

ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ



ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

**ΜΕΛΕΤΗ ΚΑΙ ΟΠΤΙΚΟΣ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΜΟΣ ΤΟΥ ΕΤΑΛΟΝ ΓΙΑ ΤΟ ΜΟΡΙΑΚΟ
ΔΙΑΥΛΟ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΗΣ ΕΠΙΣΚΟΠΗΣΗΣ ΣΕ ΠΑΡΑΤΗΡΗΤΗΡΙΑ
ΚΟΣΜΙΚΩΝ ΑΚΤΙΝΩΝ.**

ΚΑΣΤΑΝΑ ΔΑΝΑΗ

ΑΘΗΝΑ 2011

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ: ΣΤΑΥΡΟΣ ΜΑΛΤΕΖΟΣ

Στο ΕΜΠ.

Στην Οικογένεια μου.

Ευχαριστίες

Φτάνοντας στο τέλος της εκπόνησης της παρούσας εργασίας θα ήθελα να ευχαριστήσω όλους όσοι με υποστήριξαν και συνέβαλαν με κάθε τρόπο στην υλοποίησή της.

Ειδικότερα, θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον επιβλέποντα Επίκουρο Καθηγητή κύριο Σταύρο Μαλτέζο για την καθοδήγηση και την αμέριστη υποστήριξή του καθ' όλη τη διάρκεια της διεξαγωγής των πειραμάτων και της συγγραφής της εργασίας.

Επίσης, τον Καθηγητή κύριο Εμμανουήλ Φωκίτη για τις χρήσιμες υποδείξεις και συμβουλές του, καθώς επίσης και για την προσφορά βιβλιογραφικών πηγών που με βοήθησαν στην κατανόηση του αντικειμένου.

Ιδιαίτερα θα ήθελα να ευχαριστήσω τον υποψήφιο διδάκτορα Νίκο Μαραγκό για τη βοήθεια που μου προσέφερε σε όλη τη διάρκεια της ενασχόλησής μου με τη Διπλωματική εργασία, τόσο στο μέρος της απόκτησης του θεωρητικού υπόβαθρου, όσο και στην πειραματική διαδικασία.

Επιπλέον, τον κύριο Κωνσταντίνο Ραζακιά για την προθυμία και αμεσότητα στην υλοποίηση των κατασκευών που χρειάστηκαν για την διεξαγωγή των πειραμάτων.

Τέλος, την Δρ. Βιολέτα Γκίκα για την ενθάρρυνση και στήριξη της όλο αυτό το διάστημα.

Περίληψη

Η κοσμική ακτινοβολία από την ανακάλυψή της μέχρι και σήμερα αποτέλεσε σημαντικό πεδίο έρευνας για τους επιστήμονες. Μερικοί από τους τομείς που εξάπτουν το ενδιαφέρον είναι η προέλευσή της, ο τρόπος δημιουργίας της, οι αλληλεπιδράσεις της με τα στοιχεία του σύμπαντος αλλά και τη Γη - συμπεριλαμβανομένης και της Ατμόσφαιρας - και η επίδρασή της σε βιολογικούς οργανισμούς αλλά και ηλεκτρονικά συστήματα.

Για τη μελέτη της κοσμικής ακτινοβολίας εφευρέθηκε πλήθος συστημάτων ανίχνευσης και επεξεργασίας δεδομένων. Αρχικός στόχος ήταν η απόδειξη της ύπαρξής της και μετέπειτα η επέκταση της έρευνας στην κατεύθυνση της λύσης του μυστηρίου της προέλευσής και των διαδικασιών αλληλεπίδρασής της με άλλα σωματίδια και ακτινοβολία.

Η πλέον σύγχρονη και ελπιδοφόρα μέθοδος για τη μελέτη της κοσμικής ακτινοβολίας είναι η ανίχνευση της ακτινοβολίας Cerenkov η οποία παράγεται μέσω του ατμοσφαιρικού καταιγισμού καθώς τα σωματίδια της κοσμικής ακτινοβολίας εισέρχονται στην ατμόσφαιρα. Κύριος παράγοντας που επηρεάζει την ανίχνευση της ακτινοβολίας Cerenkov είναι η σκέδασή της από το αεροζόλ το οποίο αποτελείται από αιωρούμενα σωματίδια στην ατμόσφαιρα.

Στα σύγχρονα παρατηρητήρια που εγκαθίστανται για τη μελέτη της κοσμικής ακτινοβολίας, είναι απαραίτητη η προμελέτη της ατμόσφαιρας για την αποφυγή εξαγωγής ανακριβών αποτελεσμάτων. Η ερευνητική ομάδα του ΕΜΠ που ασχολείται με την κοσμική ακτινοβολία και την ακτινοβολία - γ πολύ υψηλής ενέργειας, έχει στρέψει το ενδιαφέρον της στην κατεύθυνση της ατμοσφαιρικής επισκόπησης. Η προσπάθεια αυτή έχει στόχο την ανάπτυξη ενός πρότυπου δέκτη HSRL για τη μελέτη της συνάρτησης φάσης του αεροζόλ.

Κύριος στόχος της παρούσας Διπλωματικής Εργασίας είναι η κατασκευή μηχανισμού ανάρτησης του Fabry- Perot etalon μέσω του οποίου γίνεται η μελέτη της σκέδασης της ακτινοβολίας από τα μόρια του αεροζόλ.

Παράλληλα επιδιώχθηκε να καταδειχθούν οι επιδόσεις του etalon, όσον αφορά στην ακρίβεια των μετρήσεων αλλά και να ελεγχθούν οι προδιαγραφές των στοιχείων της κατασκευής.

Abstract

Cosmic rays have been so far a significant area of research for scientists. Some of the issues that intrigue the interest are: its origin, the way are being created, the interaction with the elements of the universe and the Earth – including the Atmosphere – and its impact on biological beings and electronic systems.

In order to study cosmic rays there has been invented many detection and data processing systems. The first aim was to prove their existence and afterwards to expand the research in order to solve the mystery of the origin and the interactions with other particles and radiation.

The most modern and promising method for the study of cosmic rays is the detection of Cerenkov radiation, which is a part of the air shower that is generated as the particles of cosmic radiation enter the atmosphere. The main factor affecting the detection of Cerenkov radiation is the scattering by the aerosols and molecules of the atmosphere.

In modern observatories established for the study of cosmic rays in order to prevent the export of inaccurated results, it is necessary to study the atmosphere. The research team at NTUA that deals with cosmic rays and very high energy γ rays, is focused on the overview of the atmosphere. This effort aims to develop a standard HSRL receiver to study the phase function of aerosols.

The main objective of this thesis is the design and the construction of a support mechanism for the Fabry-Perot etalon through which we study the scattering of radiation by aerosols and atmosphere molecules.

On the same time there has been an effort to study the performance of the etalon, in terms of accuracy and to check the specifications of the elements of the construction.

Εισαγωγή

Τα μύσθηρια που σχετίζονται με τις πηγές και την ανίχνευση κοσμικής ακτινοβολίας υπερ - υψηλής ενέργειας, αποτελούν σημαντικό πεδίο έρευνας. Όμως, για τη σωστή μελέτη των φαινομένων είναι απαραίτητη η γνώση των παραμέτρων που επηρεάζουν την ακρίβεια και την ορθότητα των αποτελεσμάτων.

Όσον αφορά στην κοσμική ακτινοβολία, η πιο σύγχρονη μέθοδος που χρησιμοποιείται είναι η ανίχνευση της ακτινοβολίας Cerenkov που παράγεται καθώς τα σωματίδια της κοσμικής ακτινοβολίας εισέρχονται στην ατμόσφαιρα. Στα παρατηρητήρια που εγκαθίστανται για τη μελέτη της κοσμικής ακτινοβολίας γίνονται εξειδικευμένες μελέτες της ατμόσφαιρας ώστε να υπολογιστούν τα σφάλματα που υπεισέρχονται λόγω της σκέδασης της ακτινοβολίας Cerenkov από το αεροζόλ και από τα μόρια της ατμόσφαιρας. Η σκέδαση αυτή επηρεάζει έμμεσα τις μερήσεις αφού η ακτινοβολία φθορισμού που παράγεται αναμειγνύεται με την ακτινοβολία Cerenkov.

Η παρούσα Διπλωματική Εργασία έχει στόχο το σχεδιασμό και τη μελέτη κατασκευής στήριξης του etalon που θα συζευχθεί με τη διάταξη Lidar υψηλής φασματικής ανάλυσης, που θα χρησιμοποιηθεί για την ατμοσφαιρική επισκόπηση.

Η Εργασία χωρίζεται σε Θεωρητικό και Πειραματικό μέρος. Στο πρώτο μέρος αναπτύσσεται το γνωστικό υπόβαθρο που εισάγει τον αναγνώστη στα θέματα που αναλύονται στο δεύτερο μέρος.

Συγκεκριμένα, στο πρώτο κεφάλαιο κρίθηκε σκόπιμο για λόγους πληρότητας να αναφερθούν και να αναλυθούν τα φαινόμενα αλληλεπίδρασης μεταξύ φορτισμένων σωματιδίων και ακτινοβολίας.

Στη συνέχεια, στο δεύτερο κεφάλαιο, το οποίο χωρίζεται νοηματικά σε δύο υποενότητες, δίνονται στοιχεία που αφορούν την ατμόσφαιρα και το αεροζόλ. Στην πρώτη υποενότητα δίνονται γενικότερες πληροφορίες για τη σύσταση και τα χαρακτηριστικά κάθε στρώματος της ατμόσφαιρας, ενώ στη δεύτερη αναλύεται η σύσταση των σωματιδίων που αποτελούν το αεροζόλ και

επηρεάζουν τα πειράματα μελέτης της κοσμικής ακτινοβολίας τα οποία περιγράφονται στο τρίτο κεφάλαιο.

Τα εισαγωγικά κεφάλαια του θεωρητικού μέρους ολοκληρώνονται με το τρίτο κεφάλαιο στο οποίο αναλύονται θέματα που αφορούν στην κοσμική ακτινοβολία. Συγκεκριμένα παρουσιάζεται η ιστορία της ανακάλυψής της, η σύσταση και οι τρόποι ανίχνευσης της. Τέλος, παρουσιάζεται το υπό κατασκευή παρατηρητήριο CTA (Cerenkov Telescope Array)

Το δεύτερο μέρος της εργασίας χωρίζεται σε τρία κεφάλαια, τα οποία έχουν στόχο την παρουσίαση της μελέτης και του σχεδιασμού του etalon για το μοριακό κανάλι του συστήματος HSRL. Επομένως, στο τέταρτο κεφάλαιο αναλύεται η αρχή λειτουργίας του Fabry - Perot etalon και τα άλλα στοιχεία της πειραματικής διάταξης.

Στο πέμπτο κεφάλαιο, αναλύονται όλα τα στοιχεία που αποτελούν την πειραματική διάταξη και η μέθοδος χαρακτηρισμού του etalon. Επίσης, παραθέτονται τα σχέδια της κατασκευής μηχανισμού ανάρτησης του etalon η οποία για διάφορους λόγους δεν κατέστη δυνατό να υλοποιηθεί. Τέλος, παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της επεξεργασίας των εικόνων συμβολής.

Στο έκτο και τελευταίο κεφάλαιο, περιγράφονται ποιοτικά τα συμπεράσματα που προέκυψαν στη διάρκεια της παρούσας Διπλωματικής Εργασίας.

Η Εργασία ολοκληρώνεται με την παράθεση των βιβλιογραφικών πηγών που χρησιμοποιήθηκαν και τη σύσταση ευρετηρίων σχημάτων και πινάκων που υπάρχουν στην εργασία.

Περιεχόμενα.

Ευχαριστίες.....	vii
Περίληψη.....	ix
Abstract.....	xi
Εισαγωγή.....	xiii

A. Θεωρητικό Μέρος.**Κεφάλαιο 1 : Αλληλεπιδράσεις φορτισμένων σωματιδίων και ακτινοβολίας.**

1.1 Εισαγωγή.....	1
1.2 Ιονισμός ύλης.....	3
1.3 Φθορισμός.....	6
1.4 Εκπομπή ακτινοβολίας πέδησης.....	8
1.5 Σκέδαση Coulomb.....	10
1.6 Σκέδαση σε πυρήνες του στόχου.....	11
1.7 Ακτινοβολία Cerenkov.....	12
1.8 Αλληλεπιδράσεις φωτονίων: Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο.....	17
1.9 Αλληλεπιδράσεις φωτονίων: Φαινόμενο Compton.....	19
1.10 Αλληλεπιδράσεις φωτονίων: Δίδυμη γένεση.....	21
1.11 Ανακεφαλαίωση.....	23

Κεφάλαιο 2 : Η ατμόσφαιρα και το αεροζόλ.

2.1 Εισαγωγή.....	25
2.2 Ιστορική αναδρομή.....	26
2.3 Σύνθεση της ατμόσφαιρας.....	27
2.4 Θερμοδυναμικές ιδιότητες της ατμόσφαιρας.....	31
2.5 Ανακεφαλαίωση πρώτης ενότητας.....	36

2.6 Η έννοια του αεροζόλ.....	36
2.7 Κατηγοριοποίηση του αεροζόλ.....	38
2.8 Μορφολογικά χαρακτηριστικά του αεροζόλ.....	38
2.9 Ανακεφαλαίωση δεύτερης ενότητας.....	42

Κεφάλαιο 3 : Κοσμική ακτινοβολία.

3.1 Εισαγωγή.....	43
3.2 Ιστορική αναδρομή.....	44
3.3 Το φάσμα της κοσμικής ακτινοβολίας.....	46
3.4 Η σύσταση της κοσμικής ακτινοβολίας.....	51
3.5 Αλληλεπιδράσεις κοσμικής ακτινοβολίας στο γαλαξιακό χώρο.....	56
3.6 Αλληλεπιδράσεις της κοσμικής ακτινοβολίας με την ατμόσφαιρα και το φλοιό της Γης.....	62
3.7 Πηγές κοσμικής ακτινοβολίας.....	68
3.8 Το σημείο αποκοπής στου φάσματος της κοσμικής ακτινοβολίας (GZK).....	69
3.9 Πειραματικές διατάξεις μελέτης κοσμικής ακτινοβολίας.....	70
3.10.Σημασία μελέτης κοσμικής ακτινοβολίας.....	75
3.11 Το παρατηρητήριο CTA.....	75
3.12 Ανακεφαλαίωση.....	78

B. Πειραματικό μέρος

Κεφάλαιο 4 : Οπτική, Συμβολομετρία, Φασματοσκοπία.

4.1 Εισαγωγή.....	79
4.2 Αρχές Γεωμετρικής Οπτικής.....	80
4.3 Συμβολόμετρο Fabry - Perot.....	82
4.4 Χρήσεις του Fabry-Perot.....	99
4.5 Μονοχρωμάτορες.....	99
4.6 Ο αισθητήρας CCD.....	103
4.7 Ανακεφαλαίωση.....	111

Κεφάλαιο 5 : Κατασκευή του etalon και επεξεργασία των πειραματικών μετρήσεων.	
5.1 Εισαγωγή.....	113
5.2 Σχεδιασμός του etalon.....	114
5.3 Κατασκευή του etalon πειραμάτων χαρακτηρισμού.....	118
5.4 Η πειραματική διάταξη.....	122
5.5 Η πειραματική διαδικασία.....	125
5.6 Αποτελέσματα της πειραματικής διαδικασίας.....	126
5.7 Επεξεργασία εικόνων των κροσσών συμβολής.....	129
5.8 Ανακεφαλαίωση.....	130
Κεφάλαιο 6 : Συμπεράσματα και Προοπτικές.....	131
<i>Βιβλιογραφία.....</i>	<i>135</i>
<i>Ευρετήριο Σχημάτων.....</i>	<i>140</i>
<i>Ευρετήριο Πινάκων.....</i>	<i>144</i>
<i>Πίνακας σταθερών.....</i>	<i>145</i>
<i>Πίνακας μονάδων.....</i>	<i>146</i>

A. Θεωρητικό Μέρος.

Κεφάλαιο 1: Αλληλεπιδράσεις φορτισμένων σωματιδίων και ακτινοβολίας.

1.1 Εισαγωγή.

Στόχος του εισαγωγικού αυτού κεφαλαίου είναι να δοθεί μια περιγραφή των φαινομένων αλληλεπίδρασης μεταξύ των φορτισμένων σωματιδίων και της ακτινοβολίας. Στις πρώτες παραγράφους παρουσιάζονται οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ φορτισμένων σωματιδίων και ύλης, ενώ οι τρεις τελευταίες παράγραφοι αφορούν στις διεργασίες μεταξύ φωτονίων και ύλης. Οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ ακτινοβολίας και ύλης, γενικά, έχουν μελετηθεί από πλήθος ερευνητικών ομάδων καθώς αποτελούν το μέσο για την ανίχνευση και ταυτοποίηση των σωματιδίων που λαμβάνουν μέρος σε αυτές και της ακτινοβολίας που εκπέμπεται ή απορροφάται. Στο παρόν κεφάλαιο θα δοθούν πληροφορίες σχετικά με τις αλληλεπιδράσεις των φορτισμένων αλλά και των ουδέτερων σωματιδίων, καθώς επίσης και πληροφορίες σχετικά με τις

διεργασίες μεταξύ των φωτονίων και της ύλης. Η κατανόηση των μηχανισμών αλληλεπίδρασης των σωματιδίων και της ακτινοβολίας, είναι απαραίτητη προϋπόθεση για την δημιουργία ανιχνευτικών διατάξεων κατάλληλων για την ανίχνευση του εκάστοτε σωματιδίου. Δηλαδή, ο τύπος του ανιχνευτή επιλέγεται ανάλογα με την υπό μελέτη διεργασία.

Όσον αφορά στα φορτισμένα σωματίδια, οι κυριότερες διεργασίες που παρατηρούνται είναι η διέγερση και ο ιονισμός. Σε περίπτωση, όμως, που τα φορτισμένα σωματίδια είναι σχετικιστικά θα πρέπει να ληφθεί επιπλέον υπόψιν και η εκπομπή ακτινοβολίας πέδησης (ακτινοβολία bremsstrahlung). Τα ουδέτερα σωματίδια παράγουν ως προϊόντα των αλληλεπιδράσεών τους δευτερεύοντα ουδέτερα σωματίδια τα οποία ανιχνεύονται μέσω των μηχανισμών αλληλεπίδρασης. Τέλος, η ακτινοβολία (φωτόνια) αλληλεπιδρά κυρίως μέσω του φωτοηλεκτρικού φαινομένου, του φαινομένου Compton και της δίδυμης γένεσης. Τα ηλεκτρόνια που παράγονται μέσω της δίδυμης γένεσης ανιχνεύονται μέσω των αλληλεπιδράσεων τους με τις διεργασίες που αναφέρθηκαν παραπάνω. Επιπλέον παρατηρούνται και δύο ακόμα διεργασίες που είναι η σκέδαση Rayleigh και η απορρόφηση φωτονίων από τους πυρήνες των ατόμων.

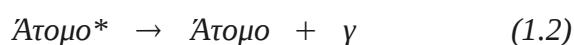
Παρατηρείται μία σημαντική διαφοροποίηση ανάμεσα στις διεργασίες (συγκρούσεις) μεταξύ φορτισμένων σωματιδίων και στις διεργασίες μεταξύ φωτονίων. Στην πρώτη κατηγορία δεν παρατηρείται μεγάλη αλλαγή στον αριθμό των σωματιδίων της αρχικής δέσμης, καθώς οι διεργασίες αυτές επηρεάζουν - κατά κύριο λόγο - τη δέσμη ελαττώνοντας την ενέργεια τους και επιφέροντας αλλαγές στην πορεία τους, οι οποίες συνιστούν μία μικρή μόνο διαταραχή της τροχιάς τους. Αντίθετα στην περίπτωση των φωτονίων παρατηρείται μεγάλη αλλαγή στον αριθμό τους καθώς η πιθανότητα σκέδασης του φωτονίου σε μεγάλες γωνίες και η πιθανότητα απορρόφησης του από τα άτομα του υλικού του στόχου είναι αρκετά μεγάλη. [1.1] [1.2]

1.2 Ιονισμός ύλης.

Το πρώτο είδος αλληλεπίδρασης φορτισμένων σωματιδίων και ύλης είναι ο ιονισμός. Στη γενική περίπτωση η αλληλεπίδραση περιγράφεται από τις παρακάτω αντιδράσεις:



και:



Θεωρώντας την ατμόσφαιρα ως "στόχο", όπως σε ένα πείραμα σκέδασης σωματιδίων από κάποιο στόχο, παρατηρείται ιονισμός των ατόμων της ατμόσφαιρας. Το φαινόμενο αυτό οδηγεί σε απώλεια ενέργειας των σωματιδίων της κοσμικής ακτινοβολίας. Η απώλεια ενέργειας που σχετίζεται με τον ιονισμό του στόχου από το εισερχόμενο σωματίδιο υπολογίζεται ποσοτικά από τη σχέση Bethe–Bloch [1.1]:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (1.3)$$

όπου:

$$\beta = \frac{v}{c} \quad (1.4)$$

$$\gamma^2 = \frac{1}{(1 - \beta^2)} \quad (1.5)$$

m_e είναι η μάζα του ηλεκτρονίου,

r_e είναι η κλασική ακτίνα του ηλεκτρονίου, (βλέπε πίνακα σταθερών),
 v είναι η ταχύτητα του σωματιδίου που προκαλεί τον ιονισμό,
 z_e είναι το φορτίο του σωματιδίου που προκαλεί τον ιονισμό,
 N_0 είναι ο αριθμός Avogadro,
 Z και A είναι ο ατομικός και ο μαζικός αριθμός των ατόμων του στόχου,
 δ είναι ένας παράγοντας που εξαρτάται από την πυκνότητα του στόχου και εκφράζει κατά πόσον το ηλεκτρικό πεδίο του προσπίπτοντος σωματιδίου επηρεάζεται από το ηλεκτρικό πεδίο των ηλεκτρονίων των ατόμων του στόχου. Ο παράγοντας αυτός ελαττώνει την απώλεια ενέργειας στη γενική περίπτωση, αλλά θεωρείται αμελητέος όταν ο στόχος είναι κάποιο αέριο (όχι σε πολύ υψηλή πίεση) και η ενέργεια του εισερχόμενου σωματιδίου δεν είναι πολύ υψηλή. Προσεγγιστικά μπορεί να υπολογιστεί από την παρακάτω σχέση:

$$\delta = 2 \ln \gamma + \zeta \quad (1.6)$$

όπου:

ζ είναι μια σταθερά που εξαρτάται από το υλικό του στόχου.

I είναι το μέσο δυναμικό ιονισμού των ατόμων του στόχου, υπολογίζοντας τα δυναμικά ιονισμού όλων των ηλεκτρονίων των ατόμων του στόχου. Δηλαδή, είναι παράγοντας που εξαρτάται από το υλικό του στόχου. Προσεγγιστικά το I υπολογίζεται από την παρακάτω σχέση για $Z > 1$:

$$I \approx 16 Z^{0.9} eV \quad (1.7)$$

Από την παραπάνω σχέση γίνεται αντιληπτό ότι η απώλεια ενέργειας λόγω του φαινομένου του ιονισμού είναι αντιστρόφως ανάλογη με το τετράγωνο της ταχύτητας του σωματιδίου (σε χαμηλές ενέργειες) ενώ είναι ανεξάρτητη από τη μάζα του. Δηλαδή:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{ion} \approx \frac{1}{v^2} \quad (1.8)$$

Η συνάρτηση παρουσιάζει μία ελάχιστη τιμή σε ενέργεια περίπου ίση με:

$$E \approx 3 Mc^2 \quad (1.9)$$

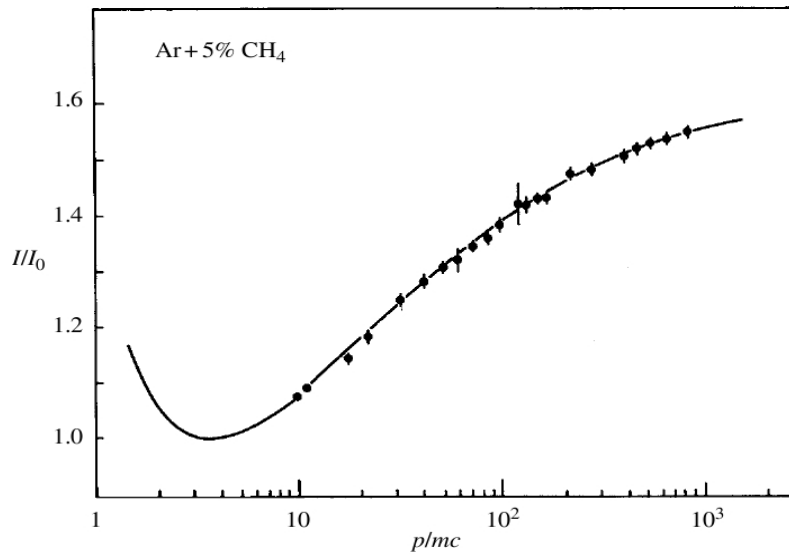
Έπειτα από το ελάχιστο, η απώλεια ενέργειας αυξάνεται λογαριθμικά σε σχέση με την ενέργεια του σωματιδίου. Σε υψηλότερες ενέργειες λόγω των φαινομένων πόλωσης που λαμβάνουν χώρα η συνάρτηση προσεγγίζει ένα άνω φράγμα. Υπολογίζεται ότι η τιμή του φράγματος είναι περίπου ίση με:

$$E \approx 2 (MeV)(gr)^{-1} (cm)^2 \quad (1.10)$$

Θα πρέπει να σημειωθεί επίσης ότι η απώλεια ενέργειας λόγω ιονισμού διαφοροποιείται λίγο σε σχέση με το υλικό του στόχου για στοιχεία εκτός του υδρογόνου και των πολύ βαρέων στοιχείων. Αυτό συμβαίνει διότι ο λόγος του ατομικού προς το μαζικό αριθμό για τα περισσότερα υλικά είναι περίπου ίσος με:

$$\frac{Z}{A} \approx \frac{1}{2} \quad (1.11)$$

Στο παρακάτω διάγραμμα 1.1 φαίνονται παραστατικά όλες οι πληροφορίες που προαναφέρθηκαν για τη συνάρτηση απώλειας ενέργειας λόγω ιονισμού του στόχου. [1.3]



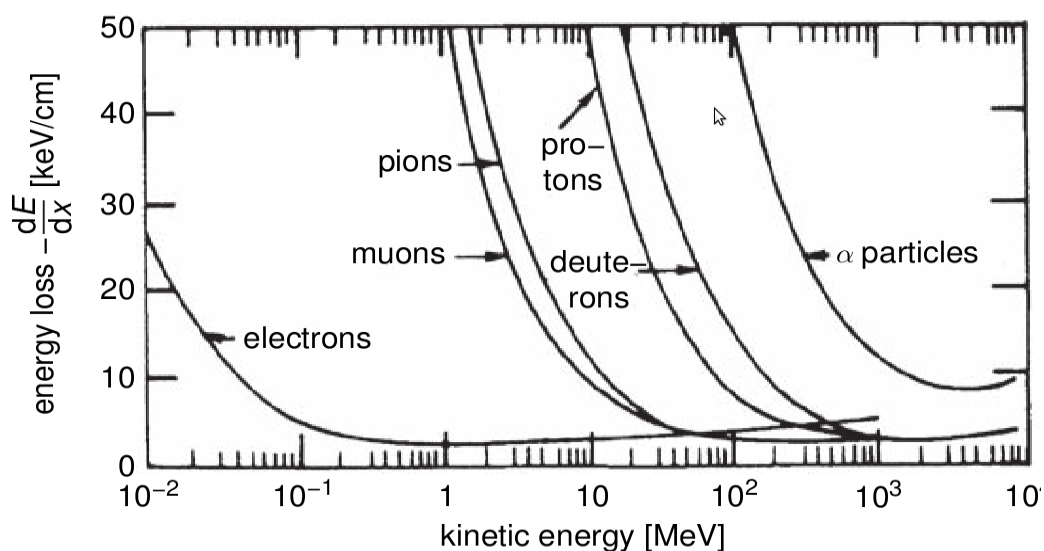
Εικόνα 1.1: Διάγραμμα απώλειας ενέργειας φορτισμένων σωματιδίων που εισέρχονται σε στόχο Ar + 5% CH₄ λόγω ιονισμού των ατόμων του, σε σχέση με την ενέργεια των σωματιδίων εκφρασμένη σε μονάδες μάζας. Παρατηρείται η αύξουσα μονοτονία της συνάρτησης από το ελάχιστο μέχρι το άνω φράγμα. [1.3]

Η μέγιστη κινητική ενέργεια που μπορεί να προσληφθεί από το ηλεκτρόνιο εξαρτάται από τη μάζα και την ορμή του σωματιδίου που διαπερνά το στόχο. Σε σχετικιστικά σωματίδια όμως είναι δυνατή η εξ' ολοκλήρου μεταφορά της ενέργειας του σωματιδίου στο ηλεκτρόνιο. Εξάιρεση στις παραπάνω παρατηρήσεις αποτελεί η περίπτωση που το εισερχόμενο σωματίδιο είναι ηλεκτρόνιο. Τότε η αλληλεπίδραση μελετάται όπως μια κλασική κεντρική κρούση δύο σωματιδίων ίσης μάζας. [1.1]

1.3 Φθορισμός.

Φθορισμός λέγεται το φαινόμενο κατά το οποίο εκπέμπεται ακτινοβολία με μήκος κύματος 300-450 nm, καθώς φορτισμένα σωματίδια διέρχονται από στόχο και διεγείρουν τα άτομα του. Μελετώντας ποσοτικά το φαινόμενο, προκύπτει ότι εκπέμπονται κατά μέσο όρο περίπου 5000 φωτόνια ανά

χιλιόμετρο τροχιάς. Επειδή η ακτινοβολία φθορισμού έχει μήκος κύματος περίπου ίσο με το μήκος κύματος της ακτινοβολίας Cerenkov, επηρεάζει σημαντικά την ανίχνευση της κοσμικής ακτινοβολίας μέσω ανιχνευτών Cerenkov διότι δημιουργεί υπόβαθρο το οποίο πρέπει να αφαιρεθεί. Η χαρακτηριστική διαφορά της ακτινοβολίας φθορισμού και της ακτινοβολίας Cerenkov είναι ότι η πρώτη εκπέμπεται ισότροπα ενώ η δεύτερη έχει κωνικό μέτωπο με γωνία περίπου $1,4^\circ$ (στο επίπεδο της θάλασσας) όπως προκύπτει από υπολογισμούς σε επόμενη παράγραφο. [1.3] Η απώλεια ενέργειας του φορτισμένου σωματιδίου λόγω διέγερσης και ιονισμού των ατόμων του στόχου δίνεται από τον τύπο No 1.3 της προηγούμενης παραγράφου. Σε υψηλές ενέργειες, όμως, οι απώλεια ενέργειας λόγω εκπομπής ακτινοβολίας πέδησης γίνεται όλο και πιο σημαντική όπως περιγράφεται και στην επόμενη παράγραφο. Στο σχήμα της εικόνας 1.2 απεικονίζεται η απώλεια ενέργειας ορισμένων φορτισμένων σωματιδίων σε συνάρτηση με την κινητική ενέργεια τους. [1.1]



Εικόνα 1.2: Στο παραπάνω σχήμα φαίνεται η απώλεια ενέργειας των ηλεκτρονίων, των μιονίων, των πιονίων, των πρωτονίων, των δευτερίων και των σωματιδίων α , ως συνάρτηση της κινητικής ενέργειας τους. [1.1]

1.4 Εκπομπή ακτινοβολίας πέδησης.

Η ακτινοβολία πέδησης (ακτινοβολία bremsstrahlung) εκπέμπεται ως αποτέλεσμα της αποδιέγερσης των ατόμων του στόχου έπειτα από τη διέγερσή τους από το εισερχόμενο σωματίδιο. Ένα σωματίδιο διεγείρει τα άτομα του στόχου με πιθανότητα η οποία είναι ανάλογη της επιτάχυνσης του σωματιδίου. Για το μήκος ακτινοβολίας X_0 , το οποίο εκφράζει το πάχος του στόχου που διαπερνά το σωματίδιο μέχρι να διεγείρει ένα άτομο, ισχύει η αναλογία:

$$X_0 \sim \frac{1}{r^2} \sim m^2 \quad (1.12)$$

όπου:

r είναι η ακτίνα του σωματιδίου,

m είναι η μάζα του σωματιδίου.

Δεδομένης της παραπάνω αναλογίας εκτιμάται ότι το μήκος ακτινοβολίας για ένα ηλεκτρόνιο είναι πολύ μικρότερο από το μήκος ακτινοβολίας για ένα μιονίο. Ως εκ τούτου, η πιθανότητα ενός ηλεκτρονίου να προκαλέσει διέγερση των ατόμων του στόχου είναι πολύ μεγαλύτερη από εκείνη του μιονίου. Η απώλεια ενέργειας λόγω ακτινοβολίας πέδησης μπορεί να υπολογιστεί από τον τύπο 1.13: [1.1]

$$-\frac{dE}{dx} \approx 4 \alpha N_A \frac{Z^2}{A} z^2 \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 E \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) \quad (1.13)$$

όπου:

Z και A είναι ο ατομικός και ο μαζικός αριθμός των ατόμων του στόχου,

z_e είναι το φορτίο του προσπίπτοντος σωματιδίου,

m είναι η μάζα του προσπίπτοντος σωματιδίου,

E είναι η ενέργεια του προσπίπτοντος σωματιδίου.

Προκύπτει, λοιπόν, ότι η απώλεια ενέργειας του εισερχόμενου σωματιδίου λόγω της ακτινοβολίας πέδησης είναι ανάλογη της ενέργειας και αντιστρόφως ανάλογη με το τετράγωνο της μάζας του εισερχόμενου σωματιδίου. Συγκεκριμένα ισχύει ο τύπος 1.14:

$$\frac{dE}{dx} = - \frac{E}{X_0} \quad (1.14)$$

όπου:

E είναι η ενέργεια του εισερχόμενου σωματιδίου,

X_0 είναι το μήκος ακτινοβολίας για το συγκεκριμένο σωματίδιο.

Σύμφωνα με τα παραπάνω, η εκπομπή ακτινοβολίας πέδησης εξαιτίας των μιονίων είναι πρακτικά αμελητέα εκτός από τις περιπτώσεις μιονίων πολύ υψηλής ενέργειας τα οποία είναι ικανά να διεισδύσουν αρκετά χιλιόμετρα μέσα στο φλοιό της Γης.

Για κάθε σωματίδιο ορίζεται η κρίσιμη ενέργεια E_c που εκφράζει το σημείο στο οποίο η απώλεια ενέργειας του σωματιδίου λόγω ιονισμού γίνεται ίση με την απώλεια ενέργειας του σωματιδίου λόγω εκπομπής ακτινοβολίας πέδησης. Μέχρι το σημείο αυτό τα σωματίδια χάνουν ενέργεια κυρίως λόγω ιονισμού ενώ από το σημείο αυτό και πάνω κυρίως λόγω εκπομπής ακτινοβολίας πέδησης. Για ηλεκτρόνια υπολογίζεται ότι η κρίσιμη ενέργεια δίνεται από τον παρακάτω τύπο 1.15 :

$$E_c \sim \frac{600}{Z} \text{ MeV} \quad (1.15)$$

όπου:

Z είναι ο ατομικός αριθμός των ατόμων του στόχου. [1.3]

1.5 Σκέδαση Coulomb.

Εκτός από τον ιονισμό και τη διέγερση των ατόμων του στόχου όπως περιγράφηκε παραπάνω, ένα άλλο είδος αλληλεπίδρασης μεταξύ των φορτισμένων σωματιδίων και της ύλης είναι η ηλεκτρομαγνητική σκέδαση (σκέδαση Coulomb). Η σκέδαση Coulomb συνίσταται στη σκέδαση των φορτισμένων σωματιδίων λόγω του ηλεκτρικού πεδίου Coulomb των πυρήνων των ατόμων του στόχου. Η βασική διαφορά των διαδικασιών του ιονισμού και της διέγερσης των ατόμων του στόχου από τη σκέδαση Coulomb είναι ότι στην πρώτη περίπτωση υπάρχουν συγκρούσεις μεταξύ των εισερχόμενων σωματιδίων και των ατόμων ενώ στη δεύτερη υπάρχουν αποκλίσεις στην τροχιά λόγω ηλεκτρικών πεδίων. Οι σκεδάσεις Coulomb είναι πολλαπλές καθώς το σωματίδιο διέρχεται διαμέσου της ύλης και οι γωνίες σκέδασης, οι οποίες είναι αρκετά μικρές, περιγράφονται από τη θεωρία του Moliere. [1.1] Στους υπολογισμούς λαμβάνεται υπόψιν μόνο η σκέδαση από τους πυρήνες καθώς τα ηλεκτρόνια έχουν πολύ μικρή μάζα σε σύγκριση με τον πυρήνα με αποτέλεσμα η σκέδαση σε αυτά να έχει αμελητέα επίδραση στα φορτισμένα σωματίδια που εισέρχονται στο στόχο. Οι γωνίες σκέδασης παρουσιάζουν Γκαουσιανή κατανομή και από τον παρακάτω τύπο 1.16 μπορεί αν υπολογιστεί η ρίζα της μέσης τιμής των τετραγώνων τους για ένα δεδομένο πάχος στόχου t :[1.3]

$$\varphi_{rms} = \left(\frac{z E_s}{p v} \right) \sqrt{\frac{t}{X_0}} \quad (1.16)$$

όπου:

ze είναι το φορτίο του εισερχόμενου σωματιδίου. Στον παραπάνω τύπο φαίνεται μόνο το z διότι το e έχει προσαρτηθεί στο α του τύπου 1.17 που δίνει το E_s ,

t είναι ένα δεδομένο μήκος διαδρομής του σωματιδίου μέσα στο στόχο,

p είναι η ορμή του φορτισμένου σωματιδίου,

v είναι η ταχύτητα του φορτισμένου σωματιδίου,

E_s είναι η ενέργεια του φορτισμένου σωματιδίου που δίνεται από τον τύπο 1.17 :

$$E_s = \left(\frac{4\pi}{\alpha} \right)^{1/2} mc^2 \quad (1.17)$$

X_0 είναι το μήκος ακτινοβολίας το οποίο δίνεται από τον τύπο 1.18:

$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha \left(\frac{Z}{A} \right) (Z + 1) r_e^2 N_0 \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) \quad (1.18)$$

όπου:

$$\alpha = \frac{1}{137} \quad (1.19)$$

όπως φαίνεται και από τον πίνακα σταθερών στη σελίδα 145,

r_e είναι η ακτίνα του ηλεκτρονίου,

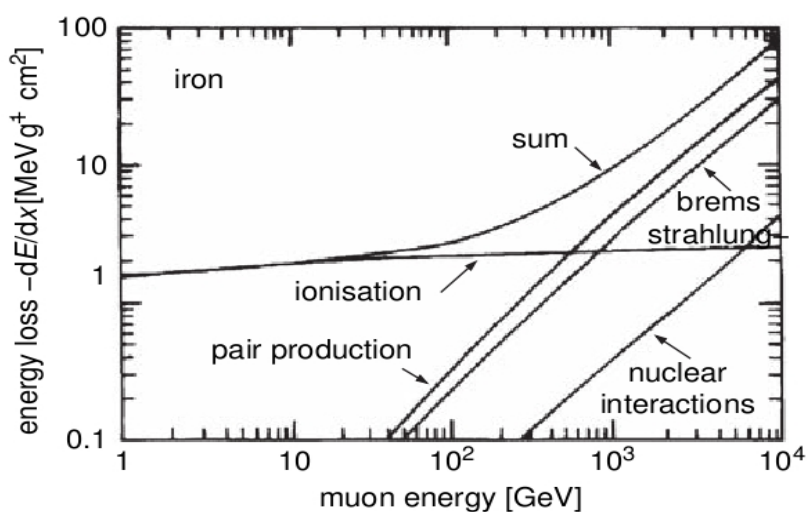
Z είναι ο ατομικός αριθμός των ατόμων του στόχου,

A είναι ο μαζικός αριθμός των ατόμων του στόχου.

1.6 Σκέδαση σε πυρήνες του στόχου.

Η σκέδαση σε πυρήνες του στόχου μπορεί να μελετηθεί με παρόμοιο τρόπο με τις υπόλοιπες σκεδάσεις που προαναφέρθηκαν. Σε αυτή την περίπτωση η απώλεια ενέργειας είναι ανάλογη με την ενέργεια του εισερχόμενου σωματιδίου και ως εκ τούτου η σκέδαση σε πυρήνες του στόχου είναι αμελητέα όταν το προσπίπτον σωματίδιο είναι αδρόνιο. Αντίθετα, όταν το προσπίπτον σωματίδιο είναι λεπτόνιο, η απώλεια ενέργειας εξαιτίας αυτής της σκέδασης πρέπει να συνυπολογιστεί.

Στο παρακάτω διάγραμμα 1.3 φαίνεται η απώλεια ενέργειας των μιονίων όταν προσπίπτουν σε στόχο από σίδηρο (Fe), σε συνάρτηση με την ενέργεια τους. Προκύπτει ότι για σωματίδια χαμηλής ενέργειας υπερισχύει η απώλεια ενέργειας λόγω ιονισμού των ατόμων του σιδήρου, ενώ όσο αυξάνεται η ενέργεια παρατηρούνται και άλλοι τύποι αλληλεπιδράσεων που οδηγούς σε απώλεια ενέργειας των μιονίων. [1.1]



Εικόνα 1.3: Στην παραπάνω εικόνα παρουσιάζεται το διάγραμμα απωλειών ενέργειας των μιονίων καθώς προσπίπτουν σε στόχο σιδήρου (Fe), ως συνάρτηση της ενέργειας τους, για κάθε διεργασία που περιγράφηκε στις προηγούμενες παραγράφους. Ιονισμός (ionisation) και διέγερση, ακτινοβολία πέδησης (bremsstrahlung), δίδυμη γένεση (pair production), πυρηνικές σκεδάσεις (nuclear interactions). Επίσης παρουσιάζεται και το διάγραμμα της συνολικής απώλεια ενέργειας (sum). [1.1]

1.7 Ακτινοβολία Cerenkov.

Η ακτινοβολία Cerenkov παρατηρήθηκε πρώτη φορά όταν ένα μπουκάλι με νερό αφέθηκε δίπλα σε κάποια ραδιενεργή πηγή. Έπειτα παρατηρήθηκε η ίδια ακτινοβολία όταν ραδιενεργές πηγές βρίσκονταν μέσα

σε νερό. Το μηχανισμό παραγωγής αυτής της ακτινοβολίας ανέλαβε να μελετήσει ο Pavel Cerenkov κατά τη διάρκεια εκπόνησης της διδακτορικής του διατριβής περίπου το 1930. Οι πειραματικές παρατηρήσεις πραγματοποιούνταν σε σκοτεινό χώρο έτσι ώστε να φαίνεται η ακτινοβολία η οποία ήταν ασθενής. Αρχικά, υπήρχε η υπόθεση ότι επρόκειτο για φως φθορισμού, αλλά έπειτα από μελέτες με διαφορετικά υγρά δεν παρατηρήθηκε η αναμενόμενη διαφορά στο μήκος κύματος της ακτινοβολίας. Ως εκ τούτου, υιοθετήθηκε μια νέα θεωρία για την ερμηνεία της παραγωγής της ακτινοβολίας. Η νέα αυτή θεωρία προέβλεπε ότι καθώς φορτισμένα σωματίδια (στην συγκεκριμένη περίπτωση ηλεκτρόνια) πολύ υψηλής ενέργειας διέρχονται από κάποιο μέσο δημιουργούν ένα ηλεκτρομαγνητικό μέτωπο κύματος ανάλογο με το ηχητικό μέτωπο κύματος που δημιουργούν τα υπερηχητικά αεροπλάνα όταν κινούνται με ταχύτητα μεγαλύτερη από την ταχύτητα του ήχου. Ο Pavel Cerenkov τιμήθηκε με το βραβείο Nobel το 1958, μαζί με τους συνεργάτες του Frank και Tamm, για την ανακάλυψη και ερμηνεία του φαινομένου Cerenkov. [1.4]

Η ακτινοβολία Cerenkov εκπέμπεται επειδή το φορτισμένο σωματίδιο που διέρχεται διαμέσου του διηλεκτρικού πολώνει τα άτομα κατά μήκος της τροχιάς του, καθιστώντας τα ηλεκτρικά δίπολα. Στη συνέχεια λόγω αποπόλωσης των διπόλων δημιουργείται μεταβολή του ηλεκτρικού πεδίου η οποία οδηγεί σε εκπομπή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας. Η συνθήκη εκπομπής της ακτινοβολίας Cerenkov δίνεται στον παρακάτω τύπο 1.20:

$$v \geq c \quad (1.20)$$

όπου:

v είναι η ταχύτητα του φορτισμένου σωματιδίου μέσα στο μέσο
 c είναι η ταχύτητα του φωτός μέσα στο μέσο.

Στην περίπτωση που η ταχύτητα του φορτισμένου σωματιδίου είναι μικρότερη από τη φασική ταχύτητα του φωτός στο μέσο τα άτομα πολώνονται συμμετρικά γύρω από το σωματίδιο με αποτέλεσμα το ολοκλήρωμα του ηλεκτρικού πεδίου σε όλα τα δίπολα να είναι 0. Συνεπώς, το πεδίο των διπόλων εξουδετερώνεται και δεν παρατηρείται εκπομπή ακτινοβολίας Cerenkov. Αντίθετα στην περίπτωση που ικανοποιείται η παραπάνω συνθήκη, το συνολικό ηλεκτρικό πεδίο από όλα τα δίπολα δεν είναι μηδενικό και μάλιστα είναι χρόνο-εξαρτώμενο.

Μετασχηματίζοντας τον τύπο 1.20, με χρήση του δείκτη διάθλασης, προκύπτει ο τύπος 1.21:

$$\frac{v}{c_0} \geq \frac{c}{c_0} \Leftrightarrow \beta \geq \frac{1}{n} \quad (1.21)$$

όπου:

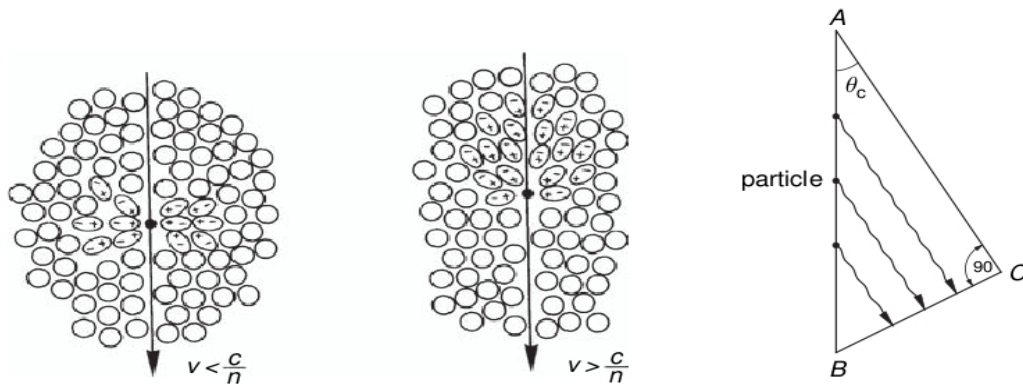
β είναι η ανηγμένη ταχύτητα του φορτισμένου σωματιδίου

n είναι ο δείκτης διάθλασης του διηλεκτρικού μέσου από το οποίο διέρχεται το σωματίδιο,

c_0 είναι η ταχύτητα του φωτός στο κενό

Προκύπτει, δηλαδή, ότι η εκπομπή ακτινοβολίας Cerenkov έχει σχέση με το δείκτη διάθλασης του μέσου από το οποίο διέρχεται το φορτισμένο σωματίδιο και την ταχύτητα του.

Στην παρακάτω εικόνα 1.4 αποδίδεται σχηματικά η συνθήκη εκπομπής της ακτινοβολίας Cerenkov και ο γεωμετρικός προσδιορισμός της γωνίας εκπομπής της. [1.1]



Εικόνα 1.4: Στο πρώτο σχήμα, όπου δεν ικανοποιείται η συνθήκη εκπομπής, δεν παρατηρείται ακτινοβολία Cerenkov. Τα δίπολα είναι συμμετρικά κατανομημένα γύρω από την τροχιά του σωματιδίου με αποτέλεσμα το συνολικό ηλεκτρικό πεδίο να είναι μηδενικό. Στο δεύτερο σχήμα, όπου ικανοποιείται η συνθήκη, παρατηρείται εκπομπή ακτινοβολίας Cerenkov επειδή τα δίπολα δεν είναι συμμετρικά κατανομημένα με αποτέλεσμα να δημιουργούν ηλεκτρικό πεδίο το οποίο λόγω της χρονικής εξάρτησης που παρουσιάζει οδηγεί στην εκπομπή ακτινοβολίας Cerenkov. Στο τρίτο σχήμα παρουσιάζεται ο γεωμετρικός προσδιορισμός της γωνίας εκπομπής με βάση την τροχιά του σωματιδίου. [1.1]

Όπως φαίνεται και από την παρακάτω εικόνα 1.5 η παραπλευρη επιφάνεια των μετώπων της ακτινοβολίας Cerenkov είναι κωνική με άξονα συμμετρίας την τροχιά του σωματιδίου. Η γωνία θ που σχηματίζεται μεταξύ του άξονα συμμετρίας και της διεύθυνσης του μετώπου υπολογίζεται τριγωνομετρικά με τη βοήθεια του παρακάτω τύπου 1.22. Προκύπτει ότι εξαρτάται μόνο από την ταχύτητα του εκάστοτε σωματιδίου:

$$\cos \theta = \frac{ct/n}{\beta ct} = \frac{1}{\beta n} \quad (1.22)$$

όπου:

θ είναι η γωνία μεταξύ της τροχιάς του σωματιδίου και της διεύθυνσης

του μετώπου,

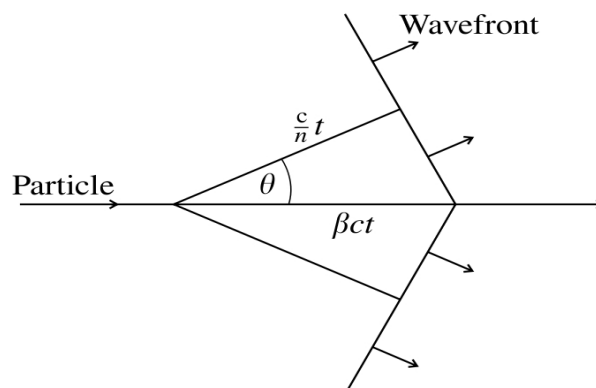
β είναι η ανηγμένη ταχύτητα του φορτισμένου σωματιδίου,

n είναι ο δείκτης διάθλασης του διηλεκτρικού μέσου από το οποίο διέρχεται το σωματίδιο.

Δεδομένου του δείκτη διάθλασης του αέρα ($n = 1.000283$), και για σχετικιστικό σωματίδιο, για το οποίο η ανηγμένη ταχύτητα β είναι περίπου ίση με 1, προκύπτει ότι η μέγιστη γωνία θ του κωνικού μετώπου Cerenkov είναι:

$$\theta = 1.36^\circ \quad (1.23)$$

Υπολογίζεται ότι για ένα ηλεκτρόνιο η ενέργεια κατωφλίου ώστε να εκπνευθεί ακτινοβολία Cerenkov είναι 21×10^6 eV, ενώ για ένα μόνιο είναι 4.3×10^9 eV. Επειδή τα σωματίδια της κοσμικής ακτινοβολίας έχουν συνήθως ενέργειες υψηλότερες από τα κατώτατα φράγματα, η ακτινοβολία Cerenkov αποτελεί βασικό συστατικό των εκτεταμένων ατμοσφαιρικών καταιγισμών. Επιπλέον η ανίχνευση της είναι η πιο πολλά υποσχόμενη μέθοδος μελέτης της κοσμικής ακτινοβολίας πολύ υψηλής ενέργειας.[1.5] [1.3]



Εικόνα 1.5 : Το Μέτωπο ακτινοβολίας Cerenkov, που εκπέμπεται καθώς ένα φορτισμένο σωματίδιο διέρχεται διαμέσου διηλεκτρικού μέσου, έχει τη διεύθυνση της κίνησης του. Το μέτωπο στο σχήμα σχεδιάστηκε με τη μέθοδο

του Huyghens. Η γωνία θ υπολογίζεται τριγωνομετρικά από τα μέτρα των διανυσμάτων όπως φαίνονται στην εικόνα.

1.8 Αλληλεπιδράσεις φωτονίων : Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο.

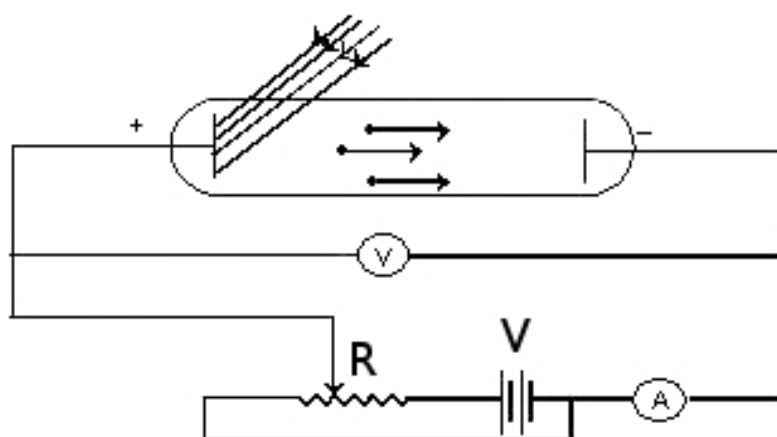
Το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο συνίσταται στην εκπομπή ηλεκτρονίων από μεταλλικό στόχο όταν προσπίπτει σε αυτόν ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία. Η διάταξη μελέτης του φωτοηλεκτρικού φαινομένου βρίσκεται μέσα σε σωλήνα κενού και σχηματικά φαίνεται στην παρακάτω εικόνα 1.6. [1.6] [1.7] Η ερμηνεία του φωτοηλεκτρικού φαινομένου δημοσιεύτηκε για πρώτη φορά επίσημα το 1905 από τον Albert Einstein. [1.8]. Στην εργασία αυτή διατύπωσε τη θεωρία των κβάντων και εξήγησε το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο. Πρώτος, όμως, ο Hertz, είχε διαπιστώσει ότι οι καθαρές μεταλλικές επιφάνειες εκπέμπουν φορτία όταν εκτίθενται σε υπεριώδες φως. Λίγα χρόνια αργότερα ο Hallwachs [1.9] απέδειξε ότι τα φορτία ήταν αρνητικά, ενώ ένα χρόνο αργότερα ο J.J. Thomson [1.10] έδειξε ότι στην πραγματικότητα ήταν ηλεκτρόνια. Έπειτα ο Lenard [1.11] διαπίστωσε ότι η κινητική ενέργεια των φωτοηλεκτρονίων δεν εξαρτάται από την ένταση της προσπίπτουσας ακτινοβολίας αλλά από τη συχνότητα της. Τέλος ο Einstein έδωσε την ερμηνεία των παραπάνω, υποστηρίζοντας ότι το ηλεκτρομαγνητικό κύμα αποτελείται από φωτόνια τα οποία είναι κβάντα ενέργειας. Η ενέργεια τους δίνεται από τον τύπο 1.24:

$$E = hf \quad (1.24)$$

όπου:

h είναι η σταθερά του Planck,

f είναι η συχνότητα του ηλεκτρομαγνητικού κύματος.



Εικόνα 1.6 : Σχηματική αναπαράσταση της διάταξης μελέτης του φωτοηλεκτρικού φαινομένου. Καθώς η δέσμη ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας προσπίπτει στην κάθοδο, εκπέμπονται ηλεκτρόνια τα οποία συλλέγονται στην άνοδο. Το ρεύμα που παράγεται λέγεται φωτοηλεκτρικό ρεύμα και μετράται με τη βοήθεια του αμπερόμετρου A.

Τα μεγέθη που μεταβάλλονται κατά τη διάρκεια του πειράματος είναι η συχνότητα και η ένταση της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας και η τάση V της πηγής. Το μέγεθος που μετράται είναι η ένταση του ρεύματος I . Αντιστρέφοντας την πηγή και ρυθμίζοντας την τάση στο σημείο V_0 που αποκόπτεται το ρεύμα (τάση αποκοπής), είναι δυνατή η μέτρηση της κινητικής ενέργειας των ηλεκτρονίων που εκπέμπονται. Προκύπτει προφανώς ότι η τάση αποκοπής αντιστοιχεί στο έργο εξαγωγής των ηλεκτρονίων από τα άτομα του στόχου. [1.7]

$$E_{\text{κιν}} = eV_0 \quad (1.25)$$

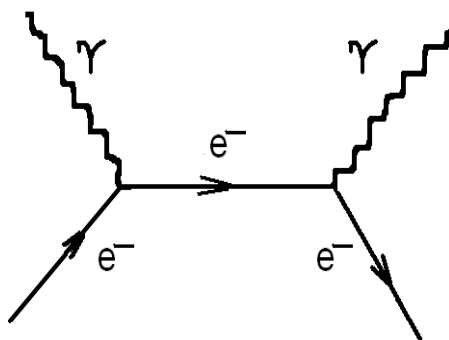
όπου:

$E_{\text{κιν}}$ είναι η ενέργεια των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων,
 e είναι το φορτίο του ηλεκτρονίου,
 V_0 είναι η τάση αποκοπής.

Συνήθως το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο συνοδεύεται και από εκπομπή επιπλέον δευτερευόντων ηλεκτρονίων Auger καθώς επίσης και από φως φθορισμού. Στο συνολικό φάσμα εκπομπής του φωτοηλεκτρικού φαινομένου παρατηρούνται ασυνέχειες οι οποίες αντιστοιχούν στις ατομικές στοιβάδες από τις οποίες εξάγονται τα ηλεκτρόνια. [1.2]

1.9 Αλληλεπιδράσεις φωτονίων : Φαινόμενο Compton.

Το φαινόμενο Compton παρατηρήθηκε για πρώτη φορά το 1922 καταρρίπτοντας ακόμα και την τελευταία εναπομένουσα αμφιβολία σχετικά με τον κυματοσωματιδιακό δυϊσμό της ύλης. Η σχηματική αναπαράσταση του φαινομένου Compton μέσω διαγράμματος Feynman φαίνεται στην παρακάτω εικόνα 1.7. Κατά το φαινόμενο Compton ακτίνες - X με μήκος κύματος λ προσπίπτουν σε στόχο από κάποιο υλικό. Τα σκεδαζόμενα φωτόνια μετά την πρόσπτωση ανιχνεύονται σε διάφορες γωνίες και μετράται επιπλέον και το μήκος κύματός τους.

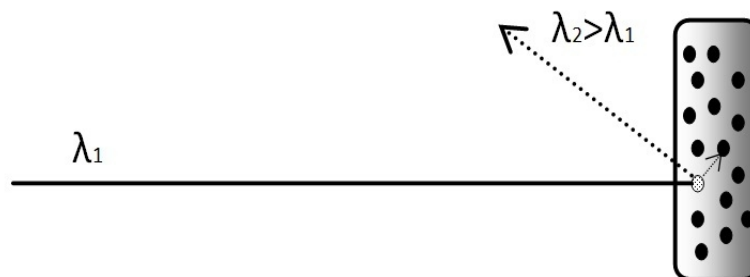


Εικόνα 1.7: Σχηματική αναπαράσταση της διαδικασίας του φαινομένου Compton. Η προσπίπτουσα ακτινοβολία μήκους κύματος λ , σκεδάζεται στο στόχο (ηλεκτρόνιο) και ανιχνεύεται σε διάφορες γωνίες σκέδασης. Η αναπαράσταση γίνεται μέσω διαγράμματος Feynman.

Πρακτικά το είδος του υλικού δεν έχει σημασία για την πραγματοποίηση του φαινομένου αφού η ακτινοβολία είναι αρκετά υψηλής ενέργειας ώστε τα ηλεκτρόνια των ατόμων του υλικού να μπορούν να θεωρηθούν ελεύθερα και ακίνητα. Παρά ταύτα όμως παρατηρείται ότι η πιθανότητα αυξάνεται με την αύξηση του ατομικού αριθμού του στόχου. Αυτό συμβαίνει διότι όσο αυξάνεται ο ατομικός αριθμός, τόσο περισσότερα ηλεκτρόνια υπάρχουν στα οποία μπορεί να σκεδαστεί το προσπίπτον φωτόνιο. [1.1] Η σκέδαση Compton είναι ουσιαστικά η κρούση μεταξύ των φωτονίων και των ηλεκτρονίων του υλικού. Στην εικόνα 1.8 αποδίδεται σχηματικά η κρούση. Σύμφωνα με την αρχή διατήρησης της ενέργειας και της ορμής και θεωρώντας ότι η προσπίπτουσα ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία αποτελείται από φωτόνια ενέργειας hf , ενώ η σκεδαζόμενη από φωτόνια ενέργειας hf' , προκύπτει ότι :

$$f' < f \quad (1.26)$$

το οποίο συμφωνεί με την παρατήρηση. [1.7]



Εικόνα 1.8: Σχηματική εξήγηση της κρούσης μεταξύ των φωτονίων και των ηλεκτρονίων του στόχου. Η σκεδαζόμενη ακτινοβολία αποτελείται από φωτόνια μικρότερης ενέργειας, αφού ένα μέρος της αρχικής ενέργειας έχει μεταφερθεί στο ηλεκτρόνιο.

Στη σκέδαση Compton μόνο ένα κλάσμα της αρχικής ενέργειας του φωτονίου μεταφέρεται στο ηλεκτρόνιο με τη μορφή κινητικής ενέργειας η οποία μπορεί να υπολογιστεί από τον τύπο 1.27:

$$E_{\text{κιν}} = E_{\gamma} - E_{\gamma'}, \quad (1.27)$$

όπου:

E_{γ} είναι η ενέργεια του αρχικού φωτονίου,

$E_{\gamma'}$ είναι η ενέργεια του σκεδαζόμενου φωτονίου.

Παράλληλα με την παραπάνω σκέδαση παρατηρείται επίσης και το αντίστροφο φαινόμενο Compton. Στην περίπτωση αυτή ένα ηλεκτρόνιο υψηλής ενέργειας προσκρούει σε ένα φωτόνιο και μεταβιβάζει μέρος της κινητικής του ενέργειας. Το αποτέλεσμα της διαδικασίας αυτής είναι η ελάττωση της κινητικής ενέργειας του ηλεκτρονίου και η αύξηση της ενέργειας του φωτονίου. Το αντίστροφο φαινόμενο Compton επηρεάζει σημαντικά την κοσμική ακτινοβολία, καθώς φωτόνια χαμηλής ενέργειας είναι δυνατό να αποκτήσουν ενέργειες της τάξης των MeV, ως αποτέλεσμα της παραπάνω διαδικασίας. Τέλος, η σκέδαση Compton δεν παρατηρείται μόνο μεταξύ φωτονίων και ηλεκτρονίων αλλά μπορεί να παρατηρηθεί και μεταξύ φωτονίων και άλλων φορτισμένων σωματιδίων. [1.1]

1.10 Αλληλεπιδράσεις φωτονίων: Δίδυμη γένεση.

Η διαδικασία της δίδυμης γένεσης μπορεί να πραγματοποιηθεί μόνο όταν συνυπάρχουν δύο προϋποθέσεις. Πρώτον, θα πρέπει η ενέργεια του φωτονίου να επαρκεί για τη δημιουργία του ηλεκτρονίου και του ποζιτρονίου, σύμφωνα με την αρχή διατήρησης της ενέργειας, και δεύτερον θα πρέπει η διαδικασία να πραγματοποιηθεί εντός πεδίου Coulomb ενός πυρήνα ώστε να

ισχύει η αρχή διατήρησης της ορμής. Θα πρέπει δηλαδή:

$$E_\gamma \geq 2 mc^2 \quad (1.28)$$

όπου:

m είναι η μάζα του ηλεκτρονίου (και του ποζιτρονίου),
 c είναι η ταχύτητα του φωτός στο κενό.

Όταν ικανοποιούνται και οι δύο αυτές προϋποθέσεις τότε πραγματοποιείται η αντίδραση:

$$\gamma \rightarrow e^- + e^+ \quad (1.29)$$

Η μέση τιμή της απόστασης που μπορεί να διανύσει ένα φωτόνιο πριν διασπαστεί σε ένα ηλεκτρόνιο και ένα ποζιτρόνιο εξαρτάται από την ενέργεια του φωτονίου, αλλά στις πολύ υψηλές ενέργειες της τάξης των 10^9 eV παρουσιάζει ασυμπτωτική τάση περίπου $9/7 \lambda_0$. [1.3]

Στην περίπτωση που τα εισερχόμενα σωματίδια έχουν πολύ υψηλές ενέργειες τότε υπάρχει μετρήσιμη πιθανότητα να παραχθεί ένα ζεύγος λεπτονίων καθώς ένα λεπτόνιο συγκρούεται με κάποιο πυρήνα. Για παράδειγμα έχουν παρατηρηθεί αντιδράσεις της μορφής:

$$\Lambda_1 + \Pi_1 \rightarrow \Lambda_1 + \Lambda_2 + A\Lambda_2 + \Pi_1 \quad (1.30)$$

όπου:

Λ_1 και Λ_2 είναι λεπτόνια,

Π_1 και Π_2 είναι πυρήνες,

$A\Lambda_2$ είναι αντιλεπτόνιο του Λ_2

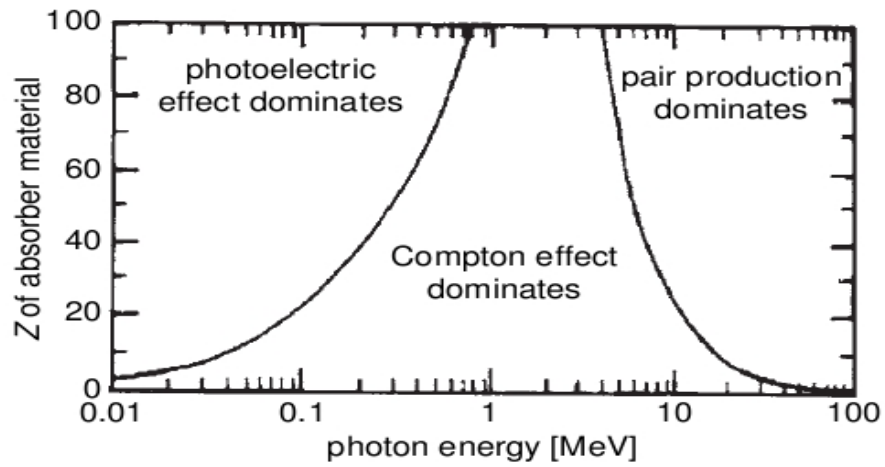
Επειδή το φάσμα της απώλειας ενέργειας λόγω παραγωγής ζευγών λεπτονίων έχει μεγαλύτερη κλίση από το φάσμα λόγω εκπομπής ακτινοβολίας πέδησης, προκύπτει ότι ένα μεγάλο μέρος της ενέργειας μεταφέρεται μέσω της διαδικασίας εκπομπής ακτινοβολίας πέδησης. [1.1]

1.11 Ανακεφαλαίωση.

Στο παρόν κεφάλαιο εκτέθηκαν οι τρόποι αλληλεπίδρασης μεταξύ φορτισμένων σωματιδίων και ύλης. Είναι σημαντικό όλες αυτές οι αλληλεπιδράσεις να είναι πλήρως κατανοητές για να λειτουργήσουν ως γνωστικό υπόβαθρο στην κατανόηση των αλληλεπιδράσεων της κοσμικής ακτινοβολίας η οποία περιγράφεται σε επόμενο κεφάλαιο.

Οι διεργασίες μεταξύ των φορτισμένων σωματιδίων που περιγράφηκαν παραπάνω ανάγονται στη μελέτη των αλληλεπιδράσεων της κοσμικής ακτινοβολίας με τα σωματίδια της ατμόσφαιρας και του διαστρικού αερίου, θεωρώντας τα ως στόχους για τα προσπίπτοντα φορτισμένα σωματίδια της κοσμικής ακτινοβολίας.

Οι διεργασίες μεταξύ των φωτονίων μπορούν, επίσης, να αναχθούν στις διεργασίες μεταξύ των φωτονίων της κοσμικής ακτινοβολίας και των σωματιδίων της ατμόσφαιρας και του διαστρικού αερίου όπως προηγουμένως. Μια εποπτική μελέτη των αλληλεπιδράσεων των φωτονίων αποδεικνύει ότι για κάθε περιοχή ενέργειας του προσπίπτοντος φωτονίου και για διαφορετικά υλικά στόχου, αλλάζει η επικρατέστερη διεργασία που λαμβάνει χώρα. Συγκεκριμένα για το ίδιο υλικό στόχου, στις χαμηλές ενέργειες επικρατεί το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, έπειτα επικρατεί το φαινόμενο Compton, ενώ σε υψηλότερες ενέργειες η μόνη διεργασία που πραγματοποιείται είναι η δίδυμη γένεση. Στο παρακάτω σχήμα της εικόνας 1.9 παρουσιάζονται οι περιοχές (ενέργειας και ατομικού αριθμού του στόχου) στις οποίες συμβαίνουν τα παραπάνω φαινόμενα. [1.1]



Εικόνα 1.9: Περιοχές στις οποίες συμβαίνουν το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, το φαινόμενο Compton και η δίδυμη γένεση, σε συνάρτηση με την ενέργεια των φωτονίων και τον ατομικό αριθμό του υλικού του στόχου.

Κεφάλαιο 2 : Η ατμόσφαιρα και το αεροζόλ.

2.1 Εισαγωγή.

Ο στόχος του παρόντος κεφαλαίου είναι διπλός. Από τη μία δίνονται στοιχεία και πληροφορίες που αφορούν στην ατμόσφαιρα και από την άλλη παρουσιάζεται η έννοια του αεροζόλ και η σημασία του στα πειράματα αστροφυσικής. Το κεφάλαιο, ως εκ τούτου, διαιρείται νοηματικά σε δύο υποενότητες.

Στην πρώτη ενότητα γίνεται μία σύντομη περιγραφή της ατμόσφαιρας και εισάγονται οι βασικότερες έννοιες που είναι χρήσιμες στην κατανόηση των επόμενων κεφαλαίων. Για το σκοπό αυτό στην πρώτη παράγραφο αναλύονται τα στρώματα της ατμόσφαιρας καθ' ύψος, αν και η διαίρεση της ατμόσφαιρας με αυτό τον τρόπο θεωρείται ότι χρησιμεύει περισσότερο στον κλάδο της μετεωρολογίας και όχι τόσο στον κλάδο της αστροφυσικής. Αφού εισαχθούν οι πρώτες πληροφορίες για τα βασικά στοιχεία που χαρακτηρίζουν την ατμόσφαιρα, όπως σύσταση, πίεση, θερμοκρασία και άλλα, ακολουθεί η

δεύτερη ενότητα όπου γίνεται εκτενέστερη ανάπτυξη του "αεροζόλ".

Το αεροζόλ είναι το στοιχείο της ατμόσφαιρας που επηρεάζει περισσότερο τα επίγεια πειράματα της αστροφυσικής αφού είναι ικανό να δημιουργήσει παραπλανητικά αποτελέσματα στις μετρήσεις. Είναι σημαντικό λοιπόν, πριν από κάθε πείραμα να μελετώνται διεξοδικά τα χαρακτηριστικά της ατμόσφαιρας στη συγκεκριμένη περιοχή ώστε να αποφεύγονται λανθασμένα αποτελέσματα και συμπεράσματα.

2.2 Ιστορική αναδρομή.

Παρόλο που δεν υπάρχουν, μέχρι σήμερα, αδιαμφισβήτητα στοιχεία για την προέλευση της ατμόσφαιρας και τις ακριβείς διεργασίες της δημιουργίας της, η επικρατέστερη θεωρία στηρίζεται στη θεωρία της Μεγάλης Έκρηξης (Big Bang) η οποία εξηγεί τη δημιουργία του κόσμου.

Σύμφωνα με την παραπάνω θεωρία, η Γη, αρχικά, ήταν ενωμένη με τον Ήλιο, κατάσταση που ίσχυε μέχρι και πριν από 4.6 δισεκατομμύρια χρόνια. Εικάζεται ότι μία πιθανή σύγκρουση του Ηλίου με κάποιο άλλο σώμα, το οποίο συντέθηκε και επιταχύνθηκε εξαιτίας της Μεγάλης Έκρηξης, οδήγησε στο διαχωρισμό και την απόσπαση τμήματος της μάζας του Ηλίου. Το τμήμα αυτό λόγω της βαρυτικής έλξης από τον Ήλιο τέθηκε σε ελλειπτική τροχιά γύρω από αυτόν.

Όπως είναι φυσικό, αφού η Γη ήταν τμήμα της μάζας του Ηλίου, τα συστατικά που την αποτελούσαν ήταν τα ίδια. Επιπλέον η θερμοκρασία και η πίεση στην πρώιμη ατμόσφαιρα, που είχε δημιουργηθεί από τα αέρια προϊόντα των χημικών αντιδράσεων, είχαν παρόμοιες τιμές με τις αντίστοιχες στον Ήλιο. Καθώς η Γη περιστρέφεται με τεράστια ταχύτητα αποκομμένη πλέον από τον Ήλιο, ψύχεται με αποτέλεσμα τα στοιχεία στην επιφάνεια να αντιδρούν συνθέτοντας νέες ενώσεις που στερεοποιούνται σχηματίζοντας τον ηπειρωτικό φλοιό της. Επίσης θερμά αέρια που προέρχονται από τις χημικές αντιδράσεις συμπυκνώνονται δημιουργώντας τον ωκεάνιο φλοιό. Όλα τα υπόλοιπα προϊόντα που δε συμμετέχουν σε κάποια από τις δύο παραπάνω

διαδικασίες, καταλήγουν να αποθηκεύονται στα πετρώματα της Γης, να διαλύονται στο νερό των ωκεανών, είτε να αιωρούνται πάνω από το φλοιό αποτελώντας την νέα μορφή της ατμόσφαιρας της Γης.

Η σύνθεση της πρώιμης ατμόσφαιρας της Γης, ελάχιστη σχέση έχει με τη σύνθεσή της όπως είναι γνωστή σήμερα. Αποτελούταν σε ένα μεγάλο ποσοστό από υδρογόνο (H), ενώ δεν περιείχε σχεδόν καθόλου οξυγόνο (O).

Ως εκ τούτου, η δημιουργία ζωής με τη μορφή που έχει σήμερα ήταν αδύνατη. Σταδιακά όμως αντιδράσεις μεταξύ των στοιχείων του φλοιού και της ατμόσφαιρας, με τη βοήθεια της ηλιακής ακτινοβολίας, οδήγησαν στην αύξηση του ποσοστού του οξυγόνου, με αποτέλεσμα να μπορέσουν να αναπτυχθούν οι πρώτοι μονοκύτταροι μικροοργανισμοί που απαιτούν λίγο οξυγόνο για την επιβίωσή τους. Οι μικροοργανισμοί αυτοί, δηλαδή το πλαγκτόν, αναπτύχθηκαν αρχικά στη θάλασσα όπου λόγω της παρουσίας του νερού, του διοξειδίου του άνθρακα και της ηλιακής ακτινοβολίας, παράγεται οξυγόνο. Η παρουσία του οξυγόνου σε επαρκείς ποσότητες οδήγησε στην ανάπτυξη νέων πολυκύτταρων και σταδιακά πιο πολύπλοκων οργανισμών. Οι παραπάνω ταχύρυθμες διαδικασίες διήρκεσαν περίπου ένα δισεκατομμύριο χρόνια, ενώ μετέπειτα η σύνθεση και τα χαρακτηριστικά της ατμόσφαιρας διαμορφώθηκαν με πολύ μικρότερους ρυθμούς μέχρι την παρούσα κατάσταση.[2.3]

2.3 Σύνθεση της ατμόσφαιρας.

Η ατμόσφαιρα χωρίζεται από τη μετεωρολογική επιστήμη σε στρώματα για να είναι ευκολότερη η μελέτη των κλιματικών φαινομένων. Παρόλο που στην αστροφυσική και στα πειράματα κοσμικής ακτινοβολίας η διαίρεση αυτή δεν είναι απαραίτητη, είναι χρήσιμο να αναφερθεί. Όπως φαίνεται και στο παρακάτω διάγραμμα 2.1 η ατμόσφαιρα χωρίζεται σε τέσσερα στρώματα καθ' ύψος.

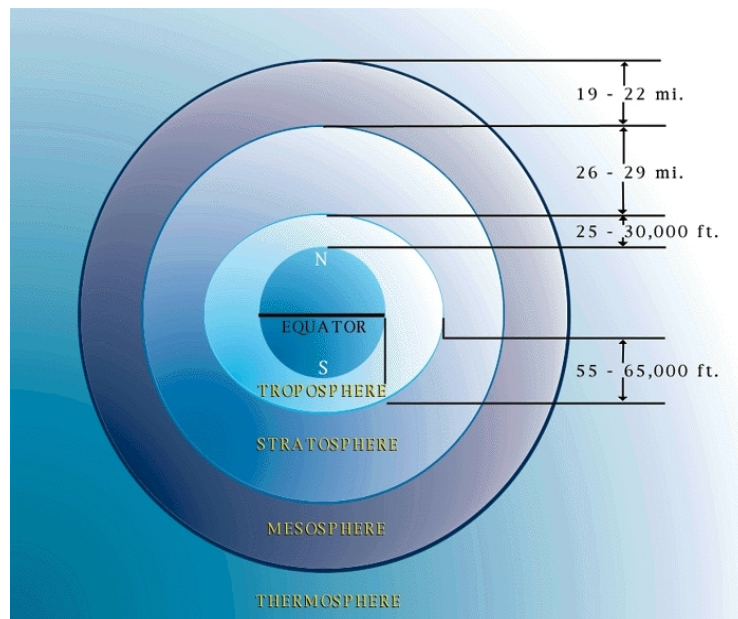
Η τροπόσφαιρα είναι το κατώτερο στρώμα και εκτείνεται από την επιφάνεια της θάλασσας μέχρι το υψόμετρο των 9 - 16 χιλιομέτρων. Η

διακύμανση αυτή εξαρτάται από την εποχή του χρόνου και τις γεωγραφικές συντεταγμένες της περιοχής. Το άνω όριο της τροπόσφαιρας, ονομάζεται τροπόπαυση και τη χωρίζει από τη στρατόσφαιρα (ή αλλιώς οζονόσφαιρα) η οποία εκτείνεται μέχρι και σε υψόμετρο περίπου 50 χιλιομέτρων. Το άνω όριο της στρατόσφαιρας ονομάζεται στρατόπαυση.

Το επόμενο στρώμα είναι η μεσόσφαιρα η οποία εκτείνεται σε ύψος μέχρι περίπου 80 χιλιόμετρα και διαχωρίζεται από το ανώτερο στρώμα της θερμόσφαιρας (ή αλλιώς ιονόσφαιρας) μέσω της μεσόπαυσης.

Η θερμόσφαιρα εκτείνεται μέχρι και σε υψόμετρο περίπου 100 χιλιομέτρων. Ο ρόλος της θερμόσφαιρας είναι να παρεμποδίζει την είσοδο μέρους της ακτινοβολίας του Ηλίου η οποία είναι επιβλαβής για τους ζωντανούς οργανισμούς. Επίσης η υψηλής ενέργειας ακτινοβολία από τον ήλιο ιονίζει τα άτομα αζώτου και οξυγόνου που περιέχει η θερμόσφαιρα, δημιουργώντας ένα ιονισμένο στρώμα που αντικατοπτρίζει τα ραδιοκύματα που χρησιμοποιούνται στις παγκόσμιες τηλεπικοινωνίες.

Τέλος, η περιοχή πέρα από αυτή ονομάζεται εξώσφαιρα. Περισσότερες πληροφορίες για τις θερμοδυναμικές ιδιότητες των στρωμάτων αυτών δίνονται σε επόμενη παράγραφο.



Εικόνα 2.1: Τα στρώματα της ατμόσφαιρας. [2.1]

Όσον αφορά στη σύσταση της ατμόσφαιρας, όπως ειπώθηκε και στην εισαγωγική παράγραφο, αυτή δεν διατηρήθηκε σταθερή από την αρχή της δημιουργίας της μέχρι σήμερα. Αν και για το παρελθόν μόνο εκτιμήσεις και εικασίες μπορούν να γίνουν, για τη σημερινή κατάσταση μέσω των ατμοσφαιρικών επισκοπήσεων είναι δυνατή μέτρηση της σύστασης της ατμόσφαιρας με ακρίβεια.

Συγκεκριμένα, όπως προκύπτει και από τον πίνακα 2.1 η ατμόσφαιρα είναι μείγμα αερίων και σε ύψος μέχρι 25 χιλιόμετρα πάνω από την επιφάνεια, τα δύο στοιχεία που καταλαμβάνουν το 99% κατά βάρος αλλά και κατ' όγκο είναι το άζωτο (N) και το οξυγόνο. Τα μόρια των δύο αυτών στοιχείων εμφανίζονται στην ατμόσφαιρα ως διατομικά μέχρι τα 25 χιλιόμετρα ύψος. Τα υπόλοιπα αέρια που φαίνονται στον πίνακα εμφανίζονται σε πολύ μικρό ποσοστό. Έχει παρατηρηθεί ότι ενώ το άζωτο και το οξυγόνο παραμένουν σχεδόν σε σταθερή ποσότητα, σε άλλα αέρια όπως στο διοξείδιο του άνθρακα, στο όζον και στους υδρατμούς παρουσιάζεται σημαντική μεταβολή. Το σημαντικό στοιχείο που πρέπει να αναφερθεί είναι ότι παρόλο που τα τρία παραπάνω αέρια υπάρχουν σε πολύ μικρές ποσότητες επηρεάζουν σε μεγάλο βαθμό τις διεργασίες που συμβαίνουν στην ατμόσφαιρα κυρίως λόγω των θερμοδυναμικών τους ιδιοτήτων. Ένας επιπλέον λόγος για τον οποίο το νερό επηρεάζει σημαντικά τις ιδιότητες της ατμόσφαιρας είναι ότι μπορεί να υπάρξει σε τρεις φάσεις, στερεό, υγρό και αέριο. Δεδομένου ότι κάθε αλλαγή φάσης συνοδεύεται από έκλυση ή απορρόφηση θερμότητας, οι θερμοδυναμικές ιδιότητες της ατμόσφαιρας μεταβάλλονται από τις πολύ συχνές αλλαγές φάσης του νερού.

Τέλος, η σύσταση της ατμόσφαιρας περιλαμβάνει και σωματίδια σκόνης καπνού και τοξικών αερίων. [2.2]

Πίνακας 2.1

Αέριο	% κατά βάρος	% κατ' όγκο	Μοριακό Βάρος
Άζωτο (N₂)	75.51	78.09	28.02
Οξυγόνο (O₂)	23.14	20.95	32.00
Αργό (Ar)	1.3	0.93	39.94
Διοξείδιο του άνθρακα (CO₂)	0.05	0.03	44.01
Νέον (Ne)	1.2×10^{-3}	1.8×10^{-3}	20.18
Ήλιο (He)	8.0×10^{-4}	5.2×10^{-4}	4.00
Κρυπτό (Kr)	2.9×10^{-4}	1.0×10^{-4}	83.7
Υδρογόνο (H₂)	0.35×10^{-5}	5.0×10^{-5}	2.02
Ξένο (X)	3.6×10^{-5}	0.8×10^{-5}	131.3
Όζον (O₃)	0.17×10^{-5}	0.1×10^{-5}	48.0
Ραδόνιο (Rn)	---	6.0×10^{-18}	222.0

Πίνακας 2.1: Περιεκτικότητα της ατμόσφαιρας σε διάφορα αέρια στα πρώτα 25 χιλιόμετρα από την επιφάνεια της θάλασσας. Παρατηρείται επικράτηση του οξυγόνου και του αζώτου τα οποία κατέχουν το 99% κατά βάρος και κατ' όγκο. Οι υδρατμοί εκλείπουν από τον πίνακα καθώς η ποσότητά τους μεταβάλλεται συνεχώς με τον κύκλο του νερού. Όμοια, η ποσότητα του διοξειδίου του άνθρακα και του όζοντος μεταβάλλονται λόγω των αντίστοιχων κύκλων των ενώσεων αυτών.

Μία ακόμα σημαντική παρατήρηση που φαίνεται από τον παραπάνω πίνακα 2.1 είναι η παρουσία του υδρογόνου (H) και του ηλίου (He) σε πολύ μικρές ποσότητες συγκριτικά με τις ποσότητες που παρατηρούνται στο φλοιό της Γης. Το γεγονός αυτό μπορεί αν εξηγηθεί με βάση την κινητική θεωρία των αερίων. Σύμφωνα με αυτήν, το τετράγωνο της μέσης ταχύτητας των μορίων ενός αερίου είναι ανάλογο της απόλυτης θερμοκρασίας του αερίου. Δεδομένης της θερμοκρασίας της ατμόσφαιρας στα πρώτα χρόνια της

δημιουργίας της, η οποία ήταν της τάξης των 6000 Kelvin αφού η Γη ήταν τμήμα του Ηλίου που αποκόπηκε, είναι προφανές ότι η μέση ταχύτητα των ελαφρών μορίων ήταν της τάξης των 10^4 m/sec. Αυτό είχε ως αποτέλεσμα να διαφύγει στο διάστημα ένα μεγάλο ποσοστό των μορίων υδρογόνου, ηλίου και άλλων ελαφρών στοιχείων. Εξάλλου, από την κατανομή ταχυτήτων των μορίων, του Maxwell, προκύπτει ότι ακόμα και σε χαμηλότερες θερμοκρασίες μέρος των μορίων έχει τη δυνατότητα να διαφύγει. Προφανώς το ποσοστό των μορίων που διαφεύγει εξαρτάται από τη θερμοκρασία και από το μοριακό βάρος. Εξάγεται, λοιπόν, το συμπέρασμα ότι το μεγαλύτερο ποσοστό των ελαφρών μορίων, τα οποία φαίνεται σήμερα να καταλαμβάνουν μικρό ποσοστό κατ' όγκο και κατά βάρος στην ατμόσφαιρα, διέφυγε στα πρώτα χρόνια της ζωής της Γης.

Σε υψόμετρο μεγαλύτερο των 25 χιλιομέτρων, παρατηρούνται οι πρώτες αλλαγές στη σύσταση της ατμόσφαιρας, εξαιτίας της επίδρασης της υπεριώδους ακτινοβολίας του Ηλίου. Σταδιακά παρατηρείται διάσπαση των διατομικών μορίων του οξυγόνου και του αζώτου και παράλληλη σύνθεση του μορίου του όζοντος. Με αυτές τις διαδικασίες δημιουργείται σε ύψος περίπου 20 - 50 χιλιομέτρων (μέση ατμόσφαιρα) ένα στρώμα του οποίου η σύσταση βασίζεται στο όζον, ενώ σε υψόμετρο άνω των 80 χιλιομέτρων επικρατούν φορτισμένα σωματίδια και ιόντα.

2.4 Θερμοδυναμικές ιδιότητες της ατμόσφαιρας.

Για την διευκόλυνση των υπολογισμών των θερμοδυναμικών ιδιοτήτων ενός αερίου και την εξαγωγή της καταστατικής του εξίσωσης, είναι απαραίτητο να γίνουν κάποιες παραδοχές και εξιδανικεύσεις. Στη θερμοδυναμική χρησιμοποιείται ο όρος "ιδανικό αέριο" για την περιγραφή ενός αερίου του οποίου τα μόρια δεν καταλαμβάνουν όγκο και μεταξύ τους δεν υφίστανται δυνάμεις έλξης ή άπωσης. Το μοντέλο του ιδανικού αερίου καθιστά σχετικά εύκολη τη μελέτη της ατμόσφαιρας και για το λόγο αυτό χρησιμοποιείται στις

μελέτες της θερμοδυναμικής της ατμόσφαιρας και της μετεωρολογίας.

Σύμφωνα με το παραπάνω μοντέλο, η κατάσταση του "αερίου της ατμόσφαιρας" περιγράφεται πλήρως μέσω τριών χαρακτηριστικών που συνδέονται μεταξύ τους μέσω της λεγόμενης καταστατικής εξίσωσης. Τα χαρακτηριστικά αυτά είναι η θερμοκρασία, η πίεση και ο όγκος (ή η πυκνότητα).

- Πίεση: Η ατμοσφαιρική πίεση ορίζεται ως το βάρος των υπερκείμενων σωματιδίων του αέρα ανά μονάδα επιφάνειας. Θεωρώντας ότι η ατμόσφαιρα έχει άπειρο ύψος, τότε η πίεση μπορεί να υπολογιστεί μέσω του παρακάτω ολοκληρώματος.

$$p(x, y, z) = \int \rho(x, y, z) g(z) dz \quad (2.1)$$

όπου:

x, y είναι οι μεταβλητές που καθορίζουν τον τόπο της μέτρησης,

z είναι η μεταβλητή που καθορίζει το ύψος της μέτρησης,

$\rho(x,y,z)$ είναι η συνάρτηση της πίεσης ως συνάρτηση του υψομέτρου,

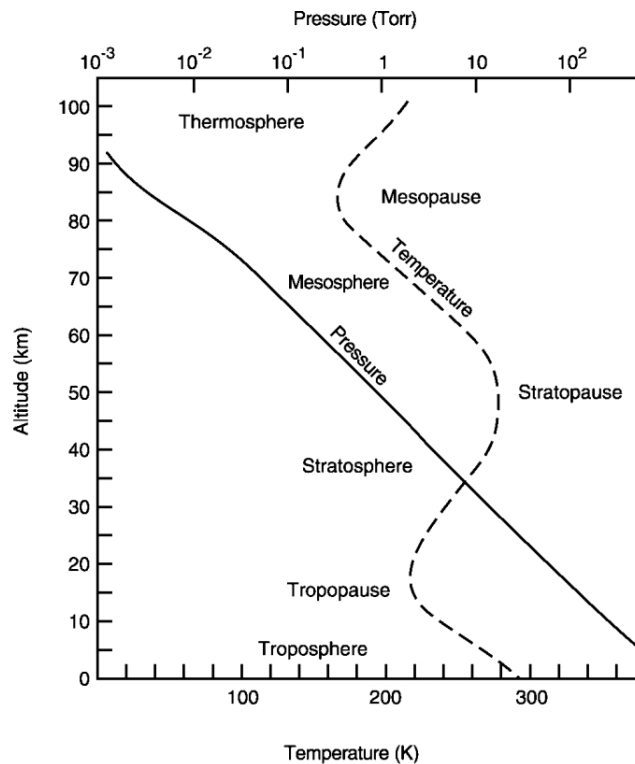
$\rho(x,y,z)$ είναι η πυκνότητα του αέρα ως συνάρτηση του υψομέτρου,

$g(z)$ είναι η επιτάχυνση της βαρύτητας ως συνάρτηση του υψομέτρου.

Όπως φαίνεται από τον παραπάνω τύπο, υπάρχει εξάρτηση της τιμής της πίεσης από τον τόπο που γίνεται η μέτρηση, δεδομένου ότι η πυκνότητα της ατμόσφαιρας διαφέρει ανάλογα με το γεωγραφικό μήκος και πλάτος στο οποίο γίνεται η μέτρηση. Στον παραπάνω τύπο διατηρώντας σταθερές τις άλλες συντεταγμένες υπολογίζεται η πίεση ως συνάρτηση του υψομέτρου. Συνήθεις μονάδες πίεσης που χρησιμοποιούνται φαίνονται στον πίνακα μονάδων στη σελίδα 146.

Τέλος, η πίεση είναι ένα μέγεθος που μεταβάλλεται με το χρόνο. Ως εκ τούτου σχεδιάζονται χάρτες που παρουσιάζουν τη μέση τιμή της πίεσης (στο επίπεδο της θάλασσας) για κάποιο χρονικό διάστημα. Η δυσκολία και σε αυτή

την περίπτωση είναι στην εκτίμηση της πυκνότητας του αέρα. Το διάγραμμα 2.2 παρουσιάζει τη μεταβολή της πίεσης, αλλά και της θερμοκρασίας για την οποία γίνεται αναφορά παρακάτω, ανάλογα με το υψόμετρο στα τέσσερα στρώματα της ατμόσφαιρας.



Εικόνα 2.2: Η ατμόσφαιρα χωρίζεται νοητά σε στρώματα ανάλογα με τη σύσταση και τις θερμοδυναμικές ιδιότητες που μεταβάλλονται καθ' ύψος. [2.2]

- Θερμοκρασία: Η θερμοκρασία είναι ένα μέγεθος που εκφράζει πόσο θερμό ή ψυχρό είναι ένα σώμα. Η θερμότητα εκφράζει το ποσό ενέργειας που μεταφέρεται από ένα σώμα σε ένα άλλο με αποτέλεσμα την αύξηση ή την ελάττωση της θερμοκρασίας του. Όμως, η διαφορά θερμοκρασίας που μετράται είναι διαφορετική ανάλογα με το υλικό του σώματος, εξαρτάται δε από τα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά του και συγκεκριμένα εκφράζεται με το μέγεθος "θερμοχωρητικότητα". Η θερμοχωρητικότητα ενός σώματος εξαρτάται από δύο παράγοντες: το υλικό του σώματος και τη μάζα του. Η εξάρτηση από

το υλικό εκφράζεται μέσω του μεγέθους "ειδική θερμοχωρητικότητα". Η ειδική θερμοχωρητικότητα εκφράζει το ποσό ενέργειας που απαιτείται να παραλάβει ή να αποβάλει ένα σώμα ώστε να προκληθεί διαφορά θερμοκρασίας ενός βαθμού Celsius. Στον ατμοσφαιρικό αέρα όπως και σε κάθε αέριο η μεταβολή της ειδικής θερμοχωρητικότητας σε συνάρτηση με την πίεση είναι αρκετά σημαντική. Αντίθετα, στα υγρά και στα στερεά η μεταβολή αυτή μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα.

Συνήθεις μονάδες θερμοκρασίας είναι οι βαθμοί Celsius ή Kelvin ή Fahrenheit. Οι αντιστοιχίες αυτών των μονάδων παρουσιάζονται στον πίνακα μονάδων στη σελίδα 146.

Όπως συμβαίνει και με την πίεση, η θερμοκρασία της ατμόσφαιρας εξαρτάται από τον τόπο και το χρόνο της μέτρησης. Δηλαδή παρατηρούνται διαφοροποιήσεις ανάλογα με το γεωγραφικό μήκος και πλάτος της περιοχής που μελετάται και ανάλογα με την εποχή του χρόνου που γίνεται η μέτρηση. Επίσης παρατηρείται και διαφοροποίηση της θερμοκρασίας ανάλογα με το υψόμετρο στο οποίο γίνεται η μέτρηση. Στο παραπάνω διάγραμμα 2.2 παρουσιάζεται η μεταβολή της θερμοκρασίας και της πίεσης καθ' ύψος στα στρώματα της ατμόσφαιρας. Όπως φαίνεται, στο χαμηλότερο στρώμα της ατμόσφαιρας, την τροπόσφαιρα, η θερμοκρασία ελαττώνεται, ως συνάρτηση του ύψους, από περίπου 15°C έως -60°C με σταθερό ρυθμό περίπου ίσο με:

$$\frac{dT}{dz} = - 6.5 \text{ } ^\circ\text{C} \quad (2.2)$$

Στο επόμενο στρώμα, τη στρατόσφαιρα, η θερμοκρασία αυξάνεται σταδιακά μέχρι τη μέγιστη τιμή περίπου στους 0°C. Το φαινόμενο αυτό οφείλεται στη μεγάλη περιεκτικότητα σε όζον, το οποίο απορροφά την υπεριώδη ακτινοβολία του Ηλίου με αποτέλεσμα τη θέρμανση της ατμόσφαιρας. Λόγω της μεγάλης αναλογίας του όζοντος, η στρατόσφαιρα ονομάζεται διαφορετικά και οζονόσφαιρα. Σε μεγαλύτερο υψόμετρο, η θερμοκρασία ελαττώνεται και πάλι σταδιακά μέχρι τη θερμοκρασία των -100

βαθμών Celsius σε υψόμετρο περίπου 80 χιλιομέτρων, στο ύψος της μεσόπαυσης. Στο τελευταίο στρώμα της ατμόσφαιρας, τη θερμόσφαιρα, η θερμοκρασία αυξάνεται και πάλι σχεδόν μονότονα μέχρι περίπου τα 500 χιλιόμετρα υψόμετρο, σε αρκετά υψηλές θερμοκρασίες οι οποίες κυμαίνονται ανάλογα με τη δραστηριότητα του Ήλιου.

- Πυκνότητα : Όπως είναι γνωστό η πυκνότητα ορίζεται ως το πηλίκο της μάζας ανά μονάδα όγκου. Οι βασικότερες μονάδες που χρησιμοποιούνται για την πυκνότητα φαίνονται στον πίνακα στη σελίδα 146. Ειδικά στον ατμοσφαιρικό αέρα, λόγω της τεχνικής δυσκολίας που παρουσιάζεται στον προσδιορισμό της πυκνότητας μέσω του ορισμού της, χρησιμοποιούνται τα δύο θερμοδυναμικά μεγέθη που περιγράφηκαν παραπάνω, η πίεση και η θερμοκρασία. Με αυτόν τον τρόπο έμμεσα υπολογίζεται η πυκνότητα μέσω της καταστατικής εξίσωσης των ιδανικών αερίων που φαίνεται στον τύπο 2.3 (αφού ο αέρας θεωρείται ιδανικό αέριο όπως ειπώθηκε παραπάνω).

$$pV = nRT \quad (2.3)$$

όπου:

p είναι η πίεση του αερίου,

V είναι ο όγκος του αερίου,

n είναι ο αριθμός των moles του αερίου,

T είναι η θερμοκρασία του αερίου,

R είναι η σταθερά των ιδανικών αερίων (βλ. σελ. 145).

Η πυκνότητα όπως είναι προφανές εξαρτάται από τον τόπο και το χρόνο. Οι διαφορές της πίεσης της ατμόσφαιρας οδηγούν στις μετακινήσεις αέριων μαζών στο χώρο και κατά συνέπεια και στους ανέμους. Κατά μήκος του κατακόρυφου άξονα παρατηρείται εκθετική ελάττωση της πυκνότητας

επειδή τα βαρύτερα σωματίδια έλκονται από το βαρυτικό πεδίο της Γης. Επίσης η πυκνότητα επηρεάζεται από την ποσότητα των υδρατμών στον αέρα, η οποία είναι και ένα μέσο πρόγνωσης του καιρού από τη μετεωρολογία. [2.2]

2.5 Ανακεφαλαίωση πρώτης ενότητας (Ατμόσφαιρα).

Στην ενότητα που ολοκληρώθηκε επιχειρήθηκε να γίνει μια εποπτική παρουσίαση της δομής της ατμόσφαιρας. Αρχικά δόθηκαν ορισμένα ιστορικά στοιχεία για την προέλευσή και τη μεταβολή της από τη δημιουργία της μέχρι σήμερα παρόλο που στην πραγματικότητα μόνο θεωρίες μπορούν να υπάρξουν για την παρελθοντική κατάσταση της ατμόσφαιρας. Επίσης αναφέρθηκε η διαίρεση σε στρώματα που χρησιμοποιείται από την επιστήμη της Μετεωρολογίας, καθώς επίσης και ορισμένα χαρακτηριστικά των στρωμάτων αυτών. Στη συνέχεια παρουσιάστηκε εκτενέστερα η σύσταση της ατμόσφαιρας και τέλος αναφέρθηκαν τα βασικά θερμοδυναμικά μεγέθη που χρησιμοποιούνται για την περιγραφή και τη μελέτη της συμπεριλαμβανομένων και των ιδιοτήτων της σε ό,τι αφορά αυτά. [2.3]

2.6 Η έννοια του αεροζόλ.

Στην έννοια του "αεροζόλ" περιλαμβάνεται γενικά οποιοδήποτε σωματίδιο στερεό ή υγρό που βρίσκεται στον αέρα. Το μέγεθός τους είναι της τάξης των μικρομέτρων και προέρχονται από διάφορες αλληλεπιδράσεις που συμβαίνουν στο φλοιό της Γης και την ατμόσφαιρα. Πιο συγκεκριμένα στο αεροζόλ ανήκουν:

- Η σκόνη η οποία είναι στερεά σωματίδια προερχόμενα από συγκρούσεις άλλων σωμάτων, γεωτρήσεις, εκρήξεις, διαδικασίες λείανσης κλπ. Το μέγεθος των σωματιδίων αυτών είναι μεγαλύτερο συγκριτικά με τα άλλα στοιχεία του αεροζόλ..

- Οι αναθυμιάσεις και ο καπνός λόγω χημικών αντιδράσεων και καύσεων. Είναι συνήθως προϊόντα οργανικών αντιδράσεων ενώσεων άνθρακα κλπ. Γενικά το μέγεθος των σωματιδίων που αποτελούν τις αναθυμιάσεις και τον καπνό μπορεί να είναι μικρότερης τάξης του μικρόμετρου.

- Τα σταγονίδια νερού και η ομίχλη. Τα σωματίδια αυτά προέρχονται από την συμπύκνωση ατμών, έχουν σφαιρικό σχήμα και είναι αρκετά μικρού μεγέθους ώστε να μεταφέρονται με τα ρεύματα αέρα. Σε περίπτωση που συσσωματωθούν σε μεγαλύτερα σωματίδια τότε εμφανίζονται με τη μορφή βροχής.

Στις επόμενες παραγράφους θα μελετηθούν τα μορφολογικά χαρακτηριστικά του αεροζόλ όπως το μέγεθος, το σχήμα και οι επιφανειακές ιδιότητές τους. [2.4]

Οι πρώτες αναφορές για τα σωματίδια του αεροζόλ έγιναν πριν από μόνο πενήντα χρόνια περίπου. Οι λόγοι που συνετέλεσαν στο να μην αναπτυχθεί νωρίτερα ο συγκεκριμένος κλάδος είναι πολλοί.

- Πρώτον, το μικρό τους μέγεθος (περίπου 100 nm) είναι πολύ μικρότερο από το μήκος κύματος του ορατού φάσματος με αποτέλεσμα να είναι αδύνατη η παρατήρησή τους με οπτικό μικροσκόπιο.

- Δεύτερον, είναι διαπερατά από την υπεριώδη ακτινοβολία. Επιπλέον, είναι αδύνατο να εμφανιστούν υπό την επίδραση της δέσμης ηλεκτρονίων στα ηλεκτρονικά μικροσκόπια αφού αλληλεπιδρούν με αυτή.

- Τρίτον, η μέθοδος της φασματοσκοπίας παρουσιάζει δυσκολίες λόγω της χαμηλής περιεκτικότητας του δείγματος σε αεροζόλ. [2.5]

2.7 Κατηγοριοποίηση του αεροζόλ.

Τα σωματίδια του αεροζόλ μπορούν να χωριστούν σε δύο κατηγορίες. Το κριτήριο για τη διάκρισή τους είναι ο μηχανισμός παραγωγής τους. Η πρώτη κατηγορία περιλαμβάνει τα σωματίδια που είναι προϊόντα διαδικασιών όπως η θραύση και η καύση. Εμφανίζονται ως ήδη σχηματισμένα σωματίδια τα οποία μεταφέρονται με τον αέρα. Τα σωματίδια αυτά ονομάζονται πρωτογενή. Η δεύτερη κατηγορία περιλαμβάνει τα δευτερογενή σωματίδια, τα οποία δεν είναι ήδη σχηματισμένα από διεργασίες σαν τις παραπάνω αλλά δημιουργούνται λόγω της μετατροπής του αερίου της ατμόσφαιρας σε αεροζόλ. Τα πρωτογενή σωματίδια απαντώνται στην ατμόσφαιρα και συμμετέχουν σε διεργασίες σχηματισμού νεφών. Άλλες εύχρηστες κατηγοριοποιήσεις γίνονται με κριτήρια όπως το μέγεθος των αεροζόλ και άλλα μορφολογικά χαρακτηριστικά που περιγράφονται στη συνέχεια. [2.6]

2.8 Μορφολογικά χαρακτηριστικά του αεροζόλ.

Ένας χρήσιμος διαχωρισμός του αεροζόλ γίνεται με βάση το αν αποτελείται από σωματίδια ίδιου μεγέθους ή διαφορετικού. Προφανώς το αεροζόλ που αποτελείται μόνο από σωματίδια ίδιου μεγέθους είναι σχεδόν απίθανο να υπάρξει στη φύση. Επίσης μια άλλη εξίσου χρήσιμη κατηγοριοποίηση γίνεται με βάση το αν τα σωματίδια αποτελούνται από άτομα ενός χημικού στοιχείου. Σε αυτή την περίπτωση το αεροζόλ λέγεται ομογενές ενώ σε αντίθετη ανομοιογενές.

Όσον αφορά στο σχήμα των σωματιδίων του αεροζόλ, αυτά που βρίσκονται στην υγρή φάση είναι σφαιρικά ενώ όλα τα υπόλοιπα έχουν πολύπλοκα σχήματα που εξαρτώνται από τον τρόπο δημιουργίας τους. Τα σωματίδια με βάση το σχήμα τους μπορούν να ταξινομηθούν σε τρεις κατηγορίες:

- Ισομετρικά : Τα ισομετρικά σωματίδια διακρίνονται λόγω του συμμετρικού τους σχήματος. Σε αυτά ανήκουν τα σφαιρικά, όπως τα υγρά σταγονίδια, και τα συμμετρικά πολυεπίπεδα . Τα σωματίδια αυτής της κατηγορίας είναι πιο εύκολο να μελετηθούν και σε σχέση με αυτά γίνονται οι περισσότερες αναλύσεις του αεροζόλ.

- Πεπλατυσμένα : Τα πεπλατυσμένα σωματίδια αεροζόλ έχουν μία διάσταση πολύ μικρότερη από τις άλλες δύο. Έχουν το σχήμα δίσκου ή είναι τμήματα φύλλων διάφορων υλικών. Λίγες γνώσεις υπάρχουν για αυτή την κατηγορία σωματιδίων και μάλιστα οι περισσότερες βασίζονται στις αναλύσεις για τα ισομετρικά σωματίδια στην οριακή κατάσταση όπου η μία διάσταση γίνεται αμελητέα.

- Ίνες : Οι ίνες έχουν την ιδιότητα η μία από τις τρεις διαστάσεις τους να είναι πολύ μεγαλύτερη από τις άλλες δύο οι οποίες μπορούν να θεωρηθούν αμελητέες. Σε αυτή την κατηγορία ανήκουν για παράδειγμα τα ορυκτά υλικά όπως ο αμιάντος και τα υπολείμματα τριβής και λείανσης υλικών.

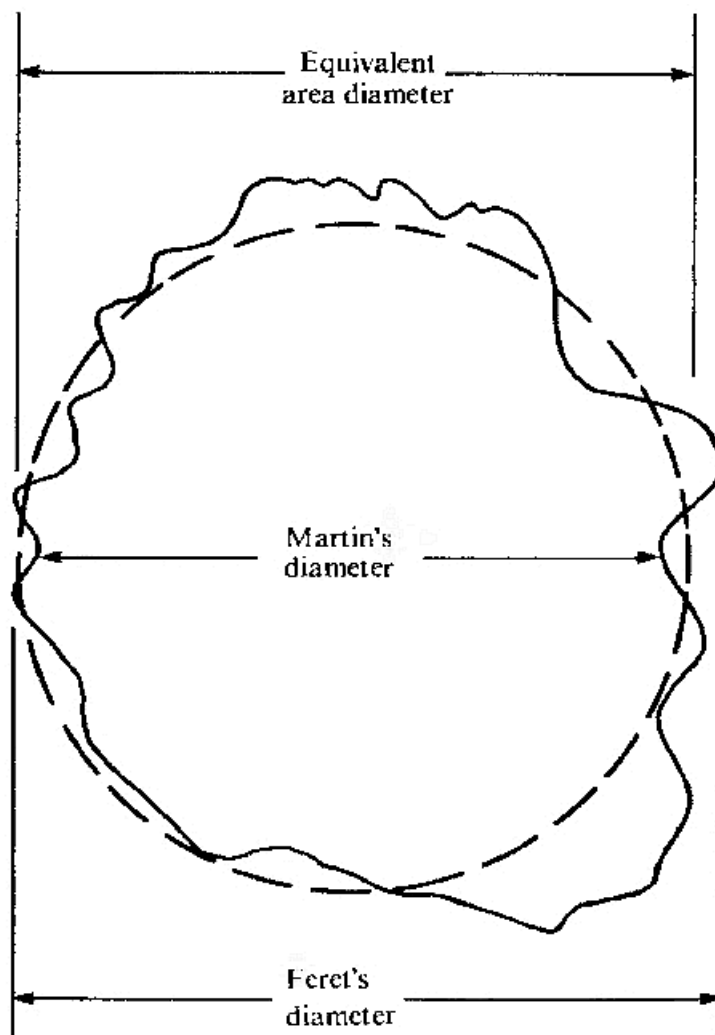
Για την περιγραφή του μεγέθους των σωματιδίων του αεροζόλ, τα οποία θεωρούνται σφαιρικά μπορούν να χρησιμοποιηθούν τρεις τρόποι μέτρησης της διαμέτρου οι οποίοι φαίνονται στο παρακάτω σχήμα 2.3.[2.4]

- Διάμετρος κατά Martin : Η διάμετρος κατά Martin αντιστοιχεί στη διάμετρο που χωρίζει το σωματίδιο σε δύο ίσα μέρη.

- Διάμετρος κατά Feret : Η διάμετρος κατά Feret αντιστοιχεί στην απόσταση μεταξύ των δύο πιο απομακρυσμένων άκρων του σωματιδίου.

- Ισοδύναμη διάμετρος: Η διάμετρος αυτή είναι συνήθως μεγαλύτερη από τη διάμετρο κατά Martin και μικρότερη από τη διάμετρο κατά Feret. Αντιστοιχεί στη διάμετρο ενός υποθετικού κύκλου ο οποίος καταλαμβάνει

επιφάνεια ίση με την προβολή του σωματιδίου στο επίπεδο. Στα παρακάτω χρησιμοποιείται αυτός ο τρόπος μέτρησης της διαμέτρου.



Εικόνα 2.3: Στο παραπάνω σχήμα παρουσιάζονται οι τρεις τρόποι υπολογισμού της διαμέτρου ενός σωματιδίου αεροζόλ. Η διάμετρος κατά Martin χωρίζει το σωματίδιο σε δύο ίσα μέρη, η διάμετρος κατά Feret είναι η απόσταση μεταξύ των δύο πιο απομακρυσμένων σημείων του σωματιδίου και η ισοδύναμη διάμετρος αντιστοιχεί στη διάμετρο κύκλου ίσης επιφάνειας με την προβολή στο επίπεδο του σωματιδίου.

Το μέγεθος των αεροζόλ που ενδιαφέρουν τις επιστήμες που ασχολούνται με την ατμοσφαιρική επισκόπηση κυμαίνεται σε ένα εύρος από 0.01 μm - 100 μm . Τυπικές τιμές της ισοδύναμης διαμέτρου των σωματιδίων του αεροζόλ παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα 2.2. Σωματίδια μικρότερου μεγέθους από 0.01 μm συνήθως ανήκουν στην κατηγορία των μορίων ενώ μεγαλύτερα λόγω του συγκριτικά μεγάλου βάρους τους δεν αιωρούνται αρκετό χρόνο στην ατμόσφαιρα ώστε να ενδιαφέρει η μελέτη τους.

Η μέση ελευθέρα διαδρομή ενός μορίου που περιέχεται στα συστατικά της ατμόσφαιρας είναι περίπου 0.7 μm αλλά το μέγεθος των σωματιδίων του αεροζόλ μπορεί να επηρεάσει την τιμή αυτή. Επίσης δεδομένου ότι το μήκος κύματος της ακτινοβολίας του ορατού φωτός κυμαίνεται από 0.4 μm έως 0.7 μm περίπου, τα σωματίδια του αεροζόλ με μέγεθος ίδιας τάξης μεγέθους επηρεάζουν τη σκέδαση του φωτός διαφορετικά από ότι τα μεγαλύτερα.

Πίνακας 2.2

Σωματίδια	Ισοδύναμη διάμετρος (μm)
Καπνός τσιγάρου	0.25
Χλωριούχο αμμώνιο	0.1
Θειικό οξύ	0.3 - 5
Οξειδίο του ψευδάργυρου	0.05
Σκόνη αλευριού	15-20
Ομίχλη	2-50
Γύρη	15-70
Ταλκ	10

Πίνακας 2.2: Ο παραπάνω πίνακας παρουσιάζει τυπικές τιμές της ισοδύναμης διαμέτρου σωματιδίων αεροζόλ διαφόρων τύπων.

2.9 Ανακεφαλαίωση δεύτερης ενότητας.

Στην παραπάνω ενότητα έγινε μία εισαγωγή στο αεροζόλ, δηλαδή τα στερεά ή υγρά σωματίδια με μέγεθος της τάξης του μικρόμετρου που υπάρχουν στην ατμόσφαιρα και μεταφέρονται με τα ρεύματα του αέρα είτε συσσωματώνονται δημιουργώντας σταγονίδια βροχής. Αρχικά παρουσιάστηκε μία σύντομη κατηγοριοποίηση των σωματιδίων με βάση το είδος και το σχήμα τους, ενώ έπειτα έγινε αναφορά στη σημασία της παρουσίας του αεροζόλ στην ατμόσφαιρα όσον αφορά στους τομείς της ατμοσφαιρικής επισκόπησης, των πειραμάτων της αστρονομίας και της υγείας των έμβιων οργανισμών.

Κεφάλαιο 3 : Η Κοσμική ακτινοβολία.

3.1 Εισαγωγή.

Το παρόν κεφάλαιο αποτελεί αυτοτελή παρουσίαση της κοσμικής ακτινοβολίας. Συγκεκριμένα, στα υποκεφάλαια που ακολουθούν παρουσιάζεται η ιστορία της ανακάλυψης της κοσμικής ακτινοβολίας και αναλύονται η σύσταση, η προέλευση και το ενεργειακό της φάσμα. Ειδικότερη αναφορά γίνεται στις ανωμαλίες που παρουσιάζει αυτό και στην έρευνα γύρω από αυτές. Δεδομένου ότι μέχρι σήμερα δεν υπάρχει καθολικά αποδεκτή θεωρία εξήγησης των ανωμαλιών του φάσματος αλλά και της κοσμικής ακτινοβολίας πολύ υψηλής ενέργειας παρουσιάζονται οι θεωρίες που επικρατούν μέχρι σήμερα για τα θέματα αυτά. Επίσης αναπτύσσονται οι μηχανισμοί αλληλεπίδρασης της κοσμικής ακτινοβολίας με το διαστρικό αέριο, τα στρώματα της ατμόσφαιρας και το φλοιό της Γης. Τέλος, γίνεται συνοπτική παρουσίαση των τεχνικών ανίχνευσης στο διάστημα, στην ατμόσφαιρα, στην

επιφάνεια της Γης και στην υποθαλάσσια περιοχή. Το κεφάλαιο ολοκληρώνεται με την παρουσίαση του υπό κατασκευή ανιχνευτή CTA (Cerenkov Telescope Array).

3.2 Ιστορική αναδρομή.

Η ύπαρξη μιας επιπλέον πηγής ακτινοβολίας, η οποία επηρεάζει την εκφόρτιση των ηλεκτροσκοπίων δίνοντας αποτελέσματα διαφορετικά από τα θεωρητικώς αναμενόμενα, ήταν γνωστή πολύ πριν ο Victor Hess και η επιστημονική του ομάδα αποδείξουν την ύπαρξη της κοσμικής ακτινοβολίας κερδίζοντας το βραβείο Nobel (1913).

Παρά ταύτα, η φύση της ακτινοβολίας αυτής είχε απασχολήσει στο παρελθόν και άλλες επιστημονικές ομάδες οι οποίες διενεργούσαν πειράματα για τη μελέτη της. Ήδη από το 1901 ο C.T.Wilson είχε αποδείξει όχι μόνο την ύπαρξη της ακτινοβολίας αλλά και το γεγονός ότι είναι πολύ διεισδυτική αφού τα ηλεκτροσκόπια εκφορτίζονταν ακόμα και όταν βρίσκονταν μέσα σε υπόγεια σήραγγα. Έπειτα από μερικά χρόνια, το 1910, ο Wulf πραγματοποίησε πειράματα στον πύργο του Eiffel χρησιμοποιώντας ένα ηλεκτρόμετρο. Παρατήρησε ότι παρόλο που ο ιονισμός ελαττωνόταν από 6 σε 3,5 ιόντα/cm³ με την αλλαγή του υψομέτρου από 0 - 330 μέτρα, στη μέση της απόστασης, περίπου 160 μέτρα ύψος, ο ιονισμός δεν ελαττωνόταν στο 50% της συνολικής μείωσης όπως αναμενόταν. Σχεδόν ταυτόχρονα, αλλά ανεξάρτητα από την ομάδα του V.Hess ο Ιταλός Domenico Pacini, το 1912, δημοσίευσε μια έρευνα στην οποία περιέγραφε αναλυτικά τα δεδομένα από πειραματικές μετρήσεις. Για τις μετρήσεις αυτές χρησιμοποιούταν και πάλι ένα ηλεκτροσκόπιο το οποίο τοποθετούταν κάτω από το επίπεδο της θάλασσας και μετρούταν ο χρόνος που χρειαζόταν για την αποφόρτισή του. Ακολουθούσε σύγκριση του μετρούμενου χρόνου με το χρόνο αποφόρτισης του ηλεκτροσκοπίου ενώ αυτό βρισκόταν μερικά μέτρα πάνω από την επιφάνεια της θάλασσας. Από τα πειραματικά δεδομένα παρατηρήθηκε ότι ο χρόνος αποφόρτισης του

ηλεκτροσκοπίου ήταν μικρότερος όταν αυτό βρισκόταν κάτω από την επιφάνεια της θάλασσας. [3.1]

Ο V.Hess πραγματοποιούσε πειράματα για τη μελέτη της φύσης και την προέλευση της ακτινοβολίας αυτής χρησιμοποιώντας τρία ηλεκτροσκόπια. Η διάταξη τοποθετούταν μέσα σε αερόστατο ώστε να είναι δυνατή η πραγματοποίηση μετρήσεων σε μεγάλα ύψη πάνω από την επιφάνεια της θάλασσας. Το ηλεκτροσκόπιο αρχικά φορτιζόταν και στη συνέχεια υπολογιζόταν ο χρόνος για την πλήρη αποφόρτισή του. Από την καταγραφή και σύγκριση του χρόνου αποφόρτισης παρατηρήθηκε ότι χρόνος που χρειαζόταν για την αποφόρτιση επηρεαζόταν από το υψόμετρο που πραγματοποιούταν η μέτρηση. Δηλαδή, ο μέσος ιονισμός της ατμόσφαιρας κυμαινόταν καθώς διαφοροποιούνταν το υψόμετρο. Πιο συγκεκριμένα μάλιστα, αυξανόταν καθώς αυξανόταν το υψόμετρο. Οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν μέχρι και σε υψόμετρο 5000 μέτρων πάνω από την επιφάνεια της Γης. Εξάχθηκε, με αυτές τις παρατηρήσεις, το συμπέρασμα ότι η επιπλέον ακτινοβολία που επηρέαζε τους ανιχνευτές προερχόταν από το διάστημα και όχι από το εσωτερικό της Γης, αντίθετα με τη θεωρία που επικρατούσε μέχρι τότε. Αρχικά προτάθηκε η θεωρία ότι ο ήλιος ήταν η πηγή αυτής της ακτινοβολίας. Ο ίδιος ο V. Hess στην προσπάθειά του να το αποδείξει πραγματοποίησε εκ νέου τις μετρήσεις κατά τη διάρκεια σχεδόν ολικής ηλιακής έκλειψης. Τα αποτελέσματα που συγκέντρωσε ήταν αντίθετα με τα αναμενόμενα αφού δεν παρατηρήθηκε καμία διαφοροποίηση στην αποφόρτιση των ηλεκτροσκοπίων. Τα συμπεράσματα ήταν ότι η εν λόγω ακτινοβολία προερχόταν από κάποια πηγή διαφορετική από τον Ήλιο και ότι ήταν πολύ διεισδυτική. Συγκεκριμένα μετρήθηκε ο συντελεστής εξασθένησης της "νέας" ακτινοβολίας και συγκρίθηκε με το συντελεστή εξασθένησης της ακτινοβολίας - γ . Προέκυψαν τα παρακάτω αποτελέσματα:

$$\text{Συντελεστής εξασθένησης κοσμικής ακτινοβολίας} = 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$$

$$\text{Συντελεστής εξασθένησης ακτινοβολίας } \gamma = 4,5 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$$

Η ακτινοβολία αυτή ονομάστηκε κοσμική ακτινοβολία και ο V. Hess τιμήθηκε με το βραβείο Nobel για την ανακάλυψη της. [3.2]

Αργότερα, το 1929, οι Both και Kolhorster απέδειξαν χρησιμοποιώντας ανιχνευτές Geiger - Müller ότι πρόκειται για σωματιδιακή ακτινοβολία και όχι ηλεκτρομαγνητική. Όπως η ομάδα του V.Hess, και εκείνοι με τη σειρά τους απέδειξαν ότι πρόκειται για σωματίδια με ενέργειες της τάξης των 10^9 - 10^{10} eV.

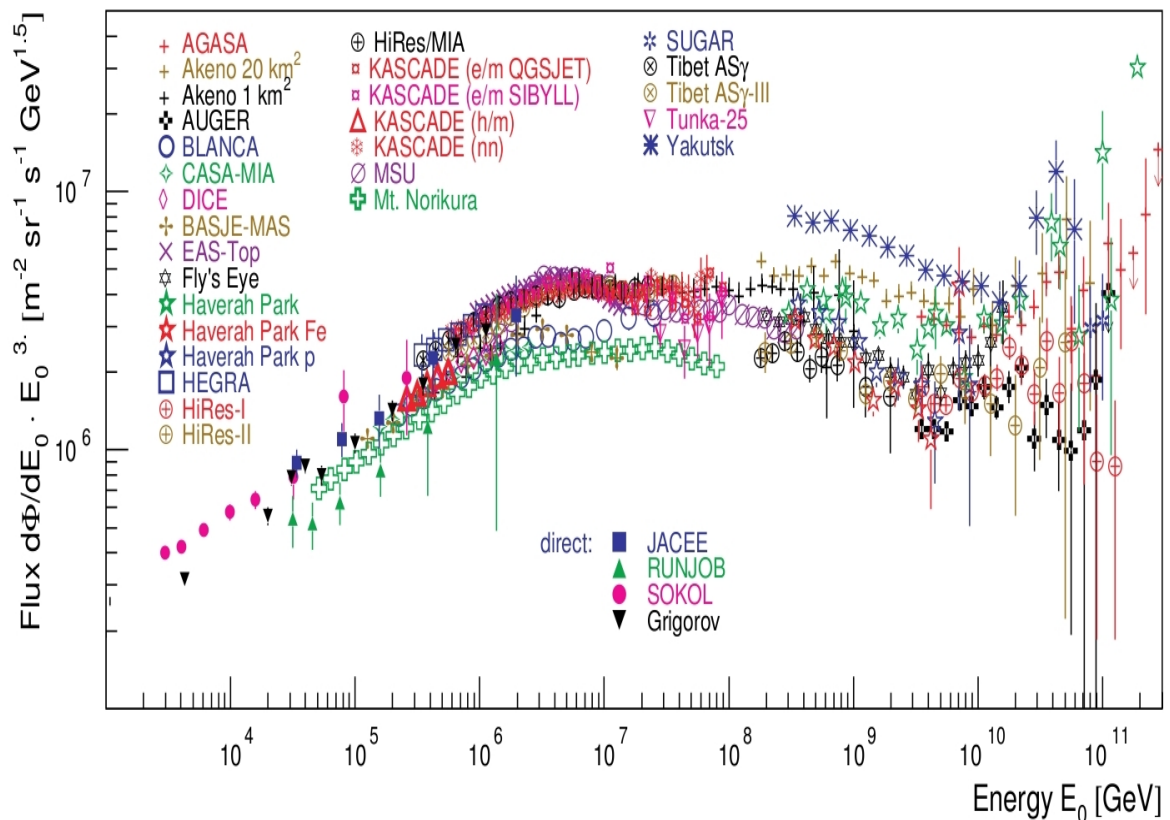
3.3 Το φάσμα της κοσμικής ακτινοβολίας.

Η παρατηρούμενη από σύγχρονες ανιχνευτικές διατάξεις κοσμική ακτινοβολία είναι σωματιδιακή, δηλαδή αποτελείται από ηλεκτρικά φορτισμένα σωματίδια που κινούνται με σχετικιστικές ταχύτητες που προσεγγίζουν την ταχύτητα του φωτός. Επίσης συμπεριλαμβάνονται και ακτίνες γ πολύ υψηλών ενεργειών, νετρίνα και αντινετρίνα. Τα ηλεκτρικά φορτισμένα σωματίδια είναι πυρήνες ατόμων σχεδόν όλων των στοιχείων του Περιοδικού Πίνακα και των ισοτόπων τους, αλλά και υψηλής ενέργειας λεπτόνια, αδρόνια και τα αντίστοιχα αντισωματίδια. Απουσιάζουν μόνο εκείνα τα σωματίδια που έχουν χρόνους ημιζωής μικρότερους από το χρόνο που χρειάζεται η κοσμική ακτινοβολία να φτάσει στο σημείο ανίχνευσης. Σε αυτές τις περιπτώσεις ανιχνεύονται μόνο τα προϊόντα των διασπάσεών τους. Ανάλογα με τη μάζα τους και την πηγή δημιουργίας τους τα σωματίδια επιταχύνονται σε ταχύτητες της τάξης του 99,5% της ταχύτητας του φωτός και σε ορισμένες περιπτώσεις φτάνουν ακόμη και το 99,9%. Έρευνες έχουν δείξει ότι τα πρωτόνια και οι πυρήνες των διάφορων στοιχείων μπορούν να επιταχυνθούν σε υψηλότερες μέγιστες ενέργειες από ότι τα ηλεκτρόνια για δεδομένη ένταση μαγνητικού πεδίου. [3.3]

Σύμφωνα με τα παραπάνω οι ενέργειες τους κυμαίνονται σε ένα αρκετά μεγάλο εύρος περίπου 10^6 eV - 10^{20} eV. Παρόλα αυτά, η ακριβής σύσταση παραμένει μέχρι και σήμερα αδιευκρίνιστη σε ορισμένα σημεία του ενεργειακού φάσματος, κυρίως στις υψηλές ενέργειες και αποτελεί σημαντικό

πεδίο έρευνας.[3.4] [3.5]

Έπειτα από πολυάριθμα πειράματα ανίχνευσης κοσμικής ακτινοβολίας [3.6] κατασκευάστηκε το διάγραμμα του φάσματος της κοσμικής ακτινοβολίας το οποίο παρουσιάζεται στην παρακάτω εικόνα 3.1. [3.7]

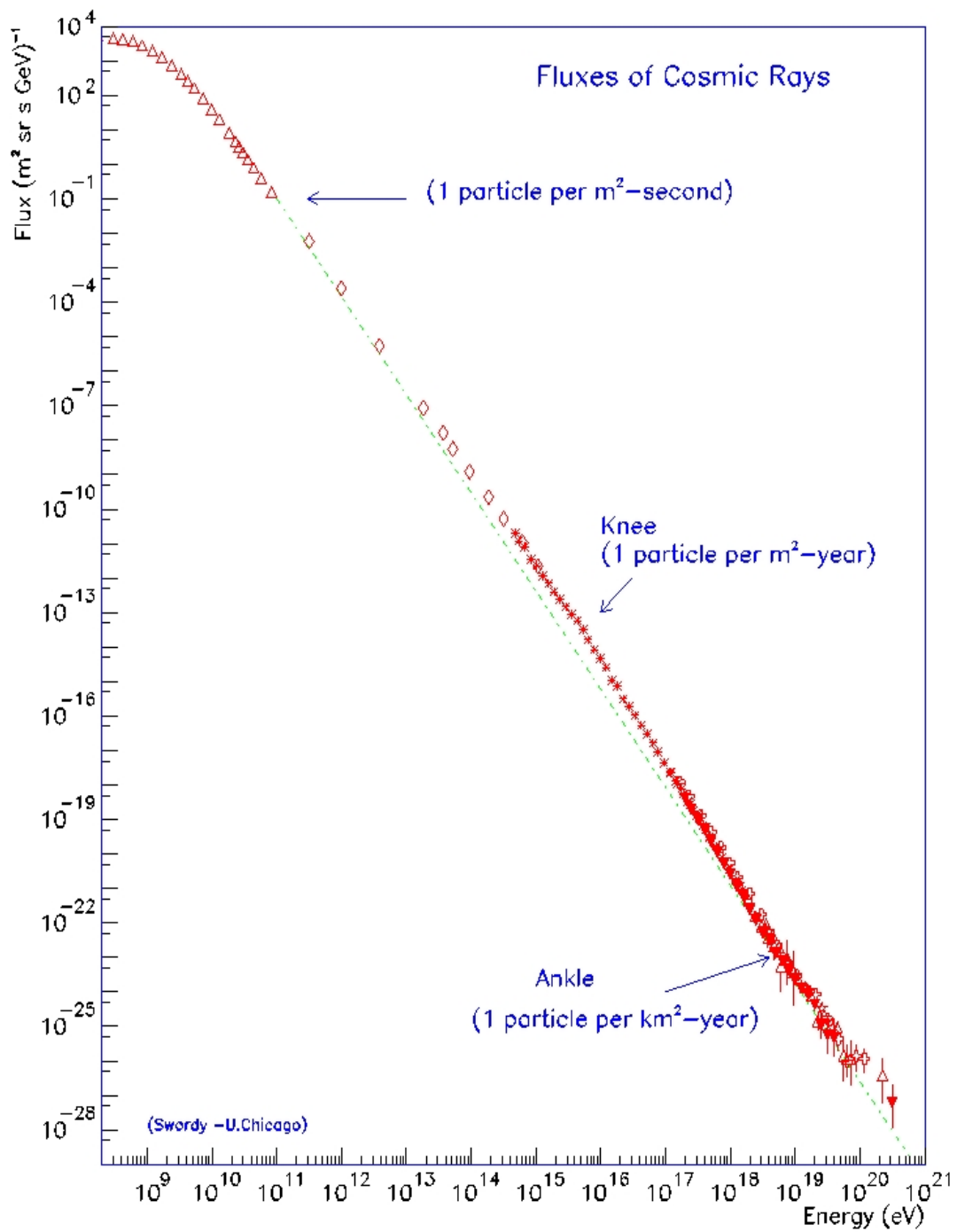


Εικόνα 3.1: Πειραματικά δεδομένα από πειράματα άμεσης και έμμεσης ανίχνευσης σωματιδίων κοσμικής ακτινοβολίας.

Στο παραπάνω διάγραμμα 3.1 παρουσιάζονται πειραματικά δεδομένα από πειράματα άμεσης και έμμεσης ανίχνευσης σωματιδίων κοσμικής ακτινοβολίας. Παρατηρούμε ότι με άμεση ανίχνευση μπορούν να ανιχνευθούν σωματίδια χαμηλών ενεργειών, μέχρι τάξης 10^{10} eV περίπου. Από την τάξη μεγέθους αυτή και έπειτα είναι απαραίτητη η χρήση έμμεσου τρόπου ανίχνευσης. Αναλυτικότερη περιγραφή των δύο τρόπων ανίχνευσης θα δοθεί

σε επόμενη παράγραφο. Συγκεντρωτικά αποτελέσματα των πειραμάτων αυτών υπάρχουν στην δημοσίευση του J.R. Horandel. [3.6]

Με σκοπό να δοθεί μία πιο σαφής παρουσίαση των αποτελεσμάτων ώστε να εξαχθούν χρήσιμα συμπεράσματα μπορεί να κατασκευαστεί επίσης και το διάγραμμα της παρακάτω εικόνας 3.2. [3.8]



Εικόνα 3.2: Ροή κοσμικής ακτινοβολίας στη Γη σε συνάρτηση με την ενέργεια των σωματιδίων της κοσμικής ακτινοβολίας.

Στο παραπάνω διάγραμμα 3.2 παρουσιάζεται η ροή της κοσμικής ακτινοβολίας στη Γη σε συνάρτηση με την ενέργεια (λογαριθμική κλίμακα). Μια πρώτη παρατήρηση που μπορεί να γίνει είναι ότι η καμπύλη είναι αρκετά ομαλή και ακολουθεί εκθετική πτώση. Η πτώση αυτή φανερώνει ότι όσο πιο υψηλή είναι η ενέργεια ενός σωματιδίου τόσο σπανιότερη είναι η ανίχνευσή του. Το γεγονός αυτό κάνει δυσκολότερη τη μελέτη του φάσματος σε υψηλές ενέργειες αφού δεν υπάρχουν αρκετά δεδομένα ώστε να πραγματοποιηθεί στατιστική ανάλυση με σχετικά μικρό σφάλμα.

Συγκεκριμένα μέχρι ενέργειες της τάξης των 10^{10} eV περίπου η ανίχνευση των σωματιδίων μπορεί να γίνει άμεσα με τη βοήθεια διατάξεων σε δορυφόρους ή αερόστατα και τα δεδομένα επαρκούν για πλήρη στατιστική μελέτη με μικρό σφάλμα. Σε υψηλότερες ενέργειες όμως είναι απαραίτητη η έμμεση ανίχνευση της κοσμικής ακτινοβολίας χρησιμοποιώντας το φαινόμενο του Εκτεταμένου Ατμοσφαιρικού Καταιγισμού και της εκπομπής ακτινοβολίας Cerenkov, φαινόμενα τα οποία θα αναλυθούν παρακάτω.

Σύμφωνα με ακριβέστερα πειραματικά δεδομένα η ροή της κοσμικής ακτινοβολίας μεταβάλλεται σύμφωνα με τον εκθετικό νόμο $E^{-\beta}$. Ενώ, όμως, όπως ειπώθηκε, η καμπύλη είναι σχεδόν ομαλή υπάρχουν ορισμένα σημεία στα οποία είναι ανώμαλη και παρουσιάζει απότομη αλλαγή της κλίσης. Τα δύο κυριότερα σημεία βρίσκονται σε ενέργειες $\sim 3 \times 10^{15}$ eV και $\sim 3 \times 10^{18}$ eV και ονομάζονται "γόνατο" και "αστράγαλος" αντίστοιχα.

Ο εκθέτης β όμως διαφοροποιείται και σε άλλα σημεία του διαγράμματος λαμβάνοντας τιμές από $\beta = 2,7$ έως $\beta = 4,3$ περίπου. Αρχικά, σε ενέργειες στο διάστημα 10^9 eV - 3×10^{15} eV, δηλαδή από την αρχή μέχρι το "γόνατο", ο εκθέτης είναι $\beta = 2,7$ περίπου. Έπειτα, στο διάστημα 3×10^{15} eV - 2×10^{17} eV, δηλαδή από το "γόνατο" μέχρι το σημείο που ονομάζεται "δεύτερο γόνατο" αλλάζει σε $\beta = 2,9$ περίπου. Στο σημείο εκείνο αλλάζει και πάλι σε $\beta = 3,3$, κλίση την οποία διατηρεί μέχρι τον "αστράγαλο", δηλαδή σε διάστημα ενεργειών 2×10^{17} eV - 3×10^{18} eV. Σε ενέργειες υψηλότερες από τον "αστράγαλο" τα πειραματικά δεδομένα προέρχονται κυρίως από το πείραμα Fly's Eye High Resolution (HiRes) και το Pierre Auger Observatory.

Οι μετρήσεις αυτές δείχνουν ότι στο διάστημα $3 \times 10^{18} \text{ eV} - 5 \times 10^{19} \text{ eV}$ ο εκθέτης β ελαττώνεται σε $\beta = 2,7$ και ότι από το σημείο αυτό και έπειτα ανέρχεται σε $\beta = 4,3$. Στον παρακάτω πίνακα 3.1 συνοψίζονται τα αποτελέσματα των πειραματικών μετρήσεων για τον εκθέτη β που καθορίζει την κλίση του διαγράμματος ροής κοσμικής ακτινοβολίας και ενέργειας σωματιδίων. [3.9]

Πίνακας 3.1

Εύρος ενεργειών σωματιδίων κοσμικής ακτινοβολίας.	Τιμή εκθέτη β της ενέργειας : $E^{-\beta}$
$\sim 10^9 \text{ eV} - 3 \times 10^{15} \text{ eV}$	2.7
$\sim 3 \times 10^{15} \text{ eV} - 2 \times 10^{17} \text{ eV}$	2.9
$\sim 2 \times 10^{17} \text{ eV} - 3 \times 10^{18} \text{ eV}$	3.3
$\sim 3 \times 10^{18} \text{ eV} - 5 \times 10^{19} \text{ eV}$	2.7
$\sim 5 \times 10^{19} \text{ eV} - \text{σημείο αποκοπής φάσματος}$	4.3

Πίνακας 3.1: Ο παραπάνω πίνακας κατασκευάστηκε με χρήση των δεδομένων της δημοσίευσης [3.9]. Παρουσιάζει τις τιμές του εκθέτη β της ενέργειας, ανάλογα με το διάστημα ενέργειας στο οποίο αναφερόμαστε. Δηλαδή παρουσιάζεται έμμεσα η κλίση του διαγράμματος ροής κοσμικής ακτινοβολίας στη Γη -Ενέργεια σωματιδίων, για κάθε διάστημα ενέργειας.

3.4 Η σύσταση της κοσμικής ακτινοβολίας.

Μια χρήσιμη κατηγοριοποίηση της κοσμικής ακτινοβολίας η οποία βοηθά στη μελέτη της σύστασής της, γίνεται με βάση το αν τα σωματίδια που ανιχνεύονται δημιουργήθηκαν στην αρχική πηγή της, είτε έπειτα από αλληλεπιδράσεις με σωματίδια της ατμόσφαιρας στη διάρκεια της πορείας της μέχρι το σημείο ανίχνευσης.

Στην περίπτωση που τα σωματίδια δημιουργήθηκαν στην αρχική πηγή της και ανιχνεύτηκαν χωρίς να έχουν αλληλεπιδράσει με άλλα σωματίδια, η

ακτινοβολία ονομάζεται πρωτογενής και τα αντίστοιχα σωματίδια πρωτογενή.

Στη δεύτερη περίπτωση, στην οποία τα σωματίδια είναι προϊόντα αλληλεπιδράσεων με άλλα σωματίδια κατά τη διάδοσή της, η ακτινοβολία ονομάζεται δευτερογενής και τα αντίστοιχα σωματίδια δευτερογενή. Ο λόγος που η μελέτη της ακριβούς σύστασης της κοσμικής ακτινοβολίας απασχολεί τους ερευνητές είναι ότι παρέχει πλήθος πληροφοριών για την πηγή αλλά και το χρόνο δημιουργίας της. Ειδικότερη αναφορά στις πηγές της κοσμικής ακτινοβολίας θα γίνει σε επόμενη παράγραφο.

Η σύσταση της κοσμικής ακτινοβολίας διαφοροποιείται ανάλογα με την απόσταση από την επιφάνεια της Γης στην οποία γίνεται η παρατήρηση. Είναι προφανές ότι σε περίπτωση διαστημικής ανίχνευσης η κοσμική ακτινοβολία αποτελείται κυρίως από πρωτογενή σωματίδια αφού δεν επηρεάζεται από την ατμόσφαιρα της Γης στην οποία συμβαίνει πλήθος αλληλεπιδράσεων. Παρόλα αυτά υπάρχουν και ορισμένα σωματίδια τα οποία είναι προϊόντα αλληλεπιδράσεων πρωτογενών σωματιδίων με το διαστρικό αέριο. Περισσότερες πληροφορίες για τις αλληλεπιδράσεις αυτές θα δοθούν σε επόμενη παράγραφο. Όταν η ανίχνευση γίνεται στο επίπεδο της ανώτερης ατμόσφαιρας με ανιχνευτικές διατάξεις τοποθετημένες σε αερόστατα, τα σωματίδια που ανιχνεύονται προέρχονται στην πλειονότητά τους απευθείας από τον τόπο όπου δημιουργήθηκε η κοσμική ακτινοβολία, είναι δηλαδή και πάλι πρωτογενή. Αντίθετα, στην περίπτωση που η ανίχνευση γίνεται στην επιφάνεια της Γης με ανιχνευτικές διατάξεις τοποθετημένες στο έδαφος ή μέσα στο φλοιό της, τα σωματίδια που ανιχνεύονται είναι κυρίως δευτερογενή, αφού είναι προϊόντα αλληλεπιδράσεων των πρωτογενών σωματιδίων με τα σωματίδια της ατμόσφαιρας. Στην περίπτωση αυτή ανιχνεύεται επιπλέον και ακτινοβολία Cerenkov.

Επιπλέον η σύσταση της κοσμικής ακτινοβολίας εξαρτάται από την ενέργεια των σωματιδίων. Η τάξη μεγέθους της ενέργειας στην οποία επιταχύνονται όμως τα σωματίδια εξαρτάται από την πηγή της κοσμικής ακτινοβολίας.

Γενικότερα, τα πρωτογενή φορτισμένα σωματίδια είναι κυρίως πρωτόνια (86%), πυρήνες Ηλίου (11%), πυρήνες βαρύτερων στοιχείων του Περιοδικού Πίνακα μέχρι το Ουράνιο και ηλεκτρόνια (2%). Επίσης ανιχνεύονται σε πολύ μικρό ποσοστό σωματίδια αντιύλης (ποζιτρόνια και αντιπρωτόνια) τα οποία θεωρείται ότι είναι προϊόντα αλληλεπιδράσεων των πρωτογενών σωματιδίων με το διαστρικό αέριο. Το ουδέτερο συστατικό της κοσμικής ακτινοβολίας συνίσταται από ακτινοβολία γ , νετρίνα και αντινετρίνα. Τα νετρίνα και τα αντινετρίνα είναι προϊόντα αλληλεπιδράσεων και όχι πρωτογενή σωματίδια. Επίσης προϊόντα αλληλεπιδράσεων τα οποία συνεισφέρουν στη συνολική σύσταση της κοσμικής ακτινοβολίας είναι μεσόνια (π και K) και μίονια.

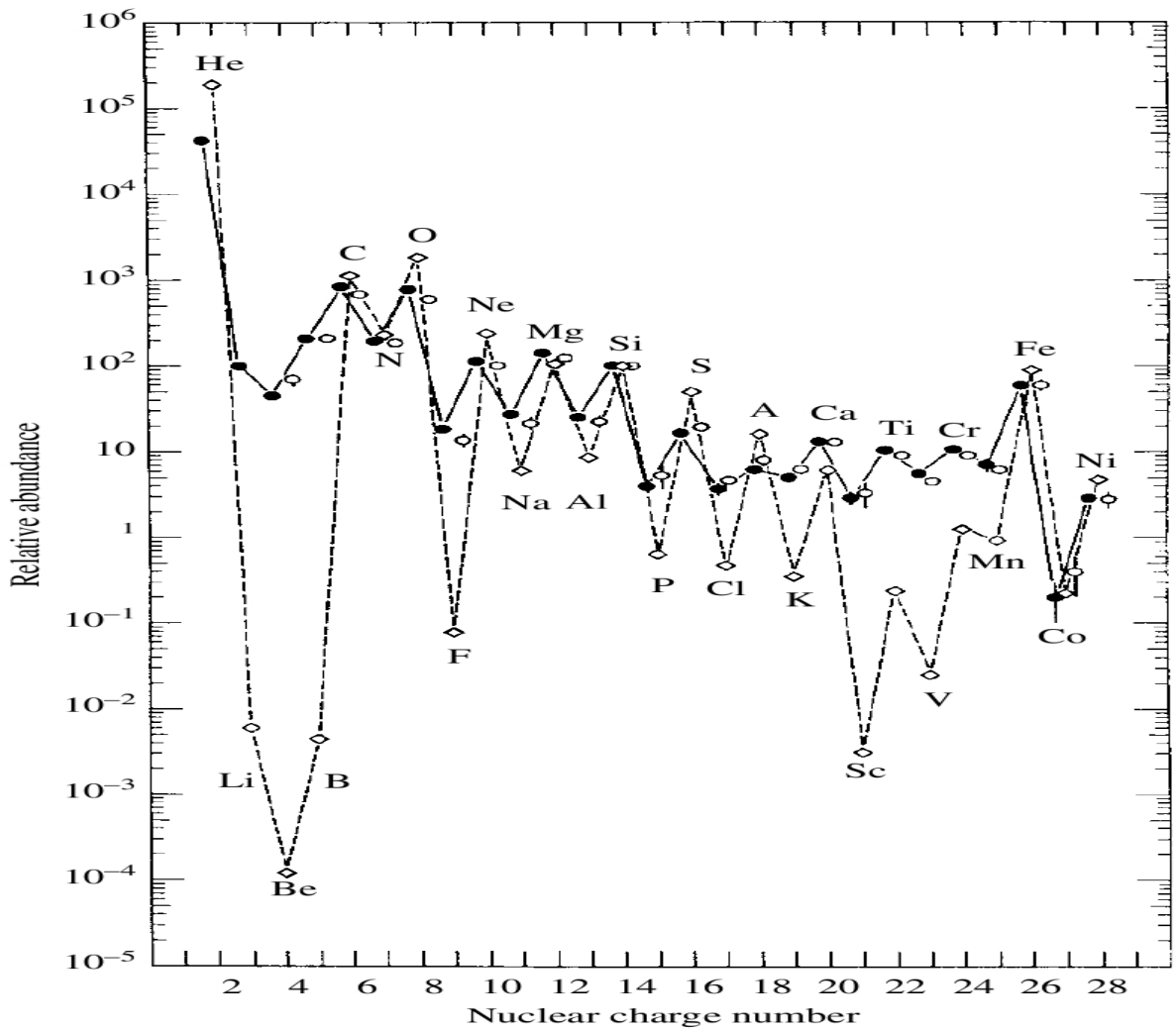
Στην παρακάτω εικόνα 3.3 παρουσιάζεται η χημική σύσταση της κοσμικής ακτινοβολίας σε σύγκριση με τη χημική σύσταση του Ηλιακού συστήματος. Οι περιεκτικότητες για κάθε στοιχείο του Περιοδικού Πίνακα έχουν εκτιμηθεί μέσω ανάλυσης του φάσματος απορρόφησης και μελέτης μετεωριτών. Όπως φαίνεται και από το διάγραμμα η κατανομές παρουσιάζουν πολλά κοινά στοιχεία, αλλά και ορισμένες εμφανείς διαφοροποιήσεις. Αρχικά, είναι σαφές ότι και στις δύο περιπτώσεις ισχύει το γεγονός ότι πυρήνες με άρτιο μαζικό και ατομικό αριθμό, οι οποίοι είναι πιο σταθεροί, απαντώνται πιο συχνά ως προϊόντα θερμοπυρηνικών αντιδράσεων σε σύγκριση με τους πυρήνες με περιττό μαζικό αριθμό ή/και περιττό ατομικό αριθμό, οι οποίοι είναι πιο ασταθείς. Επίσης, είναι φανερό ότι, στο κανονικοποιημένο διάγραμμα, οι περιεκτικότητες για τους πυρήνες Άνθρακα (C), Αζώτου (N), Οξυγόνου (O), Σιδήρου (Fe) και Νικελίου (Ni) είναι περίπου ίδιες στο ηλιακό σύστημα και στην κοσμική ακτινοβολία, αντίθετα με τις περιεκτικότητες για τους πυρήνες Λιθίου (Li), Βηρυλλίου (Be) και Βορίου (B) οι οποίες διαφέρουν αρκετά.

Η ομοιότητα στα πρώτα στοιχεία που αναφέρθηκαν οδηγεί στο συμπέρασμα ότι μεγάλο μέρος των πυρήνων που περιέχονται στην κοσμική ακτινοβολία πρέπει να προέρχεται από αστέρες.

Τα στοιχεία Λίθιο, Βηρύλλιο και Βόριο, υπάρχουν σε μικρό ποσοστό

στο Ηλιακό σύστημα όπως φαίνεται από το σχήμα. Λόγω, όμως, των διασπάσεων των πυρήνων του Άνθρακα (C) και του Οξυγόνου (O) που περιέχονται στην κοσμική ακτινοβολία, αυξάνεται η περιεκτικότητά της σε ελαφρότερους πυρήνες Λιθίου, Βηρυλλίου και Βορίου.

Έτσι, το σύνολο των παραπάνω ελαφρών πυρήνων που ανιχνεύονται αποτελεί μέσο μέτρησης της πυκνότητας της διαστρικής ύλης μέσα από την οποία διαδίδεται η κοσμική ακτινοβολία. Επίσης, αποτελεί και μέσο μέτρησης της ηλικίας της κοσμικής ακτινοβολίας. Κατά παρόμοιο τρόπο λόγω των διασπάσεων των πυρήνων Σιδήρου (Fe) και Νικελίου (Ni), αυξάνεται η περιεκτικότητα της κοσμικής ακτινοβολίας σε πυρήνες Σκανδίου (Sc), Τιτανίου (Ti), (V) και Μαγνησίου (Mn). [3.8]



Εικόνα 3.3 : Στο παραπάνω διάγραμμα παρουσιάζεται η περιεκτικότητα του Ηλιακού Συστήματος (Διακεκομμένη γραμμή) και της κοσμικής ακτινοβολίας (Συνεχής γραμμή) σε καθένα από τα στοιχεία του Περιοδικού Πίνακα.

Όπως φαίνεται, στα περισσότερα στοιχεία η περιεκτικότητα είναι περίπου η ίδια και στις δύο περιπτώσεις. Υπάρχουν όμως και κάποια στοιχεία στα οποία παρουσιάζονται μεγάλες αποκλίσεις που οφείλονται στις αλληλεπιδράσεις της πρωτογενούς κοσμικής ακτινοβολίας με το διαστρικό αέριο στη διάρκεια της διάδοσής της. [3.8]

3.5 Αλληλεπιδράσεις της κοσμικής ακτινοβολίας στον γαλαξιακό χώρο.

Ανάλογα με το είδος του εκάστοτε σωματιδίου, διαφέρουν και οι διαδικασίες απώλειας ενέργειας κατά τη διάδοση της κοσμικής ακτινοβολίας στο χώρο. Παρακάτω αναλύονται οι διαδικασίες αυτές για τα σωματίδια που αποτελούν το μεγαλύτερο μέρος της ακτινοβολίας και παρουσιάζονται συγκεντρωτικά στον πίνακα 3.2. Όπως είναι φυσικό για να κατανοηθούν πλήρως τα φαινόμενα που σχετίζονται με τη δημιουργία, διάδοση και ανίχνευση της κοσμικής ακτινοβολίας είναι απαραίτητη η ανάπτυξη του κλάδου των στοιχειωδών σωματιδίων και της πυρηνικής φυσικής.

Απώλεια ενέργειας εξαιτίας του φαινομένου "redshifting" : Δεδομένης της ατέρμονης διαστολής του σύμπαντος, στη δεκαετία του 1920 ο Hubble απέδειξε ότι το φάσμα ακτινοβολίας των γαλαξιών μετατοπίζεται σταδιακά προς μεγαλύτερα μήκη κύματος. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται "redshifting". Συγκεκριμένα η αλλαγή στο μήκος κύματος μιας φασματικής γραμμής εκφράζεται ως μετατόπιση της παρατηρούμενης ποσότητας:

$$1 + z = \frac{\lambda_{\text{παρατηρούμενο}}}{\lambda_{\text{αρχικό}}} \quad (3.1)$$

Για $z \ll 1$, η σχέση αυτή μπορεί να γραφεί ως:

$$z \approx \frac{H_0 d}{c} \quad (3.2)$$

όπου:

H_0 είναι ο ρυθμός διαστολής σε μία συγκεκριμένη εποχή. [3.10]

Όπως αναφέρθηκε και στην προηγούμενη παράγραφο ορισμένοι πυρήνες στοιχείων του Περιοδικού Πίνακα ανιχνεύονται πιο συχνά στην κοσμική ακτινοβολία από ότι στο Ηλιακό Σύστημα. Τα στοιχεία αυτά είναι τα Λίθιου (Li), Βηρύλλιο (Be), Βόριο (B), Σκάνδιου (Sc), Τιτάνιου (Ti), Βανάδιο

(V) και Μαγγάνιο (Mn). Η αύξηση της περιεκτικότητας για τα πρώτα τρία στοιχεία οφείλεται στις διασπάσεις του Άνθρακα (C) και του Οξυγόνου (O), ενώ για τα επόμενα τέσσερα οφείλεται στις διασπάσεις του Σιδήρου (Fe) και του Νικελίου (Ni). Οι αντιδράσεις αυτές είναι διασπάσεις β και α. [3.8]

Από τις αλληλεπιδράσεις που περιγράφηκαν παραπάνω είναι φανερό ότι η κοσμική ακτινοβολία επηρεάζεται από το διαστρικό αέριο και τα μαγνητικά πεδία που υφίστανται στο χώρο με αποτέλεσμα να αλλάζει σε μεγάλο βαθμό η σύσταση, η πορεία και το φάσμα της μέχρι το σημείο ανίχνευσης, ιδιαίτερα στις πολύ υψηλές ενέργειες (UHE). Γενικότερα όμως, οι επιρροές που δέχονται τα σωματίδια κατά τη διάδοσή τους στο χώρο διαφέρουν ανάλογα με την τάξη μεγέθους της ενέργειας της κοσμικής ακτινοβολίας που μελετάται. [3.3]

Στα χαμηλά επίπεδα ενεργειών, περίπου μέχρι 10 GeV, η πρωτογενής φορτισμένη κοσμική ακτινοβολία παρουσιάζει μεγάλη εξάρτηση από το μαγνητικό πεδίο της Γης. Ειδικότερα, αν και η πλήρης εξάρτηση από το μαγνητικό πεδίο της Γης υπολογίζεται αριθμητικά με υπολογιστή, παρόλα αυτά μπορεί να γίνει μια σκιαγράφηση της αναλυτικής μεθόδου. Θεωρώντας τη Γη ως ένα μαγνητικό δίπολο και χρησιμοποιώντας ένα φορτισμένο σωματίδιο δεδομένου φορτίου $Z|e|$, ταχύτητας και ορμής p , υπολογίζεται η ακτίνα της τροχιάς του εντός του μαγνητικού πεδίου r_o , εξισώνοντας την κεντρομόλο με τη μαγνητική δύναμη. Προκύπτει ότι η ακτίνα θα δίνεται από τον παρακάτω τύπο 3.3 :

$$r_o = \sqrt{\frac{\mu_o MZ |e|}{4\pi p}} \quad (3.3)$$

όπου:

μ_o είναι η μαγνητική διαπερατότητα στο κενό,
 $Z|e|$ είναι το φορτίο του σωματιδίου,

p είναι η ορμή του σωματιδίου,

M είναι η διπολική ροπή της Γης η οποία θεωρείται ως ένα δίπολο στην παρούσα προσέγγιση.

Εξισώνοντας την τιμή της παραπάνω ακτίνας με την τιμή της ακτίνας της Γης προκύπτει ότι :

$$\frac{pc}{Z} = 59.6 \text{ GeV} \quad (3.4)$$

Όπου χρησιμοποιήθηκαν οι τιμές και οι μονάδες του διεθνούς συστήματος μονάδων (SI) και οι τιμές των σταθερών όπως παρουσιάζονται στους αντίστοιχους πίνακες στις σελίδες 145 και 146. [3.8]

Από τα παραπάνω προκύπτει ότι ένα θετικά φορτισμένο σωματίδιο με ορμή χαμηλότερη από ένα κάτω φράγμα (το οποίο υπολογίζεται όπως παραπάνω) δεν μπορεί να διαπεράσει το μαγνητικό πεδίο της Γης και να ανιχνευτεί. Με ακριβέστερους υπολογισμούς προκύπτει ότι για διαφορετικές συντεταγμένες διαφέρει επίσης και το κάτω φράγμα της ορμής για τα φορτισμένα σωματίδια.

Συγκεκριμένα, προκύπτει ότι για θετικά φορτισμένα σωματίδια εισερχόμενα από ανατολικά το κάτω φράγμα είναι περίπου πενταπλάσιο από το κάτω φράγμα για φορτισμένα σωματίδια εισερχόμενα από δυτικά. Ως εκ τούτου στη Γη ανιχνεύονται περισσότερα σωματίδια με κατεύθυνση από τα δυτικά προς τα ανατολικά από ότι με αντίθετη κατεύθυνση. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται ανατολικό-δυτικό φαινόμενο.

Η πιθανότητα να διαπεράσει ένα σωματίδιο το μαγνητικό πεδίο της Γης μπορεί να υπολογιστεί και χρησιμοποιώντας την ποσότητα "μαγνητική ακαμψία" (magnetic rigidity), η οποία ορίζεται ως το κλάσμα της κάθετης προς το μαγνητικό πεδίο συνιστώσας της ορμής του σωματιδίου προς το φορτίο του:

$$\text{Magnetic rigidity} = \frac{P_{\text{καθ}}}{ze} \quad (3.5)$$

όπου:

$P_{\text{καθ}}$ είναι, η κάθετη προς το μαγνητικό πεδίο της Γης, συνιστώσα της ορμής του σωματιδίου.

ze είναι το φορτίου του σωματιδίου.

Χρησιμοποιώντας την παραπάνω σχέση υπολογίζεται ότι το μέγιστο της συνάρτησης κατωφλίου (που καθορίζει την πιθανότητα να διαπεράσει το σωματίδιο το μαγνητικό πεδίο της Γης) παρουσιάζεται στον Ισημερινό λόγω κάθετης πρόσπτωσης, ενώ το ελάχιστο στους Πόλους λόγω παράλληλης πρόσπτωσης. Παρόλο που από τα παραπάνω προκύπτει ότι στους Πόλους το κατώφλι είναι μηδέν παρατηρείται μικρή απόκλιση από το μηδέν λόγω της πυκνότητας της ατμόσφαιρας η οποία εμποδίζει τα σωματίδια να την διαπεράσουν. [3.11]

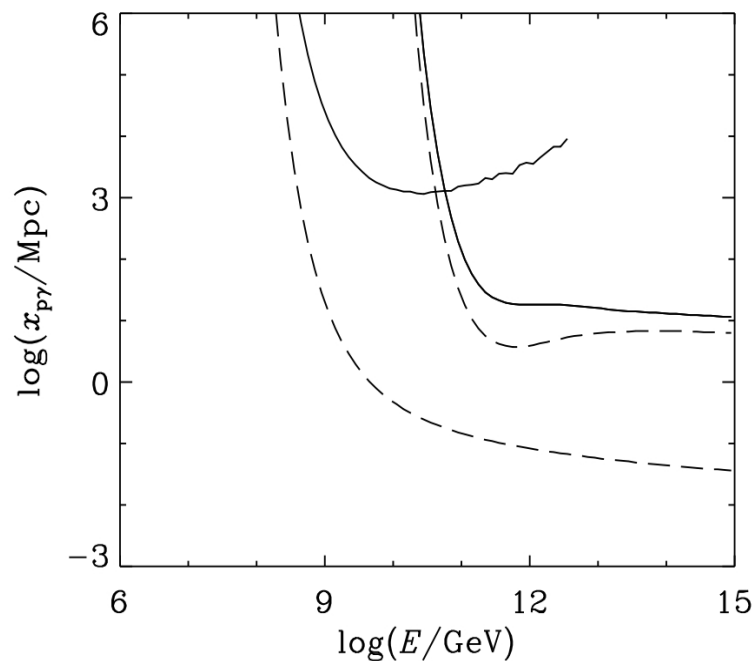
Ένας ακόμη παράγοντας ο οποίος επηρεάζει τη διάδοση της κοσμικής ακτινοβολίας είναι ο ηλιακός άνεμος, φαινόμενο που ακολουθεί κύκλο έντεκα ετών. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται ενδεκαετής ηλιακός κύκλος. Το πλάσμα που δημιουργείται από εκπομπή πρωτονίων και ηλεκτρονίων χαμηλής ενέργειας από τον Ήλιο, επηρεάζει σημαντικά τα σωματίδια της κοσμικής ακτινοβολίας καθώς παρά τη χαμηλή κινητική ενέργεια των σωματιδίων του πλάσματος, στο σύνολο τους δημιουργούν μαγνητικό πεδίο της τάξης των 10^{-8} T λόγω της μεγάλης ενέργειας ανά μονάδα όγκου. (3 keV/cm^3). [3.8]

Η κοσμική ακτινοβολία πολύ υψηλής ενέργειας (UHE) καθώς διαδίδεται μέσω του διαστρικού αερίου σε μεγάλες αποστάσεις υφίσταται τις εξής διαδικασίες:

Τα πρωτόνια αλληλεπιδρούν με τα φωτόνια και προκύπτουν μεσόνια (πιόνια και Καόνια) και άλλα φωτόνια τα οποία με τη σειρά τους είτε αντιδρούν

με άλλα πρωτόνια επαναλαμβάνοντας την ίδια διαδικασία, είτε εάν έχουν την κατάλληλη ενέργεια διασπώνται σε ένα ηλεκτρόνιο και ένα ποζιτρόνιο μέσω της διαδικασίας της δίδυμης γένεσης.

Τα ηλεκτρόνια αλληλεπιδρούν με το μικροκυματικό υπόβαθρο μέσω του αντίστροφου φαινομένου Compton και της τριπλής δίδυμης γένεσης και εκπέμπουν ακτινοβολία σύγχροτρου καθώς οδεύουν μέσω του διαγαλαξιακού μαγνητικού πεδίου. Οι ακτίνες γ όπως ειπώθηκε προηγουμένως αλληλεπιδρούν μέσω της δίδυμης γένεσης παράγοντας ένα ηλεκτρόνιο και ένα ποζιτρόνιο. Το μέσο μήκος αλληλεπίδρασης των παραπάνω διαδικασιών παρουσιάζεται μέσω προσομοίωσης Monte Carlo στα παρακάτω διαγράμματα των εικόνων 3.3 και 3.4. [3.3]

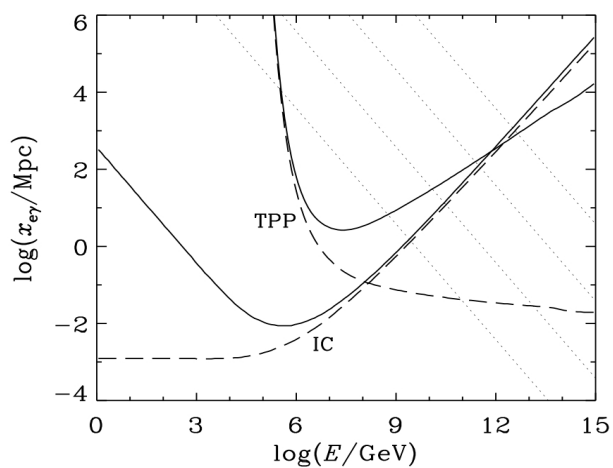


Εικόνα 3.4: Το διάγραμμα αυτό αφορά στην αλληλεπίδραση πρωτονίου-φωτονίου με παραγωγή πιονίου και ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου(δίδυμος γένεση). Οι διακεκομμένες γραμμές υποδεικνύουν το μέσο μήκος της αλληλεπίδρασης και οι συνεχείς το κλάσμα ενέργειας προς την απώλεια ενέργειας ανά μονάδα μήκους.

Πίνακας 3.2

Αλληλεπιδράσεις	Τύπος αλληλεπίδρασης
$p^+ + \gamma \rightarrow \pi$	Παραγωγή πιονίου
$\gamma \rightarrow e^- + e^+$	Δίδυμη Γένεση
$e^- + \gamma \rightarrow e^- + \gamma$	Αντίστροφο Compton
$e^- + \gamma \rightarrow \gamma + \gamma + \gamma$	TRP
$Fe \rightarrow Co + e^- + \nu_{e^-}$	Διάσπαση β^-
$Ni \rightarrow Fe + \alpha$	Διάσπαση α
$C \rightarrow Be + \alpha$	Διάσπαση α
$O \rightarrow C + \alpha$	Διάσπαση α
$C \rightarrow N + e^- + \nu_{e^-}$	Διάσπαση β^-
$N \rightarrow B + \alpha$	Διάσπαση α
$B \rightarrow Li + \alpha$	Διάσπαση α
$Co \rightarrow Mn + \alpha$	Διάσπαση α
$Mn \rightarrow V + \alpha$	Διάσπαση α
$Fe \rightarrow Cr + \alpha$	Διάσπαση α
$Cr \rightarrow Ti + \alpha$	Διάσπαση α

Πίνακας 3.2: Συγκεντρωτικά αποτελέσματα διαδικασιών αλληλεπίδρασης της κοσμικής ακτινοβολίας με το διαστρικό αέριο.



Εικόνα 3.5: Το διάγραμμα αυτό αφορά στην αλληλεπίδραση ηλεκτρονίου-φωτονίου μέσω των διαδικασιών του αντίστροφου φαινομένου Compton (IC)

και της τριπλής δίδυμου γένεσης (TRP) στο μικροκυματικό υπόβαθρο. Επίσης στο ίδιο διάγραμμα παρουσιάζεται με γραμμές με τελείες και το κλάσμα ενέργειας προς την απώλεια ενέργειας ανά μονάδα μήκους για την εκπομπή ακτινοβολίας σύγχροτου για διαφορετικά διαγαλαξιακά μαγνητικά πεδία. Συγκεκριμένα οι γραμμές αντιστοιχούν σε μαγνητικά πεδία τάξεων μεγέθους 10^{-9} , 10^{-10} , 10^{-11} και 10^{-12} gauss, από κάτω προς τα επάνω.

3.6 Αλληλεπιδράσεις της κοσμικής ακτινοβολίας με την ατμόσφαιρα και το φλοιό της Γης.

Στην παράγραφο αυτή θα περιγραφεί το φαινόμενο του Εκτεταμένου Ατμοσφαιρικού Καταιγισμού (EAS). Η σημασία του φαινομένου αυτού στη μελέτη της κοσμικής ακτινοβολίας είναι πολύ μεγάλη διότι αποτελεί το μέσο για την ανίχνευση των σωματιδίων με ενέργειες άνω των 10^{10} eV περίπου. Όπως έχει ήδη αναφερθεί η ροή της κοσμικής ακτινοβολίας στη Γη μειώνεται καθώς αυξάνεται η ενέργεια των σωματιδίων. Το αποτέλεσμα είναι να αποκλείεται η άμεση ανίχνευση αφού τα στατιστικά δεδομένα δεν επαρκούν για να προκύψουν ασφαλή αποτελέσματα με μικρά σχετικά σφάλματα. Για το λόγο αυτό γίνεται ανίχνευση των προϊόντων των αλληλεπιδράσεων της κοσμικής ακτινοβολίας με τα σωματίδια της ατμόσφαιρας.

Ο εκτεταμένος ατμοσφαιρικός καταιγισμός συνίσταται από δευτερογενή σωματίδια που προκύπτουν από αλληλεπιδράσεις πρωτογενών σωματιδίων με σωματίδια της ατμόσφαιρας. Κατά τις διαδικασίες αυτές παράγονται νουκλεόνια και ελαφρύτερα στοιχεία παράλληλα με στοιχειώδη σωματίδια. Τα στοιχειώδη σωματίδια που παράγονται αποτελούν τη "σκληρή" και την "μαλακή" συνιστώσα του εκτεταμένου ατμοσφαιρικού καταιγισμού.

Η "σκληρή" συνιστώσα ονομάζεται έτσι λόγω της μεγάλης διεισδυτικής ικανότητας των σωματιδίων, αφού αποτελείται από μεσόνια και μίονια. Η "μαλακή" συνιστώσα ονομάζεται έτσι λόγω της σχετικά μικρής διεισδυτικής ικανότητάς της και αποτελείται από ηλεκτρόνια, ποζιτρόνια και φωτόνια.

Επίσης, ο εκτεταμένος ατμοσφαιρικός καταιγισμός διακρίνεται σε αδρονικό (ή νουκλεονικό) και σε ηλεκτρομαγνητικό. Ο αδρονικός καταιγισμός προκαλείται όταν το πρωτογενές σωματίδιο είναι αδρόνιο. Ο ηλεκτρομαγνητικός καταιγισμός προκαλείται από ένα ηλεκτρόνιο, ποζιτρόνιο ή φωτόνιο. Τα αποτελέσματα του κάθε είδους καταιγισμού είναι διαφορετικά λόγω των διαφορετικών αλληλεπιδράσεων που μπορεί να υποστεί το κάθε σωματίδιο. Ακολουθεί ανάλυση των διεργασιών που προκαλούνται από τα σωματίδια που συνιστούν την κοσμική ακτινοβολία καθώς αυτή διαπερνά την ατμόσφαιρα.

Φορτισμένα πιόνια: Τα σωματίδια που παράγονται πιο συχνά στον εκτεταμένο ατμοσφαιρικό καταιγισμό είναι τα πιόνια. Τα πιόνια έχουν τρεις δυνατές καταστάσεις, δύο ηλεκτρικά φορτισμένες (π^+ και π^-) και μία ηλεκτρικά ουδέτερη (π^0). Παρακάτω αναλύεται η συμπεριφορά των φορτισμένων πιονίων. Τα ηλεκτρικά φορτισμένα πιόνια είναι, προφανώς, συστατικά του αδρονικού καταιγισμού αφού είναι αδρόνια. Για ένα πρωτόνιο η μέση ελεύθερη διαδρομή στον αέρα υπολογίζεται ίση με:

$$\lambda = 100 \frac{gr}{cm^2} \quad (3.6)$$

ενώ το το ατμοσφαιρικό βάθος υπολογίζεται ίσο με:

$$X = 1030 \frac{gr}{cm^2} \quad (3.7)$$

Ως εκ τούτου τα πιόνια, με χρόνο ζωής $\tau = 26$ ns, παράγονται κυρίως στην ανώτερη ατμόσφαιρα, στο στρώμα της στρατόσφαιρας. Τα φορτισμένα πιόνια έχουν τη δυνατότητα είτε να διασπαστούν σε μίονια και νετρίνα (και τα αντίστοιχα σωματίδια αντιύλης) είτε να αλληλεπιδράσουν, μέσω ισχυρής αλληλεπίδρασης, με κάποιο πυρήνα ή νουκλεόνιο. Οι δυο αυτές διεργασίες

είναι ανταγωνιστικές και είναι χρήσιμο να υπολογιστεί ο λόγος των πιονίων που διασπώνται προς τα πιόνια που αλληλεπιδρούν. Μέσω του χρόνου ζωής και της μάζας του πιονίου, υπολογίζεται ότι για τη στρατόσφαιρα και για πιόνια με ενέργειες της τάξης των 10^9 eV, κυριαρχεί η διαδικασία της διάσπασης σε μίονια και νετρίνα μέσω των αντιδράσεων που φαίνονται στον Πίνακα 3.3.

- Μίονια: Όπως έχει ήδη αναφερθεί, τα μίονια είναι δευτερογενή σωματίδια που παράγονται από διασπάσεις φορτισμένων πιονίων και καονίων τα οποία προέρχονται από αλληλεπιδράσεις κατά τη δημιουργία του αδρονικού καταιγισμού όπως περιγράφηκε παραπάνω. Τα μίονια αποτελούν, ως εκ τούτου, ένα σημαντικό ποσοστό των σωματιδίων που δημιουργούνται κατά τον ατμοσφαιρικό καταιγισμό και από τη μελέτη αυτών μπορούν να ληφθούν σημαντικές πληροφορίες για τις ιδιότητες των πρωτογενών σωματιδίων από τα οποία προήλθαν, όπως επίσης και πληροφορίες για τις πηγές και τη σύσταση της κοσμικής ακτινοβολίας. Δεδομένου ότι ο χρόνος ζωής των μιονίων έχει βρεθεί πειραματικά ίσος με $\tau = 2200$ ns, τα μίονια με ενέργεια περίπου 10^9 eV διανύουν περίπου 6,6 km διαδρομής και έπειτα διασπώνται, ενώ τα μίονια με ενέργεια περίπου 3×10^9 eV χρειάζονται 20 km για να διασπαστούν, δηλαδή φτάνουν μέχρι την επιφάνεια της Γης. [3.8]

Προφανώς μίονια με ενέργειες μεγαλύτερης τάξης είναι πολύ δεισδυτικά και μέσα στο φλοιό της Γης με αποτέλεσμα να αποτελούν το πιο σημαντικό υπόβαθρο στα πειράματα που πραγματοποιούνται κάτω από την επιφάνεια της. Ο στόχος των πειραμάτων αυτών είναι η ανίχνευση νετρίνων και η αναζήτηση σκοτεινής ύλης ως επί το πλείστον. Επιπλέον τα μίονια χρησιμοποιούνται στον διαχωρισμό της ακτινοβολίας γ πολύ υψηλής ενέργειας από τα φωτόνια που παράγονται κατά τον εκτεταμένο ατμοσφαιρικό καταιγισμό λόγω της κοσμικής ακτινοβολίας. Η ροή των μιονίων, λόγω του ότι προέρχονται από διασπάσεις πιονίων, καθορίζεται από δύο ανταγωνιστικές διεργασίες: τη διάσπαση των πιονίων και την αλληλεπίδρασή τους με την

ατμόσφαιρα.

Η αύξηση της πυκνότητας της ατμόσφαιρας επηρεάζει την πιθανότητα αλληλεπίδρασης των μεσονίων με τα μόρια της, αυξάνοντας την, και την πιθανότητα διάσπασης τους, μειώνοντας την. Επειδή η πυκνότητα της ατμόσφαιρας έχει σχέση με τη θερμοκρασία της, η μέτρηση της ροής των μιονίων είναι ένα μέσο για την ατμοσφαιρική επισκόπηση και γενικότερα τη μελέτη της συμπεριφοράς των στρωμάτων της ατμόσφαιρας. [3.12] Λόγω του ότι η πλειοψηφία των σωματιδίων της κοσμικής ακτινοβολίας έχει θετικό φορτίο, προκύπτει ότι θα πρέπει να υπάρχει μια ασυμμετρία μεταξύ του αριθμού των μ^+ και μ^- , με τα πρώτα να υπερισχύουν.

Η τάξη μεγέθους του λόγου N_{μ^+} / N_{μ^-} επηρεάζεται ωστόσο και από το λόγο των μεσονίων που διασπώνται προς αυτά που αλληλεπιδρούν με άλλα σωματίδια, αφού αυτές οι διεργασίες είναι ανταγωνιστικές όπως ήδη ειπώθηκε. [3.13].

- Ουδέτερα πιόνια: Τα σωματίδια αυτά είναι ηλεκτρικά ουδέτερα και διασπώνται σε δύο φωτόνια $-\gamma$ μέσω της αντίδρασης που φαίνεται στον παρακάτω πίνακα 3.3. Τα φωτόνια που παράγονται από την αντίδραση αυτή δημιουργούν ηλεκτρομαγνητικό καταιγισμό. Το φαινόμενο πραγματοποιείται κυρίως στην ανώτερη ατμόσφαιρα καθώς τα φωτόνια απορροφώνται πολύ εύκολα από την ατμόσφαιρα μέσω των διαδικασιών απώλειας ενέργειας που περιγράφηκαν στο πρώτο κεφάλαιο. Τα προϊόντα των διασπάσεων των ουδέτερων πιονίων αποτελούν τη "μαλακή" συνιστώσα του εκτεταμένου ατμοσφαιρικού καταιγισμού.

- Πυρηνικές αντιδράσεις: Μία άλλη κατηγορία προϊόντων αλληλεπιδράσεων της κοσμικής ακτινοβολίας με τα σωματίδια της ατμόσφαιρας είναι και ορισμένα ραδιοϊσότοπα. Η ανίχνευση και μελέτη των ραδιοϊσοτόπων αυτών είναι πολύ σημαντική καθώς παρέχει πλήθος πληροφοριών για την ηλικία της κοσμικής ακτινοβολίας καθώς ορισμένα από αυτά έχουν χρόνους ημιζωής συγκρίσιμους με την ηλικία της.

Το πιο σημαντικό όμως από τα ισότοπα είναι ο ^{14}C . Το ισότοπο αυτό παράγεται ως προϊόν της σύλληψης νετρονίου από το άζωτο (^{14}N) μέσω της αντίδρασης που φαίνεται στον πίνακα 3.3. Μετά την παραγωγή του αντιδρά με το οξυγόνο (O_2), με αποτέλεσμα το σχηματισμό διοξειδίου του άνθρακα (CO_2) στην ατμόσφαιρα, συμμετέχοντας με αυτόν τον τρόπο στον κύκλο του διοξειδίου του άνθρακα στην ατμόσφαιρα. Επιπλέον, επειδή το διοξείδιο του άνθρακα επικάθεται στο φλοιό της Γης μέσω της βροχής, μελετώντας τα πετρώματα μπορούν να εκτιμηθούν διαφοροποιήσεις στη σύσταση της κοσμικής ακτινοβολίας σε σχέση με το χρόνο. Συγκεκριμένα έχει υπολογιστεί ότι η ροή της κοσμικής ακτινοβολίας ήταν κατά 20% μεγαλύτερη πριν από 5000 χρόνια περίπου. Το φαινόμενο αυτό εικάζεται ότι οφείλεται σε διαφοροποιήσεις που υφίσταται το μαγνητικό πεδίο της Γης σε μεγάλο χρονικό διάστημα. [3.8]

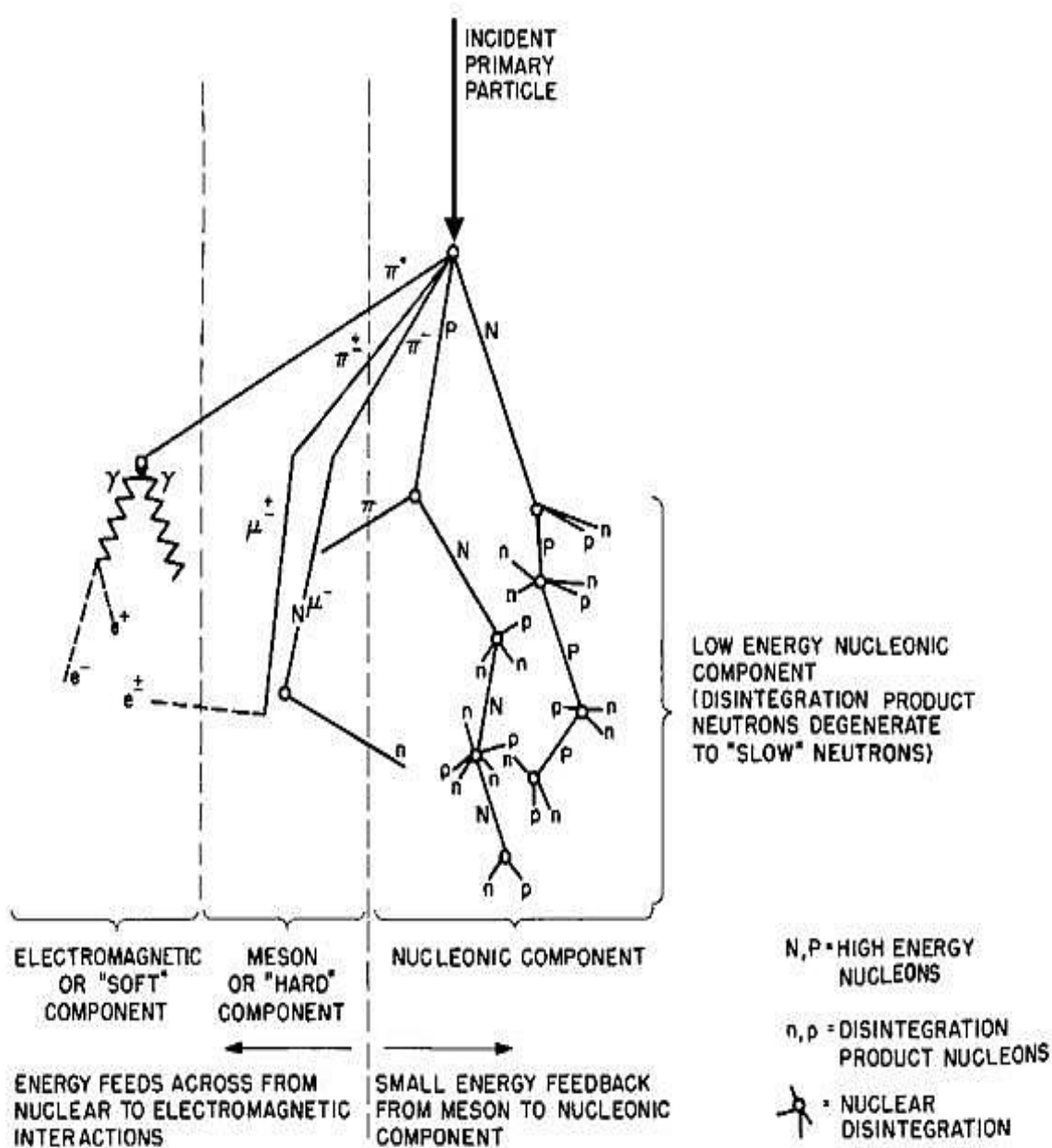
Συγκεντρωτικά, όλες οι διαδικασίες που πραγματοποιούνται ανάμεσα στην κοσμική ακτινοβολία και την ατμόσφαιρα φαίνονται στον παρακάτω πίνακα 3.3.

Επίσης στην εικόνα 3.5 παρουσιάζεται σχηματικά ο εκτεταμένος ατμοσφαιρικός καταγισμός όπως περιγράφηκε παραπάνω.

Πίνακας 3.3

Αλληλεπιδράσεις
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$
$\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu$ (αντινεutrino)
$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$
$n + \text{N} \rightarrow \text{C} + \text{H}$

Πίνακας 3.3: Αλληλεπιδράσεις κοσμικής ακτινοβολίας και ατμόσφαιρας.



Schematic Diagram of Cosmic Ray Shower

Εικόνα 3.6: Στην παραπάνω εικόνα παρουσιάζεται σχηματικά ο εκτεταμένος ατμοσφαιρικός καταιγισμός. Διακρίνονται η ηλεκτρομαγνητική συνιστώσα, τα μεσόνια της σκληρής συνιστώσας και τα προϊόντα πυρηνικών αλληλεπιδράσεων.

3.7 Πηγές κοσμικής ακτινοβολίας.

Στην παράγραφο αυτή θα μελετηθούν οι πηγές της κοσμικής ακτινοβολίας. Πρέπει να σημειωθεί όμως ότι ο τομέας αυτός είναι ακόμα υπό έρευνα και ως εκ τούτου οι θεωρίες που θα παρουσιαστούν δεν είναι καθολικά αποδεκτές από την επιστημονική κοινότητα. Είναι απαραίτητη περαιτέρω μελέτη των φαινομένων και νέα, ακριβέστερα πειραματικά δεδομένα για να προκύψει μια ολοκληρωμένη και καθολικά αποδεκτή θεωρία για την προέλευση της κοσμικής ακτινοβολίας.

Σύμφωνα με τα μέχρι στιγμής δεδομένα, λόγω των αλληλεπιδράσεων της κοσμικής ακτινοβολίας με τα μαγνητικά πεδία στο διάστημα, τα φορτισμένα σωματίδια που την αποτελούν δημιουργούν ισοτροπικό φάσμα στη Γη. Για το λόγο αυτό οι πληροφορίες για την προέλευσή της γίνονται γνωστές μόνο από τη μελέτη των ουδέτερων συστατικών της, όπως είναι τα φωτόνια και τα νετρίνα. Για παράδειγμα, ανιχνεύονται νετρίνα που προέρχονται από τον Ήλιο ή από εκρήξεις supernovae, είτε ακτινοβολία γ που προέρχεται από Active Galactic Nuclei (AGN). [3.8]

Οι κύριες πηγές της κοσμικής ακτινοβολίας είναι supernovae, quasars, Active Galactic Nuclei (AGN), Gamma Ray Bursts (GRB) και άλλες. Οι πηγές της κοσμικής ακτινοβολίας φαίνεται να χωρίζονται σε τρεις κατηγορίες ανάλογα με τα σωματίδια που μπορούν να επιταχύνουν και το επίπεδο ενεργειών στο οποίο μπορούν να τα επιταχύνουν. Συγκεκριμένα έχουμε τις παρακάτω κατηγορίες:

- Εκρήξεις supernovae εντός του διαστρικού αερίου: Αυτού του είδους οι πηγές παράγουν ηλεκτρόνια τα οποία έχουν τη δυνατότητα να επιταχύνουν μέχρι ενέργειες της τάξης των 30 GeV. Επίσης από αυτού του είδους τις πηγές προέρχεται το ολικό φάσμα της κοσμικής ακτινοβολίας μέχρι το ενεργειακό επίπεδο των 10^4 GeV.

- Εκρήξεις supernovae εντός του predecessor stellar wind: Αυτού του

είδους οι πηγές παράγουν ηλεκτρόνια τα οποία επιταχύνουν σε ενέργειες άνω των 30 GeV. Επίσης παράγονται και επιταχύνονται και άλλοι πυρήνες στοιχείων του Περιοδικού Πίνακα όπως Ήλιο (He) και άλλοι βαρύτεροι. Οι πυρήνες των στοιχείων αυτών επιταχύνονται συνήθως σε ενέργειες των 30 GeV περίπου όπως και τα ηλεκτρόνια άλλα μπορεί να φτάσουν και σε ενέργειες μερικών EeV. Δηλαδή το φάσμα της κοσμικής ακτινοβολίας το οποίο προέρχεται από αυτές τις πηγές εκτείνεται σε ενέργειες υψηλότερες των ενεργειών στις οποίες εκτείνεται το φάσμα που προέρχεται από τις πηγές της πρώτης κατηγορίας.

- Radio galaxies: Οι πηγές αυτές δημιουργούν το φάσμα που εκτείνεται από 3 EeV περίπου και άνω. Όπως έχει αναφερθεί και σε προηγούμενη παράγραφο η κοσμική ακτινοβολία σε ενέργειες αυτής της τάξης μεγέθους, συνίσταται κυρίως από πυρήνες Υδρογόνου (πρωτόνια) και Ηλίου, ενώ μέχρι τα 50 EeV περίπου ανιχνεύεται και ένα μικρό ποσοστό βαρύτερων πυρήνων. Λόγω του μικροκυματικού υπόβαθρου το φάσμα παρουσιάζει σημείο αποκοπής (GZK). [3.14]

3.8 Το σημείο αποκοπής στο φάσμα της κοσμικής ακτινοβολίας.

Υπάρχει ένα, θεωρητικά, προβλεπόμενο σημείο αποκοπής ενεργειών περίπου στα 10^{20} eV το οποίο ονομάζεται κατώφλι αποκοπής GZK από τα αρχικά των επιστημόνων που διατύπωσαν αυτή τη θεωρία. (Greisen-Zatsepin-Kuzmin). Η θεωρία αυτή βασίζεται στο γεγονός ότι τα φορτισμένα σωματίδια της κοσμικής ακτινοβολίας αλληλεπιδρούν με το μικροκυματικό υπόβαθρο του οποίου η μέση τιμή της ενέργειας είναι περίπου 10^{-3} eV.[3.18]

Λαμβάνοντας υπόψη και την πυκνότητα σε φωτόνια του μικροκυματικού υποβάθρου κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι τα φορτισμένα σωματίδια πολύ υψηλής ενέργειας της κοσμικής ακτινοβολίας χάνουν ενέργεια και ως εκ τούτου το φάσμα παρουσιάζει ενέργεια αποκοπής περίπου στα 6×10^{20} eV.

3.9 Πειραματικές διατάξεις μελέτης κοσμικής ακτινοβολίας.

Οι πειραματικές διατάξεις που χρησιμοποιούνται για τη μελέτη της κοσμικής ακτινοβολίας βασίζονται στην κατανόηση των αλληλεπιδράσεων και των διεργασιών ανάμεσα στα σωματίδια. Με τη χρήση μοντέλων περιγραφής των αλληλεπιδράσεων αυτών αποφασίζεται ο τύπος της ανιχνευτικής διάταξης που πρέπει να χρησιμοποιηθεί και τα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά του. Στην παράγραφο αυτή θα δοθεί μια σύντομη περιγραφή των χαρακτηριστικών των ανιχνευτικών διατάξεων που χρησιμοποιούνται.

Γενικά, η ανίχνευση των σωματιδίων συνίσταται στην ταυτοποίησή τους και στη μέτρηση της ενέργειας, της ορμής και της γωνίας σκέδασης. Οι ανιχνευτές κατατάσσονται σε κατηγορίες ανάλογα με την ποσότητα που μετρούν αλλά και τις αρχές λειτουργίας τους. Οι επικρατέστεροι τύποι ανιχνευτών σωματιδίων περιγράφονται παρακάτω.

- Ανιχνευτές φθορισμού - ιονισμού: Η αρχή λειτουργίας τους βασίζεται στην αλληλεπίδραση των φορτισμένων σωματιδίων καθώς διέρχονται μέσα από την ύλη. Καθώς ένα φορτισμένο σωματίδιο διέρχεται από την ύλη διεγείρει τα άτομα της, και αυτά κατά την αποδιέγερσή τους εκπέμπουν φωτόνια. Η ακτινοβολία αυτή μετατρέπεται σε ηλεκτρικό σήμα μέσω φωτοπολλαπλασιαστών και το σήμα αυτό τελικά μετράται και ερμηνεύεται δίνοντας τα χαρακτηριστικά του εκάστοτε σωματιδίου.

Τυπικοί φωτοπολλαπλασιαστές που χρησιμοποιούνται ενισχύουν το σήμα αρκετές τάξεις μεγέθους έτσι ώστε ακόμα και ένας μικρός αριθμός φωτονίων να μπορεί να δώσει μετρήσιμο σήμα. Μια παράμετρος που πρέπει να ληφθεί υπόψιν στον υπολογισμό των σφαλμάτων σε αυτού του τύπου τους ανιχνευτές είναι το ότι υπάρχει μετρήσιμη πιθανότητα το εκπεμπόμενο φωτόνιο να εκδιώξει ένα ηλεκτρόνιο της καθόδου με αποτέλεσμα η ένδειξη να είναι μικρότερη της πραγματικής.

Το βασικό μειονέκτημα των ανιχνευτών αυτού του είδους είναι η αδυναμία διάκρισης μεταξύ των σημάτων ενός σωματιδίου με ενέργεια $E_1 +$

E2 και δύο σωματιδίων με ενέργειες E1 και E2 αντίστοιχα.[3.15] [3.16]

- Ανιχνευτές ημιαγωγών : Η βασική αρχή των ανιχνευτών ημιαγωγών είναι ότι καθώς το σωματίδιο προσπίπτει στον ημιαγωγό παράγονται ζεύγη ιόντων τα οποία καταμετρώνται δεδομένης της αρχικής ενέργειας του σωματιδίου και της ενέργειας παραγωγής ενός ζεύγους ιόντων. Για να καταμετρηθούν τα ιόντα όμως πρέπει πρώτα να διαχωριστούν είτε με τη βοήθεια μαγνητικού πεδίου, είτε με τη βοήθεια ηλεκτρικού πεδίου.

Το πλεονέκτημα των ημιαγωγών σε σχέση με κάποιο αέριο ιονισμού είναι ότι η ενέργεια δημιουργίας ζεύγους ιόντων είναι πολύ μικρότερη (διότι αρκεί τα ηλεκτρόνια να φτάσουν στη ζώνη αγωγιμότητας) με αποτέλεσμα να παράγεται μεγάλος αριθμός ζευγών ιόντων. Επιπλέον ένας ανιχνευτής ημιαγωγού δεν απαιτεί ψύξη σε χαμηλές θερμοκρασίες. Τέλος, μελλοντικές βελτιώσεις προβλέπονται κυρίως με την χρήση νέων τεχνολογικών υλικών με βελτιωμένες προδιαγραφές.[3.15] [3.16]

- Ανιχνευτές Cerenkov : Στους ανιχνευτές αυτούς γίνεται χρήση του ομώνυμου φαινομένου, το οποίο ανακαλύφθηκε από τον Pavel Cerenkov το 1934. Η μέθοδος αυτή έχει το μειονέκτημα ότι το φως που εκπέμπεται έχει πολύ μικρή ένταση. Για το λόγο αυτό θα πρέπει ο ανιχνευτής να είναι εξαιρετικά ευαίσθητος και να έχει κατάλληλη γεωμετρία ώστε να εστιάζει καλά το φως στον πολλαπλασιαστή. Ένα δεύτερο μειονέκτημα των ανιχνευτών αυτών είναι ότι προκειμένου να μετρηθεί η μάζα ή η ορμή ενός σωματιδίου πρέπει να πραγματοποιηθεί μέτρηση σε μόνο μία γωνία. Αυτό σημαίνει ότι τα φωτόνια που εξέρχονται σε διαφορετικές γωνίες δεν παρατηρούνται.

Το βασικό όμως πλεονέκτημα είναι ότι με τη μέθοδο αυτή ανιχνεύονται τα αποτελέσματα των σωματιδίων της κοσμικής ακτινοβολίας και με ανακατασκευή του κωνικού μετώπου μπορεί να υπολογιστεί το είδος του σωματιδίου και η τροχιά του. [3.15] [3.16]

- Θάλαμοι Σπινθήρων : Ο ανιχνευτής αυτός περιλαμβάνει ένα σύστημα από παράλληλες και αγωγίμες πλάκες οι οποίες βρίσκονται μέσα σε ένα θάλαμο με ευγενές αέριο και απέχουν μεταξύ τους μία μικρή σχετικά απόσταση της τάξης μερικών εκατοστών, ενώ η πίεση στο θάλαμο είναι περίπου μια ατμόσφαιρα. Αρχικά ο θάλαμος εκκενώνεται από ιόντα με τη βοήθεια ενός πεδίου που δημιουργείται χρησιμοποιώντας τάση 1000V. Καθώς το σωματίδιο διέρχεται από το θάλαμο, δημιουργούνται ηλεκτρικές εκκενώσεις οι οποίες αποφορτίζουν τον πυκνωτή που βρίσκεται εντός του θαλάμου σε ορισμένο χρόνο.

Σημείωση: Ένας τέτοιος θάλαμος έχει διακριτική ικανότητα περίπου 1 μ s, δεδομένου ότι ο πυκνωτής που "καθαρίζει" το χώρο από τα ιόντα χρειάζεται περίπου 0.5 μ s για να το πετύχει. Στο διάστημα καθαρισμού δεν μπορούν να ανιχνευτούν σωματίδια αφού τα υπάρχοντα ιόντα έχουν πολύ μεγάλη πιθανότητα να επανασυνδεθούν με τα παραγόμενα ηλεκτρόνια. Οι εκσπάσεις στο θάλαμο καταγράφονται φωτογραφικά και μπορούν να εντοπιστούν με μεγαλύτερη ακρίβεια από ότι στους ανιχνευτές σπινθηρισμών. [3.15] [3.16]

- Θάλαμοι Φυσαλίδων : Οι ανιχνευτές αυτού του είδους λειτουργούν με τον ίδιο τρόπο με τους παραπάνω με τη διαφορά ότι εδώ ανιχνεύονται οι τροχιές των σωματιδίων. Ένα υπερθερμασμένο υγρό βρίσκεται πολύ κοντά αλλά κάτω από το σημείο ζέσης. Καθώς το σωματίδιο διέρχεται από αυτό προκαλεί βρασμό κατά μήκος της τροχιάς του η οποία ανιχνεύεται λόγω των φυσαλίδων βρασμού που δημιουργούνται.

Ένα βασικό μειονέκτημα των θαλάμων φυσαλίδων είναι ότι δεν έχουν τη δυνατότητα να ανιχνεύσουν επιλεκτικά κάποιο είδος σωματιδίου. Ανιχνεύουν όλα τα σωματίδια που διέρχονται από το υγρό. Πολλές φορές οι θάλαμοι αυτοί τοποθετούνται μέσα σε μαγνητικό πεδίο ώστε να γίνεται διάκριση του φορτίου του σωματιδίου που ανιχνεύεται.[3.15] [3.16]

- Ανιχνευτές Προβολής Χρόνου : Αυτός ο ανιχνευτής που επινοήθηκε το 1974 τείνει να είναι ο "ιδανικός" ανιχνευτής δεδομένου ότι βελτιώνει σε μεγάλο βαθμό όλα τα προβλήματα των άλλων ανιχνευτών.

Συγκεκριμένα ο ανιχνευτής αυτός χρησιμοποιεί πολλά σύρματα τοποθετημένα γύρω από το χώρο που διέρχεται η δέσμη σωματιδίων, σε συνδυασμό ηλεκτρομαγνητικού πεδίου. Καθώς τα σωματίδια διέρχονται από τον ανιχνευτή, έλκονται από τα σύρματα επηρεαζόμενα παράλληλα από το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο. Μελετώντας τις τροχιές των σωματιδίων και χρησιμοποιώντας τα δεδομένα :

α) του χρόνου που χρειάστηκε κάποιο σωματίδιο για να φτάσει σε κάποιο σύρμα και

β) του συνολικού συσσωρευμένου φορτίου σε ένα σύρμα, μπορούμε να βρούμε την ενέργεια και την ορμή όλων των σωματιδίων που διέρχονται από αυτόν.

Παράλληλα χρησιμοποιείται και μαγνητικό πεδίο ώστε να περιοριστούν τα ηλεκτρόνια σε τροχιές γύρω από τη διεύθυνση ολίσθησης. [3.15] [3.16]

- Καλορίμετρα: Τα καλορίμετρα είναι οι μοναδικοί ανιχνευτές σωματιδίων οι οποίοι μετρούν ενέργειες σωματιδίων, ανεξαρτήτως αν αυτά είναι ουδέτερα ή φορτισμένα. Η βασική αρχή λειτουργίας τους είναι ότι η απορρόφηση της ενέργειας του προσπίπτοντος σωματιδίου γίνεται με τη διαδικασία της χιονοστιβάδας η οποία οδηγεί σε δευτερογενή σωματίδια ο αριθμός των οποίων είναι ανάλογος της ενέργειας του αρχικού σωματιδίου.

Σημαντικό στοιχείο των ανιχνευτών της κατηγορίας αυτής είναι ότι μπορούν να ανιχνεύσουν τη "χαμένη" ενέργεια. Η ύπαρξη χαμένης ενέργειας υποδεικνύει την παρουσία ή όχι νετρίνων. [3.16]

- Φωτογραφικό γαλάκτωμα (Nuclear emulsions): Οι ανιχνευτές αυτοί λειτουργούν με παρόμοιο τρόπο με την φωτογραφική πλάκα. Το υλικό της πλάκας είναι τέτοιο ώστε τα ιονίζοντα σωματίδια που προσπίπτουν σε αυτήν, να αλληλεπιδρούν με αυτή. Μετά από κατάλληλη επεξεργασία, η πλάκα αυτή

μπορεί να μελετηθεί με μικροσκόπιο και να καταγραφεί η τροχιά του σωματιδίου.[3.16]

Όπως είναι ήδη γνωστό για να γίνει η ταυτοποίηση ενός σωματιδίου πρέπει να ανιχνευτεί και να μετρηθεί η μάζα, το φορτίο, η ενέργεια του σωματιδίου και η γωνία σκέδασης. Ένας ανιχνευτής λοιπόν θα πρέπει να μπορεί να μετρήσει αυτά τα στοιχεία.

Στις περισσότερες περιπτώσεις ο προσδιορισμός αυτών των ποσοτήτων γίνεται έμμεσα μετρώντας τη θέση του σωματιδίου, την αλλαγή της τροχιάς του εντός μαγνητικού πεδίου, την απορρόφηση ενέργειας, τη μάζα και την ακτινοβολία Cerenkov. [3.17]

Ένας ιδανικός ανιχνευτής θα πρέπει να έχει τα παρακάτω κύρια χαρακτηριστικά :

1. Υψηλή αποδοτικότητα.
2. Υψηλή διακριτική ικανότητα.
3. Ευρεία περιοχή ανίχνευσης (Τέλεια κάλυψη στερεάς γωνίας)

και επίσης τα παρακάτω δευτερεύοντα χαρακτηριστικά :

1. Ικανότητα ταυτοποίησης σωματιδίου.
2. Ταχεία απόκριση.
3. Πληροφορία κατευθυνσης.
4. Ελάχιστο νεκρό χρόνο.
5. Μικρό υπόστρωμα (background).
6. Αντοχή στο χρόνο.
7. Υψηλή αξιοπιστία.
8. Υψηλή συμβατότητα.
9. Χαμηλό κόστος.

Τέλος θα πρέπει η διάταξη να περιλαμβάνει κατάλληλα ηλεκτρονικά συστήματα όπως ενισχυτές, διαχωριστές κ.α. καθώς και δικτυακά ηλεκτρονικά συστήματα αποθήκευσης και επεξεργασίας δεδομένων.

3.10 Σημασία μελέτης κοσμικής ακτινοβολίας.

Η μελέτη της κοσμικής ακτινοβολίας παρέχει χρήσιμα αποτελέσματα σε διάφορους τομείς της επιστήμης όπως για παράδειγμα στους τομείς της αστροφυσικής και φυσικής στοιχειωδών σωματιδίων, της φυσικής υψηλών ενεργειών, και μετεωρολογίας. Επίσης λόγω της υψηλής τεχνολογίας που χρησιμοποιείται στα πειράματα για τη μελέτη της κοσμικής ακτινοβολίας αναπτύσσεται η επιστήμη των υλικών και της ηλεκτρονικής. Τέλος, επηρεάζει την εξέλιξη και άλλων επιστημών όπως η ιατρική και η βιολογία, αφού μελετώνται οι επιδράσεις της με τους βιολογικούς οργανισμούς.

Στον τομέα της αστροφυσικής σχεδιάζονται πειράματα μελέτης της κοσμικής ακτινοβολίας μέσω παρατηρητηρίων όπως το υπό κατασκευή CTA (Cerenkov Telescope Array). Μέσω του πειράματος αυτού επιδιώκεται μεταξύ άλλων και η μελέτη του αναλλοίωτου Lorentz καθώς επίσης και η ανακάλυψη νέων πηγών κοσμικής ακτινοβολίας.

Κατά τη διάρκεια των πειραμάτων μελέτης της κοσμικής ακτινοβολίας, μετράται η ροή των μιονίων. Λόγω της σχέσης μεταξύ της ροής των μιονίων και της θερμοκρασίας των στρωμάτων της ατμόσφαιρας (και ως εκ τούτου και της πυκνότητας της ατμόσφαιρας), μπορεί να μελετηθεί η δυναμική εξέλιξη της τρύπας του όζοντος καθώς και η χρονική εξέλιξη της θερμοκρασίας της στρατόσφαιρας. [3.12]

3.11 Παρατηρητήριο ακτίνων γ- πολύ υψηλών ενεργειών (CTA).

Όπως σε όλα τα επίγεια πειράματα μελέτης της κοσμικής ακτινοβολίας, πριν την τελική κατασκευή πραγματοποιούνται μελέτες που υποδεικνύουν τα χαρακτηριστικά που θα πρέπει να πληροί μία τοποθεσία για να κριθεί

κατάλληλη για τη διεξαγωγή του πειράματος. Ορισμένα από τα κύρια χαρακτηριστικά της τοποθεσίας είναι η επιπεδότητα της περιοχής, η καθαρότητα της ατμόσφαιρας (σε ρύπους, σκόνη και λοιπά σωματίδια), η θερμοκρασία, η πίεση, το υψόμετρο και άλλα. Τέλος θα πρέπει να ληφθεί υπόψη και η υποδομή της περιοχής σε δρόμους και υπηρεσίες όπως εμπόριο, νοσοκομεία, διαδίκτυο, καθώς επίσης και η πολιτική σταθερότητα της.

Ο υπό κατασκευή ανιχνευτής CTA (Cerenkov Telescope Array) προορίζεται να ανιχνεύει την ακτινοβολία Cerenkov που παράγεται καθώς τα φορτισμένα σωματίδια της κοσμικής ακτινοβολίας εισέρχονται στην ατμόσφαιρα. Κατά κύριο λόγο βασίζεται στις αρχές των προηγούμενων παρόμοιων πειραμάτων HESS και MAGIC. Ο στόχος του είναι να αυξηθεί το εύρος ενέργειας της κοσμικής ακτινοβολίας που ανιχνεύεται στα TeV, να αυξηθεί η ευαισθησία των ανιχνευτών στα ($\sim 10^{-13}$ TeV/cm² s) και να βελτιωθεί η ακρίβεια στη μέτρηση τη γωνίας από την οποία προέρχεται ο καταγιγισμός αφού από το χαρακτηριστικό αυτό εξάγονται τα συμπεράσματα για τον τόπο, το χρόνο και την ενέργεια της πηγής.

Σύμφωνα με τα αποτελέσματα των μελετών ο ανιχνευτής θα αποτελείται από συστοιχίες τηλεσκοπίων διαφορετικού μεγέθους έτσι ώστε να καλύπτεται όλη η περιοχή ενεργειών που πρέπει να ερευνηθεί. Συγκεκριμένα θα υπάρχουν λίγα μεγάλου μεγέθους (~23 μέτρα διάμετρος και 28 μέτρα ύψος) τηλεσκόπια τα οποία θα ανιχνεύουν ακτινοβολία ενέργειας $E < 100$ GeV, κάποια μεσαίου μεγέθους (12 μέτρα διάμετρος) τα οποία θα ανιχνεύουν ακτινοβολία με ενέργεια $100 \text{ GeV} < E < 10 \text{ TeV}$ και πολλά μικρού μεγέθους (6 μέτρα διάμετρος) τα οποία θα ανιχνεύουν ακτινοβολία με ενέργεια $E > 10 \text{ TeV}$.

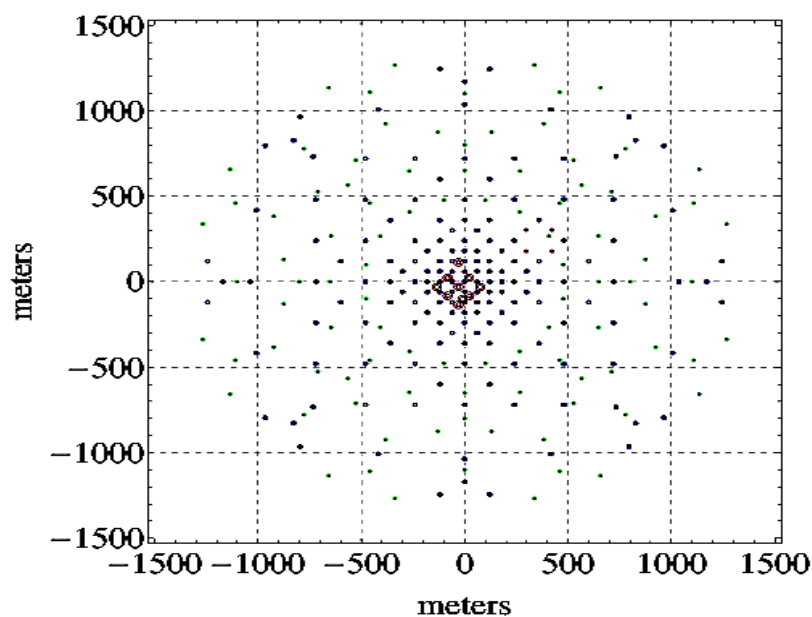
- Ανίχνευση σε ενέργειες κάτω από 100 GeV: Η ακτινοβολία που θα ανιχνευτεί θα πρέπει να είναι αρκετή ώστε να γίνει αισθητή από τους ανιχνευτές και να είναι δυνατή η επεξεργασία και μελέτη του σήματος.

Δεδομένου ότι τα συστηματικά σφάλματα και το υπόβαθρο είναι πιθανό να περιορίσουν την ευαισθησία του ανιχνευτή, η επιφάνεια του σε αυτό το εύρος ενεργειών θα πρέπει ανέρχεται σε 10^4 m^2 . Η απαίτηση αυτή μπορεί να καλυφθεί είτε με λίγα μεγάλα τηλεσκόπια είτε με πολλά μικρού μεγέθους. Το κόστος κάθε μίας επιλογής οφείλεται σε διαφορετικές παραμέτρους. Στα μεν μεγάλου μεγέθους τηλεσκόπια οφείλεται στην δια την κατασκευή ενώ στα μικρού μεγέθους οφείλεται στον ανιχνευτή φωτονίων και στον ηλεκτρονικό εξοπλισμό. Η βελτιστη επιλογή θα ήταν τα τηλεσκόπια μετρίου μεγέθους όμως στην περίπτωση αυτή είναι δύσκολο να επιτευχθεί η συνθήκη σκανδαλισμού (trigger). Το πρόβλημα αυτό μπορεί να επιλυθεί με ηλεκτρονικά συστήματα που συνδυάζουν και υπερθέτουν τις εικόνες από πολλά τηλεσκόπια σε ένα εικονοστοιχείο(pixel) σε πραγματικό χρόνο ($\sim 10^{-9} \text{ sec}$).

- Ανίχνευση σε ενέργειες $100\text{GeV} < E < 10\text{TeV}$: Η ανίχνευση σε αυτό το εύρος ενεργειών είναι γνωστή από προηγούμενα πειράματα όπως MAGIC, HESS και άλλα: Μία συστοιχία τηλεσκοπίων μέτριου μεγέθους σε απόσταση μεταξύ τους περίπου 100 μέτρων. Βελτιστοποίηση της διάταξης αυτής όσον αφορά στην ευαισθησία πραγματοποιείται με την αύξηση της περιοχής κάλυψης και με την αναπροσαρμογή των συστημάτων επεξεργασίας των δεδομένων που συλλέγονται. Για πρώτη φορά η έκταση που θα καλύπτουν τα τηλεσκόπια θα είναι μεγαλύτερη από το εύρος του καταιγισμού ώστε να συλλέγονται όλα τα δεδομένα ομοιόμορφα και να ελαττώνονται τα σφάλματα στην ανακατασκευή της γωνιάς προέλευσης του αρχικού σωματιδίου.

- Ανίχνευση σε ενέργειες υψηλότερες των 10 TeV: Σε αυτό το εύρος ενεργειών θα πρέπει να ανιχνευτεί ικανός αριθμός ακτίνων- γ πολύ υψηλών ενεργειών κάτι που απαιτεί κάλυψη πολλων τετραγωνικών χιλιομέτρων. Βασικό στοιχείο είναι οτι η ανίχνευση των ακτίνων - γ πολύ υψηλών ενεργειών μπορεί να γίνει και έξω από τον "κώνο" της ακτινοβολίας Cerenkov. Οι δύο επικρατέστερες λύσεις είναι: Πρώτον, να διαταχθούν πολλά μικρά τηλεσκόπια με επιφάνεια μερικών τετραγωνικών μέτρων σε απόσταση 100-200 μέτρων

και δεύτερον, λίγα μεγάλα τηλεσκόπια με επιφάνεια περίπου 10 τετραγωνικών μέτρων σε απόσταση περίπου 500 μέτρων μεταξύ τους. Μια πιθανή διάταξη των τηλεσκοπίων φαίνεται στο παρακάτω σχήμα της εικόνας 3.7. [3.19] [3.20] [3.21]



Εικόνα 3.7 : Αναπαράσταση επικρατέστερης διάταξης τηλεσκοπίων στο πείραμα CTA.

3.12 Ανακεφαλαίωση.

Στο κεφάλαιο που προηγήθηκε παρουσιάστηκε η ιστορία της ανακάλυψης της κοσμικής ακτινοβολίας και αναλύθηκε η σύσταση της. Στη συνέχεια μελετήθηκε το ενεργειακό φάσμα που προέκυψε από ποικίλες μετρήσεις και πειράματα ανίχνευσης της κοσμικής ακτινοβολίας. Έπειτα αναφέρθηκαν τα είδη ανιχνευτικών διατάξεων σωματιδίων και ακτινοβολίας. Τέλος, αναπτύχθηκαν οι τεχνικές ανίχνευσης της κοσμικής ακτινοβολίας και έγινε αναφορά στον υπό κατασκευή επίγειο ανιχνευτή CTA.

B. Πειραματικό μέρος

Κεφάλαιο 4 : Οπτική, Συμβολομετρία, Φασματοσκοπία.

4.1 : Εισαγωγή.

Στόχος του παρόντος κεφαλαίου είναι να εισαχθούν οι απαραίτητες έννοιες της γεωμετρικής οπτικής, της συμβολομετρίας και της φασματοσκοπίας, που θα χρησιμοποιηθούν στην πειραματική διαδικασία και την ανάλυση των αποτελεσμάτων.

Αρχικά γίνεται μία σύντομη αναφορά στις παραδοχές και τις συμβάσεις της γεωμετρικής οπτικής όσον αφορά στη σχηματική αναπαράσταση των οπτικών συστημάτων.

Ακολουθεί ανάλυση της αρχής λειτουργίας του συμβολομέτρου Fabry-Perot και των παραγόντων που επηρεάζουν την απόδοσή του, ενώ γίνεται αναφορά και στις εφαρμογές του σε διάφορους κλάδους της επιστήμης.

Το κεφάλαιο ολοκληρώνεται με ανάλυση των υπόλοιπων οπτικών στοιχείων που θα χρησιμοποιηθούν στην πειραματική διάταξη, όπως είναι οι μονοχρωμάτορες και ο αισθητήρας CCD.

4.2 : Αρχές Γεωμετρικής Οπτικής.

Τα οπτικά συστήματα αποτελούνται από οπτικά εξαρτήματα όπως πηγές φωτός, φακούς, διαφράγματα, κάτοπτρα, πρίσματα, φράγματα, οπτικές ίνες, ανιχνευτές και άλλα. Συνήθως οι οπτικές διατάξεις λόγω της ευαισθησίας τους στις δονήσεις και στις μετακινήσεις των εξαρτημάτων τοποθετούνται πάνω σε οπτικές τράπεζες που στόχο έχουν την απόσβεση των δονήσεων και των ταλαντώσεων λόγω εξωτερικών παραγόντων. Κατά την σχηματική αναπαράσταση των διατάξεων ορίζεται ο οπτικός άξονας και το επίπεδο πρόσπτωσης των ακτίνων.

Η διάδοση και η ανάκλαση του φωτός στις διαχωριστικές επιφάνειες διέπεται από νόμους, η μελέτη των οποίων βασίζεται στο σχεδιασμό "ακτίνων" που δείχνουν την κατεύθυνση του φωτός. Μία πολύ λεπτή δέσμη φωτός που απομονώνεται μέσω ενός διαφράγματος με άνοιγμα περίπου ίδιας τάξης μεγέθους με το μήκος κύματος του φωτός της πηγής, μπορεί να χρησιμοποιηθεί σαν ακτίνα για τη μελέτη των φαινομένων. Όμως, αυτή η μέθοδος δεν μπορεί να αποτελέσει παρά μία προσέγγιση διότι καθώς το άνοιγμα του διαφράγματος ελαττώνεται τείνοντας στο μήκος κύματος της δέσμης, γίνονται εντονότερα τα φαινόμενα περίθλασης από τα άκρα της σχισμής. Ο κλάδος της φυσικής που βασίζεται στη μελέτη των ακτίνων φωτός ονομάζεται γεωμετρική οπτική.

Τα υλικά μέσα από τα οποία διαδίδεται η ακτινοβολία μπορεί να είναι ομογενή ή ανομοιογενή και ισότροπα ή ανισότροπα. Σε ένα ομογενές και ισότροπο υλικό το φως διαδίδεται με την ίδια ταχύτητα σε κάθε διεύθυνση διάδοσης και ανεξάρτητα από την κατεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου, δηλαδή ανεξάρτητα από την πόλωση. Σε περίπτωση που η ταχύτητα αλλάζει ανάλογα με την πόλωση αλλά όχι ανάλογα με τη διεύθυνση διάδοσης τότε το σώμα είναι ομογενές και ανισότροπο. Τέλος, στην περίπτωση που ο δείκτης διάθλασης δεν διατηρείται σταθερός σε κάθε διεύθυνση, το σώμα είναι ανομοιογενές. Για τη διάδοση των ακτίνων φωτός στα υλικά και την

πρόσπτωσή τους σε διαχωριστικές επιφάνειες ισχύουν οι παρακάτω νόμοι.
[4.1] [4.2] [4.3]

- Πρώτος Νόμος : Οι ακτίνες φωτός διαδίδονται σε ευθείες γραμμές μέσα σε ομογενή υλικά. Όταν προσπίπτουν σε διαχωριστική επιφάνεια μεταξύ δύο διαφορετικών υλικών, ένα μέρος της ακτίνας ανακλάται και ένα μέρος διαδίδεται στο δεύτερο υλικό. Οι ακτίνες πρόσπτωσης, ανάκλασης και διάδοσης κείνται στο ίδιο επίπεδο.

- Δεύτερος Νόμος : Η γωνία πρόσπτωσης που σχηματίζεται ανάμεσα στην ακτίνα πρόσπτωσης και την κάθετη ευθεία στη διαχωριστική επιφάνεια είναι ίση με τη γωνία ανάκλασης που σχηματίζεται ανάμεσα στην ακτίνα ανάκλασης και την κάθετη στη διαχωριστική επιφάνεια.

- Τρίτος Νόμος : Η γωνία πρόσπτωσης και η γωνία διάθλασης, η οποία σχηματίζεται μεταξύ της ακτίνας διάθλασης και της κάθετης στη διαχωριστική επιφάνεια συνδέονται μέσω της παρακάτω σχέσης 4.1, που ονομάζεται νόμος του Snell.

$$n_1 \sin\theta_1 = n_2 \sin\theta_2 \quad (4.1)$$

όπου:

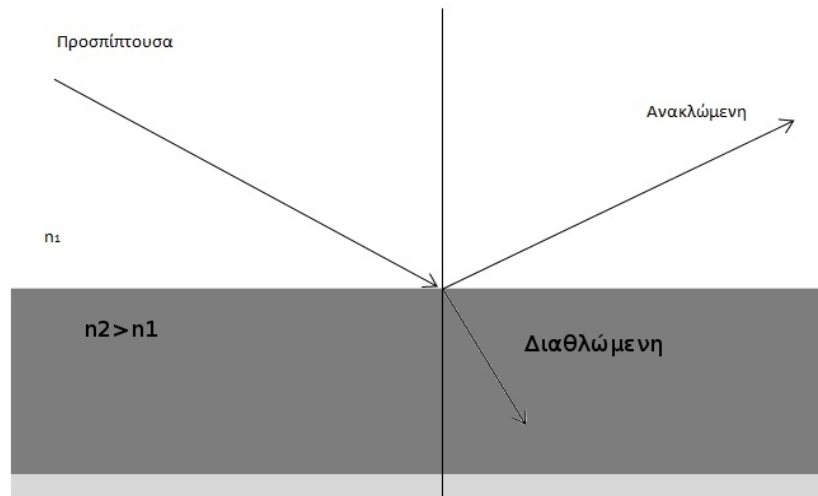
n_1 είναι ο δείκτης διάθλασης του πρώτου υλικού,

θ_1 είναι η γωνία πρόσπτωσης όπως ορίστηκε παραπάνω,

n_2 είναι ο δείκτης διάθλασης του υλικού στο οποίο διαδίδεται η ακτίνα μετά την πρόσπτωση στη διαχωριστική επιφάνεια,

θ_2 είναι η γωνία διάθλασης όπως ορίστηκε παραπάνω.

Στο παρακάτω σχήμα της εικόνας 4.1 φαίνονται οι ακτίνες πρόσπτωσης, ανάκλασης και διάθλασης, καθώς και οι αντίστοιχες γωνίες.



Εικόνα 4.1: Κατά την πρόσπτωση μίας ακτίνας στη διαχωριστική επιφάνεια δύο υλικών με διαφορετικούς δείκτες διάθλασης n_1 και n_2 , η προσπίπτουσα ακτίνα διαχωρίζεται στην ανακλώμενη και τη διαθλώμενη.

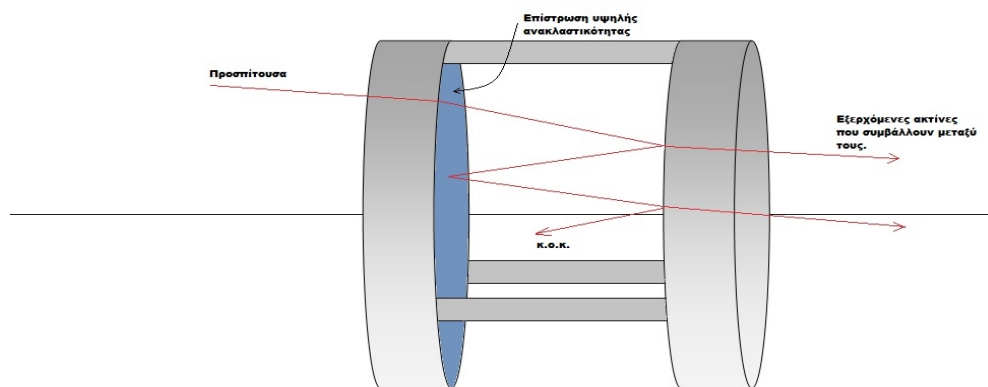
4.3 : Συμβολόμετρο Fabry - Perot.

Το συμβολόμετρο Fabry - Perot εφευρέθηκε το 1897 από τους Charles Fabry και Alfred Perot. Όμως, λόγω του ότι δεν είχαν ακόμα ανακαλυφθεί οι μονοχρωματικές πηγές, η χρήση του ήταν πολύ περιορισμένη. Με την ανακάλυψη του laser στη δεκαετία του 1960 επανήλθε στο προσκήνιο και σήμερα αποτελεί ένα από τα πιο σημαντικά "εργαλεία" της φασματοσκοπίας και της μετρολογίας. Εξαιτίας της πιο σημαντικής ιδιότητας του Fabry - Perot, η οποία είναι η μεγάλη φασματική ανάλυση που μπορεί να επιτευχθεί, το φασματόμετρο αυτού του τύπου βρίσκει εφαρμογή στην διάκριση γραμμών οι οποίες απέχουν ελάχιστα. Το κυριότερο πλεονέκτημα του Fabry - Perot σε σύγκριση με το φασματόμετρο φράγματος είναι η διεύρυνση του πεδίου (fieldwidening). Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την επίτευξη ακόμα υψηλότερης φασματικής ανάλυσης.

Κατά τη φασματοσκοπία με χρήση συμβολομέτρου Fabry - Perot γίνεται αξιοποίηση του φαινομένου Etalon. Το φαινόμενο αυτό συνίσταται στη

συμβολή πολλαπλών δεσμών μέσω πολλαπλών ανακλάσεων στην κοιλότητα του Fabry-Perot, αντίθετα με τα φαινόμενα συμβολής δύο δεσμών που αξιοποιούνται σε διαφορετικού τύπου συμβολόμετρα, όπως Michelson, Mach-Zehnder και άλλα. [4.3]

Στο παρακάτω σχήμα της εικόνας 4.2 βλέπουμε τα βασικά μορφολογικά και διαστασιολογικά χαρακτηριστικά του etalon. Η πιο βασική παράμετρος, η οποία καθορίζει το πεδίο χρήσης του etalon είναι η απόσταση μεταξύ των πλακιδίων. Άλλες παράμετροι που επηρεάζουν την απόδοση του είναι το αέριο μέσα στο οποίο βρίσκεται η διάταξη ή το υλικό ανάμεσα στα πλακίδια και οι επιστρώσεις των πλακιδίων. [4.4]



Εικόνα 4.2: Σχηματική αναπαράσταση ενός Fabry - Perot etalon. Το σύστημα αποτελείται από τα πλακίδια και τους αποστάτες ενώ διακρίνεται και η επίστρωση στις δύο εσωτερικές επιφάνειες ώστε να είναι υψηλός ο συντελεστής ανάκλασης της δέσμης. Η δέσμη φωτός που έχει σχεδιαστεί διέρχεται από το etalon ακολουθώντας την εξής πορεία: Αρχικά προσπίπτει στο πρώτο πλακίδιο το οποίο έχει μεγάλο συντελεστή διέλευσης σε αυτή την κατεύθυνση, έπειτα προσπίπτει στην αριστερή επιφάνεια του δεύτερου η οποία είναι καλυμμένη με ειδική επίστρωση ώστε να έχει μεγάλο συντελεστή ανάκλασης. Στη συνέχεια το μεγαλύτερο μέρος της ανακλάται και πάλι στην δεξιά επιφάνεια του πρώτου πλακιδίου κ. ο. κ. Οι ακτίνες που εξέρχονται από το etalon συμβάλλουν με αποτέλεσμα να παρατηρούνται κροσσοί συμβολής

στην έξοδο.

Η πορεία μίας δέσμης που διέρχεται μέσω του etalon είναι πολύπλοκη και συνίσταται σε πολλαπλές ανακλάσεις και διαθλάσεις που δημιουργούν διαφορά οπτικού δρόμου στη δέσμη με αποτέλεσμα να δημιουργείται ενισχυτική ή αποσβεστική συμβολή. Αρχικά η δέσμη προσπίπτει στο αριστερό πλακίδιο υπό γωνία θ . Εξέρχεται από αυτό και προσπίπτει στο δεύτερο πλακίδιο όπου ένα μέρος της ανακλάται και το υπόλοιπο εξέρχεται εντελώς από το etalon.

Το μέρος της ακτίνας που ανακλάστηκε προσπίπτει και πάλι στην εσωτερική επιφάνεια του πρώτου πλακιδίου και ακολουθείται εκ νέου η ίδια διαδικασία. Δεδομένου ότι ο δείκτης διάθλασης του αερίου μέσα στο οποίο βρίσκεται η διάταξη είναι n , μπορεί να υπολογιστεί, μέσω του παρακάτω τύπου Νο 4.1, η διαφορά δρόμου των ακτίνων που εξήλθαν διαδοχικά. Για παράδειγμα, της δέσμης που εξήλθε κατευθείαν και της δέσμης που εξήλθε έπειτα από μία ανάκλαση κ. ο. κ.

$$\Delta x = 2nd \cos\theta \quad (4.1)$$

όπου:

Δx είναι η διαφορά δρόμου μεταξύ δύο ακτίνων που εξήλθαν διαδοχικά από το etalon,

n είναι ο δείκτης διάθλασης του αερίου μέσα στο οποίο βρίσκεται η διάταξη,

d είναι η απόσταση μεταξύ των πλακιδίων του etalon,

θ είναι η γωνία μεταξύ της κάθετης στα πλακίδια που διέρχεται από το κεντρικό κροσσό και της ευθείας που διέρχεται από τον κροσσό τάξης m και το σημείο τομής της κάθετης με το πλακίδιο εξόδου.

Ο λόγος των εντάσεων της διαδιδόμενης ακτίνας προς την

προσπίπτουσα δίδεται προσεγγιστικά από τη συνάρτηση του Airy η οποία φαίνεται στο παρακάτω σχήμα της εικόνας 4.3 και προκύπτει από την σχέση 4.2 μεταξύ ανακλαστικότητας, διαπερατότητας και απορροφητικότητας των επιφανειών.

$$R + T + B = 1 \quad (4.2)$$

όπου:

R είναι η ανακλαστικότητα,

T είναι η διαπερατότητα,

B είναι η απορροφητικότητα.

Η συνάρτηση Airy που προκύπτει δίνεται από τον παρακάτω τύπο 4.3.

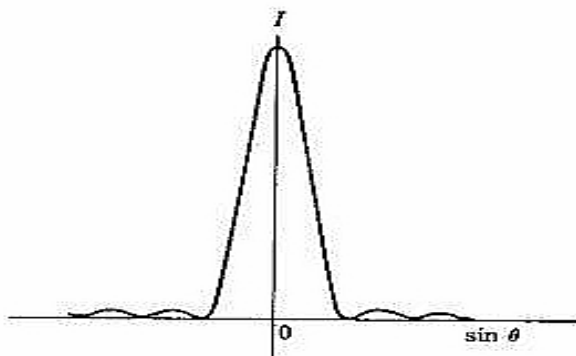
$$I_r = I_0 \frac{4R \sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)}{(1-R)^2 + 4R \sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)} \quad (4.3)$$

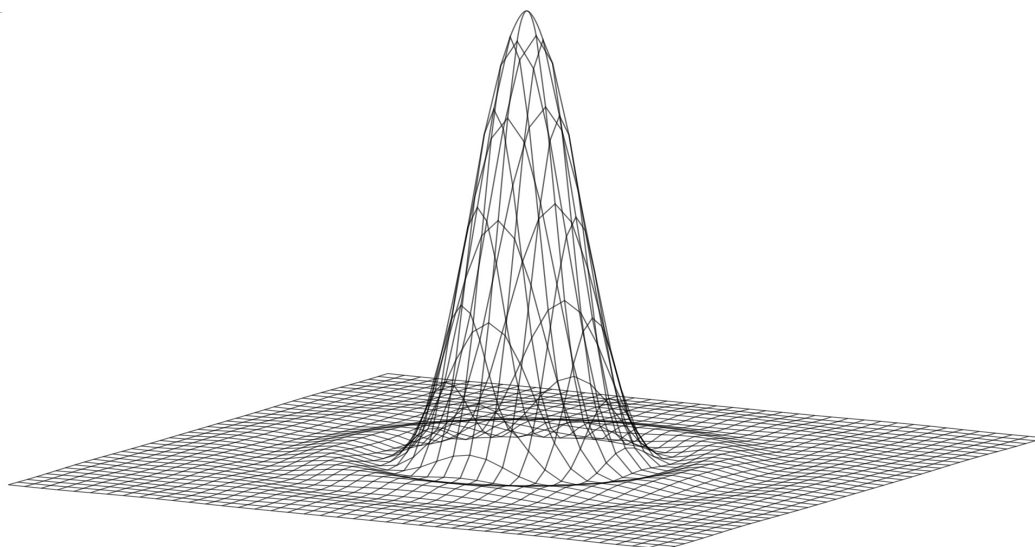
όπου:

I_0 είναι η αρχική ένταση,

R είναι η ανακλαστικότητα της επιφάνειας,

$\Delta\varphi$ είναι η διαφορά φάσης εισερχόμενης - εξερχόμενης ακτίνας.





Εικόνα 4.3 : (α) Η συνάρτηση Airy σε διάγραμμα δύο διαστάσεων και (β) Σχηματική αναπαράσταση της τρισδιάστατης συνάρτησης Airy. Παρατηρούνται τα μέγιστα και τα ελάχιστα της συνάρτησης τα οποία αντιστοιχούν στα σημεία ενισχυτικής ή αποσβεστικής συμβολής.

Όπως φαίνεται η συμβολή είναι ενισχυτική όταν η διαφορά δρόμου είναι ακέραιο πολλαπλάσιο του μήκους κύματος της δέσμης. Δηλαδή:

$$\Delta x = m\lambda \quad (4.4)$$

όπου:

m είναι η τάξη του κροσσού συμβολής,

λ είναι το μήκος κύματος της προσπίπτουσας δέσμης.

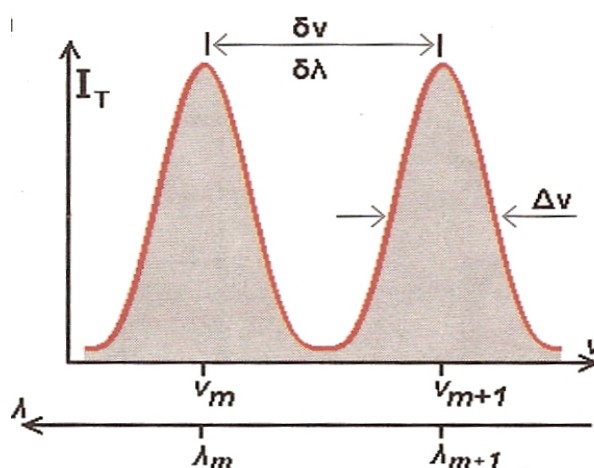
Συνδυάζοντας τους τύπους 4.1 και 4.4 προκύπτει η παρακάτω σχέση:

$$m\lambda = 2nd\cos\theta \Leftrightarrow \lambda = \frac{2nd}{m} \cos\theta \quad (4.5)$$

Είναι προφανές, λοιπόν, ότι ο σχηματισμός των κροσσών για δεδομένο μήκος κύματος ακτινοβολίας εξαρτάται από τη γωνία θ και από τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του etalon, αφού το μήκος κύματος μπορεί να ρυθμιστεί μέσω της απόστασης των πλακιδίων και μέσω του δείκτη διάθλασης του αερίου. [4.4]

Για την περαιτέρω μελέτη του Fabry - Perot θα πρέπει να οριστούν κάποια μεγέθη τα οποία καθορίζουν τις ιδιότητες του και την απόδοσή του.

- Καμπύλη διαπερατότητας: Η καμπύλη διαπερατότητας σχεδιάζεται από τα πειραματικά δεδομένα που προκύπτουν για την ένταση της φωτεινής δέσμης ως συνάρτηση της συχνότητας ή του μήκους κύματος. Ένα παράδειγμα μίας τέτοιας καμπύλης φαίνεται στο παρακάτω σχήμα 4.4. Όπως είναι φανερό η καμπύλη παρουσιάζει μέγιστα και ελάχιστα, ενώ καταδεικνύονται και τα υπόλοιπα χαρακτηριστικά μεγέθη που αναφέρονται παρακάτω.



Εικόνα 4.4: Η εικόνα αυτή παρουσιάζει ποιοτικά την καμπύλη διαπερατότητας της φωτεινής δέσμης ως συνάρτηση της συχνότητας (ή του μήκους κύματος). Επίσης έχουν σχεδιαστεί η ελεύθερη φασματική περιοχή και το εύρος, με τον τρόπο που ορίζονται παρακάτω.

- Ελεύθερη φασματική εμβέλεια (ή περιοχή) - Free Spectral Range - FSR) : Το FSR ορίζεται ως η απόσταση μεταξύ δύο διαδοχικών μεγίστων της καμπύλης διαπερατότητας. Δηλαδή ορίζεται είτε μέσω του μήκους κύματος είτε μέσω της συχνότητας από τους παρακάτω τύπους 4.6 και 4.7 :

$$\begin{aligned}
 \delta\lambda &= \lambda_m - \lambda_{m+1} \Leftrightarrow \\
 \Leftrightarrow \delta\lambda &= \frac{2nd}{m} - \frac{2nd}{m+1} \Leftrightarrow \\
 \Leftrightarrow \delta\lambda &= \frac{2nd}{m(m+1)} \Leftrightarrow \\
 \Leftrightarrow \delta\lambda &= \frac{\lambda_m}{m+1}
 \end{aligned} \tag{4.6}$$

και :

$$\begin{aligned}
 \delta\nu &= \nu_m - \nu_{m+1} \Leftrightarrow \\
 \Leftrightarrow \delta\nu &= \frac{c}{\lambda_m} - \frac{c}{\lambda_{m+1}} \Leftrightarrow \\
 \Leftrightarrow \delta\nu &= \frac{cm}{2nd} - \frac{c(m+1)}{2nd} \Leftrightarrow \\
 \Leftrightarrow |\delta\nu| &= \frac{c}{2nd}
 \end{aligned} \tag{4.7}$$

όπου:

λ_m , λ_{m+1} , ν_m και ν_{m+1} είναι τα μήκη κύματος και οι συχνότητες για τις αντίστοιχες τάξεις κροσσών m και $m+1$.

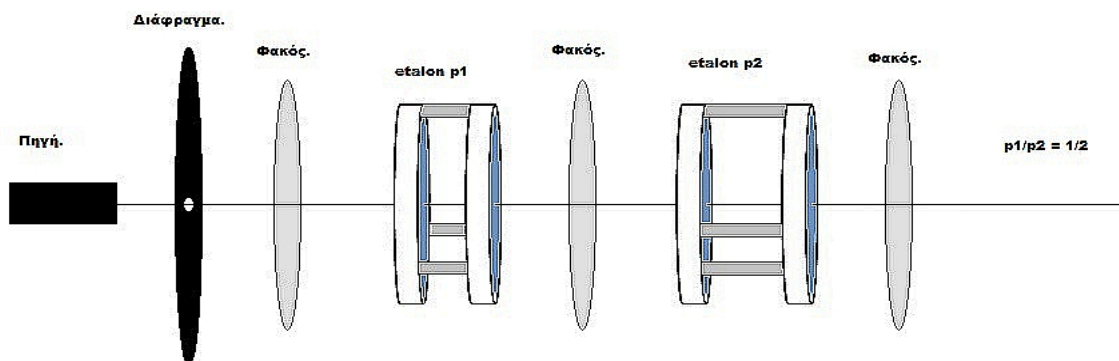
Το etalon εν γένει έχει μικρή ελεύθερη φασματική εμβέλεια. Ένας τρόπος για να αυξηθεί είναι να χρησιμοποιηθεί η διάταξη του σχήματος 4.5.

Τα δύο etalon είναι τοποθετημένα σε σειρά και οι αποστάσεις των πλακιδίων τους ρυθμίζονται έτσι ώστε ο λόγος τους να είναι της μορφής:

$$k = \frac{n}{m} \quad (4.8)$$

όπου:

n και m ακέραιοι αριθμοί.



Εικόνα 4.5 : Στην παραπάνω εικόνα φαίνεται η πειραματική διάταξη δύο etalon τοποθετημένων σε σειρά με σκοπό την αύξηση της ελεύθερης φασματικής περιοχής και τη βελτίωση της διακριτικής ικανότητας σε σχέση με τη διάταξη ενός etalon. Για τη συγκεκριμένη προσομοίωση ο λόγος των αποστάσεων των πλακιδίων των δύο etalon ρυθμίστηκε ίσος με 2:1.

Η καμπύλη διαπερατότητας του συνολικού συστήματος προκύπτει από το γινόμενο των καμπύλων των δύο etalon ξεχωριστά. Με αυτόν τον τρόπο η ελεύθερη φασματική εμβέλεια παίρνει την τιμή της φασματικής εμβέλειας του etalon με τη μικρότερη απόσταση πλακιδίων και η ανάλυση βελτιώνεται λίγο σε σύγκριση με την ανάλυση του etalon με τη μεγαλύτερη απόσταση

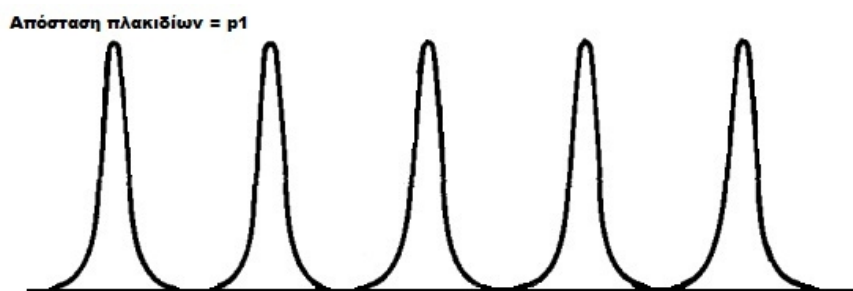
πλακιδίων. Αν ο λόγος των αποστάσεων είναι p τότε ο λόγος της διακριτικής ικανότητας του συνολικού συστήματος προς τη διακριτική ικανότητα του etalon με τη μεγαλύτερη απόσταση δίνεται από τον τύπο 4.9 :

$$\frac{\text{Διακριτική ικανότητα συνδυασμού etalon}}{\text{Διακριτική ικανότητα etalon μεγάλης αποστασης}} = \sqrt{p + 1} \quad (4.9)$$

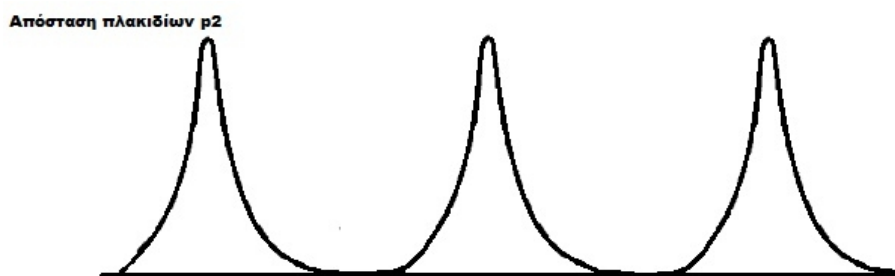
όπου:

p είναι ο λόγος των αποστάσεων των πλακιδίων του συστήματος. [4.2]

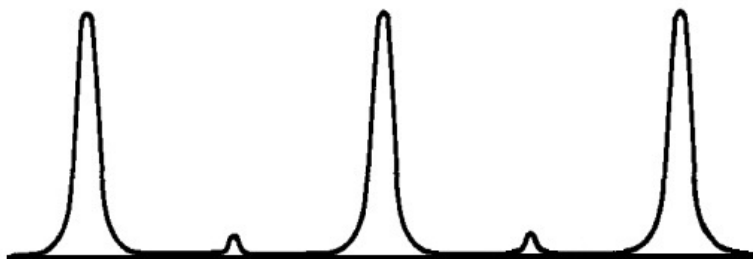
Τα παραπάνω αποτελέσματα φαίνονται στα διαγράμματα των εικόνων 4.6, 4.7 και 4.8.



Εικόνα 4.6 : Το παραπάνω διάγραμμα παρουσιάζει την καμπύλη διαπερατότητας για ένα etalon με απόσταση πλακιδίων ίση με p_1 .



Εικόνα 4.7 : Το παραπάνω διάγραμμα παρουσιάζει την καμπύλη διαπερατότητας ενός etalon με απόσταση πλακιδίων ίση με p_2 .



Εικόνα 4.8 : Το διάγραμμα αυτό παρουσιάζει την καμπύλη διαπερατότητας του συστήματος των δύο παραπάνω etalon όταν είναι τοποθετημένα σε σειρά. Όπως φαίνεται η ελεύθερη φασματική περιοχή έχει την τιμή της ελεύθερης φασματικής περιοχής του etalon με τη μικρότερη απόσταση πλακιδίων και η διακριτική ικανότητα αυξήθηκε σε σχέση με το etalon με τη μεγαλύτερη απόσταση πλακιδίων.

- Φασματικό πλάτος ή εύρος - Full Width at Half Maximum - FWHM : Το φασματικό πλάτος ορίζεται ως το πλάτος της καμπύλης διαπερατότητας στο ύψος του μισού της μέγιστης τιμής και μετράται σε μονάδες συχνότητας.

- Λεπτότητα - Finesse : Θεωρώντας ότι η διαφορά του οπτικού δρόμου Δx και η διαφορά φάσης $\Delta\phi$ (για κάθετη πρόσπτωση) δίνονται από τους παρακάτω τύπους 4.10 και 4.11:

$$\Delta x = 2nd \quad (4.10)$$

$$\begin{aligned} \Delta\phi &= \frac{2\pi}{\lambda} \Delta x \Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow \Delta\phi &= \frac{4\pi}{\lambda} nd \end{aligned} \quad (4.11)$$

από τους οποίους προκύπτουν οι τύποι 4.12 και 4.13:

$$|\Delta\varphi_1 - \Delta\varphi_2| = 4\pi nd \frac{(v_1 - v_2)}{c} \Leftrightarrow \quad (4.12)$$

$$\Leftrightarrow |\Delta\varphi_1 - \Delta\varphi_2| = 2\pi \frac{\Delta v}{\delta v} = \frac{2}{\pi \sqrt{F}}$$

$$F^* = \frac{\delta v}{\Delta v} = \frac{\pi \sqrt{F}}{2} \quad (4.13)$$

όπου:

Δv είναι η ελεύθερη φασματική εμβέλεια (ως προς τη συχνότητα),
 δv είναι το φασματικό πλάτος (ως προς τη συχνότητα) το οποίο έχει υπολογιστεί σε παραπάνω τύπο,

F^* είναι η λεπτότητα (Finesse).

F ορίζεται από τον τύπο 4.14 :

$$F = \frac{4R}{(1 - R)^2} \quad (4.14)$$

όπου:

R είναι η ανακλαστικότητα των εσωτερικών επιφανειών των πλακιδίων.

Η finesse είναι ένα μέγεθος με τη βοήθεια του οποίου εκτιμάται η ικανότητα του συμβολομέτρου να αναλύσει δύο πολύ κοντινές φασματικές γραμμές. Προκύπτει, επίσης, ότι εκφράζει τον αριθμό των ακτίνων που συμβάλλουν μεταξύ τους. Αυτό αποδεικνύεται εύκολα χρησιμοποιώντας τους παραπάνω τύπους 4.13 και 4.14. Δεδομένου ότι η διαφορά δρόμου κάθε ακτίνας από την προηγούμενη ή από την επόμενη δίνεται από τον τύπο 4.1, η διαφορά μεταξύ της πρώτης και της z - συμβαλλόμενης ακτίνας θα είναι $z\Delta\chi$. Τελικά προκύπτει για την finesse ο τύπος 4.15 :

$$F^* = \frac{\delta v}{\Delta v} = z \quad (4.15)$$

Όπως είναι φανερό από τη συνάρτηση Airy και τον τύπο της λεπτότητας, όσο μεγαλύτερη είναι η ανακλαστικότητα των επιφανειών τόσο μεγαλύτερη είναι η λεπτότητα και τόσο μικρότερη είναι η ελάττωση της έντασης της δέσμης έπειτα από κάθε ανάκλαση. Αυτό σημαίνει ότι αυξάνει ο αριθμός των συμβαλλόμενων ακτίνων αλλά και η διαφορά του οπτικού δρόμου μεταξύ τους.

- Επιπεδότητα και παραλληλισμός πλακιδίων: Τα δύο αυτά στοιχεία επηρεάζουν σημαντικά την απόδοση του συμβολομέτρου. Ένα μέτρο της απόκλισης της επιφάνειας των πλακιδίων από την ιδανικά επίπεδη επιφάνεια είναι η παρακάτω ποσότητα η οποία όπως φαίνεται δίδεται ως συνάρτηση του μήκους κύματος λ :

$$\frac{\lambda}{q} \quad (4.16)$$

όπου:

q είναι ένας ακέραιος αριθμός.

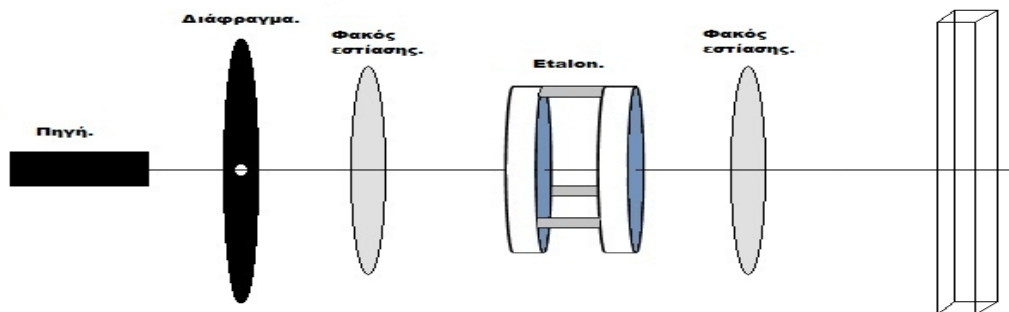
Το παραπάνω κλάσμα εκφράζει την τραχύτητα της επιφάνειας των πλακιδίων και συγκεκριμένα αυξάνεται με την αύξηση της τραχύτητας. Η σημασία του κλάσματος αυτού για την απόδοση και σωστή λειτουργία του etalon γίνεται φανερή μέσω της παρακάτω διαπίστωσης:

Θεωρώντας ότι η απόκλιση από την ιδανική ανάκλαση δημιουργεί μέγιστη διαφορά φάσης ίση με $2\pi/q$, υπολογίζεται ότι μετά από z ανακλάσεις η συνολική διαφορά φάσης θα είναι $z \cdot (2\pi/q)$. Άρα για αριθμό ανακλάσεων ίσο με το μισό του q προκύπτει διαφορά φάσης ίση με π . Ως εκ τούτου οι κροσσοί συμβάλλουν αποσβεστικά. Διαπιστώνεται, λοιπόν, ότι αν ο ακέραιος q είναι μικρός τότε μετά από μικρό αριθμό ανακλάσεων η συμβολή θα είναι

αποσβεστική αντίθετα με το επιθυμητό. [4.3]

Η επιπεδότητα της εξωτερικής επιφάνειας των πλακιδίων, στις οποίες γίνονται οι ανακλάσεις, επηρεάζει σημαντικά την απόδοση του etalon. Η καμπύλη διαπερατότητας προκύπτει μέσω της πράξης της συνέλιξης μεταξύ της ιδανικής καμπύλης διαπερατότητας για το etalon με τη συνάρτηση του "degradation". Το πλάτος της συνάρτησης degradation εξαρτάται από το λόγο της μεταβολής της επιφάνειας προς το μήκος κύματος της ακτίνας. Αυτό που έχει πρακτικό ενδιαφέρον όμως είναι ότι η επιπεδότητα των πλακιδίων θέτει ένα άνω όριο στη λεπτότητα. [4.2]

Η παρακάτω εικόνα 4.9 παρουσιάζει τη συνολική πειραματική διάταξη ενός φασματομέτρου Fabry-Perot. Αποτελείται από οπτικά στοιχεία εισόδου, το etalon, οπτικά στοιχεία εξόδου και τον ανιχνευτή. Ο ρόλος του κάθε στοιχείου περιγράφεται αναλυτικότερα στα επόμενα.



Εικόνα 4.9 : Πειραματική διάταξη φασματομέτρου Fabry-Perot. Η αποκλίνουσα δέσμη που εκπέμπεται από την πηγή, διέρχεται από το διάφραγμα, εστιάζεται από τον φακό εισόδου και προσπίπτει στο etalon. Έπειτα από πολλαπλές ανακλάσεις οι εξερχόμενες ακτίνες συμβάλλουν μεταξύ τους. Επειδή η εικόνα συμβολής έχει σημείο εστίασης το άπειρο, χρησιμοποιείται ένας επιπλέον φακός εστίασης στην έξοδο ο οποίος εστιάζει την εικόνα στο σημείο ανίχνευσης.

Η εικόνα συμβολής που προκύπτει από ένα τυπικό etalon αποτελείται από ομόκεντρους κύκλους στο άπειρο. Για το λόγο αυτό στη διάταξη θα πρέπει να προστεθεί ένας συγκλίνων φακός ο οποίος εστιάζει την εικόνα στο σημείο ανίχνευσης. Σε μία ιδανική διάταξη το σχήμα των κροσσών παραμένει ίδιο ανεξάρτητα από το είδος της πηγής που χρησιμοποιείται. Οι ομόκεντροι κύκλοι που προκύπτουν σε αυτή την περίπτωση έχουν διάμετρο περίπου ίση με αυτή που δίνεται στον παρακάτω τύπο 4.17:

$$d' = f^* \sqrt{8 \left(1 - \frac{m}{m_0} \right)} \quad (4.17)$$

όπου:

d είναι η διάμετρος του κροσσού,

f είναι η εστιακή απόσταση του φακού εστίασης στην έξοδο,

m είναι η τάξη του κροσσού η οποία δίνεται από τον τύπο (βλ. παραπάνω),

m_0 είναι η μέγιστη τάξη η οποία προκύπτει για κάθετη πρόσπτωση της ακτίνας στο πρώτο πλακίδιο και δίνεται από τη σχέση 4.18 :

$$m_0 = \frac{2dn}{\lambda} \quad (4.18)$$

όπου:

d είναι η απόσταση μεταξύ των πλακιδίων,

n είναι ο δείκτης διάθλασης του διηλεκτρικού υλικού μεταξύ των πλακιδίων,

λ είναι το μήκος κύματος της ακτίνας στο κενό.

Στη φασματοσκοπική ανάλυση είναι σημαντικό το φως που εισέρχεται στο etalon να είναι ομοιόμορφο. για το σκοπό αυτό χρησιμοποιούνται οπτικά

στοιχεία εισόδου όπως για παράδειγμα ένα διάφραγμα και ένας φακός εστίασης. Τότε, το πλάτος των κροσσών προκύπτει αντιστρόφως ανάλογο με τη διάμετρό τους. Δηλαδή κάθε κροσσός περιέχει την ίδια ποσότητα ενέργειας.

Ένας άλλος παράγοντας που επηρεάζει την απόδοση του etalon είναι οι επιστρώσεις των πλακιδίων. Το υλικό αλλά και το είδος της επίστρωσης επιλέγονται ανάλογα με την εφαρμογή ώστε να ικανοποιούν τις απαιτήσεις του πειράματος. Τα είδη επιστρώσεων χρησιμοποιούνται σε συγκεκριμένες εφαρμογές ανάλογα με τις ιδιότητες τους. Για παράδειγμα οι διηλεκτρικές επιστρώσεις έχουν μικρή απορροφητικότητα, όμως έχουν το μειονέκτημα ότι μετά τη διέλευση της ακτίνας από το etalon εμφανίζεται σχετικά μεγάλη διαφορά φάσης η οποία, επιπλέον, εξαρτάται από το μήκος κύματος.

Ως εκ τούτου, οι επιστρώσεις αυτές χρησιμοποιούνται σε συστήματα όπου το μήκος κύματος της δέσμης κυμαίνεται εντός μικρού εύρους. Αντίθετα οι μεταλλικές επιστρώσεις παρουσιάζουν μεγάλη ανακλαστικότητα (περίπου 85% - 90%) και μεγαλύτερη απορροφητικότητα από τις διηλεκτρικές, αλλά δεν παρουσιάζουν μεγάλη εξάρτηση της διαφοράς φάσης μεταξύ της εξερχόμενης και της εισερχόμενης δέσμης, από το μήκος κύματός τους. Για το λόγο αυτό χρησιμοποιούνται κυρίως σε εφαρμογές προσδιορισμού του μήκους κύματος μίας φασματικής γραμμής.

Στα παραπάνω θεωρήθηκε αμελητέα η εξάρτηση της ανακλαστικότητας από το δείκτη διάθλασης και το μήκος κύματος της δέσμης.

Ολοκληρώνοντας την παρουσίαση του etalon είναι χρήσιμο να γίνει μία σύγκριση με το φασματόμετρο φράγματος το οποίο, συνήθως, χρησιμοποιείται ως μονοχρωμάτορας, όπως αναλύεται παρακάτω στο κεφάλαιο που αφορά τους μονοχρωμάτορες. Το φασματόμετρο φράγματος βασίζεται στη χωρική κατανομή των ακτίνων που εξέρχονται από το φράγμα, η οποία είναι συνάρτηση του μήκους κύματος της προσπίπτουσας. Η διάταξη που φαίνεται στο παρακάτω σχήμα 4.10, αποτελείται από την πηγή, δύο σφαιρικά κάτοπτρα, το φράγμα ανάκλασης και τον ανιχνευτή. Η φωτεινή δέσμη εισέρχεται στη διάταξη και εξέρχεται από αυτή μέσω δύο οπών. Για τη

διάταξη αυτή ορίζονται οι γωνίες α και β . Η γωνία α είναι η γωνία πρόσπτωσης της φωτεινής δέσμης στο φράγμα ανάκλασης και η γωνία β ισούται με τη γωνία στην οποία τα φαινόμενα περίθλασης από το φράγμα μεγιστοποιούνται. Το φράγμα ανάκλασης αποτελείται από πλήθος παράλληλων εγκοπών ή αυλακώσεων εξ' αιτίας των οποίων προκύπτουν τα φαινόμενα περίθλασης. Κάθε εγκοπή λειτουργεί σαν δευτερογενής πηγή εκπομπής με αποτέλεσμα να δημιουργούνται φαινόμενα συμβολής. Ορίζεται, επίσης, το μέγεθος:

$$\frac{f}{D} \quad (4.19)$$

όπου:

f είναι η εστιακή απόσταση του οργάνου,

D είναι η διάμετρος των κατόπτρων.

Για τις γωνίες α και β ισχύει η παρακάτω σχέση 4.20 :

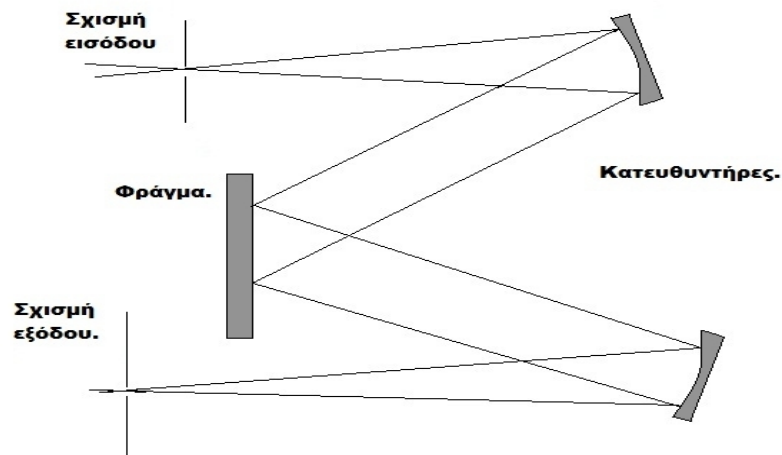
$$d (\sin\alpha + \sin\beta) = m\lambda \quad (4.20)$$

όπου:

d είναι η απόσταση μεταξύ των εγκοπών του φράγματος,

m είναι η τάξη ανάκλασης.

Όπως φαίνεται από τον παραπάνω τύπο 4.20, που δίνει τη σχέση μεταξύ των γωνιών α και β , η γωνία β εξαρτάται από το μήκος κύματος της προσπίπτουσας δέσμης. Επίσης στην περίπτωση μηδενικής τάξης ανάκλασης, δηλαδή για λείο φράγμα ανάκλασης και $m=0$, προκύπτει αμέσως ότι $\alpha=\beta$.



Εικόνα 4.10 : Σχηματική αναπαράσταση ενός τυπικού φασματόμετρου φράγματος. Η δέσμη εκπέμπεται από τη φωτεινή πηγή, διέρχεται μέσω σχισμής και ανακλάται στο πρώτο σφαιρικό κάτοπτρο. Στη συνέχεια προσπίπτει στο φράγμα ανάκλασης υπό γωνία α με αποτέλεσμα τη δημιουργία φαινομένων περίθλασης λόγω των εγκοπών. Τα φαινόμενα αυτά έχουν μέγιστη ένταση σε γωνία β . Έπειτα η δέσμη ανακλάται στο δεύτερο κάτοπτρο και καταλήγει στον ανιχνευτή μέσω της σχισμής εξόδου.

Συγκρίνοντας το συμβολόμετρο Fabry-Perot με το φασματόμετρο φράγματος προκύπτει ότι για μικρές γωνίες πρόσπτωσης α , το άνοιγμα της οπής εισόδου μπορεί να είναι μεγαλύτερο για ένα Fabry-Perot συμβολόμετρο, για το ίδιο $\delta\lambda$.

Συγκεκριμένα προκύπτει ότι, για το μεν φασματόμετρο φράγματος η φασματική ανάλυση (spectral resolution) είναι ανάλογη με το γωνιακό άνοιγμα της οπής εισόδου, για το δε Fabry-Perot είναι ανάλογη του τετραγώνου του γωνιακού ανοίγματος της οπής εισόδου. [4.2] [4.3] [4.4]

4.4 Χρήσεις του Fabry-Perot.

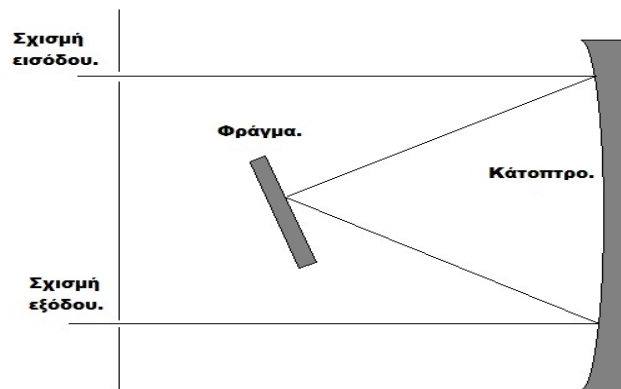
Σύμφωνα με την αναφορά του Matthew A. Bershad, στο "3D Spectroscopic Instrumentation", το συμβολόμετρο Fabry-Perot παρέχει ένα ισχυρό εργαλείο για την τρισδιάστατη φασματοσκοπία λόγω της υψηλότερης, σε σχέση με τη φασματοσκοπία φράγματος, φασματικής ανάλυσης που μπορεί να επιτευχθεί για κάποια δεδομένη οπή εισόδου.

4.5 Μονοχρωμάτορες.

Οι μονοχρωμάτορες είναι διατάξεις που αποτελούνται από οπτικά στοιχεία όπως πηγές, φακούς, κάτοπτρα, οπές, φράγματα ανάκλασης ή διάδοσης και ανιχνευτές. Στόχος των διατάξεων αυτών είναι η επιλογή του επιθυμητού μήκους κύματος της δέσμης φωτός. Στη συνέχεια παρουσιάζονται ορισμένες διατάξεις με τις οποίες μπορεί να επιτευχθεί αυτό.

- Μονοχρωμάτορας Czerny-Turner: Η διάταξη του μονοχρωμάτορα αυτού του τύπου φαίνεται στο σχήμα της εικόνας 4.10 σε προηγούμενη σελίδα. Η αρχική δέσμη που εισέρχεται από τη σχισμή εισόδου είναι αποκλίνουσα και παραλληλίζεται με τη βοήθεια του πρώτου κατόπτρου. Μετά την ανάλυση από το φράγμα ανάκλασης η δέσμη εστιάζεται στη σχισμή εξόδου όπου και ανιχνεύεται. Λόγω της εξάρτησης της γωνίας ανάκλασης από το μήκος κύματος, είναι δυνατό να επιλεγεί ένα μικρό εύρος συχνοτήτων της δέσμης στην έξοδο, μέσω της περιστροφής του φράγματος.

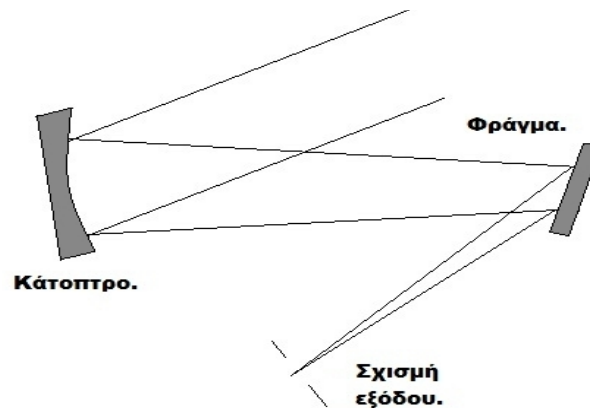
Τα πιο σημαντικά οπτικά σφάλματα που προκύπτουν είναι ο αστιγματισμός και η σφαιρική εκτροπή. Οφείλονται, δηλαδή, στα οπτικά στοιχεία της διάταξης. Στην ειδική περίπτωση όπου τα δύο κάτοπτρα έχουν την ίδια ακτίνα καμπυλότητας και τα κέντρα τους συμπίπτουν, ο μονοχρωμάτορας ονομάζεται Ebert-Fastie και η διάταξη του παρουσιάζεται στην εικόνα 4.12 .



Εικόνα 4.12 : Η παραπάνω εικόνα παρουσιάζει τον μονοχρωμάτορα τύπου Ebert-Fastie. Λόγω της ύπαρξης ενός μόνο κατόπτρου τα σφάλματα εκτροπής και το σκεδαζόμενο φως είναι δυσκολότερο να ελεγχθούν με αποτέλεσμα η χρήση του μονοχρωμάτορα να είναι περιορισμένη. Αντίθετα, όμως, με αυτή τη διάταξη αποφεύγονται σφάλματα απόκλισης από τη σωστή σχετική θέση των κατόπτρων.

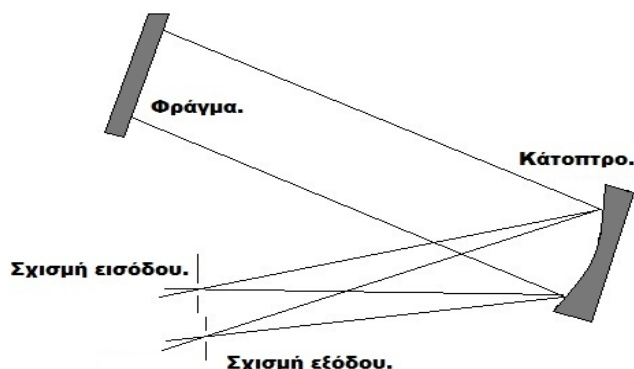
- Μονοχρωμάτορας Monk-Gillieson: Ένας διαφορετικού τύπου μονοχρωμάτορας βασίζεται στην ανάκλαση συγκλίνουσας δέσμης στο φράγμα, όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα της εικόνας 4.13. Η γωνία ανάκλασης β παρουσιάζει εξάρτηση από το μήκος κύματος και ως εκ τούτου περιστρέφοντας το φράγμα επιτυγχάνεται η επιλογή του επιθυμητού μήκους κύματος της εξερχόμενης δέσμης. Η διάταξη αυτή παρουσιάζει σφάλματα κυρίως αστιγματισμού, αλλά και σφάλματα εκτροπής του σημείου εστίασης από την προκαθορισμένη θέση της σχισμής εξόδου. Ο δεύτερος τύπος σφάλματος οφείλεται στο γεγονός ότι η δέσμη δεν είναι απολύτως παράλληλη μετά από την ανάκλαση στο κάτοπτρο.

Η χρήση της διάταξης είναι σχετικά περιορισμένη λόγω των παραπάνω σφαλμάτων και χρησιμοποιείται για μικρές γωνίες πρόσπτωσης, για τις οποίες τα σφάλματα ελαττώνονται.



Εικόνα 4.13 : Στο σχήμα αυτό παρουσιάζεται η διάταξη του μονοχρωμάτορα τύπου Monck-Gillieson. Η δέσμη αρχικά είναι παράλληλη και εστιάζεται στο φράγμα καθώς ανακλάται στο κάτοπτρο. Έπειτα λόγω των φαινομένων περίθλασης ανακλάται με γωνία β και εστιάζεται στη σχισμή εξόδου. Περιστρέφοντας το φράγμα, αλλάζει η γωνία β , η οποία εξαρτάται από το μήκος κύματος της εξερχόμενης ακτίνας, με αποτέλεσμα η διάταξη να λειτουργεί σαν επιλογέας δέσμης συγκεκριμένου μήκους κύματος.

- Μονοχρωμάτορας Littrow : Όπως φαίνεται στην εικόνα 4.14 η δέσμη φωτός εισέρχεται μέσω της σχισμής εισόδου στη διάταξη, προσπίπτει και ανακλάται στο πρώτο κάτοπτρο με γωνία ανάκλασης β η οποία εξαρτάται, ως και στους άλλους τύπους μονοχρωμάτορα από το μήκος κύματος της δέσμης. Το φάσμα, ως εκ τούτου, σαρώνεται μέσω της περιστροφής του φράγματος. Με αυτό τον τρόπο επιλέγεται το επιθυμητό μήκος κύματος της εξερχόμενης δέσμης.



Εικόνα 4.14 : Το παραπάνω σχήμα παριστάνει τον μονοχρωμάτορα τύπου Littrow. Χρησιμοποιείται ένα κάτοπτρο και το φράγμα περίθλασης, ενώ οι σχισμές εισόδου και εξόδου βρίσκονται πολύ κοντά η μία στην άλλη. Στην ιδανική διάταξη θα έπρεπε να συμπίπτουν, γεγονός που προκαλεί σφάλματα "out-of-plane".

- Συνδυασμός δύο ή τριών μονοχρωματόρων: Η διάταξη αυτή κατασκευάζεται θέτοντας σε σειρά δύο ή τρεις μονοχρωμάτορες οι οποίες συνήθως συνδέονται μέσω μιας ενδιάμεσης σχισμής. Ανάλογα με τη διάταξη είναι δυνατή είτε η ακριβέστερη επιλογή μήκους κύματος καθώς η έξοδος του πρώτου μονοχρωμάτορα χρησιμοποιείται ως είσοδος στον δεύτερο ο οποίος έχει την ίδια λειτουργία με τον πρώτο, είτε η δημιουργία δέσμης που αποτελείται από ομοιόμορφη κατανομή μηκών κύματος στο εύρος μηκών κύματος που προήλθε από τον πρώτο μονοχρωμάτορα. Μία διάταξη με τρεις μονοχρωμάτορες σε επαλληλία χρησιμοποιείται σε πειράματα που απαιτούν πολύ μεγάλη ακρίβεια στην επιλογή του μήκους κύματος της εξερχόμενης ακτίνας, όπως για παράδειγμα στη φασματοσκοπία Raman. [4.5]

4.6 Ο αισθητήρας CCD.

Στο κεφάλαιο αυτό αναλύεται το τμήμα της πειραματικής διάταξης που αφορά στην καταγραφή της εικόνας συμβολής, την προβολή της στην οθόνη του υπολογιστή και την αποθήκευσή της για τη μετέπειτα επεξεργασία της μέσω λογισμικού. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιείται μία κάμερα CCD και το αντίστοιχο λογισμικό σύνδεσής της με τον υπολογιστή. Αρχικά, για την κατανόηση του τρόπου λειτουργίας της κάμερας και των παραγόντων που την επηρεάζουν γίνεται μία εισαγωγή στις βασικές έννοιες και αρχές που διέπουν τη λειτουργία των ημιαγωγίμων δομών. Έπειτα εξετάζεται η αρχή λειτουργίας της κάμερας και ορίζονται τα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά της όπως για παράδειγμα η απόκριση και κβαντική απόδοση, σκοτεινό ρεύμα και άλλα. Η παράγραφος τελειώνει με τον προσδιορισμό του κλάσματος του σήματος προς τον θόρυβο.

Όπως είναι γνωστό από τη φυσική συμπυκνωμένης ύλης, τα ενεργειακά επίπεδα των ατόμων αλλάζουν καθώς αυτά συμπυκνώνονται στη στερεή κατάσταση. Ξεκινώντας από το μοντέλο των ελεύθερων ηλεκτρονίων το οποίο βασίζεται στη στατιστική Fermi-Dirac και λαμβάνοντας υπόψιν την επίδραση του κρυσταλλικού δυναμικού στις φυσικές ιδιότητες των υλικών προκύπτουν συμπεράσματα για το είδος του υλικού ως προς την ηλεκτρική αγωγιμότητα. Το ενεργειακό φάσμα των ηλεκτρονίων στον κρύσταλλο αποτελείται από ενεργειακές ζώνες. Οι πλήρεις ζώνες δε συνεισφέρουν στην ηλεκτρική αγωγιμότητα. Δηλαδή λαμβάνονται υπόψιν μόνο τα ηλεκτρόνια σθένους των ατόμων.

Στην περίπτωση που τα ηλεκτρόνια σθένους πληρούν μία ζώνη πάνω από την οποία υπάρχει ένα σχετικά μεγάλο ενεργειακό χάσμα της τάξης των 10 eV, τότε τα ηλεκτρόνια δεν μπορούν να περάσουν στη ζώνη αγωγιμότητας που βρίσκεται πάνω από αυτό. Ως εκ τούτου, τα υλικά αυτά δεν είναι ηλεκτρικά αγωγά και ονομάζονται μονωτές.

Στην περίπτωση που το ενεργειακό χάσμα είναι της τάξης μερικών kT, τότε τα ηλεκτρόνια έχουν τη δυνατότητα να μεταβούν στη ζώνη αγωγιμότητας

ακόμη και αν το υλικό βρίσκεται σε πολύ χαμηλές θερμοκρασίες κοντά στο απόλυτο μηδέν. Τα υλικά αυτά ονομάζονται ενδογενείς ημιαγωγοί διότι για $T=0\text{ }^\circ\text{K}$ είναι μονωτές αφού δεν υπάρχει κανένα ηλεκτρόνιο στη ζώνη αγωγιμότητας, ενώ ακόμα και με μικρή αύξηση της θερμοκρασίας αποκτούν ηλεκτρική αγωγιμότητα η οποία, προφανώς, εξαρτάται από τη θερμοκρασία. Συγκεκριμένα ο αριθμός των ηλεκτρονίων που μεταβαίνουν στη ζώνη αγωγιμότητας, είναι ανάλογος του παράγοντα Boltzmann:

$$\text{Αριθμός } e^- \text{ στη ζώνη αγωγιμότητας} \sim e^{\frac{-E_g}{kT}} \quad (4.21)$$

όπου:

E_g είναι το εύρος του ενεργειακού χάσματος μεταξύ της ζώνης σθένους και της ζώνης αγωγιμότητας,

k είναι η σταθερά Boltzmann,

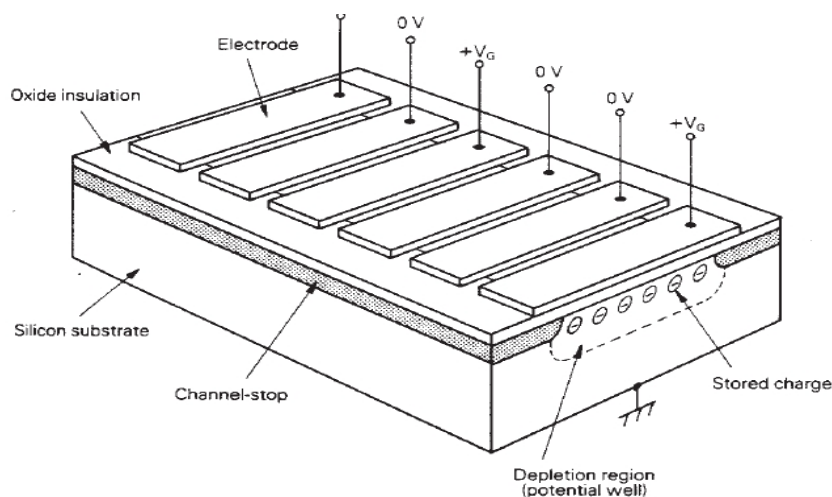
T είναι η απόλυτη θερμοκρασία.

Αν σε ένα ημιαγώγιμο υλικό γίνει πρόσμιξη με άτομα που έχουν ένα παραπάνω ηλεκτρόνιο στη ζώνη σθένους τότε προκύπτει πλεόνασμα ελεύθερων ηλεκτρονίων και ο ημιαγωγός είναι τύπου n . Στην αντίθετη περίπτωση όπου η πρόσμιξη γίνεται με άτομα που έχουν ένα λιγότερο ηλεκτρόνιο σθένους τότε προκύπτει μια οπή και ο ημιαγωγός είναι τύπου p . Τέτοιου τύπου υλικά ονομάζονται εξωγενείς ημιαγωγοί.

Τέλος, στην περίπτωση που η ζώνη αγωγιμότητας περιέχει ηλεκτρόνια ανεξάρτητα από τη θερμοκρασία στην οποία βρίσκεται το υλικό, τότε αυτό το υλικό ονομάζεται μέταλλο και έχει πάντα ηλεκτρική αγωγιμότητα. [4.6]

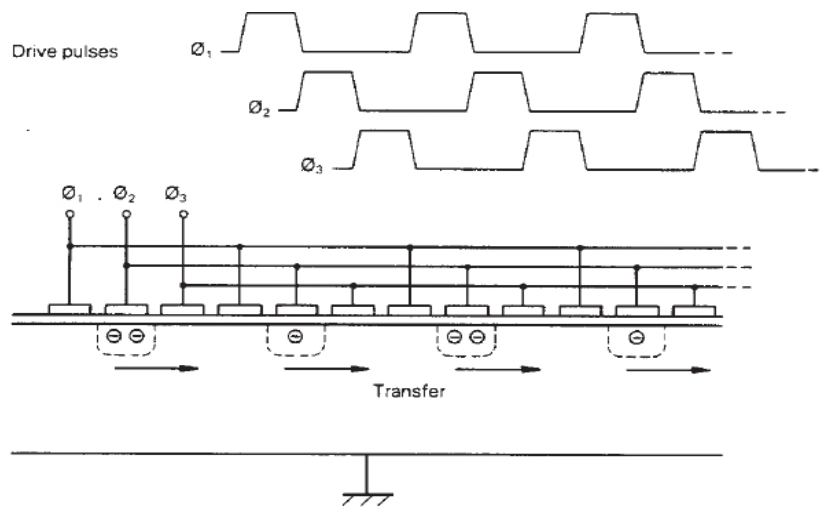
Η μέθοδος λειτουργίας της κάμερας CCD βασίζεται στην αποθήκευση φορτίου και τη μεταφορά μέσω ενός πυκνωτή τύπου MOS (Metal Oxide Semiconductor) με υπόστρωμα πυριτίου. Όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα της εικόνας 4.15, στα μεταλλικά ηλεκτρόδια, στο πάνω μέρος, εφαρμόζεται θετική τάση η οποία έλκει τα αρνητικά φορτισμένα ηλεκτρόνια. Η

διαδικασία αυτή προκαλεί τη δημιουργία ενός "πηγαδιού" δυναμικού που ονομάζεται κανάλι. Το κανάλι βρίσκεται μέσα σε κατάλληλα νοθευμένο αδρανές υλικό ώστε να καθορίζονται τα όρια του. Ο αριθμός των ηλεκτρονίων που συσσωρεύονται στο κανάλι αποτελεί το σήμα που ανιχνεύεται.



Εικόνα 4.15 : Στην παραπάνω εικόνα φαίνεται σχηματικά μία τυπική διάταξη CCD. Αποτελείται από έναν πυκνωτή τύπου MOS με υπόστρωμα από πυρίτιο. τα μεταλλικά ηλεκτρόδια βρίσκονται στο πάνω μέρος και με την εφαρμογή της τάσης έλκουν τα ηλεκτρόνια του υποστρώματος. Τα ηλεκτρόνια που βρίσκονται στην ενδιάμεση περιοχή που ονομάζεται κανάλι αποτελούν το σήμα.

Εφαρμόζοντας παλμική τάση σε μια συστοιχεία από πυκνωτες MOS τοποθετημένους αρκετά κοντά μεταξύ τους, το σήμα μπορεί να μεταφερθεί ομαλά σε μια πύλη εξόδου και έναν ενισχυτή. Η συστοιχεία αποτελείται από ένα έως οκτώ μεταλλικά ηλεκτρόδια, ενώ η πιο συχνά εμφανιζόμενη είναι η συστοιχεία τριών ηλεκτροδίων. Η παρακάτω εικόνα 4.16 δείχνει παράλληλα συνδεδεμένες (ανά τρεις) πύλες εξόδου. Τα φορτία μεταφέρονται λόγω της τάσης που αναπτύσσεται διαδοχικά από το πρώτο έως το τελευταίο ηλεκτρόδιο.



Εικόνα 4.16 : Παράλληλα συνδεδεμένες (ανά τρεις) πύλες εξόδου. Θέτοντας τις παλμικές τάσεις O_1 , O_2 και O_3 , η τάση εφαρμόζεται διαδοχικά από το προηγούμενο ηλεκτρόδιο στο επόμενο, συμπαρασύροντας και το φορτίο.

Η ανάγνωση και αποθήκευση των δεδομένων γίνεται με τη διαδικασία της μεταφοράς των καρέ (frames) από ηλεκτρόδιο σε ηλεκτρόδιο όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα της εικόνας. Στο παράδειγμα αυτό η CCD αποτελείται από είκοσι εικονοστοιχεία (pixel) τα οποία διακρίνονται στο σχήμα μέσω των συνεχών και των διακεκομμένων γραμμών. Υπάρχουν πέντε στήλες και τέσσερις γραμμές, επειδή κάθε εικονοστοιχείο αποτελείται από τρία οριζόντια ηλεκτρόδια. Το πάνω τμήμα του σχήματος είναι οπτικά ευαίσθητο και εκτίθεται στην ακτινοβολία. Καθώς τα φωτόνια προσπίπτουν στα ηλεκτρόδια συσσωρεύονται και μεταφέρονται λόγω της εφαρμοσμένης παλμικής τάσης όπως έχει περιγραφεί νωρίτερα. Το επόμενο τμήμα δεν εκτίθεται στην ακτινοβολία και αποτελεί τον τόπο αποθήκευσης των δεδομένων. Τα δύο αυτά τμήματα είναι ανεξάρτητα και ως εκ τούτου είναι δυνατή η καταγραφή νέας εικόνας τη στιγμή που αποθηκεύεται η προηγούμενη. Στο τρίτο τμήμα γίνεται η ανάγνωση των δεδομένων. Αντίθετα με προηγουμένως, τα εικονοστοιχεία μεταφέρονται οριζόντια προς την πύλη εξόδου όπου μετράται το φορτίο με τη βοήθεια ενός πυκνωτή γνωστής

χωρητικότητα μέσω του τύπου 4.22 :

$$Q = CV \quad (4.22)$$

όπου:

Q είναι το φορτίο προς μέτρηση,

C είναι η χωρητικότητα του πυκνωτή,

V είναι η τάση που εφαρμόζεται σε αυτόν.

Το πιο βασικό πλεονέκτημα της CCD είναι η δυνατότητα συνδυασμού δεδομένων πριν την έξοδο. Αυτό γίνεται στην περίπτωση που δεν εξαχθούν τα δεδομένα των εικονοστοιχείων αμέσως μετά την μεταφορά τους στο τμήμα ανάγνωσης, αλλά παραμένουν σε αυτό το σημείο μέχρι να μεταφερθεί ακόμα μία σειρά εικονοστοιχείων τα οποία συνδυάζονται με τα πρώτα. Η διαδικασία αυτή μπορεί να επαναληφθεί πολλές φορές. Η μέθοδος του "εσωτερικού" συνδυασμού δεδομένων πλεονεκτεί του συνδυασμού δεδομένων με τη βοήθεια υπολογιστή μετά την έξοδό τους, διότι το σήμα από κάθε ανάγνωση περιέχει ένα ποσοστό θορύβου το οποίο αθροίζεται κάθε φορά που γίνεται ανάγνωση. Έτσι, με την μέθοδο που περιγράφηκε στην ίδια πληροφορία περιέχεται μικρότερο ποσοστό θορύβου.

Η CCD έχει ορισμένα χαρακτηριστικά στοιχεία τα οποία επηρεάζουν τη λειτουργία της.

- Φασματική απόκριση και κβαντική απόδοση (Spectral response and quantum efficiency) : Η κβαντική απόδοση εκφράζεται από το λόγο των ηλεκτρονίων που παράγονται προς τα φωτόνια που προσπίπτουν σε κάποιο εικονοστοιχείο. Για να δημιουργηθεί ένα ηλεκτρόνιο (φορέας) πρέπει το φωτόνιο να διεισδύσει στα μεταλλικά ηλεκτρόδια που βρίσκονται στο πάνω μέρος της διάταξης.

Τα φωτόνια που έχουν αρκετά μεγάλο μήκος κύματος είναι δυνατό να διεισδύσουν βαθύτερα μέχρι και μέσα στο υπόστρωμα πυριτίου. Επιπλέον προκαλούνται φαινόμενα διάχυσης μέσα στο υπόστρωμα πυριτίου λόγω των διαφορετικών ενεργειών των φωτονίων.

Όπως φαίνεται από τα παραπάνω, στο σχεδιασμό της κάμερας πρέπει να ληφθούν υπόψη η σταθερά απορρόφησης και το πάχος του υποστρώματος. Σε μία τυπική διάταξη η κβαντική απόδοση είναι της τάξης του 65% ενώ χρησιμοποιώντας επιστρώσεις με μικρή ανακλαστικότητα και παχύ υπόστρωμα μπορεί να φτάσει το 90%.

- Απόδοτικότητα στη μεταφορά φορτίου (Charge Transfer Efficiency - CTE): Ο όρος αυτός εκφράζει το κλάσμα των ηλεκτρονίων που μεταφέρονται από το ένα εικονοστοιχείο στο άλλο στη διάρκεια μιας περιόδου μεταφοράς. Συνήθως η τιμή του είναι περίπου ίση με 0.99999.

- Σκοτεινό ρεύμα (Dark current) : Το σκοτεινό ρεύμα είναι το ρεύμα που υφίσταται στο κύκλωμα όταν δεν προσπίπτουν φωτόνια στα ηλεκτρόδια. Τα ηλεκτρόνια που προκαλούν το σκοτεινό ρεύμα προέρχονται από το υπόστρωμα πυριτίου και η ποσότητα τους εξαρτάται από τη θερμοκρασία της διάταξης όπως φαίνεται από τον παρακάτω τύπο 4.23:

$$I = C e^{\frac{eV}{2kT}} \quad (4.23)$$

όπου:

I είναι το σκοτεινό ρεύμα,

C είναι μία σταθερά,

e είναι το φορτίο του ηλεκτρονίου,

V είναι το ενεργειακό χάσμα του πυριτίου,

k είναι η σταθερά του Boltzmann,

T είναι η θερμοκρασία στην οποία βρίσκεται η διάταξη σε Kelvin.

Σύμφωνα με τα παραπάνω είναι πολύ σημαντική η ψύξη της συσκευής αφού με μείωση της θερμοκρασίας κατά 10 βαθμούς προκύπτει μείωση της έντασης του σκοτεινού ρεύματος τουλάχιστον στο μισή τιμή. Ο θόρυβος λόγω του σκοτεινού ρεύματος υπολογίζεται από τον παρακάτω τύπο 4.24 :

$$\eta_D = \sqrt{N_D} \quad (4.24)$$

όπου:

η_D είναι ο θόρυβος εξ' αιτίας του σκοτεινού ρεύματος,

N_D είναι ο αριθμός των ηλεκτρονίων που μετρώνται χωρίς να είναι εκτεθειμένη στο φως η συσκευή.

- Δυναμικό εύρος (Dynamic range) : Το δυναμικό εύρος είναι ο χρόνος που απαιτείται για να πληρωθεί το πηγάδι δυναμικού ενός εικονοστοιχείου όταν δεν υπάρχει έκθεση της κάμερας και δίνεται από τον παρακάτω τύπο 4.25. Είναι, δηλαδή, το πηλίκο της χωρητικότητας του "πηγαδιού" δυναμικού ενός εικονοστοιχείου προς το σκοτεινό ρεύμα όπως ορίστηκε παραπάνω.

$$\text{Δυναμικό Εύρος} = \frac{\text{Χωρητικότητα πηγαδιού δυναμ. εικονοστ.}}{\text{Σκοτεινό ρεύμα}} \quad (4.25)$$

Ο αριθμητής του κλάσματος ορίζει το ηλεκτρικό φορτίο που μπορεί να αποθηκευτεί σε ένα εικονοστοιχείο και η τιμή του εξαρτάται από το υλικό κατασκευής και το μέγεθός του. Η μονάδα μέτρησης του συνολικού κλάσματος είναι το δευτερόλεπτο, όπως προκύπτει από τη διαστατική ανάλυση και τη φυσική ερμηνεία του δυναμικού εύρους.

- Φωτονικός θόρυβος (Photon noise) : Φωτονικός θόρυβος είναι ο θόρυβος που προκαλείται από τη συσσώρευση φωτοηλεκτρονίων και δίνεται από τον τύπο 4.26 :

$$\eta_{ph} = \sqrt{N_{ph}} \quad (4.26)$$

όπου:

η_{ph} είναι ο θόρυβος λόγω της συσσώρευσης φωτοηλεκτρονίων,
 N_{ph} είναι ο αριθμός των φωτοηλεκτρονίων.

- Θόρυβος ανάγνωσης (Readout noise) : Ο θόρυβος ανάγνωσης προστίθεται στο σήμα κατά την ανάγνωσή του και τη μετατροπή του σε διαφορά δυναμικού. Όπως αναφέρθηκε στα προηγούμενα, η CCD έχει τη δυνατότητα να αποθηκεύει δεδομένα από περισσότερα του ενός εικονοστοιχείου και να τα συνδυάζει πριν την ανάγνωσή τους, κάτι που οδηγεί στη μείωση του θορύβου ανάγνωσης.

- Λόγος σήματος προς θόρυβο: Ο λόγος του σήματος προς το θόρυβο (SNR) δίνεται, λαμβάνοντας υπόψιν τα παραπάνω, από τον τύπο 4.27 :

$$SNR = \frac{F_e bt}{F_e bt + b \eta_D^2 + \eta_R^2} \quad (4.27)$$

όπου:

b είναι ο αριθμός των εικονοστοιχείων για τα οποία γίνεται ο υπολογισμός του θορύβου,

F_e είναι το σήμα ενός εικονοστοιχείου μετρούμενο σε ηλεκτρόνια ανά δευτερόλεπτο,

t είναι ο χρόνος για τον οποίο γίνεται η μέτρηση,

η_D και η_R είναι ο φωτονικός και ο θόρυβος ανάγνωσης όπως περιγράφηκαν παραπάνω. [4.7]

4.7 Ανακεφαλαίωση.

Στο παραπάνω κεφάλαιο, το οποίο αποτελεί το πρώτο κεφάλαιο που αφορά το πειραματικό μέρος της εργασίας, παρουσιάστηκαν οι αρχές της γεωμετρικής οπτικής που χρησιμοποιήθηκαν στην πειραματική διαδικασία και αναπτύχθηκε η λειτουργία του Fabry - Perot etalon. Παράλληλα αναφέρθηκαν οι χρήσεις του etalon σε διάφορους τομείς έρευνας. Επίσης, για λόγους πληρότητας, αναφέρθηκαν ορισμένοι τύποι μονοχρωματόρων και οι αρχές λειτουργίας τους. Τέλος, έγινε ιδιαίτερη μνεία στα τεχνικά χαρακτηριστικά της κάμερας που χρησιμοποιήθηκε στα πειράματα, η οποία ήταν τύπου CCD (Charged Coupled Device).

Κεφάλαιο 5 : Κατασκευή και Προσομοίωση.

5.1 : Εισαγωγή.

Το παρακάτω κεφάλαιο αφορά στην μελέτη της κατασκευής του συμβολομέτρου Fabry-Perot και της διάταξης που χρησιμοποιήθηκε στα πειράματα χαρακτηρισμού του etalon. Η λειτουργία του εν λόγω συμβολομέτρου περιγράφηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο στα πλαίσια της επιστήμης της οπτικής.

Αρχικός σκοπός της παρούσας εργασίας ήταν η κατασκευή ενός συμβολομέτρου Fabry-Perot με βάση τα σχέδια που είχαν χρησιμοποιηθεί στο παρελθόν για την κατασκευή ενός etalon για πειράματα στο CERN. Η μελέτη των σχεδίων οδήγησε στην τροποποίησή τους ώστε να καλύπτουν τις ανάγκες των μετρήσεων του καναλιού των μορίων για την ατμοσφαιρική επισκόπηση της ατμόσφαιρας. Τα σχέδια όπως τροποποιήθηκαν παρατίθενται στο παρόν κεφάλαιο. Η κατασκευή παράλαυτά δεν κατέστη δυνατό να πραγματοποιηθεί με τον τρόπο που είχε σχεδιαστεί, και τελικά στις

μετρήσεις για το χαρακτηρισμό του etalon χρησιμοποιήθηκε μια ήδη υπάρχουσα κατασκευή αλλάζοντας τους αποστάτες.

Επίσης στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζεται ολοκληρωμένα η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για τη μελέτη της επιπεδότητας και του παραλληλισμού των πλακιδίων του etalon. Τα αποτελέσματα που προέκυψαν παρουσιάζονται σε πίνακα, αλλά και διαγραμματικά. Για λόγους ακρίβειας των πειραματικών απεικονίσεων της συμβολής μέσω του συμβολομέτρου Fabry-Perot, κρίθηκε σκόπιμο να κατασκευαστεί ένας ξύλινος θάλαμος, του οποίου τα σχέδια παρατίθενται, μέσα στον οποίο τοποθετήθηκε η πειραματική διάταξη, ώστε να αποκλείονται οι ακτίνες φωτός από το εξωτερικό περιβάλλον. Στο τέλος του κεφαλαίου αναλύεται η μέθοδος επεξεργασίας των εικόνων των κροσσών συμβολής και ο τρόπος με τον οποίο εξήχθησαν τα αποτελέσματα.

5.2 : Σχεδιασμός του etalon.

Όπως ειπώθηκε και στην εισαγωγή του κεφαλαίου, ο σχεδιασμός του etalon έγινε με βάση τα σχέδια ενός etalon που είχε χρησιμοποιηθεί παλαιότερα στο CERN για πειράματα.

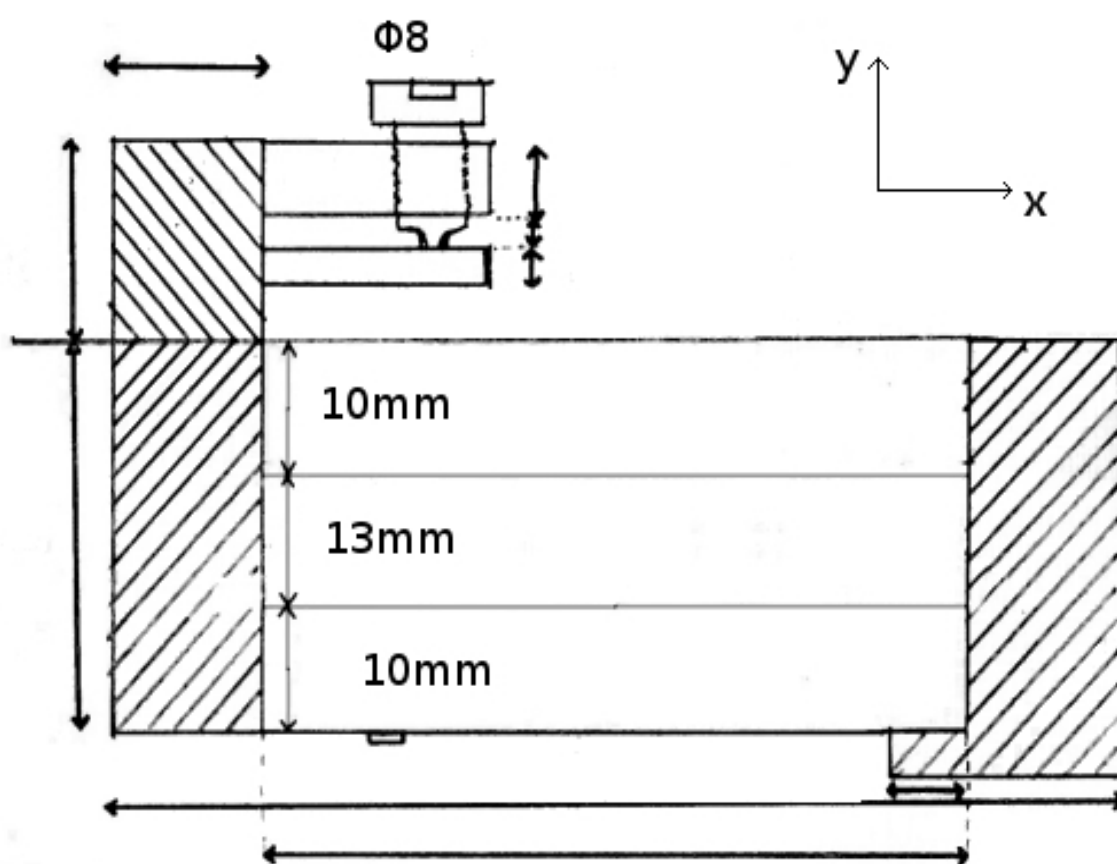
Οι απαραίτητες τροποποιήσεις έγιναν κυρίως λόγω της διαφοράς μεγέθους των κατόπτρων και των αποστατών που θα χρησιμοποιούνταν στα παρόντα πειράματα. Παράλληλα κάποια στοιχεία της κατασκευής κρίθηκε σκόπιμο να παραμείνουν ίδια παρά την τροποποίηση στο μέγεθος της κατασκευής αφού θεωρήθηκε ότι δεν επηρεάζουν αισθητά τα αποτελέσματα των πειραμάτων. Στα παρακάτω σχέδια των εικόνων 5.1 και 5.2 παρουσιάζονται η κάτοψη και η πλάγια όψη του etalon όπως σχεδιάστηκαν χειρόγραφα.

Οι παρακάτω πίνακες 5.1, 5.2 και 5.3 παρουσιάζουν τις διαστάσεις του etalon.

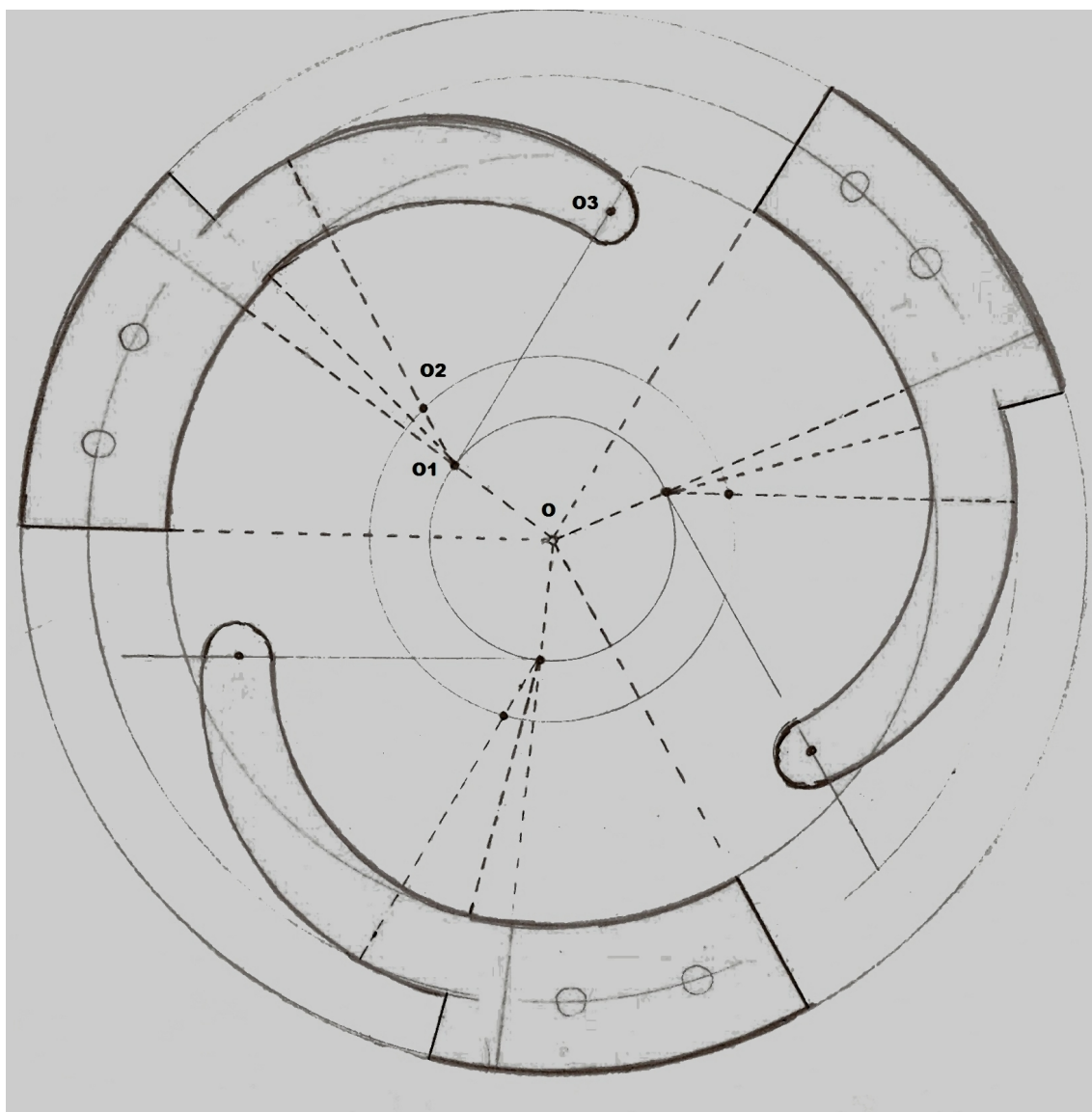
Συγκεκριμένα, ο πρώτος πίνακας 5.1 περιέχει τις διαστάσεις της πλάγιας όψης κατά τον άξονα x , όπως αυτός ορίζεται στην εικόνα 5.1.

Ο δεύτερος πίνακας 5.2 περιέχει τις διαστάσεις της πλάγιας όψης κατά τον άξονα y , όπως αυτός ορίζεται στην εικόνα 5.1.

Τέλος, ο πίνακας 5.3 περιέχει τις διαστάσεις της κάτοψης του etalon και πιο συγκεκριμένα του ελάσματος το οποίο συγκρατεί τα κάτοπτρα, ενώ παράλληλα τα προφυλάσσει από φθορές και μεγάλες πιέσεις που επηρεάζουν την λειτουργία τους.



Εικόνα 5.1 : Σχέδιο πλάγιας όψης κατασκευής etalon. Στο σχήμα ορίζονται οι άξονες x και y . Το γραμμοσκιασμένο τμήμα είναι κατασκευασμένο από υλικό INVAR το οποίο παρουσιάζει ελάχιστες μεταβολές με τις αλλαγές θερμοκρασίας.



Εικόνα 5.2 : Σχέδιο κάτοψης κατασκευής etalon. Στο σχήμα τα σημεία O , $O1$, $O2$ και $O3$, είναι τα κέντρα των τόξων που ορίζουν το περίγραμμα των ελασμάτων της κατασκευής.

Πίνακας 5.1

Στοιχεία κατασκευής	Διαστάσεις (mm)
Εξωτερικό	100
Εσωτερικό	70
Πάχος κυλίνδρου	15
Πάχος δακτυλίου στήριξης στο κάτω μέρος	7
Έλασμα	Δίνεται σε επόμενο πίνακα

Πίνακας 5.1 : Διαστάσεις της πλάγιας όψης στον άξονα x όπως αυτός ορίζεται στο σχήμα της εικόνας 5.1.

Πίνακας 5.2

Στοιχεία κατασκευής	Διαστάσεις (mm)
Διαστάσεις χώρου κατόπτρων	$10 + 13 + 10 = 33$
Πατούρα στο κάτω μέρος	0.3
Δακτύλιος στήριξης στο κάτω μέρος	4
Συνολικό πάχος στηρίξεων στο πάνω μέρος (έλασμα)	17.8
Πάχος τμήματος το οποίο διαπερνάται από τη βίδα	6.4
Πάχος ελάσματος	2.9
Κενό ανάμεσα στη βίδα και στο έλασμα	2.4

Πίνακας 5.2 : Διαστάσεις της πλάγιας όψης στον άξονα y όπως αυτός ορίζεται στο σχήμα 5.1.

Πίνακας 5.3

Συντεταγμένες κέντρων (mm)	Ακτίνα τόξου (mm)	Τόξο
O (0, 0)	R = 100	$\pi/4$
O1 (1, 11.125)	R1 = 24.125	$4\pi/9$
O2 (4.875, 16.125)	R2 = 27.25	$\sim 4\pi/9$
O3	r = 7.25	$\pi/2$

Πίνακας 5.3 : Διαστάσεις της κάτοψης, σχέδιο της οποίας φαίνεται στην εικόνα 5.2. Με κέντρο των αξόνων το σημείο O, ορίζονται τα υπόλοιπα κέντρα των τόξων O1, O2 και O3.

5.3 : Κατασκευή του etalon των πειραμάτων χαρακτηρισμού.

Για την κατασκευή του etalon που χρησιμοποιήθηκε στα πειράματα χαρακτηρισμού και μέτρησης της επιπεδότητας των κατόπτρων, χρησιμοποιήθηκαν δύο πλακίδια των οποίων τα χαρακτηριστικά αναγράφονται στον παρακάτω πίνακα 5.4 και τρεις αποστάτες οι οποίοι είχαν χρησιμοποιηθεί σε παλαιότερη κατασκευή etalon διαφορετικών διαστάσεων.

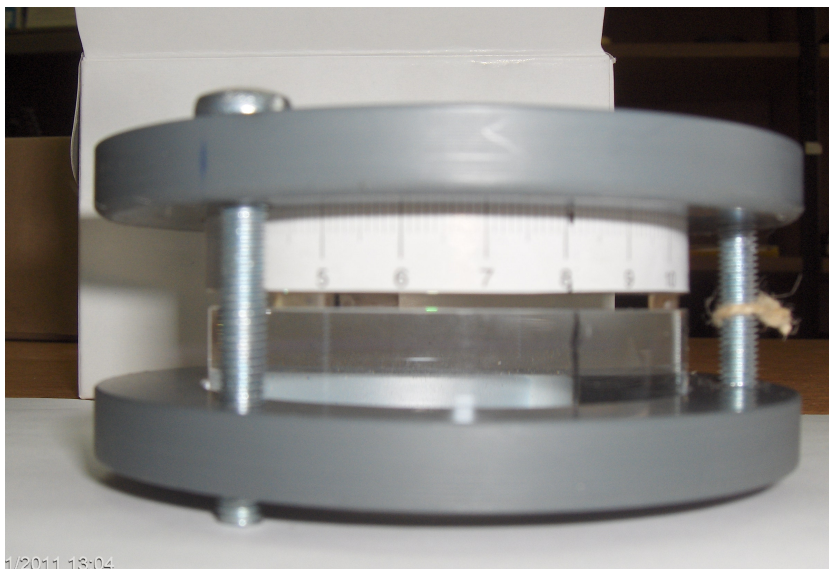
Πίνακας 5.4

Μέγεθος	Τιμή (mm)
Πάχος	10
Διάμετρος	70

Πίνακας 5.4 : Χαρακτηριστικά των κατόπτρων του Fabry-Perot etalon.

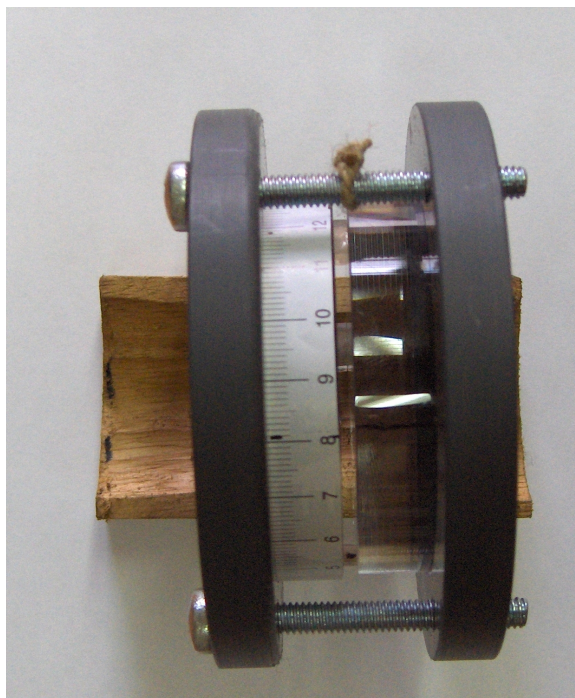
Επίσης στις παρακάτω εικόνες 5.3 και 5.4 παρατίθενται δύο φωτογραφίες του etalon όπου φαίνονται τα κάτοπτρα από το πλάι. Στη συγκεκριμένη φωτογραφία οι αποστάτες που έχουν τοποθετηθεί είναι πάχους 3 χιλιοστών. Ειδικότερα, στην εικόνα 5.3 διακρίνεται η μετροταινία που τοποθετήθηκε με σκοπό τον προσδιορισμό της σωστής θέσης των κατόπτρων μεταξύ τους αλλά και της θέσης του etalon στη διάρκεια των πειραμάτων. Παράλληλα υπάρχουν εγκοπές στην περιφέρεια των κατόπτρων που υποδεικνύουν τη σωστή σχετική θέση που πρέπει να τοποθετηθούν ώστε να προκύψουν οι κροσσοί συμβολής.

Για τη στήριξη των πλακιδίων χρησιμοποιήθηκαν δύο κυκλικές βάσεις στήριξης οι οποίες συνδέθηκαν μέσω τριών βιδών στις αντίστοιχες θέσεις που τοποθετήθηκαν και οι αποστάτες. Για λόγους στατικότητας στις τρεις διαστάσεις, οι τρεις αποστάτες βρίσκονται σε ίση απόσταση μεταξύ τους, δηλαδή η επίκεντρη γωνία που σχηματίζεται ανάμεσά τους, ανά δύο, είναι 120 μοίρες.



Εικόνα 5.3 : Φωτογραφία του etalon στην οποία φαίνονται τα κάτοπτρα από το πλάι. Μπορεί να παρατηρηθεί η γραμμή που έχει σχεδιαστεί στη μετροταινία, η οποία αντιστοιχεί στην εγκοπή του κατόπτρου που υποδεικνύει τη σχετική

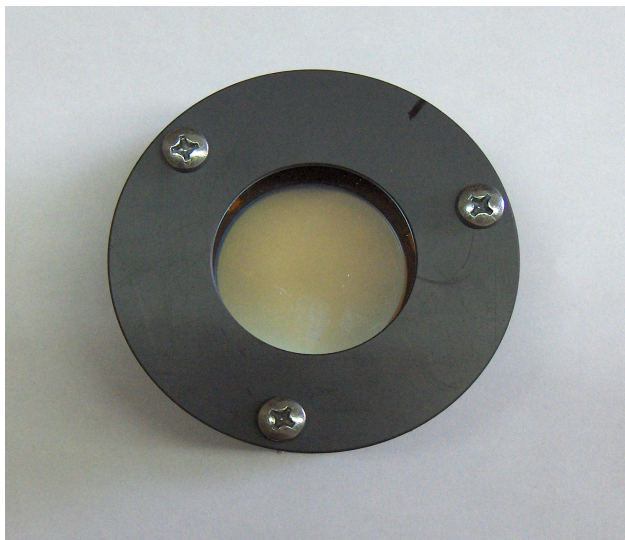
θέση που πρέπει να τοποθετηθούν μεταξύ τους ώστε να προκύψουν κροσσοί συμβολής.



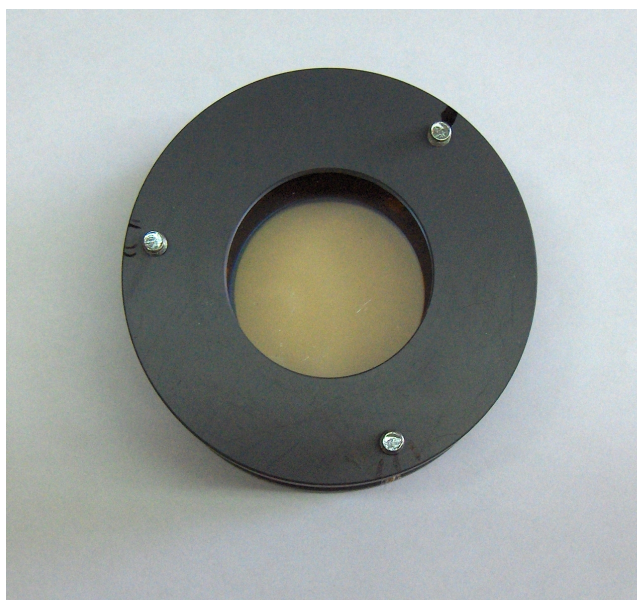
Εικόνα 5.4 : Φωτογραφία του etalon στην οποία φαίνονται τα κάτοπτρα από το πλάι. Και πάλι μπορεί να παρατηρηθεί η γραμμή που έχει σχεδιαστεί στη μετροταινία, η οποία αντιστοιχεί στην εγκοπή του κατόπτρου που υποδεικνύει τη σχετική θέση που πρέπει να τοποθετηθούν μεταξύ τους ώστε να προκύψουν κροσσοί συμβολής. Το etalon βρίσκεται τοποθετημένο πάνω στην ξύλινη βάση που χρησιμοποιήθηκε για τα πειράματα που περιγράφονται παρακάτω.

Οι τρεις βίδες, εκτός από τη στήριξη της κατασκευής, λειτουργούν και ως ρυθμιστές της απόστασης και του παραλληλισμού των δύο πλακιδίων συμπιέζοντας τους αντίστοιχους αποστάτες που βρίσκονται ανάμεσα στα πλακίδια.

Τέλος, στις παρακάτω εικόνες 5.5 και 5.6 παρατίθενται δύο φωτογραφίες του etalon, η πρώτη σε κάτοψη από πάνω και η δεύτερη σε κάτοψη από κάτω.



Εικόνα 5.5 : Φωτογραφία του etalon σε κάτοψη (από πάνω).



Εικόνα 5.6 : Φωτογραφία του etalon σε κάτοψη (από κάτω).

5.4 : Η πειραματική διάταξη.

Η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για το χαρακτηρισμό του etalon των 13 mm αποτελείται από τα εξής στοιχεία:

- Πηγή φωτός: Λαμπτήρας Hg. Για την καλύτερη απεικόνιση των κροσσών θα πρέπει να αποκλείονται οποιεσδήποτε άλλες πηγές φωτός από το εξωτερικό περιβάλλον αλλά και από το λαμπτήρα. Για το σκοπό αυτό ο λαμπτήρας καλύφθηκε με μαύρο πανί ώστε να μην εξέρχονται ακτίνες φωτός από άλλα σημεία εκτός της κύριας εξόδου που καταλήγει στην κάμερα.

- Συγκλίνων φακός με εστιακή απόσταση 50 mm. Ο φακός, ο οποίος χρησιμεύει στον παραλληλισμό της δέσμης φωτός που εξέρχεται από την πηγή τοποθετήθηκε σε απόσταση από αυτήν, ίση με την εστιακή του απόσταση.

- Οπή εισόδου διαμέτρου 3 mm. Η μικρή οπή που χρησιμοποιήθηκε στο πείραμα χρησιμεύει στην καλύτερη εστίαση της απεικόνισης αποκλείοντας ακτίνες που δεν είναι παραξονικές και προκαλούν αλλοιώσεις στους κροσσούς.

- Etalon. Οι ακτίνες που περνούν διαμέσου της οπής εισόδου προσπίπτουν στο etalon με αποτέλεσμα να παράγονται κροσσοί συμβολής με τη διαδικασία που περιγράφηκε στο κεφάλαιο 4.

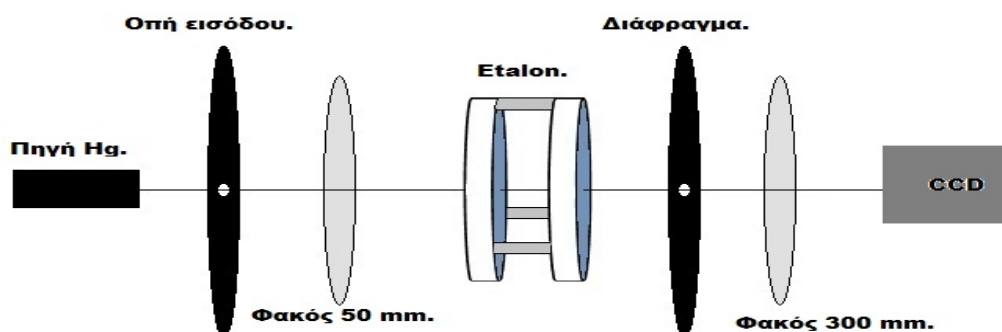
- Διάφραγμα. Το διάφραγμα έχει παρόμοια λειτουργία με την οπή εισόδου και βοηθά στην καλύτερη εστίαση της εικόνας.

- Φακός εξόδου. Ο φακός εξόδου των 300 mm χρησιμεύει στην εστίαση της δέσμης πάνω στον φακό της κάμερας.

- Κάμερα CCD. Η κάμερα είναι το μέσο απεικόνισης των κροσσών συμβολής. Η εικόνα μεταφέρεται μέσω ειδικού λογισμικού στον υπολογιστή όπου αποθηκεύεται για περαιτέρω επεξεργασία. Η αρχή λειτουργίας της εν λόγω κάμερας περιγράφεται αναλυτικά στο κεφάλαιο 4.

- Φίλτρο 435 nm. Το φίλτρο τοποθετήθηκε μπροστά από την έξοδο της πηγής ώστε να αποκλείονται μήκη κύματος διαφορετικά των 435 nm στο οποίο έγιναν οι μετρήσεις.

Στο παρακάτω σχήμα της εικόνας 5.7 παρουσιάζεται σχηματικά η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για το χαρακτηρισμό του etalon με αποστάτες 13 mm.



Εικόνα 5.7 : Σχηματική αναπαράσταση της πειραματικής διάταξης που χρησιμοποιήθηκε στα πειράματα χαρακτηρισμού του etalon των 13 mm. Διακρίνονται τα στοιχεία της διάταξης όπως περιγράφηκαν παραπάνω: Πηγή φωτός, Συγκλίνων φακός με εστιακή απόσταση 50 mm, οπή εισόδου διαμέτρου 3mm, etalon με αποστάτες 13 mm, διάφραγμα, φακός εξόδου με εστιακή απόσταση 300 mm, κάμερα CCD.

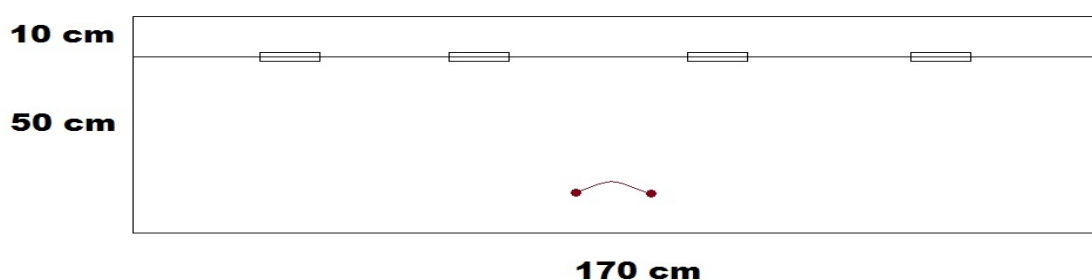
Το etalon τοποθετήθηκε πάνω σε βάση στήριξης με δυνατότητα βηματικής μετακίνησης σε δύο κατευθύνσεις, κάθετα και οριζόντια.

Για λόγους ακρίβειας των πειραματικών δεδομένων τα πειράματα πραγματοποιήθηκαν βραδινές ώρες για να μην υπάρχει φως υπόβαθρου από το εξωτερικό περιβάλλον. Επίσης για τον ίδιο σκοπό κατασκευάστηκε ένα μαύρο, ξύλινο, ανοιγόμενο κουτί μέσα στο οποίο τοποθετήθηκε η διάταξη.

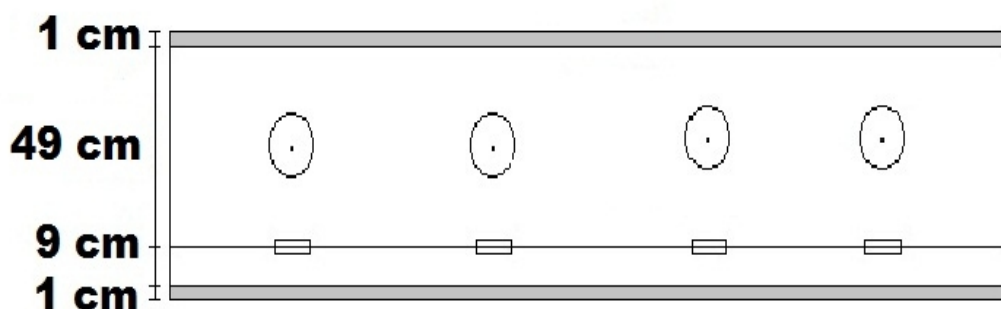
Όπως φαίνεται στα παρακάτω σχέδια 5.8, 5.9 και 5.10 στις πλαϊνές πλευρές του θαλάμου ανοίχτηκαν οπές για να υπάρχει εύκολη πρόσβαση στη διάταξη, ώστε να γίνονται μικρές ρυθμίσεις στα στοιχεία της. Στις οπές αυτές προσαρμόστηκε μαύρο πανί και μονωτική ταινία για να αποτρέπονται οι

ακτίνες φωτός να εισέλθουν στη διάταξη στη διάρκεια των πρώιμων δοκιμών.

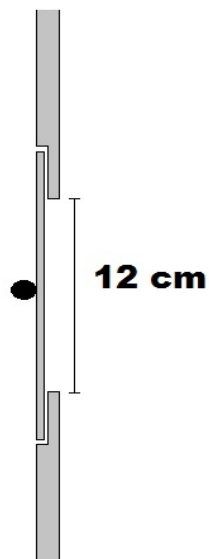
Κατά τη διάρκεια των κυρίως πειραμάτων οι οπές καλύφθηκαν με το τμήμα ξύλου που είχε αφαιρεθεί από την αντίστοιχη θέση. Επίσης, στην πίσω πλευρά ανοίχτηκαν τρύπες για την είσοδο των καλωδίων ρεύματος και μετάδοσης εικόνας της κάμερας και για το καλώδιο παροχής ρεύματος του λαμπτήρα Hg.



Εικόνα 5.8 : Σχέδιο του θαλάμου μέσα στο οποίο τοποθετήθηκε η πειραματική διάταξη με σκοπό την αποκοπή των ακτίνων φωτός από το περιβάλλον (κάτοψη).



Εικόνα 5.9 : Σχέδιο του θαλάμου συσκότισης (μπροστινή όψη).



Εικόνα 5.10 : Σχέδιο κυκλικών οπών για τη ρύθμιση των στοιχείων της διάταξης.

5.5 : Η πειραματική διαδικασία.

Ο στόχος της παρακάτω πειραματικής διαδικασίας ήταν διπλός. Αρχικά εξετάστηκε κατά πόσον τα πλακίδια του etalon ήταν τοποθετημένα παράλληλα μεταξύ τους με τη μέθοδο που θα περιγραφεί παρακάτω. Στη συνέχεια, αφού έγιναν οι απαραίτητες διορθώσεις στην κατασκευή ώστε τα πλακίδια να είναι κατά το δυνατόν παράλληλα, εξετάστηκε η επιπεδότητα των κατόπτρων.

Η μέθοδος που χρησιμοποιήθηκε και στις δύο περιπτώσεις συνίσταται στην απεικόνιση των κροσσών συμβολής που παράχθηκαν από το etalon μετακινώντας το βηματικά προς συγκεκριμένες κατευθύνσεις. Για κάθε σημείο του etalon από το οποίο διήλθε η δέσμη φωτός επεξεργάστηκαν οι αντίστοιχοι κροσσοί συμβολής μέσω ειδικού λογισμικού. Το λογισμικό αυτό αναπτύχθηκε

σε προγραμματιστικό περιβάλλον MATLAB στα πλαίσια της διδακτορικής διατριβής του κ. Νίκου Μαραγκού. Ένα από τα αποτελέσματα που προέκυψε από την επεξεργασία των εικόνων που ελήφθησαν κατά την πειραματική διαδικασία, το οποίο χρησιμοποιήθηκε στο χαρακτηρισμό των πλακιδίων, ήταν ο προσδιορισμός της απόστασής τους στα καθορισμένα σημεία με ακρίβεια μερικών nm. Αναλυτικότερες πληροφορίες για τη μέθοδο προσδιορισμού της απόστασης των κατόπτρων και για το συγκεκριμένο λογισμικό δίδονται στην παράγραφο 5.7.

Όπως έχει ήδη ειπωθεί, το etalon στηρίζεται πάνω σε βάση με δυνατότητα κίνησης κάθετα και οριζόντια. Οι μετρήσεις πάρθηκαν με βηματικές μετακινήσεις του etalon και τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στην επόμενη παράγραφο.

5.6 : Αποτελέσματα της πειραματικής διαδικασίας.

Τα αποτελέσματα της πειραματικής διαδικασίας παρουσιάζονται μέσω του παρακάτω πίνακα 5.5 και διαγραμματικά μέσω των σχημάτων 5.11 και 5.12.

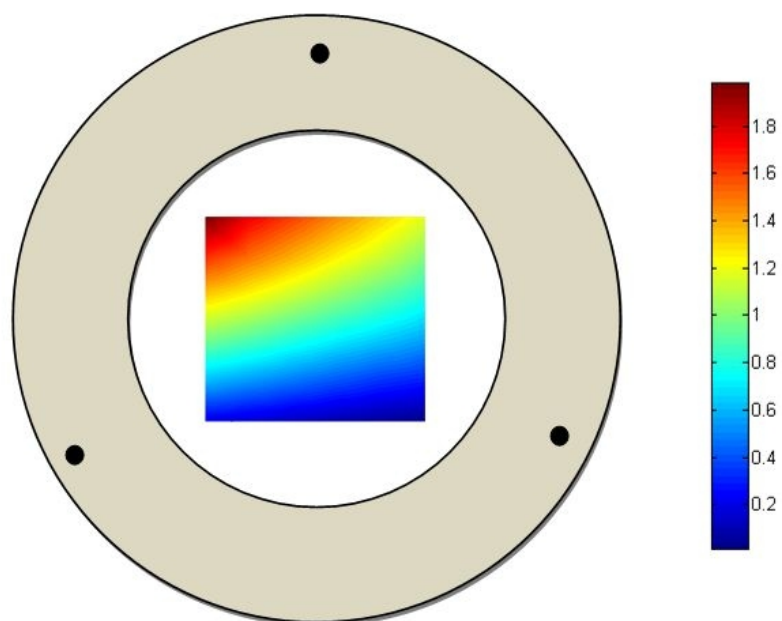
Συγκεκριμένα τα αποτελέσματα για το κλάσμα πλεονασμού (excess fraction) που προέκυψαν από την επεξεργασία των εικόνων που συλλέχτηκαν μετακινώντας το etalon οριζόντια και κάθετα με βήμα 5 mm κάθε φορά χρησιμοποιήθηκαν για να παραλληλιστούν εκ νέου τα κάτοπτρα και να επαναληφθεί η διαδικασία για τη μελέτη της επιπεδότητας των κατόπτρων.

Τα αποτελέσματα για το excess fraction από τη δεύτερη διαδικασία, τα οποία κατέδειξαν την απόκλιση στην επιπεδότητα των κατόπτρων, παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα 5.5.

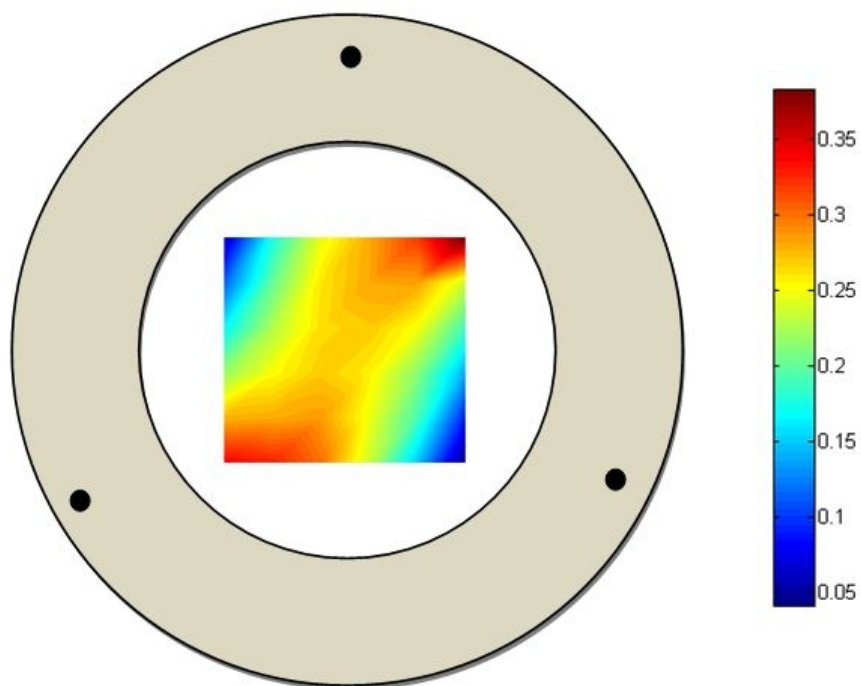
Πίνακας 5.5

Αξονας x	Αξονας y	excess fraction
3	3	0,5333
3	8	0,5962
3	13	0,6620
3	18	0,7440
3	23	0,8263
3	28	0,9057
8	3	0,0968
8	8	0,1869
8	13	0,3139
8	18	0,4500
8	23	0,5854
8	28	0,7193
13	3	0,6247
13	8	0,7805
13	13	0,9344
13	18	0,1063
13	23	0,2864
13	28	0,4424
18	3	0,0778
18	8	0,2884
18	13	0,4937
18	18	0,7046
18	23	0,9133
18	28	0,0959
23	3	0,4871
23	8	0,7595
23	13	0,9900
23	18	0,2483
23	23	0,5004
23	28	0,7574
28	3	0,8594
28	8	0,1415
28	13	0,4242
28	18	0,7090
28	23	0,9893

Πίνακας 5.5 : Αποτελέσματα για το excess fraction που κατέδειξαν την απόκλιση στην επιπεδότητα των κατόπτρων του etalon των 13 mm.



Εικόνα 5.11 : Διαγραμματικά αποτελέσματα παραλληλισμού πλακιδίων.



Εικόνα 5.12 : Διαγραμματικά αποτελέσματα επιπεδότητας πλακιδίων.

5.7 : Επεξεργασία εικόνων των κροσσών συμβολής.

Στην παράγραφο αυτή θα σκιαγραφηθεί η μέθοδος επεξεργασίας των εικόνων κροσσών συμβολής για τον υπολογισμό του κλάσματος πλεονασμού (excess fraction) που οδηγεί στον υπολογισμό της απόστασης των δύο κατόπτρων με ακρίβεια μερικών νανομέτρων.

Σύμφωνα με την αναφορά που παρουσιάστηκε στο ICATTP '10 [5.1], η απόσταση των πλακιδίων του etalon είναι σημαντικότερος παράγοντας στην μελέτη της σταθερότητας του laser. Για τον προσδιορισμό της η μόνη απαίτηση είναι η απεικόνιση των κροσσών συμβολής δύο (είτε τριών για μεγαλύτερη ακρίβεια) ήδη γνωστών μηκών κύματος, έστω λ_1 και λ_2 . Οι κροσσοί συμβολής απεικονίζονται χρησιμοποιώντας τη διάταξη που περιγράφηκε παραπάνω για το χαρακτηρισμό του etalon. Όπως φαίνεται από την παρακάτω εικόνα 5.13, η απόσταση των πλακιδίων d δίνεται από τον παρακάτω τύπο 5.1:

$$d = m\lambda + \varepsilon \quad (5.1)$$

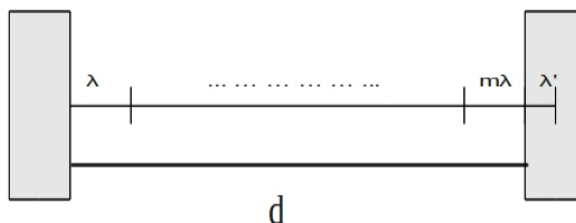
όπου:

d είναι η συνολική απόσταση των πλακιδίων,

m είναι ένας ακέραιος,

λ είναι το μήκος κύματος της ακτινοβολίας,

ε είναι το excess fraction



Εικόνα 5.13 : Προσδιορισμός της απόστασης των πλακιδίων μέσω του excess fraction.

Διαφορίζοντας την παραπάνω σχέση 5.1 και δεδομένου ότι $\delta\epsilon = 1$ προκύπτει ο παρακάτω τύπος 5.2:

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2d} \quad (5.2)$$

όπου:

$\delta\lambda$ είναι το διαφορικό του μήκους κύματος,

λ είναι το μήκος κύματος,

d είναι η απόσταση μεταξύ των πλακιδίων του etalon.

Έπειτα χρησιμοποιώντας τα δύο γνωστά από τη βιβλιογραφία μήκη κύματος και επιλύοντας το σύστημα εξισώσεων, προκύπτει το excess fraction και από αυτό η απόσταση μεταξύ των πλακιδίων του etalon.

Η επεξεργασία των εικόνων για τον προσδιορισμό των κροσσών που αντιστοιχούν στα δεδομένα μήκη κύματος γίνεται μέσω λογισμικού σε προγραμματιστικό περιβάλλον MATLAB.

5.8 : Ανακεφαλαίωση.

Το κεφάλαιο που ολοκληρώθηκε είχε στόχο την ανάπτυξη της πειραματικής διαδικασίας και την παρουσίαση των αποτελεσμάτων που προέκυψαν. Αρχικά παρουσιάστηκε η μελέτη και ο σχεδιασμός μίας κατασκευής etalon η οποία τελικά δεν κατέστη δυνατό να κατασκευαστεί ενώ έπειτα παρουσιάστηκαν τα στοιχεία της κατασκευής που χρησιμοποιήθηκε στα πειράματα. Επιπλέον, αναλύθηκαν τα στοιχεία που αποτέλεσαν την πειραματική διάταξη και περιγράφηκε ο χώρος που πραγματοποιήθηκαν τα πειράματα. Στη συνέχεια παρουσιάστηκαν τα αποτελέσματα της επεξεργασίας των εικόνων για την απόσταση των κατόπτρων σε κάθε σημείο του etalon, τα οποία οδήγησαν στα συμπεράσματα για την παραλληλία και την επιπεδότητά τους. Τέλος, σκιαγραφήθηκε η θεωρητική μέθοδος υπολογισμού της απόστασης των κατόπτρων.

Κεφάλαιο 6 : Συμπεράσματα και προοπτικές.

Κατά τη διάρκεια της παρούσας διπλωματικής εργασίας εξετάστηκαν διάφορα θέματα γύρω από τη μελέτη της κοσμικής ακτινοβολίας και των ακτίνων γ πολύ υψηλών ενεργειών.

Αρχικά αναφέρθηκαν οι διαδικασίες αλληλεπίδρασης μεταξύ ακτινοβολίας και ύλης καθώς επίσης και παράμετροι της ατμόσφαιρας που επηρεάζουν τις αλληλεπιδράσεις αυτές. Έπειτα αναπτύχθηκαν σε βάθος οι διαδικασίες παραγωγής της κοσμικής ακτινοβολίας και οι τρόποι με τους οποίους ανιχνεύεται, όπως επίσης και οι λόγοι που είναι τόσο σημαντική η έρευνα προς αυτή την κατεύθυνση.

Απώτερος στόχος της εργασίας, όμως, ήταν η κατασκευή μηχανισμού ανάρτησης ενός etalon με κατάλληλους αποστάτες για τη μελέτη του καναλιού των μορίων. Το etalon αυτό θα αποτελέσει μέρος του συστήματος HSRL το οποίο είναι στο στάδιο της ανάπτυξης από την ερευνητική ομάδα. Στόχος του συστήματος αυτού είναι κυρίως η ατμοσφαιρική επισκόπηση σε περιοχές που θα λειτουργούν παρατηρητήρια κοσμικής ακτινοβολίας, ώστε να πραγματοποιούνται οι διορθώσεις των μετρήσεων.

Στην πρώτη φάση της μελέτης της κατασκευής, έγιναν υπολογισμοί που απέδειξαν ότι η χρήση των αποστατών πάχους 13 mm είναι η καλύτερη επιλογή για τη μελέτη της σκέδασης της ακτινοβολίας στα μόρια της ατμόσφαιρας.

Λαμβάνοντας υπόψιν τις παραμέτρους που εξήχθησαν από τη θεωρητική μελέτη σχεδιάστηκε ο μηχανισμός στήριξης. Οι διαστάσεις επιλέχτηκαν ώστε να συγκρατούν τα πλακίδια με τέτοιο τρόπο ώστε να μην αλλοιώνουν τα χαρακτηριστικά τους κάτι το οποίο θα δημιουργούσε σφάλματα στις μετρήσεις. Επιλέχτηκε μία κατασκευή με έλασμα η οποία ήταν γνωστή από τη βιβλιογραφία για τη σταθερότητα και για την ευαισθησία της σε μικρο-ρυθμίσεις. Έπειτα από τις απαραίτητες τροποποιήσεις, τα σχέδια του etalon απεστάλησαν σε εταιρίες ώστε να αξιολογηθούν οι προσφορές αλλά τελικά αποφασίστηκε να μην υλοποιηθεί η κατασκευή στα πλαίσια της παρούσας Διπλωματικής Εργασίας.

Ωστόσο, για την πραγματοποίηση των πειραμάτων κατασκευάστηκε μία απλούστερη προσωρινή βάση στήριξης η οποία χρησιμοποιήθηκε στα πειράματα χαρακτηρισμού των πλακιδίων αλλά και των επιδόσεων του etalon. Από τα πρώτα κιόλας πειράματα, αναδείχθηκε η ανάγκη βελτίωσης της φωτοστεγανότητας της διάταξης καθώς επίσης και της σταθερότητας της.

Όσον αφορά στη φωτοστεγανότητα, το πρόβλημα επιλύθηκε με την κατασκευή ενός μαύρου θαλάμου επενδεδυμένου με φωτοστεγανά υλικά στις ενώσεις ώστε να μειωθεί στο ελάχιστο το φως υποβάθρου.

Στον τομέα της σταθερότητας της διάταξης δεν έγινε μεγάλη πρόοδος αλλά με την αγορά της οπτικής τράπεζας, η οποία ήδη έγινε, στο μέλλον είναι δυνατό να πραγματοποιηθούν πειράματα ακόμα μεγαλύτερης ακρίβειας.

Τα πειράματα που πραγματοποιήθηκαν, είχαν στόχο το χαρακτηρισμό των κατόπτρων αλλά και τον έλεγχο των επιδόσεων του etalon. Συγκεκριμένα υπολογίστηκε ο βαθμός επιπεδότητας των κατόπτρων και βρέθηκε ότι ρυθμίζοντας την αζιμουθιακή γωνία μεταξύ των κατόπτρων επιτυγχάνεται η ελάχιστη απόκλιση στην απόσταση των πλακιδίων από σημείο σε σημείο. Τα αποτελέσματα συγκρίθηκαν με τις προδιαγραφές που δόθηκαν από την

κατασκευαστική εταιρία και βρέθηκε ότι με τη σωστή σχετική τοποθέτηση των κατόπτρων επιτυγχάνεται η αναμενόμενη επίδοση του etalon.

Με βάση τα αποτελέσματα και τα συμπεράσματα που προέκυψαν από την παρούσα Διπλωματική Εργασία, είναι προφανές ότι πλέον μένει η σύζευξη της διάταξης του Fabry-Perot etalon με το πρότυπο HSRL για να ολοκληρωθεί η διάταξη της ατμοσφαιρικής επισκόπησης η οποία προορίζεται να συμβάλει σημαντικά στα πειράματα ανίχνευσης κοσμικής ακτινοβολίας στα αναφερόμενα παρατηρητήρια.

Βιβλιογραφία.

[1.1] Claus Grupen, Boris Shwartz, "Particle Detectors", Sec. Ed., Cambridge.

[1.2] Richard C. Fernow, "Introduction to experimental particle physics".

[1.3] Donald Perkins, "Particle Astrophysics", Sec. Ed.

[1.4] Pavel A. Cerenkov, "Radiation of Particles Moving at a Velocity Exceeding that of Light, and Some of the Possibilities for Their Use in Experimental Physics", Nobel lecture, 11 December, 1958.

[1.5] Αναστάσιος Λιόλιος, Περιοδικό "Φαινόμενον", Περίοδος 4, Τεύχος 6, Σεπτέμβριος 2009.

[1.6] A. Serway et. all, "Σύγχρονη Φυσική", εκδ. ΙΤΕ-ΠΕΚ.

[1.7] Στ. Τραχανάς, "Κβαντομηχανική Ι", εκδ. ΙΤΕ-ΠΕΚ.

[1.8] A. Einstein, Ann.Physik, 17:132,1905.

[1.9] Wilhelm Ludwig Franz Hallwachs, "The light electricity. In: manual of Radiology", Volume 3, Leipzig 1916, p. 245-563.

[1.10] David C. Cassidy et. all, "Understanding physics", Springer, 2002.

[1.11] P. Lenard, "Über die lichtelektrische Wirkung" (The photoelectric effect), Ann. Physik, Vol. 8. (Received 17th March).

[2.1] "Principles of Aeronautics Atmosphere", Ed. Cislunar Aerospace, 1996.

[2.2] B. J. Finlayson-Pitts, J.N. Pitts, "Chemistry of the upper and lower atmosphere" Ed. California: Academic Press, 2000.

[2.3] Kshudiram Saha, "The Earth's Atmosphaire, It's physics and dynamics", Springer, 2008.

[2.4] Parker C Reist, "Aerosols science and technology", Sec. Ed., 1992, Mc Graw Hill.

[2.5] Kulmala et all., "Formation and growth rates of ultrafine atmospheric particles: a review of observations", J. Aerosol Sci. 35, 2004.

[2.6] Vladimir L. Bychkov et all., "The atmosphere and ionosphere, Dynamics, Processes and monitoring", Springer, 2010.

[3.1] D. Pacini, "Penetrating radiation at the surface of and in water",1912.

[3.2] V. F. Hess (1912), "Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrt". Physikalische Zeitschrift 13: 1084–1091.

[3.3] R.J. Protheroe, "Acceleration and Interaction of Ultra High Energy Cosmic Rays".

[3.4] Gaisser, Thomas K., "Cosmic Rays and Particle Physics", 1990, Cambridge University Press.

[3.5] Adrian Sabin Popescu, "Cosmic Ray Origin and Propagation Model", 2007.

[3.6] J.R Horandel, "A review of experimental results at the knee", in the "Workshop on Physics of the End of the Galactic Cosmic Ray Spectrum",

Aspen, April 25 - 29, 2005.

[3.7] Pasquale Blasi, "On The Origin of Very High Energy Cosmic Rays", fig.1, 2005.

[3.8] Donald Perkins, "Particle Astrophysics", Sec. Ed.

[3.9] Shlomo Dado and Arnon Dar, "Origin of the Ultrahigh-Energy Cosmic Rays and their Spectral Break".

[3.10] Luis Anchordoqui et. all, "Ultrahigh Energy Cosmic Rays: The state of the art before the Auger Observatory".

[3.11] Αναστάσιος Λιόλιος, "Αστροσωματιδιακή Φυσική", Αστεροσκοπείο ΑΠΘ, 2008.

[3.12] Hongbo Hu, "Status of the EAS studies of cosmic rays with energy below 10^{16} eV".

[3.13] J.K. de Jong , "The Atmospheric Muon Charge Ratio at the MINOS Near Detector".

[3.14] Adrian Sabin Popescu, "Cosmic Ray Origin and Propagation Model".

[3.15] Claus Grupen, Boris Shwartz, "Particle Detectors", Sec. Ed. Cambridge.

[3.16] Βέργαδος, Τριανταφυλλόπουλος, "Εισαγωγή στα στοιχειώδη σωματίδια και την κοσμολογία".

[3.17] Carsten Niebuhr, "Detectors for particle Physics", DESY summer

student lectures 2005.

[3.18] A.Letessier-Selvon, "Establishing The GZK Cutoff With Ultra High Energy Tau Neutrinos".

[3.19] "The Cherenkov Telescope Array, CTA, an Advanced Facility for Ground Based High Energy Gamma Ray Astronomy" (internal site CTA), σελ. 84-86.

[3.20] "The Cherenkov Telescope Array, CTA, an Advanced Facility for Ground Based High Energy Gamma Ray Astronomy" (internal site CTA), σελ. 34-38.

[3.21] Jose Miguel Mirand, "THE CTA project".

[4.1] Daniel Malacara and Zacarias Malacara, "Handbook of Optical Design", Sec. ed., Marcel Dekker, 2004.

[4.2] Daniel Malacara, "Methods of experimental physics", Vol 25, "Geometrical and Instrumental Optics", Academic Press.

[4.3] Δημήτρης Ζευγώλης, "Εφαρμοσμένη Οπτική", Τόμος Β', Πάτρα 2005, εκδ. Φιλομάθεια.

[4.4] Matthew A. Bershad, "3D Spectroscopic Instrumentation", Dep. of Astronomy, Un. of Wisconsin.

[4.5] Christopher Palmer, "Diffraction Grating Handbook", 5th ed., Thermo RGL.

[4.6] Ε. Λιαροκάκης κ.α., "Η Δομή της Ύλης", Αθήνα 2005, Τομέας φυσικής, ΕΜΠ.

[4.7] Gordon G. Shepherd, "Spectral Imaging of the Atmosphere", Vol. 82, 2002, ed. Elsevier, Academic Press.

[5.1] S. Maltezos et. all, "High - accuracy determination of Fabry - Perot effective mirror spacing used for the receivers of atmospheric monitoring in thw VHE Gamma - ray astronomy.", Presented at ICATPP '10.

Ευρετήριο Σχημάτων.

[1.1] Διάγραμμα απώλειας ενέργειας - ενέργειας φορτισμένων σωματιδίων για στόχο $\text{Ar} + 5\% \text{CH}_4$.

[1.2] Απώλεια ενέργειας - κινητική ενέργεια ηλεκτρονίων, μιονίων, πιονίων, πρωτονίων, δευτερίων και πυρήνων Ηλίου.

[1.3] Απώλεια ενέργειας - ενέργεια μιονίων για στόχο Fe .

[1.4] (α) Δεν ικανοποιείται η συνθήκη εκπομπής ακτινοβολίας Cerenkov, (β) Ικανοποιείται η συνθήκη εκπομπής ακτινοβολίας Cerenkov και (γ) Γεωμετρικός προσδιορισμός της γωνίας εκπομπής.

[1.5] Μέτωπο ακτινοβολίας Cerenkov σχεδιασμένο με τη μέθοδο του Huyghens.

[1.6] Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο.

[1.7] Αναπαράσταση φαινομένου Compton μέσω διαγράμματος Feynman.

[1.8] Κρούσης φωτονίων και ηλεκτρονίων στόχου.

[1.9] Περιοχές στις οποίες συμβαίνουν το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, το φαινόμενο Compton και η δίδυμη γένεση, σε συνάρτηση με την ενέργεια των φωτονίων και τον ατομικό αριθμό του υλικού του στόχου.

[2.1] Τα στρώματα της ατμόσφαιρας.

[2.2] Μεταβολή καθ' ύψος της σύστασης και των θερμοδυναμικών ιδιοτήτων της ατμόσφαιρας.

[2.3] Διάμετρος σωματιδίων αεροζόλ κατά Martin, κατά Feret και ισοδύναμη διάμετρος.

[3.1] Πειραματικά δεδομένα από πειράματα άμεσης και έμμεσης ανίχνευσης σωματιδίων κοσμικής ακτινοβολίας.

[3.2] Ροή κοσμικής ακτινοβολίας στη Γη σε συνάρτηση με την ενέργεια των σωματιδίων της κοσμικής ακτινοβολίας.

[3.3] Περιεκτικότητα ηλιακού συστήματος και κοσμικής ακτινοβολίας σε στοιχεία του περιοδικού πίνακα.

[3.4] Αλληλεπίδραση πρωτονίου-φωτονίου με παραγωγή πιονίου και ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου(δίδυμος γένεση).

[3.5] Αλληλεπίδραση ηλεκτρονίου-φωτονίου μέσω των διαδικασιών του αντίστροφου φαινομένου Compton (IC) και της τριπλής δίδυμου γένεσης (TRP).

[3.6] Εκτεταμένος ατμοσφαιρικός καταιγισμός.

[3.7] Αναπαράσταση επικρατέστερης διάταξης τηλεσκοπίων στο πείραμα CTA.

[4.1] Πρόσπτωση ακτίνας σε διαχωριστική επιφάνεια δύο υλικών με διαφορετικούς δείκτες διάθλασης n_1 και n_2 .

[4.2] Fabry - Perot etalon.

[4.3] (α) Συνάρτηση Airy, (β) Δισδιάστατης συνάρτησης Airy.

[4.4] Καμπύλη διαπερατότητας φωτεινής δέσμης ως συνάρτηση της συχνότητας.

[4.5] Αύξηση ελεύθερης φασματικής περιοχής με δύο etalon σε σειρά.

[4.6] Καμπύλη διαπερατότητας etalon με αποστάτες μήκους p_1 .

[4.7] Καμπύλη διαπερατότητας etalon με αποστάτες μήκους p_2 .

[4.8] Καμπύλη διαπερατότητας του συστήματος δύο etalon.

[4.9] Φασματόμετρο Fabry-Perot.

[4.10] Φασματόμετρο φράγματος.

[4.11] Εξάρτηση φασματικής ανάλυσης από διάμετρο οπής εισόδου.

[4.12] Μονοχρωμάτορας τύπου Ebert-Fastie.

[4.13] Μονοχρωμάτορας τύπου Monk-Gillieson.

[4.14] Μονοχρωμάτορας τύπου Littrow.

[4.15] Τυπική διάταξη CCD.

[4.16] Παράλληλα συνδεδεμένες (ανά τρεις) πύλες εξόδου CCD.

[5.1] Σχέδιο etalon σε πλάγια όψη.

[5.2] Σχέδιο etalon σε κάτοψη.

[5.3] Φωτογραφία etalon που χρησιμοποιήθηκε στα πειράματα σε πλάγια όψη.

[5.4] Φωτογραφία etalon που χρησιμοποιήθηκε στα πειράματα πάνω σε βάση στήριξης.

[5.5] Φωτογραφία etalon (κάτοψη από πάνω).

[5.6] Φωτογραφία etalon (κάτοψη από κάτω).

[5.7] Σχηματική αναπαράσταση πειραματικής διάταξης για πειράματα χαρακτηρισμού etalon 13 mm.

[5.8] Σχέδιο θαλάμου συσκότισης σε κάτοψη.

[5.9] Σχέδιο θαλάμου συσκότισης (μπροστινή όψη).

[5.10] Σχέδιο κυκλικών οπών θαλάμου για τη ρύθμιση στοιχείων της διάταξης.

[5.11] Διαγραμματικά αποτελέσματα παραλληλισμού πλακιδίων.

[5.12] Διαγραμματικά αποτελέσματα επιπεδότητας πλακιδίων.

[5.13] Σχηματική αναπαράσταση του excess fraction.

Ευρετήριο Πινάκων.

[2.1] Περιεκτικότητα ατμόσφαιρας σε διάφορα αέρια στα πρώτα 25 χιλιόμετρα από την επιφάνεια της θάλασσας.

[2.2] Τυπικές τιμές ισοδύναμης διαμέτρου σωματιδίων αεροζόλ διαφόρων τύπων.

[3.1] Κλίση του διαγράμματος ροής κοσμικής ακτινοβολίας στη Γη - Ενέργεια σωματιδίων, για κάθε διάστημα ενέργειας.

[3.2] Διαδικασίες αλληλεπίδρασης κοσμικής ακτινοβολίας με διαστρικό αέριο.

[3.3] Αλληλεπιδράσεις κοσμικής ακτινοβολίας και ατμόσφαιρας.

[5.1] Διαστάσεις etalon σε πλάγια όψη, στον άξονα x.

[5.2] Διαστάσεις etalon σε πλάγια όψη, στον άξονα y.

[5.3] Διαστάσεις etalon σε κάτοψη.

[5.4] Χαρακτηριστικά κατόπτρων Fabry - Perot etalon 13 mm.

[5.5] Αποτελέσματα excess fraction για επιπεδότητα κατόπτρων etalon 13 mm.

Πίνακας Σταθερών

Μέγεθος	Τιμή
ϵ_0	$8.85 \times 10^{-12} \text{ C}^2/\text{Nm}^2$
μ_0	$4\pi \times 10^{-7} \text{ N/A}^2$
c	$2.89 \times 10^8 \text{ m/s}$
e	$1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$
m_e	$9.11 \times 10^{-31} \text{ kg}$
h	$6.626 \times 10^{-34} \text{ Js}$
m_p	$1.6726 \times 10^{-27} \text{ kg}$
α_0	$0.5292 \times 10^{-10} \text{ m}$

Πίνακας μονάδων (SI)

Μέγεθος	Μονάδα
Μήκος	m
Χρόνος	s
Μάζα	kg
Φορτίο	Coulomb
Θερμοκρασία	Kelvin

