

Εθνικό και Καποδιστριακό Πανεπιστήμιο Αθηνών
Τμήμα Φυσικής
Τομέας Πυρηνικής Φυσικής και Στοιχειωδών Σωματιδίων



“Υπολογισμός της καθαρότητας σε b quarks (b Purity)
σε γεγονότα με τουλάχιστον ένα μύονιο στο πείραμα
CMS”

Μελαχροινός Γεώργιος
Α.Μ. 1110201400130

Επιβλέπων:
Σφήκας Παρασκευάς
Καθηγητής

Μάρτιος 2019

Περίληψη

Παράλληλα με την ανακάλυψη του μποζονίου Higgs το 2012 ξεκίνησαν να καταφθάνουν από πειράματα ειδικού σκοπού τα οποία ασχολούνται με b-Physics και είναι γνωστά ως B-Factories, οι πρώτες ενδείξεις για αποκλίσεις από το Καθιερωμένο Πρότυπο. Συγκεκριμένα το Καθιερωμένο Πρότυπο προέβλεπε ότι τα λεπτόνια αντιμετωπίζονται με τον ίδιο καθολικό τρόπο σε όλη την έκτασή του, γνωστό ως Lepton Flavor Universality. Οι ενδείξεις των πειραμάτων συνδέονται με διασπάσεις αδρονίων που περιέχουν b quarks. Έκτοτε πληθώρα μετρήσεων και ερευνών έχουν επαληθεύσει και διορθώσει τις αρχικές εκείνες μετρήσεις. Στο πλαίσιο αυτών των ερευνών που πραγματοποιούνται από το πείραμα CMS για το Lepton Flavor Universality έγγυται και η παρακάτω πτυχιακή εργασία. Σκοπός της, λοιπόν, είναι ο υπολογισμός του b purity, της καθαρότητας δηλαδή των καταγεγραμμένων δεδομένων που περιέχουν τουλάχιστον ένα μύονιο ως αντικείμενο υψηλού σκανδαλισμού σε b quarks.

Abstract

Since 2012 and the Higgs boson discovery, specialized b-Physics experiments (known as B-Factories) have completed plenty of analysis and measurements that witnessed deviations from the Standard Model. More precisely the Standard Model predicted that leptons are tested in the same way under the Standard Model interactions, known as Lepton Flavor Universality. Those deviations were associated with hardon decays that include b quarks. Since then plenty of new measurements and researches have checked and corrected those first results. The following bachelor thesis is part of the whole research of the CMS experiment for the Lepton Flavor Universality. The purpose of this thesis is the calculation of b Purity, the pureness of the recorded data in b quarks using events with at least one muon as high level triggering object.

Θα ήθελα, τώρα που τα πράγματα έχουν μπει σε μια σειρά και είναι κοντά στο να ολοκληρωθούν, να γράψω μερικά λόγια.

Για εμένα αυτή η πτυχιακή ήταν μια πολύ δύσκολη υπόθεση. Οκτώ μήνες πριν είχα φτάσει πολύ κοντά στο να τα παρατήσω. Λίγες ημέρες μετά έμαθα ποιο θα ήταν το θέμα της πτυχιακής μου. Δεν ήξερα βέβαια και πολλά τότε. Έτσι, ξεκίνησα να διαβάζω και να προσπαθώ να καταλάβω τη δουλειά που είχε ήδη γίνει. Λίγο καιρό μετά με πάρα πολλή πίεση και άγχος πέρασα τα τελευταία μου μαθήματα και ταυτόχρονα έτρεξαν για πρώτη φορά επιτυχώς οι αλγόριθμοι και έβγαλαν αποτέλεσμα. Και σταδιακά ξεκίνησαν τα πράγματα να αλλάζουν, ξεκίνησα να καταλαβαίνω λίγο καλύτερα τι κάνω και τι θέλουμε να κάνουμε. Η δουλειά προχωρούσε και μαζί με εκείνη προχωρούσα και εγώ.

Δεν ξέρω αν μέσα σε αυτούς τους οκτώ μήνες απογοητεύτηκα περισσότερες φορές απ' αυτές που εκνευρίστηκα. Άλλαξα, θέλω να πιστεύω προς το καλύτερο, αν και έχω ακόμα πολλά περιθώρια για βελτίωση. Αναάλυψα κομμάτια του εαυτού μου, ξεκίνησα να δουλεύω, να βγάζω αποτελέσματα, να βλέπω ότι μπορώ να τα καταφέρω. Και κάπως έτσι εχθές κατάφερα να τελειώσω όλους τους υπολογισμούς για το πρώτο κομμάτι της πτυχιακής μου εργασίας. Να πω την αλήθεια; Δεν πίστευα ότι θα τα κατάφερα. Και το ακόμα πιο "αστείο"; Δεν πίστευα ότι θα ήξερα τι πρέπει να κάνω από εδώ και πέρα ούτε ότι θα ξεκινούσα να καταλαβαίνω τι γίνεται γύρω μου.

Μέσα σε αυτό το διάστημα έφτασα πολλές φορές στα όρια μου. Οι δυσκολίες που πρόεκυπταν και έπρεπε να λύσω ήταν πολλές. Ας είναι καλά οι φίλοι μου που εξακολουθούσαν να πιστεύουν σε εμένα ακόμα και όταν εγώ δεν πίστευα. Ας είναι καλά και όλοι στην οικογένειά μου που ενώ δεν καταλάβαιναν τι τους έλεγα και δεν με έβλεπαν από κοντά εξακολουθούσαν να με στηρίζουν και να με θαυμάζουν. Θα ήθελα να ευχαριστήσω ολόκληρο το ελληνικό team του CMS για τις μοναδικές στιγμές που πέρασα κατά την επίσκεψή μου στο CERN. Θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Γιώργο Καραθανάση για όλες εκείνες τις φορές που εξακολουθούσε να μου εξηγεί τι πρέπει να κάνω ακόμα και όταν εγώ δεν καταλάβαινα μερικά στοιχειώδη πράγματα και για όλες τις φορές που με βοήθησε, και ήταν πολλές αυτές οι φορές. Α! Θα ήθελα επί τη ευκαιρία να του πω και ένα συγγνώμη για όλες τις φορές που ενώ προσπαθούσα να του εξηγήσω τι κάνω καταλήγαμε στο να τον εκνευρίζω με τα λάθη μου και τους αυτοσχεδιασμούς μου. Θα ήθελα τέλος να ευχαριστήσω από τα βάθη της καρδιάς μου τον κ. Σφήκα Παρασκευά, καθηγητή του τμήματος Φυσικής του ΕΚΠΑ για όλο αυτό το ταξίδι, για τις ευκαιρίες που μου έδωσε και για όλες τις φορές που με ενέπνευσε.

Πέμπτη 14 Φεβρουαρίου 2019
Έξω από το γραφείο A-12,
4ος όροφος, Κτίριο 40, CERN

Περιεχόμενα

1 Το Καθιερωμένο Πρότυπο	6
1.1 Τα σωματίδια	6
1.1.1 Τα φερμιόνια	6
1.1.2 Τα μποζόνια	9
1.2 Οι αλληλεπιδράσεις	9
1.2.1 Ο Ηλεκτρομαγνητισμός	10
1.2.2 Οι Ισχυρές Αλληλεπιδράσεις	13
1.2.3 Οι Ηλεκτρασθενείς Αλληλεπιδράσεις	14
1.2.4 Η Βαρύτητα	20
1.3 Η Φυσική πέρα από το Καθιερωμένο Πρότυπο	21
2 Η φυσική των b quarks	24
2.1 Η Μίξη των B^0 μεσονίων	24
2.2 Οι ταλαντώσεις των ουδετέρων B-μεσονίων	26
2.3 Lepton Flavor Universality	27
3 Το CMS	29
3.1 Ο Ανιχνευτής Τροχιών	30
3.2 Το Ηλεκτρομαγνητικό Καλορίμετρο (ECAL)	32
3.3 Το Αδρονικό Καλορίμετρο (HCAL)	33
3.4 Το Σωληνοειδές Πηνίο	33
3.5 Οι Θάλαμοι Ανιχνευτών Μιονίων	33
3.6 Οι Εμπρόσθιοι ανιχνευτές	34
3.7 Το Triggering	35
3.8 Χρήσιμα Μεγέθη	36
4 Ανάλυση και Αποτελέσματα	38
4.1 b Purity	38
4.2 Ανακατασκευή της διάσπασης $B^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi_s^+ \mu \bar{\nu}_\mu$	40
4.3 Η διαδικασία του Fitting	48
4.4 $\alpha(D^{*+}) \times \varepsilon(D^{*+})$	53
4.5 Ο παράγοντας F_{corr}	56
4.6 Μετρήσεις του b Purity των Σκανδαλιστών	59
4.7 Σχόλια-Παρατηρήσεις	61
5 Βιβλιογραφία	64

1 Το Καθιερωμένο Πρότυπο

Το Καθιερωμένο Πρότυπο (Κ.Π.) είναι το σύνολο δύο θεωριών, της ηλεκτρασθενούς (Electroweak - EWK) και της Κβαντικής Χρωμοδυναμικής (Quantum Chromodynamics - QCD) οι οποίες περιγράφουν τις τρεις από τις τέσσερις θεμελιώδεις αλληλεπιδράσεις που παρατηρούμε στο σύμπαν ενώ παράλληλα ταξινομεί όλα τα γνωστά στοιχειώδη σωματίδια σε δύο μεγάλες κατηγορίες. Το Κ.Π. διατυπώθηκε σε στάδια σε όλη τη διάρκεια του 20ου αιώνα με τη συμβολή επιστημόνων απ' όλο τον κόσμο. Το Κ.Π. έλαβε την τελική του μορφή στα μέσα της δεκαετίας του 1970 ύστερα και από την πειραματική επιβεβαίωση της ύπαρξης των quarks. Έκτοτε, η επιβεβαίωση τριών γενιών σωματιδίων, η ανακάλυψη του top quark το 1995, του tau νετρίνου πέντε χρόνια αργότερα και η ανακάλυψη του μποζονίου Higgs το 2012, έχουν προσθέσει ακράδαντα στοιχεία για την ύπαρξη και την επιβεβαίωση της θεωρίας του Καθιερωμένου Προτύπου.

Ένα από τα πιο σημαντικά χαρακτηριστικά του Κ.Π. είναι το γεγονός ότι όλα τα σωματίδια που αυτό προβλέπει, ταξινομούνται σε δυο μεγάλες κατηγορίες με μοναδικό κριτήριο το σπιν. Η πρώτη κατηγορία, τα μποζόνια, έχει σπιν ακέραιο πολλαπλάσιο του \hbar ενώ η δεύτερη κατηγορία, τα φερμιόνια, έχει σπιν ημιακέραιο πολλαπλάσιο του \hbar . Όλα τα σωματίδια της δεύτερης κατηγορίας αλληλεπιδρούν μεταξύ τους, ανταλλάσσοντας σωματίδια της πρώτης κατηγορίας συνθέτοντας έτσι τον κόσμο γύρω μας. Η ύλη λοιπόν αποτελείται από φερμιόνια ενώ οι φορείς των αλληλεπιδράσεων είναι μποζόνια.

1.1 Τα σωματίδια

1.1.1 Τα φερμιόνια

Στη σωματιδιακή φυσική [1, 6], φερμιόνια είναι τα σωματίδια τα οποία υπακούουν στην στατιστική Fermi-Dirac. Αυτά τα σωματίδια υπακούουν στην απαγορευτική αρχή του Pauli, σύμφωνα με την οποία δύο πανομοιότυπα φερμιόνια απαγορεύεται να βρεθούν στην ίδια κατάσταση σε ένα κβαντομηχανικό σύστημα.

Το Κ.Π. ταξινομεί τα φερμιόνια σε δύο κατηγορίες, τα quarks και τα λεπτόνια. Το Κ.Π. διακρίνει 12 διαφορετικά φερμιόνια εκ των οποίων τα έξι είναι quarks και τα υπόλοιπα έξι είναι λεπτόνια. Και οι δυο κατηγορίες φερμιονίων αποτελούνται από τρεις γενιές.

Τα Λεπτόνια

Υπάρχουν δύο κατηγορίες λεπτονίων, τα ηλεκτρικά φορτισμένα λεπτόνια και τα ηλεκτρικά ουδέτερα λεπτόνια, γνωστά και ως νετρίνα. Τα φορτισμένα λεπτόνια έχουν ηλεκτρικό φορτίο ίσο με -1 . Κάθε γενιά λεπτονίων αποτελείται από ένα φορτισμένο λεπτόνιο και το αντίστοιχο νετρίνο. Έτσι η πρώτη γενιά αποτελείται από το ηλεκτρόνιο e^- και το νετρίνο του ηλεκτρονίου ν_e , η δεύτερη από το μύονιο μ^- και το νετρίνο του μιονίου ν_μ και η τρίτη γενεά από το ταυ τ^- και το νετρίνο του ταυ ν_τ . Το ηλεκτρόνιο είναι το μόνο ευσταθές λεπτόνιο που συναντάμε στη φύση ενώ τα άλλα δύο φορτισμένα λεπτόνια παράγονται σε υψηλοενεργειακές αλληλεπιδράσεις και καταλήγουν μέσω διασπάσεων σε ηλεκτρόνια. Εκτός από αυτά τα λεπτόνια υπάρχουν και

τα αντίστοιχα αντισωματίδια, τα αντιλεπτόνια¹, τα οποία έχουν όλους τους χβαντικούς αριθμούς αντίθετους. Στις ασθeneείς αλληλεπιδράσεις οι οικογένειες των λεπτονίων αποτελούν διπλέτες. Έτσι τα λεπτόνια συζεύγγονται μόνο με σωματίδια της δικής τους γενιάς.

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$$

Εικ. 1.1.1.α: Οι διπλέτες των φερμιονίων όπως δημιουργούνται από τις ασθeneείς αλληλεπιδράσεις.

Όλα τα λεπτόνια, έχουν επίσης μερικές ακόμα ιδιότητες όπως για παράδειγμα μάζα². Το ηλεκτρόνιο είναι το ελαφρύτερο από τα φορτισμένα λεπτόνια ενώ το ταυ είναι το βαρύτερο. Στα μέλη των διπλετών αντιστοιχεί ο λεπτονικός χβαντικός αριθμός ο οποίος πρέπει να διατηρείται σε όλες τις αλληλεπιδράσεις του Καθιερωμένου Προτύπου. Τα ηλεκτρόνια και τα νετρίνα τους έχουν τον ηλεκτρονιακό λεπτονικό αριθμό L_e ίσο με 1, τα μύονια και τα νετρίνα τους έχουν τον μιονικό λεπτονικό αριθμό L_μ ίσο με 1 ενώ τα ταυ και τα νετρίνα τους έχουν τον ταυ λεπτονικό αριθμό L_τ ίσο με 1. Ωστόσο, η ανακάλυψη της μίξης των νετρίνων αποτελεί, τόσο απόδειξη μη μηδενικής μάζας των νετρίνων, όσο και απόδειξη μη διατήρησης του λεπτονικού αριθμού.

Τα φορτισμένα λεπτόνια αλληλεπιδρώντας ηλεκτρομαγνητικά με άλλα σωματίδια δημιουργούν σύνθετες δομές, όπως τα άτομα, ενώ τα νετρίνα αλληλεπιδρούν μόνο με τις ασθeneείς αλληλεπιδράσεις με αποτέλεσμα η ανίχνευσή τους να είναι εξαιρετικά δύσκολη. Τέλος, τα λεπτόνια δεν υφίστανται την ισχυρή αλληλεπίδραση.

Τα Quarks

Η δεύτερη κατηγορία φερμιονίων του Καθιερωμένου Προτύπου είναι τα quarks . Τα quarks τα συναντάμε με έξι διαφορετικές “γεύσεις”: up (u), down (d), strange (s), charm (c), bottom (b) και top (t).

Όπως αναφέρθηκε ήδη τα quarks συνδυάζονται και αυτά σε τρεις γενιές. Την πρώτη γενιά συνθέτουν τα u και d quarks, τη δεύτερη τα c και s quarks ενώ την τρίτη γενιά συνθέτουν τα t και b quarks. Τα quarks u,c,t έχουν κλασματικό ηλεκτρικό φορτίο ίσο με τα $+\frac{2}{3}$ του φορτίου του ηλεκτρονίου ενώ τα d,s,b έχουν κλασματικό ηλεκτρικό φορτίο ίσο με το $-\frac{1}{3}$ του φορτίου του ηλεκτρονίου. Επιπλέον υπάρχουν και τα αντίστοιχα αντισωματίδια, τα antiquarks, τα οποία έχουν όλους τους χβαντικούς αριθμούς αντίθετους. Οι ασθeneείς αλληλεπιδράσεις ταξινομούν τα quarks σε διπλέτες τα συστατικά των οποίων διαφέρουν κατά μία μονάδα ηλεκτρικού φορτίου.

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} u \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} u \\ b \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ b \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

Εικ. 1.1.1.β: Οι διπλέτες των quarks όπως δημιουργούνται από τις ασθeneείς αλληλεπιδράσεις.

¹ Από εδώ και στο εξής όλα τα αντισωματίδια θα συμβολίζονται με το σύμβολο $\bar{}$ πάνω από το σύμβολο του σωματιδίου, δηλαδή $\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu$ κτλ. Εξαιρούνται τα φορτισμένα λεπτόνια τα οποία θα συμβολίζονται ως e^+, μ^+, τ^+

² Περισσότερες λεπτομέρειες όσον αφορά τη μάζα των νετρίνων δίνονται στην παράγραφο 1.3 η “Η φυσική πέρα από το Καθιερωμένο Πρότυπο”

Τα quarks έχουν μερικές ακόμα ιδιότητες. Εκτός από ηλεκτρικό φορτίο, έχουν μάζα, σπιν και φορτίο χρώματος³. Λόγω του χρώματος που διαθέτουν τα quarks είναι τα μόνα φερμιόνια τα οποία υφίστανται την ισχυρή αλληλεπίδραση. Έτσι αλληλεπιδρώντας μεταξύ τους αλλά και με γλουόνια δημιουργούν σύνθετα σωμάτια, τα αδρόνια. Τα βαρυόνια είναι σωμάτια τα οποία αποτελούνται από 3 quarks ενώ τα μεσόνια, τα οποία είναι μποζόνια, είναι σύνθετα σωμάτια τα οποία αποτελούνται από ζεύγη quark-antiquark. Τέλος έχουν παρατηρηθεί και σωμάτια τα οποία αποτελούνται από 4 quarks και ένα antiquark, τα οποία ονομάζονται pentaquarks.

Τα quarks των μεγαλύτερων γενιών είναι βαρύτερα από τα quarks των προηγούμενων με το top quark να είναι το βαρύτερο στοιχειώδες σωμάτιο με μάζα 175GeV. Ωστόσο, τα πράγματα δεν είναι τόσο απλά. Εντός των αδρονίων τα quarks φαίνεται πως έχουν διαφορετική "ένεργη" μάζα από ότι όταν είναι ελεύθερα στο όριο των υψηλών ενεργειών. Ακόμα δεν έχει διευκρινιστεί πλήρως ο τρόπος που περνάει από την μία φάση, αυτής της χειραλικής συμμετρίας στο όριο των υψηλών ενεργειών και της ασυμπωτικής ελευθερίας, στην άλλη φάση, αυτής του χαμηλο-ενεργειακού ορίου και της δέσμευσης στο εσωτερικό των αδρονίων, το γνωστό confinement το οποίο αφορά όλα τα σωμάτια που φέρουν φορτίο χρώματος.

Έτσι λοιπόν τα quarks είναι τα μόνα σωμάτια τα οποία υφίστανται και τις τέσσερις γνωστές αλληλεπιδράσεις ενώ είναι και τα μόνα σωμάτια τα οποία μέχρι στιγμής έχουν κλασματικό ηλεκτρικό φορτίο.

Όλα τα quarks φέρουν τον βαρυονικό χβαντικό αριθμό B ο οποίος είναι ίσος με $+\frac{1}{3}$. Τα s,c,b,t quarks ανάλογα με την γεύση τους φέρουν και τον χβαντικό αριθμό της strangeness (S), της charm (C), της bottomness (B) και της topness (T) αντίστοιχα. Αυτοί οι χβαντικοί αριθμοί είναι ίσοι με +1 μόνο για τα quarks που τους φέρουν και είναι απλώς χβαντικοί αριθμοί που χαρακτηρίζουν τη γεύση των quarks. Αυτοί οι αριθμοί διατηρούνται στις ισχυρές και ηλεκτρομαγνητικές αλληλεπιδράσεις, ενώ στις ασθενείς αλληλεπιδράσεις παρατηρείται μεταβολή τους κατά ± 1 .

Τέλος τα u και d quarks φέρουν ακόμα έναν χβαντικό αριθμό, το ισοσπίν I με το u quark να έχει την τρίτη προβολή I_3 του ισοσπίν ίση με $+\frac{1}{2}$ και το d quark ίση με $-\frac{1}{2}$.

Πίνακας. 1.1.1.α: Οι χβαντικοί αριθμοί των quarks του Καθιερωμένου Προτύπου.

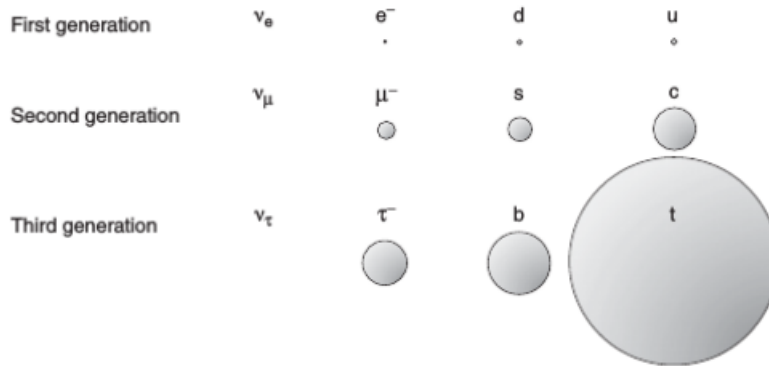
Quark flavor properties												
Particle		Mass (MeV/c ²)*	J	B	Q (e)	I ₃	C	S	T	B'	Antiparticle	
Name	Symbol										Name	Symbol
First generation												
up	u	2.3 ± 0.7 ± 0.5	½	+⅓	+⅔	+½	0	0	0	0	antiup	ū
down	d	4.8 ± 0.5 ± 0.3	½	+⅓	-⅓	-½	0	0	0	0	antidown	đ
Second generation												
charm	c	1275 ± 25	½	+⅓	+⅔	0	+1	0	0	0	anticharm	c̄
strange	s	95 ± 5	½	+⅓	-⅓	0	0	-1	0	0	antistrange	s̄
Third generation												
top	t	173 210 ± 510 ± 710	½	+⅓	+⅔	0	0	0	+1	0	antitop	t̄
bottom	b	4180 ± 30	½	+⅓	-⅓	0	0	0	0	-1	antibottom	b̄

J = total angular momentum, B = baryon number, Q = electric charge, I₃ = isospin, C = charm, S = strangeness, T = topness, B' = bottomness.

Η πρώτη αβεβαιότητα είναι στατιστικό σφάλμα και η δεύτερη είναι συστηματικό σφάλμα.

³Περισσότερες πληροφορίες για το φορτίο χρώματος στην παράγραφο "Οι Ισχυρές Αλληλεπιδράσεις"

	Leptons				Quarks		
	Particle	Q	mass/GeV	Particle	Q	mass/GeV	
First generation	electron (e^-)	-1	0.0005	down (d)	-1/3	0.003	
	neutrino (ν_e)	0	$< 10^{-9}$	up (u)	+2/3	0.005	
Second generation	muon (μ^-)	-1	0.106	strange (s)	-1/3	0.1	
	neutrino (ν_μ)	0	$< 10^{-9}$	charm (c)	+2/3	1.3	
Third generation	tau (τ^-)	-1	1.78	bottom (b)	-1/3	4.5	
	neutrino (ν_τ)	0	$< 10^{-9}$	top (t)	+2/3	174	



Εικ. 1.1.1.γ: Τα φερμιόνια του Καθιερωμένου Προτύπου. Σημειώνεται πως το μέγεθος συμβολίζει τη μάζα του κάθε φερμιονίου.

1.1.2 Τα μποζόνια

Στην κβαντική μηχανική, μποζόνια είναι τα σωματίδια τα οποία υπακούουν στη στατιστική Bose-Einstein. Μερικά μποζόνια, όπως τα μεσόνια και μερικοί πυρήνες ατόμων ή ακόμη και άτομα, είναι σύνθετα σωματίδια, άλλα μποζόνια είναι οιονεί-σωματίδια όπως τα φωτόνια και τα ζεύγη Cooper ενώ άλλα μποζόνια όπως οι διαδότες των αλληλεπιδράσεων (φωτόνια, W^\pm , Z , γλουόνια και γκραβιτόνιο) και το μποζόνιο Higgs είναι στοιχειώδη. Ένα σημαντικό χαρακτηριστικό των μποζονίων είναι ότι αυτά δεν υπακούν στην απαγορευτική αρχή του Pauli και έτσι επιτρέπεται να δημιουργούν συμπυκνώματα.

1.2 Οι αλληλεπιδράσεις

Στην σύγχρονη φυσική θεωρούμε την ύπαρξη τεσσάρων θεμελιωδών αλληλεπιδράσεων. Σε αντίθεση με την κλασική εικόνα, κατά την οποία οι δυνάμεις εκδηλώνονται βάσει δυναμικών, στην Κβαντική Θεωρία Πεδίου οι τρεις από τις τέσσερις αλληλεπιδράσεις, ο Ηλεκτρομαγνητισμός, η Ισχυρή και η Ασθενής Αλληλεπίδραση, περιγράφονται με την ανταλλαγή μποζονίων με σπιν ίσο με τη μονάδα. Τα μποζόνια αυτά είναι οι διαδότες - φορείς των αλληλεπιδράσεων.

Όλες οι θεωρίες χαρακτηρίζονται από Λαγκρανζιανές πυκνότητες $\mathcal{L}(\Psi_i(x), A^\mu)$ και εξισώσεις Euler - Lagrange για τα πεδία A^μ : $\partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu A_\nu)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial A_\nu} = 0$ και για τους σπίνορες $\Psi_i(x)$:

$\partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \Psi_i)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \Psi_i} = 0$, οι οποίες περιέχουν όλες τις πληροφορίες που απαιτούνται για την μελέτη της εκάστοτε αλληλεπίδρασης⁴.

Όλοι οι φορείς των αλληλεπιδράσεων είναι δυνητικοί, δηλαδή το τετράγωνο της τετραορμής τους δεν ισούται με το τετράγωνο⁵ της μάζας αδρανείας τους.

Οι ισχυρές αλληλεπιδράσεις έχουν τη μεγαλύτερη ισχύ και την μεγαλύτερη σταθερά σύζευξης. Δεύτερες σε ισχύ έρχονται οι ηλεκτρομαγνητικές αλληλεπιδράσεις ενώ ακολουθούν οι ασθενείς αλληλεπιδράσεις. Ασθενέστερη απ' όλες τις αλληλεπιδράσεις είναι η βαρύτητα.

1.2.1 Ο Ηλεκτρομαγνητισμός

Στην περίπτωση του ηλεκτρομαγνητισμού, η χβαντική θεωρία πεδίου είναι η χβαντική ηλεκτροδυναμική (QED). Σύμφωνα με την χβαντική ηλεκτροδυναμική, η ηλεκτρομαγνητική αλληλεπίδραση εκδηλώνεται μεταξύ σωματιδίων που είναι ηλεκτρικά φορτισμένα με την ανταλλαγή δυνητικών φωτονίων, τα οποία είναι οι διαδότες. Ως αποτέλεσμα αυτής της ανταλλαγής των δυνητικών φωτονίων, έχουμε την μεταφορά ορμής από το ένα φορτισμένο σωματίδιο στο άλλο και έτσι τελικά την εκδήλωση αυτής της δύναμης.

Ολόκληρη η θεωρία της χβαντικής ηλεκτροδυναμικής συνοψίζεται στην ακόλουθη Λαγκρανζιανή πυκνότητα:

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\Psi + e\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi A_\mu - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$$

όπου Ψ ο σπίνορας (4x1) του Dirac για φερμιόνιο μάζας m , $\bar{\Psi} = \Psi^\dagger \gamma^0$, $\gamma^\mu = (\gamma^0, \gamma^1, \gamma^2, \gamma^3)$ οι τέσσερις γ -πίνακες του Dirac⁶ με ιδιότητα $\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = \gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2\eta^{\mu\nu}$, $A^\mu = (\Phi, \vec{A})$ με Φ το δυναμικό Coulomb και \vec{A} το ανυσματικό πεδίο του ηλεκτρομαγνητισμού και $F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$ ο ηλεκτρομαγνητικός ταυνοστής

Η παραπάνω Λαγκρανζιανή πυκνότητα παραμένει αναλλοίωτη κάτω από αβελιανούς $U(1)$ τοπικούς μετασχηματισμούς βαθμίδας. Σύμφωνα με αυτούς τους μετασχηματισμούς ο σπίνορας μετασχηματίζεται ως $\Psi(x) \rightarrow \Psi'(x) = e^{i\theta(x)}\Psi(x)$ ενώ το πεδίο A^μ πρέπει να μετασχηματίζεται ως $A'^\mu = A^\mu + \partial^\mu \theta(x)$, με $\theta(x)$ φάση η οποία μεταβάλλεται χωροχρονικά. Έτσι κάτω απ' αυτούς τους $U(1)$ τοπικούς μετασχηματισμούς βαθμίδας η παραπάνω Λαγκρανζιανή παραμένει αναλλοίωτη.

Στην παραπάνω Λαγκρανζιανή, ο όρος $\mathcal{L} = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\Psi$ είναι ο κινητός όρος του φερμιονίου, ο δεύτερος όρος είναι ο όρος αλληλεπίδρασης του φερμιονίου με το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο ενώ ο τρίτος όρος είναι οι κινητικοί όροι του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου. Προκειμένου η παραπάνω λαγκρανζιανή να είναι αναλλοίωτη κάτω από τους συγκεκριμένους μετασχηματισμούς, όροι της μορφής $\sim m^2 A_\mu A^\mu$ δεν επιτρέπονται στην παραπάνω λαγκρανζιανή με αποτέλεσμα το πεδίο A^μ του ηλεκτρομαγνητισμού να είναι άμαζο.

Αν ζητήσουμε τις εξισώσεις Euler - Lagrange για τα πεδία A^μ και παρατηρήσουμε ότι ο όρος $e\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi$ δεν είναι άλλος από το ρεύμα του ηλεκτρομαγνητισμού J_{EM}^μ τότε θα καταλήξουμε

⁴Σημειώνεται πως από εδώ και στο εξής κάθε φορά που θα εμφανίζονται διπλοί δείκτες μ θα υπονοείται η ανθροιστική σύμβαση του Einstein

⁵Σημειώνεται πως έχουμε επιλέξει την μετρική κατά την οποία τα διαγώνια στοιχεία είναι (+1,-1,-1,-1).

⁶Υπάρχει και ο πίνακας $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ ο οποίος θα χρησιμοποιηθεί στην συνέχεια.

στην εξίσωση $\partial_\mu F^{\mu\nu} = J_{EM}^\nu$ η οποία περικλύει τις τέσσερις εξισώσεις του Maxwell⁷.

Τέλος, σύμφωνα με το θεώρημα της Noether η συγκεκριμένη λαγκρανζιανή πυκνότητα οδηγεί στην διατήρηση του ηλεκτρικού ρεύματος:

$$\delta\mathcal{L} = 0 \Rightarrow \partial_\mu J_{EM}^\mu = 0 \Rightarrow J_{EM}^\mu = \text{διατηρήσιμο μέγεθος}$$

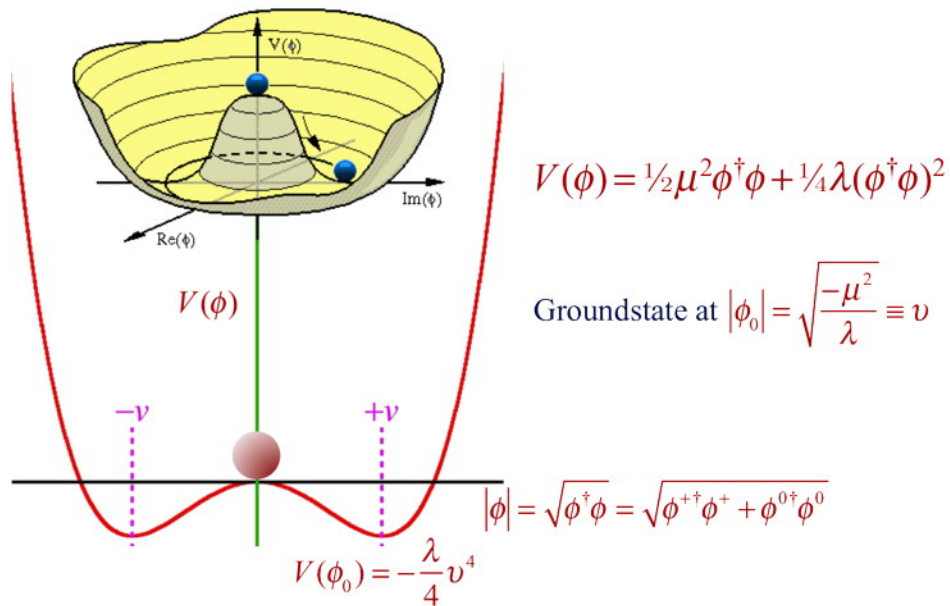
Ο μηχανισμός Brout - Englert - Higgs

Όπως είδαμε, η παραπάνω Λαγκρανζιανή περιγράφει επιτυχώς την θεωρία τον ηλεκτρομαγνητισμό καθώς αναπαράγει, βάσει μιας θεμελιώδους αρχής, τις εξισώσεις του. Η θεωρία μας είναι αναλλοίωτη κάτω από μετασχηματισμούς βαθμίδας και έχει ακόμα ένα χαρακτηριστικό: είναι επανακανονικοποιήσιμη, δηλαδή όλοι οι απειρισμοί που εμφανίζονται σε διορθώσεις ανωτέρας τάξης μπορούν να απορροφηθούν από ένα πεπερασμένο αριθμό παραμέτρων της θεωρίας. Οι Brout και Englert πρότειναν ανεξάρτητα από τον Higgs την εισαγωγή στην Λαγκρανζιανή ενός επιπλέον όρου του οποίου η κατάσταση ελάχιστης ενέργειας καταφέρνει να σπάσει αυτή την τοπική $U(1)$ συμμετρίας βαθμίδας.

Ο όρος αυτός είναι το δυναμικό του πεδίου Higgs όπως ονομάστηκε αργότερα:

$$V(\Phi) = \frac{1}{2}\mu^2\Phi^\dagger\Phi + \frac{1}{4}\lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2$$

όπου Φ είναι ένα μιγαδικό πεδίο $\Phi = \Phi_1 + i\Phi_2$, $\Phi_1, \Phi_2 \in \mathbb{R}$ με $\mu^2 < 0$ και $\lambda > 0$ το οποίο έχει την ακόλουθη μορφή:



Εικ. 1.2.1.α: Το δυναμικό Higgs

⁷Για την ακρίβεια για να μπορέσουμε να βγάλουμε και τις τέσσερις εξισώσεις του Maxwell χρειαζόμαστε και την ταυτότητα Jacobi για τους αντισυμμετρικούς τανυστές: $\partial_\kappa F_{ij} + \partial_i F_{j\kappa} + \partial_j F_{i\kappa} = 0$

Με παραγωγή ως προς το $\Phi^\dagger\Phi$ μπορεί να δει κανείς ότι η κατάσταση ελάχιστης ενέργειας είναι αυτή για την οποία ισχύει

$$\frac{\partial V}{\partial(\Phi^\dagger\Phi)} = 0 \Rightarrow |\Phi|^2 = \Phi^\dagger\Phi = \Phi_1^2 + \Phi_2^2 = v^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda}$$

Βλέπουμε δηλαδή ότι η κατάσταση ελάχιστης ενέργειας είναι ολόκληρος ο κύκλος $|\Phi|^2 = \Phi^\dagger\Phi = \Phi_1^2 + \Phi_2^2 = v^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda}$, με $\mu^2 < 0$. Έτσι η λαγκρανζιανή για αυτό το πεδίο $\Phi(x)$ θα γράφεται ως:

$$\mathcal{L} = T - V = (\partial^\mu - ieA^\mu)\Phi^\dagger(\partial_\mu + ieA_\mu)\Phi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{2}\mu^2\Phi^\dagger\Phi - \frac{1}{4}\lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2$$

Παρατηρούμε ότι αυτή η λαγκρανζιανή παραμένει αναλλοίωτη κάτω από τους μετασχηματισμούς $\Phi(x) \rightarrow \Phi'(x) = e^{i\theta(x)}\Phi(x)$. Για να μπορέσουμε να συνεχίσουμε από εδώ και πέρα επιλέγουμε αυθαίρετα χωρίς βλάβη της γενικότητας ως σημείο ελάχιστης ενέργειας το $\Phi_1 = v, \Phi_2 = 0$ και επιλέγουμε να αναπτύξουμε το πεδίο Φ γύρω απ' αυτό το σημείο ως εξής:

$$\Phi = \sqrt{\frac{1}{2}}(v + \xi_1(x) + i\xi_2(x))$$

όπου $\xi_1(x)$ και $\xi_2(x)$ δύο νέα πραγματικά πεδία.

Η λαγκρανζιανή πλέον γράφεται ως:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{1}{2}(\partial_\mu\xi_1)(\partial^\mu\xi_1) + \frac{1}{2}(\partial_\mu\xi_2)(\partial^\mu\xi_2) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + eA_\mu v\partial^\mu\xi_2 + \frac{1}{2}e^2A_\mu A^\mu v^2 \\ & - \frac{1}{2}\xi_1^2(\mu^2 + 2\lambda v^2 + \lambda v^2) - \frac{1}{2}\xi_2^2(\mu^2 + \lambda v^2) + rest\ terms \end{aligned}$$

Οι συντελεστές μπροστά από τους όρους ξ_1^2 και ξ_2^2 δίνουν τη μάζα αυτών των πεδίων. Έτσι το πεδίο ξ_1 (θα το ονομάζουμε μποζονικό πεδίο Higgs) έχει μάζα $m_H^2 = \lambda v^2$ ενώ το πεδίο ξ_2 έχει μάζα ίση με μηδέν!

Παρατηρούμε τώρα ότι οι όροι $\frac{1}{2}(\partial_\mu\xi_2)(\partial^\mu\xi_2)$, $eA_\mu v\partial^\mu\xi_2$ και $\frac{1}{2}e^2A_\mu A^\mu v^2$ δίνουν ένα τέλειο τετράγωνο:

$$\frac{1}{2}(\partial_\mu\xi_2)(\partial^\mu\xi_2) + eA_\mu v\partial^\mu\xi_2 + \frac{1}{2}e^2A_\mu A^\mu v^2 = \frac{1}{2}e^2v^2\left(A_\mu + \frac{1}{ev}\partial_\mu\xi_2\right)$$

Βλέπουμε ότι μπορούμε να ορίσουμε ένα νέο πεδίο, $B_\mu = A_\mu + \frac{\partial_\mu\xi_2}{ev}$, το οποίο έχει μάζα $m_B = \frac{1}{2}ev$. Έτσι καταφέρνουμε να απορροφήσουμε το πεδίο ξ_2 το οποίο είναι το άμαζο Goldstone μποζόνιο.

Το πεδίο B_μ είναι το πεδίο που περιγράφει το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο στο εσωτερικό ενός υπεραγωγού ενώ το μποζονικό πεδίο $\xi_1(x)$ είναι ένα ζεύγος Cooper. Εν συντομία, το μποζονικό πεδίο A με έναν μετασχηματισμό βαθμίδας μετατρέπεται από μποζόνιο με μάζα μηδέν σε μποζόνιο με μάζα $\frac{1}{2}ev$.

Η τελική μορφή της παραβιασμένης λαγκρανζιανής είναι:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}e^2v^2B_\mu B^\mu + \frac{1}{2}(\partial_\mu\xi_1)(\partial^\mu\xi_1) - \lambda v^2\xi_1^2 + ve^2B_\mu B^\mu\xi_1 + \frac{1}{2}B_\mu B^\mu\xi_1^2 - \frac{l}{4}\xi_1^4 - \lambda v\xi_1^3$$

όπου οι δύο πρώτοι όροι είναι οι όροι που αντιστοιχούν στο έμμαζο πλέον βαθμωτό φωτονικό πεδίο, οι δύο επόμενοι όροι είναι οι όροι του έμμαζου μποζονικού πεδίου Higgs για την περίπτωση της παραβιασμένης συμμετρίας του ηλεκτρομαγνητισμού, οι δύο επόμενοι όροι είναι οι όροι αλληλεπίδρασης του μποζονίου Higgs με το έμμαζο βαθμωτό φωτονικό πεδίο, ενώ οι δύο τελευταίοι όροι είναι όροι αυτοαλληλεπίδρασης του μποζονίου Higgs.

1.2.2 Οι Ισχυρές Αλληλεπιδράσεις

Στην περίπτωση των ισχυρών πυρηνικών αλληλεπιδράσεων, η κβαντική θεωρία πεδίου είναι η κβαντική χρωμοδυναμική (QCD). Οι διαδότες της αλληλεπίδρασης αυτής, ονομάζονται γλουόνια. Βάσει της θεωρίας αυτής υπάρχει ένας επί πλέον κβαντικός αριθμός που ονομάζεται χρώμα και χαρακτηρίζει τα quarks και τα γλουόνια. Το χρώμα παίρνει τρεις τιμές, κόκκινο (R), πράσινο (G) το μπλε (B), ενώ παίρνει και τις αντίθετες τιμές αντικόκκινο (\bar{R}), αντιπράσινο (\bar{G}) και αντιμπλέ (\bar{B}), καθώς επίσης και γραμμικούς συνδυασμούς αυτών.

Η θεωρία αυτή έχει δύο βασικές ιδιότητες:

- Τον εγκλωβισμό των quarks εντός αδρονίων, δηλαδή δεν επιτρέπει την ύπαρξη ελεύθερων quarks και γενικά καταστάσεων οι οποίες έχουν χρωματικό φορτίο (μολονότι δεν έχει υπάρξει απόδειξη).
- Την ασυμπτωτική ελευθερία, η οποία λέει ότι σε πολύ υψηλές ενέργειες τα quarks αλληλεπιδρούν ασθενικώς.

Μέχρι σήμερα η θεωρία διαταρών (που χρησιμοποιείται στην QED και EWK) δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την επίλυση της λαγκρανζιανής των ισχυρών αλληλεπιδράσεων, ενώ για τις χαμηλές ενέργειες, όπως για παράδειγμα στις τυπικές μάζες των αδρονίων, γίνονται μόνο αριθμητικοί υπολογισμοί χρησιμοποιώντας την λεγόμενη «πλεγματική θεωρία πεδίου».

Οι ιδιότητες αυτές της QCD πηγάζουν από το γεγονός ότι η σταθερά σύζευξης g των ισχυρών αλληλεπιδράσεων μειώνεται καθώς αυξάνει η ενέργεια των αλληλεπιδράσεων και είναι μεγαλύτερη από τη μονάδα για χαμηλές ενέργειες.

Η θεωρία της κβαντικής χρωμοδυναμικής είναι αναλλοίωτη κάτω από τοπικούς μετασχηματισμούς της ομάδας συμμετρίας SU(3), δηλαδή της μορφής $\Psi(x) \rightarrow \Psi'(x) = e^{-i\theta^a(x)T_a}\Psi(x)$

Στους μετασχηματισμούς αυτής της ομάδας συμμετρίας, ο δείκτης a τρέχει από το 1 έως το 8 (όσα είναι τα 8 γλουόνια και όσοι είναι και οι γεννήτορες T_a της ομάδας). Οι γεννήτορες T_a αναπαρίστανται από άιχνους πίνακες που ικανοποιούν τη σχέση μετάθεσης της άλγεβρας Lie:

$$[T_a, T_b] = if_{ab}^c T_c$$

όπου f_{ab}^c παράγοντες δομής της ομάδας.

Ακολουθώντας το παράδειγμα της λαγκρανζιανής της QED, η λαγκρανζιανή πυκνότητα της QCD για μία γεύση quark q μπορεί να συνοψιστεί στην ακόλουθη σχέση:

$$\mathcal{L} = \bar{q}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)q - g(\bar{q}\gamma^\mu T_\alpha R_\mu^\alpha q) - \frac{1}{4}R_{\mu\nu}^\alpha R_\alpha^{\mu\nu}$$

οπου τώρα το q δεν είναι ένας απλός σπίνορας (4x1) του Dirac αλλά ένας υπερσπίνορας

$$q = \begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \\ q_3 \end{pmatrix} \text{ όπου } q_i \text{ σπίνορες Dirac για φερμιόνια μάζας } m, \text{ με τον δείκτη } i \text{ να τρέχει στα}$$

τρία χρώματα της QCD, g η σταθερά σύζευξης της QCD, R_μ^α τα 8 γλουονικά πεδία και $R_{\mu\nu}^\alpha = \partial_\mu R_\nu^\alpha - \partial_\nu R_\mu^\alpha - gf_{bc}^\alpha R_\mu^b R_\nu^c$.

Και πάλι ο πρώτος όρος αποτελεί τους κινητικούς όρους των φερμιονίων, που δεν είναι άλλα από τα quarks, και ο δεύτερος όρος είναι ο όρος αλληλεπίδρασης των quarks με τα γλουονικά πεδία. Ο τρίτος όρος περιέχει όρους της μορφής $g\partial_\mu R_\nu^\alpha f_{bc}^\alpha R_b^\mu R_c^\nu$ και $g^2 f_{bc}^\alpha R_\mu^b R_\nu^c f_{kl}^\alpha R_k^\mu R_l^\nu$. Αυτοί οι όροι δεν έχουν ανάλογο στην QED, και δείχνουν ότι τα γλουονικά πεδία μιας και φέρουν χρώμα αλληλεπιδρούν με τον εαυτό τους. Πρόκειται για τους όρους που είναι γνωστοί ως “three gluon vertices” και “four gluon vertices” αντίστοιχα.

Τέλος, όπως και στην περίπτωση του ηλεκτρομαγνητισμού όροι της μορφής $\sim m^2 R_\mu^\alpha A_\alpha^\mu$ απαγορεύονται στην παραπάνω λαγκρανζιανή με αποτέλεσμα και τα 8 πεδία R_μ^α της χβαντικής χρωμοδυναμικής να είναι άμαζα.

1.2.3 Οι Ηλεκτρασθενείς Αλληλεπιδράσεις

Οι ασθενείς αλληλεπιδράσεις, οι οποίες είναι υπεύθυνες για τις β -διασπάσεις και τις σχάσεις των πυρήνων, πραγματοποιούνται με την εκπομπή και την απορρόφηση τόσο ηλεκτρικά φορτισμένων μποζονίων, W^+ και W^- , όσο και ηλεκτρικά ουδέτερων μποζονίων τα οποία ονομάζονται Z^0 . Είναι οι μόνες αλληλεπιδράσεις (εκτός της βαρύτητας) που επηρεάζουν τα νετρίνα.

Θα μπορούσε ίσως κάποιος να βγάλει μια λαγκρανζιανή για τις ασθενείς αλληλεπιδράσεις με τον τρόπο που έβγαλε την λαγκρανζιανή για τις ισχυρές αλληλεπιδράσεις χρησιμοποιώντας τώρα την $SU(2)$ ομάδα συμμετρίας; Αν το έκανε αυτό, θα έπρεπε καταρχάς να δουλεύει κατ' αντίστοιχο τρόπο με υπερσπίνορες της μορφής $\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \end{pmatrix}$, να χρησιμοποιήσει τρεις γεννήτορες T_1, T_2, T_3 , οι οποίοι θα ικανοποιούν και πάλι την σχέση μετάθεσης της άλγεβρας Lie, να χρησιμοποιήσει τρία μποζονικά πεδία $W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3$ και να φτάσει στο σημείο που θα δει ότι και οι τρεις φορείς των ασθενών αλληλεπιδράσεων είναι άμαζοι, το οποίο φυσικά θα έρθει σε αντίθεση με τα πειραματικά δεδομένα.

Επιπλέον θα πρέπει να λάβει υπόψιν του και τα εξής χαρακτηριστικά των ασθενών αλληλεπιδράσεων:

- Είναι οι μόνες αλληλεπιδράσεις που είναι ικανές να αλλάξουν τους διάφορους χβαντικούς αριθμούς της γεύσης.
- Είναι οι μόνες αλληλεπιδράσεις οι οποίες παραβιάζουν την συμμετρία της ομοτιμίας \hat{P} (επειδή δρα μόνο σε αριστερόστροφα σωματίδια) και την συμμετρία της συζυγίας φορτίου – ομοτιμίας $\hat{C}\hat{P}$.

- Μεταδίδονται με μποζόνια βαθμίδας μεγάλης μάζας. Άρα θα πρέπει να βρει έναν τρόπο για να δώσει μάζα σε αυτούς τους φορείς.

Εξαιτίας της μεγάλης μάζας των σωματίδιων-φορέων της ασθενούς αλληλεπίδρασης και της αρχής της αβεβαιότητας η εμβέλεια της ασθενούς αλληλεπίδρασης περιορίζεται σε αποστάσεις μικρότερες από την διάμετρο ενός ατομικού πυρήνα. Εξαιτίας της μικρής ισχύος της αλληλεπίδρασης, οι ασθενείς διασπάσεις είναι πολύ πιο αργές από τις αντίστοιχες ισχυρές ή ηλεκτρομαγνητικές.

Όπως ειπώθηκε, είναι αναγκαίο να βρεθεί ένας μηχανισμός για να περιγραφούν με μια λαγκρανζιανή τα παραπάνω χαρακτηριστικά. Τα ρεύματα των ασθενών αλληλεπιδράσεων ωστόσο είναι και φορτισμένα, τα οποία έχουν μόνο αριστερόστροφες συνιστώσες, αλλά και ουδέτερα τα οποία έχουν και αριστερόστροφες αλλά και δεξιόστροφες συνιστώσες. Για να μπορέσει να ενώσει κανείς αυτά τα ρεύματα σε μια ομάδα συμμετρίας $SU(2)$ πρέπει να συμπεριλάβει και το ρεύμα του ηλεκτρομαγνητισμού μέσα σε αυτή την λαγκρανζιανή καθώς τα ρεύματα του ηλεκτρομαγνητισμού είναι αυτά που περιλαμβάνουν και τις δύο συνιστώσες χειραλικότητας, μιλώντας πλέον για τις ηλεκτρασθενείς αλληλεπιδράσεις και την ομάδα συμμετρίας $SU(2)_I \times U(1)_Y$, όπου I είναι το ισοσπίν και U το υπερφορτίο.

Οι Weinberg, Glashow και Salam πρότειναν την εισαγωγή του δυναμικού Higgs για να μπορέσουν να σπάσουν την $SU(2)_I \times U(1)_Y$ συμμετρία και να δώσουν την απαραίτητη μάζα στους φορείς των ασθενών αλληλεπιδράσεων ενώ παράλληλα το φωτόνιο να παραμείνει άμαζο.

Ορίζουμε διπλέτες του ασθενούς ισοσπίν $I = \frac{1}{2}$ για τις αριστερόστροφες συνιστώσες των φερμιονίων

$$L_f = \begin{pmatrix} e_L \\ \nu_e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \mu_L \\ \nu_\mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \tau_L \\ \nu_\tau \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}$$

Στις αριστερόστροφες διπλέτες του ισοσπίν εισέρχονται οι συνιστώσες των φερμιονίων αριστερόστροφης ελικότητας $L_f = \hat{L}f = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)f$, όπου f ο εκάστοτε Dirac σπίνορας του φερμιονίου και $\hat{L} = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)$ ο αριστερόστροφος προβολικός τελεστής. Επίσης ορίζουμε ως \hat{R} το δεξιόστροφο προβολικό τελεστή $\hat{R} = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)$. Σε αυτές τις διπλέτες τα πάνω στοιχεία έχουν την τρίτη προβολή του ισοσπίν I_3 ίση με $+\frac{1}{2}$ ενώ οι κάτω συνιστώσες έχουν $I_3 = -\frac{1}{2}$.

Όλες οι δεξιόστροφες συνιστώσες των φορτισμένων λεπτονίων e_R, μ_R, τ θεωρούμε ότι είναι απλέτες (singlets) του ισοσπίν $I = 0$ (άρα και $I_3 = 0$).

Το ηλεκτρικό φορτίο Q και η I_3 συνδέονται με την σχέση

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}$$

όπου Y είναι το υπερφορτίο της διπλέτας.

Πίνακας 1.2.3.A: Το φορτίο Q , η τρίτη προβολή I_3 και το υπερφορτίο των φερμιονίων U για τις δεξιόστροφες και αριστερόστροφες συνιστώσες των φερμιονίων.

fermion	Q_f	$I_W^{(3)}$	Y_L	Y_R
ν_e, ν_μ, ν_τ	0	$+\frac{1}{2}$	-1	0
e^-, μ^-, τ^-	-1	$-\frac{1}{2}$	-1	-2
u, c, t	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$	$+\frac{4}{3}$
d, s, b	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$	$-\frac{2}{3}$

Για την ώρα εργαζόμαστε μόνο με τα λεπτόνια και συγκεκριμένα μόνο με το ηλεκτρόνιο και το νεutrino του. Με ακριβώς ίδιο τρόπο βγαίνει και το κομμάτι της λαγκρανζιανής για τις άλλες δύο οικογένεις των λεπτονίων. Η λαγκρανζιανή πριν το σπάσιμο της συμμετρίας θα είναι:

$$\mathcal{L}_0 = \bar{L}_e \gamma^\mu \left(i\partial_\mu - g_W T_\alpha W_\mu^\alpha - g' \frac{Y_L}{2} B_\mu \right) L_e + \bar{e}_R \gamma^\mu \left(i\partial_\mu - g' \frac{Y_R}{2} B_\mu \right) e_R - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^\alpha W_\alpha^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$$

όπου g_W η σταθερά σύζευξης των ασθενών αλληλεπιδράσεων, g' η σταθερά σύζευξης του ηλεκτρομαγνητισμού, B_μ το φωτονικό πεδίο, $B_{\mu\nu}$ ταυστής της $U(1)_Y$ και $W_{\mu\nu}^\alpha$ ταυστής της $SU(2)_I$.

Για να μπορέσουμε να σπάσουμε την συμμετρία αυτή πρέπει να εισαγάγουμε στη Λαγκρανζιανή τους όρους για το βαθμωτό πεδίο $\Phi(x) = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix}$ το οποίο έχει $Y_\Phi = +1$

$$\mathcal{L}_1 = \mathcal{L}_0 + \left| \left(i\partial_\mu - g_W T_\alpha W_\mu^\alpha - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \Phi \right|^2 - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$$

όπου $|(\dots)|^2 = (\dots)^\dagger (\dots)$

Για να μπορέσουμε να δώσουμε μάζα στα φερμιόνια πρέπει να προσθέσουμε ακόμα έναν όρο:

$$\mathcal{L}_2 = \mathcal{L}_1 - G_e \left((\bar{\nu}_e, \bar{e})_L \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} + \bar{e}_R (\Phi^-, \bar{\Phi}^0) \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \right)$$

Για να σπάσει αυθόρμητα η συμμετρία επιλέγουμε ως κατάσταση ελάχιστης ενέργειας την

$$\Phi = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + \rho \end{pmatrix}$$

Στην συνέχεια επιλέγουμε να κάνουμε το ανάπτυγμα $\Phi = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} \xi_1 + i\xi_2 \\ v + \rho + i\xi_3 \end{pmatrix}$ όπου τα τρία πεδία ξ_1, ξ_2, ξ_3 είναι τα τρία Goldstone μποζόνια τα οποία με την κατάλληλη επιλογή βαθμίδας (gauge fixing) θα απορροφηθούν.

Επιπλέον ορίζουμε τα πεδία

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{2}(W_\mu^1 \mp W_\mu^2)$$

$$A_\mu = +B_\mu \cos\theta_W + W_\mu^{(3)} \sin\theta_W$$

$$Z_\mu = -B_\mu \sin\theta_W + W_\mu^{(3)} \cos\theta_W$$

$$\text{όπου } \cos\theta_W = \frac{g_W}{\sqrt{g_W^2 + g'^2}} \text{ και } \sin\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g_W^2 + g'^2}}.$$

Μαζεύοντας κατάλληλα τους όρους για την λαγκρανζιανή της παραβιασμένης φάσης βλέπουμε ότι η μάζα του ηλεκτρονίου είναι $m_e = \frac{G_e v}{\sqrt{2}}$ ενώ το νεutrino είναι άμαζο⁸. Το πεδίο ρ έχει μάζα $m_\rho^2 = 2\lambda v^2$ και δεν είναι άλλο από το σωματίο Higgs του Κ.Π. Όσον αφορά το πεδίο A_μ είναι το άμαζο πεδίο του φωτονίου, ενώ όσον αφορά τις μάζες των πεδίων W_μ^\pm και Z_μ αυτές συνδέονται με τη σχέση

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos\theta_W \text{ με } M_W = \frac{1}{2}g_W v \text{ και } M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g_W^2 + g'^2}$$

Για να μπορέσουμε να δώσουμε μάζα και στα quarks ορίζουμε τις απλέτες για τις δεξιόστροφες καταστάσεις q_R τους. Για συντομία βλέπουμε τους όρους της λαγκρανζιανής για τα quarks της πρώτης γενιάς:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= -G_d(\bar{u}, \bar{d})_L \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} d_R - G_u(\bar{u}, \bar{d})_L \begin{pmatrix} -\bar{\Phi}^0 \\ \bar{\Phi}^- \end{pmatrix} u_R + \text{hermitian conjugate} \\ &= -m_d \bar{d}d - m_u \bar{u}u - \frac{m_d}{v} \bar{d}d\rho - \frac{m_u}{v} \bar{u}u\rho \end{aligned}$$

Μετά από την ανακάλυψη του σωματιδίου Higgs το 2012 η σταθερά v πήρε την τιμή $v = 256\text{GeV}$ και η μάζα του Higgs προσδιορίστηκε στα 125 GeV.

Τέλος σημειώνεται πώς δεν έχουμε δει ακόμα τη σύζευξη των φερμιονίων με τα πεδία W^\pm και Z .

Ο CKM Πίνακας και τα Φορτισμένα Ρεύματα

Η γωνία Cabibbo θ_c προτάθηκε το 1963 από τον N. Cabibbo σε μία προσπάθεια για να ερμηνεύσει θεωρητικά τις διαφορετικές ισχύεις των κόμβων-vertices των ασθενών αλληλεπιδράσεων στις οποίες παρατηρούνται αλλαγές γεύσεων ανάμεσα σε quarks διαφορετικών γενιών. Πρότεινε ότι τα d και s quarks δημιουργούν μια διπλέτα $\begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$ η οποία συνδέεται με την διπλέτα $\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix}$ μέσω της σχέσης:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_c & \sin\theta_c \\ -\sin\theta_c & \cos\theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$$

⁸Τα μύονια και τα ταυ έχουν δικές τους σταθερές σύζευξης G_μ και G_τ με το πεδίο Higgs του Κ.Π.

Η διπλέτα $\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix}$ είναι αυτή που υπεισέρχεται στα ασθενή ρεύματα. Έτσι ο Cabibbo κατάφερε να εξηγήσει τις διαφορετικές ισχύεις στα vertices udW και usW των ασθενών αλληλεπιδράσεων. Χρησιμοποιώντας τα μετρούμενα Branching Ratios για τα K-μεσόνια, η θ_c υπολογίζεται στις 13°.

Παρατηρήθηκε ωστόσο πως το Branching ratio της διάσπασης $K_L^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ είναι πολύ μικρότερο από αυτό που προέβλεπε η θεωρία. Για να μπορέσουν να εξηγήσουν αυτό το αποτέλεσμα οι Glashow, Piopoulos, Miami υπέθεσαν την ύπαρξη ενός ακόμα quark, του c quark το οποίο εμφανίζεται ως δυνητικό στα box diagrams της συγκεκριμένης διάσπασης. Έτσι κατάφεραν να εξηγήσουν το μετρούμενο branching ratio της συγκεκριμένης διάσπασης και να προβλέψουν το τέταρτο quark.

Σήμερα γνωρίζουμε την ύπαρξη έξι γεύσεων quark. Ο μηχανισμός που βρίσκεται πίσω από τη γωνία Cabibbo έχει επεκταθεί για να συμπεριλάβει και τις τρεις γενιές quarks του Κ.Π. στις ασθενείς αλληλεπιδράσεις. Οι ασθενείς αλληλεπιδράσεις των quarks περιγράφονται από τα στοιχεία του Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) πίνακα ενώ τα b', s' και b' που θα υπεισέλθουν στα ασθενή ρεύματα θα συνδέονται με τα d, s και b quarks μέσω του μοναδιακού CKM πίνακα ως εξής:

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

όπου τα στοιχεία V_{if} προσδιορίστηκαν πειραματικά από branching ratios διασπάσεων που παρατηρούνται οι συγκεκριμένες μεταβάσεις στις γεύσεις των quarks.

$$\begin{pmatrix} |V_{ud}| & |V_{us}| & |V_{ub}| \\ |V_{cd}| & |V_{cs}| & |V_{cb}| \\ |V_{td}| & |V_{ts}| & |V_{tb}| \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.974 & 0.225 & 0.004 \\ 0.225 & 0.973 & 0.041 \\ 0.009 & 0.040 & 0.999 \end{pmatrix}$$

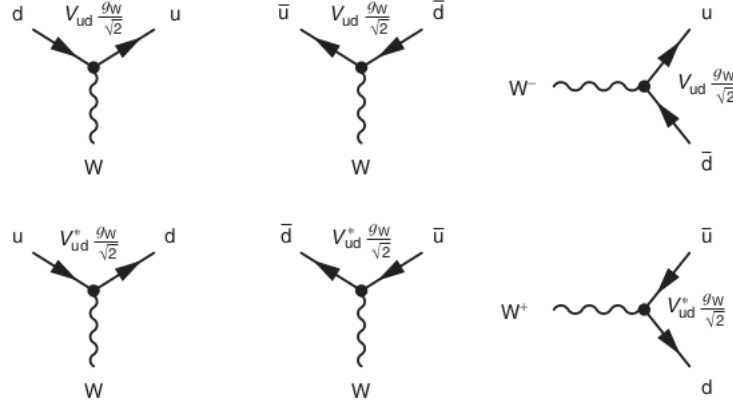
Έτσι τα φορτισμένα ρεύματα που εμφανίζονται στις ασθενείς αλληλεπιδράσεις των quarks έχουν την ακόλουθη μορφή:

$$-i\frac{g_W}{\sqrt{2}}(\bar{u}, \bar{c}, \bar{t})\gamma^\mu\frac{1}{2}(1-\gamma^5)\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

όπου g_W η σταθερά σύζευξης των ασθενών αλληλεπιδράσεων. Έτσι για παράδειγμα τα ασθενή φορτισμένα ρεύματα που συνδέουν τους σπίνορες του u με του d quark είναι:

$$j_{ud}^\mu = -i\frac{g_W}{\sqrt{2}}\bar{u}\gamma^\mu\frac{1}{2}(1-\gamma^5)V_{ud}d$$

με όμοιο τρόπο βγαίνουν και τα ρεύματα για τις υπόλοιπες διπλέτες της εικόνας 1.1.1.B.



Εικ. 1.2.3.A: Τα vertices των ασθενών φορτισμένων ρευμάτων ανάμεσα στα σωματίδια της πρώτης γενιάς των quarks. Υπενθυμίζεται ότι στα φορτισμένα ρεύματα συνεισφέρουν μόνο οι αριστερόστροφες συνιστώσες των φερμιονίων.

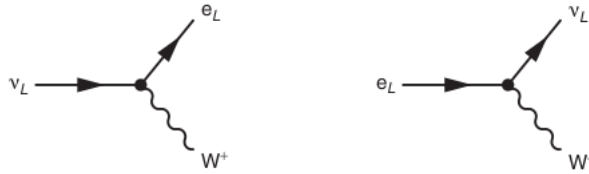
Τέλος υπάρχουν ακόμη δύο φορτισμένα ρεύματα τα οποία εμφανίζονται σε vertices με λεπτόνια:

$$j_+^\mu = \frac{g_W}{\sqrt{2}} \bar{\nu} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) e$$

και

$$j_-^\mu = \frac{g_W}{\sqrt{2}} \bar{e} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) \nu$$

τα οποία αντιστοιχούν στα ακόλουθα διαγράμματα αντίστοιχα:



Εικ. 1.2.3.B: Τα vertices των ασθενών φορτισμένων ρευμάτων ανάμεσα στα σωματίδια της πρώτης γενιάς των λεπτονίων. Υπενθυμίζεται ότι στα φορτισμένα ρεύματα συνεισφέρουν μόνο οι αριστερόστροφες συνιστώσες των φερμιονίων.

Εντός των λαγκρανζιανών τα ρεύματα αυτά συζεύγνυνται με τα πεδία W_μ^\pm με όρους της μορφής $j_+^\mu W_{\mu^+}$ και $j_-^\mu W_{\mu^-}$.

Τα Ουδέτερα Ρεύματα

Εκτός από τα φορτισμένα ρεύματα στις ασθενείς αλληλεπιδράσεις που οφείλονται στην ανταλλαγή των W μποζονίων και αλλάζουν την γεύση και το φορτίο των quarks (από εδώ και στο εξής θα αναφέρονται ως Flavour Changing Charged Currents (FCCC)), υπάρχει ακόμα ένα είδος ρεύματος το οποίο είναι ουδέτερο και οφείλεται στην αλλαγή του Z μποζονίου. Και αυτά τα ρεύματα αλλάζουν τις γεύσεις των quarks ωστόσο δεν αλλάζουν το ηλεκτρικό φορτίο και αναφέρονται ως Flavour Changing Neutral Currents (FCNC).

Στο GSW μοντέλο των ηλεκτρασθενών αλληλεπιδράσεων τα ρεύματα αυτά περιγράφονται από εκφράσεις της μορφής:

$$j_Z^\mu = -\frac{1}{2}g' \sin\theta_W [Y_{fL} \bar{u}_L \gamma^\mu u_L + Y_{fR} \bar{u}_R \gamma^\mu u_R] + I_W^{(3)} g_W \cos\theta_W [\bar{u}_L \gamma^\mu u_L]$$

Αναδιατάσσοντας τους όρους και μαζεύοντας τους σε $\bar{u}_L \gamma^5 u_L$ και σε $\bar{u}_R \gamma^5 u_R$ μπορεί να δει κανείς ότι το Z μποζόνιο συζεύγνυται και σε αριστερόστροφες και σε δεξιόστροφες χειραλικές καταστάσεις και μάλιστα η σύζευξη στις δεξιόστροφες καταστάσεις είναι διαφορετική απ' αυτήν στις αριστερόστροφες. Αυτό δεν θα έπρεπε να προκαλεί έκπληξη καθώς η σύζευξη στις αριστερόστροφες καταστάσεις έχει συνεισφορές και από τις ασθενείς αλληλεπιδράσεις και από τον ηλεκτρομαγνητισμό ενώ η σύζευξη στις δεξιόστροφες αλληλεπιδράσεις προέρχεται μόνο από τον ηλεκτρομαγνητισμό.

Ας μην ξεχνάμε άλλωστε ότι τα φυσικά πεδία A_μ και Z_μ του φωτονίου και του Z μποζονίου αντίστοιχα συνδέονται με τα πεδία βαθμίδας B_μ και $W_\mu^{(3)}$ ως:

$$\begin{aligned} A_\mu &= +B_\mu \cos\theta_W + W_\mu^{(3)} \sin\theta_W \\ Z_\mu &= -B_\mu \sin\theta_W + W_\mu^{(3)} \cos\theta_W \end{aligned}$$

Τέλος σημειώνεται πως μπορεί να δει κανείς και την axial-vector μορφή αυτών των ρευμάτων αν μαζέψει τους όρους ως:

$$j_Z^\mu = \frac{1}{2} g_Z \bar{u} (c_V \gamma^\mu - c_A \gamma^\mu \gamma^5) u$$

όπου $g_Z = \frac{g_W}{\cos\theta_W}$, $c_A = I_W^{(3)}$ και $c_V = I_W^{(3)} - 2Q \sin^2\theta_W$ με $I_W^{(3)}$ η τρίτη προβολή του ισοσπίν και Q το ηλεκτρικό φορτίο των διαφόρων φερμιονίων που περιγράφονται από τους σπίνορες u .

Εντός των λαγκρανζιανών το ρεύμα αυτό συζεύγνυται με το πεδίο Z_μ ως $j_Z^\mu Z_\mu$.

1.2.4 Η Βαρύτητα

Η εικόνα των αλληλεπιδράσεων συμπληρώνεται από την βαρύτητα. Ο ελκτικός χαρακτήρας της βαρύτητας, παρότι είναι μακράν η πιο ασθενής αλληλεπίδραση, είναι υπεύθυνος για όλες τις δομές μεγάλης κλίμακας μέσα στο σύμπαν. Η βαρύτητα σε αντίθεση με όλες τις προηγούμενες αλληλεπιδράσεις, δεν περιγράφεται ικανοποιητικά από κάποια καλή κβαντική θεωρία πεδίου. Τα προβλήματα γύρω από την έρευνα για την δημιουργία μιας τέτοιας θεωρίας είναι πολλά.

Άλλωστε ο διαδότης της βαρύτητας, το γκραβιτόνιο, δεν είναι ένα μποζόνιο με σπιν ίσο με την μονάδα, αλλά ένα μποζόνιο με σπιν ίσο με δυο. Περαιτέρω μελέτη της βαρύτητας είναι πέρα από τα πλαίσια αυτής της πτυχιακής εργασίας. Εκτός των άλλων η βαρύτητα είναι αμελητέα στα πλαίσια της εργαστηριακής κλίμακας.

Force	Strength	Boson		Spin	Mass/GeV
Strong	1	Gluon	g	1	0
Electromagnetism	10^{-3}	Photon	γ	1	0
Weak	10^{-8}	W boson	W^\pm	1	80.4
		Z boson	Z	1	91.2
Gravity	10^{-37}	Graviton?	G	2	0

Εικ. 1.2.4.A: Οι αλληλεπιδράσεις και οι φορείς τους.

1.3 Η Φυσική πέρα από το Καθιερωμένο Πρότυπο

Αν και το Καθιερωμένο Πρότυπο πιστεύεται ότι είναι αυτοσυνεπές και έχει αποδειχθεί ότι βρίσκεται σε άριστη συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα που αυτό πρόβλεψε σε πολλές περιπτώσεις, υπάρχουν μερικά φαινόμενα τα οποία δεν μπορεί να εξηγήσει [2]. Έτσι λοιπόν συχνά γίνεται λόγος για τις πιθανές επεκτάσεις του Καθιερωμένου Προτύπου που πρέπει να γίνουν ώστε να μπορεί να συμπεριλάβει και να εξηγήσει φαινόμενα νέας φυσικής.

Μερικά από τα αναπάντητα ερωτήματα που αφήνει το Καθιερωμένο Πρότυπο είναι τα εξής:

- **Σκοτεινή Ύλη και Ενέργεια**

Η σκοτεινή ύλη είναι μια υποθετική μορφή ύλης η οποία ενδέχεται να αποτελείται από σωματίδια τα οποία δεν έχουν ανακαλυφθεί ακόμα. Όποια και να είναι η σύσταση της, η σκοτεινή ύλη είτε δεν αλληλεπιδρά με καμία από τις τρεις αλληλεπιδράσεις είτε αλληλεπιδρά εξαιρετικά ασθενικά μέσω αυτών. Ωστόσο η σκοτεινή ύλη αλληλεπιδρά βαρυτικά με τρόπο ίδιο με αυτόν που αλληλεπιδρά η συνήθης ύλη μέσω βαρύτητας. Μάλιστα οι συνέπειες αυτής της αλληλεπίδρασης επιβάλλουν στους παρατηρησιακούς αστρονόμους και κοσμολόγους να δεχτούν την ύπαρξη της προκειμένου να δικαιολογήσουν την ύπαρξη διαφόρων δομών, ακόμα και γαλαξιών. Η σκοτεινή ενέργεια είναι μια άγνωστη μορφή ενέργειας, η οποία εισήχθη στο κυρίαρχο κοσμολογικό μοντέλο ως μια συνιστώσα αρνητικής πίεσης προκειμένου να ερμηνευθεί η επιταχυνόμενη διαστολή του σύμπαντος. Και στις δύο περιπτώσεις, πρόκειται για υποθετικές μορφές μάζας και ενέργειας αντίστοιχα που όμως η προέλευσή τους παραμένει άγνωστη.

- **Τα νετρίνα και οι ταλαντώσεις τους**

Οι ταλαντώσεις των νετρίνων είναι ένα χβαντομηχανικό φαινόμενο το οποίο δεν προβλέπεται από το Καθιερωμένο Πρότυπο. Σε αυτό το φαινόμενο ένα νετρίνο με δεδομένη γεύση μπορεί να ανιχνευθεί αργότερα με διαφορετική γεύση. Η πιθανότητα να βρεθεί το νετρίνο με μία συγκεκριμένη γεύση διαφέρει για τις 3 γνωστές καταστάσεις καθώς το

νεutrino ταξιδεύει στο χώρο. Οι ταλαντώσεις των νεutrίνων δεν έχουν προβλεφθεί μόνο θεωρητικά αλλά επιβεβαιώθηκαν πειραματικά και από το Super-Kamiokande Observatory και τα Sudbury Neutrino Observatories. Τέλος, το φαινόμενο αυτό υπονοεί πως τα νεutrina πρέπει να έχουν μάζα κάτι το οποίο δεν προβλέπεται από το Καθιερωμένο Πρότυπο. Έτσι λοιπόν το Καθιερωμένο Πρότυπο θα πρέπει να τροποποιηθεί κατάλληλα ώστε να συμπεριλάβει τις μάζες των νεutrίνων, όσο μικρές και αν είναι αυτές.

- **Το πρόβλημα της Ιεραρχίας**

Υπολογίζοντας κανείς τις διορθώσεις ανώτερης τάξης στις μάζες των φερμιονίων, θα δει ότι αυτές έχουν πεπερασμένες συνεισφορές. Αν όμως προσπαθήσει να υπολογίσει τις διορθώσεις στη μάζα του μποζονίου Higgs τότε θα δει ότι αυτές οι συνεισφορές είναι περίπου 30 τάξεις μεγέθους μεγαλύτερες από την ίδια τη μάζα του μποζονίου. Έτσι θα πρέπει να συμβαίνουν αφύσικες απαλοιφές σε αυτές τις διορθώσεις ώστε να μην έχουμε σχεδόν άπειρες συνεισφορές σε αυτούς τους υπολογισμούς.

- **Ασυμμετρία Ύλης και Αντιύλης**

Πιστεύουμε ότι στο πρώιμο σύμπαν υπήρχαν παρόμοιες ποσότητες ύλης και αντιύλης. Καθώς το σύμπαν κρύωνε, η αντιύλη αντέδρασε με την ύλη και παρήγαγε ακτινοβολία. Ωστόσο, εξαιτίας των μικρών διαφορών μεταξύ σωματιδίων και αντισωματιδίων, στο τέλος αυτής της διαδικασίας έμεινε πολύ περισσότερη ύλη παρά αντιύλη. Για τον λόγο αυτό το σύμπαν σήμερα αποτελείται κυρίως από ύλη. Η διαφορά αυτή αναφέρεται σαν ασυμμετρία ύλης-αντιύλης. Ωστόσο δεν είμαστε σίγουροι για το ποια είναι η διαφορά μεταξύ σωματιδίων και αντισωματιδίων που προκάλεσε την ασυμμετρία αυτή. Υπάρχουν αρκετές υποθέσεις για τη φύση των διαδικασιών που δημιούργησαν στην ασυμμετρία ύλης-αντιύλης. Είναι πιθανό να σχετίζεται με τη φυσική των νεutrίνων ενώ μπορεί να σχετίζεται επίσης και με το σωματίδιο Higgs. Ενδέχεται ακόμα να συνδέεται και με την παραβίαση της $\hat{C}\hat{P}$ συμμετρίας. Όμως το μέγεθος της ασυμμετρίας $\hat{C}\hat{P}$ που έχει παρατηρηθεί είναι πολύ μικρότερο από εκείνο που χρειάζεται για να εξηγήσει την παρατηρούμενη διαφορά ύλης - αντιύλης. Σε κάθε περίπτωση, τα διάφορα ενδεχόμενα είναι ακόμα ανοιχτά και δεν έχουν καταφέρει να εξηγήσουν πλήρως τα διαφορετικά ποσοστά ύλης και αντιύλης που παρατηρούμε στο σύμπαν.

- **Βαριές Γεύσεις**

Ο κυριότερος σκοπός των πειραμάτων με βαριές γεύσεις των στοιχειωδών σωματιδίων είναι η ανακάλυψη φυσικής πέρα από το Καθιερωμένο Πρότυπο. Για παράδειγμα, η φυσική των σωματιδίων που περιέχουν b quarks μπορεί να αποτελεί μια πολύ καλή πρόβα για νέα φυσική καθώς στα loops των διάφορων διαδικασιών ενδέχεται να εμφανίζονται νέα σωματάρια, ως δυνητικά στα penguin και box diagrams. Έτσι νέα μοντέλα, όπως τα leptoquark models, μπορεί να δώσουν την απαραίτητη θεωρία που θα συμβαδίζει με τα πειραματικά δεδομένα.

- **Κβαντική Βαρύτητα**

Η τρέχουσα κατανόηση της βαρύτητας βασίζεται στη γενική θεωρία της σχετικότητας του Einstein, η οποία διαμορφώθηκε στο πλαίσιο της κλασικής φυσικής και όχι στο πλαίσιο

των κβαντικών θεωριών πεδίου όπως οι άλλες τρεις θεμελιώδεις αλληλεπιδράσεις. Σε μια τέτοια κβαντική θεωρία για την βαρύτητα είναι απαραίτητο να συμβιβαστεί κανείς τη γενική σχετικότητα με τις αρχές της κβαντικής μηχανικής ενώ θα πρέπει να φτάσει σε κλίμακες μήκους κοντά στην κλίμακα του Planck. Το πρόβλημα είναι ότι μία τέτοια θεωρία δεν είναι επανακανονικοποιήσιμη και ως εκ τούτου δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να γίνουν σημαντικές φυσικές προβλέψεις. Έτσι έχουν αναπτυχθεί και άλλες θεωρίες που προσπαθούν να ξεπεράσουν τα διάφορα προβλήματα της επανακανονικοποίησης της βαρύτητας και της ενοποίησης της με τις άλλες αλληλεπιδράσεις όπως η θεωρία χορδών.

- **Μεγάλη Ενοποιημένη Θεωρία**

Οι σταθερές σύζευξης των τριών αλληλεπιδράσεων μεταβάλουν τις τιμές τους με τέτοιο τρόπο καθώς αυξάνει η ενέργεια ώστε να τείνουν να πάρουν μια τιμή. Έτσι προτάθηκε η ιδέα για ενοποίηση των τριών θεωριών σε μία ενιαία θεωρία με συμμετρία βαθμίδας $SU(5)$ η οποία θα περιέχει τις $U(1)$, $SU(2)$ και $SU(3)$ συμμετρίες βαθμίδας που είδαμε μέχρι τώρα. Ωστόσο αυτή η συμμετρία ίσως να μην είναι ακριβής καθώς φαίνεται πως οι τιμές για τις σταθερές δεν συγκλίνουν σε μια κοινή τιμή. Έτσι ίσως να πρέπει να γίνει επιπλέον επέκταση στο Καθιερωμένο Πρότυπο για να επιτευχθεί η σύγκλιση των σταθερών σε μία κοινή τιμή.

2 Η φυσική των b quarks

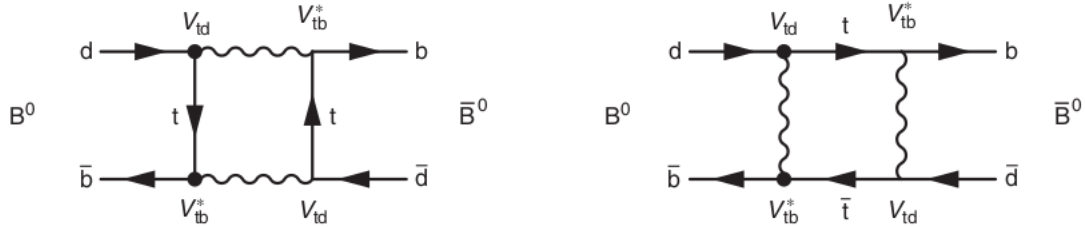
Τα b quarks είναι μέλος της τρίτης γενιάς των quarks και έχουν φορτίο ίσο με $-\frac{1}{3}e$. Τα b quarks έχουν μάζα περίπου 4.5 GeV και αποτελούν συστατικά πληθώρας αδρονίων. Τα b quarks δημιουργούν είτε τα μεσόνια $Y(b\bar{b}), B^+(u\bar{b}), B^-(\bar{u}b), B^0(d\bar{b}), \bar{B}^0(\bar{d}b), B_s^0(s\bar{b}), B_c^+(c\bar{b})$ είτε κάποιο βαρυόνιο όπως τα Λ_b^0 και Ξ_b^0 .

Τα σωμάτια αυτά λόγω της μεγάλης τους μάζας, σε σχέση με τα αδρόνια που περιέχουν quarks μικρότερης μάζας, έχουν πολλούς διαθέσιμους τρόπους για να διασπαστούν. Το εξαιρετικά ενδιαφέρον φαινόμενο που παρατηρείται πολλές φορές με αυτές τις διασπάσεις είναι ότι μπορεί να μην είναι ισοδύναμες για τα σωμάτια και αντισωμάτια τους, δηλαδή να ισχύει $\Gamma(B \rightarrow A) \neq \Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{A})$, όπου Γ ο ρυθμός μετάβασης από την αρχική κατάσταση στην τελική κατάσταση.

2.1 Η Μίξη των B^0 μεσονίων

Τα μεσόνια B^0 και B_s^0 , όπως και τα μεσόνια K^0 και τα D^0 , παρουσιάζουν ταλαντώσεις της μορφής $B^0(\bar{b}d) \leftrightarrow \bar{B}^0(b\bar{d})$ και $B_s^0(\bar{b}s) \leftrightarrow \bar{B}_s^0(b\bar{s})$ αντίστοιχα [6].

Τα $B^0(\bar{b}d)$ και $\bar{B}^0(b\bar{d})$ μεσόνια είναι ιδιοκαταστάσεις της ισχυρής αλληλεπίδρασης και αναφέρονται συχνά ως καταστάσεις γεύσης. Η μετάβαση από την μία ιδιοκατάσταση γεύσης στην άλλη γίνεται μέσω των box diagrams όπως φαίνεται στην Εικόνα 2.1.α.



Εικ. 2.1.A: Τα κυρίαρχα box diagrams για την ανάμειξη $B^0(\bar{b}d) \leftrightarrow \bar{B}^0(b\bar{d})$. Όπως μπορεί να δει κανείς τα box diagrams εμφανίζονται κατά την μετάβαση των σωματιδίων στα αντισωματίδια τους και αντίστροφα.

Σημειώνεται πως V_{if} είναι τα στοιχεία του CKM πίνακα.

Μέσω αυτού του μηχανισμού της μίξης, ένα ουδέτερο μεσόνιο B το οποίο παράχθηκε ως B^0 μπορεί να μεταλλαχθεί σε ένα μεσόνιο \bar{B}^0 θα εξελίξει χρονικά και μια \bar{B}^0 συνιστώσα. Για αυτό το λόγω τα δύο μεσόνια πρέπει να αντιμετωπίζονται σαν ένα σύστημα $B^0(\bar{b}d) - \bar{B}^0(b\bar{d})$. Έτσι οι φυσικές καταστάσεις των B^0 που συναντάμε στην φύση είναι λύσεις της χαμιλτονιανής \hat{H} του συστήματος $B^0(\bar{b}d) - \bar{B}^0(b\bar{d})$. Αυτές οι λύσεις είναι τα B_L και B_H μεσόνια⁹ τα οποία είναι γραμμικοί συνδυασμοί των καταστάσεων B^0 και \bar{B}^0 .

Η χαμιλτονιανή του συστήματος $B^0 - \bar{B}^0$ περιγράφεται από τον πίνακα:

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} M - \frac{i}{2}\Gamma & M_{12} \\ M_{12}^* & M - \frac{i}{2}\Gamma \end{pmatrix}$$

⁹Πρόκειται για μια ελαφρύτερη L και μια βαρύτερη H κατάσταση με σχεδόν πανομοιότυπους χρόνους ημιζωής και πολύ μικρή τιμή για την διαφορά $m(B_H) - m(B_L)$.

Επειδή ο όρος με το Γ είναι αρκούντως μικρός μπορούμε να θεωρήσουμε ότι οι ιδιοκαταστάσεις αυτής της χαμιλτονιανής $|B_L\rangle$ και $|B_H\rangle$ έχουν μάζα $m_H = M - |M_{12}|$ και $m_H = M + |M_{12}|$ αντίστοιχα.

Οι ιδιοκαταστάσεις της χαμιλτονιανής είναι:

$$|B_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\xi|^2}} \left(|B^0\rangle + \xi |\bar{B}^0\rangle \right) \text{ και } |B_H\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\xi|^2}} \left(|B^0\rangle - \xi |\bar{B}^0\rangle \right)$$

όπου

$$\xi = \frac{M_{12}^*}{|M_{12}|}$$

Σημειώνεται ότι στην διαδικασία της ανάμειξης των B^0 κυριαρχεί το box diagram με δύο t quarks καθώς ισχύει ότι $|V_{tb}| \gg |V_{ts}| > |V_{td}|$. Βάσει της Εικόνας 2.1.α να θεωρήσουμε ότι $M_{12}^* \propto (V_{td}V_{tb}^*)^2$

Στην παραμετροποίηση Wolfenstein, το στοιχείο V_{tb} του πίνακα CKM είναι πραγματικό:

$$\xi = \frac{(V_{td}V_{tb}^*)^2}{(|V_{td}V_{tb}^*|^2)} = \frac{V_{td}^2}{|V_{td}^2|}$$

Αν τώρα $V_{td} = |V_{td}|e^{-i\beta}$ τότε $\xi = e^{-i2\beta}$ και έτσι έχουμε ότι οι φυσικές καταστάσεις των B^0 μεσονίων είναι:

$$|B_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|B^0\rangle + e^{-i2\beta} |\bar{B}^0\rangle \right) \text{ και } |B_H\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|B^0\rangle - e^{-i2\beta} |\bar{B}^0\rangle \right)$$

Υπολογίζοντας την διαφορά των μαζών των δύο φυσικών καταστάσεων βρίσκουμε:

$$\Delta m = m(B_H) - m(B_L) = 2|M_{12}| \propto |(V_{td}V_{tb}^*)^2|$$

Επειδή τέλος $V_{tb} \approx 1$, συνεπάγεται ότι η ποσότητα Δm είναι ανάλογη του $|V_{td}^2|$. Έτσι η μέτρηση του Δm στην μίξη $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ προσφέρει έναν τρόπο για τον προσδιορισμό του μέτρου του στοιχείου V_{td} του πίνακα CKM.

2.2 Οι ταλαντώσεις των ουδετέρων B-μεσονίων

Υποθέτουμε ότι τη χρονική στιγμή $t = 0$ παράχθηκε ένα $B^0(\bar{b}d)$ μεσόνιο. Έτσι $|B(0)\rangle = |B^0\rangle$. Βάσει των προηγούμενων αυτό το B^0 θα γράφεται ως:

$$|B^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|B_L\rangle + |B_H\rangle)$$

Αυτή η κατάσταση θα εξελίσσεται ως εξής:

$$|B(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[\theta_L(t)|B_L\rangle + \theta_H(t)|B_H\rangle]$$

όπου $\theta_L(t) = e^{-\Gamma t/2}e^{-im_L t}$ και $\theta_H(t) = e^{-\Gamma t/2}e^{-im_H t}$

Έτσι λοιπόν έχουμε:

$$|B(t)\rangle = \frac{1}{2}[(\theta_L(t) + \theta_H(t))|B^0\rangle + e^{-i2\beta}(\theta_L(t) - \theta_H(t))|\bar{B}^0\rangle].$$

Ορίζουμε $\theta_{\pm} = \theta_L \pm \theta_H$ ενώ παράλληλα $m_L = M - \Delta m/2$ και $m_H = M + \Delta m/2$ και έχουμε:

$$\theta_{\pm}(t) = e^{-\Gamma t/2}e^{-iMt} \times \left[e^{i\Delta m t/2} \pm e^{-i\Delta m t/2} \right]$$

ή $\theta_+(t) = 2e^{-\Gamma t/2}e^{-iMt}\cos(\frac{\Delta m t}{2})$ και $\theta_-(t) = 2ie^{-\Gamma t/2}e^{-iMt}\sin(\frac{\Delta m t}{2})$

Επομένως τώρα μπορούμε να υπολογίσουμε την πιθανότητα ένα σωματίο που παράχθηκε ως $|B^0\rangle$ και να βρεθεί ως $|B^0\rangle$ ή ως $|\bar{B}^0\rangle$ μετά από χρόνο t :

$$Prob(B_{t=0}^0 \rightarrow B^0) = |\langle B(t)|B^0\rangle|^2 = e^{-\Gamma t}\cos^2(\Delta m t/2)$$

$$Prob(B_{t=0}^0 \rightarrow \bar{B}^0) = |\langle B(t)|\bar{B}^0\rangle|^2 = |\xi|^2 e^{-\Gamma t}\sin^2(\Delta m t/2)$$

αλλά και τις πιθανότητες ένα σωματίο που παράχθηκε ως $|\bar{B}^0\rangle$ να βρεθεί ως $|B^0\rangle$ ή ως $|\bar{B}^0\rangle$

$$Prob(\bar{B}_{t=0}^0 \rightarrow \bar{B}^0) = e^{-\Gamma t}\cos^2(\Delta m t/2)$$

$$Prob(\bar{B}_{t=0}^0 \rightarrow B^0) = \left| \frac{1}{\xi} \right|^2 e^{-\Gamma t}\sin^2(\Delta m t/2)$$

Ωστόσο επειδή τα B^0 και \bar{B}^0 έχουν λίγες κοινές διασπάσεις ο παράγοντας ξ έχει μέτρο ίσο με την μονάδα. Έτσι:

$$Prob(\bar{B}_{t=0}^0 \rightarrow \bar{B}^0) \approx Prob(B_{t=0}^0 \rightarrow B^0) \text{ και } Prob(\bar{B}_{t=0}^0 \rightarrow B^0) \approx Prob(B_{t=0}^0 \rightarrow \bar{B}^0)$$

Έτσι είναι δύσκολο να παρατηρήσουμε την παραβίαση της $\hat{C}\hat{P}$ στις ταλαντώσεις-μίξεις των ουδετέρων B μεσονίων, επειδή χρειάζονται διασπάσεις με μικρό Branching Fraction.

2.3 Lepton Flavor Universality

Μέχρι πριν μερικά χρόνια, η μόνη διαφορά ανάμεσα στις τρεις οικογένειες των λεπτονίων ήταν το γεγονός ότι οι συζεύξεις με το πεδίο Higgs (γνωστές ως Yukawa couplings¹⁰ είναι διαφορετικής ισχύος με αποτέλεσμα τα φορτισμένα λεπτόνια να έχουν διαφορετική μάζα. Ωστόσο όλες οι υπόλοιπες αλληλεπιδράσεις στο πλαίσιο του Κ.Π. αντιμετωπίζουν τα τρία φορτισμένα λεπτόνια με τον ίδιο οικουμενικό τρόπο γνωστό ως Lepton Flavor Universality (LFU). Αν θεωρήσουμε ότι οι σταθερές σύζευξης των W μποζονίων για τις διπλέτες των ηλεκτρονίων, των μιονίων και των ταυ είναι G_F^e, G_F^μ και G_F^τ αντίστοιχα, λάβουμε υπόψιν τους μετρούμενους ρυθμούς διασπάσεων και το γεγονός ότι οι φασικοί χώροι για τις διασπάσεις $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ και $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ είναι λίγο διαφορετικοί, προκύπτει ότι οι σταθερές αυτές έχουν μετρηθεί ως εξής:

$$\frac{G_F^\tau}{G_F^\mu} = 1.0021 \pm 0.0033 \quad \frac{G_F^e}{G_F^\mu} = 1.000 \pm 0.004$$

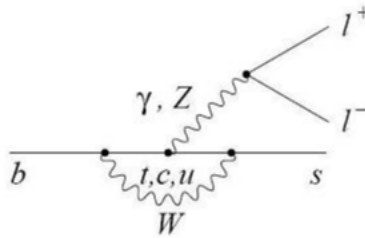
Έτσι στα πλαίσια των πειραματικών αβεβαιοτήτων οι μετρήσεις είναι συμβατές με το Κ.Π. που απαιτεί

$$G_F^e = G_F^\mu = G_F^\tau$$

ότι δηλαδή τα φορτισμένα ασθενή ρεύματα υπακούουν στο LFU.

Ωστόσο από το 2012 και μετά ξεκίνησαν να καταφθάνουν διάφορες ενδείξεις για αποκλίσεις από το LFU τόσο για τα FCCC όσο και για τα FCNC[3, 4, 5]. Οι ενδείξεις αυτές οδηγούν στο συμπέρασμα ότι είτε υπάρχει κάποιου είδους αλληλεπίδραση πέρα από το πλαίσιο του Κ.Π. είτε υπάρχουν φαινόμενα στο ίδιο πλαίσιο τα οποία αντιμετωπίζουν τα λεπτόνια ανάλογα με τη γεύση τους. Τα αποτελέσματα μέχρι στιγμής επικεντρώνονται σε δύο κατηγορίες ασθενών αλληλεπιδράσεων, σε διασπάσεις της μορφής (FCNC) $b \rightarrow sl^- l^+$, και σε διασπάσεις της μορφής Flavour Changing Charged Currents (FCCC) - tree-level decays $b \rightarrow cl^- \nu_l$.

Όσον αφορά τις διασπάσεις $b \rightarrow sl^- l^+$ περιγράφονται από FCNC. Σε αυτές τις διασπάσεις εμφανίζονται electroweak loop diagrams με αποτέλεσμα οι διασπάσεις αυτές να συνοδεύονται από εξαιρετικά μικρές πιθανότητες. Τα διαγράμματα αυτά είναι δυο, τα box και penguin diagrams.



Εικ. 2.3.A: Penguin diagram για τις διασπάσεις $b \rightarrow sl^- l^+$ όπου l είναι είτε ηλεκτρόνιο είτε μούνιο. Στο πλαίσιο της νέας φυσικής προκειμένου να ερμηνευθούν οι μετρήσεις που δείχνουν ότι τα μούνια και τα ηλεκτρόνια δεν είναι ισοδύναμα σε τέτοιες διασπάσεις, θα πρέπει το electroweak loop να αντικατασταθεί από κάποιο άλλο loop στο οποίο θα εμφανίζεται ως δυνητικό κάποιο νέο σωματίδιο.

¹⁰Πρόκειται για τις σταθερές G_e, G_μ, G_τ που αναφέρθηκαν στην παράγραφο 1.2.3 "Οι Ηλεκτρασθενείς αλληλεπιδράσεις"

Οι έως τώρα μετρήσεις δείχνουν διαφοροποίηση για τα ηλεκτρόνια και τα μυόνια στο τελικό ζεύγος των λεπτονίων. Η εμφάνιση ενός νέου σωματιδίου στα διαγράμματα αυτών των διασπάσεων θα μπορούσε να οδηγήσει στην αύξηση ή την μείωση των ρυθμών διάσπασης των $b \rightarrow se^+e^-$ και των $b \rightarrow s\mu^+\mu^-$ ή στην αλλαγή των διάφορων κατανομών για τα σωματίδια των τελικών καταστάσεων στις διασπάσεις.

Πειραματικά ένας τέτοιος έλεγχος απαιτεί τον υπολογισμό ενός λόγου της μορφής

$$R_{K^{(*)}} = \frac{Br(B^{\pm(0)} \rightarrow K^{(*)}\mu^+\mu^-)}{Br(B^{\pm(0)} \rightarrow K^{(*)}e^+e^-)}$$

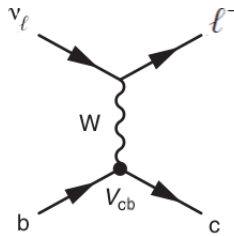
Ο επιμέρους υπολογισμός των Branching Ratios για τις διάφορες διασπάσεις έχει ωστόσο διάφορες δυσκολίες. Για παράδειγμα το CMS κατά το Run 2 είχε ήδη Trigger για την συλλογή ενός μεγάλου δείγματος που θα περιέχει γεγονότα για τις διασπάσεις $B^{\pm(0)} \rightarrow K^{(*)}\mu^+\mu^-$ ωστόσο δεν διέθετε κατάλληλο Trigger για την συλλογή γεγονότων $B^{\pm(0)} \rightarrow K^{(*)}e^+e^-$. Έτσι λοιπόν έπρεπε να βρεθεί τρόπος για να καταγραφούν αυτά τα γεγονότα ενώ παράλληλα πρέπει να γραφούν και κατάλληλοι αλγόριθμοι για την ανακατασκευή αυτών των διασπάσεων.

Μέχρι στιγμής το LHCb έχει υπολογίσει το $R_K^{(*)}$ με το μετρούμενο αποτέλεσμα να βρίσκεται περίπου στα 2.5σ [4, 5] από την πρόβλεψη του Κ.Π. Άλλα πειράματα όπως το BaBar και το Belle έχουν μετρήσει το $R_K^{(*)}$ και τα αποτελέσματα τους είναι μεν συνεπή με το Κ.Π. ωστόσο συνοδεύονται από μεγάλες αβεβαιότητες. Οι υπολογισμοί των διάφορων Branching Ratios δίνουν τιμές που είναι μικρότερες από αυτές που προβλέπει το Κ.Π. με αποτέλεσμα να γεννάται το ερώτημα “Τι είναι αυτό που κάνει τα ηλεκτρόνια να είναι προτιμητέα ή τα μυόνια να μην είναι προτιμητέα ως σωματίδια των τελικών καταστάσεων στις διασπάσεις $b \rightarrow sl^+l^-$ ”.

Όσον αφορά την δεύτερη κατηγορία διασπάσεων $b \rightarrow cl\nu_l$ δείχνουν διαφοροποίηση για τα μυόνια και τα ταυ ενώ δεν φαίνεται κάποια διαφοροποίηση για τα μυόνια και τα ηλεκτρόνια. Ο πειραματικός έλεγχος εδώ στηρίζεται στη μέτρηση του λόγου:

$$R_{D^{(*)}} = \frac{Br(B^{\pm(0)} \rightarrow D^{(*)}\tau^-\bar{\nu}_\tau)}{Br(B^{\pm(0)} \rightarrow D^{(*)}l^+\bar{\nu}_l)}$$

όπου $l = \mu$ ή e . Τα διαγράμματα αυτών των διασπάσεων είναι:



Εικ.2.3.B: Διάγραμμα Feynman για τις διασπάσεις $b \rightarrow cl\nu_l$, όπου $l = e, \mu, \tau$. Σημειώνεται πως V_{cb} είναι το στοιχείο του πίνακα CKM για την μετάβαση των b quarks σε c quarks.

Ο υπολογισμός του $R_{D^{(*)}}$ έχει και αυτός μερικές δυσκολίες καθώς για παράδειγμα τα ταυ λεπτόνια δεν ανακατασκευάζονται απευθείας ενώ υπάρχει και το νετρίνο το οποίο όπως είπαμε δεν είναι ανιχνεύσιμο. Οι μετρήσεις από τα πειράματα δείχνουν πως οι τιμές για το $R_{D^{(*)}}$ είναι μεγαλύτερες από αυτές που προβλέπει το Κ.Π. και απέχουν απ’ αυτές περίπου 4σ [4, 5].

3 Το CMS

Ο μεγάλος επιταχυντής αδρονίων είναι ο μεγαλύτερος και ισχυρότερος επιταχυντής σωματιδίων. Αποτελείται από υπεραγωγίσιμους μαγνήτες οι οποίοι σχηματίζουν ένα δακτύλιο μήκους 27 χιλιομέτρων. Στο εσωτερικό του επιταχυντή κινούνται με αντίθετες κατευθύνσεις δύο δέσμες σωματιδίων με ταχύτητα που είναι σχεδόν ίση με αυτήν του φωτός. Οι δύο δέσμες ταξιδεύουν στο εσωτερικό δύο κενών σωλήνων και κρατούνται σε τροχιά με τη βοήθεια ενός ισχυρού μαγνητικού πεδίου. Πάνω απ' όλα χρειάζονται πάρα πολύ ισχυρά ρεύματα για αυτό πρέπει ο αγωγός που τα φέρει να είναι υπεραγωγίσιμος. Προκειμένου να λειτουργεί ολόκληρο το σύστημα με τις ελάχιστες δυνατές αντιστάσεις και απώλειες ενέργειας πρέπει να βρίσκεται σε θερμοκρασία μικρότερη των -270°C . Έτσι ο επιταχυντής ψύχεται με τη χρήση υγρού ηλίου.

Ο επιταχυντής περιέχει 1232 διπολικούς μαγνήτες μήκους 15 μέτρων, οι οποίοι στρέφουν τις δέσμες και τις κρατούν σε τροχιά, ενώ χρησιμοποιούνται και 392 τετραπολικοί μαγνήτες, μήκους 5-7 μέτρων, οι οποίοι τις εστιάζουν. Κοντά στο σημείο σύγκρουσης των δεσμών χρησιμοποιείται ένας άλλος τύπος μαγνήτη ώστε να εστιάζει η δέσμη όσο το δυνατόν περισσότερο αυξάνοντας έτσι την πιθανότητα να πραγματοποιηθούν αλληλεπιδράσεις. Κάθε δέσμη έχει ενέργεια 6.5 TeV και είναι χωρισμένη σε πακέτα, bunches που το κάθε ένα περιέχει 10^{11} πρωτόνια. Το μήκος αυτών των bunches είναι περίπου 1.25 ns και απέχουν μεταξύ τους 25 ns.

Ο αριθμός των γεγονότων μίας συγκεκριμένης αλληλεπίδρασης ενεργού διατομής σ που γεννιούνται στη μονάδα του χρόνου $\frac{dN}{dt}$ είναι ίσος με το

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L}\sigma$$

όπου \mathcal{L} η στιγμιαία φωτεινότητα του επιταχυντή [12]. Η φωτεινότητα αυτή υπολογίζεται από τη σχέση

$$\mathcal{L} = f \frac{n_1 n_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y}$$

όπου f η συχνότητα σύγκρουσης των δεσμών, n_1, n_2 ο αριθμός των σωματιδίων που βρίσκονται μέσα στα bunches και σ_x, σ_y οι διατομές των bunches στο εγκάρσιο επίπεδο. Έτσι βλέπουμε πως όσο πιο εστιασμένη είναι η δέσμη τόσο μεγαλύτερη είναι η φωτεινότητα. Συχνά χρησιμοποιείται η αθροιστική φωτεινότητα στη διάρκεια μίας χρονικής περιόδου $L = \int_{t_1}^{t_2} \mathcal{L} dt$. Τέλος η στιγμιαία φωτεινότητα έχει διαστάσεις $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ή στη γλώσσα της φυσικής των στοιχειωδών σωματιδίων έχει διαστάσεις $\text{fb}^{-1}\text{s}^{-1}$, με $1\text{fb} = 10^{-24}\text{cm}^2$.

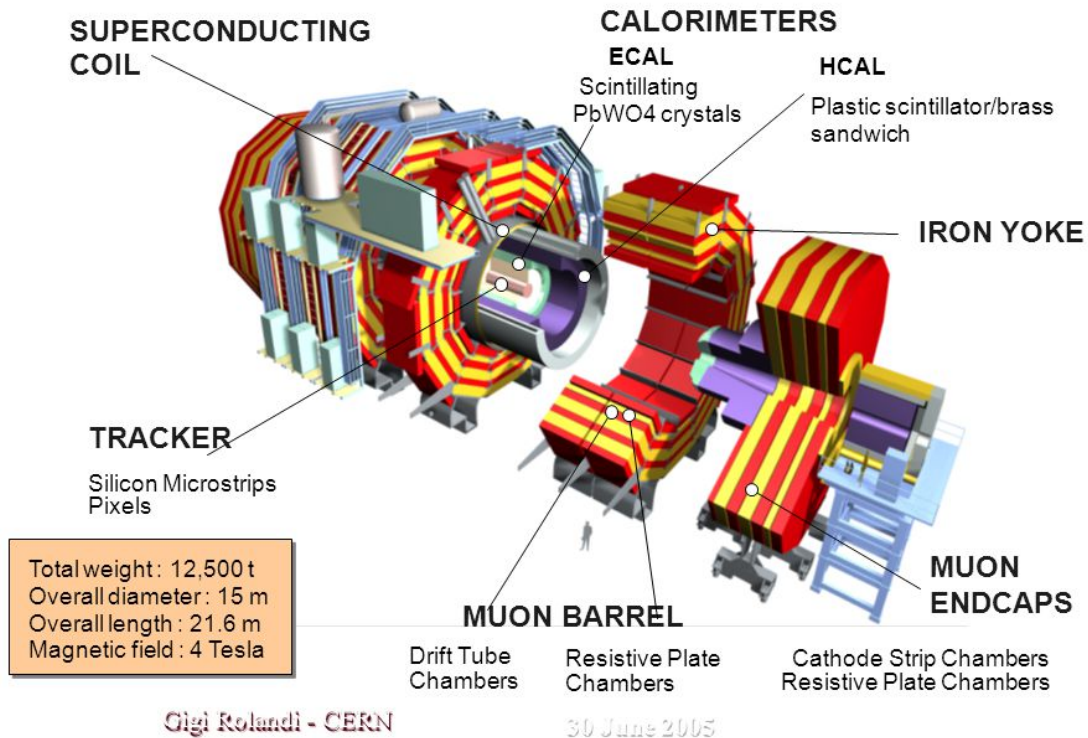
Κατά το Long Shutdown 2 που διανύουμε προετοιμαζόμαστε για τον διπλασιασμό της φωτεινότητας κατά τη διάρκεια του "Run 3" πριν περάσουμε στον HiLumi LHC, όπου οι τιμές της φωτεινότητας θα φτάσουν έως και 5 φορές τις τιμές που έφτασαν κατά το Run 2 (ή 10 φορές της αρχικής σχεδιασμένης τιμής της φωτεινότητας του LHC).

Οι δέσμες συναντιώνται κατά μήκος του επιταχυντή σε τέσσερα σημεία, εκεί που είναι τοποθετημένοι οι τέσσερις ανιχνευτές: ATLAS, CMS, ALICE και LHCb.

Το Compact Muon Solenoid (CMS) είναι ένα πείραμα "γενικού σκοπού" και καλύπτει έρευνες που συνδέονται με βαριές γεύσεις, σπάνιες διασπάσεις, το μποζόνιο Higgs και πιθανή νέα φυσική όπως έξτρα διαστάσεις και υπερσυμμετρία. Ο ανιχνευτής του CMS αναπτύσσεται

γύρω από ένα τεράστιο σωληνοειδές πηνίο. Ολόκληρος ο ανιχνευτής έχει μήκος 21 μέτρα, διάμετρο 15 μέτρα και ζυγίζει 12500 τόνους. Ο ανιχνευτής χωρίζεται σε δύο τμήματα, στο barrel και στα endcaps.

Compact Muon Solenoid



Εικ. 3.A: Το CMS

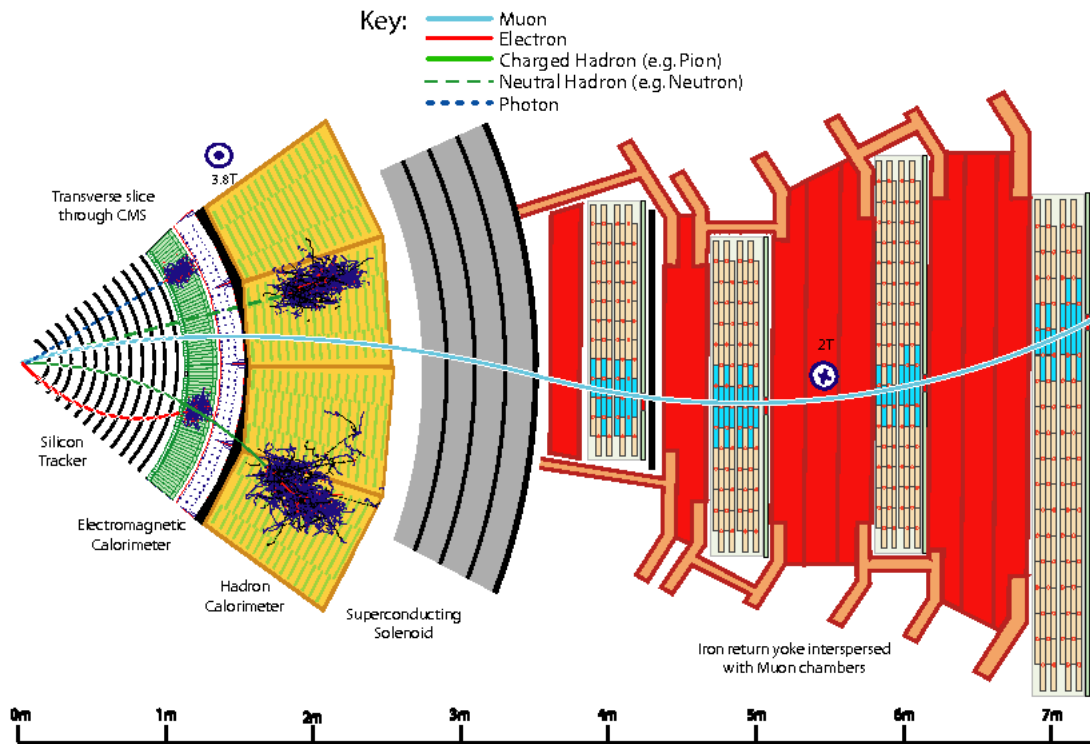
3.1 Ο Ανιχνευτής Τροχιών

Τα σωματίδια που εξέρχονται από το σημείο της σύγκρουσης συναντούν πρώτα δύο ανιχνευτές τροχιών [7], τον Pixel Detector στον πυρήνα του ανιχνευτή και τον Silicon Microstrip Detector ο οποίος περιβάλλει τον Pixel Detector. Οι ανιχνευτές τροχιών αποτελούν τα πρώτα στρώματα ολόκληρου του ανιχνευτή και δέχονται την μεγαλύτερη ροή σωματιδίων. Πρέπει τα υλικά κατασκευής τους να είναι ανθεκτικά στην ακτινοβολία και για αυτό κατασκευάζονται εξ ολοκλήρου από πυρίτιο.

Οι ανιχνευτές τροχιών μπορούν να ανακατασκευάσουν τα tracks όλων των φορτισμένων σωματιδίων όπως των μιονίων, των ηλεκτρονίων, των αδρονίων ενώ μπορούν να “δουν” ακόμα και tracks σωματιδίων που προέρχονται από διασπάσεις άλλων σωματιδίων με μικρούς χρόνους ζωής. Οι ανιχνευτές τροχιών θα πρέπει να έχουν εξαιρετική διακριτική ικανότητα και να έχουν γρήγορη απόκριση. Πρέπει να σημειωθεί ότι τροχιές αφήνουν μόνο τα σωματίδια που έχουν ηλεκτρικό φορτίο ενώ ανάλογα με την καμπυλότητα των τροχιών έχουμε πληροφορίες για το

πρόσημο του φορτίου των σωματιδίων αλλά και για την ορμή τους καθώς όσο μεγαλύτερη είναι η ορμή ενός σωματιδίου τόσο λιγότερη είναι η καμπυλότητα της τροχιάς του. Για αυτό είναι χρήσιμο οι συγκεκριμένοι ανιχνευτές τροχιών να μην έχουν πολύ υλικό (να έχουν “χαμηλή μάζα”) και να καταγράφουν τις τροχιές σε συγκεκριμένα σημεία κλειδιά ώστε να αλληλεπιδρούν με τα σωματίδια όσο το δυνατόν λιγότερο. Έτσι τα tracks ανακατασκευάζονται με λίγα μόλις σημεία με μεγάλη ακρίβεια, $10\mu m$.

Καθώς τα σωματίδια περνούν μέσα από τον ανιχνευτή, παράγουν μικρά ηλεκτρικά σήματα τα οποία ανιχνεύονται και ενισχύονται. Στον ανιχνευτή τροχιών υπάρχουν 75 εκατομμύρια κανάλια εξόδου ενώ μόνο στον Pixel Detector βρίσκονται 6000 συνδέσεις ανά cm^2 .



Εικ. 3.B: Η εγκάρσια διατομή του CMS

To Pile-Up

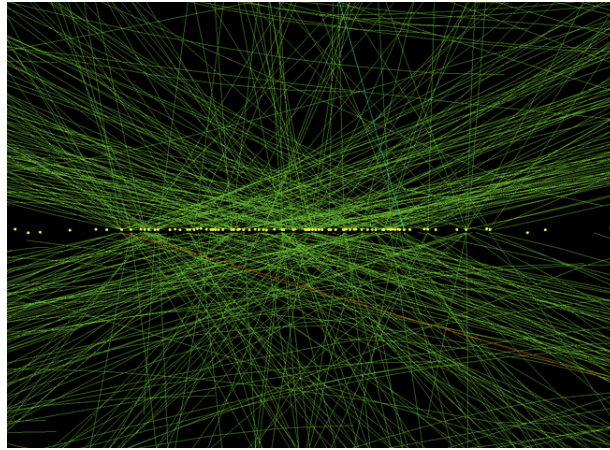
Κάθε φορά που οι δέσμες μεγάλης φωτεινότητας συναντιώνται στο εσωτερικό του ανιχνευτή πραγματοποιούνται περισσότερες από μία αλληλεπιδράσεις πρωτονίου-πρωτονίου, οι αλληλεπιδράσεις αυτές ονομάζονται Pile-Up (PU) [8]. Μάλιστα όσο μεγαλύτερη είναι η φωτεινότητα του επιταχυντή τόσο μεγαλύτερο είναι το PU. Λόγω του εύρους των bunches (1.25 ns) τα vertices αυτών των αλληλεπιδράσεων, τα σημεία δηλαδή που ξεκινάνε τα tracks των σωματιδίων μπορεί μερικές φορές να απέχουν μερικά εκατοστά από το κέντρο του ανιχνευτή το οποίο είναι το σημείο (0,0,0). Ωστόσο το CMS πρέπει να παρατηρήσει τα προϊόντα όλων αυτών των

αλληλεπιδράσεων και να καταφέρει να προσδιορίσει από ποια αλληλεπίδραση προήλθαν. Έτσι προκύπτουν νέες δυσκολίες στην δημιουργία των τροχιών.

Στον ανιχνευτή τροχιών του CMS ο αριθμός των σημείων (hits) που δημιουργούν τις τροχιές αυξάνει γραμμικά με το PU. Καθώς αυτά τα hits συνδυάζονται για να δημιουργήσουν τα tracks, ο αριθμός των πιθανών συνδυασμών των hits που δημιουργούν μια τροχιά αυξάνει γρηγορότερα από μια απλή γραμμική αύξηση σε σχέση με το PU. Ωστόσο η διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή τροχιών είναι ικανή για να διακρίνει τις τροχιές σε ένα γεγονός ακόμα και σε αυτά που περιέχουν πολύ υψηλό PU.

Τα tracks που ανακατασκευάζονται δημιουργούν τα vertices τα οποία αναπαριστούν τις αλληλεπιδράσεις πρωτονίου-πρωτονίου. Ωστόσο λίγα vertices αποκαλύπτουν ενδιαφέροντα φαινόμενα από άποψη φυσικής, οπότε είναι απαραίτητο να μπορούμε να διακρίνουμε τις τροχιές που προέρχονται από διαφορετικά vertices ώστε να μπορέσουμε να απαλλαγούμε από την επίδραση του PU και να κρατήσουμε μόνο τις αλληλεπιδράσεις που κρύβουν ενδιαφέροντα φαινόμενα.

Η εξαιρετική απόδοση του ανιχνευτή τροχιών φαίνεται στην Εικ.3.γ. Μόνο από ένα γεγονός έχουν ανακατασκευαστεί συνολικά 78 vertices.



Εικ. 3.Γ.: Η γραφική απεικόνιση των τροχιών και των 78 vertices που ανακατασκευάστηκαν.

3.2 Το Ηλεκτρομαγνητικό Καλορίμετρο (ECAL)

Αμέσως μετά τους ανιχνευτές τροχιών συναντάμε το ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο [9]. Εδώ τα ηλεκτρόνια και τα φωτόνια εναποθέτουν την ενέργειά τους. Τα καλορίμετρα αυτά αποτελούνται από ειδικούς κρυστάλλους σπινθηριστών. Τα μύονια, λόγω της μεγαλύτερης μάζας του, έχουν μικρότερη ενεργό διατομή για την ακτινοβολία Bremsstrahlung σε σύγκριση με τα ελαφρύτερα ηλεκτρόνια και για αυτό εξέρχονται από αυτόν τον ανιχνευτή ανέπαφα. Αντίθετα τα ηλεκτρόνια σβήνουν σε αυτόν τον ανιχνευτή μαζί με τα φωτόνια δημιουργώντας καταγισμούς καθιστώντας δυσκολότερη την ανακατασκευή τους.

Οι 75848 κρύσταλλοι του ηλεκτρομαγνητικού καλορίμετρου καλύπτουν την περιοχή γωνιών $|\eta| < 3$, αποτελούνται από $PbWO_4$ και ζυγίζουν περισσότερο από 100 τόννους. Τα ηλεκτρόνια και τα φωτόνια δημιουργούν σπινθηρισμούς οι οποίοι συλλέγονται από ειδικούς φωτοανιχνευτές (Avalanche Photodiodes APDs) που έχουν κατασκευαστεί για να λειτουργούν μέσα στο ισχυρό

μαγνητικό πεδίο και βρίσκονται κολλημένοι πίσω από τους κρυστάλλους. Τα φωτόνια των σπινθηριστών συλλέγονται, ενισχύονται και στέλνονται στη συνέχεια για ανάλυση.

Για έξτρα χωρική ακρίβεια, το ECAL των Endcaps χρησιμοποιεί Preshower detectors. Αυτοί έχουν καλύτερη διακριτική ικανότητα στη μέτρηση της θέσης από το υπόλοιπο ECAL και μπορούν να διακρίνουν δύο φωτόνια που θα βρίσκονται μέσα σε στενούς κώνους ως διαφορετικά σωματάρια τη στιγμή που το καλορίμετρο θα τα αναγνώριζε ως ένα.

3.3 Το Αδρονικό Καλορίμετρο (HCAL)

Έξω από το ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο βρίσκεται το αδρονικό καλορίμετρο [10]. Εδώ μετράται η ενέργεια όλων των αδρονίων (καονίων, πιονίων κτλ), των jets¹¹ και η εγκάρσια ελλείπουσα ενέργεια (MET) που δεν είναι άλλη από την ενέργεια των νετρίνων. Για να μετρηθεί η ενέργεια όλων αυτών των σωματιδίων, το αδρονικό καλορίμετρο αποτελείται από στρώματα απορροφητή και πλακίδια σπινθηριστών. Έτσι τα σωματάρια αναγκάζονται να αλληλεπιδράσουν δημιουργώντας πληθώρα δευτερογενών σωματιδίων. Τέλος το αδρονικό καλορίμετρο εκτός από τη μέτρηση της ενέργειας προσφέρει πληροφορίες για τη θέση και το χρόνο ανίχνευσης των σωματιδίων.

Το HCAL καλύπτει γωνίες που φτάνουν έως και $|\eta| < 5.2$ ενώ εκτείνεται σε αποστάσεις που ξεπερνούν τα 10 μέτρα από το σημείο της σύγκρουσης των δεσμών.

Στην κεντρική περιοχή των Endcaps, κοντά στον σωλήνα της δέσμης, υπάρχει πολύ μεγάλη ροή σωματιδίων. Έτσι κατά την διάρκεια του Long Shutdown 3 (2024-2025) το υπάρχον καλορίμετρο των Endcaps, θα αντικατασταθεί από ένα νέο καλορίμετρο το οποίο θα καταγράφει και τις ηλεκτρομαγνητικές και τις αδρονικές συνεισφορές ταυτόχρονα με εξαιρετική ακρίβεια. Πρόκειται για το High Granularity Calorimeter (HGCal) που θα δίνει τις απαραίτητες πληροφορίες για την ενέργεια των σωματιδίων στην περιοχή των Endcaps κατά τις περιόδους Υψηλής Φωτεινότητας.

3.4 Το Σωληνοειδές Πηνίο

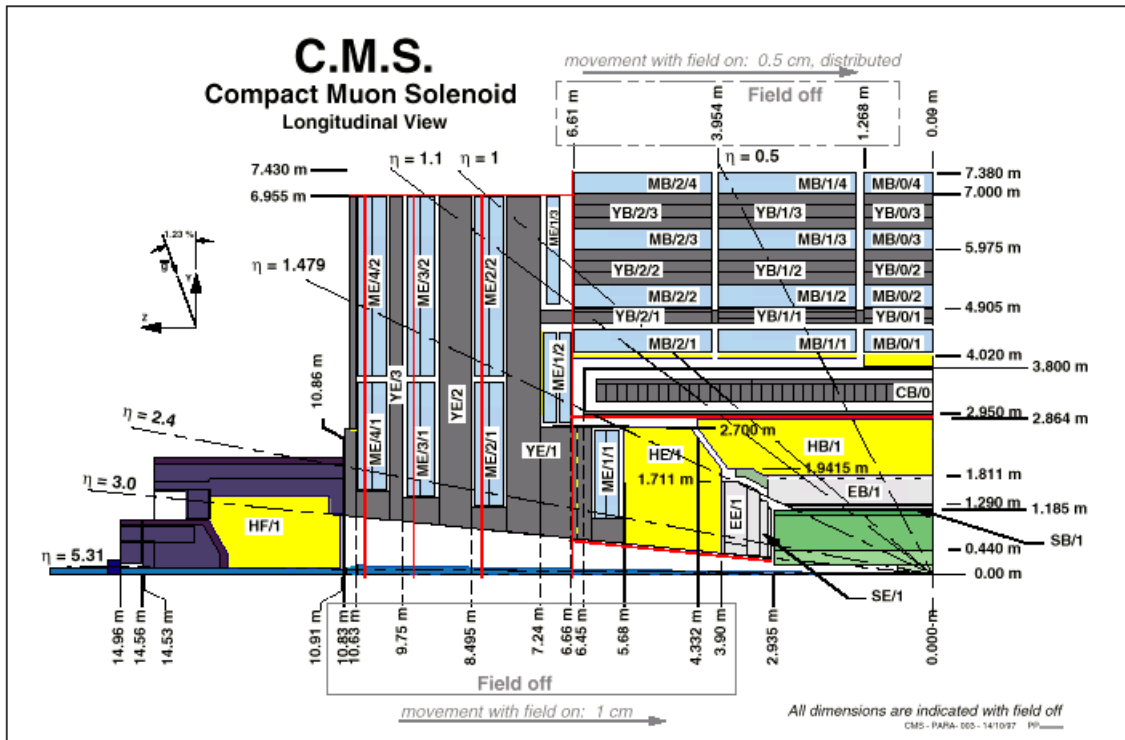
Αμέσως μετά το αδρονικό καλορίμετρο συναντάμε το υπεραγωγίμο σωληνοειδές πηνίο. Το ρεύμα έντασης 13000A που διαρέει το υπεραγωγίμο καλώδιο του πηνίου δημιουργεί ένα ισχυρό μαγνητικό πεδίο έντασης 3.8 Tesla. Έξω από το πηνίο εκτός από τους ανιχνευτές μιονίων συναντάμε μεγάλες στρώσεις σιδήρου οι οποίες κάμπτουν το ισχυρό μαγνητικό πεδίο και το κρατάνε μέσα στα όρια του ανιχνευτή.

3.5 Οι Θάλαμοι Ανιχνευτών Μιονίων

Στα εξωτερικά στρώματα του ανιχνευτή συναντάμε τους θαλάμους ανιχνευτών μιονίων. Τα μύονια έχουν την δυνατότητα να διασχίζουν αρκετά μέτρα υλικού χωρίς να αλληλεπιδρούν σε αντίθεση με τα περισσότερα σωματάρια που σβήνουν στα καλορίμετρα του CMS. Για αυτό το

¹¹ Τα jets είναι ροές σωματιδίων μέσα σε νοητούς κώνους που προέρχονται από την αδρονοποίηση σωματιδίων που φέρουν φορτίο χρώματος.

λόγο οι θάλαμοι ανίχνευσης των μυνίων τοποθετούνται στα εξωτερικά στρώματα του ανιχνευτή εκεί όπου μόνο τα μύονια μπορούν να αφήσουν ενέργεια. Ένα μύονιο αφήνει ίχνη της τροχιάς του σε τέσσερις σταθμούς μέσα στους θαλάμους. Στη συνέχεια φιτάροντας καμπύλες για τα ίχνη στους τέσσερις σταθμούς και στους ανιχνευτές των τροχιών στο εσωτερικό του ανιχνευτή μπορούμε και ανακατασκευάζουμε την τροχιά των μυνίων με μεγάλη ακρίβεια. Ο λόγος που τα μύονια παίζουν τόσο μεγάλο ρόλο στα πειράματα,¹² είναι ότι τα μύονια εμφανίζονται σε πληθώρα διασπάσεων που έχουν ιδιαίτερο ενδιαφέρον όπως διασπάσεις του Higgs αλλά και διάφορες διασπάσεις υπερσυμμετρικών σωματιδίων. Οι θάλαμοι ανίχνευσης μυνίων αποτελούνται από τρία είδη ανιχνευτών αερίου οι οποίοι έχουν πολύ γρήγορη απόκριση στην καταγραφή των ιονισμών. Για την ακρίβεια μπορούν να αναγνωρίσουν και να καταγράψουν ένα μύονιο πριν εισέλθει το επόμενο bunch μέσα στον ανιχνευτή. Τέλος θάλαμοι ανίχνευσης μυνίων υπάρχουν τόσο στο barrel (καλύπτοντας την περιοχή $|\eta| < 1.5$) όσο και στα endcaps καλύπτοντας την περιοχή $0.8 < |\eta| < 2.4$.



Εικ. 3.Δ: Διαμήκης διατομή του CMS

3.6 Οι Εμπρόσθιοι ανιχνευτές

Ο ανιχνευτής ακολουθεί παρόμοια δομή και στην περιοχή των Endcaps – Εμπρόσθιων Ανιχνευτών. Σε αυτήν την περιοχή υπάρχουν δύο ακόμη ανιχνευτές, CASTOR και ZDC οι οποίοι

¹²Ας μην ξεχνάμε ότι το M προέρχεται από την λέξη Muon, το S από το Solenoid (τον μαγνήτη του CMS) και το C από το Compact καθώς ο ανιχνευτής είναι κυριολεκτικά συμπαγής. Ο μόνος κενός χώρος που υπάρχει είναι ανάμεσα στο σωληνοειδές και τους θαλάμους ανίχνευσης μυνίων και είναι ελάχιστος.

καλύπτουν πολύ μικρές γωνίες σε σχέση με την αρχική διεύθυνση της δέσμης (μεγάλες τιμές του pseudorapidity), καταγράφουν και ηλεκτρομαγνητικούς και αδρονικούς καταγισμούς ενώ τέλος είναι και οι δύο ανιχνευτές ακτινοβολίας Cherenkov.

3.7 Το Triggering

Σε ένα δευτερόλεπτο λειτουργίας του LHC συμβαίνουν 40 εκατομμύρια αλληλεπιδράσεις¹³ πρωτονίων - πρωτονίων δημιουργώντας δισεκατομμύρια νέα σωματίδια. Πολύ συχνά μάλιστα τα σωματίδια ενός γεγονότος δεν έχουν προλάβει να εξέλθουν από τον ανιχνευτή πριν εισέλθουν τα επόμενα bunches μετά από χρόνο 25ns και να σηματοδοτήσουν την έναρξη ενός καινούριου γεγονότος δημιουργώντας καινούρια κύματα σωματιδίων. Έτσι οι ανιχνευτές πρέπει να έχουν πολύ καλό time resolution και να είναι τέλεια συγχρονισμένοι ώστε να μην μπερδεύονται τα σωματίδια και τα σήματα από εκατομμύρια ηλεκτρονικά κανάλια από διαφορετικά γεγονότα. Από όλα αυτά τα γεγονότα, λίγα είναι αυτά που προέρχονται από hard scattering και έχουν ενδιαφέρον. Έτσι χρειαζόμαστε ένα σύστημα που να ξεχωρίζει αυτά τα καλά γεγονότα και να τα καταγράφει ώστε να αναλυθούν αργότερα.

Κατά τη λειτουργία του LHC καθώς περνάει η ώρα η στιγμιαία φωτεινότητα μειώνεται μιας και όλο και περισσότερα πρωτόνια αλληλεπιδρούν και φεύγουν από τα bunches δίνοντας έτσι λιγότερα γεγονότα. Αυτό που κάνουμε στην πράξη είναι κατά τη διάρκεια της λειτουργίας του LHC να χαλαρώνουμε τα cuts για την καταγραφή των γεγονότων, επιτρέποντας έτσι την καταγραφή επιπλέον γεγονότων, που μπορεί να είναι λιγότερο καλά και που θα έπρεπε να απορριφθούν βάσει της αρχικής διαλογής. Μία δέσμη βρίσκεται συνήθως μέσα στον ανιχνευτή για 8-12 ώρες ενώ απομακρύνεται από αυτόν όταν πλέον η φωτεινότητα της έχει πέσει σε χαμηλές τιμές.

Η διαδικασία αυτού του ξεχωρίσματος των καλών γεγονότων ονομάζεται σκανδαλισμός - Triggering [11] και χωρίζεται σε δύο τμήματα, το Σκανδαλισμό Πρώτου Επιπέδου (Level 1 (L1) Triggering) και τον Σκανδαλισμό Υψηλού Επιπέδου (High Level Triggering - HLT).

Το L1 Triggering είναι μία γρήγορη και αυτοματοποιημένη διαδικασία η οποία αναζητά ενδιαφέροντα γεγονότα ψάχνοντας για παράδειγμα ενεργητικά σωματίδια. Έτσι καταφέρνουμε να ξεχωρίσουμε τα καλύτερα 100 χιλιάδες γεγονότα από τα 40 εκατομμύρια γεγονότα που συνέβησαν σε ένα μόλις δευτερόλεπτο.

Κατά το HLT συνδυάζονται πληροφορίες από διάφορα τμήματα του ανιχνευτή για να ανακατασκευαστεί ολόκληρο το γεγονός. Αφού συμβεί αυτό, ολόκληρο το γεγονός αναλύεται από υπολογιστές μέσα σε λιγότερο από 100 ms εξετάζοντας πλέον συγκεκριμένα χαρακτηριστικά όπως για παράδειγμα το κατά πόσο μπορούν να ταιριάζουν τα ίχνη των μιονίων στους θαλάμους με τροχιές. Τα γεγονότα που περνούν το HLT έχουν κάποια από τα εξής χαρακτηριστικά: υψηλή MET, ενεργητικά ηλεκτρόνια, ενεργητικά φωτόνια, μύονια και jets με ενέργειες και άλλα χαρακτηριστικά πάνω από τις τιμές των cuts που έχουν επιλεγεί. Έτσι επιλέγονται συνολικά 100 γεγονότα ανά δευτερόλεπτο ενώ όλα τα υπόλοιπα δεν αξιοποιούνται. Μέσα σε αυτά τα καλά πλέον γεγονότα ελπίζουμε να βρούμε ακόμα πιο ενδιαφέροντα γεγονότα που θα οδηγήσουν στην ανακάλυψη Νέας Φυσικής.

¹³Τις αλληλεπιδράσεις αυτές θα τις ονομάζουμε από εδώ και στο εξής γεγονότα.

3.8 Χρήσιμα Μεγέθη

Αναλλοίωτη Μάζα

Η Ειδική Θεωρία της Σχετικότητας ορίζει την αναλλοίωτη μάζα M ενός σωματιδίου η οποία ισούται¹⁴ με

$$M = \sqrt{E^2 - |\vec{p}|^2} = \sqrt{P^\mu{}^2}$$

Όπου E η ενέργειά του σωματιδίου, \vec{p} η ορμή του και P^μ η τετραορμή του¹⁵. Το σημαντικό με αυτήν την ποσότητα είναι ότι παραμένει αναλλοίωτη σε όλα τα συστήματα αναφοράς.

Όμοια μπορούμε να ορίσουμε την αναλλοίωτη μάζα για ένα σύστημα N σωματιδίων ως:

$$M = \sqrt{(P_1^\mu + P_2^\mu + \dots + P_N^\mu)^2} = \sqrt{(E_1 + E_2 + \dots + E_N)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \dots + \vec{p}_N)^2}$$

Εγκάρσια Ορμή - Εγκάρσια Ελλείπουσα Ορμή - Εγκάρσια Ελλείπουσα Ενέργεια (MET)

Οι δέσμες των πρωτονίων στο εσωτερικό του επιταχυντή κινούνται κατά μήκος μήκος διεύθυνσης, την οποία την ορίζουμε ως την διεύθυνση του άξονα z . Έτσι μπορούμε να ορίσουμε το εγκάρσιο επίπεδο σε αυτήν την διεύθυνση. Τα παρτόνια (γλουόνια και quarks - αυτά που φέρουν φορτίο χρώματος και αναγνωρίζονται από την ισχυρή αλληλεπίδραση και θα αλληλεπιδράσουν) κινούνται και αυτά κατά μήκος του z άξονα και μάλιστα το σύστημα των παρτονίων είναι Lorentz μπουσταρισμένο σε αυτήν την διεύθυνση και μάλιστα κατά τυχαίο τρόπο. Αυτό συμβαίνει επειδή τα παρτόνια φέρουν ορμή που είναι κλάσμα της συνολικής ορμής του πρωτονίου και όχι την συνολική ορμή του P , δηλαδή $p_{parton} = rP$ όπου r ένας τυχαίος αριθμός στο διάστημα $(0,1)$. Στο εγκάρσιο επίπεδο ωστόσο η συνολική ορμή είναι μηδέν πριν από την αλληλεπίδραση των παρτονίων και λόγω της αρχής διατήρησης της ορμής πρέπει να είναι μηδέν και μετά την αλληλεπίδραση.

Έτσι ορίζουμε την προβολή της ορμής ενός σωματιδίου στο εγκάρσιο επίπεδο ως το διάνυσμα

$$\vec{p}_T = (p_x, p_y)$$

με μέτρο $|\vec{p}_T| = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = |p| \sin\theta$ όπου θ η γωνία ανάμεσα στο άνυσμα της ορμής και τον άξονα z της δέσμης.

Υπάρχουν γεγονότα ωστόσο στα οποία το άθροισμα των προβολών των ορμών στο εγκάρσιο επίπεδο (\vec{p}_T) δεν είναι μηδέν. Αυτό συμβαίνει επειδή σωματάρια, όπως τα νετρίνα τα οποία δεν είναι ανιχνεύσιμα έχουν ορμή την οποία δεν μετράμε. Πρόκειται για την εγκάρσια ελλείπουσα ορμή (\vec{p}_T) η οποία λόγω της αρχής διατήρησης της ορμής θα είναι ίση με:

$$\vec{p}_T = - \sum \vec{p}_{T(observable)}$$

¹⁴Έχει χρησιμοποιηθεί η σύμβαση για την μετρική κατά την οποία τα διαγώνια στοιχεία είναι $(+1,-1,-1,-1)$.

¹⁵Με την γραφή $P^\mu{}^2$ θα εννοούμε $P^\mu P_\mu$

Έτσι μπορούμε να υπολογίσουμε την συνολική εγκάρσια ελλείπουσα ορμή και όχι την ορμή ενός μόνο σωματιδίου που δεν είναι ανιχνεύσιμο.

Αν τα σωματρία είναι άμαζα (ή έχουν πολύ μικρή μάζα) μπορούμε να υπολογίσουμε και την συνολική Εγκάρσια Ελλείπουσα Ενέργεια:

$$MET = E_T = \vec{p}_T$$

Rapidity και Pseudorapidity

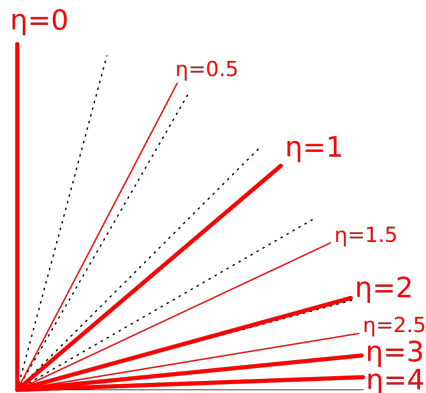
Εκτός από τα εγκάρσια μεγέθη, ορίζουμε και το μέγεθος της rapidity (y), το οποίο συνδέει την συνολική ενέργεια του σωματιδίου E με την ορμή του κατά μήκος του z άξονα:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}$$

Σημειώνεται πως η ποσότητα Δy για δύο σωματρία είναι αναλλοίωτη σε όλα τα συστήματα αναφοράς που κινούνται στην κατεύθυνση του άξονα z .

Πολύ συχνά όμως τα σωματρία που μελετάμε έχουν ορμή τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη από την μάζα τους. Έτσι στο όριο αυτό των υψηλών ενεργειών μπορούμε με πολύ καλή προσέγγιση να θεωρήσουμε τη μάζα των σωματιδίων να τείνει στο μηδέν. Τότε ορίζουμε την pseudorapidity (η):

$$\eta = \lim_{m \rightarrow 0} y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \cos\theta}{1 - \cos\theta} \right) = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]$$



Ειχ: Οι τιμές του $|\eta|$ για διάφορες γωνίες της γωνίας θ .

4 Ανάλυση και Αποτελέσματα

4.1 b Purity

Ένα τμήμα της παρούσας πτυχιακής εργασίας είναι μέρος της διδακτορικής διατριβής του Γεώργιου Καραθανάση που αφορά τον έλεγχο του LFU. Για τον έλεγχο αυτόν θα υπολογιστεί το R_{K^*} όπως περιγράφεται στην παράγραφο 2.3. Κατά το b Parking καταγράφηκαν συνολικά 1.2×10^{10} γεγονότα τα οποία θα χρησιμοποιηθούν για τον υπολογισμό των απαιτούμενων Branching Ratios.

Ορίζουμε ως b Purity [15, 16] το λόγο των ανακατασκευασμένων διασπάσεων που περιέχουν τουλάχιστον ένα μόνιο που προέρχεται είτε άμεσα (direct) είτε έμμεσα (indirect) από διάσπαση αδρονίου¹⁶ που περιέχει b quark ($b \rightarrow \mu X$) ως προς τον αριθμό των ανακατασκευασμένων διασπάσεων που περιέχουν μόνιο απ' όπου και αν αυτό προέρχεται¹⁷, δηλαδή

$$P_b = \frac{N(b \rightarrow \mu X)}{N(\mu)} \quad (1)$$

Αυτός ο συντελεστής εκφράζει το ποσοστό των μονίων που προέρχονται από b quarks, εκφράζει δηλαδή το πόσο καθαρό είναι το δείγμα μας σε b quarks. Ο συντελεστής αυτός θα χρησιμοποιηθεί για να εκτιμηθεί ο αριθμός των γεγονότων που αναμένουμε από το b Parking να περιέχουν τουλάχιστον ένα μόνιο.

Στην πράξη φυσικά είναι αδύνατο να ανακατασκευάσει κανείς όλες τις διασπάσεις. Μία μέθοδος για να υπολογιστεί αυτός ο λόγος είναι να ανακατασκευαστεί από τα δεδομένα μια μόνο διάσπαση ενός σωματιδίου με b quark με μεγάλο Branching Ratio και καθαρή υπογραφή όπως για παράδειγμα η διάσπαση

$$B^0 \rightarrow D^{*+} \mu \bar{\nu}_\mu \rightarrow D^0 \pi_s^+ \mu \bar{\nu}_\mu \rightarrow K^- \pi^+ \pi_s^+ \mu \bar{\nu}_\mu$$

και στην συνέχεια να εκτιμηθεί ο αριθμός $N(b \rightarrow \mu X)$ γνωρίζοντας τα χαρακτηριστικά της διάσπασης και χρησιμοποιώντας δείγματα Monte Carlo.

Δεν πρέπει να ξεχνάμε ότι οι ανιχνευτές δεν καλύπτουν τη στερεά γωνία. Έτσι ο αριθμός των γεγονότων που καταγράφουμε από μία διάσπαση είναι ανάλογος του αριθμού της συγκεκριμένης διάσπασης επί έναν γεωμετρικό παράγοντα α – *acceptance* ο οποίος έχει να κάνει με το σωματίδιο που ανιχνεύουμε. Εκτός αυτού όμως στα καταγεγραμμένα γεγονόταν υπεισέρχεται και ο παράγοντας ε – *efficiency reconstruction* καθώς το σωματίδιο που βρίσκεται μέσα στα όρια του ανιχνευτή θα πρέπει να ανακατασκευαστεί αποτελεσματικά ώστε να χρησιμοποιηθεί για ανακατασκευή άλλων σωματιδίων. Έτσι τελικά ο αριθμός των γεγονότων που καταγράφουμε από μία διαδικασία είναι ανάλογος του αριθμού των γεγονότων που πραγματοποιήθηκαν επί τους παράγοντες αποδοχής και αποτελεσματικής ανακατασκευής¹⁸.

¹⁶Από εδώ και στο εξής όταν θα λέμε $b \rightarrow \mu X$ θα εννοούμε τόσο τις διασπάσεις των b quarks όσο και των αντισωματιδίων τους.

¹⁷Μόνια προέρχονται τόσο από διασπάσεις c quarks ή άλλων ελαφρύτερων quarks όσο και από διασπάσεις του W μποζονίου $t \rightarrow Wb \rightarrow \mu Xb$. Σημειώνεται πως το σύμβολο X χρησιμοποιείται για να υποδηλώσει οποιαδήποτε άλλον προϊόν διάσπασης όπως άλλα μόνια, quarks κτλ.

¹⁸Τους παράγοντες αυτούς από εδώ και πέρα θα τους λέμε *acceptance* (α) και *efficiency* (ε) αντίστοιχα.

Έτσι λοιπόν έχουμε:

$$N(b \rightarrow \mu X) = N(b\bar{b}) \times 2 \times Br(b \rightarrow \mu X) \times \alpha_\mu(b \rightarrow \mu X) \times \varepsilon_\mu(b \rightarrow \mu X) \quad (2)$$

όπου $N(b\bar{b})$ ο αριθμός γεγονότων που παράχθηκε ζεύγος από b και \bar{b} quarks (ας μην ξεχνάμε ότι ο αριθμός της bottomness πρέπει να διατηρείται στις ισχυρές αλληλεπιδράσεις), $\alpha_\mu(b \rightarrow \mu X)$, $\varepsilon_\mu(b \rightarrow \mu X)$ το acceptance και το efficiency του μιονίου για τις συγκεκριμένες διασπάσεις, $Br(b \rightarrow \mu X)$ η πιθανότητα να συμβεί η διάσπαση $b \rightarrow \mu X$ ενώ ο παράγοντας 2 εμφανίζεται επειδή λαμβάνουμε υπόψιν τόσο τις διασπάσεις των b quarks όσο και των αντισωματιδίων τους¹⁹.

Έχοντας τώρα ως δεδομένο ότι από την φαινομενολογία της QCD η πιθανότητα (f_d) να παραχθεί ένα B^0 από ένα \bar{b} quark (ή ένα \bar{B}^0 από ένα b quark) είναι $f_d = 0.375$ έχουμε ότι:

$$\begin{aligned} N(B^0) &= 2 \times f_d \times N(b\bar{b}) \\ \Rightarrow N(b\bar{b}) &= \frac{N(B^0)}{2 \times f_d} \end{aligned} \quad (3)$$

όπου με το σύμβολο B^0 εννοούμε τόσο τα B^0 όσο και τα \bar{B}^0 μεσόνια (για αυτό άλλωστε εμφανίζεται ο παράγοντας 2).

Συνδυάζοντας τώρα την σχέση (2) με την σχέση (3) έχουμε ότι ο αριθμός $N(b \rightarrow \mu X)$ στα δεδομένα θα δίνεται από τη σχέση

$$N(b \rightarrow \mu X) = \frac{N(B^0)}{f_d} \times Br(b \rightarrow \mu X) \times \alpha_\mu(b \rightarrow \mu X) \times \varepsilon_\mu(b \rightarrow \mu X) \quad (4)$$

Για την συνέχεια θα γίνει η ανακατασκευή (reconstruction) της ακόλουθης διάσπασης²⁰

$$B^0 \rightarrow D^{*+} \mu \bar{\nu}_\mu \rightarrow D^0 \pi_s^+ \mu \bar{\nu}_\mu \rightarrow K^- \pi^+ \pi_s^+ \mu \bar{\nu}_\mu \quad (5)$$

Ο αριθμός $N(B^0)$ θα υπολογιστεί μέσω της επόμενης σχέσης:

$$\begin{aligned} N(B^0 \rightarrow D^{*+} \mu \nu)_{data} &= N(B^0) \times Br(B^0 \rightarrow D^{*+} \mu \bar{\nu}_\mu) \times Br(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+) \times Br(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) \times \\ &\times \alpha_\mu(B^0 \rightarrow D^{*+} \mu \bar{\nu}_\mu) \times \varepsilon_\mu(B^0 \rightarrow D^{*+} \mu \bar{\nu}_\mu) \times \alpha(D^{*+}) \times \varepsilon(D^{*+}) \end{aligned} \quad (6)$$

όπου $\alpha(D^{*+})$, $\varepsilon(D^{*+})$ οι παράγοντες acceptance και efficiency για το D^{*+} .

Γνωρίζοντας από την θεωρία ότι οι διασπάσεις $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$ και $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ συνοδεύονται από τα Branching ratios $Br(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+) = 67.7\%$ και $Br(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = 3.97\%$ έχουμε

$$Br(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+) \times Br(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = 0.026 \quad (7)$$

Επιπλέον ορίζουμε ως F_{corr} τον όρο

$$F_{corr} = f_d \times \frac{Br(B^0 \rightarrow D^{*+} \mu \bar{\nu}_\mu)}{Br(b \rightarrow \mu X)} \times \frac{\alpha_\mu(B^0 \rightarrow D^{*+} \mu \bar{\nu}_\mu) \times \varepsilon_\mu(B^0 \rightarrow D^{*+} \mu \bar{\nu}_\mu)}{\alpha_\mu(b \rightarrow \mu X) \times \varepsilon_\mu(b \rightarrow \mu X)} \quad (8)$$

Συνδυάζοντας τώρα τις σχέσεις (1),(4),(6),(7) και (8) έχουμε ότι

$$P_b = \frac{N(B^0 \rightarrow D^{*+} \mu \bar{\nu}_\mu)}{N(\mu) \times F_{corr} \times \alpha(D^{*+}) \times \varepsilon(D^{*+}) \times 0.026} \quad (9)$$

¹⁹Τα ενδεχόμενα για τις διασπάσεις των b και \bar{b} quarks είναι ξένα μεταξύ τους

²⁰Με την ίδια διάσπαση θα αναφερομάστε και στην συζυγή διάσπαση $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*-} \mu^+ \nu_\mu \rightarrow \dots$

4.2 Ανακατασκευή της διάσπασης $B^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi_s^+ \mu \bar{\nu}_\mu$

Το πρώτο βήμα για τον υπολογισμό του b Purity είναι ο υπολογισμός του $N(B^0 \rightarrow D^{*+} \mu \bar{\nu}_\mu)$. Για να γίνει αυτό βάσει της σχέσης (9) πρέπει να ανακατασκευαστεί [14] η διάσπαση της σχέσης (5):

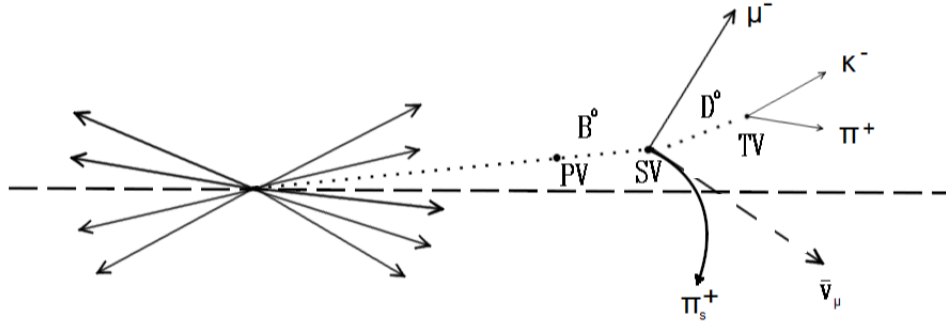
$$B^0 \rightarrow D^{*+} \mu \bar{\nu}_\mu \rightarrow D^0 \pi_s^+ \mu \bar{\nu}_\mu \rightarrow K^- \pi^+ \pi_s^+ \mu \bar{\nu}_\mu$$

Θεωρούμε ότι το B^0 παράγεται στο Primary Vertex (PV) και διασπάται στο Secondary Vertex (SV). Στο SV παράγονται τα D^{*+} , μ και $\bar{\nu}_\mu$. Το D^{*+} είναι διεγερμένη κατάσταση και διασπάται αμέσως σε D^0 και ένα πiónιο π_s^+ το οποίο έχει το ίδιο φορτίο με το φορτίο του D^{*+} . Έτσι μπορεί να θεωρήσει κανείς πως το σημείο διάσπασης του D^{*+} είναι το σημείο που γεννάται. Άρα το D^0 και το π_s^+ ξεκινούν την ζωή τους και αυτά από το SV. Υπενθυμίζεται ότι το νετρίνο δεν είναι ανιχνεύσιμο άρα η πλήρης ανακατασκευή του B^0 είναι αδύνατη. Επίσης το D^{*+} έχει μάζα $m_{D^{*+}} = 2.01 \text{ GeV}$, το D^0 έχει μάζα $m_{D^0} = 1.86 \text{ GeV}$ ενώ το φορτισμένο πiónιο έχει μάζα $m_\pi = 0.139 \text{ GeV}$. Δηλαδή ισχύει:

$$m_{D^{*+}} \approx m_{D^0} + m_{\pi^+} \quad (10)$$

Λόγω αυτής της σχέσης το πiónιο που εκπέμπεται από το D^{*+} διαθέτει λίγη επιπλέον ενέργεια και για αυτό χαρακτηρίζεται ως μαλακό (soft εξού και ο δείκτης s). Πρέπει να σημειωθεί ότι το μόνιο και το πiónιο αυτό έχουν αντίθετα φορτία²¹.

Στη συνέχεια το D^0 διασπάται στο Tertiary Vertex (TV) σε K^- και π^+ όπου και ξεκινάνε τα tracks αυτών των σωματιδίων.



Εικ. 4.2.A: Τα vertices της διάσπασης $B^0 \rightarrow D^{*+} \mu \bar{\nu}_\mu \rightarrow D^0 \pi_s^+ \mu \bar{\nu}_\mu \rightarrow K^- \pi^+ \pi_s^+ \mu \bar{\nu}_\mu$.

Μιας και το B^0 δεν είναι πλήρως ανακατασκευάσιμο αλλά μπορούμε να δούμε μόνο το visible mass του, ο αριθμός $N(B^0 \rightarrow D^{*+} \mu \bar{\nu}_\mu)$ θα υπολογιστεί από το πλήθος των ανακατασκευασμένων D^{*+} . Μάλιστα βάσει της σχέσης (10) η διαφορά $m_{D^{*+}} - m_{D^0}$ αναμένουμε να δώσει μία αιχμηρή κορυφή κοντά στην μάζα του πιονίου. Στην πράξη, η κορυφή θα βρίσκεται μερικά MeV δεξιάτερα από τα 0.139 GeV καθώς το πiónιο διαθέτει αυτά τα μερικά MeV ως διαθέσιμη ενέργεια. Βάσει αυτής της κορυφής που αναμένουμε να δούμε απ' αυτήν την διαφορά θα υπολογιστεί ο αριθμός $N(B^0 \rightarrow D^{*+} \mu \bar{\nu}_\mu)$.

²¹ Διαφορετικά ενδέχεται αν δεν χρησιμοποιήσουμε το σωστό συνδυασμό για τα φορτία να δούμε κάποια Cabibbo suppressed διάσπαση.

Όπως φαίνεται και στην παραπάνω εικόνα υπάρχουν δυο κορυφές που πρέπει να ανακατασκευαστούν για να υπολογιστεί ο αριθμός $N(B^0 \rightarrow D^{*+}\mu\bar{\mu})_{data}$ που βρίσκεται μέσα στα καταγεγραμμένα δεδομένα.

Ξεκινάμε με την ανακατασκευή του TV, δηλαδή με την ανακατασκευή του D^0 . Δημιουργούμε ζεύγη από tracks τα οποία έχουν αντίθετα φορτία και έχουν αφήσει τουλάχιστον τρία σημάδια (hits) της τροχιάς τους. Έτσι δημιουργούμε ένα υποψήφιο vertex το οποίο αποτελείται από ένα τέτοιο ζεύγος tracks αντίθετων φορτίων.

Οι ορμές των tracks μετρώνται ως προς το σημείο (0,0,0) του CMS το οποίο είναι το σημείο που συναντώνται οι δέσμες, το οποίο μπορεί να απέχει έως και αρκετά εκατοστά από το σημείο που διασπώνται τα τελικά σωμάτια. Για αυτό είναι απαραίτητο να υπολογίσουμε τις ορμές όχι ως προς το (0,0,0) του ανιχνευτή αλλά ως προς τα σημεία που διασπάστηκαν τα σωμάτια. Εν γένει, για παράδειγμα λόγω resolution δύο tracks δεν τέμνονται μεταξύ τους ακόμα και αν αυτά προέρχονται από ένα σωμάτιο το οποίο διασπάστηκε ή τέμνονται σε δύο σημεία. Έτσι προκειμένου να δημιουργηθεί το vertex για τα tracks πρέπει να πάμε στο σημείο της ελάχιστης απόστασης των tracks και με βάση αυτό το σημείο να αναπροσαρμόσουμε (πιο σωστά να κάνουμε refit) στα tracks ώστε να διέρχονται από αυτό το σημείο. Έτσι υπολογίζουμε και τις ορμές ως προς το σωστό σημείο και όχι ως προς το (0,0,0) του CMS. Ολόκληρη αυτή η διαδικασία γίνεται μέσω του αλγορίθμου Kalman Fitter.

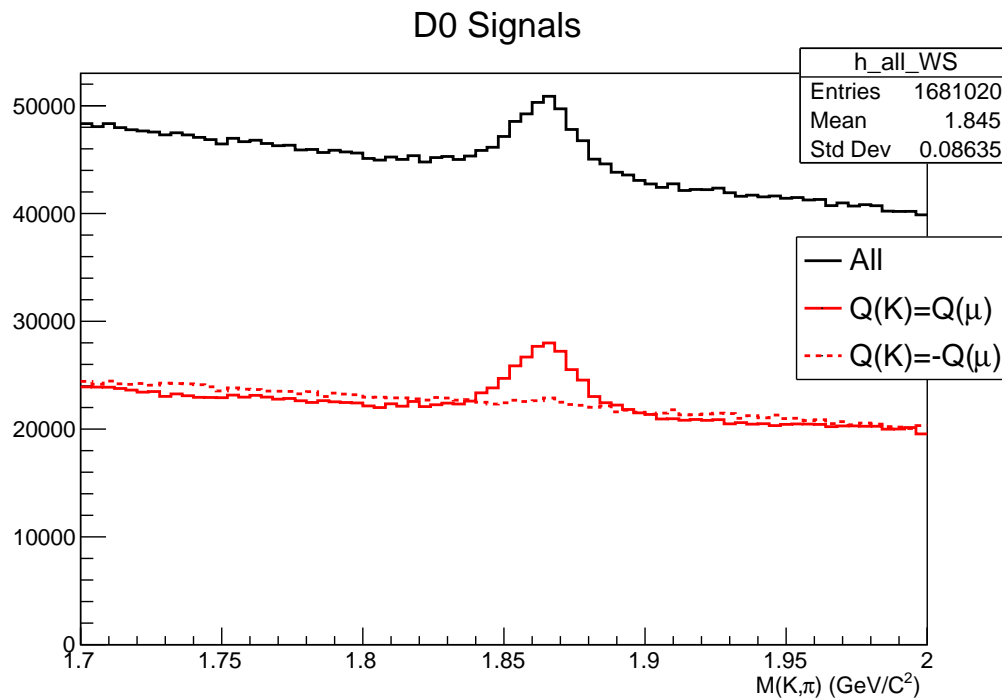
Το CMS λόγω των ανιχνευτών που χρησιμοποιεί δεν διαθέτει πληροφορίες για τις μάζες των σωματιδίων που δημιουργούν τα tracks. Για αυτό το λόγο είναι απαραίτητο να γίνονται υποθέσεις μάζας για τα σωματίδια που δημιούργησαν τα συγκεκριμένα tracks ώστε να μπορέσουμε να προχωρήσουμε με την ανακατασκευή των σωματιδίων. Έτσι γίνονται δύο υποθέσεις μάζας. Στην πρώτη υπόθεση το track με το θετικό φορτίο έχει μάζα όση η μάζα του καονίου $0.495 GeV$ και το track με το αρνητικό φορτίο έχει μάζα όση η μάζα του πιονίου $0.139 GeV$. Στην δεύτερη υπόθεση ανιστρέφονται οι μάζες για τα δύο tracks.

Έτσι μπορούμε και υπολογίζουμε τη μάζα του συστήματος των δύο tracks ενώ παράλληλα αποθηκεύουμε και όλες τις πληροφορίες όπως για παράδειγμα τα φορτία των tracks, τη θέση του vertex τις ορμές των σωματιδίων πριν και μετά το refit κτλ. Επιπλέον αποθηκεύουμε και την πιθανότητα για το κατά πόσο τα tracks που χρησιμοποιήθηκαν είναι συμβατά με το vertex που δημιουργήθηκε. Επίσης αποθηκεύουμε και τις πληροφορίες για το ϕ, η, p_t του συστήματος δηλαδή του D^0 . Επίσης αποθηκεύουμε και την ποσότητα $ct_{xy} = L_{xy} \times m_{D^0}/p_T(D^0)$ όπου L_{xy} η απόσταση του TV από το PV, m_{D^0} η ανακατασκευασμένη μάζα για το D^0 και $p_T(D^0)$ η p_T του συστήματος των δύο tracks.

Στην συνέχεια προχωράμε στην ανακατασκευή του D^{*+} . Αν η μάζα του ανακατασκευασμένου D^0 είναι ανάμεσα στο εύρος $|1.86 - m_{D^0}| < 0.03 GeV$ τότε χρησιμοποιούμε όλα τα tracks ξανά που έχουν καταγραφεί με περισσότερα από 3 hits και έτσι δημιουργούμε ένα νέο σύστημα το οποίο αποτελείται από τα δύο tracks που τους έχει γίνει refit και το καινούριο track, το οποίο υποθέτουμε ότι έχει μάζα ίση με την μάζα του πιονίου. Έτσι πλέον μπορούμε να υπολογίσουμε την μάζα του συστήματος των τριών tracks και να υπολογίσουμε την διαφορά στις μάζες του συστήματος των τριών tracks και του αρχικού συστήματος των δύο tracks. Κρατάμε μόνο τα γεγονότα που έχουν Δm μικρότερο από $0.2 MeV$. Το σύστημα των τριών tracks αποτελεί το ανακατασκευασμένο D^{*+} . Αποθηκεύουμε τις πληροφορίες για το τρίτο track.

Επιπλέον μπορούμε να δημιουργήσουμε και το SV στην περίπτωση που το Δm είναι μικρότερο από 200MeV (ώστε να είμαστε σίγουροι ότι πρόκειται για ένα π_s) χωρίς να απαιτήσουμε η μάζα των $K\pi$ να βρίσκεται στο παράθυρο γύρω από την μάζα του D^0 αν συνδυάσουμε αυτό το track με το μυόνιο που ενεργοποίησε τον σκανδαλιστή. Τέλος μπορούμε να συνδυάσουμε το μυόνιο αυτό με το σύστημα των τριών tracks και να ανακατασκευάσουμε μερικώς το B^0 .

Σε ένα επόμενο στάδιο εκτός των αλγορίθμων που κάνουν αυτή την δουλειά βλέπουμε την κατανομή για την μάζα του συστήματος του καονίου και του πιονίου. Υπενθυμίζεται ότι το φορτίο του μιονίου πρέπει να είναι αντίθετο με το φορτίο του πιονίου και ίδιο με το φορτίο του track που υποθέτουμε τελικά ότι είναι το καόνιο. Τα event που έχουν αυτούς τους συνδυασμούς για τα φορτία θα αποκαλούνται ως Right Sign (RS) συνδυασμός ενώ αυτά που έχουν λάθος συνδυασμό φορτίων θα αποκαλούνται ως Wrong Sign (WS) συνδυασμός.



Εικ. 4.2.B: Η κατανομή της μάζας του συστήματος του καονίου και του πιονίου. Με μαύρο χρώμα φαίνεται η κατανομή χωρίς να γίνει διαχωρισμός για τα φορτία των σωματιδίων ενώ με κόκκινο φαίνονται τα RS και WS σήματα. Με διακεκομμένες γραμμές θα συμβολίζουμε το WS ενώ με συνεχείς γραμμές το RS. Αξίζει να προσέξουμε ότι ο συντονισμός που φαίνεται αρχικά χωρίς κανέναν έλεγχο και cut διατηρείται μόνο για το σωστό συνδυασμό φορτίων.

Μολονότι η κορυφή που αντιστοιχεί στο συντονισμό του D^0 είναι ορατή με την ως άνω διαδικασία, το σήμα χρειάζεται επιπλέον ανάλυση, για να απαλλαγούμε απ' όσο το δυνατό υπάβαθρο γίνεται κάνοντας χρήση κριτηρίων διαχωρισμού (π.χ. κινηματικών κριτηρίων) του σήματος ($D^0 \rightarrow K^-\pi^+$) από το υπόβαθρο, τους τυχαίους δηλαδή συνδυασμούς δύο τροχιών με μάζα στην περιοχή του D^0 .

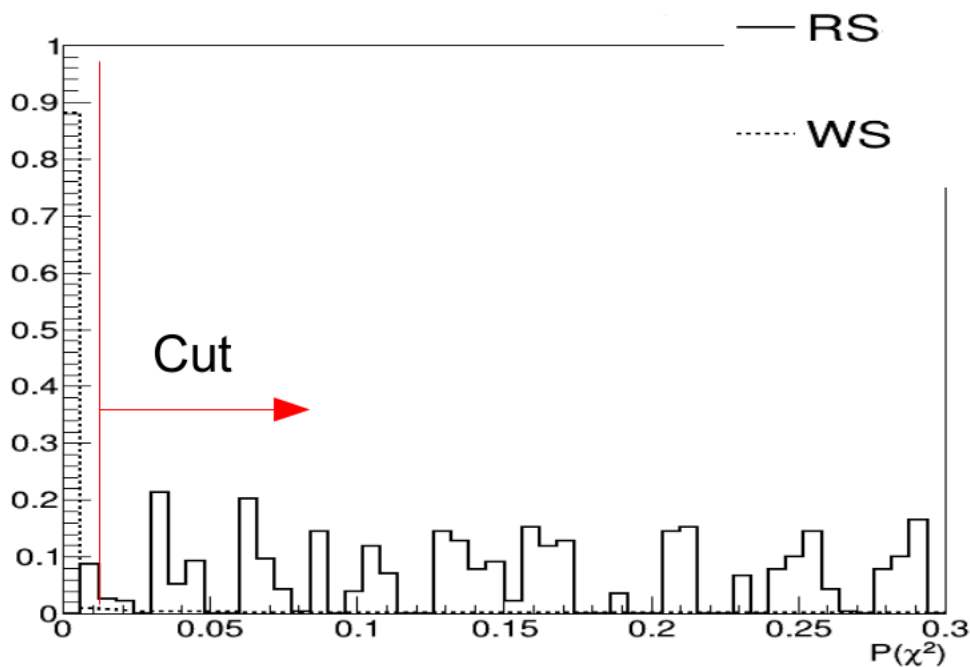
Οι τιμές των κριτηρίων μπορούν να εξαχθούν από σύγκριση του RS και του WS. Οι τιμές αυτές φυσικά δεν μπορεί να βγουν τυχαία αλλά αντίθετα πρέπει να βγουν με ένα συστηματικό

τρόπο. Ο τρόπος που θα εργαστούμε θα είναι ο εξής: Θα δημιουργήσουμε ένα δείγμα με τους γεννήτορες της PYTHIA για την διάσπαση της σχέσης (5) προσθέτοντας Pile Up τρέχοντάς το μέσα στο CMSSW²².

Στην συνέχεια χρησιμοποιούμε τα αντικείμενα που έχουν γίνει matched σε gen και reco level²³. Έτσι δημιουργούμε το RS σήμα από Monte Carlo ενώ παράλληλα έχουμε και τις πληροφορίες για τις μεταβλητές στις οποίες θα μπουν τα cuts. Οσον αφορά το WS αυτό θα το πάρουμε ολόκληρο από τα δεδομένα.

Δημιουργούμε γραφήματα για τις μεταβλητές για τις οποίες θα εισαχθούν τα cuts με το RS και το WS αντίστοιχα έχοντας φροντίσει να κανονικοποιήσουμε τις κατανομές στην μονάδα. Τα σημεία τομής των κατανομών δίνουν τις τιμές του εκάστοτε cut. Αυτή η διαδικασία δεν είναι ακριβής. Κανονικά πρέπει να μεγιστοποιηθεί το significance ($= S/\sqrt{S+B}$). Συνήθως η τιμή που προκύπτει από την διαδικασία είναι κοντά στην τιμή που προκύπτει από την μεγιστοποίηση του significance.

Για παράδειγμα βλέπουμε σε κοινό γράφημα την κατανομή της πιθανότητας για την συμβατότητα των tracks με το vertex. Απαιτούμε $P(\chi^2) > 0.02$.



4.2.Γ: Οι δύο κατανομές για την πιθανότητα του vertex του D^0 . Το σημείο τομής $\text{Prob}(\chi^2)=0.02$ είναι η τιμή του cut για την συγκεκριμένη μεταβλητή

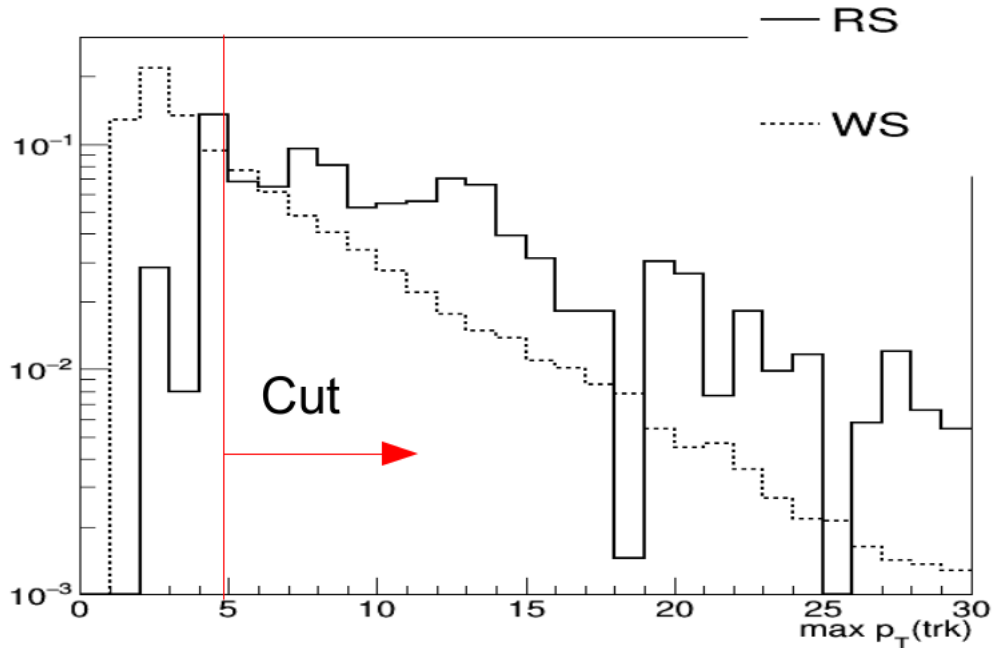
Τα επόμενα δυο cuts θα είναι στο p_T των δύο tracks. Λόγω της διαφορετικής μάζας των K, π σε μία διάσπαση ενός D^0 , το track με την μεγαλύτερη μάζα (δηλαδή το K) θα έχει

²²Η συλλογή από τα λογισμικά που χρησιμοποιούνται από τα μέλη του CMS αποτελεί το CMS Software (CMSSW). Το CMSSW χτίζεται γύρω από ένα Framework, ένα Event Data Model (EDM), και λειτουργίες οι οποίες χρειάζονται για προσομοιώσεις, βαθμονομήσεις, ευθυγραμμίσεις και ανακατασκευές ώστε οι φυσικοί να μπορούν να πραγματοποιήσουν τις αναλύσεις.

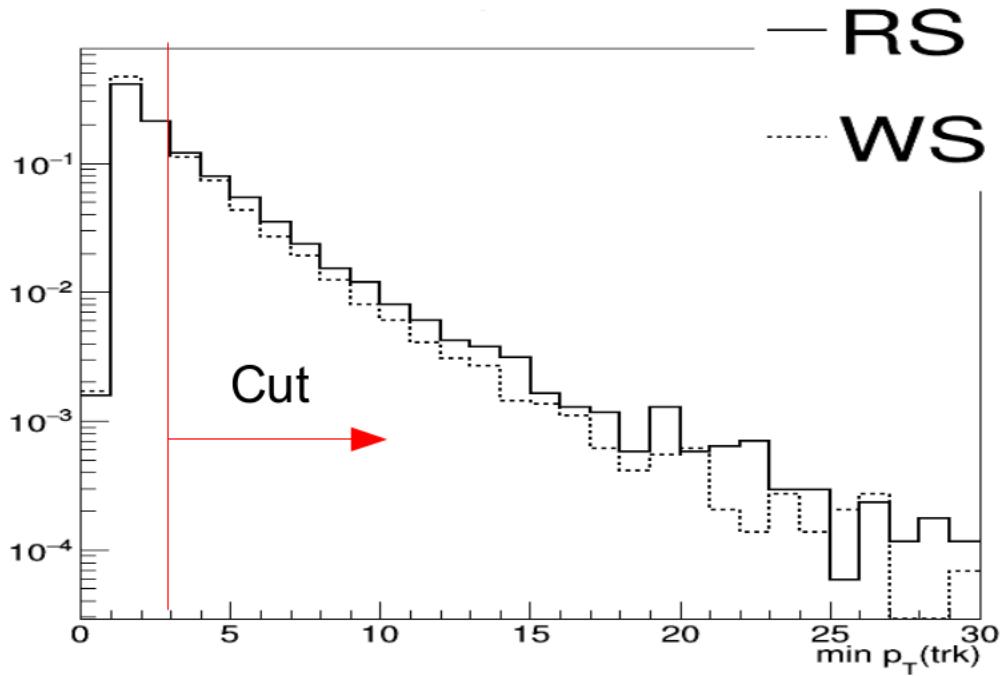
²³Περισσότερες πληροφορίες για αυτήν την διαδικασία δίνονται στην παράγραφο 4.4

μεγαλύτερη εγκάρσια ορμή. Έτσι το ένα από τα δύο tracks θα έχει μεγαλύτερη p_T από το άλλο. Όμοια με πριν βλέπουμε και τις κατανομές για το max και το min p_T φροντίζοντας κάθε φορά να εφαρμόζουμε το cut της προηγούμενης μεταβλητής. Δηλαδή πρώτα εφαρμόζουμε το cut για την πιθανότητα του vertex, βλέπουμε τις κανονικοποιημένες κατανομές για το p_T^{max} και αφού εφαρμόσουμε και αυτό το cut συγκρίνουμε τις κανονικοποιημένες κατανομές για το p_T^{min} . Τέλος με την ίδια διαδικασία βγάζουμε και το τέταρτο cut για την μεταβλητή ct_{xy} του D^0 .

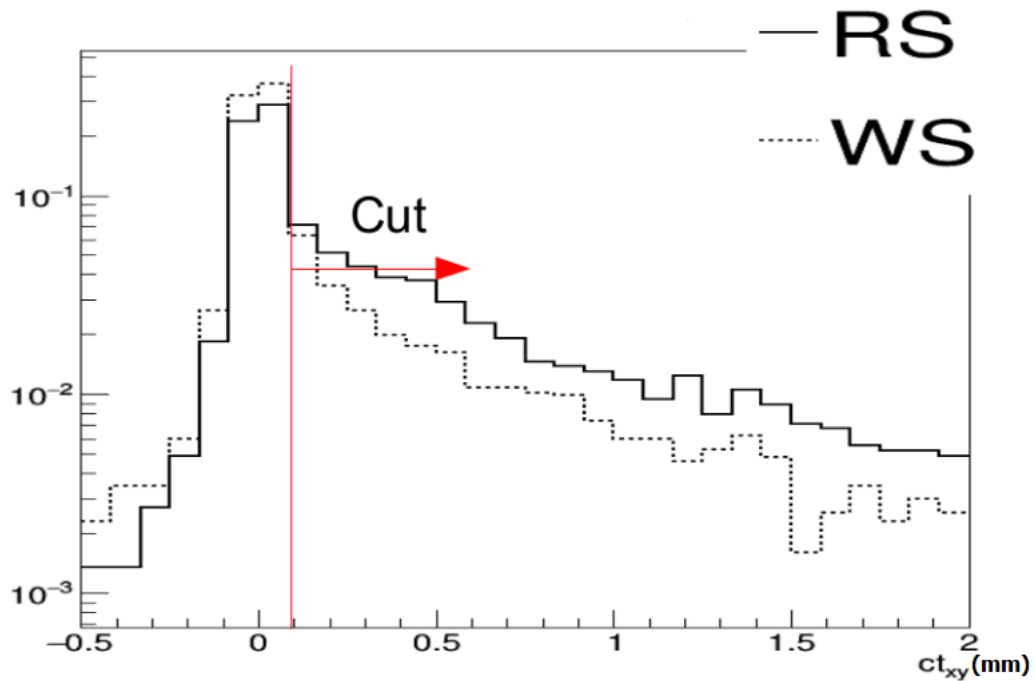
Οι τιμές που προκύπτουν απ' αυτήν την διαδικασία είναι $\text{Prob}(D^0) > 0.02$, $p_T^{max} > 5 \text{ GeV}$, $p_T^{min} > 3 \text{ GeV}$ και $ct_{xy} > 0.1 \text{ mm}$.



Εικ. 4.2.Δ: Οι δύο κατανομές για το μεγαλύτερο p_T ανάμεσα στις δύο τροχιές. Για την συνέχεια απαιτούμε $p_T^{max} = 5 \text{ GeV}$.

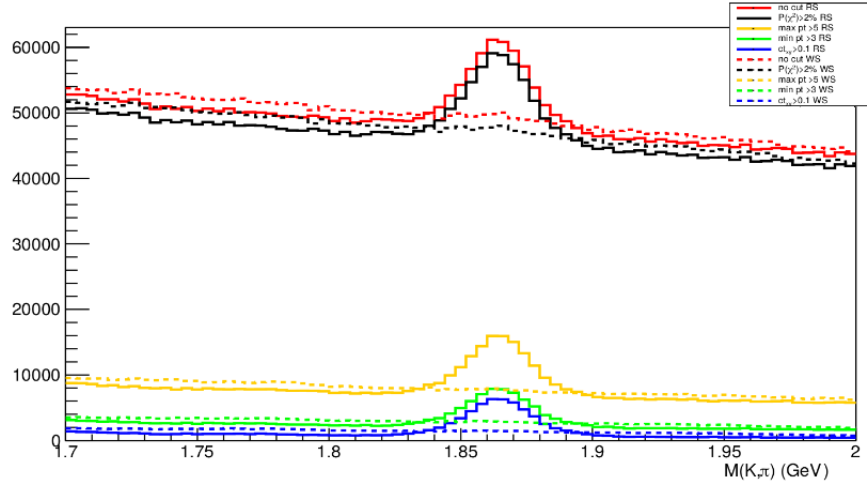


Εικ. 4.2.E: Οι δύο κατανομές για το μικρότερο p_T ανάμεσα στις δύο τροχιές. Για την συνέχεια απαιτούμε $p_T^{min} > 3\text{GeV}$.



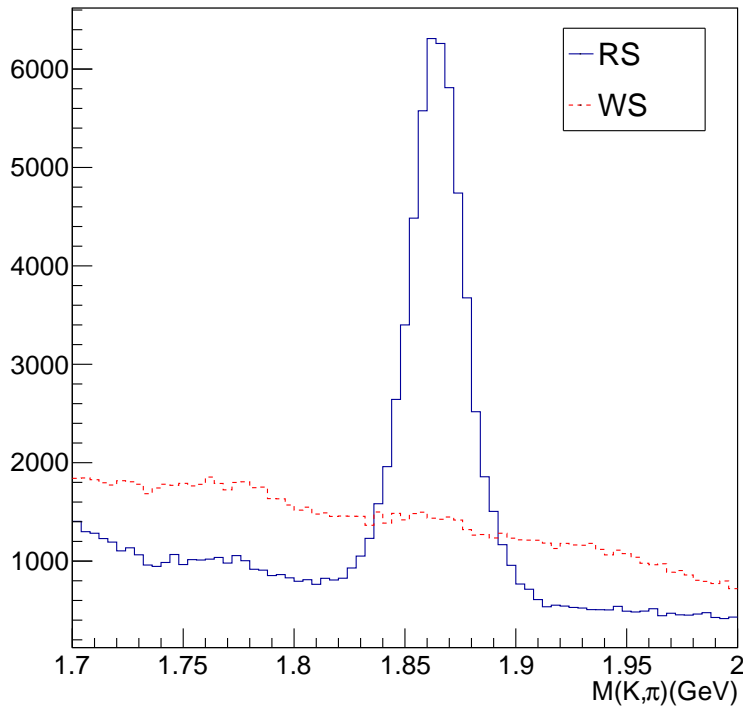
Εικ. 4.2.ΣΤ: Οι δύο κατανομές για την μεταβλητή $ct_{xy}L_{xy} \times m_{D^0}/p_T(D^0)$. Για την συνέχεια απαιτούμε $ct_{xy} > 0.1\text{mm}$

Ακολούθως, εφαρμόζουμε τις απαιτήσεις αυτές στα δεδομένα.



Εικ. 4.2. Z: Το αποτέλεσμα της εφαρμογής των κριτηρίων επιλογής cuts στα δεδομένα. Με κόκκινο φαίνεται το σήμα χωρίς κανένα cut, με μαύρο φαίνονται μόνο τα γεγονότα που περνούν το cut για την πιθανότητα του vertex, με κίτρινο τα γεγονότα που περνούν και το cut για το p_T του ενός track (αυτό με την μεγαλύτερη τιμή στο p_T , με πράσινο και το cut για το δεύτερο track (αυτό με την μικρότερη τιμή στο p_T) και τέλος με μπλε φαίνεται η κατανομή μετά το τελευταίο cut, στην ποσότητα ct_{xy} .

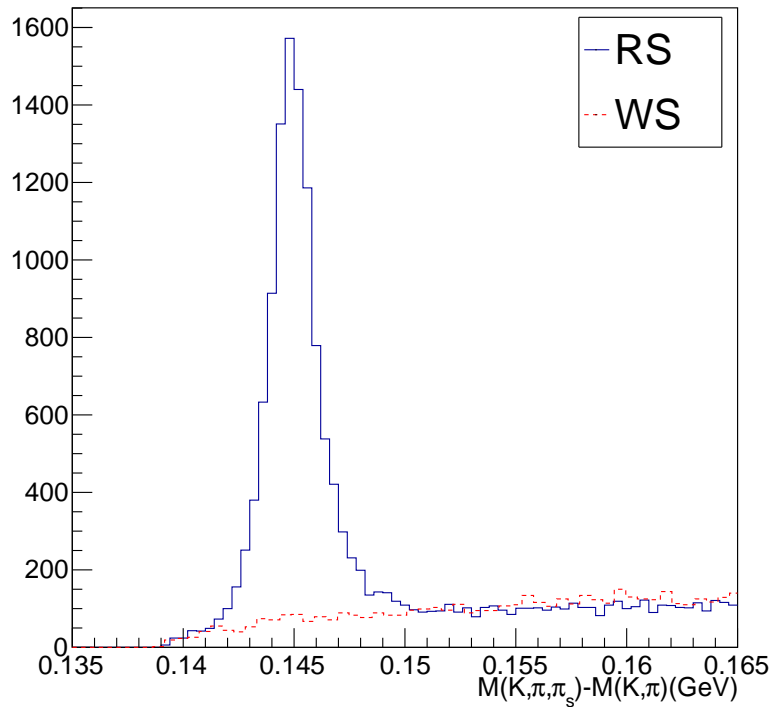
M(K,π) Distribution



Εικ. 4.2.H: Η κατανομή για την μάζα $M(K, \pi)$ του συστήματων των δύο tracks που αναγνωρίστηκαν ως καόνιο και πiónιο.

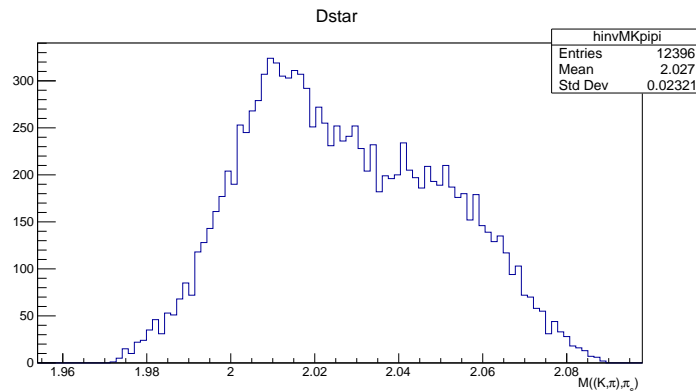
Ακολουθώντας εξετάζουμε τις κατανομές για τη διαφορά μάζας $\Delta m = M(K, \pi, \pi_s) - M(K, \pi)$. Σε αυτό το βήμα κρατάμε μόνο τα D^0 που βρίσκονται στο εύρος των ± 30 MeV από το κέντρο

του σώματος στην Εικ. 4.2.H (~ 1.86 GeV).



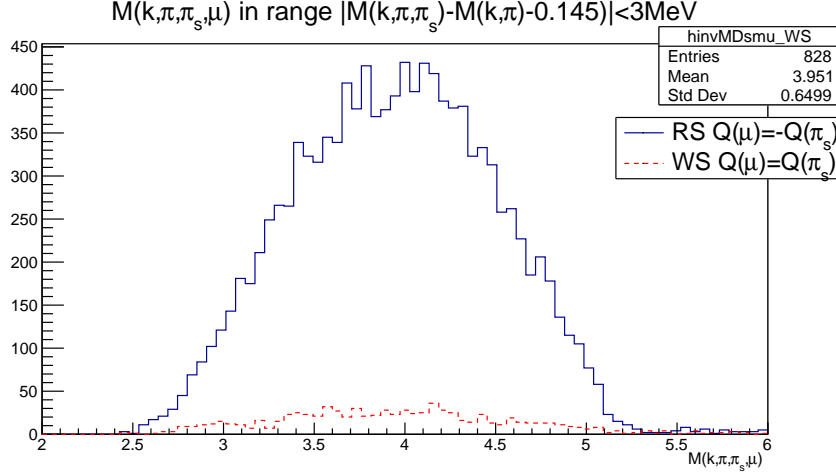
Εικ. 4.2.Θ: Η κατανομή για το Δm

Σημειώνεται πως αν δεν υπολογίζαμε αυτήν την διαφορά για την μάζα και πηγαίναμε να υπολογίσουμε απευθείας την μάζα του D^{*+} τότε δεν θα βλέπαμε κάποια καλή κορυφή στα ~ 2.01 GeV καθώς πρόκειται για ένα σωματίο το οποίο διασπάστηκε στο SV. Το αποτέλεσμα αυτής της κατανομής για τη μάζα του ανακατασκευασμένου track παρουσιάζεται στη συνέχεια.



Εικ. 4.2.Ι: Η κατανομή για την μάζα του D^{*+} χρησιμοποιώντας μόνο τα D^0 που βρίσκονται μέσα στο εύρος $|m_{D^0} - 1.86| < 0.03$ GeV. Βλέπουμε πως η κατανομή αυτή δεν φαίνεται να παρουσιάζει κάποια κορυφή όπως την προηγούμενη. Για αυτό το λόγω άλλωστε δουλεύουμε με την συγκεκριμένη διαφορά.

Τώρα είμαστε έτοιμοι να περάσουμε και στον υπολογισμό του visible mass του B^0 συνδυάζοντας τα ανακατασκευασμένα D^{*+} με το μυόνιο που έκανε fire τον Trigger με τον οποίο δουλεύουμε²⁴. Υπενθυμίζεται ότι το νεutrino λείπει από την ανακατασκευή της διάσπασης οπότε δεν μπορούμε να ανιχνεύσουμε ολικώς το αρχικό σωματίο. Επειδή μάλιστα το B^0 διασπάστηκε στο SV πρέπει και πάλι να χρησιμοποιήσουμε μόνο τα γεγονότα που ικανοποιούν τη σχέση $|M(K, \pi, \pi_s) - M(K, \pi) - 0.145| < 3 \text{ MeV}$ δηλαδή να εργαστούμε μόνο με τα γεγονότα που έδωσαν D^{*+} μέσα στην κορυφή του Δm plot.



Εικ. 4.2.1A: Η κατανομή για το visible mass του B^0 . Σημειώνεται πως $m(B^0) = 5.279 \text{ GeV}$.

4.3 Η διαδικασία του Fitting

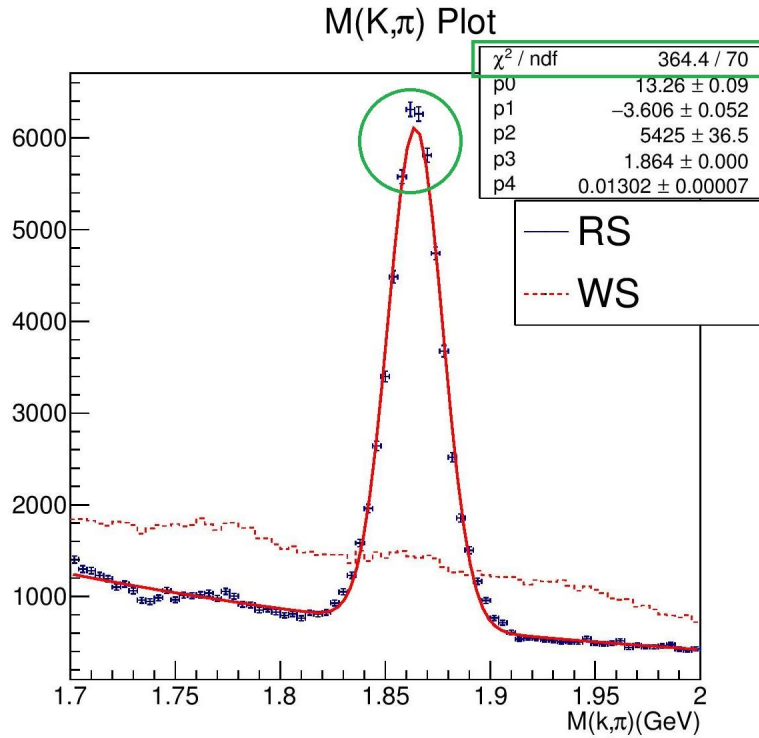
Το επόμενο στοιχείο που χρειάζεται για να υπολογιστεί το b Purity είναι ο αριθμός $N(B^0 \rightarrow D^{*+} \mu \bar{\nu}_\mu)$. Ο αριθμός αυτός υπολογίζεται από τον αριθμό των D^{*+} που βρίσκονται στην κατανομή της ποσότητας $\Delta m = M(K, \pi, \pi_s) - M(K, \pi)$.

Προφανώς για τον συγκεκριμένο υπολογισμό χρησιμοποιούνται μόνο οι σωστοί συνδυασμοί φορτίου RS. Για να μπορέσουμε να υπολογίσουμε αυτόν τον αριθμό πρέπει να είμαστε σίγουροι ότι τα σωματία που ανακατασκευάζουμε έχουν τον σωστό συνδυασμό φορτίων. Για αυτό άλλωστε ζητούσαμε το π_s να έχει αντίθετο φορτίο απ' αυτό του μιονίου και το καόνιο να έχει το ίδιο φορτίο με το φορτίο του μιονίου. Έτσι βγάλαμε το σήμα με το σωστό πρόσημο (RS) αλλά και το σήμα με το λάθος πρόσημο (WS). Τα γεγονότα που μας ενδιαφέρουν εμάς είναι το καθαρό σήμα το οποίο δίνει τις κορυφές που βρίσκονται πάνω από το WS σήμα, καθώς τα υπόλοιπα αποτελούν γεγονότα υποβάθρου.

Για τον υπολογισμό του $N(B^0) \rightarrow (D^{*+} \mu \bar{\nu}_\mu)$ από την κατανομή της Εικόνας 4.2.Θ θα κάνουμε ένα fit στην κορυφή που εμφανίζεται στην κατανομή της μάζας του συστήματος καονίου-μιονίου. Σημειώνεται πως από εδώ πέρα οι κατανομές επειδή αποτελούνται από data δεν θα σχεδιάζονται με απλές γραμμές αλλά με τελείες και error bars.

²⁴Περισσότερες πληροφορίες για τους Triggers και τα seeds τους δίνονται στην παράγραφο 4.6. “Μετρήσεις του b Purity των Σκανδαλιστών.

Ξεκινάμε λοιπόν με την κατανομή της $M(K, \pi)$. Η κορυφή ακολουθεί μια γκαουσιανή ενώ το υπόβαθρο (οι περιοχές του RS που βρίσκονται δεξιά και αριστερά της κορυφής) ακολουθεί μία εκθετική κατανομή της μορφής $e^{p_0+p_1 \cdot x}$. Δημιουργούμε λοιπόν μια συνάρτηση για το ολικό fit που αποτελείται από αυτές τις δύο συναρτήσεις.



Εικ. 4.3.A: Το πρώτο fit για την κατανομή $M(K, \pi)$. Οι παράμετροι της ολικής συνάρτησης που χρησιμοποιήθηκε αποτελείται από πέντε παραμέτρους, δύο για το εκθετικό (p_0, p_1) και τρεις για την γκαουσιανή p_2, p_3, p_4 με την γκαουσιανή να δίνεται από την σχέση $f(x) = p_2 * e^{-0.5((x-p_3)/p_4)^2}$. Σημειώνεται πως το εκθετικό χρησιμοποιεί ολόκληρο το εύρος του RS εκτός από την περιοχή της κορυφής 1.81-1.91GeV (χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος "reject"[13] για να εξαιρεθεί αυτή η περιοχή).

Ωστόσο παρατηρούμε πως το συγκεκριμένο fit παρουσιάζει δύο προβλήματα: α) δεν περιγράφει καλά την κεντρική περιοχή της κορυφής και β) $\chi^2/ndf \approx 5.2$. Η ποσότητα χ^2/ndf είναι το μέτρο του πόσο συμφωνεί η συνάρτηση που έχουμε επιλέξει για το fit με τα δεδομένα. Ιδανικά αυτός ο λόγος θα πρέπει να είναι όσο το δυνατόν πιο κοντά στην μονάδα καθώς τότε οι αποκλίσεις ανάμεσα στα πειραματικά δεδομένα και την συνάρτηση που επιλέξαμε μπορούν να αποδωθούν μόνο στις στατιστικές διακυμάνσεις.

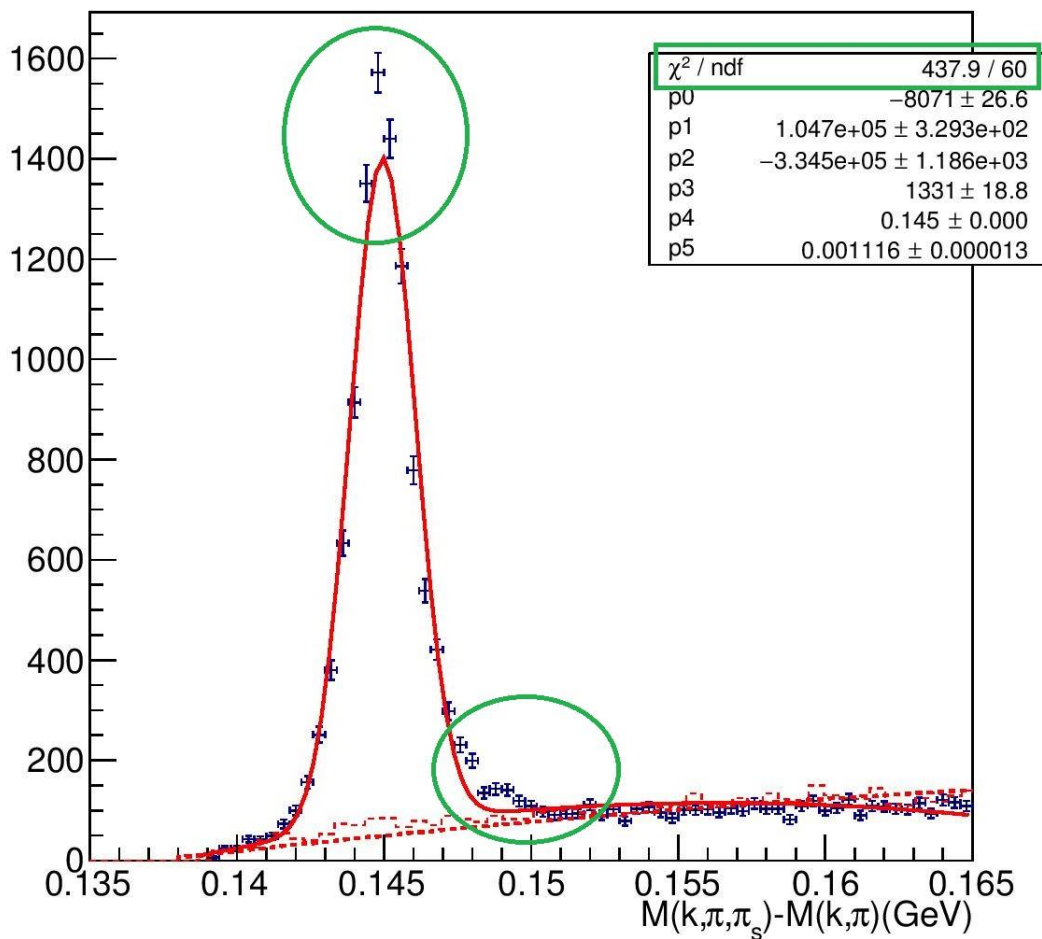
Για μία πρώτη εικόνα, προχωράμε στο επόμενο fit της κατανομής της εικόνας 4.2.Θ βάσει της οποίας θα υπολογιστεί και ο αριθμός $N(B^0 \rightarrow D^{*+} \mu \bar{\nu}_\mu)$.

Για το δεύτερο Fit χρειαζόμαστε μία συνάρτηση που να περιγράφει το υπόβαθρο. Παρατηρούμε ότι το RS και το WS φαίνεται πως ακολουθούν την ίδια κατανομή στις περιοχές που βρίσκονται αριστερά και δεξιά από την κορυφή του RS. Επομένως θα χρησιμοποιήσουμε τους WS συνδυασμούς για να εξάγουμε ένα μοντέλο υποβάθρου στους RS συνδυασμούς. Ξεκινάμε

με το WS. Επιλέγουμε ένα πολυώνυμο δευτέρου βαθμού για όλο το εύρος του φάσματος από τα 1.39 MeV έως και τα 0.165 MeV. Απ' αυτό το πολυώνυμο κρατάμε τις τρεις παραμέτρους που δίνει το αποτέλεσμα του fit και τις χρησιμοποιούμε στη συνέχεια στο ολικό fit για το RS ώστε να το βοηθήσουμε να συγκλίνει.

Προχωράμε τέλος στο fit της πλήρους κατανομής των συνδυασμών RS. Όπως φαίνεται η κορυφή του RS ακολουθεί μια γκαουσιανή κατανομή. Έτσι λοιπόν επιλέγουμε μια γκαουσιανή για το fit στην περιοχή της κορυφής (0.141-0.149 GeV) την οποία κάνουμε fit απευθείας στο RS ενώ παράλληλα κρατάμε και τις τρεις νέες παραμέτρους.

Δ m Plot



Εικ. 4.3.B: Το πρώτο Fit για την κατανομή $\Delta m = M(K, \pi, \pi_s) - M(K, \pi)$

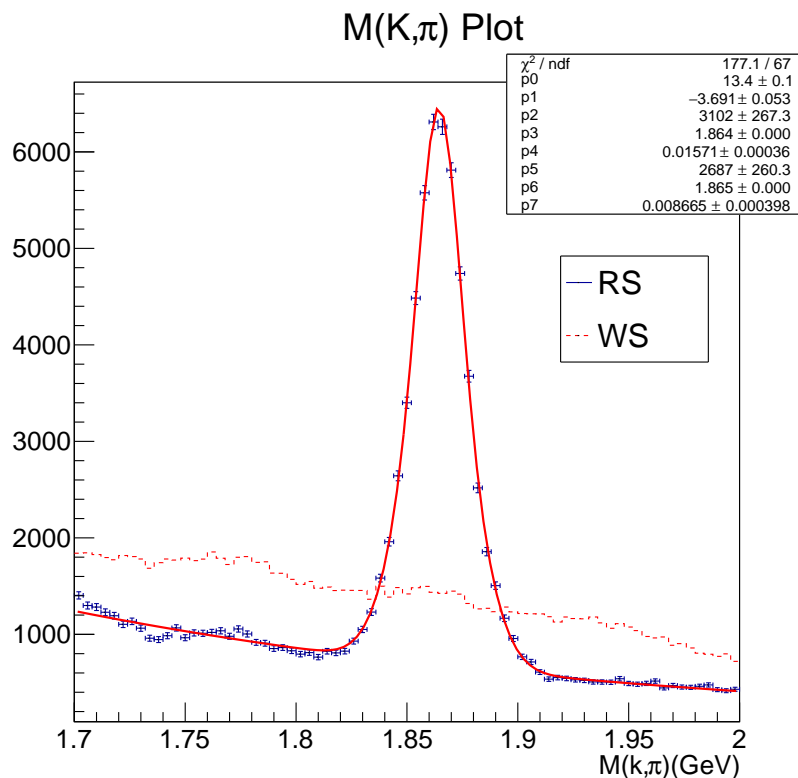
Δημιουργούμε μια νέα συνάρτηση η οποία αποτελείται από ένα πολυώνυμο δευτέρου βαθμού και μια γκαουσιανή. Περνάμε τις τιμές των παραμέτρων που εξήχθησαν από τα προηγούμενα

fits ως αρχικές τιμές των παραμέτρων στη συνάρτηση του ολικού fit για πιο αποτελεσματική σύγκλιση. Στη διαδικασία αυτή προσέχουμε το fit να μην συμπεριλαμβάνει bins στο ιστόγραμμα που να είναι κενά. Αν συμβεί αυτό το fit ενδέχεται να μην συγκλίνει²⁵.

Όπως φαίνεται στην εικόνα 4.3.B το fit της παραπάνω διαδικασίας παρουσιάζει και αυτό δύο βασικά προβλήματα: α) Υπάρχουν περιοχές όπως το κέντρο της γκαουσιανής τις οποίες δεν καταφέρνει να πιάσει η στοχαστική διαδικασία του fitting και β) το χ^2/ndf είναι κοντά στο 6 και όχι κοντά στη μονάδα.

Τα καόνια και τα πιόνια που δημιουργούν την κορυφή καταγράφονται από δυο διαφορετικές περιοχές του ανιχνευτή, το barrel και τα endcaps. Λόγω του ότι καταγράφονται από δυο διαφορετικές περιοχές, η resolution της μέτρησης των ορμών είναι διαφορετική, με αποτέλεσμα οι γκαουσιανές που περιγράφουν την κάθε κατηγορία γεγονότων να διαφέρουν ελαφρώς με αποτέλεσμα σε αυτήν την κορυφή που φαίνεται στο RS τόσο στην εικόνα 4.2.H όσο και στην εικόνα 4.2.Θ. να κρύβονται δυο γκαουσιανές, μια πιο στενή και μια πιο φαρδιά, η μία μέσα στην άλλη. Έτσι λοιπόν πρέπει να αλλάξει η διαδικασία του fitting.

Για την κατανομή $M(K, \pi)$ επιλέγουμε μια φαρδιά γκαουσιανή στην περιοχή 1.81-1.91 GeV και μία στενή γκαουσιανή στην περιοχή 1.855-1.875 GeV ενώ πλέον δημιουργούμε μια νέα συνάρτηση 8 παραμέτρων για το ολικό fit.

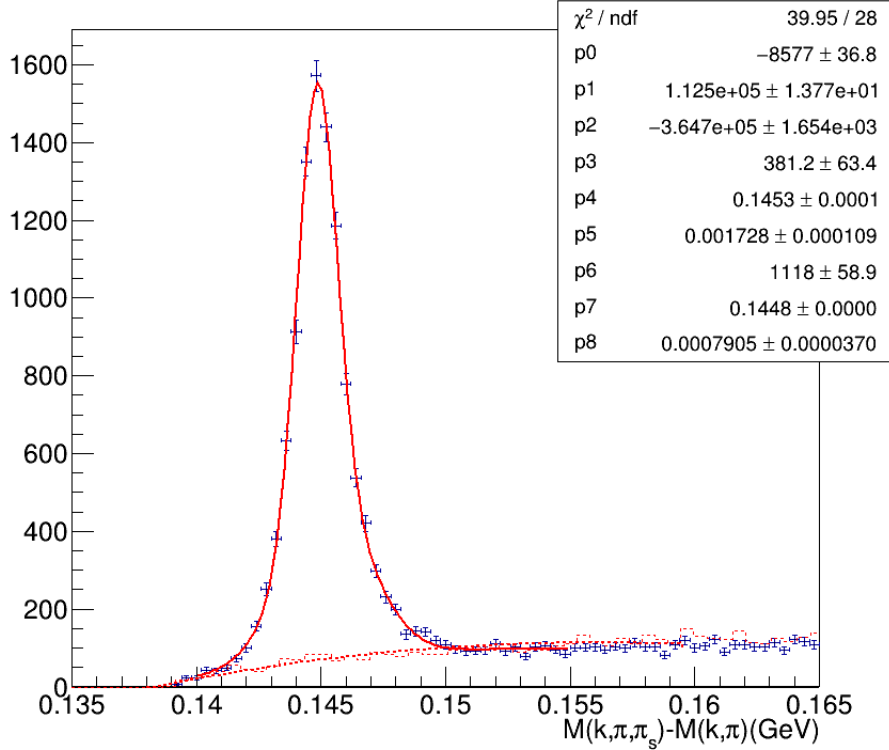


Εικ. 4.3.Γ. Το νέο fit για την κατανομή $M(K, \pi)$. Παρατηρούμε ότι $\chi^2/ndf \approx 2.6$ (άρα το fit είναι καλύτερο από το προηγούμενο καθώς η συνάρτηση των δυο γκαουσιανών και του εκθετικού καταφέρνει να πιάσει και

²⁵Υπάρχουν ωστόσο και τα Max Likelihood fits τα οποία δεν έχουν τέτοιους περιορισμούς.

την κεντρική περιοχή της κορυφής αλλά δίνει και καλύτερο χ^2/ndf). Οι τρεις νέες παράμετροι που εμφανίστηκαν ως p_5, p_6, p_7 είναι οι παράμετροι της στενής γκαουσιανής.

Τέλος περνάμε στην κατανομή $\Delta m = M(K, \pi, \pi_s) - M(K, \pi)$. Χρησιμοποιούμε και εδώ δύο γκαουσιανές, μία στενή στην περιοχή 0.144-0.146 GeV και μια φαρδιά στην περιοχή 0.142-0.1485 GeV ενώ παράλληλα δημιουργούμε μια νέα συνάρτηση εννέα παραμέτρων που αποτελείται από τις δυο γκαουσιανές και το πολυώνυμο δευτέρου βαθμού για το υπόβαθρο. Επιπλέον μειώνουμε το εύρος στο οποίο γίνεται το fit (0.139-0.155 GeV) ώστε να βελτιωθεί το αποτέλεσμα του χ^2/ndf .



Εικ. 4.3.Δ: Το τελικό αποτέλεσμα του fit. Σημειώνεται πως το ιστόγραμμα είναι βάσει των γεγονότων που έκαναν fire τον trigger HLT_Mu9_IP6 και κάποιο από τα L1_SingleMu7er1p5, L1_SingleMu8er1p5, L1_SingleMu9er1p5 seeds. Σημειώνεται επίσης πως με διακεκομμένη γραμμή φαίνεται το πολυώνυμο δευτέρου βαθμού που έγινε fit στο WS. Οι τρεις πρώτες παράμετροι που φαίνονται στο υπόμνημα είναι η σταθερά, ο συντελεστής του x και του x^2 αντίστοιχα, οι επόμενες τρεις παράμετροι είναι οι παράμετροι της φαρδιάς γκαουσιανής και οι τρεις τελευταίες οι παράμετροι της στενής γκαουσιανής.

Βλέπουμε πως με αυτήν την διαδικασία το fit περιγράφει καλά κεντρική περιοχή της κορυφής και το χ^2/ndf είναι πολύ βελτιωμένο.

Μπορούμε πλέον να προχωρήσουμε στον υπολογισμό του $N(B^0 \rightarrow D^{*+} \mu \bar{\nu}_\mu)$ χρησιμοποιώντας τα D^{*+} που βρίσκονται μέσα στα όρια των 2σ της στενής γκαουσιανής από το κέντρο της. Ολοκληρώνουμε τις συναρτήσεις που επιστρέφει το fit στο εύρος των 2σ τόσο για την κατανομή του RS και του WS και αφαιρούμε τις δύο τιμές. Έτσι υπολογίζουμε τον αριθμό $N(B^0 \rightarrow D^{*+} \mu \bar{\nu}_\mu)$. Τέλος με διάδοση σφαλμάτων από τα σφάλμα των ολοκληρωμάτων των συναρτήσεων υπολογίζουμε και το σφάλμα στον αριθμό $N(B^0 \rightarrow D^{*+} \mu \bar{\nu}_\mu)$.

4.4 $\alpha(D^{*+}) \times \varepsilon(D^{*+})$

Στη σχέση (6), εμφανίζονται οι παράγοντες $\alpha \times \varepsilon$ για το μύονιο και το D^{*+} καθώς αυτά είναι τα σωματίδια που ανακατασκευάζονται. Ο παράγοντας α — acceptance δείχνει το ποσοστό των σωματιδίων που βρίσκονται μέσα στα όρια του ανιχνευτή ως προς όλα τα σωματίδια που παράχθηκαν ενώ ο παράγοντας ε — efficiency δείχνει το ποσοστό αυτών των σωματιδίων που ανακατασκευάστηκαν επιτυχώς περνώντας τα κριτήρια των κινηματικών αποκοπών.

Για αυτό χρησιμοποιούμε MC, για να υπολογίσουμε το κλάσμα (ποσοστό) των διασπάσεων D^{*+} που ανακατασκευάζονται δεδομένων των κινηματικών κριτηρίων και των κριτηρίων επιλογής που εφαρμόζουμε για τον καθαρισμό του σήματος²⁶.

Προχωράμε επομένως στον υπολογισμό του παράγοντα $\alpha \times \varepsilon$ για το D^{*+} . Χρειαζόμαστε έτσι ένα δείγμα Monte Carlo το οποίο θα περιέχει την συγκεκριμένη διάσπαση του B^0 . Το δείγμα αυτό (το οποίο θα το ονομάζουμε πλέον sample) θα πρέπει να περιέχει και PU ώστε να μπορέσουμε να συνδυάσουμε τα gen σωματίδια με τα reco σωματίδια που καταγράφουμε.

Από όλα αυτά τα σωματίδια που δημιουργούνται λόγω PU στο reconstruction μας ενδιαφέρουν μόνο αυτά που ανακατασκευάζονται με βάσει των gen. Για να γίνει αυτό υπολογίζουμε την ποσότητα

$$\Delta R = \sqrt{(\eta_{reco} - \eta_{gen})^2 + (\phi_{reco} - \phi_{gen})^2} \quad (11)$$

για κάθε ένα από τα gen σωματίδια με όλες τις ανακατασκευασμένες τροχιές. Η ποσότητα αυτή λαμβάνει την ελάχιστη τιμή της όταν gen και reco αντικείμενα είναι τα ίδια.

Φυσικά, δεν ανακατασκευάζονται όλα τα σωματίδια. Θεωρούμε ότι ανακατασκευάζονται (γίνονται matched) μόνο αυτά που έχουν ΔR μικρότερο από το ελάχιστο που παρουσιάζουν οι κατανομές του ΔR .

Ξεκινάμε πρώτα με τα μύονια ελέγχοντας πόσα από αυτά που γεννήθηκαν με το PYTHIA πληρούν τις απαιτήσεις του BMTF δηλαδή έχουν $|\eta(\mu)| < 1.5$ και $p_T(\mu) > p_T^{trigger}$. Εργαζόμαστε για την ώρα με τον Trigger HLT_Mu9_IP6, υπήρχαν ως gen άρα τα μύονια θα πρέπει να έχουν $p_T > 9$ GeV τόσο σε gen όσο και σε reco level. Ζητώντας $\Delta R < 0.1$ βλέπουμε πόσα από τα accepted έγιναν matched βάσει την παραπάνω διαδικασίας. Ο λόγος που ξεκινάμε με τα μύονια είναι ότι αυτά θα ενεργοποιήσουν (πιο σωστά θα κάνουν fire τους (Triggers)— Σκανδαλιστές) τα συστήματα επεξεργασίας και καταγραφής των δεδομένων. Βάσει αυτών των μυνίων θα υπολογιστεί το ποσοστό των D^{*+} που ανακατασκευάζονται περνώντας τα κινηματικά κριτήρια.

Σε ένα επόμενο βήμα ελέγχουμε πόσα από τα K και π τα οποία είναι τα προϊόντα²⁷ της διάσπασης του D^0 βρίσκονται μέσα στα όρια του Tracker, δηλαδή έχουν σε gen level $|\eta| < 2.4$. Επιπλέον ελέγχουμε πόσα από αυτά τα K και π έχουν $p_T > 1.5$ GeV²⁸.

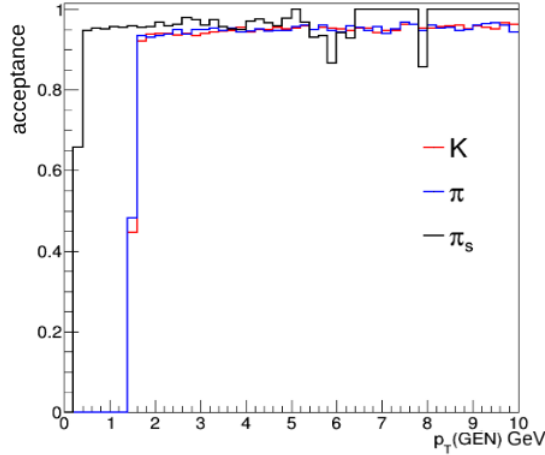
²⁶Όσον αφορά τους παράγοντες α, ε των μυνίων ενσωματώθηκαν μέσα στον παράγοντα F_{corr} .

²⁷Ψάχνουμε για τις διασπάσεις $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ και $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ που αποτελούν τα TV της διάσπασης (5) για το B^0 και \bar{B}^0 αντίστοιχα. Υπάρχουν ωστόσο και οι διασπάσεις $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ και $\bar{D}^0 \rightarrow K^-\pi^+$ οι οποίες λόγω των box diagrams έχουν $Br \sim 1.3 \times 10^{-4}$.

²⁸Η τιμή αυτή για το p_T έχει επιλεγεί απλώς ως ένα κατώφλι για το p_T που θα πρέπει να έχουν οι τροχιές που θα χρησιμοποιηθούν για την ανακατασκευή του vertex του D^0 ώστε να γλιτώσουμε υπολογιστικό χρόνο και να μειώσουμε τους συνδυασμούς για τα ζεύγη τροχιών αντίθετων φορτίων μειώνοντας έτσι και το PU.

Παρατηρούμε ότι τα πιόνια που έγιναν accepted είναι λιγότερα σε σχέση με τα καόνια. Αυτό οφείλεται ότι τα καόνια ως σωμάτια με μεγαλύτερη μάζα έχουν μεγαλύτερη p_T από τα πιόνια.

Από αυτά τα γεγονότα που έγιναν accepted τα καόνια και τα πιόνια ελέγχουμε πόσα είναι τα π_s τα οποία έχουν $|\eta| < 2.4$ και $p_T > 0.3 \text{ GeV}$ ²⁹. Κάθε φορά υπολογίζουμε και το σχετικό ποσοστό των σωματιδίων που γίνονται accepted ως προς τα προηγούμενα. Έτσι πολλαπλασιάζοντας τα σχετικά ποσοστά αποδοχής a_{rel} για το καόνιο, το πιόνιο και το π_s υπολογίζεται ο παράγοντας $\alpha(D^{*+})$.



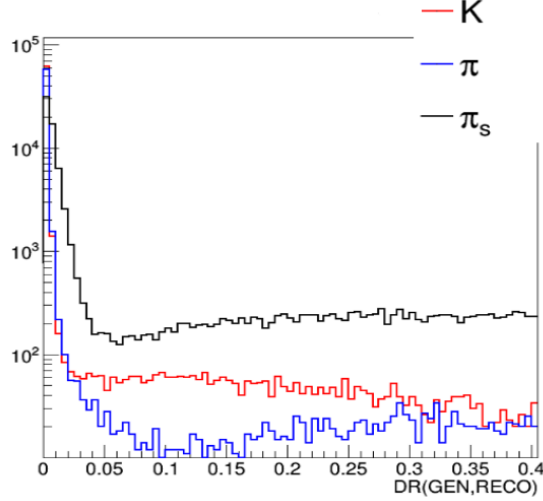
Εικ. 4.4.A: Το acceptance των K, π , π_s για τα gen σωμάτια ως συνάρτηση της p_T τους.

		α_{rel}
matched μ	37616	1
accepted K	32454	0.845
accepted π	23410	0.723
accepted π_s	22522	0.962

$$\Rightarrow \alpha(D^{*+}) = 0.586$$

Δεν αρκεί όμως τα gen σωμάτια να βρίσκονται μέσα στα όρια του ανιχνευτή. Πρέπει να υπολογίσουμε πόσα από αυτά θα περάσουν τα κριτήρια των κινηματικών αποκοπών και θα καταγραφούν τελικά στα δεδομένα. Για την περίπτωση που και το καόνιο και το πιόνιο του D^0 είναι accepted ελέγχουμε αν το gen D^0 μπορεί να γίνει matched με κάποιο από τα ανακατασκευασμένα D^0 ζητώντας $\Delta R < 0.1$. Με ίδιο τρόπο ελέγχουμε και το κατά πόσο μπορεί το π_s να γίνει matched με το track που χρησιμοποιήθηκε για την ανακατασκευή του D^{*+} .

²⁹Η τιμή αυτή επιλέχθηκε όπως και το 1.5 βέβαια τώρα χρειαζόμαστε μικρότερο κατώφλι καθώς ψάχνουμε ένα soft track



Εικ. 4.4.B. Η κατανομή του ΔR για τα μεσόνια K, π, π_s που έγιναν accepted.

Για να γίνουν matched τα D^0 και τα π_s πρέπει επίσης να ελέγξουμε και την ποσότητα

$$\frac{\Delta p_T}{p_T} = \frac{p_T(\text{gen}) - p_T(\text{reco})}{p_T(\text{gen})}.$$

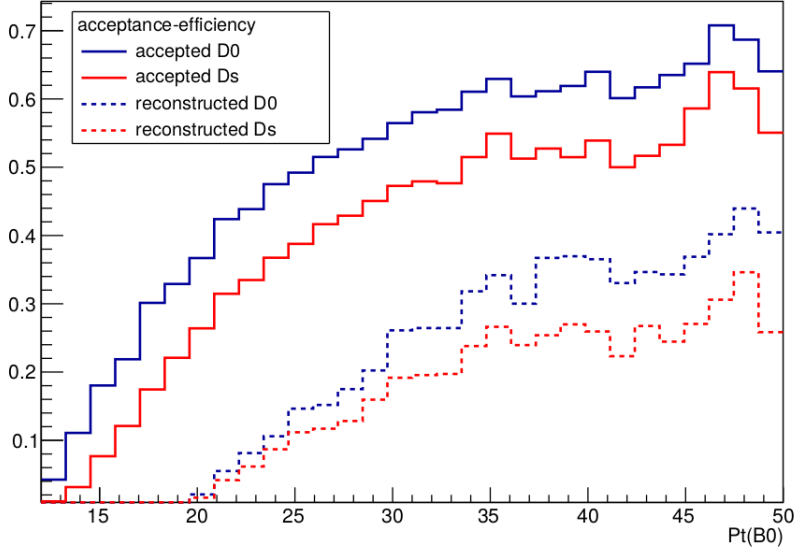
Ζητώντας και $\Delta p_T/p_T < 0.2$ τα gen D^0 και π_s γίνονται matched με τα reco. Έτσι υπολογίζουμε ως προς τον αριθμό των γεγονότων πως είχαν όλα τα παραπάνω χαρακτηριστικά τον αριθμό των D^0 που έγιναν matched και απ' αυτά υπολογίζουμε και τον αριθμό των π_s που έγιναν matched με το track που χρησιμοποιήθηκε για την ανακατασκευή του D^{*+} . Βάσει αυτής της διαδικασίας υπολογίζουμε τον παράγοντα ε_{reco} , ο οποίος δείχνει πόσα από τα accepted σωματάρια ανακατασκευάστηκαν:

		ε_{reco}^{rel}
matched D^0	16871	0.749
matched π_s	13904	0.825

$$\Rightarrow \varepsilon_{reco}(D^{*+}) = 0.617$$

Έχοντας πλέον υπολογίσει πόσα από τα gen σωματάρια ανακατασκευάστηκαν μπορούμε να υπολογίσουμε πόσα απ' αυτά ικανοποιούν τα κριτήρια επιλογής (selection cuts) των κινηματικών αποκοπών. Τα κριτήρια αυτά για το D^0 είναι $\text{Prob}(\chi^2) > 0.02$, $p_T^{max} > 5 \text{ GeV}$, $p_T^{min} > 3 \text{ GeV}$ και $ct_{xy} > 0.1 \text{ mm}$, ενώ για το D^{*+} τα κριτήρια επιλογής είναι $|1.86 - m_{D^0}| < 0.03 \text{ GeV}$ και $M(K, \pi, \pi_s) - M(K, \pi) < 0.2 \text{ MeV}$. Έτσι βγάζουμε τους παράγοντες e_{sel} για το D^0 και για το D^{*+} αντίστοιχα.

		ε_{reco}^{rel}
$\text{Prob}(\chi^2) > 0.02$	12568	0.904
$p_T^{max} > 5 \text{ GeV}$	8483	0.675
$p_T^{min} > 3 \text{ GeV}$	5005	0.59
$ct_{xy} > 0.1 \text{ mm}$	4619	0.923
$ 1.86 - m(D^0) < 0.03 \text{ GeV}$	3940	0.853



Πολλαπλασιάζοντας τους τρεις παράγοντες υπολογίζουμε τον παράγοντα $\alpha(D^{*+}) \times \varepsilon(D^{*+})$ για τον εκάστοτε Trigger. Έτσι για τους Triggers που χρησιμοποιήθηκαν έχουμε:

Trigger	$\alpha(D^{*+}) \times \varepsilon(D^{*+})$
HLT_Mu9_IP6	0.1008 ± 0.0017
HLT_Mu9_IP5	0.1008 ± 0.0017
HLT_Mu12_IP6	0.1253 ± 0.0029
HLT_Mu8_IP3	0.0968 ± 0.0015
HLT_Mu7_IP4	0.0919 ± 0.0031

4.5 Ο παράγοντας F_{corr}

Ο αριθμός των ανακατασκευασμένων μιονίων που προέρχονται από την διάσπαση $B^0 \rightarrow D^{*+} \mu \nu$ συνδέεται με τον αριθμό των ανακατασκευασμένων μιονίων που προέρχονται από τις διασπάσεις $b \rightarrow \mu X$ μέσω του παράγοντα F_{corr} . Στη σχέση (8):

$$F_{corr} = f_d \frac{Br(B^0 \rightarrow D_s^{*+} \mu \nu) \times \alpha_\mu(B^0 \rightarrow D^{*+} \mu \nu) \times \varepsilon_\mu(B^0 \rightarrow D_s^{*+} \mu \nu)}{Br(b \rightarrow \mu X) \times \alpha_\mu(b \rightarrow \mu X) \times \varepsilon_\mu(b \rightarrow \mu X)}$$

υποθέτουμε ότι οι παράγοντες των efficiencies- ε για τα μύονια από τις δύο διασπάσεις είναι ίδιοι. Έτσι:

$$\frac{\varepsilon_\mu(B^0 \rightarrow D^{*+} \mu \nu)}{\varepsilon_\mu(b \rightarrow \mu X)} = 1$$

Μία τέτοια υπόθεση είναι λογική καθώς τα μύονια των δυο διασπάσεων δεν έχουν λόγο να διαφοροποιηθούν ως προς την ανακατασκευή τους αλλά μόνο ως προς το acceptance α_μ τους καθώς προέρχονται από διαφορετικές διασπάσεις και υπακούουν σε διαφορετική κινηματική.

Έτσι

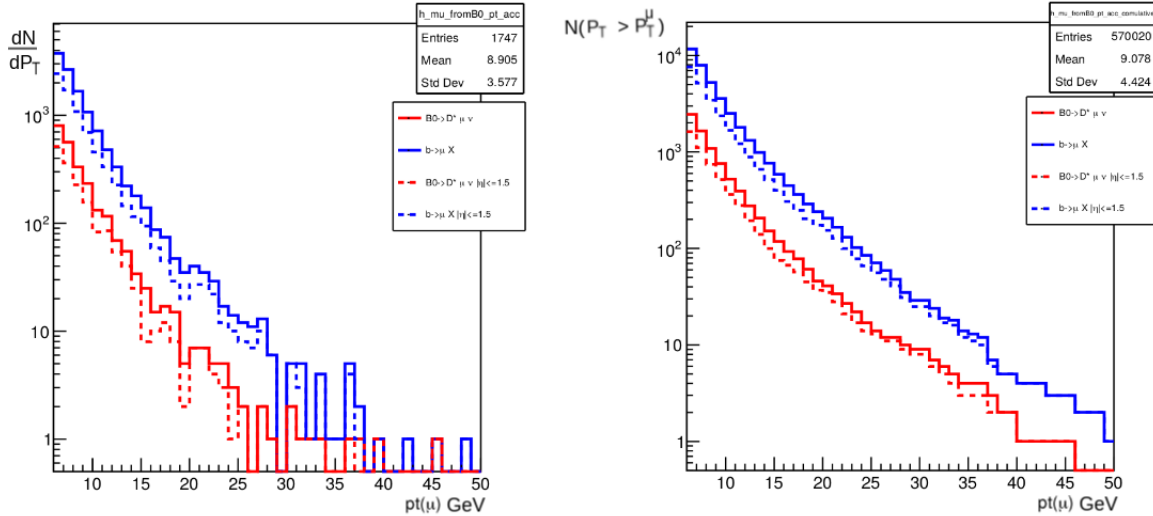
$$F_{corr} = f_d \frac{Br(B^0 \rightarrow D_s^{*+} \mu \nu) \times \alpha_\mu(B^0 \rightarrow D^{*+} \mu \nu)}{Br(b \rightarrow \mu X) \times \alpha_\mu(b \rightarrow \mu X)}$$

Για να υπολογίσουμε τον παράγοντα F_{corr} χρειαζόμαστε ένα δείγμα Monte Carlo σε generation level το οποίο θα περιέχει τις διασπάσεις των σωματιδίων με b quarks.³⁰ Από αυτό το δείγμα θα υπολογίσουμε πρακτικά τους παράγοντες acceptance των μυνίων για τις δύο διασπάσεις.

Σε ένα πρώτο στάδιο για τον υπολογισμό του συντελεστή F_{corr} ελέγχουμε αν τα gen μυνία προέρχονται είτε άμεσα (direct) είτε έμμεσα (indirect) από κάποιο σωματίο το οποίο περιέχει b quark. Εάν προέρχονται από ένα τέτοιο σωματίο τότε αποθηκεύονται τα χαρακτηριστικά τους (p_T , η , ϕ , κτλ) για περαιτέρω ανάλυση.

Ελέγχουμε επίσης αν προέρχονται από B^0 ή από \bar{B}^0 . Εάν τα μυνία προέρχονται από αυτά τα δύο μεσόνια τότε αποθηκεύουμε και πάλι τα χαρακτηριστικά τους.

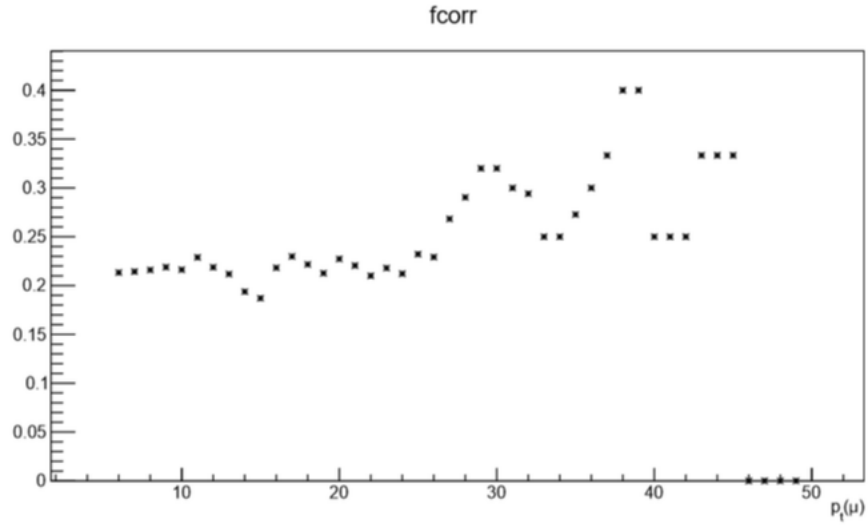
Σε ένα επόμενο στάδιο ελέγχονται όλα τα μυνία που πέρασαν την συγκεκριμένη διαδικασία. Ξεκινάμε με το p_T αυτών των μυνίων και ελέγχουμε αν η τιμή του p_T είναι πάνω από το κατώφλι του Trigger για τον οποίο υπολογίζουμε το Purity και αν ικανοποιείται η συνθήκη για το Barrel Muon Track Finder-BMTF δηλαδή $|\eta| < 1.5$. Δημιουργούμε την “Διαφορική (Differential) Κατανομή” και την “Αθροιστική (Comulative) Κατανομή” για το p_T των μυνίων ανάλογα με το αν προήλθαν από αυτά τα δύο συγκεκριμένα μεσόνια (B^0 ή \bar{B}^0) ή αν προήλθαν από οποιοδήποτε μεσόνιο που περιέχει b quark.



Εικ. 4.6.A: Αριστερά: Το φάσμα του p_T των μυνίων Differential Distribution για την διάσπαση $B^0 \rightarrow D^{*+} \mu \nu$ (κόκκινο) και για τις διασπάσεις $b \rightarrow \mu X$ (μπλε). Δεξιά: Η αθροιστική κατανομή (Comulative) για το p_T των μυνίων για τις ίδιες διασπάσεις. Με διακεκομμένες γραμμές είναι οι κατανομές για τα μυνία με $|\eta| < 1.5$ ενώ οι συνεχείς γραμμές είναι οι κατανομές σε gen level. Σημειώνεται ότι για $p_T > 28\text{GeV}$ η στατιστική του δείγματος είναι μικρή και έτσι ο υπολογισμός του F_{corr} για αυτές τις τιμές δεν είναι ασφαλής.

Τέλος για τις διάφορες τιμές του p_T υπολογίζουμε τον παράγοντα F_{corr} με απλή διαίρεση των περιεχομένων των bins του Comulative ιστογράμματος. Ο αριθμητής και ο παρονομαστής συνοδεύονται από τα στατιστικά σφάλματα που δεν είναι άλλα από τις τετραγωνικές ρίζες των τιμών τους. Έτσι με διάδοση σφαλμάτων υπολογίζουμε και το σφάλμα του F_{corr} .

³⁰Έτσι οι παράγοντες $f_d, Br(B^0 \rightarrow D^{*+} \mu \nu)$ και $Br(b \rightarrow \mu X)$ θα περιέχονται εξ ορισμού μέσα στο δείγμα που θα γεννήσει το PYTHIA.



Εικ. 4.6.B: Οι τιμές του F_{corr} για διαφορες τιμές στο p_T των μιονίων.

Πίνακας 4.6.A: Οι τιμές του F_{corr} μαζί με τα σφάλματά τους.

Pt(μ) (GeV)	Fcorr +/- Error	Pt(μ) (GeV)	Fcorr +/- Error	Pt(μ) (GeV)	Fcorr +/- Error	Pt(μ) (GeV)	Fcorr +/- Error
6	0.213+/-0.006	16	0.218+/-0.029	26	0.23+/-0.08	36	0.3+/-0.2
7	0.214+/-0.007	17	0.23+/-0.03	27	0.27+/-0.09	37	0.33+/-0.27
8	0.216+/-0.009	18	0.22+/-0.04	28	0.29+/-0.11	38	0.4+/-0.3
9	0.219+/-0.011	19	0.21+/-0.04	29	0.32+/-0.13	39	0.4+/-0.3
10	0.216+/-0.013	20	0.23+/-0.04	30	0.32+/-0.13	40	0.25+/-0.28
11	0.229+/-0.015	21	0.22+/-0.05	31	0.3+/-0.14	41	0.25+/-0.28
12	0.219+/-0.017	22	0.21+/-0.05	32	0.29+/-0.15	42	0.25+/-0.28
13	0.21+/-0.02	23	0.22+/-0.06	33	0.25+/-0.14	43	0.333+/-0.385
14	0.194+/-0.021	24	0.21+/-0.06	34	0.25+/-0.16	44	0.333+/-0.385
15	0.187+/-0.024	25	0.23+/-0.07	35	0.27+/-0.18	45	0.333+/-0.385

4.6 Μετρήσεις του b Purity των Σκανδαλιστών

Το dataset που χρησιμοποιήθηκε για τους παρακάτω υπολογισμούς είναι το “/ParkingBPH5/Run2018B–PromptReco–v1/AOD” και βρίσκεται στο site: <https://cmsweb.cern.ch/das/>.

Τα γεγονότα αυτά προήλθαν από την καταγραφή διαφόρων σκανδαλιστών. Οι σκανδαλιστές αυτοί δεν ενεργοποιούνται όλοι ταυτόχρονα. Καθώς μειώνεται η φωτεινότητα της δέσμης δημιουργούνται λιγότερα γεγονότα που μας ενδιαφέρουν καθώς όπως ειπώθηκε τα γεγονότα που καταγράφουμε είναι ανάλογα του γινομένου της φωτεινότητας και του cross section. Έτσι καθώς μειώνεται η φωτεινότητα καταγράφουμε και λιγότερα γεγονότα αλλά και γεγονότα χαμηλότερης ποιότητας. Για αυτό το λόγω οι σκανδαλιστές δεν ανοίγουν όλοι ταυτόχρονα αλλά σε στάδια. Για παράδειγμα όταν εισάγεται η δέσμη στον επιταχυντή, όπου η φωτεινότητα έχει τις μέγιστες τιμές της, τα cuts που χρησιμοποιούνται για την καταγραφή των γεγονότων είναι πολύ σκληρά. Καθώς μειώνεται η στιγμιαία φωτεινότητα και μειώνεται και ο αριθμός των γεγονότων που καταγράφουμε χαλαρώνουν τα cuts και έτσι ενεργοποιούνται σταδιακά και άλλοι σκανδαλιστές. Οι σκανδαλιστές δεν παραμένουν οι ίδιοι σε όλες τις χρονικές περιόδους λειτουργίας του επιταχυντή. Οι σκανδαλιστές που θα χρησιμοποιήσουμε για τον υπολογισμό της b Purity είναι πέντε και είναι οι HLT_Mu9_IP6, HLT_Mu9_IP5, HLT_Mu7_IP4, HLT_Mu8_IP3 και HLT_Mu12_IP6 ενώ τα L1 seeds³¹ είναι L1_SingleMu7er1p5, L1_SingleMu8er1p5, L1_SingleMu9er1p5, L1_SingleMu10er1p5, L1_SingleMu12er1p5. Το b Purity υπολογίζεται για κάθε HLT Path σε συνδυασμό με τα L1 seeds που έχουν p_T μικρότερο ή ίσο από το p_T του HLT Path ώστε να αποτρέψουμε τα μύονια από το να έχουν bias, δηλαδή να έχουν συγκεκριμένα χαρακτηριστικά. Για παράδειγμα αν ζητήσουμε τα μύονια να έχουν μεγαλύτερη p_T ενδέχεται τότε να αναγκάζουμε το δείγμα να έχει μεγαλύτερη καθαρότητα σε b quarks. Για αυτό το λόγο ζητάμε να έχει ενεργοποιηθεί τουλάχιστον ένα από τα L1 seeds με $p_T(\text{L1 seed}) \leq p_T(\text{HLT Path})$ ³².

Επίσης δεν μας ενδιαφέρει αν ένα γεγονός έχει ενεργοποιήσει περισσότερους από έναν σκανδαλιστές. Οι μετρήσεις για τους Triggers που φαίνονται στην συνέχεια βασίζονται στα γεγονότα που τους ενεργοποίησαν ακόμα και αν ενεργοποίησαν και άλλους σκανδαλιστές.

Οι διαδικασίες που ακολουθήθηκαν για τον υπολογισμό των επιμέρους παραγόντων για τον υπολογισμό του b Purity των παρακάτω αποτελεσμάτων περιγράφονται στις προηγούμενες παραγράφους.

Επίσης υπολογίστηκε εύκολα και ο αριθμός των μυνίων που αναγνωρίστηκαν ως HLT Objects $N(\mu)$ από τον εκάστοτε Trigger απαιντώντας και πάλι να έχει ενεργοποιηθεί τουλάχιστον ένα από τα L1 seeds με $p_T(\text{L1 seed}) \leq p_T(\text{HLT Path})$.

HLT Path: HLT_Mu9_IP6

L1 seeds: L1_SingleMu7er1p5, L1_SingleMu8er1p5, L1_SingleMu9er1p5

$N(B^0 \rightarrow D^{*+} \mu \bar{\nu}_\mu)_{fit}$	8471 ± 92
$\alpha(D^{*+}) \times \varepsilon(D^{*+})$	0.1008 ± 0.0017
F_{corr}	0.219 ± 0.011
$N(\mu)$	19142261 ± 4375

³¹Το νούμερο μετά το Mu δείχνει το p_T ενώ το er1p5 δηλώνει $|\eta| < 1.5$

³²Σε μελέτη που έκανε ο Γιώργος Καραθανάσης προέκυψε ότι αν τα μύονια ενεργοποιούν μόνο το σεεδ L1_SingleMu22er1p5 τότε τα μύονια αυτά είναι biased με αποτέλεσμα να επηρεάζεται ο υπολογισμός της b Purity. Για αυτό το λόγω απαιτούμε αυτό για τα L1 seeds

$$\Rightarrow P_b = 0.771 \pm 0.042$$

HLT Path: HLT_Mu9_IP5

L1 seeds: L1_SingleMu7er1p5, L1_SingleMu8er1p5, L1_SingleMu9er1p5

$N(B^0 \rightarrow D^{*+} \mu \bar{\nu}_\mu)_{fit}$	9335 ± 95
$\alpha(D^{*+}) \times \varepsilon(D^{*+})$	0.1008 ± 0.0017
F_{corr}	0.219 ± 0.011
$N(\mu)$	22354958 ± 4728

$$\Rightarrow P_b = 0.728 \pm 0.059$$

HLT Path: HLT_Mu7_IP4

L1 seeds: L1_SingleMu7er1p5

$N(B^0 \rightarrow D^{*+} \mu \bar{\nu}_\mu)_{fit}$	5529 ± 74
$\alpha(D^{*+}) \times \varepsilon(D^{*+})$	0.09178 ± 0.00003
F_{corr}	0.214 ± 0.071
$N(\mu)$	19611589 ± 4428

$$\Rightarrow P_b = 0.55 \pm 0.11$$

HLT Path: HLT_Mu8_IP3

**L1 seeds: L1_SingleMu7er1p5, L1_SingleMu8er1p5, L1_SingleMu9er1p5,
L1_SingleMu10er1p5**

$N(B^0 \rightarrow D^{*+} \mu \bar{\nu}_\mu)_{fit}$	5036 ± 71
$\alpha(D^{*+}) \times \varepsilon(D^{*+})$	0.0968 ± 0.0015
F_{corr}	0.216 ± 0.009
$N(\mu)$	16374392 ± 4047

$$\Rightarrow P_b = 0.566 \pm 0.002$$

HLT Path: HLT_Mu12_IP6

**L1 seeds: L1_SingleMu7er1p5, L1_SingleMu8er1p5, L1_SingleMu9er1p5,
L1_SingleMu10er1p5, L1_SingleMu12er1p5**

$N(B^0 \rightarrow D^{*+} \mu \bar{\nu}_\mu)_{fit}$	2194 ± 45
$\alpha(D^{*+}) \times \varepsilon(D^{*+})$	0.1253 ± 0.0029
F_{corr}	0.219 ± 0.017
$N(\mu)$	3629339 ± 1905

$$\Rightarrow P_b = 0.847 \pm 0.007$$

4.7 Σχόλια-Παρατηρήσεις

Η παραπάνω διαδικασία είχε ήδη ολοκληρωθεί μια φορά από τον Γιώργο Καραθανάση. Κάποιοι από τους αλγορίθμους που χρησιμοποιήθηκαν είναι δικοί του. Η διαδικασία αυτή είχε ολοκληρωθεί μόνο για τον HLT_Mu9_IP6 χρησιμοποιώντας όλα τα L1 seeds. Για την ακρίβεια είχαν χρησιμοποιηθεί όλα τα σεeds με εξαίρεση το seed L1_SingleMu22er1p5 καθώς είχε παρατηρηθεί ότι αυτό το seed, όπως αναμένεται, το ενεργοποιούσαν μόνο τα μόνια με πολύ υψηλό p_T αυξάνοντας έτσι το b Purity. Ωστόσο στην συνέχεια της έρευνας έγινε αυτή η βελτίωση χρησιμοποιώντας συγκεκριμένα seeds. Το αποτέλεσμα που είχε προκύψει ήταν περίπου $\sim 73\%$. Αυτή η αύξηση που παρατηρήθηκε οφείλεται κατά πάσα πιθανότητα στη βελτίωση της διαδικασίας του Fit. Αρχικά είχε χρησιμοποιηθεί μια γκαουσιανή και το πολυώνυμο του δευτέρου βαθμού οπότε το Fit είχε τα προβλήματα που αναφέρθηκαν στην σελ. 50. Έτσι χάναμε μετρήσεις από την κεντρική περιοχή του peak με αποτέλεσμα το b Purity να μειώνεται.

Παρατηρούμε ότι με την αύξηση του p_T cut για τα HLT μόνια η τιμή του b Purity αυξάνει. Αυτή η αύξηση πιθανώς να οφείλεται στο γεγονός ότι μόνια μεγαλύτερης p_T προέρχονται πιο εύκολα από διασπάσεις b quarks από άλλες διασπάσεις οπότε το δείγμα να γίνεται με αυτόν τον τρόπο πιο καθαρά σε b quarks. Αντίθετα όταν η p_T παίρνει και μικρότερες τιμές εικάζεται ότι υπάρχει μεγαλύτερη συνεισφορά από τα ελαφρύτερα c quarks οπότε η b Purity μειώνεται.

Το Impact Parameter IP που χαρακτηρίζει τους Triggers είναι η απόσταση που θα διανύσει το HLT Object³³ στο εγκάρσιο επίπεδο προς το σφάλμα αυτής της απόστασης. Οι Triggers με χαμηλότερο p_T και IP ανοίγουν σε μεταγενέστερους χρόνους από τους υπόλοιπους, όταν πλέον η φωτεινότητα της δέσμης έχει πέσει κάτω από κάποια όρια. Έτσι τα μόνια που αναγνωρίζονται ως HLT Objects είναι λιγότερο “καλά” σε σχέση με τα μόνια που περνάνε τα σκληρότερα cuts των σκανδαλιστών με μεγαλύτερο p_T και μεγαλύτερο IP. Έτσι η τιμή της b Purity μειώνεται καθώς συλλέγονται στα δεδομένα και άλλα “άσχημα” γεγονότα.

Όπως ειπώθηκε τα γεγονότα που χρησιμοποιήθηκαν για τους παραπάνω υπολογισμούς ήταν γεγονότα τα οποία ενεργοποίησαν τον εκάστοτε Trigger ωστόσο μπορεί είτε να ενεργοποίησαν και κάποιον άλλον Trigger (άρα αυτά τα γεγονότα προέρχονται από Overlap δηλαδή από ταυτόχρονη καταγραφή), είτε να μην ενεργοποίησαν και κάποιον άλλον Trigger. Κατά τη διάρκεια των μετρήσεων υπήρχε η ιδέα για μια μελέτη ώστε να δούμε ποιος συνδυασμός των Trigger που κατέγραψαν τα 1.2×10^{10} του b Parking θα οδηγήσει στην μεγαλύτερη επεξεργασία τους. Έτσι λοιπόν υπολογίστηκαν οι συνεισφορές από τους σκανδαλιστές.

Ξεκινήσαμε από τον HLT_Mu9_IP6 καθώς αυτός έχει την μεγαλύτερη καταγραφή (52%). Σε ένα επόμενο στάδιο υπολογίστηκαν τα ποσοστά των γεγονότων που καταγράφηκαν μόνο από έναν σκανδαλιστή και τα ποσοστά των γεγονότων που καταγράφηκαν από τους σκανδαλιστές χωρίς να έχουν καταγραφεί από τον HLT_Mu9_IP6. Ο σκανδαλιστής που είχε την μεγαλύτερη καταγραφή βρέθηκε ότι ήταν ο HLT_Mu7_IP4 (27.5%). Τέλος υπολογίστηκαν και οι συνεισφορές στην καταγραφή των γεγονότων από τα υπόλοιπα HLT Paths χωρίς να κοιτάζουμε καθόλου τα L1 seeds, όταν αυτά δεν ενεργοποίησαν ούτε τον HLT_Mu9_IP6 ούτε τον HLT_Mu7_IP4. Τα ποσοστά που πρόεκυψαν σε αυτήν την περίπτωση ήταν τα ποσοστά των γεγονότων που καταγράφηκαν μόνο από έναν σκανδαλιστή.

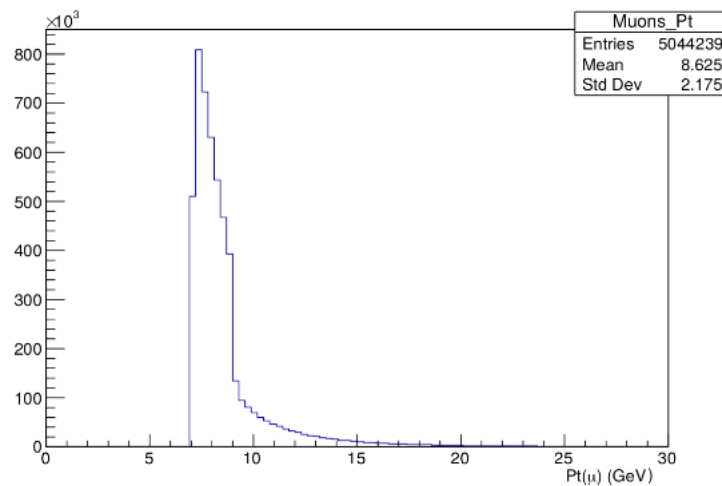
³³ το οποίο εν γένει είναι κάποιο από τα μόνιο, MET, ηλεκτρόνιο, jet, φωτόνιο.

Πίνακας 4.7.A: Οι συνεισφορές των σκανδαλιστών στην καταγραφή των δεδομένων.

Trigger	Μον. Καταγρ.	Συν. Κατ.	Κατ. χωρίς τον (1)	Κατ. χωρίς (1),(3)
HLT_Mu9_IP6	0.054	0.524	0	0
HLT_Mu9_IP4	0.047	0.495	0.072	0.047
HLT_Mu7_IP4	0.13	0.419	0.275	0
HLT_Mu8_IP3	0.068	0.357	0.211	0.068
HLT_Mu12_IP6	0.086	0.313	0.086	0.086

Παρατηρούμε ότι το 38.8% των δεδομένων που περιέχονται στο συγκεκριμένο dataset καταγράφηκε μόνο από έναν Trigger και δεν προέρχεται από Overlap.

Έγιναν προσπάθειες για να υπολογιστεί η b Purity λοιπόν για αυτούς τους σκανδαλιστές. Για παράδειγμα προσπαθήσαμε να υπολογίσουμε το b Purity του HLT_Mu7_IP4 όταν δεν έχει κάνει fire ο HLT_Mu9_IP6.



Εικ. 4.7.A: Η κατανομή της p_T των μιονίων όταν έκαναν fire τον HLT_Mu7_IP4 χωρίς να κάνουν fire τον HLT_Mu9_IP4.

Όπως φαίνεται σε αυτήν την περίπτωση οι κατανομές παρουσιάζουν διάφορες ανωμαλίες (“γόνατα”) με αποτέλεσμα να πρέπει να χρησιμοποιηθούν διάφορα παράθυρα για τους υπολογισμούς. Για παράδειγμα στην συγκεκριμένη περίπτωση θα έπρεπε να απαιτήσουμε τα HLT Objects να έχουν p_T μέσα στα όρια 7-9GeV και να υπολογίσουμε κατάλληλα και το $a(D^{*+}) \times \varepsilon(D^{*+})$. Η συγκεκριμένη διαδικασία έδειξε ότι το b Purity είναι περίπου $\sim 40\%$. Έτσι βέβαια χρειάζεται ένας τρόπος για να μπορέσουν να χρησιμοποιηθούν αυτά τα “παράθυρα” στο p_T και να μπορέσουμε να βρούμε έναν τρόπο για να βρούμε την τελική καθαρότητα των δειγμάτων σε b quarks και οι υπολογισμοί να είναι ασφαλείς. Ένας τέτοιος υπολογισμός είναι έξω από τα πλαίσια αυτής της πτυχιακής και για αυτό υπολογίστηκαν τα b Purities χρησιμοποιώντας τα γεγονότα που έχουν καταγραφεί τουλάχιστον από τον εκάστοτε Trigger ανεξάρτητα με το αν έχουν καταγραφεί και από κάποιον άλλον Σκανδαλιστή.

Η μέτρηση του b Purity βάσει της παραπάνω διαδικασίας για τον HLT_Mu9_IP6 (77.1%) φαίνεται πως είναι κοντά με το 80% που προκύπτει από εργασίες που έγιναν μόνο με Monte Carlo.

Σημειώνεται επίσης πως κατά την διάρκεια των παραπάνω μετρήσεων έγινε ένας έλεγχος για την επαλήθευση των παραπάνω αποτελεσμάτων. Η ιδέα ήταν να χρησιμοποιηθούν τα καταγεγραμμένα δεδομένα του HLT_Mu9_IP6 ώστε να γίνει επαλήθευση για τη μέτρηση του b Purity του HLT_Mu12_IP6. Για να γίνει αυτό θα απαιτήσαμε τα μύονια που καταγράφηκαν ως HLT αντικείμενα (δηλαδή αυτά που έκαναν fire τον Trigger) να έχουν $p_T > 12$ GeV. Στην συνέχεια χρησιμοποιώντας το F_{corr} και το $\alpha(D^{*+}) \times \varepsilon(D^{*+})$ του HLT_Mu12_IP6 για αυτά τα δεδομένα του HLT_Mu9_IP6 θα πρέπει να υπολογιστεί το b Purity. Βάσει αυτής της διαδικασίας λοιπόν έχουμε το b Purity για τον HLT_Mu12_IP6 με τα δεδομένα του HLT_Mu9_IP6 ίσο με 0.855 ± 0.070 . Το αποτέλεσμα αυτό συμφωνεί με το αποτέλεσμα για το b Purity του HLT_Mu12_IP6 πράγμα που σημαίνει ότι τα αποτελέσματα είναι στη σωστή κατεύθυνση.

Ωστόσο έλεγχοι για τους άλλους Triggers δεν ολοκληρώθηκαν καθώς χρειάζεται η πληροφορία του Impact Parameter (IP) για τα HLT Objects που υπολογίζονται στον αριθμό $N(\mu)$. Αυτήν την πληροφορία δεν την διέθεταν τα Ntuples και λόγω περιορισμένου χρόνου δεν τροποποιήθηκαν οι κώδικες κατάλληλα για να μπορέσουν να ολοκληρωθούν αυτοί οι έλεγχοι. Ο λόγος που ολοκληρώθηκε αυτός ο έλεγχος είναι ότι οι Triggers HLT_Mu9_IP6 και HLT_Mu12_IP6 έχουν το ίδιο IP cut για τα HLT μύονια.

Επιπλέον χρειάζεται διόρθωση η διαδικασία για τον υπολογισμό του $\alpha(D^{*+}) \times \varepsilon(D^{*+})$ ώστε να συμπεριληφθούν και τα όρια του Fit μέσα στο ε_{sel} . Μελέτες που έγιναν πάνω σε αυτό το κομμάτι έδειξαν ότι, όπως είναι λογικό, ο παράγοντας αυτός μειώνεται με το b Purity να αυξάνει σημαντικά. Για παράδειγμα με αυτήν την διόρθωση, το $\alpha(D^{*+}) \times \varepsilon(D^{*+})$ για τους Triggers με $p_T > 9$ GeV έπεσε στο 0.089 με αποτέλεσμα το b Purity να ανέβηκε στο 0.86. Αυτό μπορεί να σημαίνει ότι ίσως οι τιμές που παρουσιάστηκαν παραπάνω να αποτελούν τα κάτω όρια και όχι τις τελικές τιμές.

Εκτός των άλλων είναι χρήσιμο να επαληθευθούν οι παραπάνω μετρήσεις και με άλλες διαδικασίες. Για παράδειγμα η ανακατασκευή της διάσπασης $B^0 \rightarrow D^{*+} \mu \bar{\nu}_\mu \rightarrow D^0 \pi_s^+ \mu \bar{\nu}_\mu \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0 \pi_s^+ \mu \bar{\nu}_\mu$ θα μπορούσε επίσης να χρησιμοποιηθεί για την επιβεβαίωση των παραπάνω αποτελεσμάτων. Ωστόσο το D^0 και το D^{*+} είναι partially reconstructed σωματίδια καθώς το π^0 λόγω του ότι είναι ουδέτερο σωματίδιο δεν αφήνει ίχνος μέσα στον ανιχνευτή οπότε δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την ανακατασκευή άλλων σωματιδίων. Έτσι πρέπει να τροποποιηθούν κατάλληλα οι υπάρχοντες κώδικες και για την ανακατασκευή της διάσπασης και για τον παράγοντα $\alpha(D^{*+} \times \varepsilon(D^{*+}))$. Προσπάθειες που έχουν ήδη γίνει έδειξαν ότι ο παράγοντας αυτός πέφτει περίπου στο 0.035. Επίσης η ανακατασκευή αυτής της νέας διάσπασης θα πρέπει να δείξει μια πιο φαρδιά κορυφή (broad bump) στην κατανομή του Δm για τα partially reconstructed σωματίδια.

Ενώ έχει ολοκληρωθεί και αυτή η ανακατασκευή, ο υπολογισμός για το b Purity δεν οδηγεί σε ασφαλές πρόβλεψη. Το Fit σε αυτήν την διαδικασία αποτυγχάνει στην σύγκλιση, πρέπει να γίνουν έλεγχοι για το cross section της συγκεκριμένης διάσπασης και να ελεγχθεί ο παράγοντας $\alpha(D^{*+} \times \varepsilon(D^{*+}))$. Έτσι ίσως η τιμή του b Purity βάσει αυτής της ανακατασκευής να μπορέσει να συγκριθεί με τα αποτελέσματα αυτής της πτυχιακής. Μέχρι τώρα πάντως η τιμή που προκύπτει βάσει αυτής της νέας διαδικασίας είναι μεγαλύτερη από την μονάδα (1.2) και επομένως δεν έχει φυσικό νόημα και δεν μπορεί να γίνει αποδεκτή.

5 Βιβλιογραφία

Αναφορές

- [1] Francis Halzen and Alan D.Martin. *Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. John Wiley & Sons, 1984.
- [2] http://ocs.iasa.gr/public/sphicas/nature_BEYOND_SM_ELLIS_06079.pdf
- [3] https://cerncourier.com/beauty-quarks-test-lepton-universality/?fbclid=IwAR2zlsDnerVotBynyPJ7uGOVCiMsl6ZNk9B4D5KEEIJf_Tn2DHgfKl6IR1A
- [4] LHCb Collaboration, R. Aaij et al., *Test of lepton universality using $B^+ \rightarrow K^+\ell^+\ell^-$ decays*. Phys. Rev. Lett. 113(2014) 151601.
- [5] LHCb Collaboration, Aaij, R. et al., *Test of lepton universality with $B^0 \rightarrow K^{*0}\ell^+\ell^-$* .JHEP 1708 (2017) 055.
- [6] Mark Thompson.Modern Particle Physics. University of Cambridge, 2013.
- [7] <http://cms.web.cern.ch/news/tracker-detector>
- [8] <https://cms.cern/news/reconstructing-multitude-particle-tracks-within-cms>
- [9] <http://cms.web.cern.ch/news/electromagnetic-calorimeter>
- [10] <http://cms.web.cern.ch/news/hadron-calorimeter>
- [11] <http://cms.web.cern.ch/news/triggering-and-data-acquisition>
- [12] <http://ocs.iasa.gr/public/sphicas/Halkiadakis.1004.5564v1.pdf>
- [13] https://root.cern.ch/doc/v608/fitExclude_8C_source.html
- [14] https://indico.cern.ch/event/723323/contributions/2974403/attachments/1635657/2609532/dmeson_reconstruction.pdf
- [15] https://indico.cern.ch/event/729790/contributions/3006682/attachments/1651004/2640693/B_purity_data2.pdf
- [16] https://indico.cern.ch/event/741498/contributions/3061619/attachments/1680558/2699792/Bpurity_improved.pdf