολοκληρωμένη φωτεινότητα.

Τα δεδομένα που χρησιμοποιούμε στην ανάλυση, έχουν καταγραφεί από τον ανιχνευτή CMS του CERN, κατά τη διάρκεια του δεύτερου γύρου λειτουργίας του LHC, σε συγκρούσεις πρωτονίων με ενέργεια κέντρου μάζας τα $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Η ολοκληρωμένη φωτεινότητα (integrated luminosity) που έχει καταγραφεί την περίοδο

αυτή είναι $L = 37.80 fb^{-1}$. Ωστόσο, επειδή στην ανάλυση απαιτούμε να έχουμε ένα λεπτόνιο στην τελική κατάσταση, παίρνουμε δεδομένα από γεγονότα στα οποία ενεργοποιούνται συγκεκριμένοι triggers. Για τα δεδομένα αυτά, η αντίστοιχη φωτεινότητα είναι $L = 35.90 fb^{-1}$.

Data Driven QCD Multijet Background

Στον πίνακα 4.1 δεν έχουμε συμπεριλάβει Monte Carlo samples για το υπόβαθρο της QCD Multijet διαδικασίας. Για τη συγκεκριμένη διαδικασία, οι συναρτήσεις πυκνότητας πιθανότητας των μεταβλητών θα εκτιμηθούν μέσω μιας άλλης μεθόδου, την οποία θα περιγράψουμε παρακάτω. Ο λόγος είναι ότι στην περιοχή που θα επιλέξουμε να κάνουμε την ανάλυση, η συνεισφορά της QCD είναι πολύ μικρή. Εφαρμόζοντας μάλιστα κάποιους περιορισμούς (cuts) στις μεταβλητές (οι οποίοι παρουσιάζονται αναλυτικά στην επόμενη υποενότητα), τα QCD γεγονότα που πληρούν τους κανόνες επιλογής είναι ελάχιστα. Έτσι τα MC samples θα μας δώσουν τελικά πολύ λίγα γεγονότα. Όμως, η QCD Multijet διαδικασία έχει πολύ μεγάλη ενεργό διατομή, η οποία θα οδηγήσει στον πολλαπλασιασμό αυτών των γεγονότων. Το αποτέλεσμα είναι να υπάρχουν πολλές στατιστικές διακυμάνσεις και μικρή efficiency στην προσομοίωση, δημιουργώντας προβλήματα.

Θα προσπαθήσουμε λοιπόν να εκτιμήσουμε τα shapes της QCD μέσω μιας μεθόδου που ονομάζεται data-driven. Ενώ η βασική μας ανάλυση θα γίνει στην signal region ή αλλιώς Isolation region, δηλαδή στην περιοχή που χαρακτηρίζεται από:

- 1 Isolated λεπτόνιο
- 0 Non Isolated λεπτόνια
- Triggers για Isolated λεπτόνια

θα χρησιμοποιήσουμε την Non Isolation region ή αλλιώς control region των data, για να πάρουμε τις κατανομές της QCD. Η περιοχή αυτή χαρακτηρίζεται από:

- 0 isolated λεπτόνια
- 1 non isolated λεπτόνιο
- Triggers για non isolated λεπτόνια

Υποθέτοντας ότι η Non Iso περιοχή περιλαμβάνει κυρίως QCD Multijet γεγονότα, θεωρούμε ότι το shape μιας μεταβλητής που παίρνουμε από την περιοχή αυτή των data ταυτίζεται με το shape της QCD για την αντίστοιχη μεταβλητή. Επίσης, υποθέτουμε ότι τα shapes της QCD για την Non Iso περιοχή είναι σχεδόν ίδια με αυτά της Iso περιοχής, λόγω της φύσης των γεγονότων.

Αφού έχουμε λοιπόν τα shapes της QCD για την Iso περιοχή, μένει να εκτιμήσουμε τον αριθμό των γεγονότων (yield) της διαδικασίας αυτής. Ένας τρόπος είναι να εξάγουμε το yield από τα MC samples. Ο δεύτερος τρόπος είναι να εκτιμήσουμε το QCD yield από τη σχέση:

$$N_{QCD} = N_{DATA} - N_{MC}, \quad N_{MC} = N_{SingleTop} + N_{t\bar{t}} + \dots \quad (4.2)$$

δηλαδή αφαιρώντας από τον αριθμό γεγονότων των data τα γεγονότα όλων των υπολοίπων MC διαδικασιών.

4.4 Κριτήρια Επιλογής Γεγονότων (Event Selection)

Όπως έχει αναφερθεί, η παρούσα ανάλυση για την μέτρηση της ελικότητας του W μποζονίου θα γίνει σε γεγονότα παραγωγής single top μέσω του t-channel. Από τον ολικό φασικό χώρο των γεγονότων που λαμβάνει ο ανιχνευτής για αυτή τη διαδικασία, στην ανάλυση θα χρησιμοποιήσουμε μόνο συγκεκριμένες περιοχές αυτού του χώρου. Θα προσδιορίσουμε αυτές τις περιοχές εφαρμόζοντας ορισμένα cuts σε μεταβλητές, τόσο στις προσομοιώσεις MC όσο και στα πραγματικά δεδομένα. Η επιλογή των γεγονότων με συγκεκριμένα cuts γίνεται με σκοπό να μειώσουμε όσο το δυνατόν τις διεργασίες υποβάθρου που αναλύσαμε στην προηγούμενη ενότητα.

Η τελική κατάσταση του συστήματος single top t-channel χαρακτηρίζεται από ένα απομονωμένο (isolated) λεπτόνιο, υψηλής εγκάρσιας ορμής. Θα μελετήσουμε την περίπτωση που το λεπτόνιο είναι μόνιο (αντί-μόνιο). Δύο jets, από τα οποία το ένα είναι b-tagged και προέρχεται από τη διάσπαση του top, και ελλειπούσα εγκάρσια ορμή, εξαιτίας του νετρίνου που δεν μπορεί να ανιχνευθεί. Πιο συγκεκριμένα, για τα γεγονότα της τελικής κατάστασης απαιτούμε:

- 1 isolated λεπτόνιο, μόνιο ή αντί-μόνιο.
- $P_{T,lepton} > 30 \text{ GeV}$.
- $|\eta|_{lepton} < 2.4$.
- 2 Jets, από τα οποία το ένα είναι b-tagged και το άλλο non b-tagged (light jet).
- $P_{T,bjet} > 40 \text{ GeV}$ και $|\eta|_{bjet} < 2.4$.
- $P_{T,lightjet} > 40 \text{ GeV}$ και $2 < |\eta|_{lightjet} < 4.7$.
- Εγκάρσια μάζα του μποζονίου W $M_{T,W} > 50 \text{ GeV}$.

Τα λεπτόνια πρέπει επίσης να ενεργοποιούν high-level (HLT) triggers, οι οποίοι φιλτράρουν τα γεγονότα και για την περίπτωση των μιονίων είναι:

- HLT_IsoMu27_v
- HLT_IsoTkMu24_v

Όσον αφορά τα $t\bar{t}$ γεγονότα που πληρούν τις παραπάνω προϋποθέσεις, πρέπει να εφαρμόσουμε κάποια επιπλέον cuts, ώστε να διαχωρίσουμε ποια από αυτά θα συνεισφέρουν στην περιοχή του σήματος και ποια θα θεωρηθούν γεγονότα $t\bar{t}$ υποβάθρου.

Για να τα διαχωρίσουμε χρησιμοποιούμε τη μεταβλητή “dRBpartonBjet” η οποία δείχνει πόσο απέχει το b-jet που βρίσκει ο ανιχνευτής από το πραγματικό. Αντίστοιχη μεταβλητή μπορεί να χρησιμοποιηθεί και για τα μόνια. Χαρακτηρίζουμε ως “matched events” τα γεγονότα για τα οποία $dRBpartonBjet \leq 0.2$ και ως “non matched events” αυτά για τα οποία $dRBpartonBjet > 0.2$. Όλα τα non matched γεγονότα δίνουν το $t\bar{t}$ υπόβαθρο, καθώς το b-tagged jet του ανιχνευτή δεν ταιριάζει με

το MC true b jet. Με άλλα λόγια, το b-tagged jet και το λεπτόνιο που έχει βρει ο ανιχνευτής δεν προέρχονται από την ίδια κορυφή.

Τα matched γεγονότα είναι αυτά που θα συνεισφέρουν στο σήμα. Για τα γεγονότα αυτά έχουμε απαιτήσει ένα λεπτόνιο στην τελική κατάσταση, μαζί με όλους του υπόλοιπους περιορισμούς. Τα χωρίζουμε σε δύο κατηγορίες, ανάλογα με τον τρόπο που διασπάστηκαν τα δύο top για να δώσουν αυτά τα γεγονότα:

- $t\bar{t}$ semileptonic events, όπου μόνο το ένα top διασπάται λεπτονικά
- $t\bar{t}$ dileptonic events, και τα δύο top διασπώνται λεπτονικά

Στην ανάλυση λαμβάνουμε τις δύο αυτές διαδικασίες ως σήμα και ακολουθούμε γι' αυτές την ίδια στρατηγική ανάλυσης με αυτή του single top.

4.5 Ανακατασκευή Top Κουάρκ (Top Quark Reconstruction)

Ένα από τα βασικότερα σημεία της ανάλυσης είναι η ανακατασκευή του top (anti-top) κουάρκ, δηλαδή η προσδιορισμός της τετραορμής του. Η διαδικασία αυτή είναι απαραίτητη για την μέτρηση της ελικότητας τους W μποζονίου, καθώς δεν μπορεί να προσδιοριστεί από τις μεταβλητές που μετράει άμεσα ο ανιχνευτής. Τα single top γεγονότα φαίνονται ιδανικά γι' αυτή τη διαδικασία, διότι δίνουν μια ξεκάθαρη τελική κατάσταση του top, η οποία αποτελείται από ένα λεπτόνιο και ένα νετρίνο που προέρχονται από τη λεπτονική διάσπαση του W μποζονίου και ένα b-tagged jet.

Γνωρίζουμε ότι σε κάθε κορυφή (vertex) ενός διαγράμματος Feynmann η τετραορμή διατηρείται. Επομένως, για την κορυφή tWb ισχύει ότι:

$$p_{top} = p_W + p_b \quad (4.3)$$

Η τετραορμή του b-jet, p_b , προσδιορίζεται χρησιμοποιώντας τις κινηματικές μεταβλητές ($p_{T,b}, E, m_b$) που είναι διαθέσιμες από την ανακατασκευή του jet. Για την τετραορμή του W, από διατήρηση της τετραορμής στην κορυφή W_{lv} έχουμε:

$$p_W = p_l + p_\nu \quad (4.4)$$

Η τετραορμή του λεπτονίου, p_l , προσδιορίζεται επίσης εύκολα από την ανακατασκευή του αντίστοιχου jet από τον ανιχνευτή. Το νετρίνο όμως δεν είναι ανιχνεύσιμο. Για τον προσδιορισμό της τετραορμής του θα χρησιμοποιήσουμε την ελλειπούσα εγκάρσια ορμή, $p_{T,miss}$. Αυτή θα μας δώσει όμως μια εκτίμηση μόνο για την εγκάρσια ορμή του νετρίνου, $p_{T,\nu}$. Η p_z συνιστώσα παραμένει άγνωστη.

Θα προσπαθήσουμε να εκτιμήσουμε την άγνωστη συνιστώσα ακολουθώντας την παρακάτω διαδικασία. Αρχικά, υποθέτουμε ότι:

$$p_W^2 = M_W^2, \quad M_W = 80.4 \text{ GeV} \quad (4.5)$$

και από την εξίσωση (4.3) έχουμε:

$$p_W^2 = (p_l + p_\nu)^2 \Leftrightarrow$$

$$\begin{aligned} &\Leftrightarrow M_W^2 = (E_l + E_\nu)^2 - (\vec{p}_l + \vec{p}_\nu)^2 \Leftrightarrow \\ &\Leftrightarrow M_W^2 = (E_l + \sqrt{p_{T,\nu}^2 + p_{z,\nu}^2})^2 - (\vec{p}_{T,l} + \vec{p}_{T,\nu})^2 - (p_{z,l} + p_{z,\nu})^2 \quad (4.6) \end{aligned}$$

Η (4.5) είναι μια δευτεροβάθμια εξίσωση με μοναδική άγνωστη ποσότητα το $p_{z,\nu}$. Επιλύοντας την ως προς $p_{z,\nu}$ παίρνουμε:

$$p_{z,\nu} = \frac{\Lambda p_{z,l}}{p_{T,l}^2} [1 \pm \sqrt{D}] \quad (4.7)$$

όπου

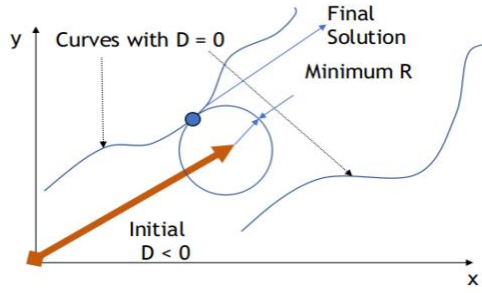
$$\Lambda = \frac{M_W^2}{2} + \vec{p}_{T,l} \cdot \vec{p}_{T,\nu} \quad (4.8)$$

και D είναι η διακρίνουσα της εξίσωσης με τύπο:

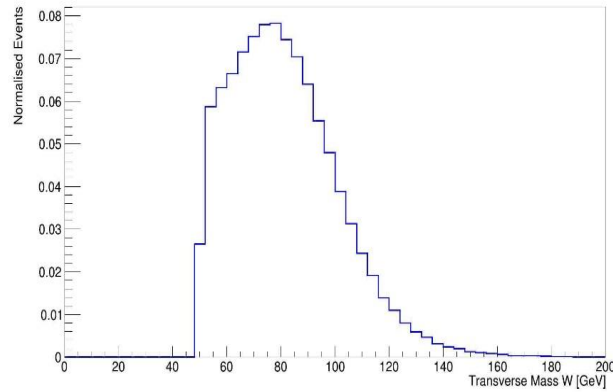
$$D = \sqrt{1 - \frac{p_{T,l}^2}{\Lambda^2} (p_l^2 p_{T,\nu}^2 - \Lambda^2)} \quad (4.9)$$

Η τιμή της διακρίνουσας έχει άμεση εξάρτηση με την τιμή της εγκάρσιας μάζας του W μποζονίου. Συγκεκριμένα υπάρχουν τρεις πιθανές περιπτώσεις:

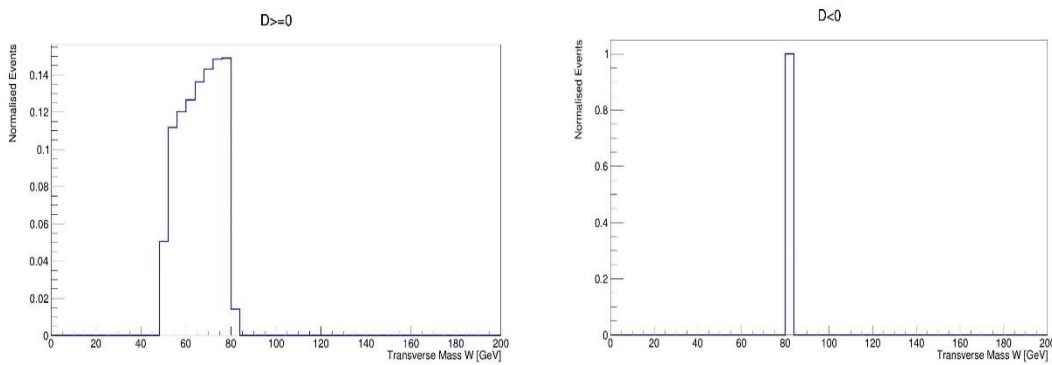
- Η διακρίνουσα να είναι μηδέν ($D = 0$), που σημαίνει ότι $M_{T,W} = M_W$. Στην περίπτωση αυτή το $p_{z,\nu}$ ορίζεται μοναδικά και η λύση είναι φυσικά αποδεκτή.
- Η διακρίνουσα να είναι θετική ($D > 0$), που σημαίνει ότι $M_{T,W} < M_W$. Εδώ έχουμε δύο πραγματικές λύσεις για το $p_{z,\nu}$, από τις οποίες κρατάμε αυτή με την μικρότερη απόλυτη τιμή.
- Η διακρίνουσα να είναι αρνητική ($D < 0$), που σημαίνει ότι $M_{T,W} > M_W$. Οι λύσεις στην περίπτωση αυτή είναι μιγαδικές και δεν είναι φυσικά αποδεκτές. Τέτοιες λύσεις παίρνουμε σχεδόν στο 40% των περιπτώσεων και γι' αυτό δεν θα τις απορρίψουμε. Θα λύσουμε το πρόβλημα τροποποιώντας την τιμή της ελλειπούσας εγκάρσιας ορμής $p_{T,miss}$, απαιτώντας να μηδενίζει τη διακρίνουσα ή αλλιώς απαιτώντας $M_{T,W} = M_W$. Πιο αναλυτικά, για κάθε συνιστώσα p_x βρίσκουμε την αντίστοιχη p_y , ώστε τελικά $D = 0$. Η συνθήκη αυτή δίνει δύο καμπύλες στο εγκάρσιο επίπεδο, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.1, δηλαδή υπάρχουν δύο αποδεκτές λύσεις για τη $\vec{p}_{T,\nu}$. Κρατάμε αυτή που είναι πιο κοντά στην αρχική τιμή της $\vec{p}_{T,miss}$.



Σχήμα 4.1: Αναπαράσταση του CMS αλγορίθμου για την περίπτωση που $M_{T,W} > M_W$.



Σχήμα 4.2: Εγκάρσια μάζα του W μποζονίου για το Single Top t -channel μετά τα cuts και πριν το reconstruction.

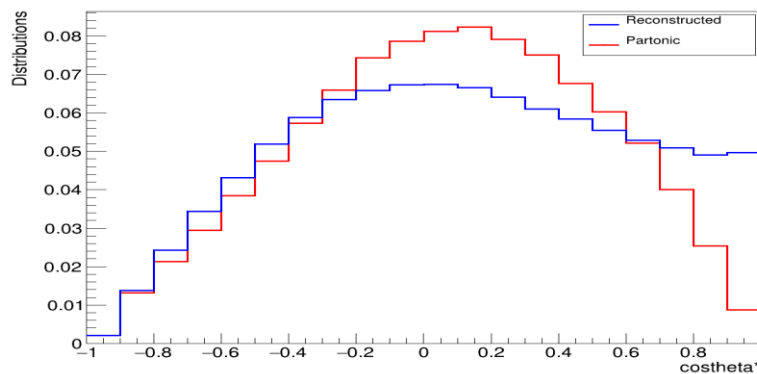


Σχήμα 4.3: Εγκάρσια μάζα του W μποζονίου για το Single Top t -channel μετά τα cuts και μετά το reconstruction για $D \geq 0$ (αριστερά) και $D < 0$ (δεξιά).

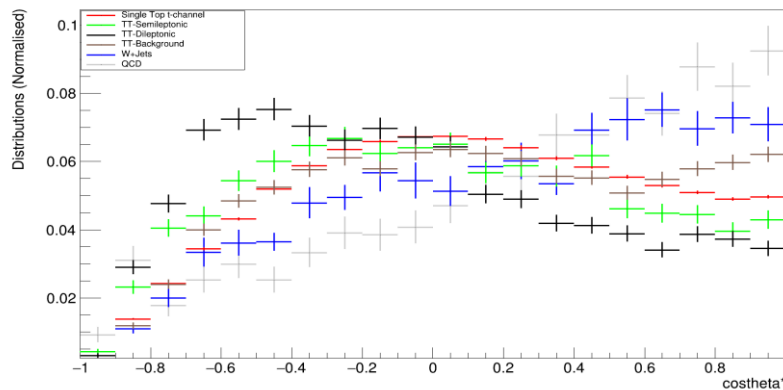
Στο σχήμα 4.3 παρατηρούμε ότι μετά το reconstruction όταν η ορίζουσα είναι θετική ισχύει ότι $M_{T,W} < 80.4 \text{ GeV}$, όπως αναμενόταν. Επίσης, όταν η διακρίνουσα είναι

αρνητική, σε όλα τα γεγονότα $M_{T,W} = 80.4 \text{ GeV}$, δηλαδή ο αλγόριθμος λειτουργεί σωστά.

Έχοντας λοιπόν προσδιορίσει την τετραορμή του top κουάρκ, αλλά και όλων των υπόλοιπων σωματιδίων που συμμετέχουν στη διάσπασή του, μπορούμε να προσδιορίσουμε την κατανομή της μεταβλητής $\cos \theta^*$. Η γωνία ελικότητας θ^* (helicity angle) ορίζεται ως η γωνία μεταξύ της κατεύθυνσης του λεπτονίου και της αντίθετης κατεύθυνσης της ορμής του b jet κουάρκ, ως προς το σύστημα αναφοράς του W. Οι συναρτήσεις πυκνότητας πιθανότητας του $\cos \theta^*$ για όλες τις διαδικασίες, σήματος και υποβάθρου, μετά την επιλογή γεγονότων φαίνονται στο σχήμα 4.5.

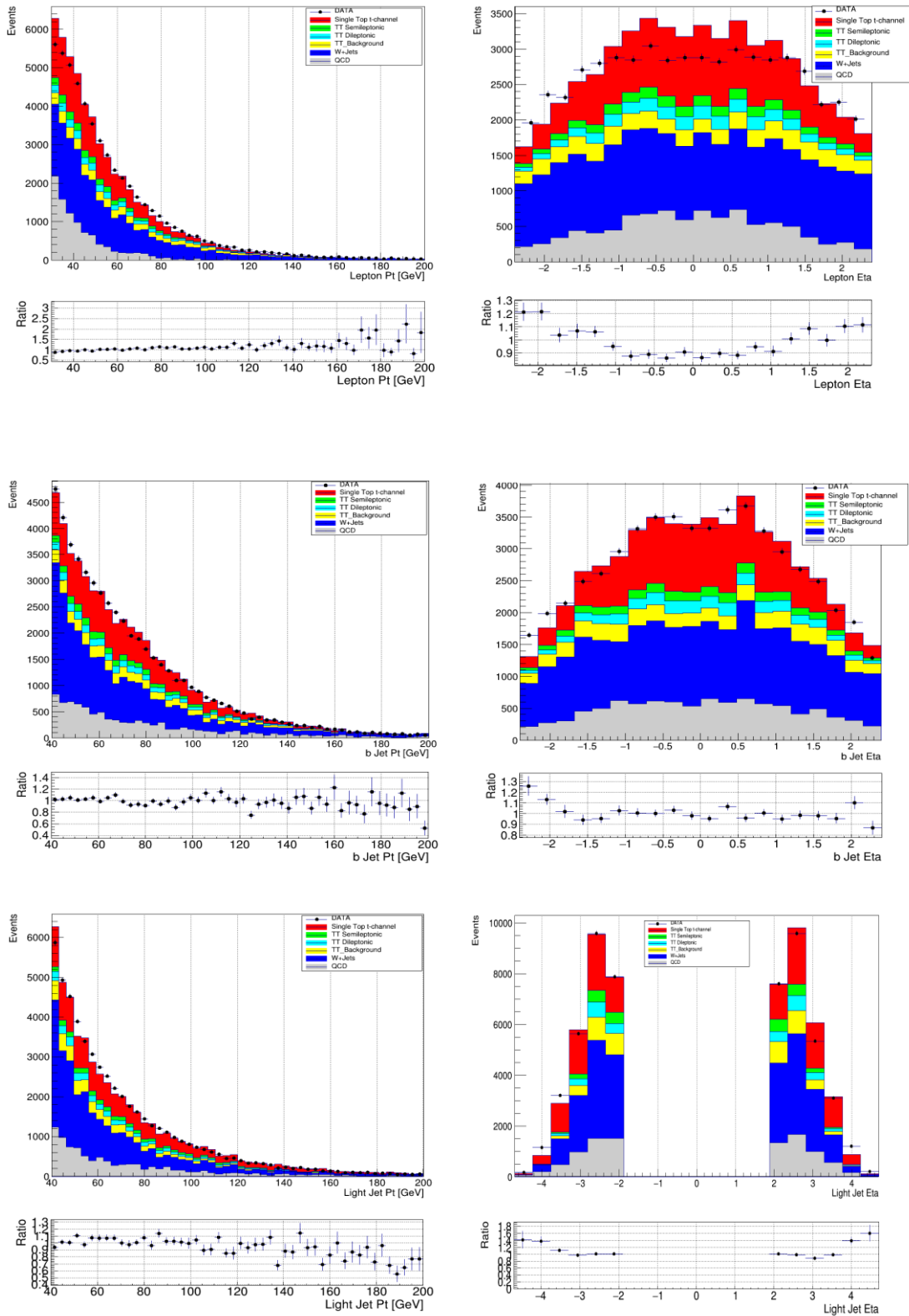


Σχήμα 4.4: Κατανομή του $\cos \theta^*$ για Single Top t -channel σε reconstructed και partonic level.

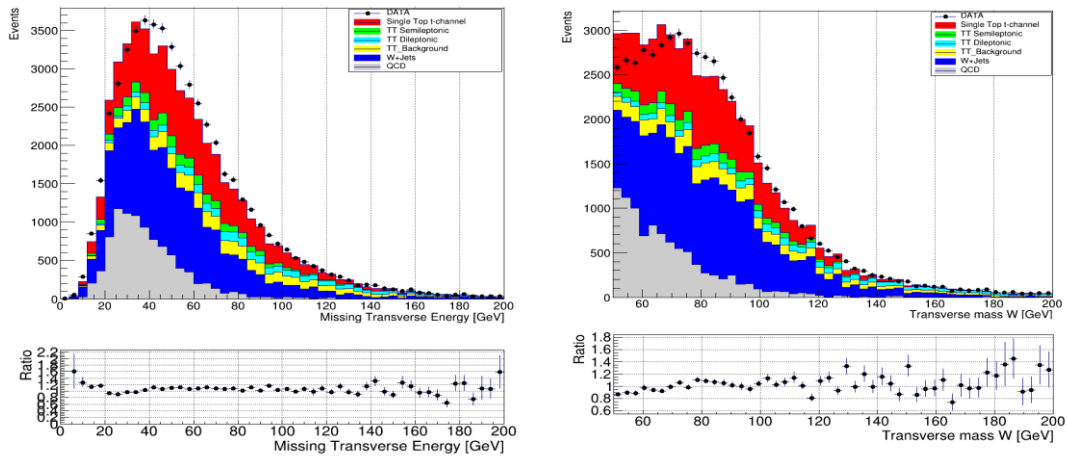


Σχήμα 4.5: Κατανομή του $\cos \theta^*$ για διεργασίες σήματος και υποβάθρου.

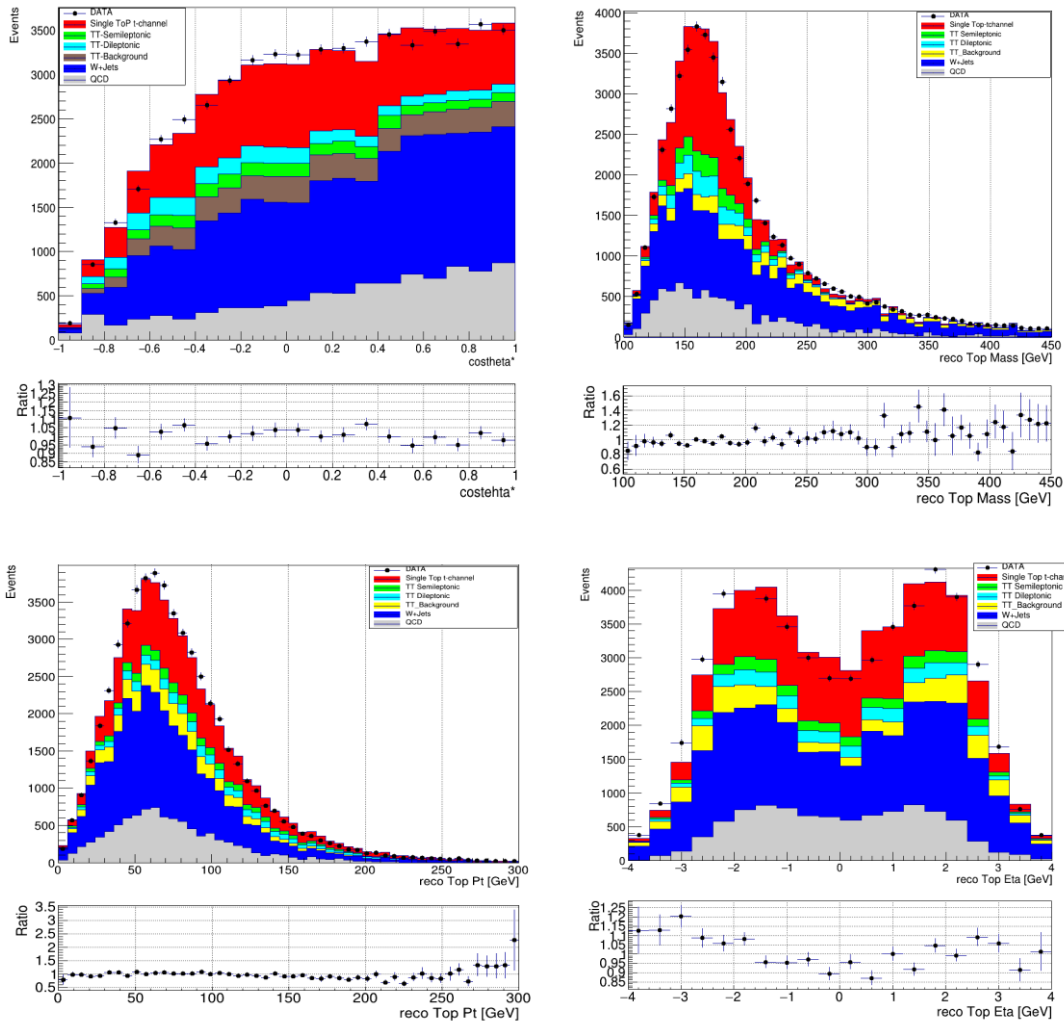
Από την ανακατασκευή του top κουάρκ, μπορούν να εξαχθούν και άλλες χρήσιμες μεταβλητές, όπως είναι η μάζα του, η εγκάρσια ορμή του και η pseudorapidity. Παρακάτω απεικονίζονται οι κατανομές διαφόρων κινηματικών μεταβλητών που παίρνουμε από τις προσομοιώσεις MC, σε σύγκριση με αυτές των πραγματικών δεδομένων.



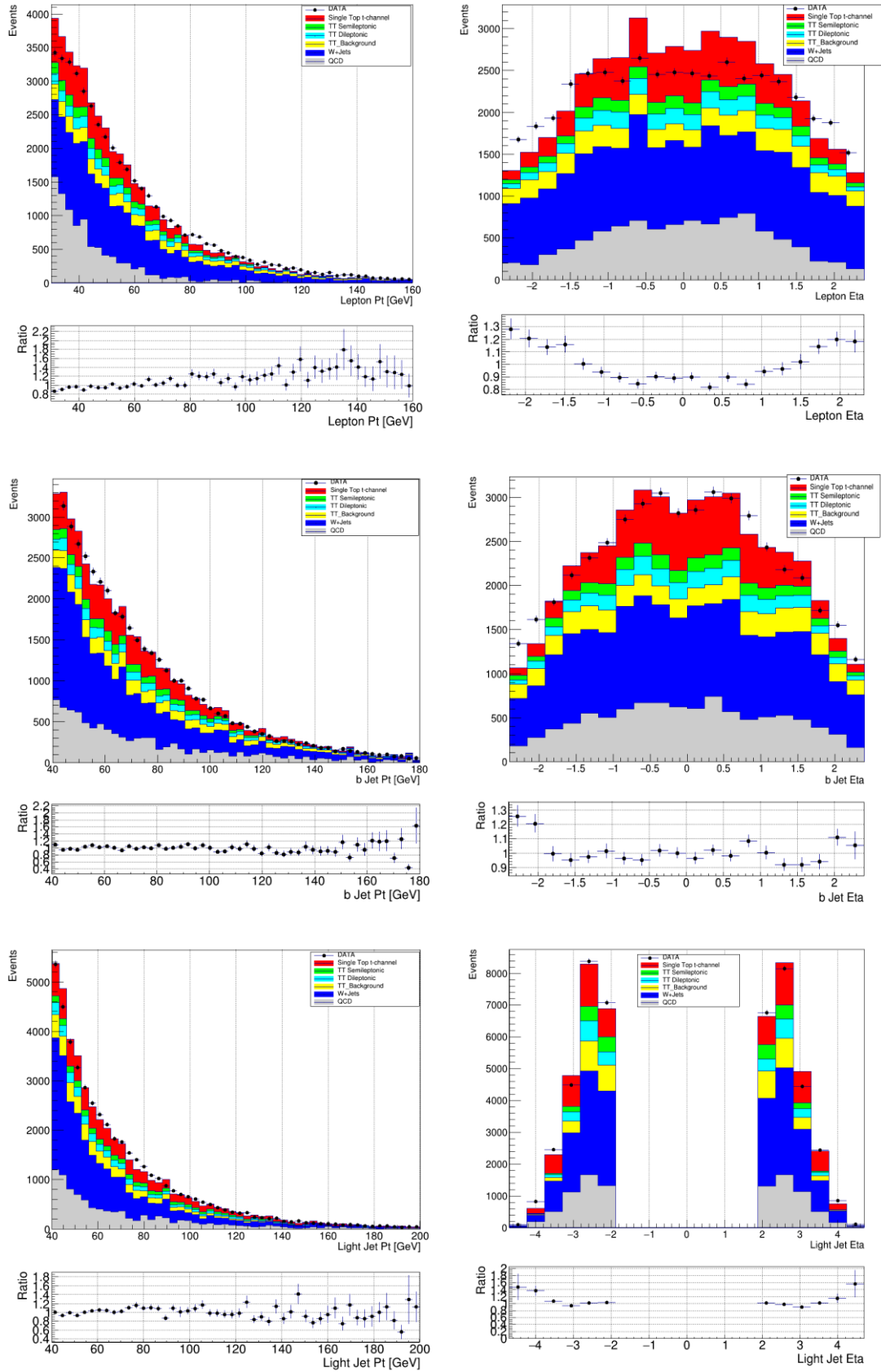
Σχήμα 4.6: Κατανομές διαφόρων κινηματικών μεταβλητών μετά την εφαρμογή των cuts για την περίπτωση θετικά φορτισμένου μιονίου. Σύγκριση των κατανομών MC με αυτές των πραγματικών δεδομένων, πριν το τελικό fit.



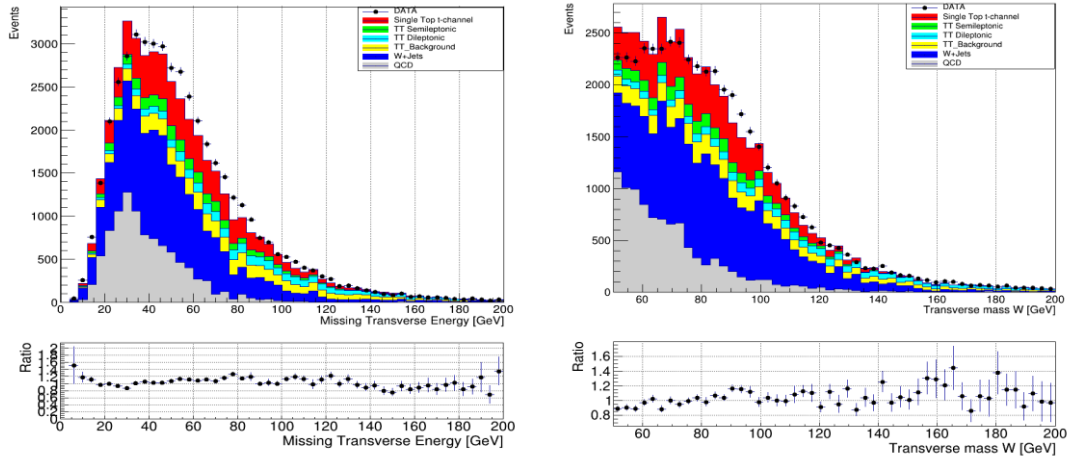
Σχήμα 4.7: Κατανομή της ελλειπούσας εγκάρσιας ορμής (αριστερά) και της εγκάρσιας μάζας του W μποζονίου (δεξιά) μετά την εφαρμογή των cuts για την περίπτωση θετικά φορτισμένου μιονίου. Σύγκριση των κατανομών MC με αυτές των πραγματικών δεδομένων, πριν το τελικό fit.



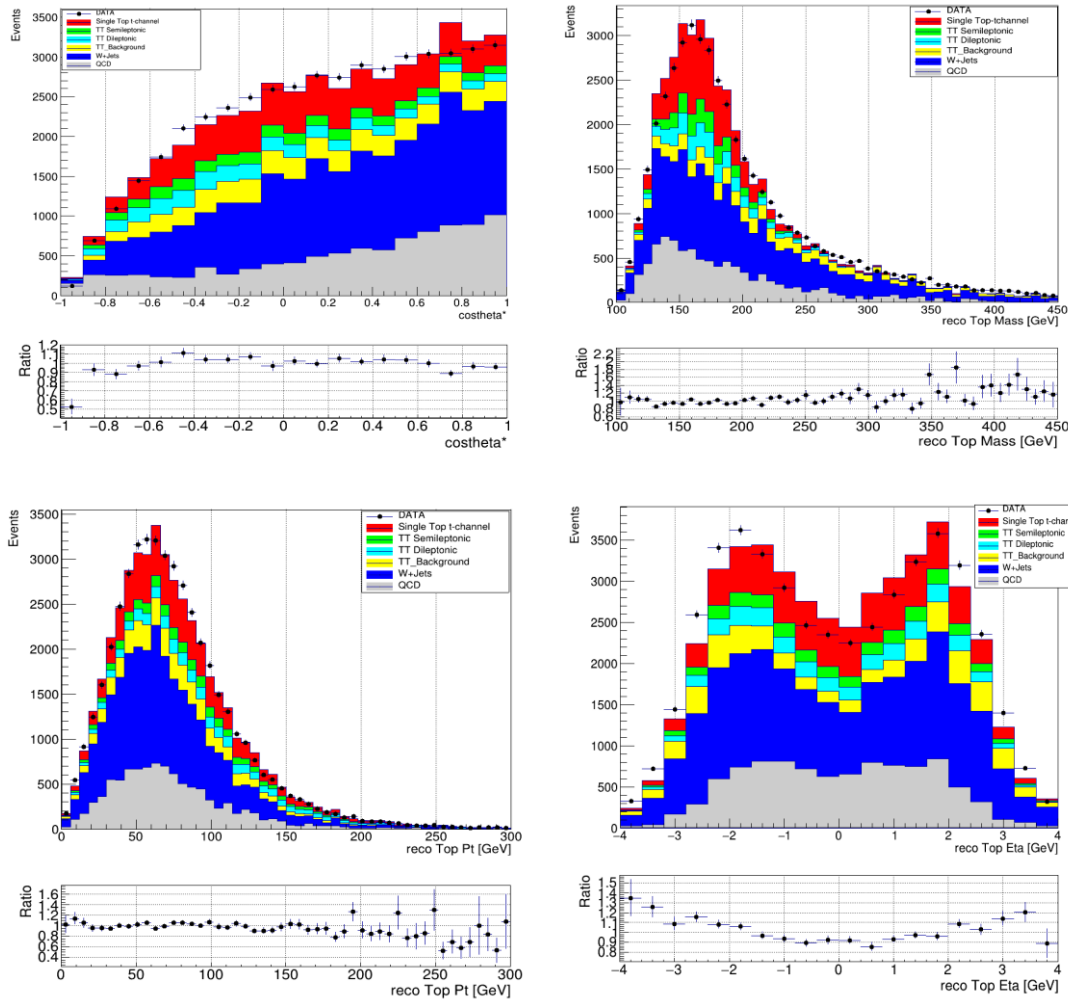
Σχήμα 4.8: Κατανομές reconstructed μεταβλητών μετά την εφαρμογή των cuts για την περίπτωση θετικά φορτισμένου μιονίου. Σύγκριση των κατανομών MC με αυτές των πραγματικών δεδομένων, πριν το τελικό fit.



Σχήμα 4.9: Κατανομές διαφόρων κινηματικών μεταβλητών μετά την εφαρμογή των cuts για την περίπτωση αρνητικά φορτισμένου μιονίου. Σύγκριση των κατανομών MC με αυτές των πραγματικών δεδομένων, πριν το τελικό fit.



Σχήμα 4.10: Κατανομή της ελλειπούσας εγκάρσιας ορμής (αριστερά) και της εγκάρσιας μάζας του W μποζονίου (δεξιά) μετά την εφαρμογή των cuts για την περίπτωση θετικά φορτισμένου μιονίου. Σύγκριση των κατανομών MC με αυτές των πραγματικών δεδομένων, πριν το τελικό fit.



Σχήμα 4.11: Κατανομές διαφόρων κινηματικών μεταβλητών μετά την εφαρμογή των cuts για την περίπτωση αρνητικά φορτισμένου μιονίου. Σύγκριση των κατανομών MC με αυτές των πραγματικών δεδομένων, πριν το τελικό fit.

4.6 Εξαγωγή των helicity fractions (The Fit Method)

Τα ποσοστά των τριών καταστάσεων πόλωσης του W μποζονίου (F_L , F_0 και F_R) θα εξαχθούν χρησιμοποιώντας την γωνιακή κατανομή του $\cos\theta^*$, την οποία προσδιορίσαμε στην ενότητα 4.5. Από τη σχέση:

$$\rho(\cos\theta^*) = \frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{d\cos\theta^*} = \frac{3}{8}(1 - \cos\theta^*)^2 F_L + \frac{3}{4}\sin^2\theta^* F_0 + \frac{3}{8}(1 + \cos\theta^*) F_R \quad (4.10)$$

παρατηρούμε ότι στην συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας της μεταβλητής αυτής συνεισφέρουν και οι τρεις καταστάσεις ελικότητας του W μποζονίου. Βρίσκοντας την κατάλληλη κατανομή για κάθε διεργασία ξεχωριστά, θα εξάγουμε ένα μοντέλο που περιγράφει την κατανομή για όλες τις διεργασίες, το οποίο στη συνέχεια θα προσαρμόσουμε στα δεδομένα μέσω ενός Maximum Likelihood (ML) fit, για να πάρουμε τις τιμές των helicity fractions.

Αρχικά, χρησιμοποιώντας τις προσομοιώσεις MC προσδιορίζουμε την κατανομή του $\cos\theta^*$ για τις τρεις περιπτώσεις:

- $\cos\theta_{gen}^*$, η κατανομή του $\cos\theta^*$ σε generator-level, χωρίς κανένα περιορισμό.
- $\cos\theta_{true}^*$, η κατανομή του $\cos\theta^*$ σε generator-level, μετά την εφαρμογή των cuts.
- $\cos\theta_{reco}^*$, η κατανομή του $\cos\theta^*$ όπως την καταγράφει ο ανιχνευτής, μετά την εφαρμογή των cuts.

Στη συνέχεια, θα εξάγουμε την συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας του $\cos\theta^*$ σε reco-level για τις επί μέρους καταστάσεις ελικότητας (templates). Η διαδικασία αυτή θα γίνει μόνο για τις διεργασίες σήματος. Ξεκινάμε, παίρνοντας τα επί μέρους templates σε generator-level σύμφωνα με τη εξίσωση 4.10 από τις σχέσεις:

$$w_0(\cos\theta_{gen}^*) = \frac{3}{4}(1 - \cos^2\theta_{gen}^*) F_0^{SM} \quad (4.11)$$

$$w_L(\cos\theta_{gen}^*) = \frac{3}{8}(1 - \cos\theta_{gen}^*)^2 F_L^{SM} \quad (4.12)$$

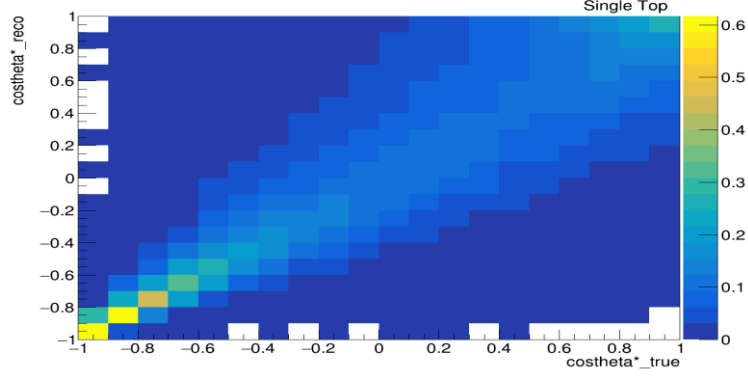
$$w_R(\cos\theta_{gen}^*) = \frac{3}{8}(1 + \cos\theta_{gen}^*)^2 F_R^{SM} \quad (4.13)$$

Στις παραπάνω σχέσεις, F_0^{SM} , F_L^{SM} , F_R^{SM} είναι τα helicity fractions που αναμένουμε σύμφωνα με το Καθιερωμένο Πρότυπο.

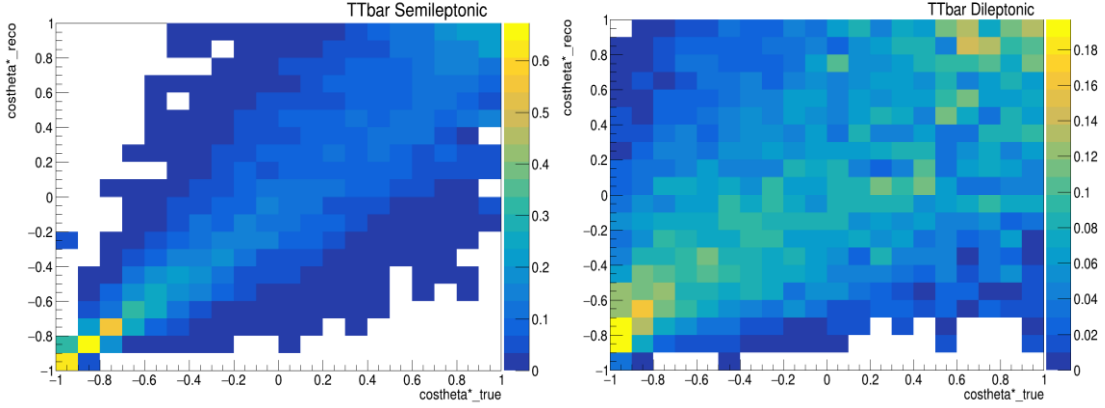
Συνεχίζουμε, εκτιμώντας την efficiency, $\varepsilon(\cos\theta_{gen}^*)$, μέσω της οποίας θα περάσουμε από τον ολικό φασικό χώρο, στο χώρο που έχουμε επιλέξει να γίνει η ανάλυση. Θεωρούμε ότι η efficiency είναι ίδια και για τις τρεις περιπτώσεις ελικότητας. Ορίζεται από τη σχέση:

$$\varepsilon(\cos\theta_{gen}^*) = \frac{\cos\theta_{true}^*}{\cos\theta_{gen}^*} \quad (4.14)$$

Τέλος, χρειαζόμαστε κάποιον Correlation Matrix, $R(\cos\theta_{true}^*, \cos\theta_{reco}^*)$, ο οποίος θα δίνει τη συσχέτιση των μεταβλητών $\cos\theta_{true}^*$ και $\cos\theta_{reco}^*$.



Σχήμα 4.12: Correlation Matrix for Single Top t -channel.



Σχήμα 4.13: Correlation Matrix for $t\bar{t}$ semileptonic (left) and $t\bar{t}$ dileptonic (right) final state.

Τελικά, η συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας του $\cos\theta^*$ για δεδομένο F_i , με $i = L, R, 0$ μπορεί να εκφραστεί από τη σχέση:

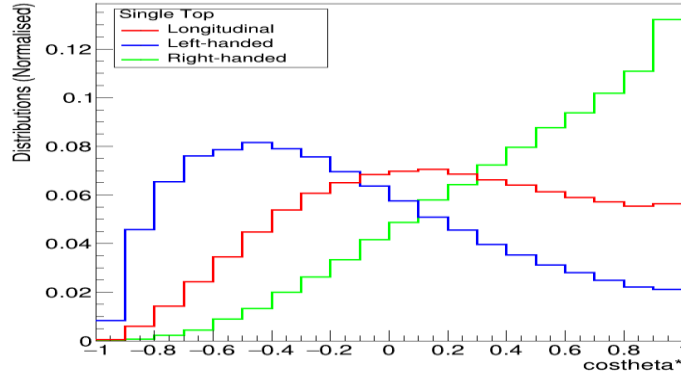
$$\rho_{F_i}(\cos\theta_{reco}^*) = \sum_{gen} w_i(\cos\theta_{gen}^*) \varepsilon(\cos\theta_{gen}^*, \cos\theta_{true}^*) R(\cos\theta_{true}^*, \cos\theta_{reco}^*) \quad (4.15)$$

Η παραπάνω διαδικασία εφαρμόζεται και για τις τρεις διεργασίες που λαμβάνουμε ως σήμα. Δηλαδή κατασκευάζουμε τα επί μέρους signal templates για τη λεπτονική διάσπαση του Single Top (t -channel), αλλά και για τις δύο περιπτώσεις του $t\bar{t}$, semileptonic και dileptonic.

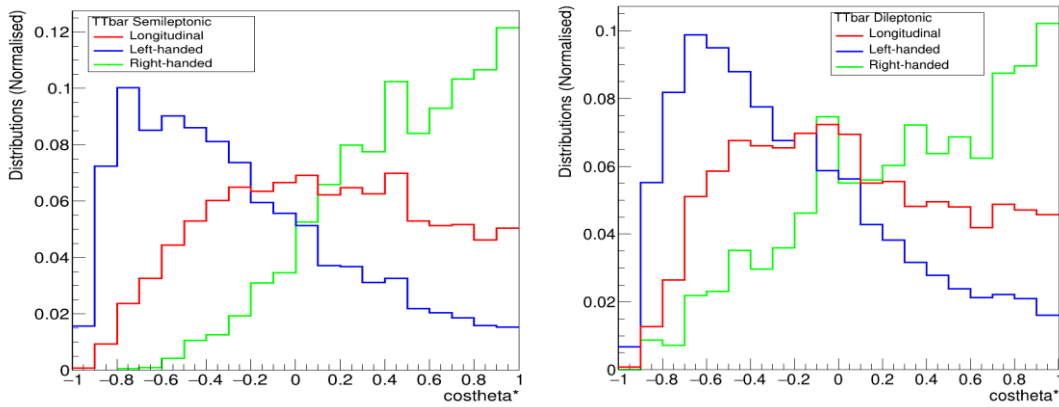
Η ολική κατανομή $F_{total}(X)$ της μεταβλητής $X \equiv \cos\theta^*$, η οποία μέσω ενός Maximum Likelihood fit στα δεδομένα θα δώσει τα helicity fractions, έχει τη μορφή:

$$F_{total}(X) = F_{ST}(X) + F_{t\bar{t},semi}(X) + F_{t\bar{t},di}(X) + F_{t\bar{t},back} + F_{W+Jets}(X) + F_{QCD}(X) \quad (4.16)$$

δηλαδή ένα άθροισμα πάνω στα templates των διεργασιών σήματος και υποβάθρου.



Σχήμα 4.14: Reconstructed templates for Single Top t -channel.



Σχήμα 4.15: Reconstructed templates for $t\bar{t}$ semileptonic (left) and $t\bar{t}$ dileptonic (right) final state.

Στην σχέση 4.16, κάθε $F_i(X)$ ορίζεται ως:

$$F_i(X) = r_i N_i^{exp} PDF_i(X) \quad (4.17)$$

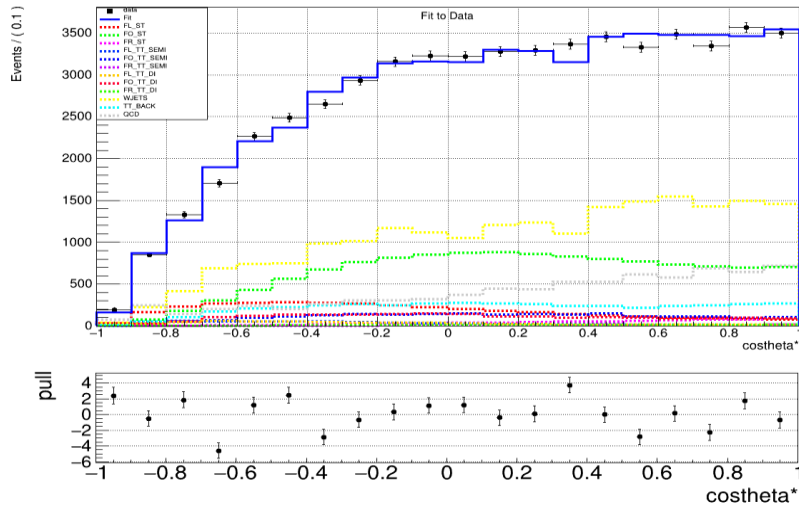
Στην σχέση αυτή, N_i^{exp} είναι ο αριθμός των γεγονότων της συγκεκριμένης διαδικασίας, όπως προβλέπεται από την ενεργό διατομή της και τη MC προσομοίωση. Επίσης, r_i είναι μια ελεύθερη παράμετρος του fit, στην οποία δίνουμε μια αρχική τιμή ίση με τη μονάδα, και για την οποία ισχύει $r_i = \frac{N_i^{Fit}}{N_i^{exp}}$. Τέλος, $PDF_i(X)$ είναι η συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας του $cos\theta^*$.

Για τις διαδικασίες υποβάθρου, κάθε $PDF_i(X)$ παίρνει την κατανομή του $cos\theta^*$, όπως ανακατασκευάστηκε για το αντίστοιχο υπόβαθρο. Για τις διαδικασίες σήματος όμως, τα $PDF_i(X)$ πρέπει να περιέχουν τα helicity fractions, ως ελεύθερες παράμετροι. Συγκεκριμένα, το αριστερόστροφο και διάμηκες helicity fraction (F_L , F_0) ορίζονται ως ελεύθεροι παράμετροι του fit, ενώ το δεξιόστροφο (F_R) από την απαίτηση $\sum_{i=L,R,0} F_i = 1$ (συνθήκη κανονικοποίησης). Επομένως, για τις διαδικασίες σήματος ορίζουμε τα $PDF_i(X)$ ως:

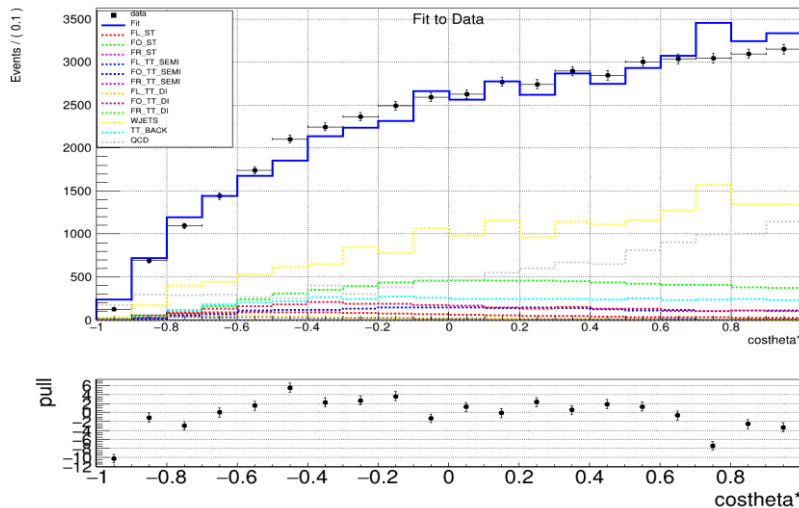
$$PDF_i(X) = F_L \rho_{F_L}(X) + F_0 \rho_{F_0}(X) + F_R \rho_{F_R}(X) \quad (4.18)$$

όπου τα $\rho_{F_i}(X) \equiv \rho_{F_i}(\cos\theta_{reco}^*)$, όπως ορίστηκαν στη σχέση 4.15.

Έχοντας φτιάξει λοιπόν το μοντέλο $F_{total}(X)$, που περιγράφει την κατανομή της μεταβλητής $\cos\theta^*$, λαμβάνοντας υπόψη τις συνεισφορές των διαφόρων διεργασιών σήματος και υποβάθρου, είμαστε σε θέση να εφαρμόσουμε το μοντέλο αυτό στα πραγματικά δεδομένα. Ως αποτέλεσμα, παίρνουμε για την περίπτωση θετικά και αρνητικά φορτισμένου μιονίου τα παρακάτω διαγράμματα.



Σχήμα 4.16: Ολική προσαρμογή στα δεδομένα για την περίπτωση θετικά φορτισμένου μιονίου.



Σχήμα 4.17: Ολική προσαρμογή στα δεδομένα για την περίπτωση αρνητικά φορτισμένου μιονίου.

4.7 Η συμμετρία CPT

Οι συμμετρίες και οι νόμοι διατήρησης είναι ένα σημαντικό θέμα στη φυσική και ιδιαίτερα στη φυσική των στοιχειωδών σωματιδίων. Συμμετρία είναι κάθε διαδικασία που εφαρμόζεται σε κάποιο σύστημα και το αφήνει αναλλοίωτο. Κάθε συμμετρία σχετίζεται με μια αρχή διατήρησης, δηλαδή οι νόμοι διατήρησης έχουν την προέλευση τους στις συμμετρίες.

Στο κεφάλαιο αυτό θα περιγράψουμε τρεις συμμετρίες, οι οποίες συνήθως, αλλά όχι πάντα, διατηρούνται. Αυτές είναι η συζυγία φορτίου (C), η ομοτιμία (P), και η αναστροφή του χρόνου (T).

- **Συζυγία φορτίου (Charge conjugation):** Ο τελεστής C της συζυγίας φορτίου αντιστρέφει κάθε εσωτερικό κβαντικό αριθμό, μετατρέποντας το σωματίδιο στο οποίο επιδρά στο αντισωματίδιο του, αφήνοντας τη θέση και την ορμή του αμετάβλητες. Με εφαρμογή της C έχουμε:

$$C |p\rangle = |\bar{p}\rangle = \pm |p\rangle \quad (4.19)$$

λόγω διατήρησης της C. Η συζυγία φορτίου διατηρείται από τις ισχυρές και ηλεκτρομαγνητικές αλληλεπιδράσεις, αλλά παραβιάζεται από τις ασθενείς.

- **Ομοτιμία (Parity):** Ο μετασχηματισμός ομοτιμίας αντιστρέφει κάθε χωρική συντεταγμένη. Αναστρέφει δηλαδή τις ορμές των σωματιδίων, ενώ αφήνει το spin τους αμετάβλητο. Η ομοτιμία διατηρείται στις ισχυρές και ηλεκτρομαγνητικές αλληλεπιδράσεις, όχι όμως στις ασθενείς. Το γεγονός ότι στη φύση παρατηρούνται μόνο αριστερόστροφα νεutrίνο και δεξιόστροφα αντινεutrίνο παραβιάζει τόσο το αμετάβλητο της συζυγίας φορτίου όσο και της ομοτιμίας. Είναι, ωστόσο συμβατό με τη διατήρηση της CP, καθώς ο τελεστής CP μετατρέπει ένα αριστερόστροφο νεutrίνο σε δεξιόστροφο αντινεutrίνο.
- **Αναστροφή χρόνου (Time reversal):** Το αναλλοίωτο της αντιστροφής του χρόνου ορίζεται ως αναλλοίωτο κάτω από τον μετασχηματισμό

$$t \rightarrow t' = -t \quad (4.20)$$

αφήνοντας όλα τα διανύσματα θέσης αμετάβλητα. Η ορμή και η στροφορμή όμως αλλάζουν πρόσημο υπό την επήρεια της T. Προβλέπεται ότι και η T παραβιάζεται από τις ασθενείς αλληλεπιδράσεις.

Πιστεύουμε ότι όλες οι αλληλεπιδράσεις είναι αμετάβλητες υπό την συνδυασμένη εφαρμογή των τριών αυτών συμμετριών, με οποιαδήποτε σειρά και αν εφαρμοστούν. Αυτό το αποτέλεσμα ονομάζεται θεώρημα της CPT. Στην παρούσα ανάλυση απαιτήσαμε ένα λεπτόνιο και συγκεκριμένα μιονίο στην τελική κατάσταση. Μετρώντας τα helicity fractions του W μποζονίου για την περίπτωση θετικά φορτισμένου μιονίου και αρνητικά φορτισμένου μιονίου ξεχωριστά, και συγκρίνοντας τα αποτελέσματα, είναι ένας καλός τρόπος να ελέγξουμε το αναλλοίωτο της CPT.

4.8 Αποτελέσματα

Από την ανάλυση που πραγματοποιήθηκε πήραμε τα ακόλουθα αποτελέσματα -σε επίπεδο ανιχνευτή και όχι σε παρτονικό- για τις τιμές των helicity fractions του W μποζονίου, μαζί με τα αντίστοιχα στατιστικά σφάλματα:

- για θετικά φορτισμένο μιονίο:

$$\begin{aligned}F_L &= 0.205 \pm 0.021 \text{ (stat)} \\F_0 &= 0.812 \pm 0.017 \text{ (stat)} \\F_R &= -0.017 \pm 0.037 \text{ (stat)}\end{aligned}$$

- για αρνητικά φορτισμένο μιονίο:

$$\begin{aligned}F_L &= 0.141 \pm 0.057 \text{ (stat)} \\F_0 &= 0.859 \pm 0.070 \text{ (stat)} \\F_R &= 0.000 \pm 0.012 \text{ (stat)}\end{aligned}$$

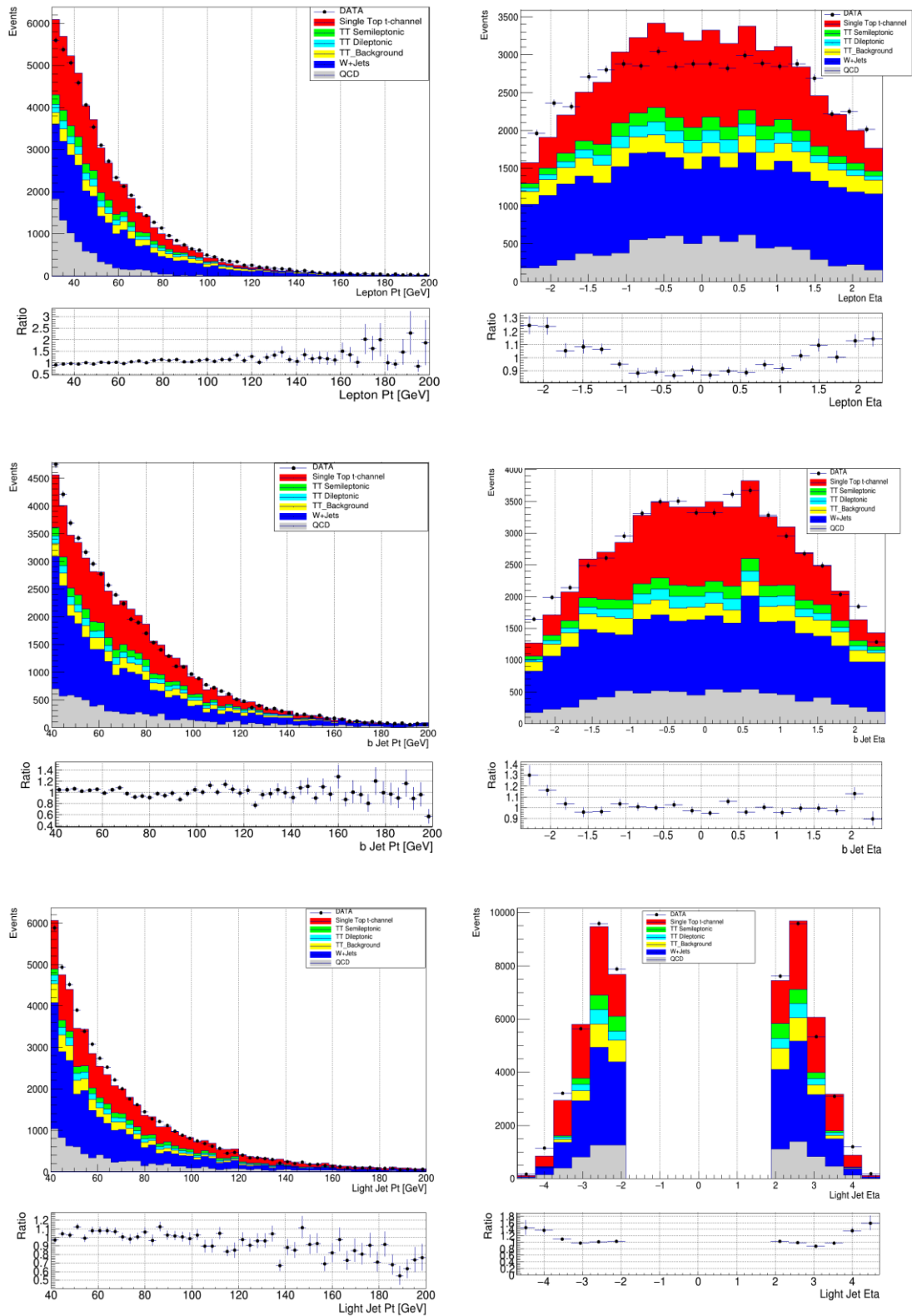
Από την ολική προσαρμογή στα δεδομένα προέκυψε μια εκτίμηση για το αριστερόστροφο και διάμηκες helicity fraction (F_L , F_0), μαζί με αντίστοιχα στατιστικά σφάλματα. Το δεξιόστροφο helicity fraction (F_R) εκτιμήθηκε από τη σχέση $F_R = 1 - F_L - F_0$. Το σφάλμα του υπολογίστηκε μέσω διάδοσης σφάλματος, χρησιμοποιώντας τον γενικό τύπο:

$$(\sigma_y)^2 = \sum_i \sum_j \frac{\partial y}{\partial P_i} \frac{\partial y}{\partial P_j} \rho_{ij} \sigma_{P_i} \sigma_{P_j} \quad (4.20)$$

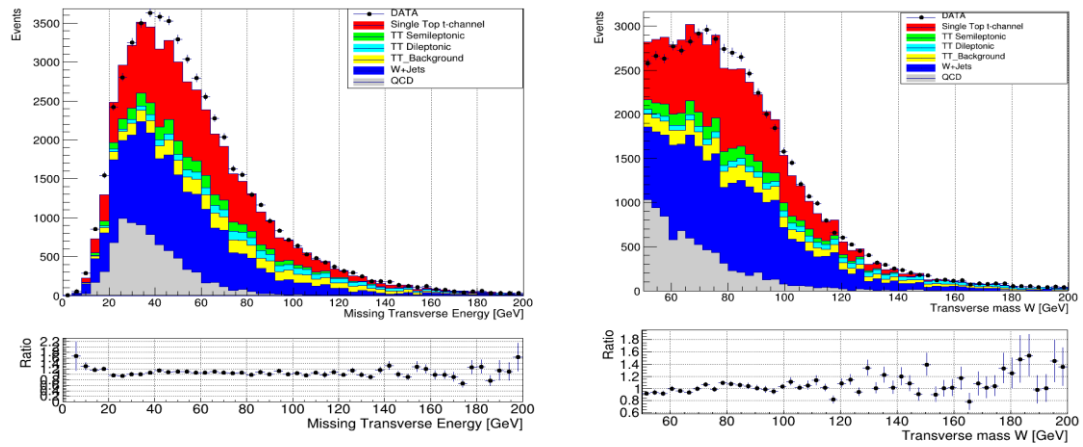
Στον τύπο αυτό, ρ_{ij} είναι οι συντελεστές συσχέτισης των μεταβλητών i και j . Ο συντελεστής συσχέτισης των F_L και F_0 είναι 0.89 για θετικό μιονίο και 0.94 για αρνητικό, δηλαδή το αριστερόστροφο και διάμηκες helicity fraction έχουν υψηλή συσχέτιση.

Τα αποτελέσματα για τις δύο περιπτώσεις είναι σύμφωνα μέσα στα πλαίσια των στατιστικών σφαλμάτων. Στην πραγματικότητα τα σφάλματα είναι μεγαλύτερα, καθώς στα αποτελέσματα δεν συμπεριλαμβάνονται τα συστηματικά σφάλματα. Παρατηρούμε επίσης ότι τα στατιστικά σφάλματα για την περίπτωση αρνητικού μιονίου είναι αρκετά μεγαλύτερα από τα αντίστοιχα του θετικού. Αυτό έχει να κάνει με το γεγονός ότι οι προσομοιώσεις MC έχουν χαμηλότερη στατιστική για γεγονότα διάσπασης anti-top και συνεπώς, μεγαλύτερες στατιστικές διακυμάνσεις. Το γεγονός αυτό σχετίζεται άμεσα και με τη χαμηλότερη ενεργό διατομή διάσπαση του anti-top (80.95 pb) έναντι του top (136.02 pb).

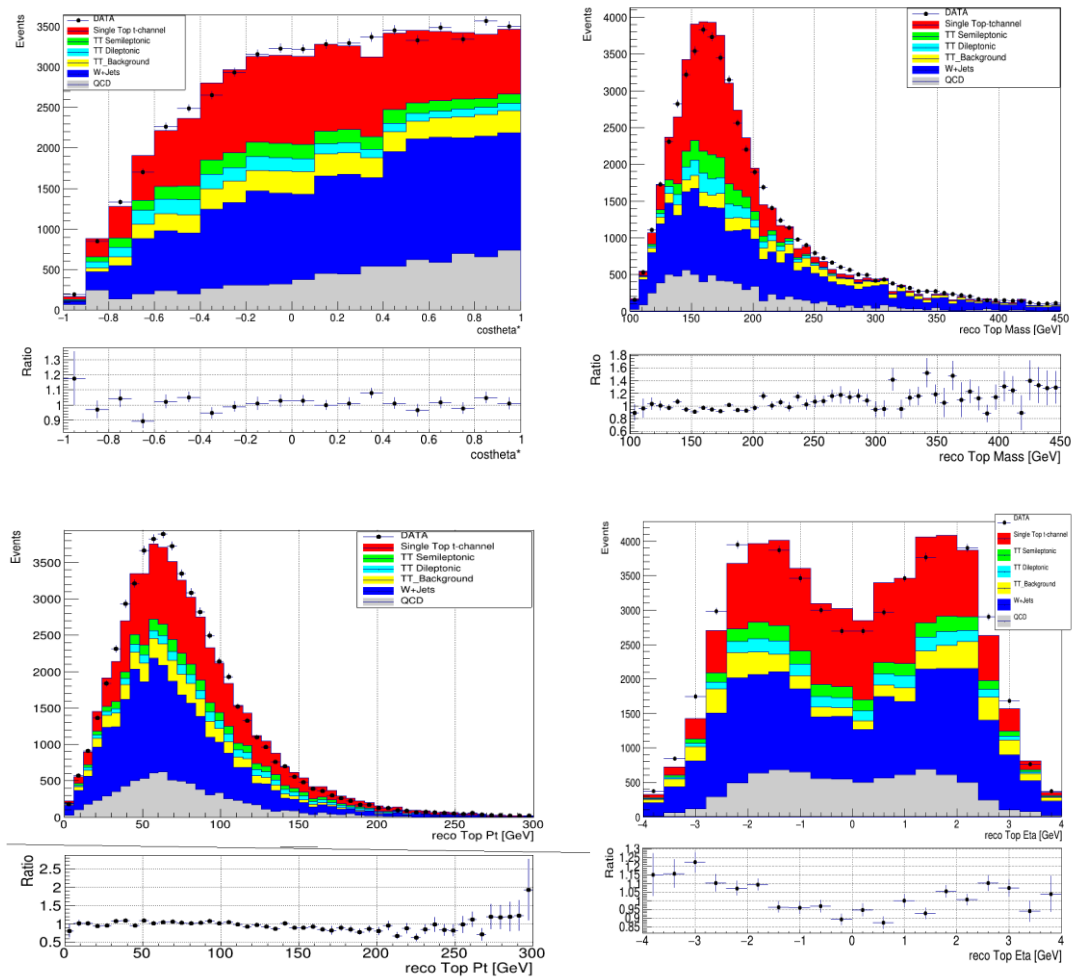
Παρακάτω παρουσιάζονται οι κατανομές μερικών μεταβλητών, μετά την εφαρμογή των παραγόντων κανονικοποίησης (scale factors) που λάβαμε από το fit.



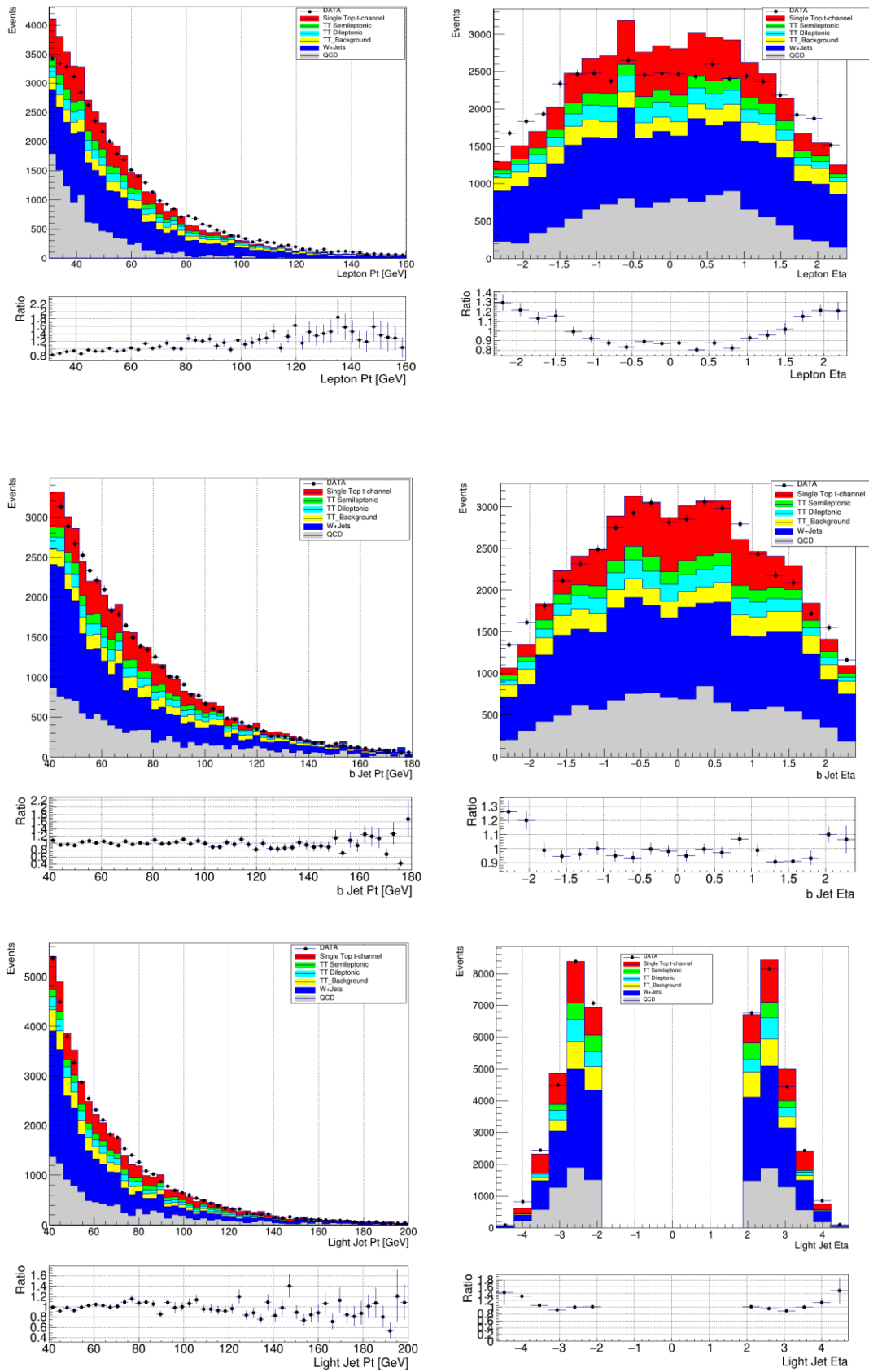
Σχήμα 4.18: Post-fit κατανομές διαφόρων κινηματικών μεταβλητών για την περίπτωση θετικά φορτισμένου μιονίου. Σύγκριση με τις κατανομές των πραγματικών δεδομένων.



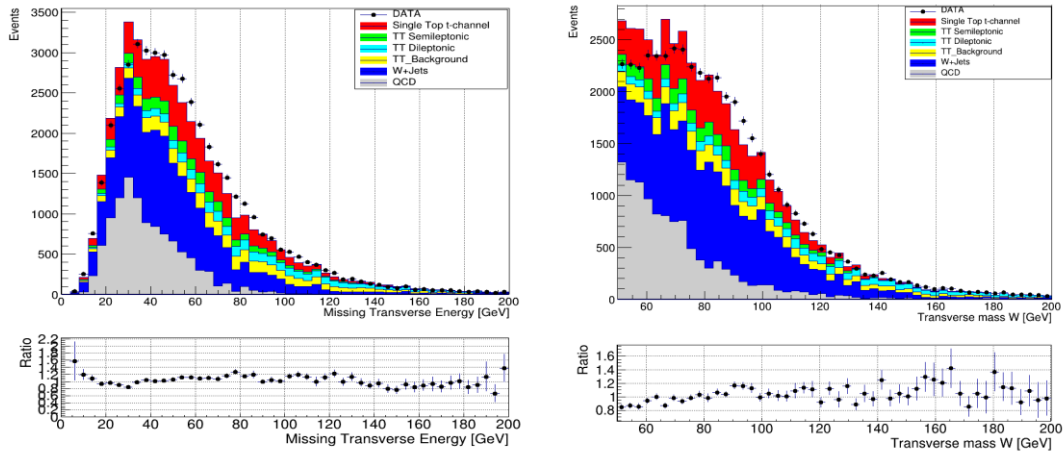
Σχήμα 4.19: Post-fit κατανομή της ελλειπούσας εγκάρσιας ορμής (αριστερά) και της εγκάρσιας μάζας του W μποζονίου (δεξιά) για την περίπτωση θετικά φορτισμένου μιονίου. Σύγκριση με τις κατανομές των πραγματικών δεδομένων.



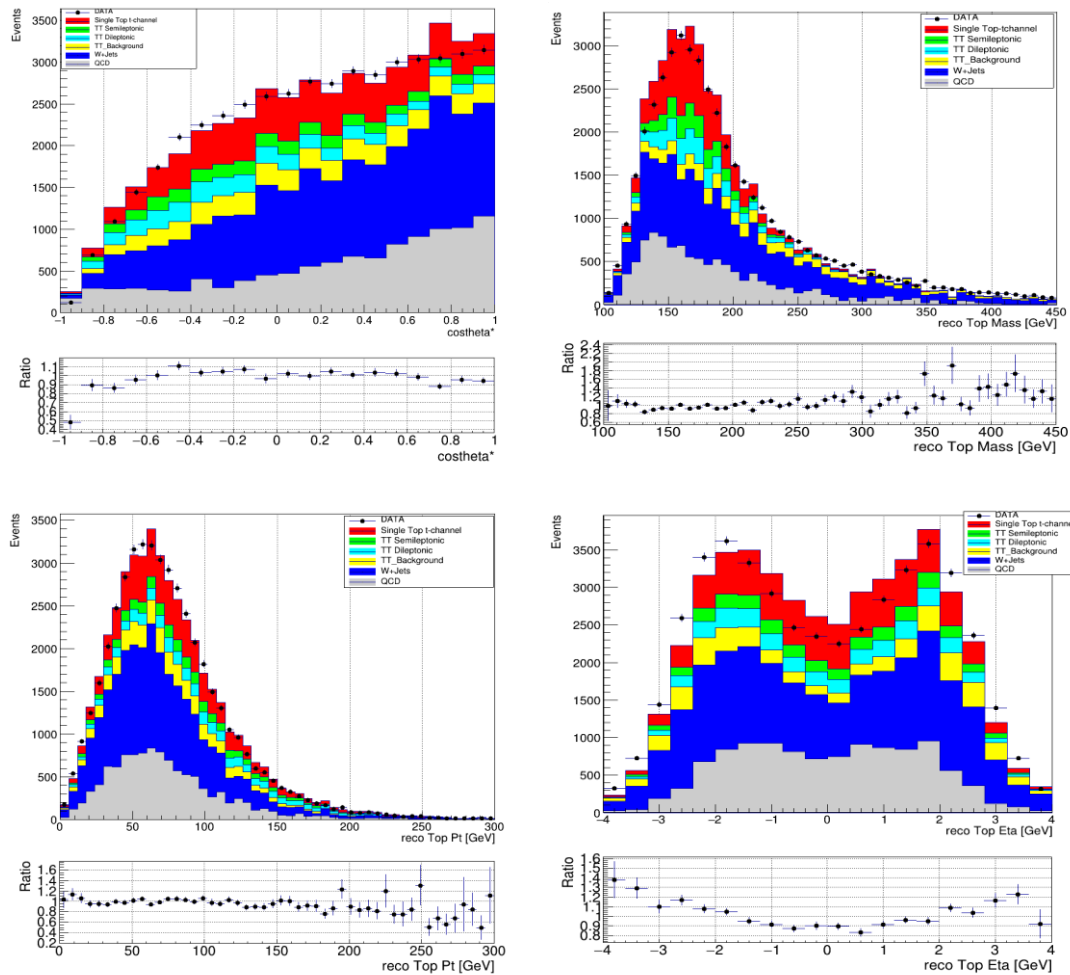
Σχήμα 4.20: Post-fit κατανομές reconstructed μεταβλητών μετά την εφαρμογή των cuts για την περίπτωση θετικά φορτισμένου μιονίου. Σύγκριση με τις κατανομές των πραγματικών δεδομένων.



Σχήμα 4.21: Post-fit κατανομές διαφόρων κινηματικών μεταβλητών για την περίπτωση αρνητικά φορτισμένου μιονίου. Σύγκριση με τις κατανομές των πραγματικών δεδομένων.



Σχήμα 4.22: Post-fit κατανομή της ελλειπούσας εγκάρσιας ορμής (αριστερά) και της εγκάρσιας μάζας του W μποζονίου (δεξιά) για την περίπτωση αρνητικά φορτισμένου μιονίου. Σύγκριση με τις κατανομές των πραγματικών δεδομένων.



Σχήμα 4.23: Post-fit κατανομές reconstructed μεταβλητών μετά την εφαρμογή των cuts για την περίπτωση αρνητικά φορτισμένου μιονίου. Σύγκριση με τις κατανομές των πραγματικών δεδομένων.

4.9 Συμπεράσματα

Στην παρούσα διπλωματική εργασία έγινε μέτρηση της ελικότητας του W μποζονίου σε γεγονότα Single Top (t-channel) και σε ενέργεια κέντρου μάζας $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Συγκεκριμένα, εκτιμήσαμε τα helicity fractions των τριών καταστάσεων ελικότητας (αριστερόστροφη, δεξιόστροφη και διαμήκης) του W μποζονίου και εξαγάγαμε τα αποτελέσματα σε επίπεδο ανιχνευτή (reconstructed level). Τα αποτελέσματα είναι σύμφωνα με τις προβλέψεις του Καθιερωμένου Προτύπου. Η εκτίμηση των αποτελεσμάτων έγινε μέσω ενός maximum likelihood fit, λαμβάνοντας υπόψη μόνο τα στατιστικά σφάλματα και όχι τα συστηματικά.

Η ανάλυση των δεδομένων και η εξαγωγή αποτελεσμάτων έγινε για δύο διαφορετικές τελικές καταστάσεις του t-channel, μία για την περίπτωση που το λεπτόνιο είναι θετικό μόνιο και μία αρνητικό. Τα αποτελέσματα είναι σύμφωνα στα πλαίσια των στατιστικών σφαλμάτων. Επιβεβαιώνεται λοιπόν το αναλλοίωτο της CPT συμμετρίας.

Βιβλιογραφία

- [1] B. R. Martin, G. Shaw (2017). ΦΥΣΙΚΗ ΤΩΝ ΣΤΟΙΧΕΙΩΔΩΝ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ. Μτφρ. Γ. Τσιπολίτης. Αθήνα: DaVinci (2020).
- [2] Κ. Ε. Βαγιονάκης (2013). ΣΩΜΑΤΙΔΙΑΚΗ ΦΥΣΙΚΗ: Μια Εισαγωγή στη Βασική Δομή της Ύλης. Αθήνα: Πανεπιστημιακές Εκδόσεις ΕΜΠ.
- [3] David Griffiths. Introduction to Elementary Particles. Wiley.
- [4] Alan Martin, Francis Halzen. Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics. Wiley.
- [5] Matthew D. Schwartz. Collider Physics. TASI
- [6] Matthew D. Schwartz, Quantum Field Theory and the Standard Model, Cambridge University Press 2014.
- [7] CMS Collaboration. Measurement of the W boson helicity in events with a single reconstructed top quark in pp collisions at $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. arXiv: 1410.1154v2 [hep-ex] 14 Jan 2015
- [8] Mohammad Jawad Kareem (2017). Measurement of the W Boson Helicity Fractions in $t\bar{t}$ Events at 8 TeV in the Lepton and Jets Channel with the Atlas Detector. II.Physik-UniGö-Diss-2017/01
- [9] M. Doser (2016). Measurement of the W boson helicity fractions in the decays of top quark pairs to lepton + jets final states produced in pp collisions at $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. Physics Letters B 762 (2016) 512-534.
- [10] Ulrich Husemann (2017). Top Quark Physics: Status and Prospects. arXiv:1704.01356v2
- [11] Θεωдорής Χατζησταύρου (2020). Μέτρηση της ενεργού διατομής παραγωγής top quark σε συγκρούσεις pp σε $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ στο πείραμα CMS.
- [12] CMS Collaboration. The CMS experiment at the CERN LHC.
- [13] CMS Collaboration. CMS Physics.
- [14] CMS Collaboration. Detector Drawings. CDS.
- [15] CMS Collaboration, “CMS Luminosity Measurements for the 2016 Data Taking Period”.

