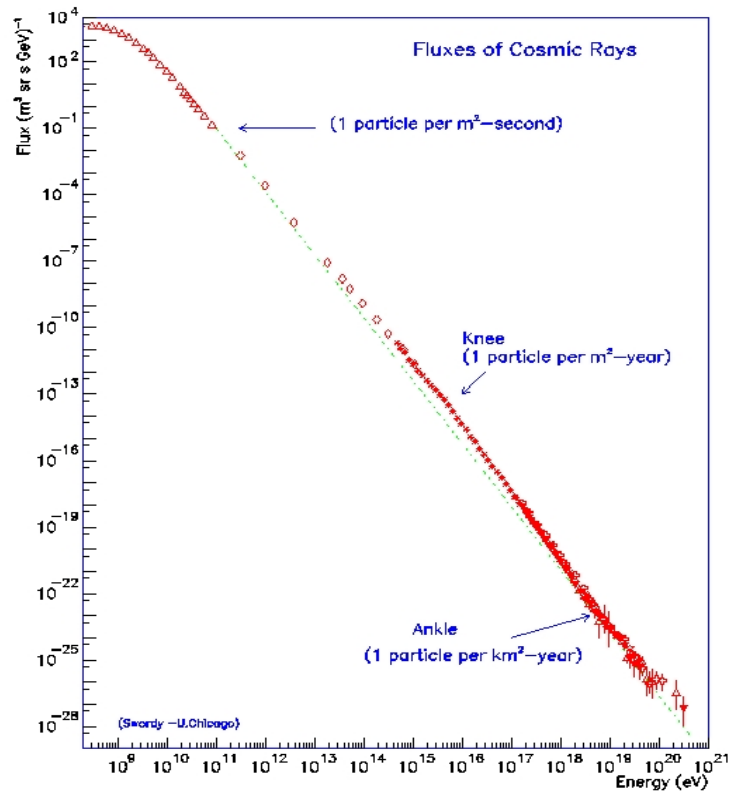




ΕΘΝΙΚΟ ΚΑΙ ΚΑΠΟΔΙΣΤΡΙΑΚΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ  
ΣΧΟΛΗ ΘΕΤΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ  
ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ

Μοντελοποίηση του ενεργειακού φάσματος των ενεργητικών κοσμικών  
σωματιδίων με δεδομένα από τους μετρητές νετρονίων



Διδακτορική Διατριβή

Λιβαδά Μαρία  
Α.Μ.: 2012522

Επιβλ.: Ομ. Καθ. Ελένη Χριστοπούλου – Μαυρομιχαλάκη  
Τομέας Πυρηνικής Φυσικής και Στοιχειωδών Σωματιδίων

Αθήνα, Ιούνιος 2020





**ΕΘΝΙΚΟ ΚΑΙ ΚΑΠΟΔΙΣΤΡΙΑΚΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ**  
**ΣΧΟΛΗ ΘΕΤΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ**  
**ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ**

**Μοντελοποίηση του ενεργειακού φάσματος των ενεργητικών κοσμικών  
σωματιδίων με δεδομένα από τους μετρητές νετρονίων**

**Διδακτορική Διατριβή**

**Λιβαδά Μαρία**  
**Φυσικός, MSc Φυσική Περιβάλλοντος**  
**A.M.: 2012522**

Τριμελής Συμβουλευτική Επιτροπή:

Ελένη Χριστοπούλου –  
Μαυρομιχαλάκη  
Ομ. Καθηγήτρια Ε.Κ.Π.Α.

Ξενοφών Μουσάς  
Αφ. Καθηγητής Ε.Κ.Π.Α.

Κωνσταντίνος Ιακωβίδης  
Αφ. Αν. Καθηγητής Ε.Κ.Π.Α.

Αθήνα, Ιούνιος 2020



**Επταμελής εξεταστική επιτροπή:**

**Ελένη Χριστοπούλου-Μαυρομιχαλάκη**, Ομ. Καθ. Τμήματος Φυσικής, ΕΚΠΑ

**Ξενοφών Μουσάς**, Αφ. Καθ. Τμήματος Φυσικής, ΕΚΠΑ

**Κωνσταντίνος Ιακωβίδης**, Αφ. Αν. Καθ. Τμήματος Φυσικής, ΕΚΠΑ

**Έλενα Φλόκα**, Καθ. Τμήματος Φυσικής, ΕΚΠΑ

**Θεόδωρος Μερτζιμέκης**, Αν. Καθ. Τμήματος Φυσικής, ΕΚΠΑ

**Παναγιώτα Πρέκα-Παπαδήμα**, Επ. Καθ. Τμήματος Φυσικής, ΕΚΠΑ

**Αρκάδιος Μανουσάκης-Κατσικάκης**, Επ. Καθ. Τμήματος Φυσικής, ΕΚΠΑ



Στον σύζυγό μου, Κωνσταντίνο  
και στον γιο μας, Παναγιώτη.





## Πρόλογος

Η παρούσα διατριβή εκπονήθηκε στο Τμήμα Φυσικής του Εθνικού και Καποδιστριακού Πανεπιστημίου Αθηνών για την απόκτηση Διδακτορικού Διπλώματος Φυσικών Επιστημών (Δ.Δ.Φ.Ε) υπό την επίβλεψη της Ομ. Καθ. του Τμήματος Φυσικής κ. Ελένης Χριστοπούλου – Μαυρομιχαλάκη. Η εργασία αυτή διαπραγματεύεται ένα από τα σύγχρονα θέματα της Φυσικής που αποτελεί το ενεργειακό φάσμα των κοσμικών ενεργητικών σωματιδίων με δεδομένα από τους μετρητές νετρονίων κατά την διάρκεια μειώσεων Forbush της κοσμικής ακτινοβολίας. Ο σύγχρονος τεχνολογικά Σταθμός Κοσμικής Ακτινοβολίας του Πανεπιστημίου Αθηνών και το Παγκόσμιο Δίκτυο Μετρητών Νετρονίων -NMDB συνέβαλαν ουσιαστικά στην εκπόνηση αυτής της διατριβής.

Φτάνοντας στο τέλος αυτής της εργασίας θα ήθελα να εκφράσω τις ευχαριστίες μου σε όλους όσους συνέβαλαν στην εκπόνηση αυτής, η οποία δεν θα μπορούσε να ολοκληρωθεί χωρίς την υποστήριξή τους.

Από τη θέση αυτή θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά την κύρια επιβλέπουσα της διατριβής κ. Ελένη Χριστοπούλου-Μαυρομιχαλάκη για την ανάθεση του θέματος, την επιστημονική της καθοδήγηση, την ηθική της συμπαράσταση και την ετοιμότητά της στο να επιλύει τα προβλήματα που προκύπταν καθ' όλη τη διάρκεια της εκπόνησης της παρούσας εργασίας. Στα πλαίσια αυτής της συνεργασίας μου δόθηκε η δυνατότητα ως Μέλος της Ομάδας της Κοσμικής Ακτινοβολίας του Πανεπιστημίου Αθηνών, στην οποία είναι επιστημονική υπεύθυνη να επικοινωνήσω με συνεργάτες της είτε από την Ελλάδα είτε από το εξωτερικό και να ανταλλάξω επιστημονικές απόψεις.

Ακόμη θα ήθελα να εκφράσω ιδιαίτερες ευχαριστίες και στα άλλα δύο μέλη της Τριμελούς Συμβουλευτικής Επιτροπής, τον Αφυπ. Καθηγητή κ. Ξενοφώντα Μουσά και τον Αφυπ. Αν. Καθηγητή κ. Κωνσταντίνο Ιακωβίδη που ανέλαβαν και καθοδήγησαν την παρούσα διδακτορική διατριβή. Τους ευχαριστώ τόσο για τις επιστημονικές τους παρατηρήσεις, όσο και για τον πολύτιμο χρόνο που διέθεσαν.

Θα ήθελα να εκφράσω τις ευχαριστίες μου και στα υπόλοιπα μέλη της επταμελούς εξεταστικής επιτροπής: στην Καθηγήτρια κ. Ελένη Φλόκα, στον Αν. Καθηγητή κ. Θεόδωρο Μερτζιμέκη, στην Επ. Καθηγήτρια κ.

Παναγιώτα Πρέκα–Παπαδήμα και στον Επ. Καθηγητή κ. Αρκάδιο Μανουσάκη–Κατσικάκη.

Επιπλέον θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Διδάκτορα κ. Αθανάσιο Παπαϊωάννου, επιστημονικό συνεργάτη του Τομέα Πυρηνικής Φυσικής και Στοιχειωδών Σωματιδίων του Πανεπιστημίου Αθηνών και Ερευνητή Γ' του Εθνικού Αστεροσκοπείου Αθηνών για τις επιστημονικές του παρατηρήσεις και για την πολύτιμη βοήθειά του από την εμπειρία του σε θέματα επιστημονικά και τεχνικά για την μελέτη των μειώσεων Forbush της κοσμικής ακτινοβολίας. Θα ήθελα να εκφράσω επίσης τις ευχαριστίες μου στην διακεκριμένη ερευνήτρια της Ιταλικής Διαστημικής Υπηρεσίας-ASI Διδάκτορα κ. Χριστίνα Πλαϊνάκη για τις πολύτιμες γνώσεις της και συμβουλές της από την πολυετή της έρευνα και εμπειρία σε επιστημονικά ζητήματα που σχετίζονται με τις συναρτήσεις σύζευξης.

Στο σημείο αυτό θα ήθελα να εκφράσω συνολικά τις ευχαριστίες μου στα μέλη της Ομάδας της Κοσμικής Ακτινοβολίας του Πανεπιστημίου Αθηνών και στο καθένα ξεχωριστά. Ευχαριστώ την Διδ. κ. Μαρία Γεροντίδου, Ε.Δ.Ι.Π του Τμήματος Φυσικής για τις εποικοδομητικές συζητήσεις της στα θέματα κοσμικής ακτινοβολίας και τον Διδ. κ. Ευάγγελο Παούρη για τις συζητήσεις του σε θέματα Διαστημικού Καιρού. Ιδιαίτερα θα ήθελα να ευχαριστήσω τον υποψήφιο διδάκτορα Λουκά Ξαπλαντέρη για την συνεργασία που είχαμε σε θέματα που αφορούσαν τις συναρτήσεις σύζευξης της κοσμικής ακτινοβολίας. Τέλος ευχαριστώ τις υποψήφιες διδάκτορες Δήμητρα Λίγγρη και Αναστασία Τεζάρη για τις εποικοδομητικές συζητήσεις που είχαμε. Επίσης ευχαριστώ τους διακεκριμένους συνεργάτες της Ομάδας Κοσμικής Ακτινοβολίας του IZMIRAN της Ρωσικής Ακαδημίας Επιστημών Drs A. Belov, V. Yanke και E. Eroshenko για την βοήθειά τους κατά την διάρκεια των επισκέψεών τους στο Τμήμα Φυσικής.

Θερμές ευχαριστίες θα ήθελα να εκφράσω σε όλες τις ερευνητικές ομάδες κοσμικής ακτινοβολίας σε διεθνή κλίμακα για την διάθεση των δεδομένων των Μετρητών Νετρονίων. Η εργασία διεκπεραιώθηκε με την χρήση δεδομένων από την Υψηλής Ανάλυσης Βάση Δεδομένων Μετρητών Νετρονίων –NMDB ([www.nmdb.eu](http://www.nmdb.eu)) που δημιουργήθηκε στα πλαίσια προγράμματος FP7 της Ευρωπαϊκής Ένωσης (contract no.213007) για την παροχή δεδομένων.

Τέλος, ευχαριστώ ιδιαίτερα τον σύζυγό μου Κωνσταντίνο, τον γιο μου Παναγιώτη, τους γονείς μου και τον αδερφό μου για την ηθική τους συμπαράσταση και υποστήριξη κατά την εκπόνηση της διατριβής .



## Abstract

The objective of the current thesis is the study of the galactic cosmic ray spectrum during Forbush decreases by using daily cosmic ray data of the neutron monitor stations (NM) obtained from the High-resolution neutron monitor database (NMDB). Following the method of the coupling coefficients as considered by Wawrzynczak and Alania (2010), the cosmic ray intensity in the heliosphere and the spectral index were studied for six Forbush decreases that took place on 13 September 2005, 4 August 2010, 18 February 2011, 9 March 2012, 24 December 2014, and 8 September 2017. The solar, interplanetary and geomagnetic activity which associated by these episodes of Fds were studied analytically.

In this work according to Wawrzynczak and Alania (2010) the daily galactic cosmic ray intensity in the heliosphere during the Forbush decreases was calculated for various values of spectral index ( $\gamma$ ) in a particular range (0.5-2 with step 0.01) applying the method of coupling function. An acceptable  $\gamma$  has to be corresponded to the values of the cosmic ray intensity in the heliosphere that are almost the same for all neutron monitors due to the fact that they are independent of topical characteristics. For the calculations of spectral index three different coupling functions were applied in order to find out the most appropriate coupling function for the study of the cosmic ray spectrum. Firstly the total function of Clem and Dorman (2000) applied to polar and middle latitude neutron monitors stations and secondly the function of Belov and Struminsky (1997) including a separate term  $E^{3.17}$  for low kinetic energies to the neutron monitors with rigidity between  $1\text{GV} < R < 2.78\text{GV}$ , were found to be suitable for the study of Forbush decreases. Finally, the recently established yield function of Mishev et al. (2013) was also studied.

The purpose of this work is to show that the calculated rigidity spectrum hardening in the minimum and near minimum phases of Forbush decreases due to the interplanetary magnetic structures before the beginning of the Forbush decrease reflect the galactic particles in lower energies. This purpose has been satisfied in all above episodes of Forbush decreases.



**Περιεχόμενα**

<b>Εισαγωγή</b> .....	1
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ Ι: Κοσμική Ακτινοβολία</b> .....	7
1.1 Ορισμός της κοσμικής ακτινοβολίας.....	7
1.2 Ενεργειακό Φάσμα κοσμικών ακτίνων.....	7
1.3 Πρωτογενής - Δευτερογενής κοσμική ακτινοβολία.....	9
1.4 Διαμόρφωση κοσμικής ακτινοβολίας.....	12
1.4.1 Μεταβολές της κοσμικής ακτινοβολίας .....	12
1.4.2 Μακρόχρονη διαμόρφωση (11-ετής και 22-ετής κύκλος) .....	14
1.4.3 Μειώσεις Forbush.....	17
1.4.4 Επίγεια επαύξηση της έντασης της Κ.Α .....	23
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΙΙ: Ηλιακή και Γεωμαγνητική δραστηριότητα</b> .....	25
2.1 Εκρηκτικά φαινόμενα στον Ήλιο .....	25
2.1.1 Ηλιακές εκλάμψεις .....	25
2.1.2 Στεμματικές εκτινάξεις μάζας.....	27
2.1.3 Σχέση ηλιακών εκλάμψεων και στεμματικών εκτινάξεων μάζας .....	29
2.1.4 Ηλιακός άνεμος .....	30
2.1.5 Κρουστικά κύματα.....	32
2.2 Γεωμαγνητικό πεδίο.....	34
2.3 Δομή της μαγνητόσφαιρας.....	36
2.4 Συστήματα ρευμάτων στη μαγνητόσφαιρα .....	40
2.5 Κινήσεις σωματιδίων εντός του γεωμαγνητικού πεδίου .....	42
2.6 Γεωμαγνητική δραστηριότητα .....	43
2.6.1 Γεωμαγνητικές καταγίδες .....	43
2.6.2 Γεωμαγνητικοί δείκτες.....	46

<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ III : Μετρητές Νετρονίων.....</b>	<b>49</b>
3.1 Συστήματα ανίχνευσης σωματιδίων .....	49
3.2 Μετρητές Νετρονίων .....	53
3.2.1 Σχεδιασμός Μετρητών Νετρονίων .....	55
3.3 Μετρητής Νετρονίων της Αθήνας .....	62
3.4 Παγκόσμιο Δίκτυο Μετρητών Νετρονίων.....	64
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ IV: Μέθοδος Ανάλυσης και συναρτήσεις σύζευξης ...</b>	<b>69</b>
4.1 Τεχνική Alania and Wawrzynczak .....	69
4.2 Συναρτήσεις σύζευξης .....	73
4.2.1 Ορισμός συναρτήσεων σύζευξης .....	73
4.2.2 Μέθοδοι προσδιορισμού συναρτήσεων σύζευξης .....	75
4.3 Αναλυτική περιγραφή συναρτήσεων σύζευξης .....	81
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ V: Ανάλυση Μειώσεων Forbush .....</b>	<b>91</b>
5.1 Μειώσεις Forbush του Μαρτίου 2012.....	92
5.1.1 Δραστηριότητα Κοσμικής ακτινοβολίας .....	92
5.1.2 Ηλιακή και γεωμαγνητική δραστηριότητα .....	98
5.1.3 Υπολογισμός της κοσμικής ακτινοβολίας στην ηλιόσφαιρα και του ενεργειακού εκθέτη .....	103
5.1.4 Αποτελέσματα των τριών συναρτήσεων σύζευξης.....	111
5.2 Μειώσεις Forbush Δεκεμβρίου 2014 - Ιανουαρίου 2015.....	114
5.2.1 Δραστηριότητα Κοσμικής ακτινοβολίας .....	114
5.2.2 Ηλιακή και γεωμαγνητική δραστηριότητα .....	118
5.2.3 Υπολογισμός της κοσμικής ακτινοβολίας στην ηλιόσφαιρα και του ενεργειακού εκθέτη .....	122
5.2.4 Συμπεράσματα .....	127
5.3 Μείωση Forbush του Σεπτεμβρίου 2017 .....	129
5.3.1 Δραστηριότητα Κοσμικής ακτινοβολίας .....	129



5.3.2 Ηλιακή και γεωμαγνητική δραστηριότητα .....	133
5.3.3 Υπολογισμός της κοσμικής ακτινοβολίας στην ηλιόσφαιρα και του ενεργειακού εκθέτη .....	138
5.3.4 Σύγκριση αποτελεσμάτων .....	144
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ VI: Συμπεράσματα και Προοπτικές .....</b>	<b>147</b>
6.1 Μειώσεις Forbush .....	147
6.2 Μέθοδος Ανάλυσης .....	149
6.3 Σύγκριση Συναρτήσεων Σύζευξης.....	151
6.4 Προοπτικές .....	154
<b>Παράρτημα.....</b>	<b>155</b>
<b>Βιβλιογραφία.....</b>	<b>171</b>
<b>Ιστοσελίδες.....</b>	<b>182</b>
<b>Κατάλογος Σχετικών Δημοσιεύσεων .....</b>	<b>183</b>
<b>Ενδεικτική Δημοσίευση.....</b>	<b>185</b>



## Εισαγωγή

Το αντικείμενο μελέτης της παρούσας διδακτορικής διατριβής είναι η μοντελοποίηση του προσδιορισμού του ενεργειακού φάσματος των ενεργητικών κοσμικών σωματιδίων με δεδομένα από την Υψηλής Ανάλυσης Βάση Μετρητών Νετρονίων σε πραγματικό χρόνο (High resolution real time Neutron Monitor Database — (NMDB); (<http://www01.nmdb.eu>) κατά την διάρκεια μειώσεων Forbush της γαλαξιακής κοσμικής ακτινοβολίας. Τα αποτελέσματα του προσδιορισμού του ενεργειακού φάσματος είναι χρήσιμα για τις μελέτες του Διαστημικού καιρού, όπως για τον υπολογισμό δόσεων κοσμικής ακτινοβολίας από ενεργητικά σωματίδια.

Οι γαλαξιακές κοσμικές ακτίνες είναι σχετικιστικά φορτισμένα σωματίδια που κατανέμονται ισοτροπικά στον διαπλανητικό χώρο και διαμορφώνονται ισχυρά από το διαπλανητικό μαγνητικό πεδίο. Ένα ηλιοσφαιρικό φαινόμενο που προκύπτει από την διαμόρφωση της κοσμικής ακτινοβολίας είναι οι μειώσεις Forbush κατά την διάρκεια των οποίων παρατηρείται μείωση της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας (Forbush, 1958). Αυτά τα φαινόμενα προκαλούνται από ηλιακές εκλάμψεις και στεμματικές εκτινάξεις μάζας (Cane, 2000). Στη παρούσα διδακτορική διατριβή το ενεργειακό φάσμα μελετήθηκε κατά την διάρκεια μειώσεων Forbush και συγκεκριμένα επιλέχθηκαν έξι επεισόδια καθώς οι γαλαξιακές κοσμικές ακτίνες υπήρξαν και συνεχίζουν να είναι θεμελιώδη επεισόδια για την κατανόηση της Ηλιακής Φυσικής και της Φυσικής του Διαστήματος.

Το ενεργειακό φάσμα της κοσμικής ακτινοβολίας τόσο της γαλαξιακής όσο και της ηλιακής, έχει απασχολήσει τους ερευνητές από πολλών ετών. Ο ενεργειακός εκθέτης που το περιγράφει κατά τη διάρκεια διαφόρων επεισοδίων που προέρχονται από την διαμόρφωση της κοσμικής ακτινοβολίας από διάφορα έκτακτα φαινόμενα που συμβαίνουν στον Ήλιο, όπως είναι οι ηλιακές εκλάμψεις και οι στεμματικές εκτινάξεις μάζας, αποτελεί αντικείμενο μελέτης για τον προσδιορισμό μιας παγκόσμιας σταθεράς στα διάφορα μοντέλα και μηχανισμούς που τον περιγράφουν (Longair, 1990). Στην διατριβή αυτή μελετήθηκε το ενεργειακό φάσμα, συγκεκριμένα υπολογίστηκε η ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας στην Ηλιόσφαιρα και ο ενεργειακός εκθέτης κατά την διάρκεια μειώσεων Forbush χρησιμοποιώντας την τεχνική των

Wawrzynczak and Alania (2010) με την βοήθεια του λογισμικού της Matlab. Η συγκεκριμένη τεχνική στηρίζεται στη σύζευξη της επίγειας κοσμικής ακτινοβολίας (δευτερογενής κοσμική ακτινοβολία) καταγεγραμμένης από τους μετρητές νετρονίων κατανεμημένων σε όλη τη Γη με την κοσμική ακτινοβολία που υπάρχει στην ηλιόσφαιρα (πρωτογενής κοσμική ακτινοβολία) με την χρήση των συναρτήσεων σύζευξης. Η ιδέα των συναρτήσεων σύζευξης (coupling function) εισήχθηκε από τον Dorman (1957) και από τότε έχουν δοθεί στην επιστημονική κοινότητα αρκετές μελέτες για τον προσδιορισμό τους προκειμένου να αποδώσουν όσον το δυνατόν καλύτερα τις παραμέτρους, όπως τον ατμοσφαιρικό καταιγισμό, την σύνθεση της πρωτογενούς κοσμικής ακτινοβολίας και την απόκριση ανίχνευσης του μετρητή. Στην παρούσα διατριβή μελετήθηκαν τρεις συναρτήσεις σύζευξης της και εφαρμόστηκαν σε επιλεγμένα επεισόδια των μειώσεων Forbush.

Όσον αφορά τις συναρτήσεις σύζευξης που εφαρμόστηκαν στην τεχνική Wawrzynczak and Alania (2010) για την μελέτη των έξι επιλεγμένων επεισοδίων των μειώσεων Forbush αρχικά χρησιμοποιήθηκε μία από τις θεμελιώδεις συναρτήσεις των Clem and Dorman (2000), η οποία εξαρτάται από τη δυσκαμψία του κάθε σταθμού, το ατμοσφαιρικό βάθος στο οποίο βρίσκεται και την φάση του ηλιακού κύκλου. Στη συνέχεια χρησιμοποιήθηκε μια συνάρτηση που αποτελεί επέκταση της συνάρτησης των Clem and Dorman (2000) λαμβάνοντας υπόψη ότι στη περιοχή χαμηλών ενεργειών  $1\text{GV} < R < 2.78\text{GV}$  ακολουθεί νόμο δύναμης  $E^{3.17}$  και προσαρμόστηκε αναλόγως σε δύο κλάδους ανάλογα με το εύρος της μαγνητικής δυσκαμψίας (Belon and Struminsky, 1997; Plainaki, et al. 2007). Σημαντικό είναι ότι αυτές οι δυο συναρτήσεις έδωσαν ικανοποιητικά αποτελέσματα όταν εφαρμόστηκαν για τον υπολογισμό της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας στην ηλιόσφαιρα και τον υπολογισμό του ενεργειακού εκθέτη σε όλα τα επεισόδια με μικρές αποκλίσεις μεταξύ τους, καθώς η συνάρτηση Belon and Struminsky (1997) έχει έναν πρόσθετο όρο που στην διάρκεια των μειώσεων Forbush πιθανόν δεν είναι τόσο σημαντικός, όσο στην ηλιακής προέλευσης κοσμική ακτινοβολία. Τέλος μελετήθηκε μία από τις πιο πρόσφατες συναρτήσεις της βιβλιογραφίας των Mishev et al. (2013), η οποία ξεχωρίζει σε σχέση με άλλες συναρτήσεις σύζευξης γιατί προσθέτει στον υπολογισμό της ένα καινούργιο όρο που σχετίζεται με την ενεργή περιοχή του ανιχνευτή λαμβάνοντας υπόψη μια πιο εκτεταμένη επέκταση του ατμοσφαιρικού

καταιγισμού της κοσμικής ακτινοβολίας όμως τα αποτελέσματα έδειξαν ότι δεν προσαρμόζεται στην μελέτη γαλαξιακής κοσμικής ακτινοβολίας με την συγκεκριμένη τεχνική των Wawrzynczak and Alania (2010). Οι δύο πρώτες συναρτήσεις έχουν χρησιμοποιηθεί στην έρευνα πολλές φορές για την μελέτη τόσο γαλαξιακής όσο και ηλιακής κοσμικής ακτινοβολίας, όμως η συνάρτηση των Mishev et al. (2013) είχε χρησιμοποιηθεί μέχρι πρόσφατα σε κοσμική ακτινοβολία ηλιακής προελεύσεως (Mishev et al. 2018) και στην παρούσα εργασία εφαρμόστηκε για πρώτη φορά στις περιπτώσεις των για μειώσεων Forbush.

**Η παρούσα διατριβή αποτελείται από την εισαγωγή, έξι κεφάλαια, ένα παράρτημα, βιβλιογραφία και λίστα δημοσιεύσεων.**

Στο **πρώτο κεφάλαιο** δίδονται βασικές έννοιες για τη κοσμική ακτινοβολία και γίνεται θεωρητική μελέτη του ενεργειακού φάσματος. Αναλύονται οι αντιδράσεις της πρωτογενούς κοσμικής ακτινοβολίας που μας δίνει τη δευτερογενή κοσμική ακτινοβολία. Επίσης αναφέρονται οι κυριότερες μεταβολές της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας, όπως είναι η μακρόχρονη ηλιακή διαμόρφωση, οι μειώσεις Forbush κατά τη διάρκεια των οποίων έγιναν οι πειραματικοί υπολογισμοί του ενεργειακού φάσματος στην παρούσα διατριβή και οι επίγειες επαυξήσεις της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας.

Στο **δεύτερο κεφάλαιο** παρουσιάζονται βασικές έννοιες φαινομένων που προέρχονται από την ηλιακή δραστηριότητα, όπως είναι οι ηλιακές εκλάμψεις, οι στεμματικές εκτινάξεις μάζας και η μεταξύ τους σχέση, ο ηλιακός άνεμος και η θεωρία των κρουστικών κυμάτων. Ακόμη αναπτύσσονται τα χαρακτηριστικά και η δομή του γεωμαγνητικού πεδίου και η κίνηση φορτισμένων σωματιδίων μέσα σε αυτό. Τέλος ορίζονται οι γεωμαγνητικές καταιγίδες και οι δείκτες που τις περιγράφουν.

Στο **τρίτο κεφάλαιο** περιγράφονται τα υπάρχοντα ανιχνευτικά συστήματα για την καταγραφή της κοσμικής ακτινοβολίας, όπου εκτενέστερη ανάλυση δίνεται στο επίγειο ανιχνευτικό σύστημα των μετρητών νετρονίων. Συγκεκριμένα για τους μετρητές νετρονίων αναλύεται η αρχή λειτουργίας τους, αναφέρονται κάποια χαρακτηριστικά του Σταθμού Κοσμικής Ακτινοβολίας του Πανεπιστημίου Αθηνών και γίνεται αναφορά στο Παγκόσμιο Δίκτυο Μετρητών Νετρονίων, αλλά και στην Υψηλής Ανάλυσης Βάση Μετρητών Νετρονίων σε πραγματικό

χρόνο (High resolution real time Neutron Monitor Database — NMDB) που έχουν χρησιμοποιηθεί για τη συλλογή των δεδομένων της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας.

Στο **τέταρτο κεφάλαιο** περιγράφεται η μέθοδος Wawrzynczak and Alania (2010) που χρησιμοποιείται στην παρούσα διδακτορική διατριβή για την μελέτη του ενεργειακού φάσματος της κοσμικής ακτινοβολίας κατά την διάρκεια μειώσεων Forbush. Αναλύεται ο τρόπος κανονικοποίησης των δεδομένων της επίγειας έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας καταγεγραμμένης από το παγκόσμιο δίκτυο των μετρητών νετρονίων (<http://www01.nmdb.eu>), οι οποίοι απαιτούνται για την μελέτη του ενεργειακού φάσματος με την συγκεκριμένη μέθοδο. Τέλος δίδεται γενικά ο ορισμός των συναρτήσεων σύζευξης καθώς και οι μέθοδοι υπολογισμού τους και αναλύονται οι συναρτήσεις σύζευξης που χρησιμοποιήθηκαν σε αυτή την διατριβή.

Στο **πέμπτο κεφάλαιο** παρουσιάζεται η μελέτη του ενεργειακού φάσματος κατά την διάρκεια επιλεγμένων μειώσεων Forbush της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας με την εφαρμογή της τεχνικής Wawrzynczak and Alania (2010) και την χρήση ημερήσιων δεδομένων της κοσμικής ακτινοβολίας από την Υψηλής Ανάλυσης Βάση Μετρητών Νετρονίων σε πραγματικό χρόνο (High resolution real time Neutron Monitor Database — NMDB). Η τεχνική βασίζεται στην μέθοδο σύζευξης της πρωτογενούς με την δευτερογενή κοσμική ακτινοβολία και εφαρμόστηκαν για την μελέτη αυτή τρεις διαφορετικές συναρτήσεις σύζευξης: α) Clem and Dorman (2000), β) Belon and Struminsky (1997) και γ) Mishev et al. (2013). Στην διδακτορική διατριβή μελετήθηκε το ενεργειακό φάσμα για έξι στο σύνολο επεισόδια μειώσεων Forbush, όπου τα τρία από αυτά είναι τα πιο πρόσφατα του 24<sup>ου</sup> ηλιακού κύκλου (Μάρτιος 2012, Δεκέμβριος 2014 - Ιανουάριος 2015, Σεπτέμβριος 2017) και παρουσιάζονται αναλυτικά. Τέλος τα επεισόδια των μειώσεων Forbush που επιλέγησαν να προσδιοριστεί το ενεργειακό τους φάσμα (υπολογισμός έντασης κοσμικής ακτινοβολίας στην Ηλιόσφαιρα και ενεργειακός εκθέτης) αναλύθηκαν και ως προς την ηλιακή και γεωμαγνητική τους δραστηριότητα.

Η διατριβή ολοκληρώνεται με το **έκτο κεφάλαιο** που παρουσιάζονται αναλυτικά τα σημαντικότερα συμπεράσματα και οι προοπτικές της διατριβής. Τα συμπεράσματα αφορούν συνοπτικά τις μειώσεις Forbush που μελετήθηκαν, την μέθοδο ανάλυσης των μειώσεων Forbush και την

σύγκριση των συναρτήσεων σύζευξης που χρησιμοποιήθηκαν για τον υπολογισμό του ενεργειακού φάσματος.

Στο **Παράρτημα** που παρατίθεται στο τέλος της διατριβής, δίδεται ο αλγόριθμος που βασίζεται στη τεχνική Wawrzynczak and Alania (2010) για τον προσδιορισμό του ενεργειακού φάσματος με την συνάρτηση των Clem and Dorman (2000), ενδεικτικά για το επεισόδιο του Μαρτίου 2012. Η αντίστοιχη διαδικασία έχει προσαρμοστεί σε όλα τα επεισόδια που μελετήθηκαν και με τις άλλες δύο συναρτήσεις,

Τέλος παρατίθεται η βιβλιογραφία και οι ιστοσελίδες που χρησιμοποιήθηκαν στην εκπόνηση αυτής της διατριβής, καθώς και λίστα δημοσιεύσεων που προέκυψαν από την εργασία αυτή.





## ΚΕΦΑΛΑΙΟ I

### Κοσμική Ακτινοβολία

Στο πρώτο κεφάλαιο περιγράφονται βασικές έννοιες σχετικές με την κοσμική ακτινοβολία και την διαμόρφωσή της. Γίνεται θεωρητική μελέτη του ενεργειακού φάσματος της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας. Αναλύονται οι αντιδράσεις της πρωτογενούς κοσμικής ακτινοβολίας με τα μόρια της ατμόσφαιρας, οι οποίες μας δίνουν τη δευτερογενή κοσμική ακτινοβολία. Επίσης αναφέρονται οι κυριότερες μεταβολές της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας, όπως είναι η μακρόχρονη ηλιακή διαμόρφωση, οι μειώσεις Forbush και οι επίγειες αυξήσεις της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας.

#### 1.1 Ορισμός της κοσμικής ακτινοβολίας

Με τον όρο “Κοσμική Ακτινοβολία” εννοούμε σωματίδια πολύ ψηλών ενεργειών που προέρχονται από εξωγήινες πηγές. Η σύσταση της πρωτογενούς κοσμικής ακτινοβολίας (ΚΑ) είναι 90% πρωτόνια, 9% α-σωμάτια και 1% βαρύτεροι πυρήνες και οι ενέργειές τους κυμαίνονται στην ευρεία περιοχή ενεργειών  $10^6\text{eV}-10^{21}\text{eV}$ . Τελευταία έχουν παρατηρηθεί και ακόμα ψηλότερες ενέργειες. Τα περισσότερα είναι σχετικιστικά σωματίδια με ενέργειες συγκρίσιμες ή και λίγο μεγαλύτερες από τις μάζες τους. Σχεδόν όλα τα σωματίδια της ΚΑ έρχονται έξω από το ηλιακό σύστημα αλλά μέσα από τον Γαλαξία για αυτό χρησιμοποιείται η ορολογία γαλαξιακή κοσμική ακτινοβολία (Galactic Cosmic Rays – GCR). Τα λίγα, ηλιακής προέλευσης σωματίδια, σχετίζονται άμεσα με σφοδρά ηλιακά γεγονότα και χαρακτηρίζονται ως ηλιακή κοσμική ακτινοβολία (Solar Cosmic Rays – SCR). Αυτά τα σωματίδια είναι χαμηλότερης ενέργειας σε σχέση με αυτά της γαλαξιακής κοσμικής ακτινοβολίας. Τα πολύ μεγάλης ενέργειας σωματίδια της ΚΑ είναι εξωγαλαξιακής προέλευσης.

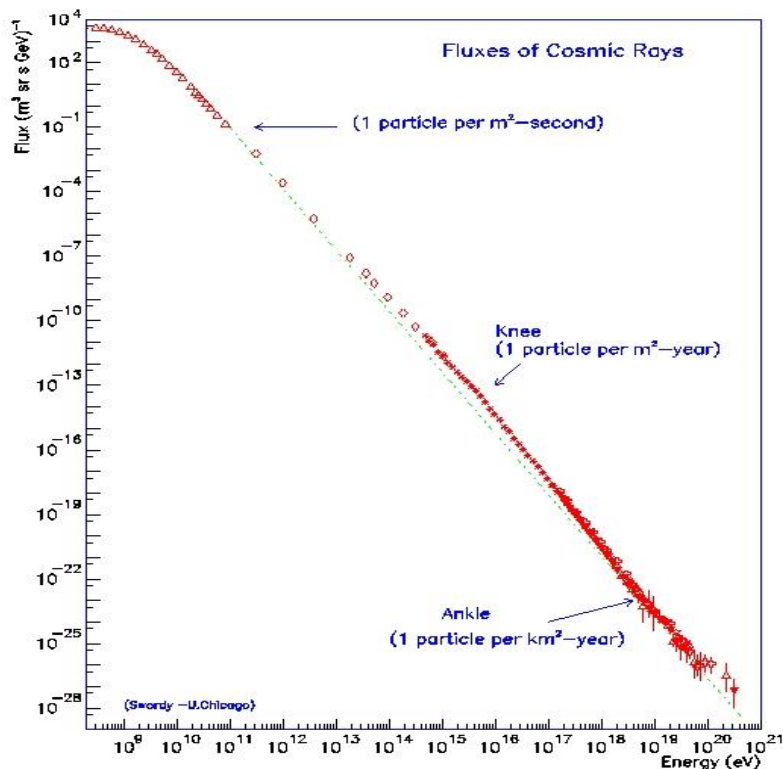
#### 1.2 Ενεργειακό Φάσμα κοσμικών ακτίνων

Το μεγαλύτερο ποσοστό σωματιδίων που ανιχνεύεται στη γη είναι γαλαξιακής προέλευσης, γιατί τα μικρής ενέργειας σωματίδια όπως αυτά που προέρχονται από τον Ήλιο απορροφώνται από την ατμόσφαιρα και το γεωμαγνητικό πεδίο. Η ροή της ΚΑ με ενέργεια μεγαλύτερη από 1GeV

ελαττώνεται έντονα αυξανόμενης της ενέργειας ακολουθώντας τον εκθετικό νόμο  $E^{-\gamma}$ . Συγκεκριμένα η σχέση που εκφράζει τη μεταβολή της έντασης  $J (>E)$  των κοσμικών ακτίνων, που οι ενέργειές τους υπερβαίνουν ένα ορισμένο κατώτερο όριο ενέργειας  $E$ , συναρτήσει της ενέργειας δίνει το ολοκληρωμένο ενεργειακό φάσμα (integral spectrum). Αυτό ακολουθεί την εκθετική κατανομή της μορφής:

$$J (> E) = k E^{-\gamma} \quad (1.1)$$

όπου  $k, \gamma$  σταθερές.



**Σχήμα 1.1:** Το φάσμα των πρωτογενών κοσμικών ακτίνων  
(πηγή:<http://www.nmdb.eu>)

Λογαριθμίζοντας τη σχέση αυτή παίρνουμε το διάγραμμα του σχήματος 1.1, όπου η κλίση της ευθείας  $\log J(E) = f(\log E)$  δίνει το φασματικό εκθέτη  $\gamma$ . Η τιμή του  $\gamma$  μεταβάλλεται καθώς μεταβάλλονται οι ενέργειες των ΚΑ από  $10^{10}$  eV έως  $10^{21}$  eV. Πιο συγκεκριμένα έχουμε:

$$10^9 - 10^{15} \text{ eV} \rightarrow \gamma = 1.6$$

$$10^{15} - 10^{18} \text{ eV} \rightarrow \gamma = 2.2$$

$$>10^{18} \text{ eV} \rightarrow \gamma = 1.6$$

Στην περιοχή  $10^{15}$ - $10^{18}$  eV παρατηρείται μια μικρή αλλά σημαντική μεταβολή στην κλίση, η οποία οφείλεται πιθανότατα στη φύση των ΚΑ. Κατά τον Weeks (1969) η μεταβολή αυτή οφείλεται σε δύο διαφορετικές πηγές των ΚΑ π.χ. μια γαλαξιακή και μία εξωγαλαξιακή, που περνά ή μια μέσα από την άλλη και στη συνέχεια αυτή περνά μέσα από το δίσκο του γαλαξία και έχουν διαφορετικά φάσματα. Οι αλλαγές στην κλίση που παρατηρούνται στα  $10^{15}$  eV και στα  $10^{18}$  eV ονομάζονται γόνατο (Knee) και αστράγαλος (Ankle) αντίστοιχα, εξαιτίας της μορφής τους. Διαφορίζοντας τη σχέση (1.1) παίρνουμε το αντίστοιχο διαφορικό φάσμα, το οποίο δείχνει πως μεταβάλλεται η ένταση των σωματίων της ΚΑ σε μια συγκεκριμένη ενεργειακή περιοχή μεταξύ  $E$  και  $E+dE$  με την ενέργεια  $E$ :

$$dJ(E) = -k\gamma E^{(\gamma+1)} dE \quad (1.2)$$

### 1.3 Πρωτογενής - Δευτερογενής κοσμική ακτινοβολία

Η κοσμική ακτινοβολία μόλις εκπεμφθεί από τις πηγές της υφίσταται επιδράσεις από την ύλη και τα μαγνητικά πεδία μέσα από τα οποία διέρχεται. Διακρίνεται σε πρωτογενή και δευτερογενή κοσμική ακτινοβολία.

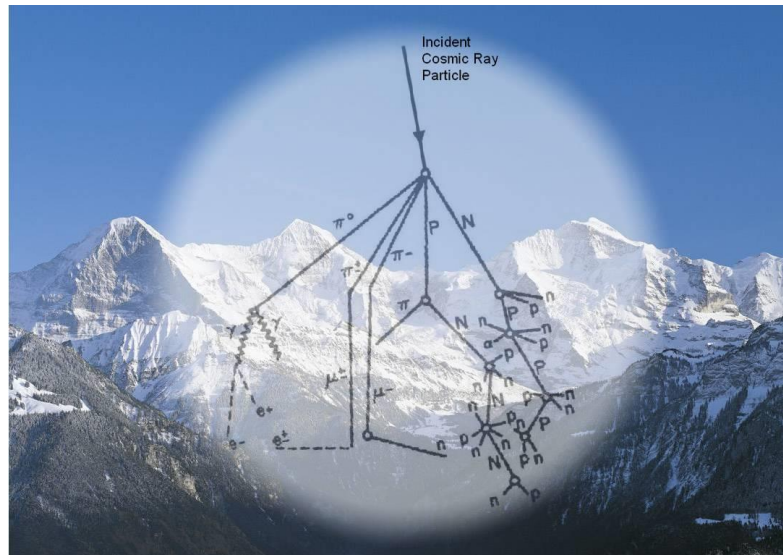
Σαν πρωτογενή ΚΑ θεωρούμε την ακτινοβολία που εισέρχεται στη γήινη ατμόσφαιρα από το έξω διάστημα. Η ακριβής και λεπτομερής γνώση της φύσης και της σύνθεσης της πρωτογενούς ΚΑ είναι απαραίτητη για την εξήγηση της προέλευσης των ΚΑ και των πυρηνικών αλληλεπιδράσεών τους καθώς περνούν από την ατμόσφαιρα. Σύμφωνα με διάφορες μετρήσεις από πυραύλους και δορυφόρους βρέθηκε ότι η πρωτογενής ΚΑ αποτελείται από πρωτόνια 85%, σωματία -α 5%, στοιχεία Li, Be, B 0.1%, C, N, O, F 0.42%, Fe και υπερβαρέα υπερουράνια στοιχεία 0.04%. Επίσης βρέθηκαν ηλεκτρόνια, ακτίνες - γ και νετρόνια σε ποσοστό 1-2%.

Οι πρωτογενείς ΚΑ αντιδρούν με τα μόρια της ατμόσφαιρας και παράγονται ελαφρότερα θραύσματα από τους αρχικούς πυρήνες, όπως πρωτόνια, νετρόνια, μεσόνια ( $\pi$ ,  $\mu$ ), ακτινοβολία-γ και ηλεκτρόνια. Μπορούμε να διακρίνουμε τρεις κύριες συνιστώσες της δευτερογενούς ΚΑ:

- **Νουκλεονική συνιστώσα**, η οποία αποτελείται από πρωτόνια και νετρόνια. Λόγω της ποικιλίας των αντιδράσεων μπορεί να προσδιορισθεί δύσκολα και είναι η πιο σταθερή συνιστώσα.
- **Σκληρή ή μεσονική συνιστώσα** η οποία αποτελείται από μίονια και είναι πολύ διεισδυτική. Χαρακτηριστικό είναι ότι μόλυβδος πάχους ενός μέτρου ελαττώνει την έντασή της μόνο στο μισό.
- **Μαλακή ή ηλεκτρονική- φωτονική συνιστώσα**, η οποία αποτελείται από ηλεκτρόνια και φωτόνια και η οποία απορροφάται σχεδόν τελείως από μόλυβδο πάχους 10 cm.

Η δευτερογενής ΚΑ στην επιφάνεια της θάλασσας αποτελείται από μίονια (80%), ηλεκτρόνια (18%) και πρωτόνια και νετρόνια (1-2%) (Simpson et al., 1953).

Η μελέτη των αντιδράσεων που συμβαίνουν κατά τη σύγκρουση των πρωτογενών σωματίων με τα μόρια της ατμόσφαιρας δείχνει ότι έχουν τη μορφή αστέρων και τα μεν σωματάρια συνεχίζουν να κινούνται προς την αυτή διεύθυνση, ο αριθμός όμως των παραγομένων σωματίων είναι τόσο μεγαλύτερος όσο μεγαλύτερη είναι η ενέργεια του προσπίπτοντος σωματίου. Το τελικό προϊόν των αντιδράσεων είναι π-μεσόνια, πρωτόνια και νετρόνια.



**Σχήμα 1.2:** Σχηματική απεικόνιση των αλληλεπιδράσεων της κοσμικής ακτινοβολίας μέσα στην ατμόσφαιρα της Γης και της παραγωγής των τριών συνιστωσών της Κ.Α. (Simpson et al., 1953).

Στη συνέχεια τα φορτισμένα πιόνια διασπώνται με τις παρακάτω αντιδράσεις και δίνουν μίονια, τα οποία επίσης μπορούν να παράγουν ηλεκτρόνια και ποζιτρόνια :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

(Σκληρή συνιστώσα)

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu$$

Τα ουδέτερα πιόνια δίνουν ακτίνες  $\gamma$  – φωτόνια, τα οποία παράγουν ζεύγη ηλεκτρονίων – ποζιτρονίων:

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \rightarrow e^+ + e^- \quad (\text{Μαλακή συνιστώσα})$$

Τα μίονια με τη σειρά τους υφίστανται αλληλεπιδράσεις και δίνουν ηλεκτρόνια ή ποζιτρόνια και νετρίνια :

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \nu_\mu$$

}

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_e + \nu_\mu$$

Με αυτόν τον τρόπο κάθε σωματίδιο πρωτογενούς ΚΑ παράγει καταρράκτη αλυσιδωτών αντιδράσεων που αποτελείται από μίονια και νουκλεόνια. Πολλά φωτόνια μεγάλης ενέργειας προστίθενται βαθμιαία στις αντιδράσεις και έτσι μέσω ηλεκτρομαγνητικών αντιδράσεων (διαδοχικές υλοποιήσεις, παραγωγή ηλεκτρονίων) παράγονται ηλεκτρομαγνητικοί καταιγισμοί (electromagnetic showers). Η έκταση των καταιγισμών στην επιφάνεια της γης είναι της τάξης του  $1 \text{ km}^2$ , ενώ ο αριθμός των σωματίων που συμμετέχουν είναι της τάξης των  $10^{10}$ . Είναι λοιπόν φανερό ότι η ενέργεια είναι τεράστια.

Παραπάνω γίνεται μια ανάλυση του ατμοσφαιρικού καταιγισμού της κοσμικής ακτινοβολίας δηλαδή οι αλυσιδωτές αντιδράσεις σωματιδίων στην ατμόσφαιρα και από την πρωτογενή κοσμική ακτινοβολία οδηγούμαστε στην επίγεια δευτερογενή κοσμική ακτινοβολία. Ιδιαίτερα σημαντικό είναι να τονιστεί ότι υπάρχουν διάφορες συναρτήσεις σύζευξης (coupling functions,  $W_i(R_i, h_i)$ ) της πρωτογενούς με την δευτερογενή

κοσμική ακτινοβολία και η μελέτη και η ανάλυση τους είναι ένα από τα αντικείμενα της παρούσας διδακτορικής διατριβής (Κεφάλαιο IV).

## 1.4 Διαμόρφωση κοσμικής ακτινοβολίας

### 1.4.1 Μεταβολές της κοσμικής ακτινοβολίας

Η κοσμική ακτινοβολία παρουσιάζει μεγάλη ισοτροπία και σταθερότητα σε γαλαξιακή κλίμακα. Ο ήλιος όμως και ο διαπλανητικός χώρος από όπου περνά για να φθάσει στη γη ασκούν βαθιά επίδραση ακόμα και σε ηλιοκεντρικές αποστάσεις περίπου 10 AU. Έτσι παρουσιάζονται ανισοτροπίες και μεταβολές τόσο στο ενεργειακό φάσμα όσο και στην ένταση της ΚΑ. Όπως τα σεισμικά κύματα χρησιμεύουν για τη μελέτη του εσωτερικού της γης, έτσι και η μελέτη των μεταβολών των ΚΑ χρησιμεύει σαν ενεργός δειγματολήπτης για την έρευνα των διαπλανητικών μετεωρολογικών συνθηκών. Επίσης οι κινήσεις του ηλίου και της γης δημιουργούν αξιόλογες μεταβολές της έντασης της ΚΑ συναρτήσει του χώρου. Οι μεταβολές της ΚΑ συναρτήσει του χώρου, του χρόνου και της ενέργειας ονομάζονται διαμόρφωση αυτής. (Μαυρομιχαλάκη, 2009)

Η μελέτη των μεταβολών της ΚΑ γίνεται από τις παρατηρήσεις των επίγειων σταθμών. Τότε η γη χρησιμεύει σαν διαστημόπλοιο που περιστρέφεται περί τον εαυτό του και μεταφέρει τους επίγειους μετρητές. Ο συνδυασμός της ατμόσφαιρας όπου γίνεται η ανάμειξη των πρωτογενών ΚΑ και του γήινου μαγνητικού πεδίου με τους επίγειους μετρητές παρέχει ένα οπτικό σύστημα με πολλές συνιστώσες. Η μελέτη των χρονικών μεταβολών έχει προωθηθεί με άμεσες μετρήσεις του διαστήματος.

Σπουδαίο χαρακτηριστικό κάθε διαδικασίας διαμόρφωσης είναι η εξάρτησή της από τη μαγνητική δυσκαμψία, διότι οι αντιδράσεις των σωματιδίων με διαπλανητικά πεδία είναι η κύρια αιτία των ανισοτροπιών.

Η δυναμική φορτισμένου σωματιδίου μέσα σε μαγνητικό πεδίο εξαρτάται από ένα μέγεθος που ονομάζεται μαγνητική δυσκαμψία και ορίζεται:

$$R = \frac{pc}{Ze} \quad (1.3)$$

όπου  $p$  η σχετικιστική ορμή και  $Ze$  το ηλεκτρικό φορτίο του σωματιδίου. Σωματίδια με διαφορετική μάζα και φορτίο αλλά με την ίδια δυσκαμψία έχουν την ίδια συμπεριφορά σε οποιαδήποτε διαμόρφωση μαγνητικού πεδίου. Αν εκφράσουμε τις ενέργειες των σωματιδίων σαν συνάρτηση της κινητικής τους ενέργειας ανά νουκλεόνιο, τότε η μαγνητική δυσκαμψία δίνεται από την σχέση:

$$R = \left(\frac{A}{Z}\right) \left(\frac{m_p \gamma v c}{e}\right) \quad (1.4)$$

όπου  $A$  ο μαζικός και  $Z$  ο ατομικός αριθμός του σωματιδίου, αφού η κινητική ενέργεια ενός σωματιδίου είναι ενδεικτική της ταχύτητάς του ή του συντελεστή Lorentz.

Η σχέση της μεταβολής της έντασης της  $KA \Delta J(R) / J(R)$  και της μαγνητικής δυσκαμψίας  $R$  δίνει το φάσμα των μεταβολών (variational spectrum). Ένας τύπος αυτού του φάσματος είναι:

$$\frac{\Delta J(R)}{J(R)} = k \cdot R^{-\gamma} \quad (1.5)$$

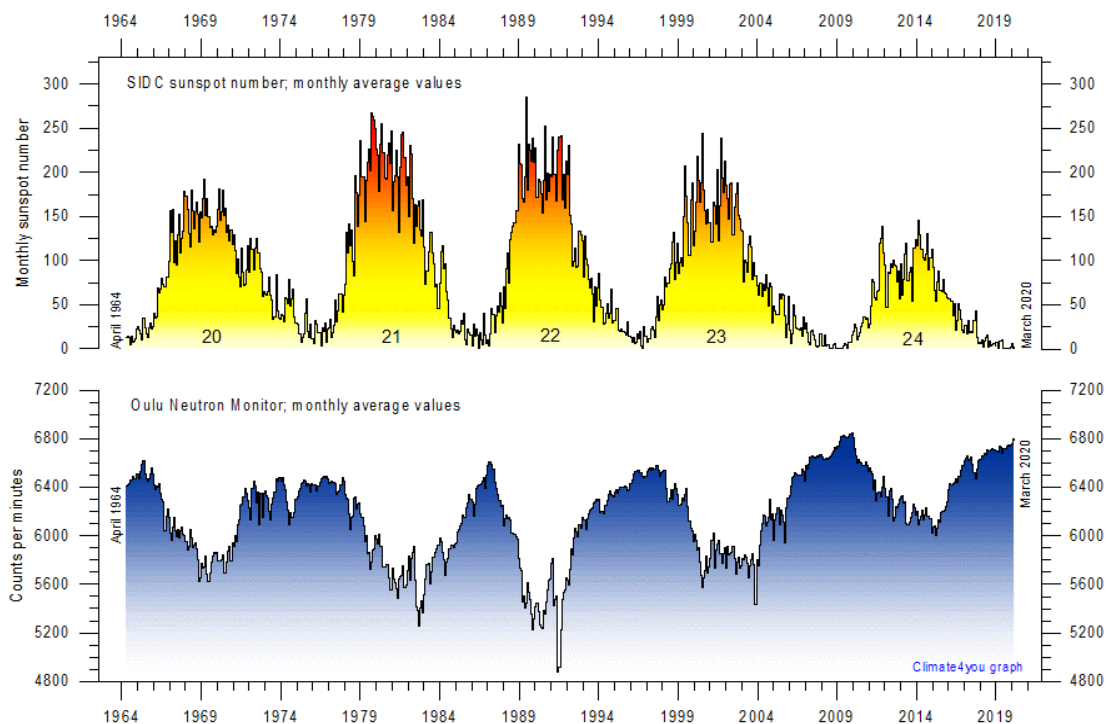
όταν  $\gamma=0$  σημαίνει ότι έχουμε ίση απορρόφηση της έντασης για τα σωματίδια όλων των δυσκαμψιών.

Οι μεταβολές διακρίνονται σε δυο κατηγορίες:

- **Ισότροπες μεταβολές, όπως :**
  - ο ενδεκαετής κύκλος (μακρόχρονη διαμόρφωση)
  - η μείωση κατά Forbush και
  - 27-ήμερη διαμόρφωση
  
- **Ανισότροπες μεταβολές, όπως :**
  - η ημερήσια μεταβολή
  - η ημιημερήσια μεταβολή και
  - οι μικρής κλίμακας μεταβολές

### 1.4.2 Μακρόχρονη διαμόρφωση (11-ετής και 22-ετής κύκλος)

Η δραστηριότητα του ήλιου εκ φύσεως παρουσιάζει μια περιοδικότητα 11-ετών η οποία ονομάζεται 11-ετής κύκλος. Κατά τη διάρκεια του κύκλου ηλιακής δραστηριότητας συμβαίνουν μεταβολές των μέσων χαρακτηριστικών της ΚΑ. Τούτο οφείλεται στη μακρόχρονη διαμόρφωση (long-term modulation). Πρώτος ο Forbush το 1958 (Forbush, 1958) έδειξε ότι η ΚΑ βρίσκεται σε αρνητική συσχέτιση με τη δραστηριότητα του Ήλιου με μια χρονική υστέρηση αρκετών μηνών, αν ληφθεί σαν μέτρο της ηλιακής δραστηριότητας ο αριθμός των ηλιακών κηλίδων, ή 1-2 μηνών αν τη συγκρίνουμε με τη γραμμή εκπομπής του ηλιακού στέμματος στα 5303 Å. Τελευταία έχουν βρεθεί και μεγαλύτερες τιμές του χρόνου υστέρησης. Στο σχήμα 1.3 αποτυπώνεται ενδεικτικά η μέτρηση της κοσμικής ακτινοβολίας από το μετρητή νετρονίων Oulu της Φιλανδίας σε αντιπαραβολή με την ηλιακή δραστηριότητα αν χρησιμοποιηθεί ως μέτρο αυτής ο αριθμός των ηλιακών κηλίδων για τους πέντε τελευταίους ηλιακούς κύκλους.



**Σχήμα 1.3:** Η μηνιαία μεταβολή της έντασης της ΚΑ όπως καταγράφηκε από το μετρητή νετρονίων Oulu της Φιλανδίας (κάτω σχήμα) σε αντιπαραβολή με τον μηνιαίο αριθμό των ηλιακών κηλίδων (πάνω σχήμα) για πέντε ηλιακούς κύκλους από τον Απρίλιο του 1964 έως τον Μάρτιο του 2020 (πηγή: <https://www.climate4you.com/Sun.htm>).



Λόγω της 11-ετούς περιοδικότητας η μεταβολή του πλάτους της νουκλεονικής συνιστώσας της ΚΑ είναι της τάξης του 20% για δυσκαμψίες <1GV και της μεσονικής είναι 5%. Όλες οι συνιστώσες παρουσιάζουν παρόμοια διαμόρφωση. Η μεγαλύτερη διαμόρφωση συμβαίνει στις χαμηλές ενέργειες ακόμα και στο ελάχιστο της ηλιακής δραστηριότητας.

Η μείωση της έντασης της ΚΑ οφείλεται στις μεταβολές του διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου. Και αυτό γιατί ο μαγνητικός θώρακας της ηλιόσφαιρας γίνεται λιγότερο διαπερατός, όταν το μαγνητικό πεδίο που φέρεται παγωμένο μέσα στο πλάσμα, είναι ισχυρότερο. Τούτο έχει σαν αποτέλεσμα τόσο λιγότερα σωματίδια να μπορούν να φθάσουν στην περιοχή της γης όσο η ηλιόσφαιρα καταλαμβάνει μεγαλύτερη έκταση.

Η αρίθμηση των ηλιακών κύκλων ξεκίνησε από το έτος 1775 , όταν ξεκίνησε και η καταμέτρηση των ηλιακών κηλίδων. Στην παρούσα φάση διατρέχουμε τον 24<sup>ο</sup> ηλιακό κύκλο που ξεκίνησε από το 2009. Στο σχήμα 1.3 παρατηρούμε ότι τα διαδοχικά ελάχιστα που ανήκουν σε άρτιους και περιττούς κύκλους παρουσιάζουν διαφορετική μορφή και αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η ηλιακή δραστηριότητα στην πραγματικότητα παρουσιάζει και 22-ετή μεταβολή και όχι μόνο 11-ετή. Στον πίνακα 1.1 παρουσιάζονται οι κυριότερες μορφολογικές διαφορές που εμφανίζονται στη διαμόρφωση της έντασης της ΚΑ σε άρτιους και περιττούς κύκλους (Manromichalaki et al., 1996). Η χρονική υστέρηση σε μήνες της κοσμικής ακτινοβολίας σε σχέση με τον αριθμό των ηλιακών κηλίδων για τους κύκλους 17-24 δίνεται στον πίνακα 1.2 όπου φαίνεται καθαρά η μεγάλη υστέρηση τους περιττούς κύκλους και αντίστοιχα η μικρή υστέρηση τους άρτιους κύκλους.

**Πίνακας 1.1:** Βασικές διαφορές μεταξύ άρτιων και περιττών κύκλων της Κ.Α.

<b>Περιττοί κύκλοι</b>	<b>Άρτιοι κύκλοι</b>
<ul style="list-style-type: none"> <li>• Ένα μέγιστο</li> <li>• Απότομη άνοδος και μέγιστο κοντά στο ελάχιστο του κύκλου</li> <li>• Σαγμοειδές σχήμα τύπου «Saddle»</li> <li>• Τραπεζοειδές σχήμα μέγιστο τύπου «Mesa»</li> <li>• Επαναφορά διαρκείας (6-8 χρόνια)</li> <li>• Μεγάλη χρονική υστέρηση</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Δύο μέγιστα</li> <li>• Η ροή γίνεται μεγάλη αμέσως μετά το μέγιστο του κύκλου και παραμένει για μεγάλο χρονικό διάστημα</li> <li>• Σχήμα τύπου «Peak»</li> <li>• Σχήμα τύπου «Point»</li> <li>• Απότομη επαναφορά (2-3 χρόνια)</li> <li>• Μικρή χρονική υστέρηση</li> </ul>

**Πίνακας 1.2:** Χρονική υστέρηση τους Κ.Α. με τον αριθμό των ηλιακών κηλίδων για τους ηλιακούς κύκλους 17 έως 24.

Ηλιακός κύκλος	17	18	19	20	21	22	23	24
Χρονική υστέρηση (Μήνες)	9	1	10-11	2	16	4	13-14	2

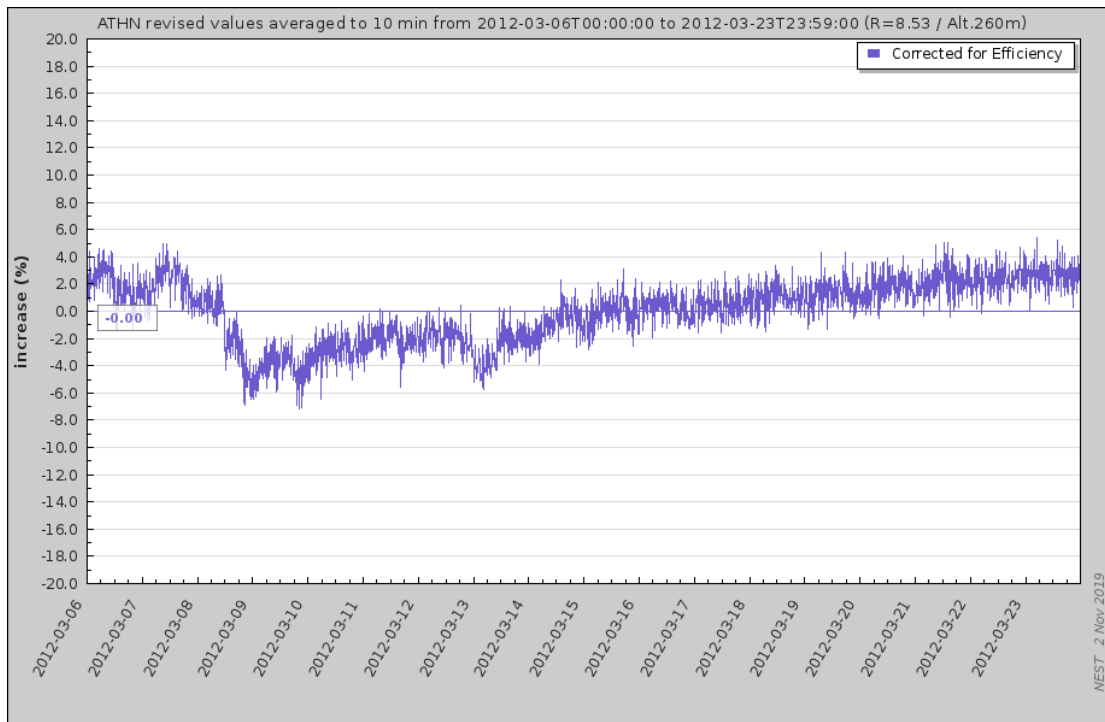
Η διαφορετική συμπεριφορά μεταξύ άρτιων και περιττών ηλιακών κύκλων σχετίζεται με την αλλαγή της πολικότητας του ηλιακού μαγνητικού πεδίου που συμβαίνει γύρω στο ηλιακό μέγιστο. Οι Otaola et al. (1985) έχουν δείξει ότι αυτή η συμπεριφορά οφείλεται στις διακριτές καταστάσεις που αντιστοιχούν στις παράλληλες και αντιπαράλληλες καταστάσεις της πολικότητας του ηλιακού πολικού μαγνητικού πεδίου ως προς το γαλαξιακό μαγνητικό πεδίο. Τούτο στηρίζεται στην υπόθεση ότι όταν το πολικό μαγνητικό πεδίο του ήλιου είναι σχεδόν παράλληλο με το γαλαξιακό μαγνητικό πεδίο, οι γαλαξιακές κοσμικές ακτίνες ειδικά αυτές

με τις μικρές δυσκαμψίες, μπορούν να εισχωρήσουν πιο εύκολα στην ηλιομαγνητόσφαιρα κατά μήκος της μαγνητικής δυναμικής γραμμής, σε σχέση με την αντιπαράλληλη κατάσταση των μαγνητικών πεδίων (Mavromichalaki et al., 2007).

### 1.4.3 Μειώσεις Forbush

Η μείωση κατά Forbush (Forbush decrease – Fd) είναι μια βραχύχρονη μεταβολή της ΚΑ που ανακαλύφθηκε από τον Forbush (Forbush, 1937; Forbush, 1954) και είναι φαινόμενο παγκοσμίου χρόνου (U.T.). Παρουσιάζεται με απότομη ελάττωση της έντασης της ΚΑ κατά τουλάχιστον 5% σε διάστημα λίγων ωρών μέχρι 2 μέρες. (Lockwood, 1971). Η επάνοδος της κοσμικής ακτινοβολίας στα αρχικά επίπεδα της μείωσης Forbush πραγματοποιείται σε μερικές μέρες αν έχει προκληθεί από μεμονωμένα γεγονότα τα οποία δεν είναι ιδιαίτερα ισχυρά και σπανιότερα ξεπερνά τις δύο βδομάδες όπως στην περίπτωση διαδοχικών CMEs που αλληλοεπιδρούν με τη Γη. Έχουν παρατηρηθεί μειώσεις και 15-20 %. Τυπικό παράδειγμα μείωσης Forbush που μετρήθηκε από το σταθμό της Αθήνας στις 09/03/2012 δίνεται στο σχήμα 1.4. Η επαλληλία μερικών μειώσεων Forbush ονομάζεται καταιγίδα. Είναι συνυφασμένες συχνά με μαγνητικές καταιγίδες αλλά δεν είναι αμφιμονοσήμαντη η αντιστοιχία.

Είναι φαινόμενο εξωγήινης προέλευσης και εμφανίζεται και στους πολικούς σταθμούς. Οι διαφορές οφείλονται στο κατώφλι μαγνητικής δυσκαμψίας και στις ασυμπτωτικές διεθύνσεις των επίγειων σταθμών καταμέτρησης.



**Σχήμα 1.4:** Μείωση Forbush όπως μετρήθηκε από το σταθμό της Αθήνας στις 09/03/2012 (πηγή :<http://www.nmdb.eu>)

Η μείωση Forbush οφείλεται σε μηχανισμό ανάλογο με την 11-ετή μεταβολή. Το μαγνητικό πεδίο που φέρεται παγωμένο στον ηλιακό άνεμο θωρακίζει μαγνητικά τη γη και τα φορτισμένα σωματίδια της γαλαξιακής ΚΑ εκτρέπονται προς τα έξω. Η εκτροπή είναι τόσο μεγαλύτερη όσο εντονότερη είναι η εκπομπή του ηλιακού πλάσματος. Είναι αυξημένη κατά το μέγιστο της 11-ετούς περιόδου του ήλιου και κατά τις έκτακτες δραστηριότητες του ήλιου. Η διαφορά έγκειται στη χρονική διάρκεια των φαινομένων και στη γεωμετρική έκταση και μορφή τους στο χώρο του διαστήματος.

Είναι γνωστό σήμερα ότι οι μειώσεις Forbush σχετίζονται έντονα με τις ηλιακές εκλάμψεις (Solar Flares- SF). Μια ηλιακή έκλαμψη συμβαίνει όταν εκλύεται ξαφνικά η μαγνητική ενέργεια που έχει συγκεντρωθεί στην ηλιακή ατμόσφαιρα. Τότε εκλύεται ακτινοβολία σχεδόν σε όλο το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα, από τα ραδιοκύματα μέχρι τις ακτίνες -X και -γ. Σωματίδια όπως πρωτόνια, ηλεκτρόνια και βαρείς πυρήνες θερμαίνονται και επιταχύνονται στην ηλιακή ατμόσφαιρα. Η ενέργεια που εκλύεται είναι της τάξης του  $10^{29}$  erg που μπορεί να φθάσει και μέχρι  $10^{32}$  erg. Συνήθως

συμβαίνουν σε τρία στάδια που διαρκούν από μερικά δευτερόλεπτα μέχρι μια ώρα. Η συχνότητά τους συνδέεται με τον ενδεκαετή κύκλο του ήλιου, καθόσον οι ενεργές περιοχές (active regions) από τις οποίες παράγονται, είναι μικρές και λίγες στο ελάχιστο της ηλιακής δραστηριότητας.

Οι στεμματικές εκτινάξεις μάζας (Coronal Mass Ejections-CMEs) είναι τεράστιες περιοχές αερίου συνδεδεμένο με μαγνητικές γραμμές που εκτοξεύονται από τον Ήλιο με διάρκεια μερικών ωρών. Το αέριο βρίσκεται σε κατάσταση πλάσματος και αποτελείται κυρίως από υδρογόνο, ένα μικρό ποσοστό ηλίου και πολύ μικρές ποσότητες βαρύτερων στοιχείων. Συνδέονται συχνά με τις ηλιακές εκρήξεις και τις προεξοχές (prominence eruptions) αν και μπορούν να συμβούν και χωρίς αυτές τις διαδικασίες. Σε περιόδους μέγιστης ηλιακής δραστηριότητας μπορεί να έχουμε 2 με 3 CMEs κάθε μέρα, ενώ στο ελάχιστο περίπου μια τη βδομάδα καταστρέφουν τη φυσιολογική ροή του ηλιακού ανέμου και προκαλούν διαταραχές στη Γη. Από το 1996, οι γνώσεις μας για τις CMEs έχουν εμπλουτισθεί με τις μετρήσεις του LASCO στεμματογράφου από το SOHO. Τα κριτήρια συσχέτισης των διαφορετικών ηλιακών γεγονότων που λαμβάνουν χώρα πριν η και κατά τη διάρκεια μίας μείωσης Forbush διατυπώνονται ως εξής (Shrivastava, 2005):

α) η ηλιακή έκλαμψη (SF) θα πρέπει να έχει σημειωθεί μέχρι και τέσσερις ημέρες προτού καταγραφεί η μείωση Forbush

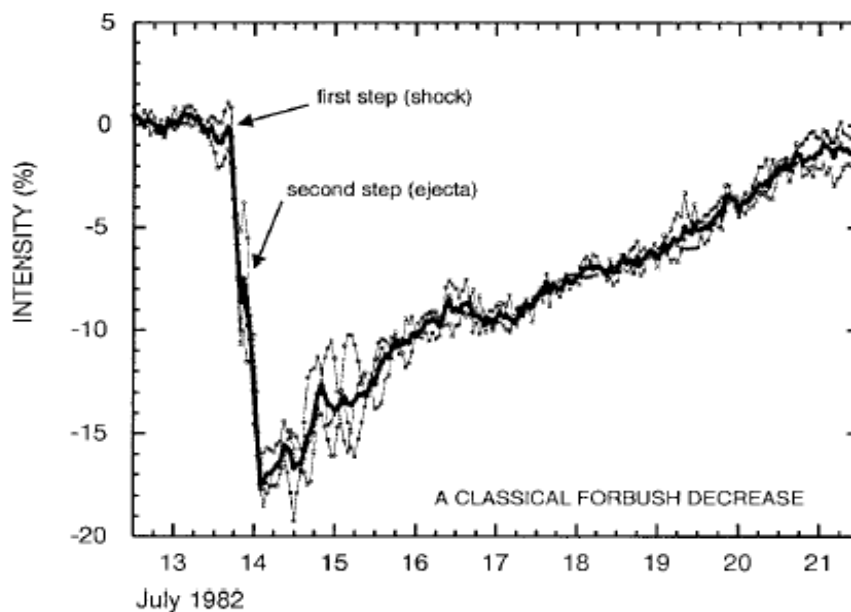
β) η στεμματική εκτίναξη μάζας θα πρέπει να έχει καταγραφεί μέσα σε ένα χρονικό παράθυρο 24 ωρών από την στιγμή εμφάνισης της ηλιακής έκλαμψης

γ) η στεμματική εκτίναξη μάζας θα πρέπει να έχει καταγραφεί το πολύ τρεις ημέρες πριν από την έναρξη της μείωσης Forbush.

Σήμερα η μείωση Forbush ορίζεται σαν ένα ηλιοσφαιρικό φαινόμενο που περιλαμβάνει μεταβολές της πυκνότητας και της ανισοτροπίας των γαλαξιακών κοσμικών ακτίνων που προκαλούνται από διαδιδόμενες διαταραχές του ηλιακού ανέμου μεγάλης κλίμακας. Διακρίνονται δύο βασικοί τύποι μειώσεων Forbush:

- ‘Μη περιοδικές’ που οφείλονται σε παροδικά διαπλανητικά γεγονότα σχετιζόμενα με CMEs από τον ήλιο. Παρουσιάζουν μια ξαφνική έναρξη, φθάνουν στο μέγιστο περίπου σε μια μέρα και έχουν μια πιο σταδιακή επαναφορά.
- ‘Περιοδικές’ (Lockwood, 1971) που έχουν ναι πιο σταδιακή έναρξη, είναι πιο συμμετρικές στο προφίλ και σχετίζονται με ηλιακό άνεμο μεγάλης ταχύτητας.

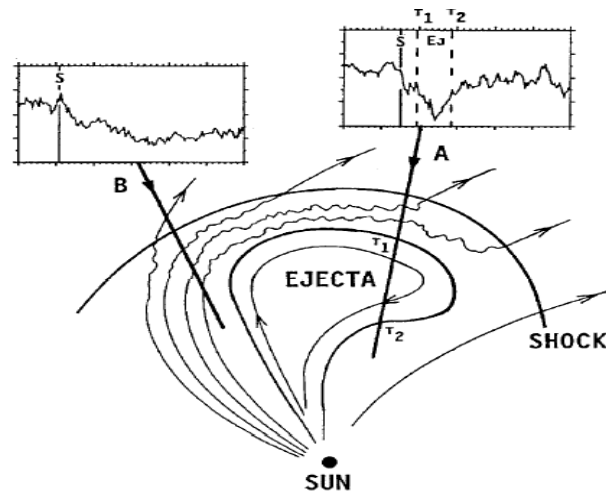
Ένα τυπικό παράδειγμα μίας μείωσης Forbush από τρεις Μετρητές Νετρονίων με όμοιες αποκρίσεις (Deep River, Kerguelen, Mt. Welligton) και τοποθετημένους στο ίδιο γεωγραφικό μήκος παρουσιάζεται στο σχήμα 1.5. Όπως είναι φανερό μια μείωση Forbush χαρακτηρίζεται από την εμφάνιση δυο σταδίων (Barnden, 1973). Το πρώτο στάδιο παρουσιάζεται εξαιτίας του κρουστικού κύματος, ενώ το δεύτερο εξαιτίας της εκτοξευόμενης μάζας από το στέμμα του Ήλιου (σχήμα 1.5).



**Σχήμα 1.5:** Τυπική μείωση Forbush στην οποία διακρίνεται ο μηχανισμός δύο βαθμίδων (Cane, 2000).

Πολλοί ερευνητές πρόσφατα συνδέουν τις μειώσεις Forbush με δύο συνιστώσες, χωρίς όμως να μπορούν να διατυπωθούν θεωρητικά πρότυπα στηριζόμενα στο γεγονός ότι υπάρχουν δύο διαφορετικοί φυσικοί μηχανισμοί που προκαλούν τις μειώσεις Forbush, όπως το δημιουργούμενο διαπλανητικό μέτωπο κρούσης και η διαπλανητική εκτίναξη μάζας. Η μεγάλης κλίμακας δομή μιας εκτίναξης και του συνοδευόμενου μετώπου κρούσης και η απόκριση της διερχόμενης κοσμικής ακτινοβολίας δίνεται στο σχήμα 1.6. Μια μικρή ενεργητική εκπομπή που δεν δημιουργεί μέτωπο κρούσης προκαλεί μόνο μιας συνιστώσας ελάττωση μικρής διάρκειας καθώς περνάει την εκπομπή. Αυτές οι μειώσεις είναι πολύ μικρές για να παρατηρηθούν από τους μετρητές νετρονίων. Όταν τα μέτωπα κρούσης έχουν μεγαλύτερη έκταση από την εκτίναξη μάζας είναι δυνατόν να διασχίσουν το μέτωπο κρούσης, αλλά όχι την εκτίναξη, όπου εμφανίζεται το γεγονός λόγω του μετώπου κρούσης. Η εκτίναξη ωθεί τον προηγούμενο ηλιακό άνεμο, συμπιέζει και θερμαίνει αυτόν και οι ίδιες δυναμικές γραμμές περιτυλίγονται γύρω από την εκτίναξη. Αυτό οδηγεί σε ασύμμετρη δομή που είναι υπεύθυνη για την ασυμμετρία στα μεγέθη και την παρουσία μειώσεων Forbush σαν συνάρτηση του μήκους του συνοδευόμενου ηλιακού γεγονότος.

Έτσι οι μειώσεις Forbush της ΚΑ που σχετίζονται με στεμματικές εκτινάξεις μάζας, είναι τριών ειδών: αυτές που συνοδεύονται από μέτωπα κρούσης και εκπομπές μάζας, αυτές που συνοδεύονται μόνο από μέτωπα κρούσης και αυτές που συνοδεύονται μόνο από εκπομπές μάζας. Η πλειονότητα (80%) των απλών μειώσεων μεγαλύτερων από 4% είναι του τύπου μέτωπο κρούσης και εκπομπής μάζας (Cane, 2000). Μόνο πολύ ενεργητικές CMEs δημιουργούν μέτωπα κρούσης, τα οποία είναι αρκετά ισχυρά για να προκαλούν ουσιαστικές μειώσεις της κοσμικής ακτινοβολίας. Τότε τα μέτωπα κρούσης δημιουργούν μεγάλες αυξήσεις ενεργητικών ηλιακών σωματιδίων (Solar energetic particles-SEPs). Τα ενεργητικά σωματίδια αποτελούν επιβεβαίωση ότι η μείωση της ΚΑ προήλθε από μέτωπο κρούσης από στεμματική εκπομπή μάζας και όχι από περιστρεφόμενο ρεύμα ηλιακού ανέμου. Αυτοί οι δύο τύποι ελαττώσεων εμφανίζονται ίδιοι, καθότι οι τοπικές συνθήκες του ηλιακού ανέμου είναι ίδιες. Πάντως τα περιστρεφόμενα ρεύματα δεν προκαλούν μετρήσιμες αυξήσεις σωματιδίων πάνω από  $\sim 20 \text{ MeV} \cdot \text{amu}^{-1}$  στην 1 AU.



**Σχήμα 1.6:** Μεγάλης κλίμακας δομή μιας γρήγορης εκτίναξης (ejecta) και ενός μετώπου κρούσης (shock). Φαίνονται δύο διαδρομές με διαφορετικά αποτελέσματα. Ο χρόνος του περάσματος του μετώπου κρούσης δηλώνεται με S και οι χρόνοι έναρξης και τέλους του περάσματος της εκτίναξης δηλώνονται με  $T_1$  και  $T_2$  (Cane, 2000).

Αντίθετα ενεργητικές στεμματικές εκτινάξεις μάζας συνδέονται με ενεργητικά ηλιακά σωματίδια (Kahler et al., 1987) και η έναρξη του γεγονότος συμβαίνει συνήθως μέσα σε μια ώρα από την συνοδευόμενη ηλιακή έκλαμψη.

Γενικά οι μειώσεις Forbush εμφανίζουν τις παρακάτω ιδιότητες:

- Προηγείται μικρή μείωση (1-3%) (προμείωση) που συμβαίνει 3-18 μέρες πριν την κύρια φάση του γεγονότος .
- Πριν τη μείωση υπάρχει προαύξηση (1-2%) που προέρχεται από την ανάκλαση KA στο ωστικό κύμα που έχει δημιουργηθεί από τη CME.
- Το μέγεθος της μείωσης Forbush εξαρτάται από τη φάση του ηλιακού κύκλου.
- Οι μεγάλοι πλάτους μειώσεις προκαλούνται κυρίως από γρήγορες CMEs και ιδιαίτερα από τα σχετιζόμενα με αυτές ισχυρά διαπλανητικά κρουστικά κύματα που μπορούν να συνδεθούν με συγκεκριμένες ηλιακές εκλάμψεις. Πρέπει να τονιστεί ότι, οι εκλάμψεις δεν παράγουν τις CMEs αλλά στην περίπτωση που

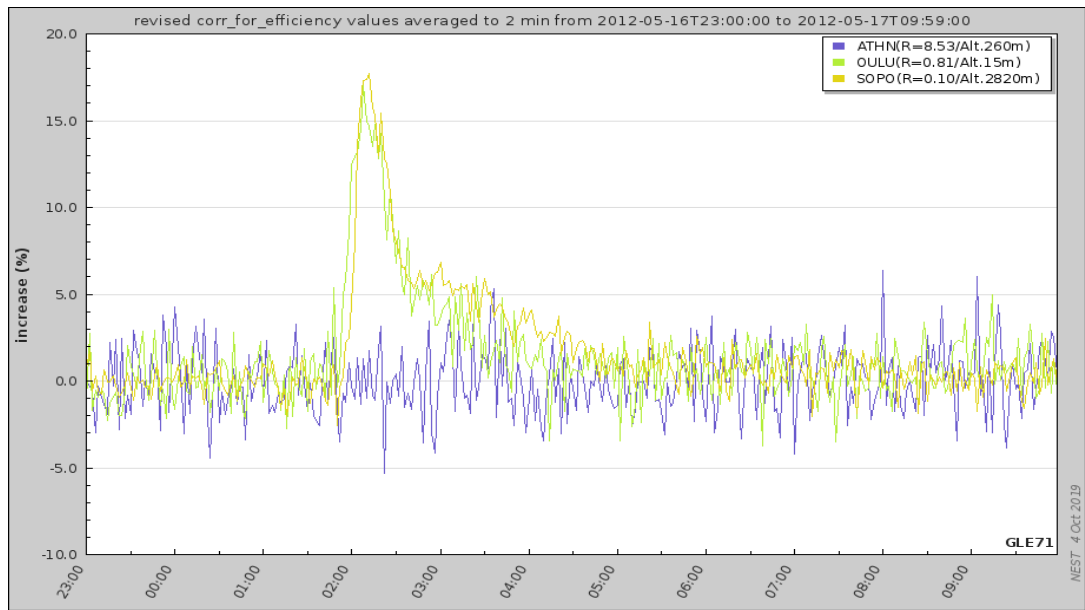


εμφανίζονται συσχετισμένα, καταγράφονται οι ισχυρότερες μειώσεις.

- Οι σταθμοί που ανιχνεύουν σωματΙΑ μικρής ενέργειας παρουσιάζουν μεγαλύτερη μείωση σε μέγεθος και διάρκεια.
- Υπάρχουν μειώσεις Forbush που επαναλαμβάνονται μετά από 27-μέρες (Fd εκ περιστροφής).

#### 1.4.4 Επίγεια επαύξηση της έντασης της Κ.Α

Επίγεια επαύξηση της έντασης της Κ.Α. (Ground Level Enhancement, GLE) είναι η σύντομη διάρκειας απότομη αύξηση του ρυθμού καταμέτρησης των σωματιδίων της Κ.Α. από τους επίγειους ανιχνευτές. Είναι αρκετά σπάνια γεγονότα και οφείλονται σε ισχυρές ηλιακές εκλάμψεις που δίνουν μεγάλα πρωτονικά γεγονότα με ενέργειες τουλάχιστον 500 MeV/νουκλεόνιο στην τροχιά της Γης. Οι αυξήσεις της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας καταγράφεται στους σταθμούς νετρονίων μεγάλου πλάτους που έχουν χαμηλό κατώφλι δυσκαμψίας επειδή τα σωματίδια από τον ήλιο έχουν χαμηλές σχετικά ενέργειες. Στο σχήμα 1.7 δίνεται η χρονική εξέλιξη της επίγεια επαύξησης της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας που πραγματοποιήθηκε στις 17 Μαΐου του 2012 (GLE 71). Στο σχήμα 1.7 παρατηρούμε ότι το GLE καταγράφηκε στους πολικούς σταθμούς OULU στην Φιλανδία και SOPO στον Νότιο Πόλο σε αντιπαραβολή με τον σταθμό της Αθήνας που δεν καταγράφηκε λόγω του μεγάλου γεωγραφικού πλάτους, δηλαδή υψηλού κατωφλίου δυσκαμψίας.



**Σχήμα 1.7:** Το GLE 71 στις 17/05/2012, όπως καταγράφηκε από τους επίγειους μετρητές νετρονίων OULU και SOPO. Για αντιπαραβολή οι μετρήσεις του σταθμού της Αθήνας (ATHN) όπου δεν καταγράφονται τέτοια γεγονότα λόγω υψηλού κατωφλίου δυσκαμψίας (<http://www.nmdb.eu>).

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ II

### Ηλιακή και Γεωμαγνητική Δραστηριότητα

Σε αυτό το κεφάλαιο περιγράφονται μερικές βασικές έννοιες σχετικά με την ηλιακή δραστηριότητα και τα φαινόμενα αυτής, όπως είναι οι ηλιακές εκλάμψεις, οι στεμματικές εκτινάξεις μάζας και η μεταξύ τους σχέση, ο ηλιακός άνεμος και η θεωρία των κρουστικών κυμάτων. Ακόμη αναπτύσσονται τα χαρακτηριστικά και η δομή του γεωμαγνητικού πεδίου και η κίνηση φορτισμένων σωματιδίων μέσα σε αυτό. Τέλος δίνεται ο ορισμός για τις γεωμαγνητικές καταιγίδες και για τους δείκτες που τις περιγράφουν.

#### 2.1 Εκρηκτικά φαινόμενα στον Ήλιο

##### 2.1.1 Ηλιακές εκλάμψεις

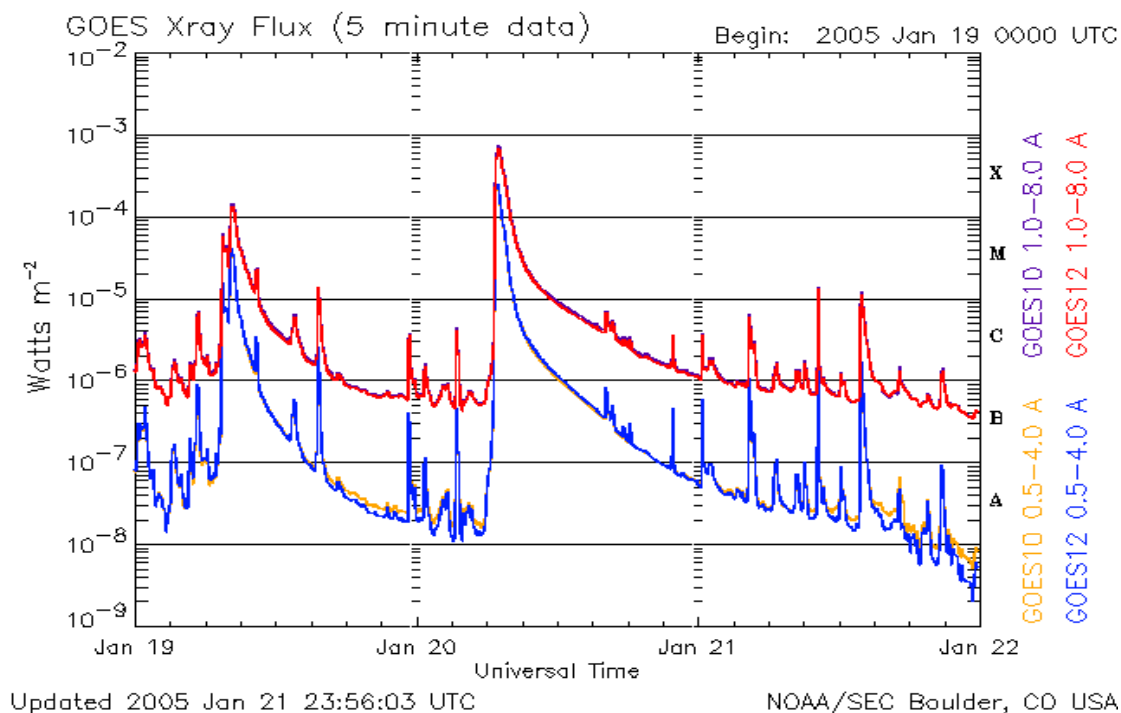
Οι ηλιακές εκλάμψεις (solar flares) είναι ένα φαινόμενο της ηλιακής δραστηριότητας όπου εμφανίζονται ξαφνικές και απότομες εκρήξεις με ταυτόχρονη απελευθέρωση ενέργειας από  $10^{29}$  έως  $10^{32}$  erg. και παρατηρούνται συνήθως σε περιοχές όπου υπάρχουν ηλιακές κηλίδες (Usoskin and Mursula, 2001). Οι κηλίδες παρατηρούνται σε περιοχές με μεγάλη ένταση του μαγνητικού πεδίου, όπου υπάρχει συσσωρευμένη αρκετή μαγνητική δυναμική ενέργεια και όταν υπάρξει μεγάλη αστάθεια μπορεί να εκδηλωθεί ηλιακή έκλαμψη. Ο γενικός μηχανισμός για τη δημιουργία μιας έκλαμψης βασίζεται στην αλληλεπίδραση δυναμικών γραμμών αντίθετης πολικότητας (μαγνητική επανασύνδεση) με αποτέλεσμα να αναδιαμορφώνεται η συνολική μαγνητική δομή. Η διαταραχή στους μαγνητικούς βρόχους προκαλεί την απελευθέρωση τεράστιων ποσών ενέργειας (Cliver et al., 1986). Οι ηλιακές εκλάμψεις είναι φαινόμενα που συνοδεύονται με εκπομπή μη θερμικής ακτινοβολίας γ, εκπομπή σκληρών και μαλακών ακτίνων X και ραδιοκυμάτων σε μεγάλο εύρος συχνοτήτων. Ακόμη λόγω των τεράστιων ποσών ενέργειας που εκλύονται, σωματίδια όπως (ηλεκτρόνια, πρωτόνια και ελαφρείς πυρήνες) επιταχύνονται. Οι διαστάσεις μιας έκλαμψης είναι τεράστιες με μία μεγάλη έκλαμψη να φτάνει τα 100000 km σε μήκος (Carroll and Ostlie, 1996).

Οι εκλάμψεις ταξινομούνται από τους δορυφόρους Geostationary Operational Environmental Satellites (GOES) σύμφωνα με την εκπεμπόμενη ακτινοβολία X στην περιοχή μηκών κύματος από 1 έως 8 Angstrom σε πέντε τάξεις A, B, C, M και X (Πίνακας 2.1) ανάλογα με τη μέγιστη ροή τους σε ( $W/m^2$ ). Κάθε τάξη έχει μέγιστη ροή 10 φορές μεγαλύτερη από την προηγούμενη τάξη με τις εκλάμψεις τάξης X να παρουσιάζουν μέγιστο στα  $10^{-4} W/m^2$ . Κάθε μία κατηγορία υποδιαιρείται σε επιμέρους κατηγορίες με βάση μία γραμμική κλίμακα. Για παράδειγμα μία X2 έκλαμψη είναι δύο φορές ισχυρότερη από μία έκλαμψη X1 και πολύ ισχυρότερη από μία έκλαμψη M5.

**Πίνακας 2.1:** Κατηγοριοποίηση των εκλάμψεων με κριτήριο την εκπομπή ακτινοβολίας στις ακτίνες X (GOES Classification).

Τάξη	Περιοχή μέγιστης ροής σε ( $W/m^2$ )
A	$10^{-8} \leq I < 10^{-7}$
B	$10^{-7} \leq I \leq 10^{-6}$
C	$10^{-6} \leq I \leq 10^{-5}$
M	$10^{-5} \leq I \leq 10^{-4}$
X	$I \leq 10^{-4}$

Στο σχήμα 2.1 απεικονίζεται η αντιστοιχία μεταξύ της μέγιστης έντασης της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας X και της κατηγορίας της έκλαμψης στο χρονικό διάστημα 19 – 22 Ιανουαρίου 2005.



**Σχήμα 2.1:** Ροή ακτίνων X για το χρονικό διάστημα 19 – 22 Ιανουαρίου 2005 (NOAA).

Οι εκλάμψεις τάξης –X είναι μεγάλα γεγονότα, τα οποία μπορούν να ενεργοποιήσουν ως και διακοπή στη μετάδοση ραδιοκυμάτων σε παγκόσμια κλίματα, γεγονός που καθιστά αναγκαία την πρόβλεψή τους στα πλαίσια του διαστημικού καιρού. Οι εκλάμψεις τάξης –M είναι μεσαίου μεγέθους γεγονότα, ενώ οι εκλάμψεις τάξης –C είναι μικρότερα με ελάχιστες συνέπειες στη Γη.

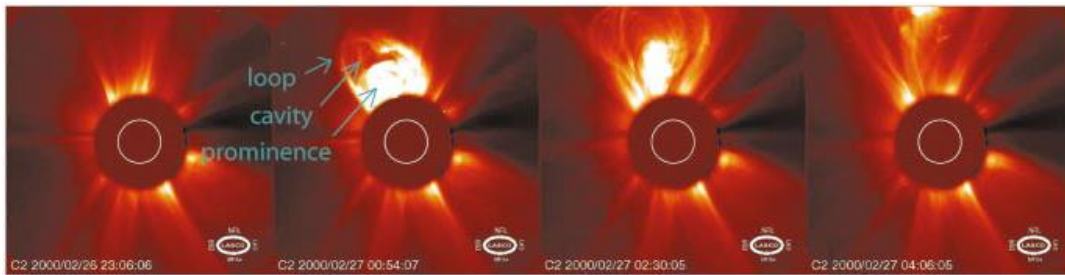
### 2.1.2 Στεμματικές εκτινάξεις μάζας

Ένα πολύ σημαντικό φαινόμενο της ηλιακής δραστηριότητας είναι οι στεμματικές εκτινάξεις μάζας (coronal mass ejections, CMEs). Οι στεμματικές εκτινάξεις μάζας είναι ποσότητες στεμματικού υλικού που εκτοξεύονται από το στέμμα σε χρονική κλίμακα από μερικά min σε κάποιες ώρες και περιλαμβάνουν την εμφάνιση ενός νέου διακριτού φωτεινού σχηματισμού στο οπτικό πεδίο του στεμματογράφου (Schwenn , 2006). Ακόμη στον ορισμό των CMEs μπορεί να προστεθεί ότι συνοδεύονται από αποβολή πλάσματος και μαγνητικού πεδίου με

κατεύθυνση από το ηλιακό στέμμα προς τον διαπλανητικό χώρο (Daglis, 2001).

Η τυπική δομή μιας στεμματικής εκτίναξης μάζας παρουσιάζεται στο σχήμα 2.2 και αποτελείται από τρία μέρη (Linker et al., 2003):

- Έναν εξωτερικό φωτεινό βρόχο (loop)
- Μια ενδιάμεση σκοτεινή κοιλότητα (cavity)
- Και έναν φωτεινό πυρήνα πυκνού υλικού (prominence)



**Σχήμα 2.2:** Τυπική μορφή και εξέλιξη μιας στεμματικής εκτίναξης μάζας. Διακρίνονται τα τρία βασικά μέρη της δομής της CME (Linker et al., 2003).

Οι περισσότερες CMEs εξελίσσονται κοντά στον ηλιογραφικό ισημερινό, ενώ κάποιες προέρχονται και από υψηλότερα πλάτη (Howard et al., 1985; St Cyr et al., 2000). Η συχνότητα εμφάνισης των CMEs εξαρτάται από τον ηλιακό κύκλο. Στο ηλιακό μέγιστο παρατηρούνται 2- 3 CMEs την ημέρα (Daglis, 2001), ενώ στο ηλιακό ελάχιστο παρατηρείται 1 CME την ημέρα (Cane, 2000). Αυτό συμβαίνει καθώς οι CMEs σχετίζονται με τις ηλιακές εκλάμψεις, η εμφάνιση των οποίων είναι συνδεδεμένη με τον ηλιακό κύκλο. (Kallenrode, 1998; Paouris and Mavromichalaki, 2017).

Οι στεμματικές εκτινάξεις μάζας χαρακτηρίζονται κυρίως από:

- **Την ταχύτητα**  
Οι ταχύτητες των CMEs κυμαίνονται από μερικά km/s μέχρι και 3.000 km/s (Howard et al., 1985; St Cyr et al., 2000;

Gopalswamy, 2004). Κατά το ηλιακό μέγιστο παρατηρούνται οι CMEs με τις μεγαλύτερες ταχύτητες (Cane, 2000).

- **Την γεωμετρία**

Οι CMEs παρουσιάζονται σε διάφορες μορφές ανάλογα με την γεωμετρική κατασκευή που παρουσιάζουν με την πιο συνηθισμένη μορφή αυτή του βρόχου (loop) – με γωνιακό άνοιγμα  $\sim 40^\circ$ . Κάποιες άλλες μορφολογίες είναι όπως: ακίδα (spike) με γωνιακό άνοιγμα  $\sim 15^\circ$ , πολλαπλή ακίδα (multiple spike) με γωνιακό άνοιγμα  $\sim 45^\circ$ , ακτινωτή (fan) με γωνιακό άνοιγμα  $\sim 30^\circ$ , άλως (halo) με γωνιακό άνοιγμα  $\sim 350^\circ$  κ.τ.λ. (Kallenrode, 1998; Cane, 2000; Schwenn, 2006)

- **Την μάζα και την ενέργεια**

Η συνολική μάζα των CMEs κυμαίνεται από  $10^{13} g$  μέχρι και  $10^{16} g$ , ενώ η συνολική ενέργειά τους από  $10^{27} erg$  μέχρι και  $10^{33} erg$  (Vourlidas et al, 2002; Gopalswamy, 2004).

### **2.1.3 Σχέση ηλιακών εκλάμψεων και στεμματικών εκτινάξεων μάζας**

Η συσχέτιση ηλιακών εκλάμψεων και στεμματικών εκτινάξεων μάζας αποτελεί ένα πεδίο συνεχώς εξελισσόμενης έρευνας. Στο παρελθόν οι στεμματικές εκτοξεύσεις μάζας θεωρούνταν ένα φαινόμενο που ακολουθούσε τις εκλάμψεις. Στη συνέχεια ακολούθησε η άποψη ότι οι στεμματικές εκτοξεύσεις μάζας προηγούνται των εκλάμψεων (Gosling, 1993). Έως σήμερα επικρατεί η επιστημονική πρόταση ότι μια ηλιακή έκλαμψη δεν είναι απαραίτητο να προηγείται ή να ακολουθεί μιας στεμματικής εκτίναξης μάζας ή και το αντίστροφο, αλλά και τα δύο φαινόμενα προκύπτουν από μεγάλη αστάθεια στην τοπολογία του μαγνητικού πεδίου του Ήλιου (Kahler, 1992; Feynman et al., 1994; Harrison, 1995; Kallenrode, 1998; Green et al., 2001).

Οι CMEs και οι εκλάμψεις μπορεί να συμβούν μαζί ή και ξεχωριστά η μία από την άλλη. Περίπου το 90% των εκλάμψεων δεν συνοδεύονται από CMEs, ενώ το 60% των CMEs συμβαίνει χωρίς την ύπαρξη εκλάμψεων.

Σε περίπτωση που μία έκλαμψη συμβαίνει μαζί με CME τότε έχουμε ένα πολύ ενεργητικό γεγονός. Σε αυτή την περίπτωση η έκλαμψη, που είναι πολύ μικρότερη σε έκταση από το γωνιακό εύρος της CME, εντοπίζεται κοντά σε μία από τις βάσεις της τελευταίας, σημεία στην ηλιακή ατμόσφαιρα από όπου εκπορεύονται οι μαγνητικές γραμμές που συνιστούν τους βρόχους (Kallenrode, 1998; Reames, 1999). Όσον αφορά τις χρονικές στιγμές που εξελίσσονται αυτά τα δύο φαινόμενα όταν συμβαίνουν και τα δύο έχει προκύψει ότι περίπου στο 65% των γεγονότων η CME προηγείται και η έκλαμψη ακολουθεί, ενώ στο 35% των περιπτώσεων συμβαίνει το αντίστροφο (Kallenrode, 1998).

#### 2.1.4 Ηλιακός άνεμος

Η ηλιακή ατμόσφαιρα και το στέμμα δεν βρίσκονται σε θερμοδυναμική ισορροπία ούτε είναι στατικά, αντίθετα το στέμμα λόγω της υψηλής θερμοκρασίας του προκαλεί συνεχόμενη ροή σωματιδίων (Parker, 1958). Ηλιακός άνεμος (solar wind) ονομάζεται η συνεχόμενη ροή και κίνηση της ύλης που εκτοξεύεται από τον Ήλιο στην ηλιόσφαιρα (Toptygin, 1985; Schwenn, 2006; Hanslmeier, 2007).

Τα κύρια χαρακτηριστικά του ηλιακού ανέμου είναι:

- Ο ηλιακός άνεμος που αλλιώς χαρακτηρίζεται και σαν ηλιακή σωματιδιακή ακτινοβολία είναι μια συνεχόμενη ροή φορτισμένων σωματιδίων που αποτελείται από πρωτόνια, σωματία – α, και ηλεκτρόνια και η ταχύτητά του είναι περίπου 400km/s (Μαυρομιχαλάκη, 2009). Μία ποσότητα πλάσματος διαδίδεται από τον Ήλιο στη Γη σε περίπου 4 ημέρες (Schwenn, 1990).
- Ο ηλιακός άνεμος μεταφέρει παγωμένο το ηλιακό μαγνητικό πεδίο στην ηλιόσφαιρα. Αυτό εξηγείται από την εξίσωση (2.1) μεταφοράς-διάχυσης, όπου περιγράφει το μαγνητικό πεδίο (Longair, 1990):

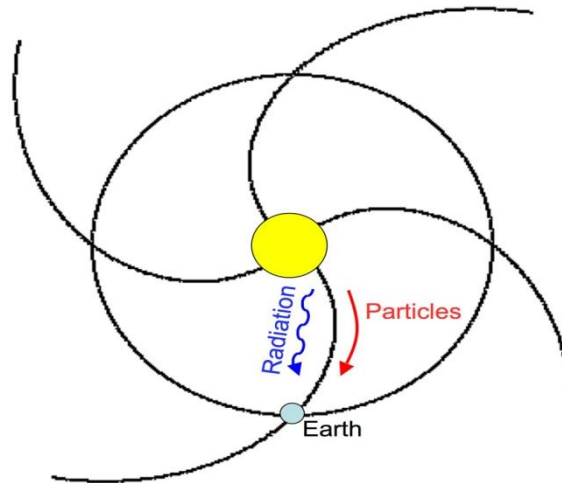
$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) + \frac{1}{\sigma \mu_o} \nabla^2 \vec{B} \quad (2.1)$$



όπου ο όρος  $\nabla \times (\vec{v} \times \vec{B})$  αναφέρεται στη μεταφορά του μαγνητικού πεδίου και ο όρος  $\frac{1}{\sigma_o} \nabla^2 \vec{B}$  στη διάχυσή του. Όμως λόγω της μεγάλης αγωγιμότητας του πλάσματος θεωρείται  $\sigma = \infty$ , έτσι ο όρος της διάχυσης είναι αμελητέος και επικρατεί η μεταφορά του μαγνητικού πεδίου από τον ηλιακό άνεμο (Μαυρομιχαλάκη, 2009).

- Στον ηλιακό άνεμο παρατηρούνται ροές δύο ταχυτήτων και χαρακτηρίζεται ως γρήγορος και αργός ηλιακός άνεμος. Ο γρήγορος ηλιακός άνεμος προέρχεται από τις στεμματικές οπές (coronal holes), τις σκοτεινές περιοχές του στέμματος που χαρακτηρίζονται από ανοικτές μαγνητικές δυναμικές γραμμές, χαμηλή θερμοκρασία και πυκνότητα σε σχέση με τις αντίστοιχες τιμές του στέμματος. Τα ρεύματα του γρήγορου ηλιακού ανέμου έχουν ταχύτητες από 400 km/s μέχρι και 800 km/s. Ο αργός ηλιακός άνεμος στο ηλιακό ελάχιστο άνεμος προέρχεται από περιοχές κοντά στον ισημερινό του Ήλιου, ενώ στο ηλιακό μέγιστο πηγάζει από τις ενεργές περιοχές. Η ταχύτητά του κυμαίνεται από 250 km/s μέχρι και 400 km/s (Schwenn, 2006).

Όσον αφορά την διάδοση του ηλιακού ανέμου στον διαπλανητικό χώρο είναι ακτινική. Συγκεκριμένα οι δυναμικές γραμμές που εκτείνονται στο διαπλανητικό μέσο παραμένουν με τη πηγή στον Ήλιο και περιστρέφονται μαζί του. Ο ήλιος περιστρέφεται κάθε 26 μέρες στον άξονά του και ο ηλιακός άνεμος διαδίδεται ακτινικά προς τα έξω με περισσότερο ή λιγότερο σταθερή ακτινική ταχύτητα της τάξης του 350 km/sec. Όσον αφορά το σημείο του ήλιου που εκπέμπεται, ο ηλιακός άνεμος ακολουθεί μια σπείρα του Αρχιμήδη, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.3.

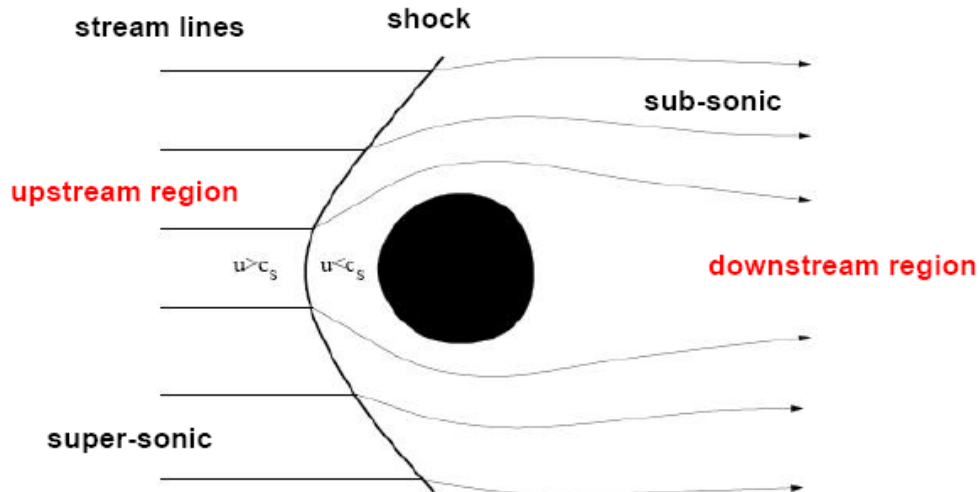


**Σχήμα 2.3:** Σπειροειδής δομή του μαγνητικού πεδίου του ηλιακού ανέμου (<http://www01.nmdb.eu/>).

Τα σωματίδια είναι όλα δεμένα στις μαγνητικές δυναμικές γραμμές που ξεκινούν από τον ήλιο και έτσι το μαγνητικό πεδίο στον ηλιακό άνεμο παίρνει μια σπειροειδή δομή (Kallenrode, 1998; Μαυρομιχαλάκη, 2009).

### 2.1.5 Κρουστικά κύματα

Το κρουστικό κύμα είναι μια ασυνέχεια που διαχωρίζει δυο διαφορετικούς τομείς σε ένα συνεχές μέσο. Τα κρουστικά κύματα σχετίζονται με το γεγονός ότι η διαδιδόμενη διαταραχή ταξιδεύει με μεγαλύτερη ταχύτητα από την ταχύτητα διάδοσης στο μέσο (Kallenrode, 2004). Ως προς το σύστημα αναφοράς του κρουστικού κύματος εμφανίζονται δυο τομείς: ένας μπροστά από το κρουστικό κύμα κινούμενος προς τη ίδια κατεύθυνση με την μεταβολή (upstream) και ένας πίσω από αυτό αντίθετος ως προς την μεταβολή (downstream).



**Σχήμα 2.4:** Δημιουργία κρουστικού κύματος και οι περιοχές πίσω και μπροστά από το κρουστικό κύμα (Παπαηλιού, 2013).

Τα κρουστικά κύματα εμφανίζονται σε μέσα που κυριαρχούν οι συγκρούσεις και οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ των μορίων, όπως είναι η ατμόσφαιρα της Γης (αέρια), είτε σε μέσα που δεν εμφανίζονται αλληλεπιδράσεις (διαστρικός χώρος), όπως σε στεμματικές εκτινάξεις μάζας (Παπαϊωάννου, 2012). Στην πρώτη περίπτωση (σε αέριο) η ενέργεια και η ορμή οφείλονται στις συγκρούσεις μεταξύ των μορίων και επιτρέπουν την ύπαρξη του ηχητικού κύματος (Kivelson & Russell, 1995). Στη δεύτερη περίπτωση (διαστρικός χώρος) η δημιουργία του κρουστικού κύματος δεν οφείλεται σε συγκρούσεις των μορίων αλλά σε αλληλεπιδράσεις των ηλεκτρικών και μαγνητικών ιδιοτήτων του πλάσματος (Parks, 1991; Kivelson & Russell, 1995; Kallenrode, 1998). Ακόμη υπάρχουν στον διαπλανητικό χώρο δύο είδη κρουστικών κυμάτων, τα στάσιμα και τα οδεύοντα. Τα στάσιμα κρουστικά κύματα προέρχονται όταν ένα γρήγορο κινούμενο ρεύμα ξαφνικά επιβραδυνθεί, όπως συμβαίνει όταν ο ηλιακός άνεμος συναντήσει τις πλανητικές μαγνητόσφαιρες και σχηματίζονται τοξοειδή κρουστικά κύματα (bow shocks), ενώ τα οδεύοντα κρουστικά κύματα δημιουργούνται όταν ταξιδεύει τόσο η διαταραχή όσο και το μέτωπο του κρουστικού κύματος, όπως συμβαίνει σε στεμματικές εκτινάξεις μάζας.

Τα κρουστικά κύματα μεταβάλλουν τις ιδιότητες του μέσου διάδοσης (Kallenrode, 1998; Παπαηλιού, 2013) όπως:

- Η διαδιδόμενη διαταραχή του κρουστικού κύματος ταξιδεύει με μεγαλύτερη ταχύτητα από την ταχύτητα διάδοσης του μέσου. Για ένα αέριο η ταχύτητα αυτή είναι η ταχύτητα του ήχου, ενώ για το πλάσμα είναι ταχύτητα μεγαλύτερη από την ταχύτητα Alfvén.
- Παρατηρούνται απότομες μεταβολές στις ιδιότητες του μέσου στο μέτωπο του κρουστικού κύματος. Στο αέριο παρατηρείται αύξηση στην πίεση του και την πυκνότητά του, ενώ στο πλάσμα αυξάνονται η πυκνότητά του και η ένταση του μαγνητικού πεδίου.
- Πίσω από το μέτωπο του κρουστικού κύματος παρατηρείται για το αέριο μείωση στην πίεσή του και την πυκνότητά του και στο πλάσμα μείωση στην πυκνότητά του και στην ένταση του μαγνητικού του πεδίου.

Ενδιαφέρον παρουσιάζει το κρουστικό κύμα που δημιουργείται από στεμματική εκτίναξη μάζας και είναι υπεύθυνο για την μείωση της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας (μείωση Forbush), όπως έχει αναφερθεί στο κεφάλαιο I. Για να δημιουργήσει η CME κρουστικό κύμα θα πρέπει να έχει ταχύτητα μεγαλύτερη από αυτήν του ηλιακού ανέμου. Οι ταχύτερες CMEs που είναι υπερηχητικές ακόμα και σε σύγκριση με τον ηλιακό άνεμο δημιουργούν κρουστικό κύμα μπροστά από αυτές (Schwenn, 2006).

## 2.2 Γεωμαγνητικό πεδίο

Το γεωμαγνητικό πεδίο είναι ένα θέμα που έχει απασχολήσει την επιστήμη από πολύ παλιά. Η Γη έχει ένα σημαντικό μαγνητικό πεδίο στην επιφάνειά της που μειώνεται καθώς απομακρυνόμαστε από αυτή. Το 1600 ο William Gilbert διατυπώνει ότι το μαγνητικό πεδίο της Γης είναι διπολικό, όμοιο με το πεδίο ενός ραβδόμορφου μαγνήτη (Μαυρομιχαλάκη, 2009). Αυτό θα συνέβαινε αν η Γη βρισκόταν σε κενό, δηλαδή το μαγνητικό πεδίο στο εξωτερικό της θα ήταν παρόμοιο με αυτό που σχηματίζεται από έναν μαγνήτη, ένα δίπολο μετατοπισμένο ως προς το κέντρο της Γης και με κλίση ως προς τον άξονα περιστροφής της (σχήμα 2.5 αριστερά).

Γενικά το μαγνητικό πεδίο  $B$  ενός πλανήτη στο εξωτερικό αυτού και σε στάσιμη κατάσταση (steady-state) περιγράφεται από τη σχέση  $\nabla \times B = 0$ , οπότε δίνεται μέσω ενός βαθμωτού μαγνητικού δυναμικού  $\Psi$  ( $B = -\nabla \Psi$ ).

Για το διπολικό μαγνητικό πεδίο το δυναμικό σε σφαιρικές συντεταγμένες δίνεται από τη σχέση:

$$\Psi = -\frac{\mu_0}{4\pi} M \cdot \nabla \frac{1}{r} = -\frac{\mu_0 M \cos\theta}{4\pi r^2} = -\frac{\mu_0 M \sin\lambda}{4\pi r^2} \quad (2.2)$$

όπου  $M$  η μαγνητική ροπή του πλανήτη με  $\theta = \pi / 2 - \lambda$  ( $\theta$  το συμπληρωματικό πλάτος) και  $\lambda$  το πλάτος. Τελικά οι συνιστώσες του μαγνητικού πεδίου  $B$  ενός δίπολου δίνονται από τις σχέσεις:

$$B_d(r) = -\frac{\partial\Psi}{\partial r} = -\frac{\mu_0 M \sin\lambda}{2\pi r^3}$$

$$B_d(\lambda) = -\frac{1}{r} \frac{\partial\Psi}{\partial r} = \frac{\mu_0 M \cos\lambda}{4\pi r^3} \quad (2.3)$$

$$B_d(\varphi) = -\frac{1}{r \cos\lambda} \frac{\partial\Psi}{\partial\varphi} = 0$$

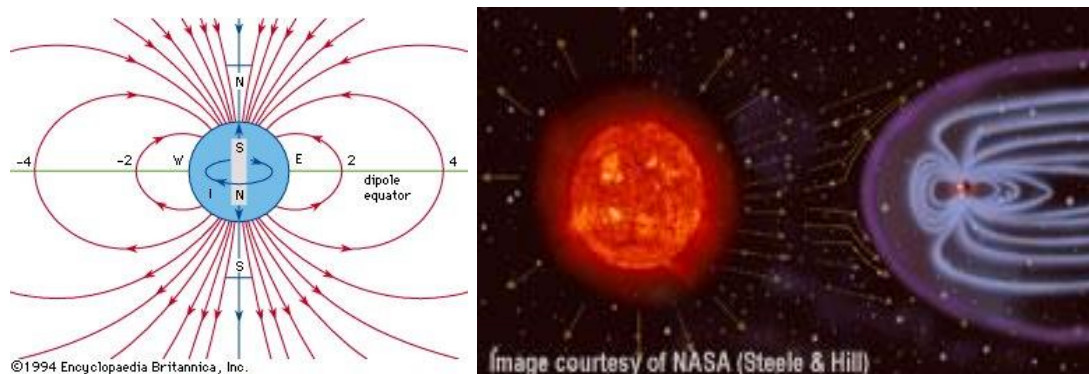
Η  $B_d(\varphi)$  συνιστώσα του πεδίου είναι μηδενική λόγω συμμετρίας ως προς  $\varphi$ . Για την ένταση του πεδίου έχουμε τη σχέση:

$$B(r, \lambda) = \frac{\mu_0 M}{4\pi r^3} (1 + 3\sin^2 \theta)^{1/2} \quad (2.4)$$

Από την εξίσωση (2.4) παρατηρούμε ότι η ένταση του διπολικού πεδίου μειώνεται σαν συνάρτηση του  $r^{-3}$  με αποτέλεσμα να είναι μικρότερη στον ισημερινό και να αυξάνεται προς τους πόλους.

Το 1958 έγιναν διαστημικές παρατηρήσεις που ήταν πολύ σημαντικές και έδειχναν ότι το γήινο μαγνητικό πεδίο σε μεγάλες αποστάσεις από τη Γη συμπεριφέρεται πολύ διαφορετικά από ότι προβλέπει το διπολικό πρότυπο. Η πρώτη σημαντική πληροφορία είναι η ένταση του μαγνητικού πεδίου της Γης ακολουθεί τη διπολική συμπεριφορά έως περίπου  $5 R_\Gamma$ , ενώ σε μεγαλύτερες αποστάσεις η ένταση του μαγνητικού πεδίου είναι μεγαλύτερη απ' την αναμενόμενη (Cahill and Amazeen, 1963). Η δεύτερη σημαντική πληροφορία απ' το διάστημα ήταν η ύπαρξη της γεωμαγνητικής ουράς (σχήμα 2.5 δεξιά) (Ness et al., 1963). Οι παραπάνω αποκλίσεις από του μαγνητικού δίπολου οφείλονται στην ύπαρξη ρευμάτων εξωτερικά της Γης. Τα ρεύματα αυτά είναι αρκετά ισχυρά και προέρχονται από την

αλληλεπίδραση του γεωμαγνητικού και του διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου που είναι ηλιακής προελεύσεως (Μαυρομιχαλάκη, 2009).

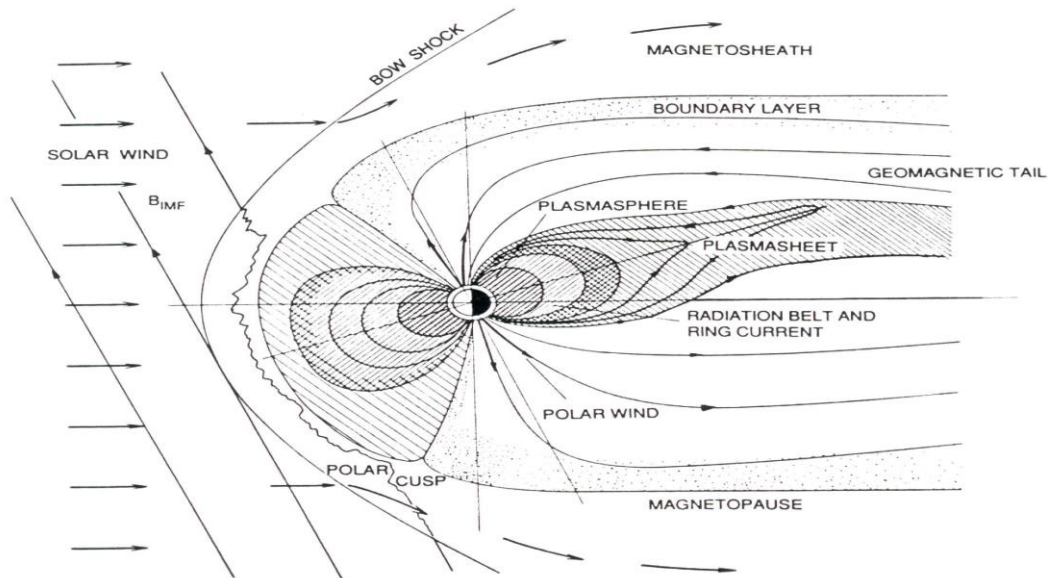


**Σχήμα 2.5:** Αρχική προσέγγιση του γήινου μαγνητικού πεδίου σαν μαγνητικό δίπολο (αριστερά). Μορφή του γήινου μαγνητικού πεδίου, όπως θεωρείται σήμερα με τον σχηματισμό γεωμαγνητικής ουράς (δεξιά) <https://www.ngdc.noaa.gov/geomag/geomaginfo.shtml>.

### 2.3 Δομή της μαγνητόσφαιρας

Ο χώρος μέσα στον οποίο το μαγνητικό πεδίο της γης εξακολουθεί να επικρατεί του διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου καλείται Μαγνητόσφαιρα. Η μαγνητόσφαιρα της Γης είναι μια αχανής μαγνητική κοιλότητα μέσα στην οποία υπάρχει λόγω του ηλιακού ανέμου (Pulkkinen, 2007).

Οι Charman και Ferraro (1931) εισήγαγαν την ιδέα της μαγνητόσφαιρας. Η τοπολογία της μαγνητόσφαιρας είναι ένα θέμα ανοιχτό ακόμα και σήμερα, που διαρκώς προσαρμόζεται σε καινούργια δεδομένα. Το πρότυπο του Lui (1987) δίνει τα γενικά χαρακτηριστικά της τοπολογίας της μαγνητόσφαιρας και είναι γενικά αποδεκτό. Στο σχήμα 2.6 δίνεται τυπική σχηματική αναπαράσταση του προτύπου αυτού και ακολουθεί η αναλυτική περιγραφή του (Μαυρομιχαλάκη, 2009).



**Σχήμα 2.6:** Σχηματική αναπαράσταση της γήινης μαγνητόσφαιρας. (Parks, 1991).

Ο ηλιακός άνεμος καθώς πλησιάζει τη Γη με υπερηχητική ταχύτητα συναντά το "εμπόδιο" του γεωμαγνητικού πεδίου και το παρακάμπτει σαν ρευστό γύρω από κυρτή επιφάνεια. Επειδή η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου είναι πολύ μεγάλη (μεγαλύτερη της ταχύτητας Alfven) μπροστά απ' τη φωτεινή πλευρά της Γης δημιουργείται ένα κρουστικό κύμα (bow shock). Μόλις ο ηλιακός άνεμος περάσει το κύμα κρούσης η ταχύτητα του μειώνεται και η κινητική του ενέργεια μετατρέπεται σε θερμική οπότε αυξάνεται η θερμοκρασία και η πυκνότητα. Η περιοχή αυτή ονομάζεται **μαγνητοθήκη (magnetosheath)**. Η μαγνητοθήκη είναι μια περιοχή εύρους 2-4  $R_{\Gamma}$  πάνω στην διεύθυνση Ήλιου-Γης και μεγαλώνει όσο απομακρυνόμαστε απ' αυτή τη διεύθυνση. Το όριο της μαγνητοθήκης προς την πλευρά της Γης είναι η μαγνητόπαυση (magnetopause).

Η απόσταση της **μαγνητόπαυσης** απ' το κέντρο της Γης στον άξονα Γης-Ήλιου έχει υπολογιστεί 10 έως 10.5  $R_{\Gamma}$ . Η μαγνητόπαυση είναι ο γεωμετρικός τόπος των σημείων όπου η πίεση του ηλιακού ανέμου εξισώνεται με τη πίεση του γεωμαγνητικού πεδίου και προκύπτει η εξίσωση (2.2). Το αριστερό μέλος της (2.5) δίνει την πίεση του μαγνητικού πεδίου της μαγνητόσφαιρας στην οποία θεωρούμε αμελητέα σωματιδιακή πυκνότητα, ενώ το δεξιό μέλος δίνει την πίεση της μαγνητοθήκης που σε

πρώτη προσέγγιση είναι η πίεση των σωματιδίων του ηλιακού ανέμου (Chapman and Ferraro, 1931):

$$\frac{B_{\kappa}^2}{8\pi} = 2 N_{\kappa} m v^2 \cos^2 \theta \quad (2.5)$$

όπου  $B_{\kappa}$  η ένταση του μαγνητικού πεδίου σε ένα σημείο  $\kappa$  της μαγνητόπαυσης,  $\theta$  η γωνία που σχηματίζεται μεταξύ της γραμμής που ενώνει το  $\kappa$  με τη Γη και της γραμμής Ηλίου-Γης,  $N_{\kappa}$  η σωματιδιακή πυκνότητα στο σημείο  $\kappa$ ,  $v$  η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου και  $m$  η μάζα του σωματιδίου.

Η συνεχής ροή του ηλιακού ανέμου στη μαγνητοθήκη, στη σκοτεινή πλευρά της Γης προκαλεί “σάρωση” των πολικών δυναμικών γραμμών και το σχηματισμό της **μαγνητοουράς (magnetotail)** σε μια απόσταση μέχρι περίπου 1000  $R_{\Gamma}$ . Στο σχήμα 2.6 παρατηρείται ότι στη φωτεινή πλευρά της Γης και στα μεγάλα πλάτη, εμφανίζεται ένας απότομος διαχωρισμός των μαγνητικών δυναμικών γραμμών που βρίσκονται στη φωτεινή μαγνητόσφαιρα, απ’ τις δυναμικές γραμμές μεγάλου πλάτους που προεκτείνονται στη μαγνητοουρά. Αυτό δημιουργεί μια σχισμή στη φωτεινή πλευρά της μαγνητόπαυσης που ονομάζεται **πολική σχισμή (polar cusp)**.

Μπροστά από τη μαγνητόπαυση και κοντά στην γραμμή Ηλίου-Γης δημιουργείται μια περιοχή αδρανούς πλάσματος όπου η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου μειώνεται σημαντικά και η πυκνότητα του πλάσματος γίνεται πολύ μικρή όπου ονομάζεται **σημείο στασιμότητας (stagnation point)**. Αυτό το φαινόμενο οφείλεται γιατί το μεγαλύτερο μέρος του ηλιακού ανέμου αποκλίνει της ακτινικής του πορείας μόλις συναντήσει την μαγνητόπαυση και ρέει γύρω απ’ αυτήν.

Ένα μικρό ποσοστό σωματιδίων (<1%) διαπερνά το πλάσμα της μαγνητοθήκης πιθανότατα απ’ την πολική σχισμή καθώς η μαγνητόπαυση δεν προσφέρει τόσο μεγάλη θωράκιση. Το πλάσμα αυτό δημιουργεί ένα λεπτό φλοιό που “εφάπτεται” κατά μήκος της μαγνητόπαυσης και είναι γνωστό σαν **οριακό στρώμα μαγνητόπαυσης (magnetopause boundary layer)**. Διακρίνεται στο οριακό στρώμα μαγνητόπαυσης στα μεγάλα πλάτη της μαγνητοουράς, που ονομάζεται **μανδύας πλάσματος (plasma mantle)** και στο οριακό στρώμα της μαγνητόπαυσης στα χαμηλά πλάτη που ονομάζεται **οριακό στρώμα χαμηλού πλάτους (low latitude boundary**



*layer, LLBL*). Σ' αυτό το στρώμα γίνεται μεταφορά ορμής και ενέργειας από τον ηλιακό άνεμο στη μαγνητόσφαιρα μέσω της αλληλεπίδρασης ιξώδους (Axford and Hines, 1961 ; Miura, 1984). Οι δύο παραπάνω περιοχές διαφέρουν στο ότι οι δυναμικές γραμμές της περιοχής του μανδύα πλάσματος είναι ανοιχτές, ενώ οι δυναμικές γραμμές της περιοχής του οριακού στρώματος χαμηλού πλάτους είναι κλειστές.

Στη μαγνητοουρά παρατηρούνται δυο τμήματα χαμηλής σωματιδιακής πυκνότητας, ένα στο βόρειο ήμισυ της και έναν στο νότιο που ονομάζονται *μαγνητικοί λοβοί (magnetic lobes)*. Οι δυναμικές γραμμές που σχηματίζονται στους μαγνητικούς λοβούς είναι ανοιχτές, στο βόρειο λοβό οι δυναμικές γραμμές έχουν κατεύθυνση προς τον Ήλιο, ενώ στο Νότιο λοβό έχουν αντίθετη φορά. Τα σωματίδια των λοβών απαρτίζονται από τα ιόντα της πολικής σχισμής, από τα ιόντα της πολικής περιοχής που εισχωρούν σε χαμηλά στρώματα της μαγνητόσφαιρας και από τα ηλεκτρόνια του ηλιακού ανέμου που εισέρχονται απ' τις ανοιχτές δυναμικές γραμμές.

Ανάμεσα στους δυο λοβούς της μαγνητοουράς παρουσιάζεται ζώνη πλάσματος που είναι σημαντική αποθήκη ενέργειας και ονομάζεται *οριακό στρώμα της ζώνης πλάσματος (Plasma Sheet Boundary Layer)*. Οι δραστηριότητες του πλάσματος μειώνονται καθώς πλησιάζουμε στο κέντρο της μαγνητοουράς όπου βρίσκεται η *κεντρική ζώνη πλάσματος (central plasma sheet)*.

Στο κέντρο της ζώνης πλάσματος βρίσκεται η *ουδέτερη ζώνη (neutral sheet)*, όπου το μαγνητικό πεδίο είναι ασθενές και εμφανίζεται το φαινόμενο της μαγνητικής επανασύνδεσης (magnetic reconnection), όπου μαγνητικές γραμμές με αντίθετη φορά ενώνονται (προσανατολισμός του μαγνητικού πεδίου προς τον Ήλιο και προς την μαγνητοουρά). Στα σημεία της μαγνητικής επανασύνδεσης το μαγνητικό πεδίο μηδενίζεται και σαν αποτέλεσμα έχουμε τη μετατροπή της μαγνητικής ενέργειας σε κινητική ενέργεια των φορτισμένων σωματιδίων (Eastman et al., 1984).

## 2.4 Συστήματα ρευμάτων στη μαγνητόσφαιρα

Η γήινη μαγνητόσφαιρα διαρρέεται από ένα πολύπλοκο σύστημα ηλεκτρικών ρευμάτων που δημιουργούνται από μεταβολές στην κίνηση των σωματιδίων. Αυτά τα ρεύματα είναι τα παρακάτω:

- **Ρεύματα Charman – Ferraro ή ρεύμα της μαγνητόπαυσης**

Είναι τα ρεύματα που κυκλοφορούν στο πολύ αγωγίμο πλάσμα του ηλιακού ανέμου στο μαγνητοφλοιό και είναι εφαιπτομενικά στη μαγνητόπαυση. Αυτά τα ρεύματα ουσιαστικά δημιουργούν το σύνορο μεταξύ της μαγνητόπαυσης και του ηλιακού πλάσματος και δεν επιτρέπουν στο ηλιακό πλάσμα να εισέλθει στη μαγνητόσφαιρα (Russel, 2000). Τα φορτισμένα σωματίδια του ηλιακού ανέμου όταν εισέλθουν λίγο μέσα στη μαγνητόπαυση ανακλώνται λόγω της δύναμης Lorentz. Τα ρεύματα Charman – Ferraro δημιουργούνται γιατί τα ηλεκτρόνια ανακλώντα στην αντίθετη κατεύθυνση από αυτήν των πρωτονίων (Kallenrode, 2004).

- **Ρεύματα Birkeland**

Είναι τα ρεύματα που είναι παράλληλα στις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου της Γης μέσω των οποίων συνδέεται το πλάσμα της ιονόσφαιρας με της μαγνητόσφαιρας. Παρατηρούνται εκεί που οι δυναμικές γραμμές είναι κάθετες στην ιονόσφαιρα δηλαδή στις πολικές μαγνητικές περιοχές (Kallenrode, 2004). Αυτά τα ρεύματα χωρίζονται σε δύο περιοχές: i) τα ρεύματα της *περιοχής 1* (region 1 currents) όπου βρίσκονται σε μεγαλύτερα πλάτη και ρέουν **από** την ιονόσφαιρα στην νυχτερινή πλευρά και **προς** την ιονόσφαιρα στην ημερήσια πλευρά ii) τα ρεύματα της *περιοχής 2*, όπου παρατηρούνται σε χαμηλότερα πλάτη και έχουν αντίθετη της προηγούμενης ροής (Pulkkinen, 2007).

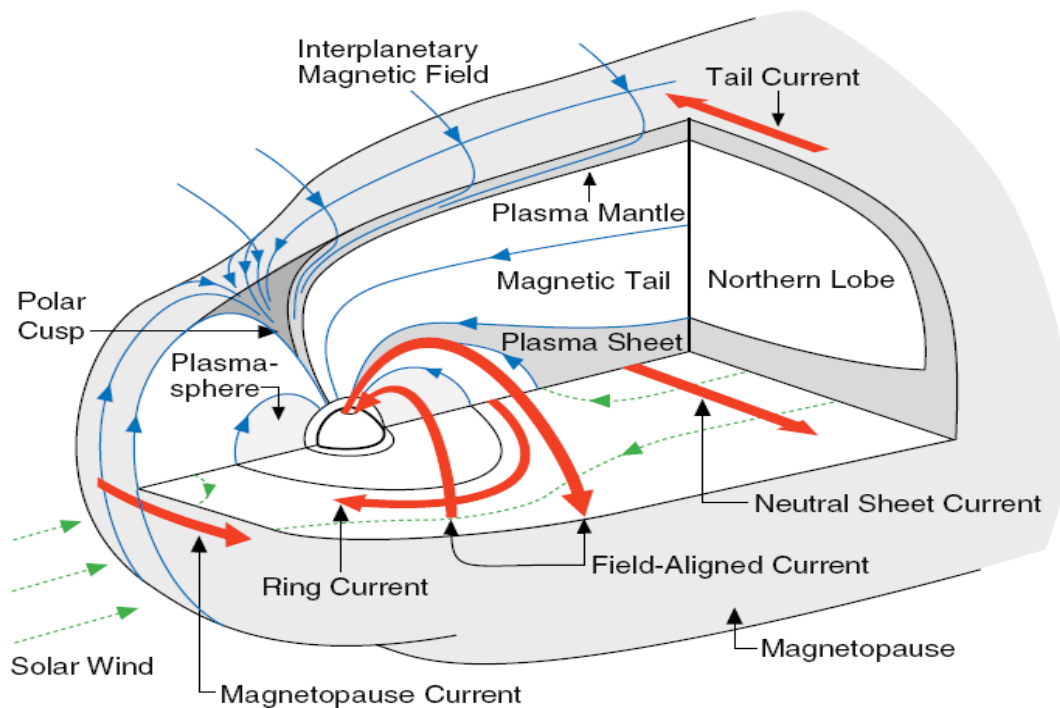
- **Ρεύμα της μαγνητοουράς (tail currents)**

Το ρεύμα της μαγνητοουράς προκύπτει από εφαιπτομενικές τάσεις μεταξύ του ηλιακού ανέμου και του γήινου πεδίου όπου έχουν την ικανότητα να "παρασέρνουν" τις γραμμές του γήινου πεδίου και του πλάσματος αντίθετα από την διεύθυνση του ήλιου σχηματίζοντας μια μαγνητική ουρά πίσω από τη γη. Τα ρεύματα αυτά διασχίζουν τη μαγνητοουρά επί του ουδέτερου

φλοιού, στο σύνορο μεταξύ των δύο λοβών. Η κύρια επίδρασή του στην επιφάνεια της γης είναι η μείωση του ολικού πεδίου (Parks, 1991; Μαυρομιχαλάκη, 2009).

- **Δακτυλιοειδές ρεύμα (ring current)**

Σε απόσταση 3-5  $R_E$  από τα σωματίδια που ολισθαίνουν στις ζώνες Van Allen προκύπτει ένα δακτυλιοειδές ρεύμα με φορά προς τη δύση, το οποίο εξαρτάται από την ολική ενέργεια των σωματιδίων (Μαυρομιχαλάκη, 2009). Όταν το δακτυλιοειδές ρεύμα αυξάνεται προκαλείται μείωση της έντασης του μαγνητικού πεδίου στην επιφάνεια της Γης.



**Σχήμα 2.7:** Σχηματική αναπαράσταση των ρευμάτων της γήινης μαγνητόσφαιρας (Russell, 2000).

Η ισχύς, η θέση και η κατανομή των ρευμάτων καθορίζονται από τον ηλιακό άνεμο. Συγκεκριμένα εξαρτώνται από την ταχύτητα και την πυκνότητα του ηλιακού ανέμου και την συνιστώσα του ηλεκτρικού πεδίου, η οποία καθορίζεται από την ταχύτητα και το από βορά προς νότο προσανατολισμένο μαγνητικό πεδίο. Όταν αλλάζει κάποια από τις παραπάνω παραμέτρους προκαλούνται μεταβολές στα ρεύματα της

μαγνητόσφαιρας και κατά συνέπεια και στο μαγνητικό πεδίο της Γης (Μαυρομιχαλάκη, 2009).

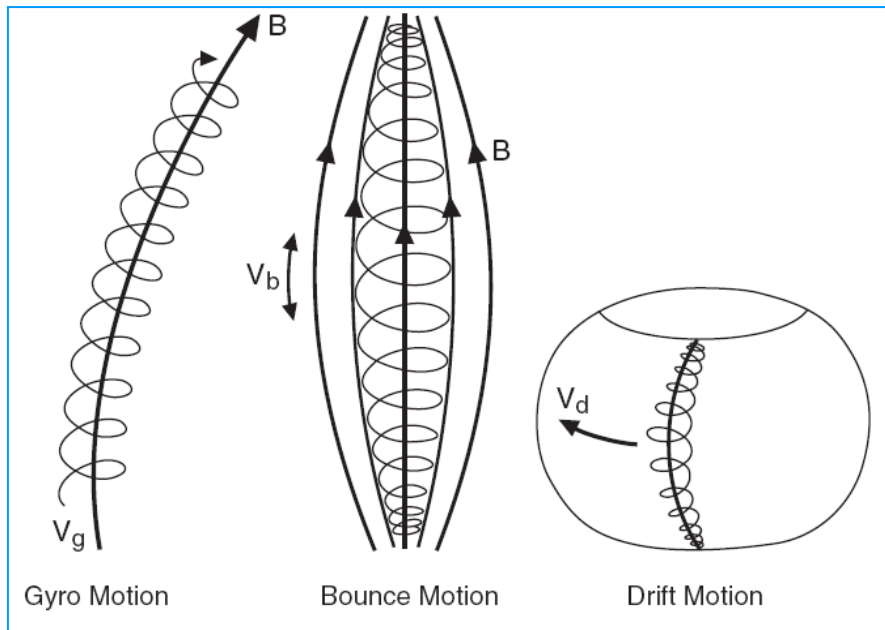
## 2.5 Κινήσεις σωματιδίων εντός του γεωμαγνητικού πεδίου

Η κίνηση των παγιδευμένων σωματιδίων όπως φαίνεται στο σχήμα 2.8 συνίσταται από τρία είδη κινήσεων (Μαυρομιχαλάκη, 2009):

**i) Ελικοειδή τροχιά (gyro motion).** Η κίνηση των σωματιδίων γίνεται γύρω από τις δυναμικές γραμμές του πεδίου (κίνηση σύγχροτρον). Όταν ένα φορτίο κινείται κάθετα προς τις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου, τότε ασκείται σε αυτό δύναμη Lorentz και περιστρέφεται γύρω από τη μαγνητική δυναμική γραμμή. Η φορά περιστροφής εξαρτάται από το φορτίο του σωματιδίου και η συχνότητα της κίνησης  $\omega_{gyr} = \frac{qB}{m}$  από την ισχύ του μαγνητικού πεδίου.

**ii) Ταλάντωση μπρος-πίσω μεταξύ δύο κατοπτρικών σημείων (bounce motion)** που το καθένα βρίσκεται σε διαφορετικό ημισφαίριο. Αυτή συμβαίνει όταν ένα φορτίο κινείται κατά μήκος των μαγνητικών δυναμικών γραμμών και εκείνες είναι συγκλίνουσες. Υπάρχουν κάποια σημεία, τα κατοπτρικά σημεία (mirror points), στα άκρα της τροχιάς του σωματιδίου όπου για κάποια τιμή του μαγνητικού πεδίου η ενεργεία του γίνεται μηδέν και δεν μπορεί να διεισδύσει άλλο στο μαγνητικό πεδίο και ανακλάται πίσω.

**iii) Ανακύκλωση γύρω από το μαγνητικό άξονα (drift motion).** Τα σωματίδια ολισθαίνουν κατά μήκος του γεωγραφικού πλάτους, τα ηλεκτρόνια ολισθαίνουν προς τα ανατολικά και τα θετικά ιόντα προς τα δυτικά. Η ολίσθηση οφείλεται στην καμπύλωση των μαγνητικών γραμμών (curvature drift) και στη μεταβολή της έντασης του μαγνητικού πεδίου όπου καθορίζουν και την συχνότητα κίνησης.



**Σχήμα 2.8:** Οι τρεις κινήσεις φορτισμένων σωματιδίων στο μαγνητικό πεδίο της Γης (Russel, 2000).

## 2.6 Γεωμαγνητική δραστηριότητα

### 2.6.1 Γεωμαγνητικές καταιγίδες

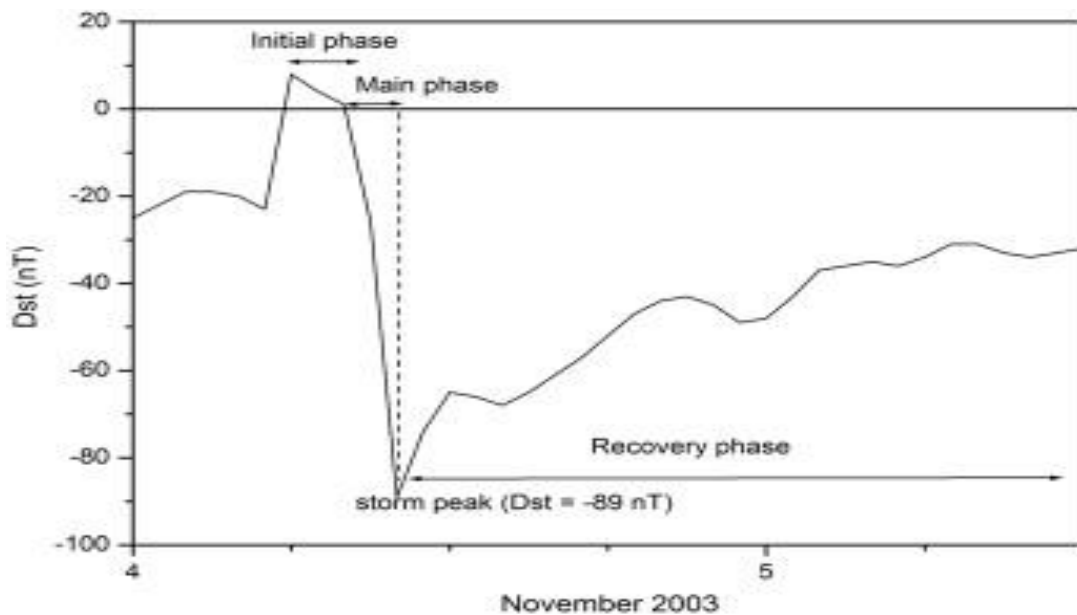
Η γεωμαγνητική καταιγίδα προκύπτει όταν η ηλεκτροδυναμική σύζευξη ανάμεσα στον ηλιακό άνεμο και στη μαγνητόσφαιρα γίνεται ισχυρή και συνεχής με αποτέλεσμα οι διαταραχές στην μαγνητόσφαιρα να επιδρούν στο μαγνητικό πεδίο της Γης (Parks, 1991; Μαυρομιχαλάκη, 2009). Η εξέλιξη της καταιγίδας ορίζεται καλύτερα στα μέση πλάτη από τον Dst δείκτη που είναι η στιγμιαία παγκόσμια μέση τιμή της ισημερινής οριζόντιας διαταραχής  $H$  του γεωμαγνητικού πεδίου.

Οι φάσεις της καταιγίδας, όπως απεικονίζονται και στο σχήμα 2.9 είναι οι εξής:

- i) Μια καταιγίδα ξεκινά από μια ξαφνική αύξηση του μαγνητικού πεδίου που διαρκεί μερικές ώρες και ονομάζεται αιφνίδια έναρξη καταιγίδας (sudden storm commencement – SSC) και στη συνέχεια ακολουθεί μία μικρή περίοδος τυχαίας διάρκειας που ονομάζεται **αρχική φάση** στην οποία ο γεωμαγνητικός δείκτης

Dst αυξάνει και παίρνει θετικές τιμές έως και μερικές δεκάδες nT).

- ii) Ακολουθεί η **κύρια φάση** στην οποία εκδηλώνεται μια απότομη και μερικές φορές διαταραγμένη ελάττωση του Dst όπου διαρκεί περίπου μια μέρα.
- iii) Τέλος παρατηρείται η **φάση επαναφοράς**, ο Dst αρχίζει με μια απότομη στην αρχή επαναφορά που ακολουθείται αργότερα από μια μακριά και αργή επαναφορά που διαρκεί πολλές ημέρες.



**Σχήμα 2.9 :** Χρονική εξέλιξη μιας γεωμαγνητικής καταιγίδας με βάση τον Dst δείκτη στο χρονικό διάστημα του Νοεμβρίου 2003 (Echer et al., 2011).

Η αρχική φάση προέρχεται από το ρεύμα της μαγνητόπαυσης, μια αύξηση στη δυναμική πίεση του ηλιακού ανέμου δυναμώνει αυτό το ρεύμα κοντά στη γη και αυξάνει την έντασή του. Η κύρια φάση μπορεί να προέρχεται από το δακτυλιοειδές ρεύμα (ring current) που κυκλώνει τη γη και μελέτες δείχνουν ότι αυτή είναι σχεδόν ομοιογενής σε ολόκληρη τη γη και κατευθύνεται παράλληλα προς τον άξονα του γήινου διπόλου. Τέλος η φάση επαναφοράς προκαλείται από απώλεια των σωματιδίων από τις ζώνες ακτινοβολίας που οδηγεί σε μια ελάττωση της έντασης του δακτυλιοειδούς ρεύματος (Μαυρομιχαλάκη, 2009).

Το NOAA Space Weather Prediction Center έχει ταξινομήσει τις γεωμαγνητικές καταιγίδες σε 5 επίπεδα ανάλογα με την ισχύ τους (Πίνακας 2.2). Επίσης στη συγκεκριμένη κλίμακα φαίνεται ένα μέτρο της έντασης του φυσικού αιτίου μέσω του μεγέθους  $K_p$  και η συχνότητα εμφάνισης τέτοιων φαινομένων.

**Πίνακας 2.2:** Ταξινόμηση γεωμαγνητικών καταιγίδων σύμφωνα με το NOAA Space Weather Prediction Center.

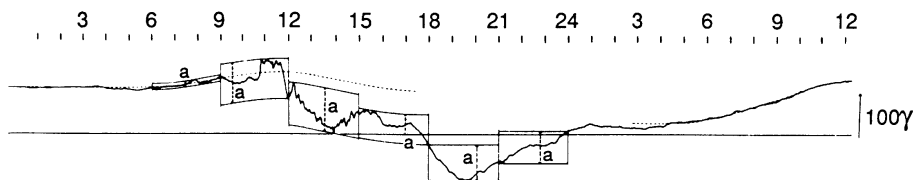
(<https://www.swpc.noaa.gov/noaa-scales-explanation>)

Scale	Description	Physical measure	Average Frequency (1 cycle = 11 years)
<b>G 5</b>	<b>Extreme</b>	$K_p = 9$	4 per cycle (4 days per cycle)
<b>G 4</b>	<b>Severe</b>	$K_p = 8$ , including a 9-	100 per cycle (60 days per cycle)
<b>G 3</b>	<b>Strong</b>	$K_p = 7$	200 per cycle (130 days per cycle)
<b>G 2</b>	<b>Moderate</b>	$K_p = 6$	600 per cycle (360 days per cycle)
<b>G 1</b>	<b>Minor</b>	$K_p = 5$	1700 per cycle (900 days per cycle)

## 2.6.2 Γεωμαγνητικοί δείκτες

- Γεωμαγνητικός δείκτης  $K_p$

Ο  $k$ -δείκτης είναι δείκτης της συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου σ' ένα σταθμό και μετρά το μέγεθος των διαταραχών που προέρχονται από άλλα φαινόμενα εκτός από την ημερήσια μεταβολή και τις μακρόχρονες συνιστώσες μιας καταιγίδας. Ο τρόπος που εξάγεται ο δείκτης αυτός φαίνεται στο σχήμα 2.10 για το σταθμό Fredericksburg.



**Σχήμα 2.10:** Απεικόνιση της διαδικασίας σύμφωνα με την οποία καθορίζεται ο δείκτης  $K$  για τον σταθμό Fredericksburg.

Τα όρια που χρησιμοποιούνται για αυτό το σταθμό δίνονται στον πίνακα 2.3. Από τον αριθμητικό μέσο των  $k$  τιμών από 13 πρότυπα παρατηρητήρια προκύπτει ο διαπλανητικός δείκτης  $k_p$ , αφού πρώτα κανονικοποιηθούν οι τιμές κάθε σταθμού στους  $k_s$  δείκτες. Αυτό γίνεται μέσα από πίνακες που δίνουν ισοδύναμες κατανομές των  $k_s$  τιμών σε κάθε 3-ωρο διάστημα κάθε εποχής για κάθε σταθμό.



**Πίνακας 2.3:** Πίνακας αντιστοιχίας του δείκτη K με τις γεωμαγνητικές μεταβολές (nT).

Δείκτης K	Μέγεθος διαταραχής σε (nT)
0	0 – 4
1	5 – 9
2	10 – 19
3	20 – 39
4	40 – 69
5	70 – 119
6	120 – 199
7	200 – 329
8	330 – 499
9	> 500

- **Γεωμαγνητικός δείκτης Dst**

Ο Dst δείκτης (Disturbance storm time - Dst index) αποτελεί πληροφορία για τις γεωμαγνητικές καταιγίδες και προκύπτει από τα μαγνητογράμματα των μέσου πλάτους και ισημερινών σταθμών. Το αποτέλεσμα εξάγεται από την μέση τιμή των σταθμών που κατέγραψαν την καταιγίδα. Κατά την διάρκεια μιας γεωμαγνητικής καταιγίδας μειώνεται η οριζόντια συνιστώσα του γεωμαγνητικού πεδίου και ο δείκτης Dst παίρνει αρνητικές τιμές. Όταν ο Dst δείκτης πάρει μεγάλες αρνητικές τιμές σημαίνει έντονη καταιγίδα. Καταιγίδες με Dst της τάξης των 50-150 nT συμβαίνουν σχεδόν κάθε μήνα. Συχνά μέσα στο χρόνο η διαταραχή φθάνει τα 150-300 nT και ξεπερνά τα 500 nT μερικές φορές στη διάρκεια του ηλιακού κύκλου (Kallenrode, 1998; Μαυρομιχαλάκη, 2009).



## ΚΕΦΑΛΑΙΟ III

### Μετρητές Νετρονίων

Στο κεφάλαιο αυτό περιγράφονται περιληπτικά τα υπάρχοντα συστήματα για την καταγραφή της κοσμικής ακτινοβολίας, όπου εκτενέστερη ανάλυση δίνεται στο επίγειο ανιχνευτικό σύστημα των μετρητών νετρονίων. Συγκεκριμένα αναλύεται η αρχή λειτουργίας τους, αναφέρονται κάποια χαρακτηριστικά του Σταθμού Κοσμικής Ακτινοβολίας του Πανεπιστημίου Αθηνών και γίνεται αναφορά στο Παγκόσμιο Δίκτυο Μετρητών Νετρονίων αλλά και στην Υψηλής Ανάλυσης Βάση Μετρητών Νετρονίων σε πραγματικό χρόνο (High resolution real time Neutron Monitor Database — NMDB) που έχουν χρησιμοποιηθεί για τη συλλογή των δεδομένων της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας.

#### 3.1 Συστήματα ανίχνευσης σωματιδίων

Η κοσμική ακτινοβολία ανιχνεύεται σε διαφορετικές τοποθεσίες από υποβρύχιους, επίγειους, υπέργειους και διαστημικούς ανιχνευτές σε διάφορα σημεία του ηλιακού συστήματος. Τα σωματίδια της κοσμικής ακτινοβολίας μπορούν και ανιχνεύονται εξαιτίας των διαφόρων ειδών αλληλεπιδράσεων στις οποίες συμμετέχουν. Οι σημαντικότερες αλληλεπιδράσεις μέσω των οποίων γίνεται η ανίχνευση των κοσμικών σωματιδίων είναι οι παρακάτω (Παπαηλιού, 2013):

- Ανελαστική σκέδαση των σωματιδίων της κοσμικής ακτινοβολίας από τα ηλεκτρόνια των ατόμων του υλικού του ανιχνευτή, λόγω της δύναμης Coulomb.
- Ελαστική σκέδαση των σωματιδίων της κοσμικής ακτινοβολίας από τους πυρήνες των ατόμων του υλικού του ανιχνευτή.
- Εκπομπή ακτινοβολίας Cherenkov από το σωματίδιο της κοσμικής ακτινοβολίας, όταν αυτό κινείται με ταχύτητα μεγαλύτερη του φωτός σε ένα μέσο, π.χ. το νερό.
- Εκπομπή ακτινοβολίας μετάβασης, η οποία παράγεται όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο πλησιάζει τη διαχωριστική επιφάνεια δύο μέσων με διαφορετικές διηλεκτρικές ιδιότητες. Ένα φορτισμένο σωματίδιο που πλησιάζει τη διαχωριστική επιφάνεια δύο μέσων αποτελεί, μαζί με το κατοπτρικό του φορτίο, ένα ηλεκτρικό δίπολο,

του οποίου η ένταση μεταβάλλεται συναρτήσει του χρόνου καθώς το φορτίο κινείται και μηδενίζεται όταν το σωματίδιο εισέλθει στο δεύτερο μέσο. Έτσι παράγεται ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία, η οποία καλείται ακτινοβολία μετάβασης.

- Πυρηνικές αντιδράσεις μεταξύ του κοσμικού σωματιδίου και των πυρήνων των ατόμων του ανιχνευτή.
- Ακτινοβολία πέδης (Bremsstrahlung) που εκπέμπεται καθώς επιβραδύνονται τα φορτισμένα σωματίδια καθώς εισέρχονται σε ένα υλικό.

Ανάλογα με τις παραπάνω αλληλεπιδράσεις οι ανιχνευτές των κοσμικών ακτίνων χωρίζονται σε δύο μεγάλες κατηγορίες:

1. Τους ηλεκτρικούς ανιχνευτές: όπως οι θάλαμοι ιονισμού, οι αναλογικοί απαριθμητές, οι ανιχνευτές Geiger – Müller, οι σπινθηριστές, οι ανιχνευτές Cherenkov.
2. Τους οπτικούς ανιχνευτές: όπως οι θάλαμοι φυσαλίδων και τα φωτογραφικά γαλακτώματα.

Στη συνέχεια ακολουθεί μια σύντομη περιγραφή σχετικά με τα πιο βασικά συστήματα ανίχνευσης σωματιδίων διαστημικά, υπέργεια, επίγεια ή υπόγεια.

**Διαστημικοί ανιχνευτές:** Οι διαστημικοί ανιχνευτές μπορούν να διαχωριστούν σε δύο κατηγορίες ανάλογα με τη θέση τους. Η μία κατηγορία αφορά ανιχνευτές πάνω σε δορυφόρους όπου ακολουθούν μία καθορισμένη τροχιά κοντά στη Γη και δίνουν πληροφορίες για την κοσμική ακτινοβολία χαμηλών ενεργειών όπως π.χ. οι GOES, SOHO. Η άλλη κατηγορία αναφέρεται σε διαστημικές αποστολές σε περιοχές του ηλιακού συστήματος, όπως π.χ. οι αποστολές Voyager και Ulysses (Mursula and Usoskin, 2001; Παπαηλιού, 2013).

**Ανιχνευτές προσαρτημένοι σε μπαλόνια (Ballon detectors):** Τα σύγχρονα μπαλόνια μεταφέρουν ανιχνευτές σε ύψη 40-70 km. Παλαιότερα, οι ανιχνευτές που βρίσκονταν στα μπαλόνια ήταν μικροί και απλοί. Ωστόσο πλέον στα μπαλόνια υπάρχουν και μεγαλύτεροι και πολυπλοκότεροι ανιχνευτές όπως το τηλεσκόπιο BESS (Balloon Borne Experiment with Superconducting Solenoidal Spectrometer). Στα μεγάλα ύψη που βρίσκονται η μάζα της υπερκείμενης ατμόσφαιρας μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα και αυτό έχει ως συνέπεια οι ανιχνευτές μπαλόνια να μπορούν να καταγράψουν πρωτογενή σωμάτια κοσμικής ακτινοβολίας. Με αυτή την έννοια μοιάζουν με τους δορυφόρους χαμηλής τροχιάς, αλλά είναι πιο φτηνά και εύκολου χειρισμού ανιχνευτικά συστήματα. Στις παρατηρήσεις από μπαλόνια εξακολουθεί να επιδρά το κατώφλι γεωμαγνητικής δυσκαμψίας. Ακόμη πρέπει να ληφθεί υπόψη ότι στις παρατηρήσεις επιδρούν τα σωματίδια της ατμοσφαιρικής λευκαύγειας (albedo), σωματίδια που ανακλώνται ή σκεδάζονται προς το διάστημα από την ατμόσφαιρα. Το βασικό μειονέκτημα των πειραμάτων αυτών είναι ότι έχουν εκστρατευτικό χαρακτήρα και λειτουργούν για ένα πολύ μικρό χρονικό διάστημα (<http://www01.nmdb.eu/>).

**Επίγειοι ανιχνευτές :** Παρακάτω περιγράφονται διάφορες κατηγορίες επίγειων ανιχνευτών ανάλογα με το ποια συνιστώσα του ατμοσφαιρικού καταγισμού καταμετρούν.

### 1. Ανιχνευτές Μιονίων

Οι ανιχνευτές μιονίων μετράνε την σκληρή ή μεσονική συνιστώσα (μιόνια) του ατμοσφαιρικού καταγισμού. Στην ατμόσφαιρα μπορούν να διεισδύσουν μόνο οι πρωταρχικοί πυρήνες κοσμικής ακτινοβολίας οι οποίοι έχουν την απαιτούμενη ενέργεια  $> 4\text{GeV}$ . Η ανίχνευση των μιονίων γίνεται εφικτή για παράδειγμα με την χρήση του απαριθμητή Geiger – Müller ή του απαριθμητή σπινθηριστών. Ο απαριθμητής Geiger – Müller απαιτεί υψηλή τάση για να δημιουργήσει μεγάλης έντασης ηλεκτρικό πεδίο κοντά στην άνοδο του ανιχνευτή. Όταν ένα σωματίδιο της κοσμικής ακτινοβολίας εισέλθει στον ανιχνευτή, προκαλεί απόσπαση ηλεκτρονίων από το αέριο το οποίο υπάρχει στον απαριθμητή καθώς και από τα τοιχώματα του σωλήνα του απαριθμητή. Τα ηλεκτρόνια αυτά

επιταχύνονται προς τη κατεύθυνση του θετικά φορτισμένου σύρματος και κερδίζουν αρκετή ενέργεια ώστε να αποσπάσουν ακόμα περισσότερα ηλεκτρόνια από τα μόρια του αερίου του απαριθμητή. Στη συνέχεια αυτά τα ηλεκτρόνια επιταχύνονται επίσης και αποσπών επιπλέον ηλεκτρόνια. Αυτή η ηλεκτρική χιονοστιβάδα επιταχύνεται προς το θετικά φορτισμένο σύρμα, προκαλώντας με αυτό τον τρόπο ένα ρεύμα που ρέει μέσα σε ένα από κύκλωμα ανίχνευσης.

Ο απαριθμητής Geiger είναι αδύνατον να ανιχνεύει σωματίδια μόνο κάποιου συγκεκριμένου είδους και προσανατολισμού, αφού είναι ευαίσθητος σε σωματίδια που έρχονται από οποιαδήποτε κατεύθυνση. Η χρήση δύο ή περισσότερων ανιχνευτών Geiger με την εφαρμογή της μεθόδου της σύμπτωσης (όπου λαμβάνεται σήμα ταυτόχρονα από δύο ή περισσότερους μετρητικούς σωλήνες) προσφέρει τη δυνατότητα να πραγματοποιηθούν πολύπλοκα πειράματα όπως π.χ. να διακριθούν μίονια και να προσδιοριστεί η διεύθυνση πρόσπτωσης τους. Με τη συγκεκριμένη μέθοδο αποκλείεται η ταυτόχρονη ανίχνευση της γήινης ακτινοβολίας (<http://www01.nmdb.eu/>).

## 2. Σειρές ανιχνευτών εκτεταμένου καταιγισμού

Οι εκτεταμένοι καταιγισμοί δημιουργούνται από κοσμικά σωματίδια πολύ υψηλής ενέργειας, τα οποία καθώς εισέρχονται στη γήινη ατμόσφαιρα και αλληλεπιδρούν με τα μόρια αυτής παράγουν προϊόντα που φθάνουν στην επιφάνεια της Γης χωρίς να έχουν χάσει το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειάς τους. Για να ανιχνευθούν εκτεταμένοι καταιγισμοί απαιτείται η σύμπτωση αρκετών ανιχνευτών σωματιδίων που συνθέτουν μία σειρά από δεκάδες ή εκατοντάδες ανιχνευτές και διαχωρίζονται σε απόσταση 10–30 m. Για τους πολύ μεγάλους καταιγισμούς δισεκατομμυρίων σωματιδίων, οι ανιχνευτές πρέπει να τοποθετηθούν σε ένα δίκτυο του οποίου το μέγεθος του πλέγματος είναι της τάξης του ενός χιλιομέτρου. Κατά συνέπεια, το μέγεθος μίας σειράς ανιχνευτών καταιγισμού κυμαίνεται από εκατοντάδες μέτρα μέχρι δεκάδες χιλιόμετρα. Τέτοια δίκτυα ανιχνευτών επιτρέπουν την μελέτη της πρωτογενούς κοσμικής ακτινοβολίας με ενέργειες εύρους  $10^{12}$  έως  $10^{21}$  eV (<http://www01.nmdb.eu/>). Το πιο σημαντικό πείραμα που πραγματοποιείται για την κατανόηση του

ενεργειακού φάσματος των κοσμικών ακτίνων υψηλών ενεργειών είναι το πείραμα Pierre Auger στην Αργεντινή (<http://www.auger.org/>).

### 3. Ανιχνευτές Cherenkov

Τα σχετικιστικά ηλεκτρόνια και ποζιτρόνια που προκύπτουν από τον ατμοσφαιρικό καταιγισμό όταν διαδίδονται μέσα σε μέσο με ταχύτητα μεγαλύτερη από αυτή του φωτός προκαλούν εκπομπή ακτινοβολίας Cherenkov στο ορατό. Οι σειρές ανιχνευτών Cherenkov συλλέγουν αυτούς τους παλμούς φωτός από ένα πολύ μεγάλο όγκο (χιλιάδες κυβικά χιλιόμετρα). Μία παρόμοια τεχνική χρησιμοποιείται επίσης προκειμένου να μελετηθούν τα νετρίνα όταν παλμοί φωτός Cherenkov παράγονται στο νερό (π.χ. Deep Underwater Muon And Neutrino Detector – DUMAND) ή στον πάγο (π.χ. IceCube Neutrino Observatory or Antarctic Muon and Neutrino Detector Array – AMANDA) (<http://www01.nmdb.eu/>).

### 4. Μετρητές Νετρονίων

Οι Μετρητές Νετρονίων είναι επίγειοι σταθμοί που καταγράφουν τις μεταβολές της έντασης της νουκλεονικής συνιστώσας του ατμοσφαιρικού καταιγισμού στην περιοχή 500 MeV μέχρι 20 GeV του πρωτογενούς φάσματος των κοσμικών ακτίνων (Simpson, 1958). Η αρχή λειτουργίας, η περιγραφή και τα πλεονεκτήματα των μετρητών νετρονίων δίνονται λεπτομερώς στη συνέχεια.

**Υπόγεια πειράματα μιονίων:** Οι υπόγειοι ανιχνευτές έχουν την ικανότητα να μελετήσουν το κομμάτι εκείνο της συνιστώσας των μιονίων της κοσμικής ακτινοβολίας που αντιστοιχεί σε υψηλές ενέργειες. Οι υπόγειοι ανιχνευτές μπορούν να διαχωρίσουν τα μίονια από άλλες συνιστώσες της κοσμικής ακτινοβολίας (εκτός από τα νετρίνα) βασιζόμενοι στην ικανότητα των μιονίων να διεισδύουν στην ύλη (<http://www01.nmdb.eu/>).

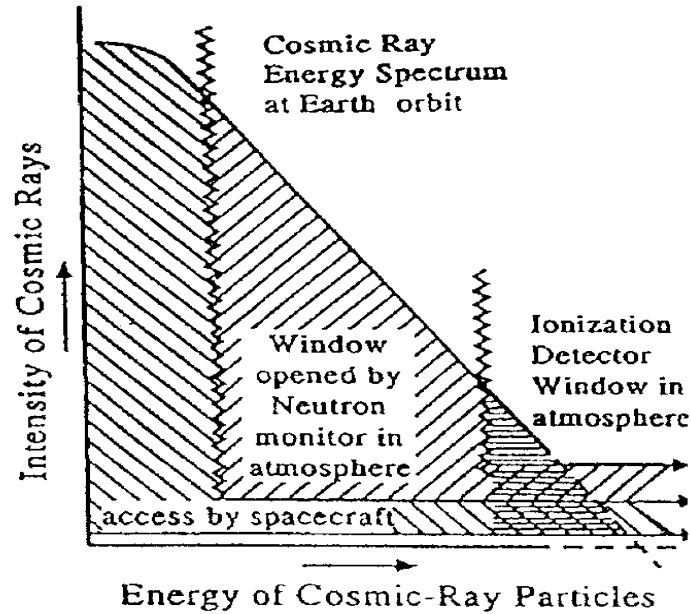
### 3.2 Μετρητές Νετρονίων

Η Γη συνεχώς δέχεται σωματίδια πολύ υψηλών ενεργειών, που ονομάζονται κοσμικές ακτίνες. Τα περισσότερα σωματίδια έρχονται στο ηλιακό μας σύστημα από το Γαλαξία, όπου ηλιακές εκλάμψεις και άλλες

διαταραχές κινούμενες με τον ηλιακό άνεμο ενεργοποιούν σωματίδια στην διαδρομή τους. Την κύρια συνεισφορά κοντά στη Γη αποτελούν οι κοσμικές ακτίνες που παράγονται από το ηλιακό σύστημα. Παρόλο που το γήινο μαγνητικό πεδίο δρα σαν ένας θώρακας που ανακλά όλα τα γρήγορα σωματίδια, στις πολικές περιοχές όπου το γήινο μαγνητικό πεδίο συνδέεται με το διαπλανητικό φθάνουν ακόμα και σωματίδια χαμηλών ενεργειών. Τα πλέον ενεργητικά σωματίδια φθάνουν στο επίπεδο των νεφών (10 km ύψος) όπου επιδρούν στον εξηλεκτρισμό τους, ενώ κάποια άλλα φθάνουν και στο έδαφος ή δημιουργούν δευτερογενή μέσα στην ατμόσφαιρα (atmospheric cascades). Ο ήλιος διαμορφώνει ένα σημαντικό μέρος αυτών των άγνωστης προέλευσης υψηλών ενεργειών σωματιδίων (galactic cosmic-rays), ενώ ηλιακές κοσμικές ακτίνες (solar cosmic-rays) που σχετίζονται με τις ηλιακές εκλάμψεις, δημιουργούν τους γνωστούς καταγισμούς σωματιδίων (cosmic-ray showers).

Οι Μετρητές Νετρονίων (Neutron Monitors-NMs) είναι επίγειοι σταθμοί (Simpson, 1958) που καταγράφουν μεταβολές της κοσμικής ακτινοβολίας στην περιοχή του πρωτογενούς φάσματος των κοσμικών ακτίνων από 500 MeV μέχρι 20 GeV. Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει η ενεργειακή περιοχή που αντιπροσωπεύουν οι Μετρητών Νετρονίων καθώς ξεκινά από το ανώτερο όριο ενέργειας που καλύπτουν οι δορυφόροι (σχήμα 3.1). Με το μεγάλο ρυθμό καταμέτρησης που έχουν και την μεγάλη ενεργό επιφάνεια (μερικά τετρ. μέτρα) μπορούν να μετρούν και μικρής κλίμακας μεταβολές της κοσμικής ακτινοβολίας ειδικά όταν αυτές είναι ανισότροπες. Το τμήμα αυτό του κοσμικού φάσματος που φθάνει στην ατμόσφαιρα της Γης διαμορφώνεται από το γεωμαγνητικό κατώφλι δυσκαμψίας  $R_c$ , που κυμαίνεται από 0 GV στους μαγνητικούς πόλους μέχρι 15GV στις ισημερινές περιοχές (Μαυρομιχαλάκη, 2009). Το Παγκόσμιο δίκτυο Μετρητών Νετρονίων (60 περίπου σταθμοί κατανεμημένοι σε όλη τη Γη) είναι ένα ισχυρό διαγνωστικό εργαλείο του φάσματος των κοσμικών ακτίνων στις χαμηλές πρωτογενείς ενέργειες, που χρησιμοποιεί το γήινο μαγνητικό πεδίο σαν φασματομέτρο (Shea and Smart, 2000; Moraal et al., 2000).





**Σχήμα 3.1:** Ενεργειακή περιοχή των Μετρητών Νετρονίων και των Δορυφόρων για την καταγραφή της κοσμικής ακτινοβολίας (Μαυρομιχαλάκη, 2009).

Ως επίγεια μετρητικά συστήματα έχουν αρκετά πλεονεκτήματα έναντι των αντίστοιχων δορυφορικών (Belov et al., 2004):

1. Διαθέτουν μεγάλη ανιχνευτική επιφάνεια
2. Είναι τοποθετημένοι στο έδαφος
3. Έχουν μεγάλη σταθερότητα στις μετρήσεις τους
4. Καλύπτουν το υψηλότερο τμήμα του πρωτογενούς ενεργειακού φάσματος
5. Έχουν υψηλούς ρυθμούς καταγραφής σωματίων
6. Το σύνολο των μετρητών νετρονίων αποτελεί ένα εκτεταμένο δίκτυο

### 3.2.1 Σχεδιασμός Μετρητών Νετρονίων

Υπάρχουν δύο τύποι μετρητών νετρονίων, ο IGY και ο NM64, των οποίων τα χαρακτηριστικά δίνονται στον Πίνακα 3.1. Ο IGY μετρητής νετρονίων σχεδιάστηκε από τον Simpson (1958) στις αρχές της δεκαετίας του 1950. Ο συγκεκριμένος ανιχνευτής χρησιμοποιήθηκε για τη μελέτη των χρονικών μεταβολών της έντασης της πρωτογενούς κοσμικής ακτινοβολίας για ενέργειες της τάξης των GeV κοντά στη Γη κατά τη

διάρκεια του International Geophysical Year (IGY) 1957/1958. Δέκα χρόνια περίπου αργότερα, ο Carmichael (1964) σχεδίασε τον μεγαλύτερο NM64 μετρητή νετρονίων με αυξημένο ρυθμό καταμέτρησης, ο οποίος ήταν και ο επίσημος επίγειος ανιχνευτής κοσμικών ακτίνων για το International Quiet Sun Year (IQSY) το 1964 (<http://www01.nmdb.eu/>).

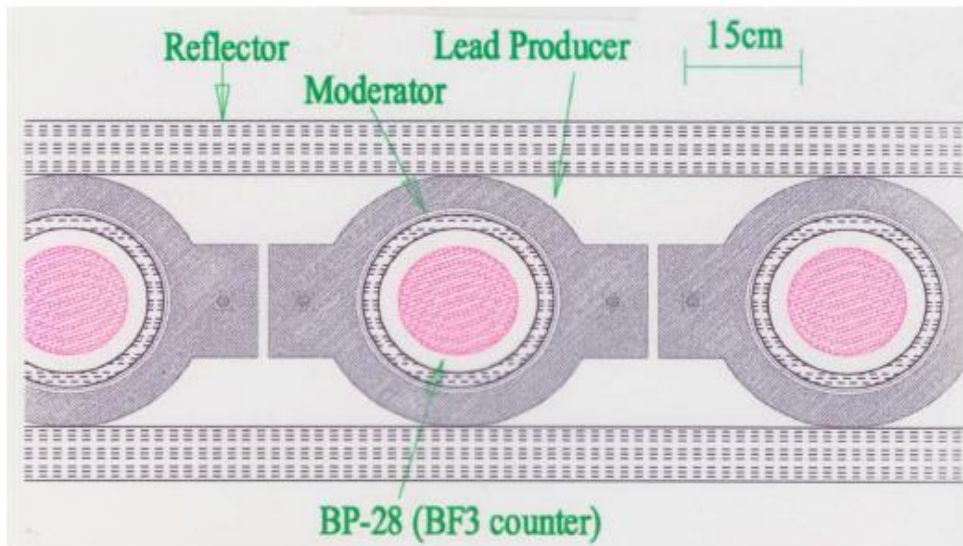
**Πίνακας 3.1:** Τα χαρακτηριστικά των μετρητών νετρονίων IGY και NM64.

<b>ΜΕΤΡΗΤΕΣ</b>	<b>IGY</b>	<b>NM64</b>
Ενεργό μήκος (cm)	86.4	191
Διάμετρος (cm)	3.8	14.8
Πίεση (bar)	0.60	0.27
<b>Επιβραδυντής</b>		
Υλικό	παραφίνη	πολυαιθυλένιο
Μέσο πάχος (cm)	3.2	2.0
<b>Παραγωγός σωματίων</b>		
Υλικό	μόλυβδος	μόλυβδος
Μέσο βάθος (g cm <sup>-2</sup> )	153	156
<b>Ανακλαστήρας</b>		
Υλικό	παραφίνη	πολυαιθυλένιο
Μέσο πάχος (cm)	28	7.5

Ένας μετρητής νετρονίων αποτελείται από έναν ειδικό αναλογικό μετρητή αερίου (gas-filled proportional counter), ο οποίος περιβάλλεται όπως φαίνεται και στο σχήμα 3.2 από:

- Τον επιβραδυντή νετρονίων (moderator)
- Τον παραγωγό σωματίων – μόλυβδος (lead producer)
- Τον ανακλαστήρα σωματίων (reflector)

Η προσπίπτουσα νουκλεονική συνιστώσα (πρωτόνια και νετρόνια) της δευτερογενούς κοσμικής ακτινοβολίας προκαλεί πυρηνικές αντιδράσεις στον μόλυβδο, όπου παρατηρείται ‘εξάτμιση’ και παράγονται νετρόνια χαμηλής ενέργειας. Αυτά τα νετρόνια με ενέργειες της τάξης των MeV επιβραδύνονται σε θερμικές ενέργειες από τον επιβραδυντή και στους μετρητές τύπου NM64 περίπου το 6% αυτών των νετρονίων τελικά καταγράφεται από τον αναλογικό μετρητή. Το όνομα αυτού του ανιχνευτή κοσμικών ακτίνων ‘μετρητής νετρονίων’ οφείλεται στο γεγονός ότι τελικά αυτά που καταγράφονται είναι τα νετρόνια (<http://www01.nmdb.eu/>).



**Σχήμα 3.2:** Η δομή ενός μετρητή νετρονίων (Clem, 2004).

Παρακάτω ακολουθεί μία πιο αναλυτική περιγραφή από τα διάφορα τμήματα ενός μετρητή νετρονίων:

### I. Αναλογικός απαριθμητής αερίου

Οι μετρητές νετρονίων πρέπει να είναι κατασκευασμένοι με τέτοιο τρόπο ώστε να ανιχνεύουν κυρίως νετρόνια. Τα ελεύθερα νετρόνια όμως δεν είναι δυνατόν να ιονίσουν ή να διεγείρουν τα άτομα. Αλληλεπιδρούν με την ύλη κυρίως μέσω των συγκρούσεών τους με τα άτομα ή τους πυρήνες. Τα προϊόντα των πυρηνικών αντιδράσεων που πραγματοποιούν τα νετρόνια μέσω της διάχυσης (scattering) ή της απορρόφησης (absorption) είναι αυτά που έχουν φορτίο και έτσι μπορούν να ανιχνευτούν και να καταγραφούν. Καθοριστικής σημασίας για τους μετρητές αυτούς είναι η μικροσκοπική ενεργός διατομή ( $\sigma$ ) των πυρήνων, η οποία αποτελεί την ενεργό επιφάνεια ενός πυρήνα τη στιγμή που βομβαρδίζεται από το νετρόνιο κατά τη συγκεκριμένη αντίδραση. Η ενεργός διατομή εξαρτάται από το είδος του πυρήνα καθώς και από τη ενέργεια του νετρονίου που προσπίπτει στον πυρήνα και εκφράζει την πιθανότητα αλληλεπίδρασης των δύο.

Στην περίπτωση των αναλογικών μετρητών νετρονίων, προκειμένου να παρατηρήσει κανείς παλμούς είναι σημαντικό το σήμα να ενισχυθεί αρκετά. Όταν η τάση αυξάνεται, τα επιταχυνόμενα ηλεκτρόνια μπορούν να πραγματοποιήσουν ανελαστικές συγκρούσεις και να ιονίσουν τα ουδέτερα άτομα της ύλης. Η ταχεία ενίσχυση δια μέσου των δευτερογενών ιονισμών ονομάζεται χιονοστιβάδα (avalanche). Παρά το γεγονός ότι υπάρχει ένας μεγάλος αριθμός δευτερογενών γεγονότων που αντιστοιχούν σε κάθε πρωτογενές ιόν, ο αναλογικός μετρητής λειτουργεί με τέτοιο τρόπο ώστε να θεωρεί ότι ο αριθμός των δευτερογενών γεγονότων είναι ανάλογος με των αριθμό των πρωτογενών γεγονότων. Το ύψος του εξαγόμενου παλμού είναι ανάλογο της ενέργειας που εναποτίθεται δια μέσου της ακτινοβολίας που εκπέμπεται μετά τον πρωτογενή ιονισμό. Η ενεργός απόδοση καταγραφής των νετρονίων (effective efficiency) εξαρτάται από την ενέργειά τους. Ειδικότερα η απόδοση για την καταγραφή νετρονίων ενέργειας  $E$  σε ένα μετρητή πάχους  $d$ , ο οποίος περιέχει  $N$  άτομα ανά μονάδα όγκου υλικού απορροφητή ενεργού διατομής  $\sigma(E)$  δίνεται από τη σχέση (4.1):

$$\text{Efficiency} = f [1 - \exp(-N\sigma d)] \quad (4.1)$$

Το ποσοστό των πρωτογενών νετρονίων που απορροφάται από το μετρητή δίνεται από τον όρο  $1 - \exp(-N\sigma d)$ , ενώ το ποσοστό αυτών των σωματίων που συνεισφέρουν στον παλμό που εξέρχεται από τον ανιχνευτή δίνεται από τον πολλαπλασιαστικό παράγοντα  $f$ . Στους μετρητές αερίου η απόδοση τους καθορίζεται αποκλειστικά από τον αριθμό των πυρήνων που απορροφούν τα νετρόνια κατά το πέρασμα τους μέσα από τον ανιχνευτή καθώς ο παράγοντας  $f$  είναι πολύ κοντά στην μονάδα (Παπαϊωάννου, 2012). Με κριτήριο την ενέργειά τους, τα νετρόνια κατατάσσονται σε 6 κατηγορίες (*ψυχρά, θερμικά, επιθερμικά, βραδέα, ενδιάμεσα και ταχέως κινούμενα νετρόνια*) οι οποίες παρουσιάζονται στον πίνακα 3.2 (Kruger, 2006).

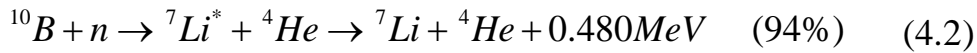
**Πίνακας 3.2:** Κατηγοριοποίηση νετρονίων με κριτήριο την ενεργεία τους.

<b>Νετρόνια</b>	<b>Ενέργεια</b>
Ψυχρά	< 0.025 eV
Θερμικά	≈ 0.025 eV
Επιθερμικά	~ 1 eV
Βραδέα	~ 1 keV
Ενδιάμεσα	≈ 100 – 500 keV
Ταχέα νετρόνια	> 500 keV

Όταν τα νετρόνια υψηλής ενέργειας διαδίδονται μέσα από την ύλη, η ενέργεια τους ελαττώνεται εξαιτίας των συγκρούσεων που λαμβάνουν χώρα. Ύστερα από έναν αριθμό συγκρούσεων με πυρήνες, οι ενέργειες των νετρονίων γίνονται θερμικές, δηλαδή περίπου 0.025 eV στους 20° C.

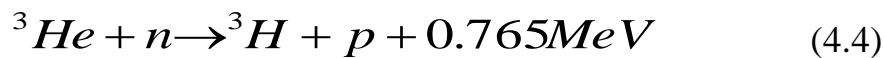
Το αέριο που χρησιμοποιείται στους μετρητές είναι συνήθως τριφθοριούχο βόριο  $BF_3$  εμπλουτισμένο με το ισότοπο  $^{10}B$  κατά 96% και

πίεση 0.27 bar στον NM64. Η ανίχνευση των θερμικών νετρονίων στον μετρητή γίνεται μέσω της αλληλεπιδράσεως τους με τον πυρήνα  $^{10}\text{B}$  στηρίζεται στις αντιδράσεις (Hatton, 1971):



Τα προϊόντα των αντιδράσεων ανιχνεύονται από τον ιονισμό τους από το αέριο των μετρητών. Ο μετρητής είναι αναλογικός και η τάση λειτουργίας του είναι περίπου 2800V NM64.

Από το 1990 στους αναλογικούς μετρητές αερίου κάποιων μετρητών νετρονίων έχει χρησιμοποιηθεί το αέριο  $^3\text{He}$  αντί του  $\text{BF}_3$ . Οι μετρητές με το αέριο  $^3\text{He}$  έχουν πιο απλό σχεδιασμό, όμως το αέριο αυτό δεν είχε χρησιμοποιηθεί νωρίτερα εξαιτίας του υψηλού οικονομικού του κόστους (Stoker et al., 2000). Η εξώθερμη αντίδραση των νετρονίων που πραγματοποιείται με το  $^3\text{He}$  είναι:



Ένα πλεονέκτημα των μετρητών νετρονίων με το αέριο  $^3\text{He}$  είναι ότι ο μετρητής μπορεί να λειτουργήσει σε υψηλότερες τιμές πίεσης αερίου και σε τάση μικρότερη από 1500V, συνθήκες στις οποίες επιτυγχάνεται μεγαλύτερη απόδοση ανά μονάδα όγκου (<http://www01.nmdb.eu/>).

## II. Επιβραδυντής

Αν τα εισερχόμενα νετρόνια είναι πολύ γρήγορα θα έχουν μικρή πιθανότητα να αντιδράσουν με το αέριο του μετρητή και να ανιχνευτούν. Για να αυξηθεί η πιθανότητα ανίχνευσης πρέπει να επιβραδυνθούν. Ο ρόλος του επιβραδυντή είναι να μειώσει τις ενέργειες των νετρονίων μέχρι να αποκτήσουν τιμές κοντά στις θερμικές 0.025 eV. Αυτό επιτυγχάνεται με την σύγκρουση των νετρονίων με άλλους πυρήνες. Ως επιβραδυντές χρησιμοποιούνται συνήθως υλικά με χαμηλό ατομικό αριθμό  $A$  που είναι συνήθως υλικά που περιέχουν υδρογόνο όπως η παραφίνη για τους IGY μετρητές νετρονίων και το νερό και το πολυαιθυλένιο για τους NM64 (<http://www01.nmdb.eu/>).

### III. Παραγωγός σωματίων - μόλυβδος

Όταν υπο-ατομικά σωματάρια (όπως πρωτόνια και νετρόνια) συγκρούονται ή αλληλοεπιδρούν με τον πυρήνα ενός ατόμου, π.χ. μόλυβδου, τότε λαμβάνει χώρα το φαινόμενο του βομβαρδισμού (spallation). Ο πυρήνας του ατόμου εκπέμπει διάφορα δευτερογενή σωματάρια ανάμεσα στα οποία και πολλά νετρόνια. Η διαδικασία εκπομπής των νετρονίων πραγματοποιείται σε δύο διαδοχικά στάδια: (α) κατά τη σύγκρουση νουκλεονίου-νουκλεονίου μεταξύ των πρωτογενών σωματίων και των νουκλεονίων των πυρήνων-στόχων (target nuclei) και (β) κατά την αποδιέγερση των θυγατρικών διεγερμένων πυρήνων.

Στην περίπτωση ενός μετρητή IGY ο παραγωγός σωματίων αποτελείται από κατακόρυφα τούβλα μόλυβδου. Στην περίπτωση ενός μετρητή NM64 μολύβδινοι σωλήνες περιβάλλουν τον μετρητή, ενώ μολύβι υπάρχει και μεταξύ των διαφορετικών μετρητών. Επιλέχθηκε το υλικό αυτό διότι έχει μεγάλο μαζικό αριθμό  $A$  και δίνει πολλούς πυρήνες-στόχους για την παραγωγή πολλών νουκλεονίων εξάτμισης. Ο ρυθμός παραγωγής των σωματίων είναι  $\sim A^{0.7}$  για νουκλεόνια αρχικής ενέργειας 100-700 MeV και ελαττώνεται για μεγαλύτερες ενέργειες (Clem and Dorman, 2000). Επίσης η ενεργός διατομή απορρόφησης του μολύβδου για θερμικά νετρόνια είναι σχετικά μικρή.

Ο μέσος αριθμός νετρονίων που παράγονται ταυτόχρονα από το βομβαρδισμό ενός πυρήνα-στόχου από ένα νετρόνιο ονομάζεται πολλαπλότητα  $\nu$  (multiplicity). Η πολλαπλότητα  $\nu$  ακολουθεί νόμο δύναμης ως προς την ενέργεια του αρχικού νετρονίου σύμφωνα με τη σχέση (4.5) (Bieber et al., 2001) :

$$\nu = 25E^{0.4} (GeV) \quad (4.5)$$

### IV. Ανακλαστήρας

Ο παραγωγός σωματίων περικλείεται από έναν ανακλαστήρα ο οποίος απορροφά και ανακλά τα ανεπιθύμητα νετρόνια χαμηλής ενέργειας του

περιβάλλοντος (εκτός μετρητή νετρονίων) προκειμένου ο μετρητής νετρονίων να προστατεύεται από το περιβάλλον του και να μην επηρεάζεται ο ρυθμός καταμέτρησης του. Ακόμη ο ανακλαστήρας επιβραδύνει και ανακλά τα νετρόνια ‘εξάτμισης’ που παράγονται από τον μόλυβδο μέσα στους μετρητές. Ο ανακλαστήρας έχει σχήμα ορθογωνίου κουτιού, το οποίο περικλείει τα υπόλοιπα μέρη του μετρητή. Στους μετρητές NM64 χρησιμοποιείται ως υλικό του ανακλαστήρα το πολυαιθυλένιο ενώ στους IGY η παραφίνη (<http://www01.nmdb.eu/>).

### 3.3 Μετρητής Νετρονίων της Αθήνας

Ο σταθμός κοσμικής ακτινοβολίας του Πανεπιστημίου της Αθήνας (<http://cosray.phys.uoa.gr/>) μπήκε σε λειτουργία το Νοέμβριο του 2000 μετά από πολλά χρόνια διακοπής. Ο νέος σταθμός (6-NM64) εγκαταστάθηκε στην Πανεπιστημιούπολη της Αθήνας και επεκτάθηκε σε έξι κανάλια και η λειτουργία του βασίζεται στην πιο σύγχρονη τεχνολογία χάρις στις συντονισμένες προσπάθειες των ομάδων κοσμικής ακτινοβολίας του Τομέα Πυρηνικής Φυσικής και Στοιχειωδών Σωματιδίων του Τμήματος Φυσικής του Πανεπιστημίου της Αθήνας (Επιστημονική Υπεύθυνη καθ. Ε. Μαυρομιχαλάκη) και του Ιστιντούτου Γήινου Μαγνητισμού, Ιονόσφαιρας και Ραδιοκυμάτων της Ρωσικής Ακαδημίας Επιστημών (Drs V. Yanke, A. Belov, E. Eroshenko).



**Σχήμα 3.3 :** Ο Σταθμός Κοσμικής Ακτινοβολίας του Πανεπιστημίου Αθηνών (αριστερά) και η ανιχνευτική διάταξη (δεξιά).





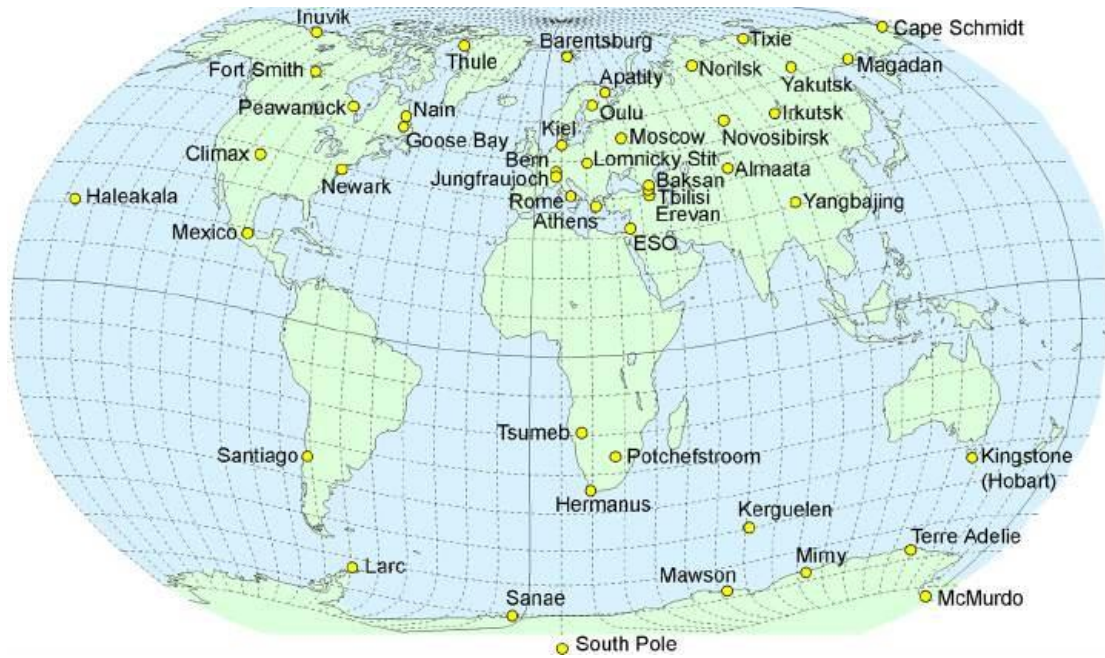
**Σχήμα 3.4:** Εξέλιξη των ‘real-time’ Μετρητών Νετρονίων. Ο σταθμός της Αθήνας είναι από τους πρώτους σταθμούς παγκοσμίως.

Η παρουσίαση των δεδομένων σε ‘πραγματικό χρόνο’ και η ταυτόχρονη επεξεργασία δίνει την ευκαιρία για:

- Έλεγχο της ποιότητας των δεδομένων
- Κατευθείαν σύγκριση με άλλους σταθμούς κοσμικής ακτινοβολίας
- Έλεγχο και διόρθωση των μεταβολών των οργάνων
- Διόρθωση για μετεωρολογικούς παράγοντες
- Αυτόματο έλεγχο όλων των καναλιών

### 3.4 Παγκόσμιο Δίκτυο Μετρητών Νετρονίων

Η χρήση των μετρητών νετρονίων είναι ιδιαίτερα διαδεδομένη σε παγκόσμιο επίπεδο λόγω της μεγάλης σταθερότητας των μετρήσεων τους και της μεγάλης διάρκειας ζωής τους σε συνδυασμό με την μικρή συντήρηση που απαιτούν. Στην επιστημονική κοινότητα ιδιαίτερα χρήσιμη είναι η συνδυαστική μελέτη των δεδομένων των μετρητών από διαφορετικά πλάτη της Γης και με διαφορετικό κατώφλι μαγνητικής δυσκαμψίας για να μελετηθούν διάφορα θέματα όπως η ανισοτροπίες της κοσμικής ακτινοβολίας και η ενεργειακή κατανομή των σωματιδίων (Mc Donald, 2000; Simpson, 2000). Μετρητές με μεγάλο κατακόρυφο κατώφλι δυσκαμψίας, όπως ο μετρητής νετρονίων του Πανεπιστημίου Αθηνών, είναι λίγοι και πολύ χρήσιμοι για τη μελέτη του Διαστημικού Καιρού. Για τους λόγους αυτούς ένα μεγάλο πλήθος σταθμών έχει τοποθετηθεί σε διάφορα σημεία της Γης δημιουργώντας ‘Το Παγκόσμιο Δίκτυο Μετρητών Νετρονίων’ που απαρτίζεται από περίπου 60 σταθμούς (σχήμα 3.8).



Σχήμα 3.8: Παγκόσμιο δίκτυο μετρητών νετρονίων (<http://www01.nmdb.eu/>).

Το 2003 λειτούργησε στο σταθμό του Πανεπιστημίου της Αθήνας για πρώτη φορά ένα σύστημα συλλογής και επεξεργασίας των μετρήσεων κοσμικής ακτινοβολίας σε "πραγματικό χρόνο" από Μετρητές Νετρονίων που βρίσκονται σε διάφορα σημεία της Γης. Τα προγράμματα αυτά έχουν τη δυνατότητα συλλογής δεδομένων σε σχεσιακές βάσεις με περιοδικότητα μικρότερη από ένα λεπτό, από οποιοδήποτε σταθμό κοσμικής ακτινοβολίας συνδεδεμένο με το Διαδίκτυο (Μαυρομιχαλάκη, 2009).

Πολύ σημαντικό είναι ότι τα τελευταία χρόνια λόγω της εξέλιξης των υπολογιστικών συστημάτων, των δικτύων και των βάσεων δεδομένων σε συνδυασμό με τη βούληση των περισσότερων σταθμών για συνεργασία όσον αφορά την ανακοίνωση των δεδομένων τους να δημιουργηθεί μία Υψηλής Ανάλυσης Βάση Μετρητών Νετρονίων σε πραγματικό χρόνο, High Resolution Real Time Neutron Monitor Database – NMDB (<http://www01.nmdb.eu/>). Η βάση πραγματοποιήθηκε στα πλαίσια του FP7 προγράμματος της Ευρωπαϊκής Ένωσης αρχικά λειτούργησε σε Ευρωπαϊκό επίπεδο με την πρωτοβουλία σταθμών που διαθέτουν μεγάλη εμπειρία σε θέματα κοσμικής ακτινοβολίας μεταξύ των οποίων και της Αθήνας και στη συνέχεια αναγνωρίστηκε σημαντική η συνεργασία και με σταθμούς σε παγκόσμιο επίπεδο (Μαυρομιχαλάκη et al., 2011). Η

δημιουργία αυτής της βάσης παρέχει τη δυνατότητα να εκτελεστούν πολλές επιστημονικές εφαρμογές ιδιαίτερης σημασίας όπως είναι η εφαρμογή ALERT όταν επικίνδυνα ηλιακά κοσμικά σωματίδια κατευθύνονται προς τη Γη και δημιουργούν επίγειες επαυξήσεις κοσμικής ακτινοβολίας (GLEs), όπως καταγράφονται από τους μετρητές νετρονίων. Στο σχήμα 3.9 δίδεται η ιστοσελίδα του NMDB για την ηλεκτρονική αναζήτηση των δεδομένων κοσμικής ακτινοβολίας από διάφορους σταθμούς (<http://www01.nmdb.eu/nest/>).

The screenshot shows the NMDB NEST website interface. At the top, there is a message: "THIS IS THE NEW VERSION OF NEST (PHP7 VERSION) CAUTION: THE OLD ONE DOES NOT DISPLAY ALL STATIONS ANYMORE ! PLEASE USE THIS NEW VERSION AND REPORT ANY BUG WITH THE CONTACT EMAIL BELOW". Below this, there is a "3 ways 2 use NEST" section with a "Quick Plots" button and options for "Last Data", "GLE 72", and "GLE 71". A "Stations" section is visible, listing various station codes (AATA, BKSJ, DOMC, etc.) with checkboxes. A right-hand sidebar contains various plot options like "Overplot main", "Proton / Kp plots", and "Event Options". The browser's address bar shows "www01.nmdb.eu/nest/".

**Σχήμα 3.9:** Η ιστοσελίδα του NMDB για την ηλεκτρονική αναζήτηση των δεδομένων κοσμικής ακτινοβολίας από διάφορους σταθμούς (<http://www01.nmdb.eu/nest/>).

Στην παρούσα διδακτορική διατριβή χρησιμοποιήθηκαν δεδομένα από την Υψηλής Ανάλυσης Βάση Μετρητών Νετρονίων σε πραγματικό χρόνο-NMDB (<http://www01.nmdb.eu/nest/>) για σταθμούς που είναι τοποθετημένοι σε μικρά, μεσαία και μεγάλα γεωγραφικά πλάτη για την μελέτη του ενεργειακού φάσματος κατά την διάρκεια μειώσεων Forbush (Κεφ. V).



## ΚΕΦΑΛΑΙΟ IV

### Μέθοδος Ανάλυσης και Συναρτήσεις Σύζευξης

Στο κεφάλαιο IV περιγράφεται η μέθοδος Wawrzynczak and Alania (2010) που χρησιμοποιείται στην παρούσα διδακτορική διατριβή για την μελέτη του ενεργειακού φάσματος της κοσμικής ακτινοβολίας κατά την διάρκεια μειώσεων Forbush. Αναλύεται ο τρόπος κανονικοποίησης των δεδομένων της επίγειας έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας καταγεγραμμένης από το παγκόσμιο δίκτυο των μετρητών νετρονίων (<http://www.nmdb.eu>) οι οποίοι απαιτούνται για την μελέτη του ενεργειακού φάσματος με την συγκεκριμένη μέθοδο. Τέλος περιγράφονται και αναλύονται οι συναρτήσεις σύζευξης που χρησιμοποιήθηκαν σε αυτή την εργασία.

#### 4.1 Τεχνική Alania and Wawrzynczak

Σκοπός της διδακτορικής διατριβής είναι η μελέτη του ενεργειακού φάσματος της κοσμικής ακτινοβολίας κατά την διάρκεια μειώσεων Forbush της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας με την χρήση της τεχνικής Wawrzynczak and Alania (2010) και Alania and Wawrzynczak (2012), που περιγράφεται κατωτέρω. Η συγκεκριμένη μέθοδος στηρίζεται στη σύζευξη της επίγειας κοσμικής ακτινοβολίας (δευτερογενής κοσμική ακτινοβολία) καταγεγραμμένης από τους μετρητές νετρονίων κατανεμημένους σε όλη τη Γη με την κοσμική ακτινοβολία που υπάρχει στην ηλιόσφαιρα (πρωτογενής κοσμική ακτινοβολία). Για να μελετηθεί αυτή η σύζευξη χρησιμοποιήθηκαν ημερήσιες και ωριαίες μετρήσεις της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας από πολικούς και μεσαίου πλάτους σταθμούς από την Ευρωπαϊκή Βάση δεδομένων μετρητών Νετρονίων ‘πραγματικού χρόνου’ (High resolution real time Neutron Monitor Database — NMDB; <http://www.nmdb.eu>).

Σύμφωνα με την συγκεκριμένη μέθοδο οι ημερήσιες αυτές τιμές της έντασης από το παγκόσμιο δίκτυο μετρητών νετρονίων κατά την διάρκεια των μειώσεων Forbush κανονικοποιούνται ακολουθώντας την εξίσωση 4.1 :

$$J_i^k = \frac{N_i^k - N_i^0}{N_i^0} \quad (4.1)$$

Όπου  $N_i^k$  είναι ο μέσος όρος της ημερήσιας επίγειας κοσμικής ακτινοβολίας για κ ημέρες ( $\kappa=1,2,3,\dots$ ) και  $i$  σταθμούς νετρονίων,  $N_i^0$  είναι ο μέσος όρος της επίγειας κοσμικής ακτινοβολίας τρεις ημέρες πριν την μείωση Forbush και  $J_i^k$  είναι η κανονικοποιημένη ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας για κ ημέρες από  $i$  σταθμούς νετρονίων (δευτερογενής κοσμική ακτινοβολία). Με την χρήση της κανονικοποιημένης έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας κατά την διάρκεια μειώσεων Forbush από σταθμούς νετρονίων με διάφορες γεωγραφικές συντεταγμένες υπολογίζεται ο ενεργειακός εκθέτης  $\gamma$  με τη ακόλουθη διαδικασία.

Στην αρχή ο ενεργειακός εκθέτης (spectral index) θα προσδιοριστεί από τον νόμο δύναμης του ενεργειακού φάσματος που περιγράφεται από την εξίσωση 4.2 (Dorman, 2004) :

$$\frac{\delta D(R)}{D(R)} = \begin{cases} A \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-\gamma} & R \leq R_{\max} \\ 0 & R > R_{\max} \end{cases} \quad (4.2)$$

όπου  $R_0=10$  GV στην συγκεκριμένη μέθοδο (Yasue et al., 1982; Fujimoto et al., 1984) και  $R_{\max}$  είναι το ανώτερο όριο της μαγνητικής δυσκαμψίας στο οποίο η ροή της γαλαξιακής κοσμικής ακτινοβολίας εξομαλύνεται και ισοδυναμεί με την τιμή των 200 GV.

Η κανονικοποιημένη ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας  $J_i^k$  η οποία εξαρτάται από την μαγνητική δυσκαμψία  $R_i$  του κάθε σταθμού νετρονίων και του ατμοσφαιρικού του βάθους  $h_i$  προσδιορίζεται από την εξίσωση 4.3 (Dorman, 1963):



$$J_i^k = \int_{R_i}^{R_{\max}} \left( \frac{\delta D(R)}{D(R)} \right)_k W_i(R, h_i) dR \quad (4.3)$$

όπου  $(\delta D(R)/D(R))_k$  είναι το ενεργειακό φάσμα της μείωσης Forbush για  $k$  ημέρες και  $W_i(R, h_i)$  είναι η συνάρτηση σύζευξης της γαλαξιακής κοσμικής ακτινοβολίας για  $i$  μετρητές νετρονίων.

Χρησιμοποιώντας τον εκθετικό νόμο του φάσματος δυσκαμψίας της εξίσωσης 4.2,  $\frac{\delta D(R)}{D(R)} = A \left( \frac{R}{R_0} \right)^{-\gamma}$  και αντικαθιστώντας στην εξίσωση 4.3, προκύπτει η παρακάτω εξίσωση 4.4 :

$$J_i^k = A_i^k \int_{R_i}^{R_{\max}} \left( \frac{R}{R_0} \right)^{-\gamma^k} w_i(R, h_i) dR \quad (4.4)$$

όπου  $A_i^k$  είναι η ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας (primary cosmic rays) στην ηλιόσφαιρα-free space, ανεξάρτητη από την μαγνητική δυσκαμψία των επιλεγμένων σταθμών νετρονίων. Το  $A_i^k$  δίνεται από την εξίσωση 4.5 :

$$A_i^k = J_i^k / \int_{R_i}^{R_{\max}} \left( \frac{R}{R_0} \right)^{-\gamma^k} w_i(R, h_i) dR \quad (4.5)$$

Το ολοκλήρωμα  $B(i, \gamma, R_{\max}) = \int_{R_i}^{R_{\max}} \left( \frac{R}{R_0} \right)^{-\gamma^k} w_i(R, h_i) dR$  της εξίσωσης (4.5) υπολογίζεται με την βοήθεια προγράμματος της Matlab για διάφορες τιμές του  $\gamma$  που ορίζονται από 0.5 έως 2 με βήμα 0.01, δηλαδή συνολικά 151 τιμές. Από αυτές τις τιμές του  $\gamma$  προκύπτουν οι αντίστοιχες τιμές του  $B(i, \gamma, R_{\max})$  και στη συνέχεια του  $A_i^k$  για  $i$  μετρητές νετρονίων. Η πιο αξιόπιστη τιμή του  $\gamma$  από τις 151 τιμές του για κάθε ημέρα αντιστοιχεί σε εκείνη που η υπολογισμένη πρωτογενής κοσμική ακτινοβολία  $A_i^k$  είναι σχεδόν η ίδια για όλους τους σταθμούς νετρονίων. Το  $A_i^k$  θα πρέπει να είναι σχεδόν το ίδιο για όλους τους σταθμούς νετρονίων καθώς το ανώτερο όριο της μαγνητικής δυσκαμψίας έχει οριστεί παραπάνω από  $R_{\max}=200\text{GV}$  και αντιστοιχεί στην ηλιόσφαιρα εκεί που η κοσμική ακτινοβολία εξομαλύνεται και δεν εξαρτάται από τα χαρακτηριστικά του κάθε σταθμού

νετρονίων, όπως είναι η μαγνητική δυσκαμψία  $R_i$ . Για να πετύχουμε τη παραπάνω συνθήκη προκειμένου να υπολογιστεί το πιο αξιόπιστο  $\gamma_0^k$  ορίζουμε τους παρακάτω όρους και υπολογισμούς με την βοήθεια του προγράμματος της Matlab.

Η τυπική απόκλιση  $\sigma_\gamma^k$  για τις 151 τιμές του  $\gamma$  υπολογίζεται από την εξίσωση 4.6:

$$\sigma_\gamma^k = \sqrt{\sum_{i=1}^n (A_i^k - \overline{A^k})^2 / (n-1)} \quad (4.6)$$

όπου  $\Delta A_i^k = A_i^k - \overline{A^k}$  είναι η σειρά των διαφορών της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας στην ηλιόσφαιρα  $A_i^k$  για  $i$  ανιχνευτές νετρονίων από την μέση τιμή όλων των ανιχνευτών για κάθε ημέρα ξεχωριστά και  $\overline{A^k} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n A_i^k$ , όπου  $n$  είναι ο αριθμός των επιλεγμένων ανιχνευτών νετρονίων. Σύμφωνα με την παραπάνω απαίτηση μια αποδεκτή τιμή  $\gamma_0^k$  πρέπει να αντιστοιχεί σε τιμές που το  $A_i^k$  να είναι σχεδόν το ίδιο σε όλους τους σταθμούς νετρονίων, δηλαδή η τυπική απόκλιση  $\sigma_\gamma^k$  από τις διαφορές  $\Delta A_i^k = A_i^k - \overline{A^k}$  θα πρέπει να είναι ελάχιστη. Λαμβάνοντας υπόψη αυτή την κατάσταση βρίσκουμε το  $\gamma_0^k$  αντιστοιχώντας αυτό στην ελάχιστη τιμή  $\sigma_{\gamma_0^k}$ .

Επισημαίνουμε ότι το  $\gamma_0^k$  έχει υπολογιστεί με επίπεδο αξιοπιστίας  $\sim 68$  % και για να έχουμε ένα μεγαλύτερο επίπεδο αξιοπιστίας  $\sim 95$  % υπολογίζουμε (μέσω της δεύτερης τυπικής απόκλισης  $2\sigma_\gamma^k$ ) το σφάλμα του  $\Delta\gamma$  σε κάθε τιμή του υπολογισμένου ενεργειακού εκθέτη. Σε κάθε τιμή του  $\gamma_0^k$  υπάρχει η τιμή του ενεργειακού εκθέτη για την προηγούμενη ημέρα  $\gamma_0^{k-1}$  και την επόμενη ημέρα  $\gamma_0^{k+1}$ . Υπολογίζοντας τις διαφορές  $\Delta\gamma_{k-1} = \gamma_0^{k-1} - \gamma_0^k$  και  $\Delta\gamma_{k+1} = \gamma_0^{k+1} - \gamma_0^k$  βρίσκουμε το σφάλμα του κάθε ενεργειακού εκθέτη  $\Delta\gamma = \sqrt{\Delta\gamma_{k-1}^2 + \Delta\gamma_{k+1}^2}$ . Η παραπάνω τεχνική ανάλυσης κατά Wawrzynczak and Alania (2010) and Alania and Wawrzynczak (2012) εφαρμόζεται στο κεφάλαιο V σε διάφορες μειώσεις Forbush της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας με την χρήση τριών διαφορετικών συναρτήσεων σύζευξης.

## 4.2 Συναρτήσεις σύζευξης

### 4.2.1 Ορισμός συναρτήσεων σύζευξης

Η ατμόσφαιρα της Γης συνεχώς βομβαρδίζεται από ενεργητικά σωματίδια – κοσμικές ακτίνες (CRs), οι οποίες αποτελούνται από πυρήνες διαφόρων στοιχείων κυρίως πρωτόνια και σωματίδια-α. Όσον αφορά τις χαμηλότερες ενέργειες του ενεργειακού φάσματος της γαλαξιακής κοσμικής ακτινοβολίας (GCR) (κάτω από αρκετές δεκάδες GeV/πυρήνα) διαμορφώνεται από τον ηλιακό άνεμο και το ηλιοσφαιρικό μαγνητικό πεδίο που είναι άμεσα συνδεδεμένα με την ηλιακή δραστηριότητα (Potgieter, 1998). Το βασικό όργανο για να μελετήσουμε την κοσμική ακτινοβολία είναι το παγκόσμιο δίκτυο μετρητών νετρονίων (Shea and Smart, 2000; Moraal et al., 2000). Οι μετρητές νετρονίων (Simpson, 1958) είναι επίγειοι ανιχνευτές που παρέχουν συνεχή καταγραφή της δευτερογενούς κοσμικής ακτινοβολίας που σχετίζεται με την αδρονική συνιστώσα της ατμόσφαιρας (Hatton, 1971), η οποία προέρχεται από πρωτογενείς πυρήνες υψηλής ενέργειας που εισέρχονται στην ατμόσφαιρα της Γης από το διάστημα. Ο σκοπός των μετρητών νετρονίων είναι να καταγράψουν τις διακυμάνσεις της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας και κατά επέκταση να προσδιοριστεί το ενεργειακό φάσμα των κοσμικών ακτινών. Οι μετρητές νετρονίων όπως έχει αναφερθεί, καταγράφουν την δευτερογενή κοσμική ακτινοβολία που προκύπτει από αλυσιδωτές αντιδράσεις σωματιδίων που συγκρούονται με τα μόρια της ατμόσφαιρας. Μια σημαντική έρευνα αποτελεί η αναδιαμόρφωση της δευτερογενούς κοσμικής ακτινοβολίας με ολοκλήρωση ως προς την ενέργεια για να υπολογιστεί η πρωτογενής κοσμική ακτινοβολία.

Η διαδικασία αυτή της σύνδεσης της έντασης της δευτερογενούς κοσμικής ακτινοβολίας που καταγράφεται από τους επίγειους μετρητές νετρονίων με την πρωτογενή κοσμική ακτινοβολία γίνεται με τις συναρτήσεις σύζευξης (coupling function) και απαιτεί υψηλή αριθμητική προσομοίωση του ατμοσφαιρικού καταγισμού των ενεργητικών σωματιδίων της κοσμικής ακτινοβολίας (Clem and Dorman, 2000). Η ιδέα των συναρτήσεων σύζευξης ξεκίνησε αμέσως μετά την λειτουργία των σταθμών νετρονίων και αναπτύχθηκε σε αρκετές εργασίες, όπως του Dorman (1957).

Για να γίνει μία σύνδεση του ρυθμού καταγραφής των σωματιδίων από τους επίγειους σταθμούς νετρονίων με την πρωτογενή ροή απαιτείται πλήρης γνώση: της απόδοσης ανίχνευσης σωματιδίων από τους μετρητές νετρονίων, της μεταφοράς σωματιδίων στην ατμόσφαιρα μέσω ατμοσφαιρικού καταιγισμού, της σύνθεσης της πρωτογενούς ροής, του ενεργειακού φάσματος, των ατμοσφαιρικών συνθηκών και της μεταβολής της δευτερογενούς ροής στα διάφορα γεωγραφικά πλάτη λόγω του διαφορετικού κατώφλιου μαγνητικής δυσκαμψίας  $R_C$  σε σχέση με αυτά. Ενδεικτικά από έρευνα που είχε γίνει σε διάφορες γεωγραφικές συντεταγμένες προκύπτει μια απλοποιημένη μαθηματική περιγραφή που περιλαμβάνει τις παραπάνω παραμέτρους και παρουσιάζεται στην εξίσωση 4.7 :

$$N(R_C, z, t) = \int_{R_C}^{\infty} \sum_i (S_i(R, z) j_i(R, t)) dR = \int_{R_C}^{\infty} W_T(R, z, t) dR \quad (4.7)$$

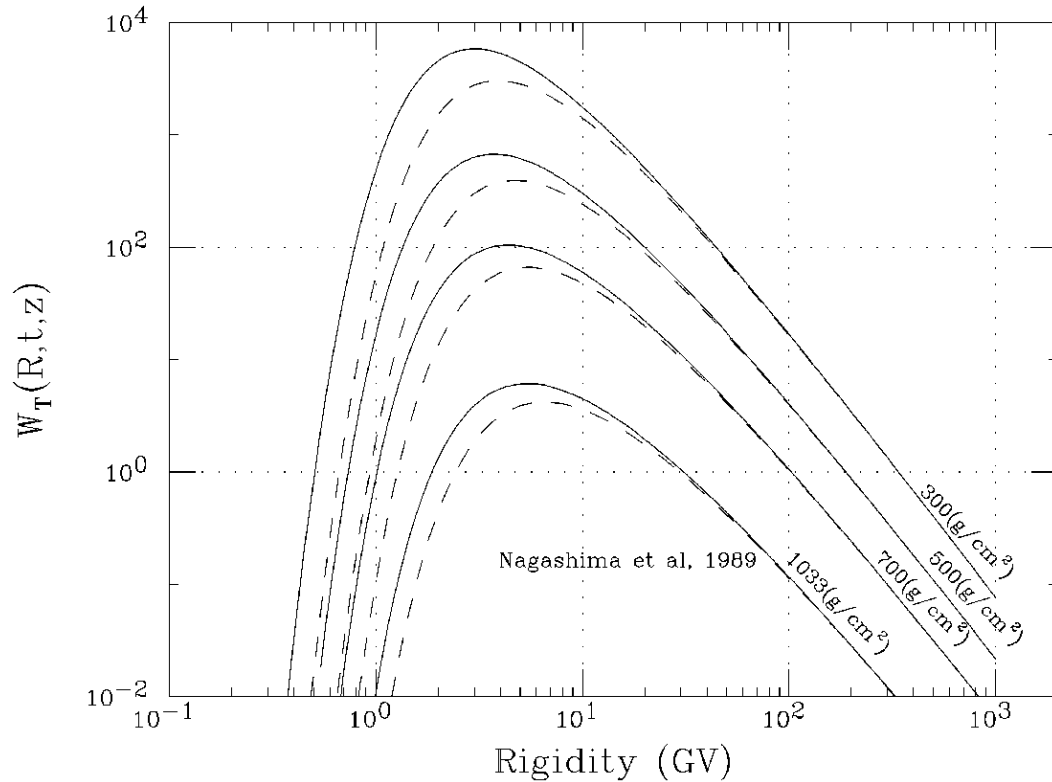
όπου  $N(R_C, z, t)$  είναι ο ρυθμός καταγραφής των σωματιδίων από τους επίγειους σταθμούς νετρονίων,  $R_C$  το κατώφλι μαγνητικής δυσκαμψίας,  $z$  είναι το ατμοσφαιρικό βάθος και  $t$  ο αντίστοιχος χρόνος. Ο όρος  $S_i(R, z)$  αναπαριστά την συνάρτηση yield των σταθμών νετρονίων για πρωτογενή σωματάρια τύπου  $i$  και ο όρος  $j_i(R, t)$  αναπαριστά την πρωτογενή ακτινοβολία του φάσματος δυσκαμψίας σε χρόνο  $t$ . Είναι σημαντικό να σημειωθεί ότι το κατώφλι μαγνητικής δυσκαμψίας  $R_C$  και ο όρος  $S_i(R, z)$  εξαρτώνται και τα δύο από την κατεύθυνση της άφιξης των πρωτογενών σωματιδίων. Για τον προσδιορισμό του πρωτογενούς ενεργειακού φάσματος το κατώτερο όριο στο κατώφλι μαγνητικής δυσκαμψίας ορίζεται θεωρώντας κατακόρυφη την διάδοση των σωματιδίων, αν και υπάρχουν τεκμηριωμένες περιπτώσεις που έχουμε συνεισφορά των σωματιδίων στο φάσμα από μη κατακόρυφες διευθύνσεις (πλευρική συνεισφορά) και αυτό είναι υπεύθυνο για τις ανωμαλίες που παρουσιάζονται στις έρευνες του γεωγραφικού πλάτους (Clem et al., 1997; Stoker et al., 1997). Η συνάρτηση σύζευξης  $W_T(R, z, t)$  της εξίσωσης 4.7 προκύπτει από το άθροισμα των όρων  $S_i(R, z)$  και  $j_i(R, t)$  και έχει μέγιστη τιμή στην ενεργειακή περιοχή 4-7 GV στο επίπεδο της θαλάσσης. Αξίζει να σημειωθεί ότι η συνάρτηση σύζευξης  $W_T(R, z, t)$  εξαρτάται από την ηλιακή δραστηριότητα (ηλιακό ελάχιστο ή ηλιακό μέγιστο) κατά τον χρόνο  $t$ . Επίσης ο όρος  $N(R_C, z, t)$  αναφέρθηκε ότι

εξαρτάται από το κατώφλι μαγνητικής δυσκαμψίας του κάθε σταθμού, συγκεκριμένα όσο απομακρυνόμαστε από τους σταθμούς νετρονίων μεσαίου πλάτους και κατευθυνόμαστε προς τους πολικούς, το κατώφλι μαγνητικής δυσκαμψίας  $R_C$  μειώνεται και η ροή της δευτερογενούς κοσμικής ακτινοβολίας αυξάνεται (Usoskin, 2008). Τέλος ο όρος  $j_i(\mathbf{R}, t)$  της πρωτογενούς ροής κατά τον χρόνο  $t$  εξαρτάται από τον 22- ετή ηλιακό κύκλο (Fisk et al., 1969; Garcia-Munoz et al., 1986) και από αιφνίδια γεγονότα, όπως είναι οι μειώσεις Forbush και τα ηλιακά ενεργητικά σωματίδια.

#### 4.2.2 Μέθοδοι προσδιορισμού συναρτήσεων σύζευξης

Οι μέθοδοι που έχουν διατυπωθεί για τον προσδιορισμό των συναρτήσεων σύζευξης (coupling function – yield function) των μετρητών νετρονίων μπορούν να διαχωριστούν σε τρεις διαφορετικές κατηγορίες (Clem and Dorman, 2000) :

**A) Μέθοδος παραμετροποίησης συναρτήσεων γεωγραφικού πλάτους.** Οι συναρτήσεις σύζευξης  $W_T(\mathbf{R}, z, t)$  που προσδιορίστηκαν με την μέθοδο της παραμετροποίησης υπολογίστηκαν με την χρήση και προσαρμογή πειραματικών δεδομένων που μετρήθηκαν από μετρητή νετρονίων κατά την διάρκεια μιας έρευνας γεωγραφικού πλάτους – latitude survey (Raubenheimer et al., 1981). Η πρώτη εργασία για τον προσδιορισμό της συνάρτησης σύζευξης με την μέθοδο της παραμετροποίησης ήταν των Lockwood et al. (1974). Αργότερα μια γεωγραφική έρευνα εκτεταμένης ανάλυσης για τις συναρτήσεις σύζευξης είναι των Nagahsima et al. (1989), όπου συνδυάστηκε η συνάρτηση διαμόρφωσης, το γαλαξιακό φάσμα, η μεταφορά σωματιδίων στην ατμόσφαιρα και η αποτελεσματικότητα ανίχνευσης σωματιδίων μέσω διαφορετικών παραμετροποιήσεων των όρων στηριζόμενοι στις θεωρίες και τις παρατηρήσεις της διαδικασίας. Αυτή η ανάλυση επιτρέπει την απομόνωση κάθε όρου (αγνοώντας τα αποτελέσματα συσχέτισης) και δίνει τη δυνατότητα επαλήθευσης και σύγκρισης με άλλες παρατηρήσεις και υπολογισμούς. Στο σχήμα 4.1 αναπαρίσταται η συνάρτηση σύζευξης σε διάφορα ατμοσφαιρικά βάρη κατά τη διάρκεια του ηλιακού ελαχίστου (συμπαγείς γραμμές) και του μεγίστου (διακεκομμένες γραμμές), όπως δίνονται από τους Nagashima et al. (1989).



**Σχήμα 4.1:** Η συνάρτηση σύζευξης σε διάφορα ατμοσφαιρικά βάρη κατά τη διάρκεια του ηλιακού ελαχίστου (συμπαγείς γραμμές) και του ηλιακού μεγίστου (διακεκομμένες γραμμές), όπως δίνονται από τους Nagashima et al. (1989).

Η ανάλυση από την αναπαραγωγή παρατηρήσεων ως προς το γεωγραφικό πλάτος ήταν αρκετά επιτυχής, ωστόσο το παραγόμενο γαλαξιακό φάσμα είναι κάπως πιο επίπεδο από αυτό που λαμβάνεται από μετρήσεις μπαλονιών στην ατμόσφαιρα και από όργανα στο διαστημικό περιβάλλον. Οι περισσότερες έρευνες για πειραματικές μετρήσεις από μετρητές νετρονίων σε διάφορα γεωγραφικά πλάτη όσον αφορά το υψόμετρο, έχουν γίνει σε επίπεδο θάλασσας και σε ύψος 30000 ft (Nagahsima et al. 1989).

## **B) Μέθοδος Θεωρητικού υπολογισμού**

Η μέθοδος υπολογισμού της συνάρτησης σύζευξης  $W_T(R, z, t)$  δεν είναι αναγκαίο να προσδιοριστεί με στοιχεία παρατήρησης, αλλά να μπορεί να βασιστεί στη ποσοτικοποίηση των θεμελιωδών φυσικών μηχανισμών που επηρεάζουν τη μεταφορά της ακτινοβολίας μέσω της ατμόσφαιρας. Αυτή η μέθοδος είναι εμφανές ότι είναι πιο σύνθετη και απαιτείται ακριβής προσδιορισμός των διαφόρων παραμέτρων, όπως των ενεργειακών απωλειών, των κινηματικών αλληλεπιδράσεων, των πολλαπλών σκεδάσεων Coulomb, του ατμοσφαιρικού καταιγισμού, του προφίλ της ατμοσφαιρικής πυκνότητας και πολλών άλλων. Παρόλο που οι διάφοροι παράμετροι βασίζονται σε θεμελιώδεις φυσικούς μηχανισμούς και σε αυτή την μέθοδο λόγω φυσικών διακυμάνσεων και συσχετίσεων και στο γεγονός της ύπαρξης μη σωστών εφαρμογών των εξισώσεων μεταφοράς, έχουμε συστηματικά σφάλματα.

Οι Dorman και Yanke (1981) ανέπτυξαν μια μέθοδο υπολογισμού του ατμοσφαιρικού καταρράκτη των αλυσιδωτών αντιδράσεων σωματιδίων για τον προσδιορισμό της συνάρτησης σύζευξης για μετρητές νετρονίων που βρίσκονται σε μεγάλα υψόμετρα από το επίπεδο της θάλασσας. Αγνοώντας τα αποτελέσματα σκέδασης και την παραγωγή πιονίων και μιονίων κατασκεύασαν εξισώσεις μεταφοράς της διαφορικής σωματιδιακής πολλαπλότητας και προσδιόρισαν μία λύση διαμέσου της μεθόδου των επιτυχών παραγωγών (successive generations). Η λύση αυτή χρησιμοποιήθηκε αργότερα για να προσδιοριστούν οι συναρτήσεις απόδοσης και απόκρισης των ανιχνευτών. Τα αποτελέσματα των Dorman και Yanke (1981) έχουν χρησιμοποιηθεί από τις συναρτήσεις σύζευξης Clem and Dorman (2000) και Belon and Struminsky (1997) που αναλύονται στην ενότητα 4.3.

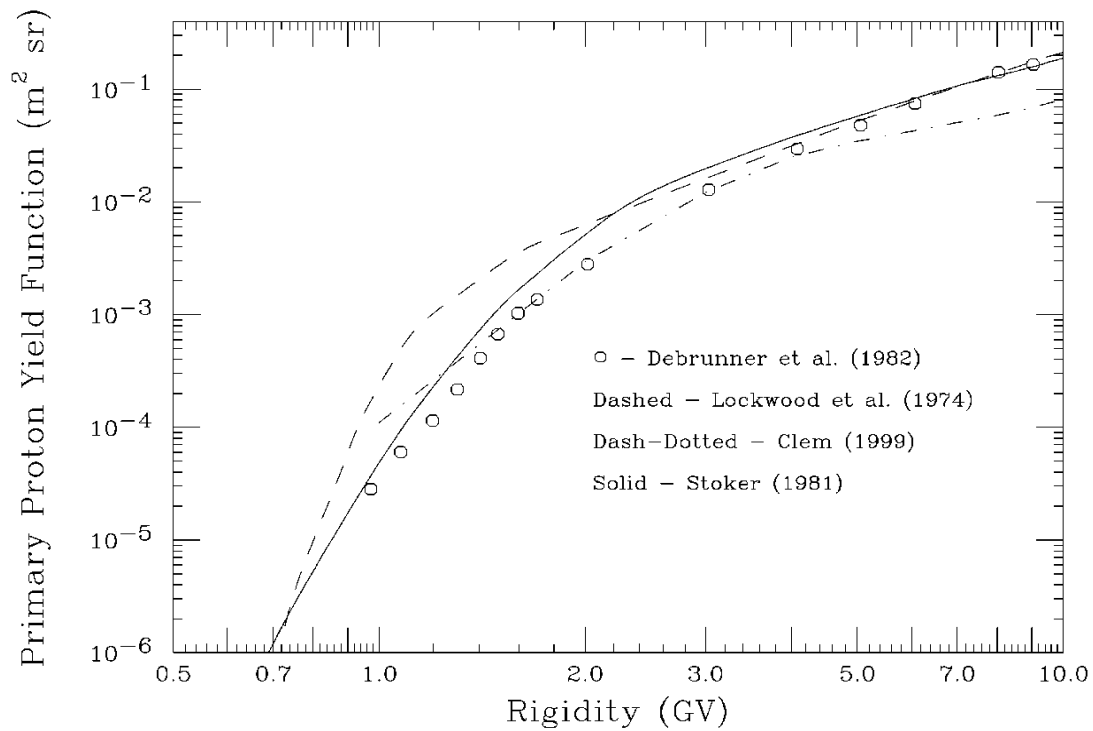
## **Γ) Μέθοδος με προσομοίωση Monte Carlo**

Η μελέτη της διάδοσης της κοσμικής ακτινοβολίας μέσα στην ατμόσφαιρα της Γης μέχρι τους επίγειους ανιχνευτές νετρονίων χρησιμοποιεί θεμελιώδη γνώση της φυσικής υψηλών ενεργειών, της πυρηνικής φυσικής και της γεωφυσικής. Η μέθοδος προσομοίωσης Monte Carlo για τον προσδιορισμό της συνάρτησης σύζευξης μπορεί να εφαρμοστεί μόνο εάν είναι γνωστή η διαδικασία και οι μηχανισμοί διάδοσης των σωματιδίων

μέσα στην ατμόσφαιρα. Στη μέθοδο αυτή, η διάδοση των σωματιδίων στην ατμόσφαιρα προσομοιώνεται ως ακολουθία πτήσεων κατά μήκος μιας τροχιάς. Η μέθοδος Monte Carlo, όπως και η μέθοδος θεωρητικού υπολογισμού δεν βασίζονται αναγκαστικά σε δεδομένα παρατήρησης και απαιτούν πολύ ακριβή δεδομένα εισόδου για τις βασικές ποσότητες διάδοσης στην ατμόσφαιρα. Η βασική διαφορά είναι ότι η μέθοδος Monte Carlo προσπαθεί να προσομοιώνει όλους τους φυσικούς μηχανισμούς του ατμοσφαιρικού καταγισμού και το ιστορικό του ατμοσφαιρικού καταρράκτη κάθε σωματιδίου σε κάθε χρονική ακολουθία. Στη συνέχεια τα καταγεγραμμένα δεδομένα μπορούν να χρησιμοποιηθούν για τον προσδιορισμό των διακυμάνσεων του ενεργειακού φάσματος που έχει σημειωθεί από τα διαφορετικά σωματίδια. Έχουν γίνει αρκετές εργασίες για τον υπολογισμό των συναρτήσεων σύζευξης, όπως: i) μία προσπάθεια αναλύθηκε στην εργασία των Debrunner et al. (1982) που ανέπτυξαν Monte – Carlo προσομοίωση για τον ατμοσφαιρικό καταγισμό, ii) στην εργασία Clem and Dorman (2000), όπου αναπτύχθηκε μια συνάρτηση που χρησιμοποιεί το πακέτο προσομοίωσης Fluka Monte-Carlo για τους υπολογισμούς της, iii) το πακέτο προσομοίωσης Geant-4 Monte Carlo χρησιμοποιήθηκε σε δύο εργασίες των Matthiä et al. (2009) και των Flückiger et al. (2008), iv) η πιο πρόσφατη συνάρτηση σύζευξης αναλύεται από την εργασία των Mishev et al. (2013) που χρησιμοποιεί το Geant-4 PLANETOCOSMICS Monte-Carlo πακέτο και ένα ατμοσφαιρικό μοντέλο. Εξαιτίας των διαφορετικών πακέτων προσομοιώσεων Monte Carlo και των ατμοσφαιρικών μοντέλων που χρησιμοποιούνται από τις διάφορες συναρτήσεις σύζευξης για τον υπολογισμό τους, τα αποτελέσματά τους παρουσιάζουν διαφορά της τάξεως 10-15%. Είναι αρκετά δύσκολο να προσδιοριστεί η καταλληλότερη συνάρτηση και καθεμία υπερτερεί κάπου αλλού σε σχέση με την άλλη (Heck, 2006; Bazilevskaya et al., 2008).

Στην εργασία των Clem and Dorman (2000) παρουσιάζεται η σύγκριση τεσσάρων διαφορετικών συναρτήσεων σύζευξης με τις παραπάνω μεθόδους (σχήμα 4.2). Συγκεκριμένα συγκρίνονται οι συναρτήσεις σύζευξης των Lockwood et al. (1974) και του Stoker (1981) όπου προσδιορίστηκαν με την μέθοδο της παραμετροποίησης από πειραματικές μετρήσεις, ενώ των Debrunner et al. (1982) και του Clem (1999) χρησιμοποίησαν προσομοίωση Monte Carlo για την περιγραφή του ατμοσφαιρικού καταγισμού.





**Σχήμα 4.2:** Σύγκριση διαφορετικών συναρτήσεων σύζευξης πρωτονίων για σταθμούς μετρητών νετρονίων (NM-64) σε επίπεδο θάλασσας (Clem and Dorman, 2000).

Στο σχήμα 4.2 παρατηρούμε ότι σε γενικές γραμμές τα αποτελέσματα των τεσσάρων συναρτήσεων συμφωνούν μεταξύ τους, αν και οι συναρτήσεις των Debrunner et al. (1982) και του Stoker (1981) φαίνεται να συγκλίνουν καλύτερα. Η συνάρτηση σύζευξης των Lockwood *et al.* (1974) αποκλίνει σημαντικά από τις υπόλοιπες στα 1-3 GV και αυτό θα μπορούσε να οφείλεται σε μια μη φυσική αναπαράσταση του πρωτογενούς φάσματος των πρωτονίων και των άλφα σωματιδίων που χρησιμοποιήθηκε για την εξαγωγή της yield function από τις παρατηρήσεις. Ενώ σε υψηλότερες δυσκαμψίες  $R_C$  τα αποτελέσματα του Clem (1999) αποκλίνουν από τις υπόλοιπες και είναι σημαντικά χαμηλότερα, η πηγή της απόκλισης δεν είναι σαφής και μπορεί να οφείλεται σε διαφυγόντες μηχανισμούς. Ως γενικό συμπέρασμα προκύπτει ότι υπάρχουν διάφορες συναρτήσεις σύζευξης και ο προσδιορισμός της καταλληλότερης σε κάθε περίπτωση εφαρμογής είναι δύσκολος. Εξαιτίας της περίπλοκης σύνθεσης του ατμοσφαιρικού

καταιγισμού σωματιδίων οι συναρτήσεις σύζευξης προσδιορίζονται συνήθως καλύτερα με την μέθοδο προσομοίωσης Monte – Carlo (Mishev et al., 2013). Στον πίνακα 4.1 παρουσιάζονται όσα αναφέρθηκαν ανωτέρω, δηλαδή οι τρεις μέθοδοι που χρησιμοποιούνται για τον προσδιορισμό των συναρτήσεων σύζευξης και ορισμένα αντιπροσωπευτικά παραδείγματα αυτών.

**Πίνακας 4.1 :** Οι τρεις μέθοδοι που χρησιμοποιούνται σε αυτή την εργασία για τον προσδιορισμό των συναρτήσεων σύζευξης και μερικά αντιπροσωπευτικά παραδείγματα

Μέθοδος παραμετροποίησης	Μέθοδος θεωρητικού υπολογισμού	Μέθοδος Προσομοίωσης Monte Carlo
Lockwood <i>et al.</i> (1974)	Dorman και Yanke (1981)	Debrunner <i>et al.</i> (1982)
Nagahsima <i>et al.</i> (1989)	Clem and Dorman (2000)	Matthiä <i>et al.</i> (2009) με προσομοίωση Geant-4
Stoker (1981)	Belov and Struminsky (1997)	Clem and Dorman (2000) με προσομοίωση Fluka Monte-Carlo
		Flückiger <i>et al.</i> (2008) με προσομοίωση Geant-4
		Mishev <i>et al.</i> (2013) με προσομοίωση Geant-4
		Clem (1999)

### 4.3 Αναλυτική περιγραφή συναρτήσεων σύζευξης

#### A) Συνάρτηση Clem και Dorman (2000)

Οι Dorman και Yanke (1981) ανέπτυξαν μια θεωρητική μέθοδο υπολογισμού του ατμοσφαιρικού καταιγισμού των σωματιδίων για μετρητές νετρονίων που βρίσκονται σε μεγάλα υψόμετρα από το επίπεδο της θάλασσας, όπως αναφέραμε παραπάνω. Τα αποτελέσματα αυτά παραμετροποιήθηκαν από τους Yanke (1980), Belon και Struminsky (1997) και Belon et al. (1999) με την ταυτόχρονη χρήση της εξίσωσης 4.8 του Dorman που συνδέει τον αριθμό των σωματιδίων που καταγράφονται σε κάποιο μετρητή νετρονίων μαγνητικής δυσκαμψίας  $R_C$  με το ατμοσφαιρικό βάθος (Dorman, 1970):

$$N(R) = N(0) (1 - \exp(-a R_C^{-K+1})) \quad (4.8)$$

όπου το  $R_C$  είναι το κατώφλι μαγνητικής δυσκαμψίας και οι όροι  $a$  και  $K$  είναι παράμετροι που εξαρτώνται από το ατμοσφαιρικό βάθος του κάθε σταθμού νετρονίων. Από την πρώτη παράγωγο της εξίσωσης (4.8) :

$$W(R_C, h) = \frac{-dN}{N(0)dR_C} \quad (4.9)$$

προκύπτει η συνάρτηση σύζευξης των **Clem και Dorman (2000)** total response function που παρουσιάζεται στην εξίσωση (4.10) και εξαρτάται από το κατώφλι μαγνητικής δυσκαμψίας  $R_C$  και το ατμοσφαιρικό βάθος  $h$ .

$$W_T(R_C, h) = a(h) (k(h) - 1) \exp(-a(h) R_C^{-K(h)+1}) R_C^{(-K(h))} \quad (4.10)$$

Οι παράμετροι  $a$  και  $K$  προσδιορίζονται ανάλογα με την ηλιακή δραστηριότητα ως εξής :

- Στο ηλιακό ελάχιστο της ηλιακής δραστηριότητας:

$$\ln a = 1.84 + 0.094h - 0.09 \exp(-11h) \quad (4.11)$$

$$k = 2.40 - 0.56h + 0.24 \exp(-8.8h)$$

➤ Στο ηλιακό μέγιστο της ηλιακής δραστηριότητας:

$$\ln a = 1.93 + 0.15h - 0.18 \exp(-10h) \quad (4.12)$$

$$k = 2.32 - 0.49h + 0.18 \exp(-9.5h)$$

Όπου το ατμοσφαιρικό βάθος  $h$  έχει μονάδες μέτρησης σε bars (Clem and Dorman, 2000). Οι παραπάνω εξισώσεις έχουν φυσική σημασία στην περιοχή δυσκαμψιών  $2 \text{ GV} < R < 50 \text{ GV}$  (Dorman και Yanke, 1981). Στην παρούσα διδακτορική διατριβή οι παραπάνω εξισώσεις έχουν χρησιμοποιηθεί και για σταθμούς νετρονίων με κατώφλι μαγνητικής δυσκαμψίας μικρότερο του  $2\text{GV}$  ( $R_C < 2\text{GV}$ ) καθώς το 90% της καταγεγραμμένης κοσμικής ακτινοβολίας από τους πολικούς σταθμούς τύπου NM64 προέρχεται από σωματίδια με ενέργειες μεγαλύτερες των 5 GV (Maurin et al., 2015).

Η συνάρτηση (4.10) σε ένα συγκεκριμένο ατμοσφαιρικό βάθος  $h_0$  εμφανίζει μέγιστη τιμή όταν το κατώφλι μαγνητικής δυσκαμψίας έχει μέγιστη τιμή αντίστοιχα  $R_{\max}$ . Το  $R_{\max}$  υπολογίζεται σύμφωνα με την προϋπόθεση  $\frac{dw(R_C, h)}{dR} = 0$  και προκύπτει:

$$R_{\max} = \left( \frac{a(k-1)}{k} \right)^{1/(k-1)} \quad (4.13)$$

Αντίστοιχα η μέγιστη τιμή της συνάρτησης σύζευξης θα είναι:

$$W_{\max} = kR_{\max}^{-1} \exp\left(-\frac{k}{k-1}\right) \quad (4.14)$$

Είναι εύκολο να αποδειχθεί ότι για κάθε τιμή των παραμέτρων  $a$  και  $k$  σε ένα συγκεκριμένο ατμοσφαιρικό βάθος ( $h_0$ ) ισχύει η συνθήκη (4.15):

$$\int_0^{\infty} w_T(0, R_C, h_0) dR = 1 \quad (4.15)$$

καθώς:

$$\int_0^{\infty} a(h_0)k(h_0)R^{-(k(h_0)+1)} \exp(-\alpha(h_0)R^{-k(h_0)}) dR = \int_0^{\infty} (d[\exp(-a(h_0)R^{-k(h_0)})] / dR) dR =$$

$$[(\exp(-a(h_0)R^{-k(h_0)}))]_0^{\infty} = 1 - 0 = 1$$

Η κανονικοποιημένη συνάρτηση σύζευξης για τους μετρητές νετρονίων του παγκόσμιου δικτύου μπορούν να περιγραφούν από τη γενικότερη σχέση (Clem and Dorman, 2000):

$$W(R_{co}, R, h_o) = \begin{cases} 0 & R \leq R_{co} \\ W(O, R_c, h_o) \left( \int_{co}^{\infty} W(O, R_c, h_o) dR \right)^{-1} & R > R_{co} \end{cases} \quad (4.16)$$

όπου σε συνδυασμό με την εξίσωση (4.10) παίρνει την παρακάτω μορφή:

$$W(R_{co}, R, h_o) = \begin{cases} 0 & R \leq R_{co} \\ a(h_o)k(h_o)R^{-(k_i(h_o)+1)} \exp(-a(h_o)R^{-k_i(h_o)})(1 - \exp(-a(h_o)R_{co}^{-k_i(h_o)}))^{-1} & R > R_{co} \end{cases} \quad (4.17)$$

## B) Συνάρτηση Belon and Struminsky (1997)

Η συνάρτηση των Clem και Dorman (2000) που περιγράφεται από την εξίσωση (4.10) επεκτείνεται περαιτέρω για την περιοχή του φάσματος, όπου η κινητική ενέργεια των σωματίων είναι μικρότερη από  $\sim 2$  GeV/nucleon ή αντίστοιχα η δυσκαμψία μικρότερη από  $\sim 2.78$  GV. Στην περιοχή των χαμηλών ενεργειών  $0.5 \text{ GeV} < E < 2 \text{ GeV}$  ή ( $1 \text{ GV} < E < 2.78 \text{ GV}$ ) έχει βρεθεί ότι η συνάρτηση σύζευξης  $W_T$  ακολουθεί νόμο δύναμης  $\sim E_K^{3.17}$  (Belon και Struminsky, 1997). Κατά συνέπεια η συνάρτηση σύζευξης της πρωτογενούς με τη δευτερογενή κοσμική ακτινοβολία που καταγράφεται σε ένα μετρητή νετρονίων δίνεται από τη σχέση:

$$w(R, h, t_0) dR = \begin{cases} w_T(R, h, t_0) dR, R \geq 2.78 \text{ GV} \\ W(R = 2.78 \text{ GV}, h, t_0) \left( \frac{E}{2 \text{ GeV}} \right)^{3.17} dR, R < 2.78 \text{ GV} \end{cases} \quad (4.18)$$

όπου  $E_K$  είναι η κινητική ενέργεια του σωματίου και η εξίσωση 4.19 δίνει την σχέση που συνδέει τη δυσκαμψία  $R$  ενός σωματίου με την ενέργεια ηρεμίας του  $E_0$  και τη κινητική του ενέργεια

$$R = [E_k^2 + 2E_k E_0]^{1/2} \quad (4.19)$$

Η εξίσωση 4.19 προέρχεται από την θεωρία της σχετικότητας μέσω της σχέσης που συνδέει την συνολική ενέργεια  $E$  ενός σωματίου με τη σχετικιστική του ορμή  $p$  και την ενέργεια ηρεμίας του  $E_0$ :

$$E^2 = p^2 c^2 + E_0^2$$

όπου  $E_0 = m c^2$  και  $m$  η μάζα ηρεμίας του σωματίου σε συνδυασμό με τη σχέση που δίνει τη δυσκαμψία ενός σωματίου:

$$R = c p / z_e$$

όπου  $p$  η ορμή του σωματίου,  $z_e$  το φορτίο του και  $c$  η ταχύτητα του φωτός (Miroshnichenko, 2001).

Η συνάρτηση σύζευξης πρωτογενούς με δευτερογενή ακτινοβολία (εξίσωση 4.18) έχει χρησιμοποιηθεί πολλές φορές ως τώρα (Belon et al., 1994; 2005a; 2005b; Belon and Eroshenko, 1996) για να μελετηθεί η γαλαξιακή και η ηλιακή κοσμική ακτινοβολία κυρίως σε μετρητές νετρονίων τύπου NM64. Ωστόσο οι διαφορές μεταξύ μετρητών νετρονίων τύπου NM64 και IGY δεν είναι σημαντικές (Carmichael, 1964; Clem and Dorman, 2000). Η συνάρτηση των Belon και Struminsky (1997) έχει χρησιμοποιηθεί πιο πρόσφατα για την μελέτη του ενεργειακού φάσματος σε γεγονότα GLE από το μοντέλο NMBANGLE (Plainaki et al., 2007) και την επέκτασή του σε μια καινούργια έκδοση NMBANGLE PPOLA (Plainaki et al., 2014).

### Γ) Yield function of Mishev et al. (2013)

Η συνολική απόκριση της κοσμικής ακτινοβολίας από έναν μετρητή νετρονίων προσδιορίζεται μέσω της συνάρτησης σύζευξης και του ενεργειακού φάσματος πρωτογενών σωματιδίων από την εξίσωση 4.20:

$$N(R_C, h, t) = \sum_i \int_{P_C}^{\infty} Y_i(R, h) J_i(R, t) dR \quad (4.20)$$

όπου  $R_C$  είναι το κατώφλι μαγνητικής δυσκαμψίας κάθε μετρητή νετρονίων (Smart et al., 2006),  $h$  είναι το ατμοσφαιρικό βάθος (ή το υψόμετρο). Ο όρος  $Y_i(R, h)$  σε  $m^2 sr$  αντιπροσωπεύει την συνάρτηση σύζευξης μεταξύ της επίγειας κοσμικής ακτινοβολίας και των πρωτογενών σωματιδίων τύπου  $i$ , και  $J_i(R, t)$  αντιπροσωπεύει το ενεργειακό φάσμα δυσκαμψίας για

πρωτογενή σωμάτια τύπου  $i$  σε χρόνο  $t$ . Η συνάρτηση σύζευξης προσδιορίζεται ως (Flückiger et al., 2008):

$$Y_i(\mathbf{R}, h) = \sum_j \iint A_i(E, \theta) F_{i,j}(\mathbf{R}, h, E, \theta) dE d\Omega \quad (4.21)$$

όπου  $A_i(E, \theta)$  είναι η γεωμετρική περιοχή του ανιχνευτή για την καταγραφή σωματίων,  $F_{i,j}$  είναι η ροή των δευτερογενών σωματίων τύπου  $j$  (νετρόνια, πρωτόνια, μόνια και πόνια) προερχόμενα από πρωτογενή σωμάτια τύπου  $i$ ,  $E$  είναι η ενέργεια των δευτερογενών σωματίων,  $\theta$  είναι η γωνία πρόσπτωσης δευτερογενών σωματίων. Έτσι η συνάρτηση σύζευξης αποτελείται από δύο όρους. Ο ένας όρος προσδιορίζει τον καταγισμό των σωματίων στην ατμόσφαιρα της Γης μέσω του όρου  $F$  της εξίσωσης 4.21 και ο άλλος όρος σχετίζεται με την απόκριση του ανιχνευτή σε δευτερογενή σωμάτια που έχουν προκύψει από τον ατμοσφαιρικό καταγισμό (κυρίως νετρόνια και πρωτόνια) μέσω του όρου  $A$ . Η εξίσωση 4.21 υπολογίζεται για σταθμούς νετρονίων τύπου 6NM64 που βρίσκονται στο επίπεδο της θάλασσας (Stoker et al., 2000; Moraal et al., 2000). Οι δύο παραπάνω όροι εξετάστηκαν ξεχωριστά και παρουσιάζονται παρακάτω:

#### ➤ Ανάλυση του ατμοσφαιρικού καταγισμού μέσω του όρου $F_{i,j}$

Ο όρος  $F$  στην εξίσωση 4.21 αντιπροσωπεύει την ροή διαφόρων σωματιδίων της κοσμικής ακτινοβολίας στην ατμόσφαιρα. Στην εργασία του Mishev et al. (2013) οι υπολογισμοί του ατμοσφαιρικού καταγισμού έγιναν με τον κώδικα του PLANETOCOSMICS code [Desorgher et al., 2005], που βασίζεται στο GEANT-4 λογισμικό (Agostinelli et al., 2003), και είναι παρόμοιο με των Flückiger et al. (2008) και Matthiä et al. (2009). Επίσης στη προσομοίωση αυτή χρησιμοποιήθηκε ένα ατμοσφαιρικό μοντέλο NRLMSISE2000 (Picone et al., 2002). Όπως είναι γνωστό η κύρια συνεισφορά στην επίγεια καταγραφή της κοσμικής ακτινοβολίας από τους μετρητές νετρονίων είναι από νετρόνια και πρωτόνια (Hatton, 1971; Clem and Dorman, 2000; Dorman, 2004). Για την προσομοίωση της συνιστώσας  $F$  ως δεδομένα εισόδου χρησιμοποιήθηκαν πρωτογενή σωμάτια (πρωτόνια και σωμάτια  $-\alpha$ ) με ενέργειες από 100 MeV / νουκλεόνιο ως 1 TeV /νουκλεόνιο τα οποία προσκρούουν στην κορυφή της ατμόσφαιρας με καθορισμένη γωνία πρόσκρουσης. Τέλος τα δευτερογενή σωμάτια που καταγράφονται θεωρείται ότι διασχίζουν την ατμόσφαιρα και καταλήγουν σε ένα συγκεκριμένο οριζόντιο επίπεδο με ατμοσφαιρικό βάθος 1033 g/cm<sup>2</sup> που αντιστοιχεί στο επίπεδο της

θάλασσας. Για τον λόγο αυτό η συνάρτηση σύζευξης μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε εφαρμογές με δεδομένα από σταθμούς μετρητών νετρονίων που βρίσκονται στο επίπεδο της θάλασσας και όχι σε μεγαλύτερα υψόμετρα.

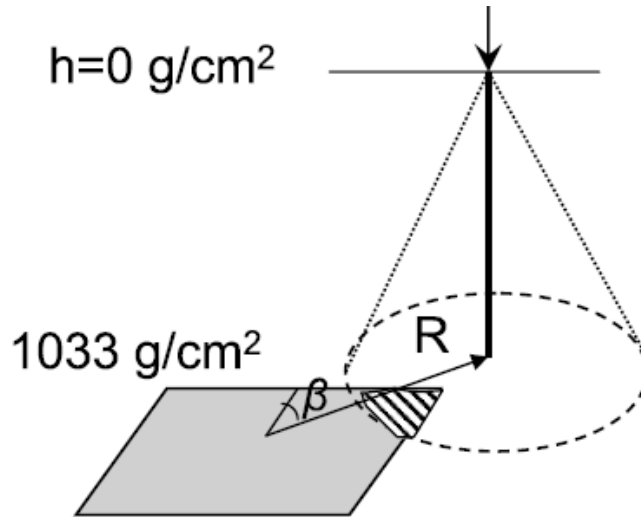
➤ **Ανάλυση της αποτελεσματικότητας απόκρισης του ανιχνευτή μέσω του όρου  $A_i(E, \theta)$**

Η αποτελεσματικότητα καταγραφής των σωματίων της κοσμικής ακτινοβολίας από τον ανιχνευτή εκφράζεται με τον όρο  $A$  της εξίσωσης 4.21 όπου στηρίζεται αρκετά στα αποτελέσματα των Clem και Dorman (2000). Η αποτελεσματικότητα απόκρισης των μετρητών νετρονίων στην κοσμική ακτινοβολία βελτιώνεται από τους Mishev et al. (2013) με την πρόσθεση ενός όρου στην εξίσωση 4.21 που σχετίζεται με την αύξηση της ενεργής περιοχής των μετρητών νετρονίων για την καταγραφή περισσότερων σωματίων της κοσμικής ακτινοβολίας στα πλαίσια που αυτό να έχει φυσική σημασία.

Η πρόσθεση του νέου γεωμετρικού όρου εμφανίζεται πρώτη φορά στην έρευνα των συναρτήσεων σύζευξης και προκύπτει μία νέα συνάρτηση που τα αποτελέσματά της επιβεβαιώνουν τα πειραματικά δεδομένα καμπυλών πλάτους (latitude survey). Στις προηγούμενες έρευνες θεωρούνταν ότι στην απόκριση του ανιχνευτή συμβάλλουν τα ενεργά σωματίδια του ατμοσφαιρικού καταρράκτη που βρίσκονται εντός της περιοχής του ανιχνευτή όμως στην συνάρτηση σύζευξης με τον νέο γεωμετρικό όρο λαμβάνονται υπόψη σωματίδια από μία πεπερασμένη πλευρική έκταση εκτός περιοχής ανιχνευτή, όπως απεικονίζεται στο σχήμα 4.3. Δηλαδή ενώ ένας μετρητής νετρονίων τύπου 6NM64 καταλαμβάνει περίπου έκταση  $2 \times 6$  m στην νέα συνάρτηση η ροή των δευτερογενών σωματιδίων υπολογίζεται σε μία χωρική έκταση αρκετών μέτρων στο επίπεδο της θάλασσας. Αυτή η πλευρική συνεισφορά σωματιδίων του καταγισμού έχει ενσωματωθεί στην προσομοίωση Monte – Carlo με τον εξής τρόπο: θεωρήθηκε δευτερογενής κοσμική ακτινοβολία με ενέργειες μεγαλύτερες από 1 MeV που προέρχεται από σωματίδια που βρίσκονται σε απόσταση  $r$  και με αζιμουθιακή γωνία  $\beta$  από το κέντρο του μετρητή νετρονίων και υπολογίζεται ως  $N(r, \beta, R)$  και σχετίζεται με πρωτογενή σωματίδια στην κορυφή της ατμόσφαιρας δυσκαμψίας  $R$  (σχήμα 4.3). Δηλαδή σύμφωνα με την παραπάνω περιγραφή σε αυτό το σχήμα η γκρι περιοχή αντιπροσωπεύει κάθε μετρητή νετρονίων (6NM64) που βρίσκεται στο



επίπεδο της θάλασσας, η διακεκομμένη γραμμή αντιστοιχεί στην πλάγια έκταση της αδρονικής συνιστώσας του ατμοσφαιρικού καταγισμού που ξεκινάει από την κορυφή της ατμόσφαιρας, και η γραμμοσκιασμένη περιοχή υποδηλώνει τα δευτερογενή σωματίδια που καταγράφονται από τον ανιχνευτή.



**Σχήμα 4.3:** Αναπαράσταση του τρόπου υπολογισμού του ενεργού γεωμετρικού παράγοντα των μετρητών νετρονίων  $G(R)$  (Mishev et al. 2013).

Οι παραπάνω παράμετροι εκφράζονται με έναν καινούργιο όρο με την ονομασία ‘ενεργός γεωμετρικός παράγοντας’ των μετρητών νετρονίων  $G(P)$  και υπολογίζεται ως εξής:

$$G(R) = \frac{2\pi}{S_{NM}} \int_0^{\infty} r w(r, R) dr \quad (4.22)$$

όπου  $S_{NM}$  είναι η γεωμετρική περιοχή κάθε μετρητή νετρονίων τύπου 6NM64 και  $w(r, R)$  είναι η πλευρική συνεισφορά του ατμοσφαιρικού καταγισμού. Από την μελέτη της σχέσης του γεωμετρικού παράγοντα  $G(R)$  με τις ενέργειες σωματιδίων βρέθηκε λογαριθμική αύξηση για ενέργειες πάνω από 5 GeV. Ακόμη ο όρος  $G(R)$  υπολογίστηκε ότι λαμβάνει μεγαλύτερη τιμή όσο μικρότερος είναι ο ανιχνευτής.

Με τον συνδυασμό των εξισώσεων 4.21 και 4.22 προκύπτει η τελική μορφή της Yield function στην εξίσωση 4.23, όπου τα αποτελέσματα της

για πρωτόνια και σωμάτια-α για μετρητή νετρονίων τύπου 6NM64 στο επίπεδο της θάλασσας παρουσιάζονται στον πίνακα 4.2.

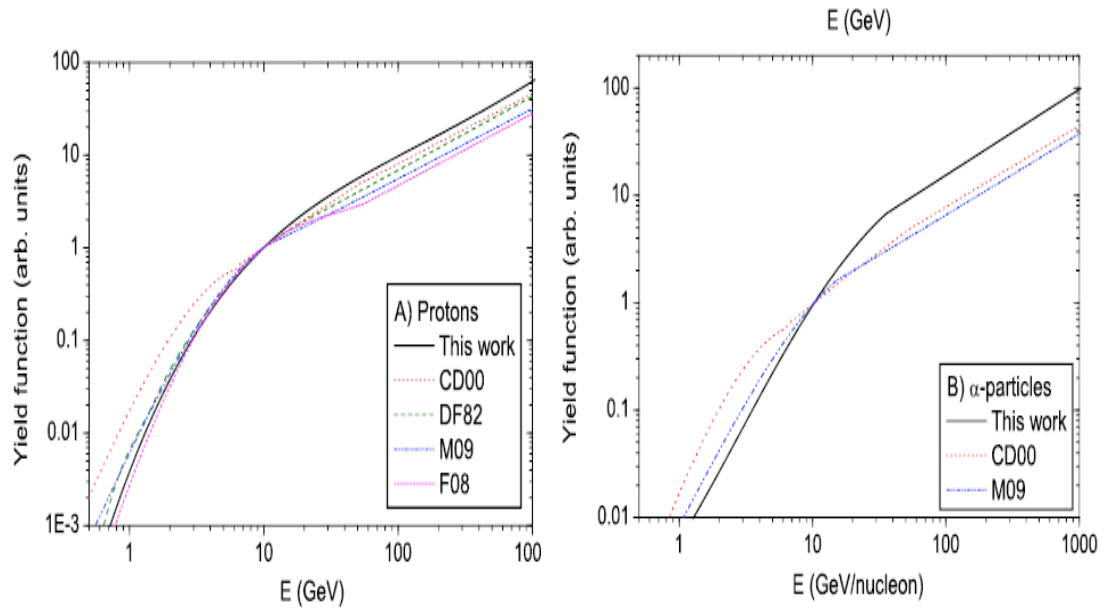
$$Y_i(R, h) = G(R) \sum_j \iint A_i(E, \theta) F_{i,j}(R, h, E, \theta) dE d\Omega \quad (4.23)$$

**Πίνακας 4.2** Η υπολογισμένη Yield function (σε μονάδες μέτρησης  $m^2 sr$ ) από πρωτογενή πρωτόνια και σωμάτια  $\alpha$  για μετρητές νετρονίων τύπου 6NM64 που βρίσκονται στο επίπεδο της θάλασσας.

Protons			$\alpha$ -particles		
P(GV)	$E_P$ (GeV)	$Y_P$	P(GV)	$E_\alpha$ (GeV/nuc)	$Y_\alpha$
0.7	0.232	$7.26 \cdot 10^{-9}$			
1	0.433	$8.46 \cdot 10^{-6}$	3.38	1	$3.86 \cdot 10^{-4}$
2	1.270	$1.21 \cdot 10^{-3}$	5.55	2	$2.16 \cdot 10^{-3}$
3	2.210	$5.42 \cdot 10^{-3}$	7.64	3	$4.31 \cdot 10^{-3}$
4	3.170	$9.43 \cdot 10^{-3}$	9.69	4	$7.27 \cdot 10^{-3}$
5	4.150	0.020	11.70	5	$1.18 \cdot 10^{-2}$
10	9.110	0.109	21.80	10	$8.37 \cdot 10^{-2}$
20	19.100	0.229	41.80	20	0.215
50	49.100	0.500	100	49.1	0.590
100	99.100	0.992	200	99.1	0.992
500	499.100	3.350	1000	499.1	3.350
1000	999.100	6.670	2000	999.1	6.670

Συνοψίζοντας, στην εργασία των Mishev et al. (2013) η Yield function υπολογίστηκε για πρωτογενή πρωτόνια και σωμάτια  $\alpha$  για μετρητές νετρονίων τύπου 6NM64 που βρίσκονται στο επίπεδο της θάλασσας με την προσθήκη ειδικά ενός νέου όρου, του γεωμετρικού παράγοντα. Τα αποτελέσματά της κατά την εργασία αυτή συμφωνούν καλύτερα με τα πειραματικά δεδομένα καμπυλών πλάτους (latitude survey) για συναρτήσεις σύζευξης σε αντίθεση με τις άλλες συναρτήσεις της

βιβλιογραφίας και έχει καλύτερη απόδοση για σωμάτια με ενέργειες μεγαλύτερες των 5-10 GeV. Η σύγκρισή της μετά την κανονικοποίηση στα 10 GeV με άλλες συναρτήσεις ξεχωριστά για πρωτόνια και σωμάτια – α παρουσιάζεται στο σχήμα 4.4.



**Σχήμα 4. 4:** Η πρόσφατη Yield function υπολογισμένη στο επίπεδο της θάλασσας μετά από κανονικοποίηση σε σύγκριση με άλλες συναρτήσεις σύζευξης αριστερά για πρωτόνια και δεξιά για σωμάτια- α (Mishev et al., 2013).

Στο σχήμα 4.4 απεικονίζεται η πρόσφατη Yield function υπολογισμένη στο επίπεδο της θάλασσας και κανονικοποιημένη για πρωτόνια και για σωμάτια - α σε σύγκριση με τις συναρτήσεις σύζευξης: CD00 (Clem, 1999; Clem and Dorman, 2000), DF82 (Debrunner et al., 1982), M09 (Matthiä, 2009; Matthiä et al., 2009), F08 (Flückiger et al., 2008). Όσον αφορά την σύγκριση για πρωτόνια οι πέντε συναρτήσεις σύζευξης συγκλίνουν μεταξύ τους, εκτός από την συνάρτηση των Clem and Dorman (2000) για ενέργειες κάτω των 10 GeV. Ωστόσο η υπολογισμένη συνάρτηση των Mishev et al. (2013) στις υψηλές ενέργειες έχει μεγαλύτερη τιμή από όλες τις άλλες εξαιτίας του καινούργιου γεωμετρικού παράγοντα  $G(R)$ , ενώ στις χαμηλές ενέργειες συγκλίνει καλύτερα με τις συναρτήσεις (Flückiger et al., 2008; Matthiä et al., 2009) που οι

προσομοιώσεις Monte Carlo και των τριών βασίζονται στο Geant -4. Τέλος όσον αφορά την σύγκριση για σωμάτια – α η υπολογισμένη συνάρτηση των Mishev et al. (2013) παρουσιάζει μεγάλη διαφορά με την συνάρτηση των Clem and Dorman (2000) εξαιτίας του ότι η δεύτερη χρησιμοποιεί Fluka Monte-Carlo προσομοίωση και όχι Geant-4.

Η συνάρτηση των Mishev et al. (2013) συνάρτηση της μαγνητικής δυσκαμψίας  $R$  δίδεται στη σχέση (4.24) όπως παρουσιάστηκε στην εργασία των Maurin et al. (2015) (δεν υπολογίζει τις πολύ μικρές τιμές δυσκαμψίας):

$$I = \log_{10}(R) + 0.469$$

$$Y_p^{asl} = 10^{(-19.86 - 13.79I + 0.963I^2 + 30.56\sqrt{I})} \quad (4.24)$$

Η συνάρτηση των Mishev et al. (2013) έχει εφαρμοστεί για την μελέτη του ενεργειακού φάσματος επίγειων επαυξήσεων της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας (GLE), όπως αυτό που εκδηλώθηκε στις 10 Σεπτεμβρίου 2017, το γνωστό GLE 72 (Mishev et al., 2018).

Σημειώνουμε ότι στην παρούσα διδακτορική διατριβή εφαρμόστηκαν οι παραπάνω συναρτήσεις σε μειώσεις Forbush στην τεχνική Wawrzynczak and Alania (2010).

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ V

### Ανάλυση Μειώσεων Forbush

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζεται η μελέτη του ενεργειακού φάσματος κατά την διάρκεια επιλεγμένων μειώσεων Forbush της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας με την εφαρμογή της τεχνικής Wawrzynczak and Alania (2010) και την χρήση ημερήσιων δεδομένων της κοσμικής ακτινοβολίας από τους μετρητές νετρονίων. Η τεχνική βασίζεται στην μέθοδο σύζευξης της πρωτογενούς με την δευτερογενή κοσμική ακτινοβολία και εφαρμόστηκαν για την μελέτη αυτή τρεις διαφορετικές συναρτήσεις σύζευξης: α) Clem and Dorman (2000), β) Belon and Struminsky (1997) και γ) Mishev et al. (2013). Στην διδακτορική διατριβή μελετήθηκε το ενεργειακό φάσμα για έξι στο σύνολο επεισόδια μειώσεων Forbush (πίνακας 5.1) και τα τρία από αυτά, τα πιο πρόσφατα του 24<sup>ου</sup> ηλιακού κύκλου (Μάρτιος 2012, Δεκέμβριος 2014 - Ιανουάριος 2015, Σεπτέμβριος 2017), παρουσιάζονται αναλυτικά.

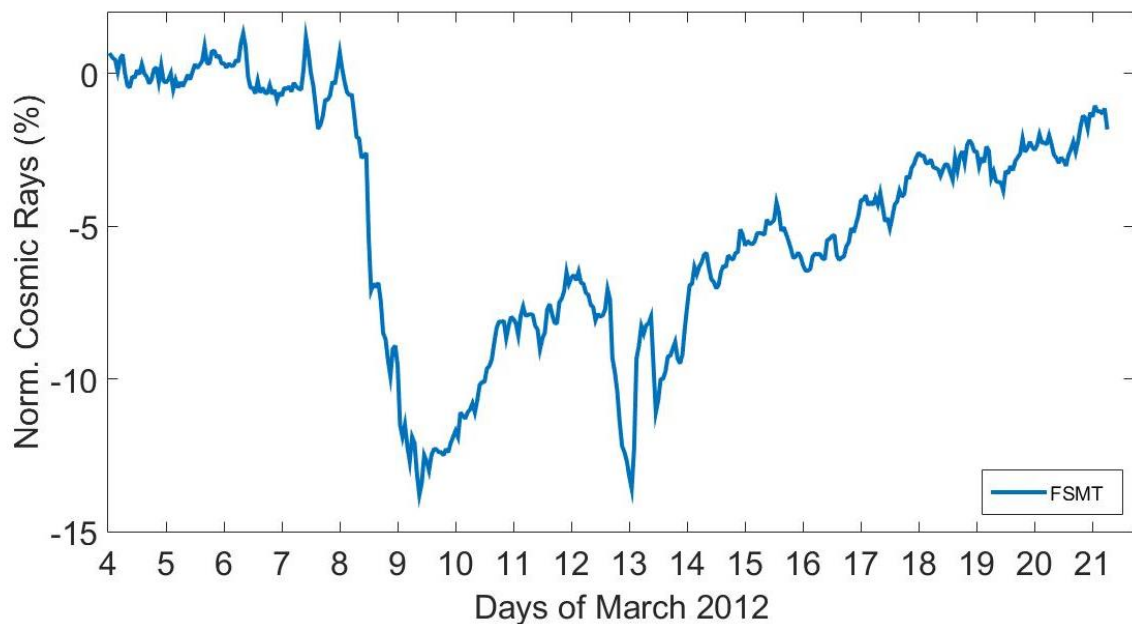
**Πίνακας 5.1:** Οι μειώσεις Forbush που μελετήθηκαν και η τιμή του μεγίστου πλάτους, όπως καταγράφηκε από τον σταθμό νετρονίων FortSmith (FRST).

A/A	Μειώσεις Forbush	Ημερομηνία Μεγίστου Πλάτους DD/MM/YYYY	Μέγιστο πλάτος της μείωσης στο FSMT (%)
1	Σεπτέμβριος 2005	13/09/2005	-11.5
2	Αύγουστος 2010	04/08/2010	-2.80
3	Φεβρουάριος 2011	18/02/2011	-2.64
4	Μάρτιος 2012	09/03/2012	-12.7
5	Δεκέμβριος 2014 - Ιανουάριος 2015	24/12/2014	-8.27
6	Σεπτέμβριος 2017	08/09/2017	-5.85

## 5.1 Μειώσεις Forbush του Μαρτίου 2012

### 5.1.1 Δραστηριότητα Κοσμικής ακτινοβολίας

Κατά τη διάρκεια της ανοδικής φάσης του 24<sup>ου</sup> ηλιακού κύκλου και συγκεκριμένα στο πρώτο δεκαπενθήμερο του Μαρτίου 2012 σημειώθηκε μια σειρά σημαντικών μειώσεων Forbush, τις οποίες επιλέξαμε να μελετήσουμε. Η πρώτη μείωση παρατηρήθηκε στους μετρητές νετρονίων στις 9 Μαρτίου 2012 και η δεύτερη μείωση στις 13 Μαρτίου 2012, έπειτα από μια σειρά από X- class και M- class ηλιακές εκρήξεις και αντίστοιχες CMEs (Livada et al., 2018). Στο σχήμα 5.1 απεικονίζεται η κανονικοποιημένη ένταση της επίγειας κοσμικής ακτινοβολίας όπως καταγράφηκε στον πολικό σταθμό Fort Smith (FSMT) με δεδομένα ανά 1-ώρα από το παγκόσμιο δίκτυο μετρητών νετρονίων για την περίοδο από 4 – 21 Μαρτίου 2012.

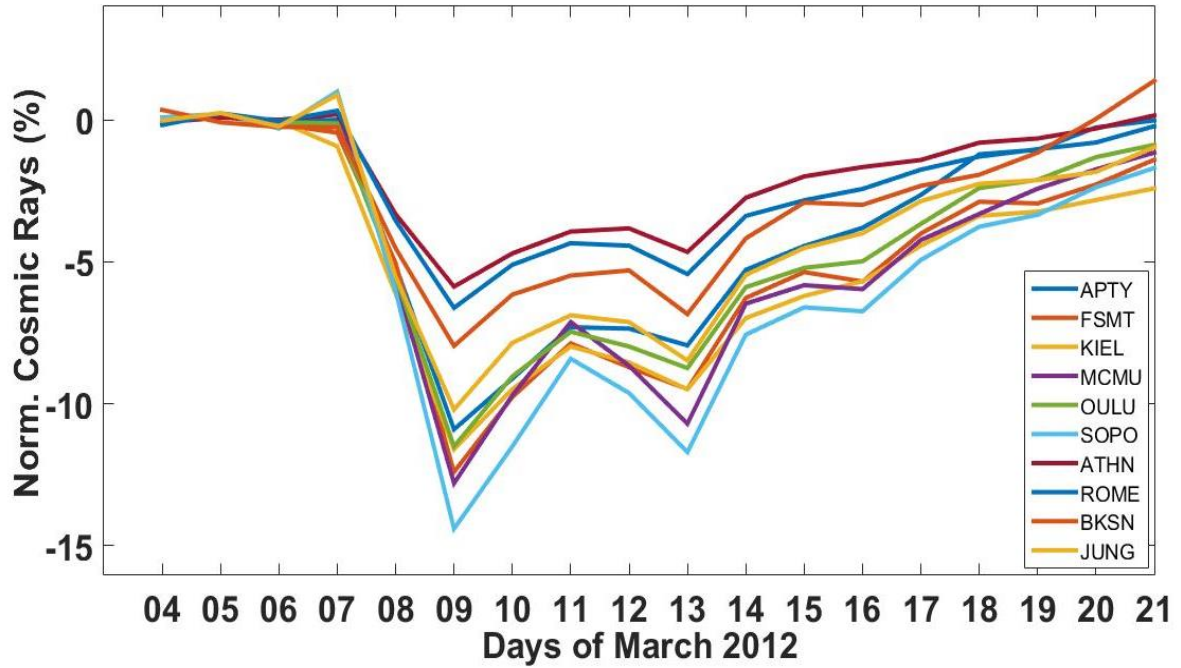


**Σχήμα 5.1:** Χρονική κατανομή της επίγειας κανονικοποιημένης έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας σε ωριαία βάση, όπως καταγράφηκε από τον πολικό σταθμό FSMT για την χρονική περίοδο 4 – 21 Μαρτίου 2012.

Για την μελέτη του ενεργειακού φάσματος της κοσμικής ακτινοβολίας κατά τη διάρκεια τέτοιων επεισοδίων μειώσεων Forbush με την τεχνική των Wawrzynczak and Alania (2010) απαιτείται η χρήση ημερήσιων δεδομένων της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας από σταθμούς μετρητών νετρονίων μεσαίου και πολικού πλάτους από το παγκόσμιο δίκτυο μετρητών νετρονίων ([www.nmdb.eu](http://www.nmdb.eu)), αφού έχει προηγηθεί η κανονικοποίηση των δεδομένων (normalized cosmic ray intensity). Η κανονικοποίηση της ημερήσιας έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας  $J_i^k$  έγινε με την χρήση του μέσου όρου ημερησίων δεδομένων καταγραφής τρεις ημέρες πριν την έναρξη της μείωσης Forbush  $N_i^0$  για κάθε σταθμό  $i$  ξεχωριστά για  $k$  ημέρες που δίδεται από τη σχέση (4.1):

$$J_i^k = \frac{N_i^k - N_i^0}{N_i^0} \quad (4.1)$$

Στις παραπάνω μειώσεις το χρονικό διάστημα που μελετήθηκε είναι 7-21 Μαρτίου 2012 και η κανονικοποίηση πραγματοποιήθηκε με τον μέσο όρο της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας τρεις ημέρες πριν την έναρξη του επεισοδίου, δηλαδή στις 4, 5 και 6 Μαρτίου 2012. Στο σχήμα 5.2 απεικονίζεται η ημερήσια κανονικοποιημένη ένταση της επίγειας κοσμικής ακτινοβολίας για δέκα πολικούς και μεσαίου πλάτους σταθμούς από το παγκόσμιο δίκτυο μετρητών νετρονίων για την περίοδο από 4 – 21 Μαρτίου 2012. Στο σχήμα αυτό είναι εμφανής η καταγραφή της 1<sup>ης</sup> μείωσης Forbush στις 9 Μαρτίου 2012 και της 2<sup>ης</sup> μείωσης στις 13 Μαρτίου από όλους τους επιλεγμένους σταθμούς. Το επίπεδο κανονικοποίησης αναφέρεται στην στάθμη του μηδενός.



**Σχήμα 5.2:** Χρονική κατανομή της επίγειας κανονικοποιημένης έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας σε ημερήσια βάση, όπως καταγράφηκε από πολικούς και μεσαίου πλάτους σταθμούς για την χρονική περίοδο 4 – 21 Μαρτίου 2012.

Στο συγκεκριμένο επεισόδιο έγινε επιλογή δέκα πολικών και μεσαίου πλάτους σταθμών μετρητών νετρονίων: South Pole (SOPO), Fort Smith (FSMT), McMurdo (MCMU), Apatity (APTY), Oulu (OULU), Kiel (KIEL), Jungfraujoch (JUNG), Baksan (BKSN), Rome (ROME), Athens (ATHN). Τα κύρια χαρακτηριστικά των σταθμών αυτών, όπως συντόμευση ονόματος σταθμού, τύπος ανιχνευτή, γεωγραφικές συντεταγμένες, ύψος, κατώφλι μαγνητικής δυσκαμψίας  $R_c$  και το κανονικοποιημένο μέγιστο πλάτος της κάθε μείωσης Forbush της κοσμικής ακτινοβολίας, όπως σημειώθηκε από αυτούς τους σταθμούς στις 9 και 13 Μαρτίου του 2012, παρατίθενται στον πίνακα 5.2.

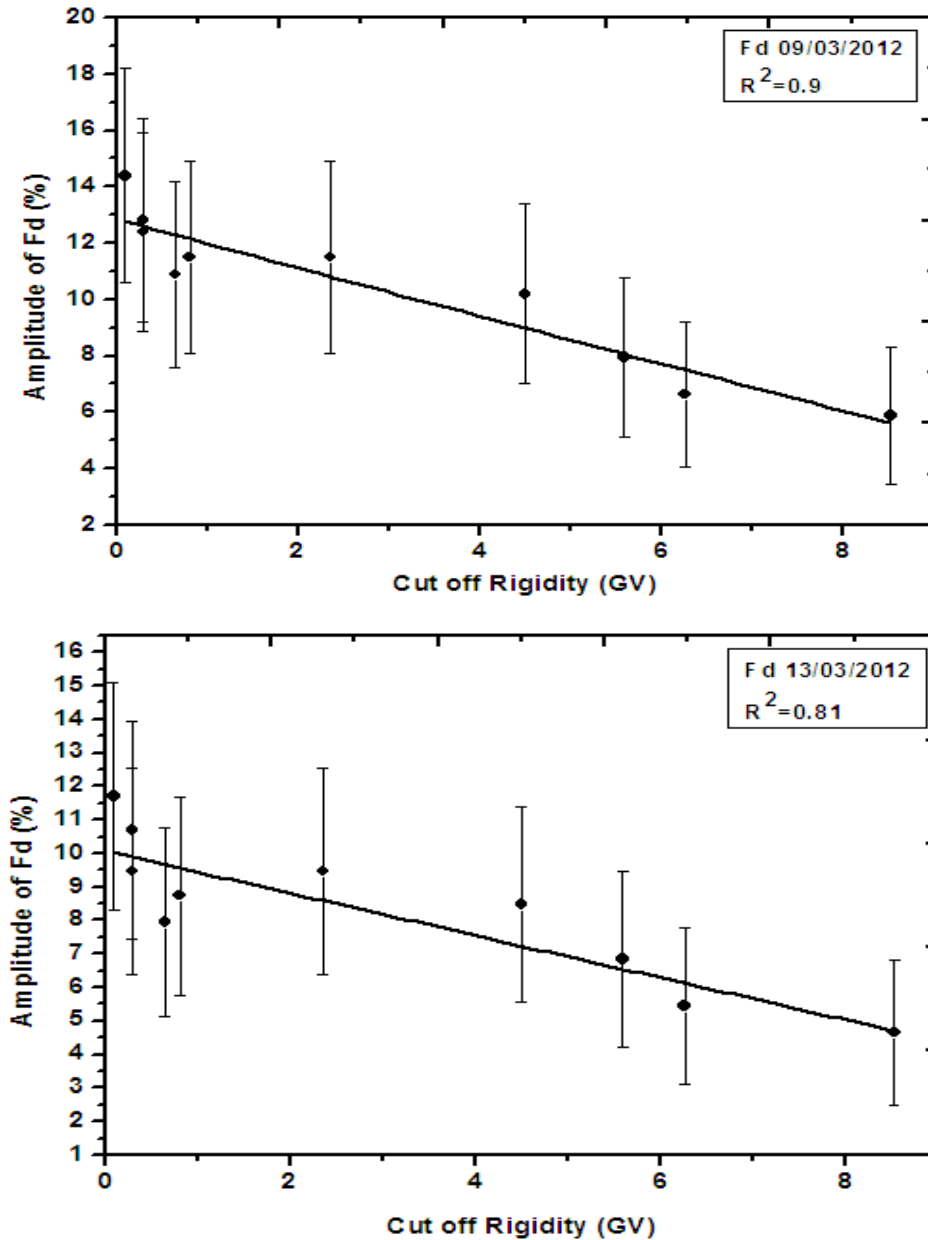


**Πίνακας 5.2:** Χαρακτηριστικά των επιλεγμένων σταθμών νετρονίων που χρησιμοποιήθηκαν σε αυτή την ανάλυση και η αντίστοιχη τιμή του μέγιστου πλάτους της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας των μειώσεων Forbush που σημειώθηκαν στις 9 και 13 Μαρτίου 2012.

NM stations	Abbr.	Detector's type	Geographic coordinates	Altitude (m)	Cut-off Rigidity (GV)	1 <sup>st</sup> Fd ampl.(%) 9/3/2012	2 <sup>nd</sup> Fd ampl. (%) 13/3/2012
South Pole Antarctica	SOPO	3NM64	90.0° S	2820	0.10	-14.4	-11.7
Fort Smith Canada	FSMT	18NM64	60.02°N 111.93°W	180	0.30	-12.4	-9.48
McMurdo Antarctica	MCMU	18NM64	77.9° S 166.6° E	48	0.30	-12.8	-10.7
Apatity Russia	APTY	18NM64	67.57°N 33.40°E	181	0.65	-10.9	-7.94
Oulu Finland	OULU	9NM64	65.05°N 25.47°E	15	0.81	-11.5	-8.74
Kiel Germany	KIEL	18NM64	54.34°N 10.12°E	54	2.36	-11.5	-9.48
Jungfraujoh Swiss	JUNG	18IGY	46.55°N 7.98°E	3570	4.50	-10.2	-8.47
Baksan Russia	BKSN	6NM64	43.28°N 42.69°E	1700	5.60	-7.96	-6.84
Rome Italy	ROME	20NM64	41.86°N 12.47°E	Sea level	6.27	-6.62	-5.43
Athens Greece	ATHN	6NM64	37.97° N 23.78° E	260	8.53	-5.87	-4.65

Επιπρόσθετα είναι σημαντικό να σημειωθεί ότι στον πίνακα 5.2 και στο σχήμα 5.2 παρατηρούμε ότι εμφανίζονται δυο εύρη έντασης κοσμικής ακτινοβολίας, των πολικών και των μεσαίου πλάτους σταθμών. Ενδεικτικά στη 1<sup>η</sup> μείωση Forbush στις 9 Μαρτίου 2012 στους έξι πολικούς σταθμούς εμφανίζεται το πλάτος της μείωσης περίπου 12% ( 14.4% στον SOPO,

12.4% στον FSMT, 12.8 % στον MCMU, 10.9% στον APTY, 11.5% στον OULU και 11.5% στο KIEL), ενώ στους τρεις σταθμούς μεσαίου πλάτους εμφανίζεται κοντά στο 7% (7.96% στο BKSN, 6.62% στον ROME και 5.87% στην ATHN). Ο σταθμός του JUNG έχει καταγράψει μεγάλη τιμή μέγιστου πλάτους που φτάνει το 10.2%, όχι τόσο λόγω της μαγνητικής δυσκαμψίας του σταθμού ( $R_C=4.5$  GV), αλλά λόγω του μεγάλου υψομέτρου του ( $h = 3570$ m) και του πιο έντονου ατμοσφαιρικού καταγισμού σε σχέση με τους άλλους σταθμούς. Γενικά η τιμή του μέγιστου πλάτους της μείωσης είναι σε αντίθετη συσχέτιση με τη δυσκαμψία του κάθε σταθμού, δηλαδή όσο μικρότερη είναι η δυσκαμψία  $R_C$ , τόσο μεγαλύτερο είναι το μέγιστο πλάτος της μείωσης που καταγράφεται. Η συσχέτιση αυτή και για τις δύο μειώσεις Forbush αποδίδεται γραφικά στο σχήμα 5.3. Αυτό οφείλεται στο ότι οι πολικοί σταθμοί έχουν μικρότερη μαγνητική δυσκαμψία  $R_C$  και καταγράφουν σωματίδια από μεγαλύτερο ενεργειακό εύρος της γαλαξιακής κοσμικής ακτινοβολίας. Η ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας εξαρτάται από την μαγνητική δυσκαμψία εκθετικά όμως αυτό δεν είναι εμφανές στο σχήμα 5.3, γιατί για να απεικονιστεί η εκθετική εξάρτηση απαιτείται μια λεπτομερής καταγραφή μετρήσεων της έντασης στις διάφορες γεωγραφικές συντεταγμένες, όπως από έρευνες με πλοία (latitude surveys) και όχι μόνο από ένα αντιπροσωπευτικό δείγμα από σταθμούς νετρονίων (Usoskin et al., 2008; Dorman et al.; 2000; Caballero-Lopez et al., 2012).



**Σχήμα 5.3:** Διάγραμμα συσχέτισης του μέγιστου πλάτους της κοσμικής ακτινοβολίας των επιλεγμένων σταθμών με την αντίστοιχη δυσκαμψία τους στην πρώτη μείωση (πάνω διάγραμμα) και στην δεύτερη μείωση (κάτω διάγραμμα).

Οι ημερήσιες τιμές της κοσμικής ακτινοβολίας από το παγκόσμιο δίκτυο μετρητών νετρονίων χρησιμοποιήθηκαν στη συνέχεια για τον υπολογισμό της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας στην ηλιόσφαιρα και του ενεργειακού εκθέτη με την εφαρμογή της τεχνικής των Wawrzynczak and Alania (2010). Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιήθηκαν τρεις ξεχωριστές

συναρτήσεις σύζευξης των : α) Clem and Dorman (2000), β) Belov and Struminsky (1997) και γ) Mishev et al. (2013).

### 5.1.2 Ηλιακή και γεωμαγνητική δραστηριότητα

Κατά τη διάρκεια του 24<sup>ου</sup> ηλιακού κύκλου κοντά στο ηλιακό μέγιστο σημειώθηκε έντονη ηλιακή και διαπλανητική δραστηριότητα από τις 4-17 Μαρτίου 2012 με αποτέλεσμα να καταγραφούν οι δυο μειώσεις Forbush του Μαρτίου του 2012. Η ηλιακή δραστηριότητα που σχετίζεται με τις μειώσεις Forbush στις 9 και 13 Μαρτίου 2012 προέρχεται από την ηλιακή περιοχή AR 11429 (National Oceanic and Atmospheric Administration—NOAA). Σε ένα σχεδόν μικρό χρονικό διάστημα εμφανίστηκαν 17 M-class and 3X-class ηλιακές εκρήξεις (Solar Flares – SFs) και μια σειρά από CMEs, όπου η ταχύτητά τους έφτασε την τιμή των 2684 Km/s, όπως παρατηρήθηκαν από τους δορυφόρους GOES και SOHO/LASCO. Παρουσιάζονται αναλυτικά στον πίνακα 5.3 (<https://www.ngdc.noaa.gov/>; <https://cdaw.gsfc.nasa.gov/>; <http://umtof.md.edu/pm/>).

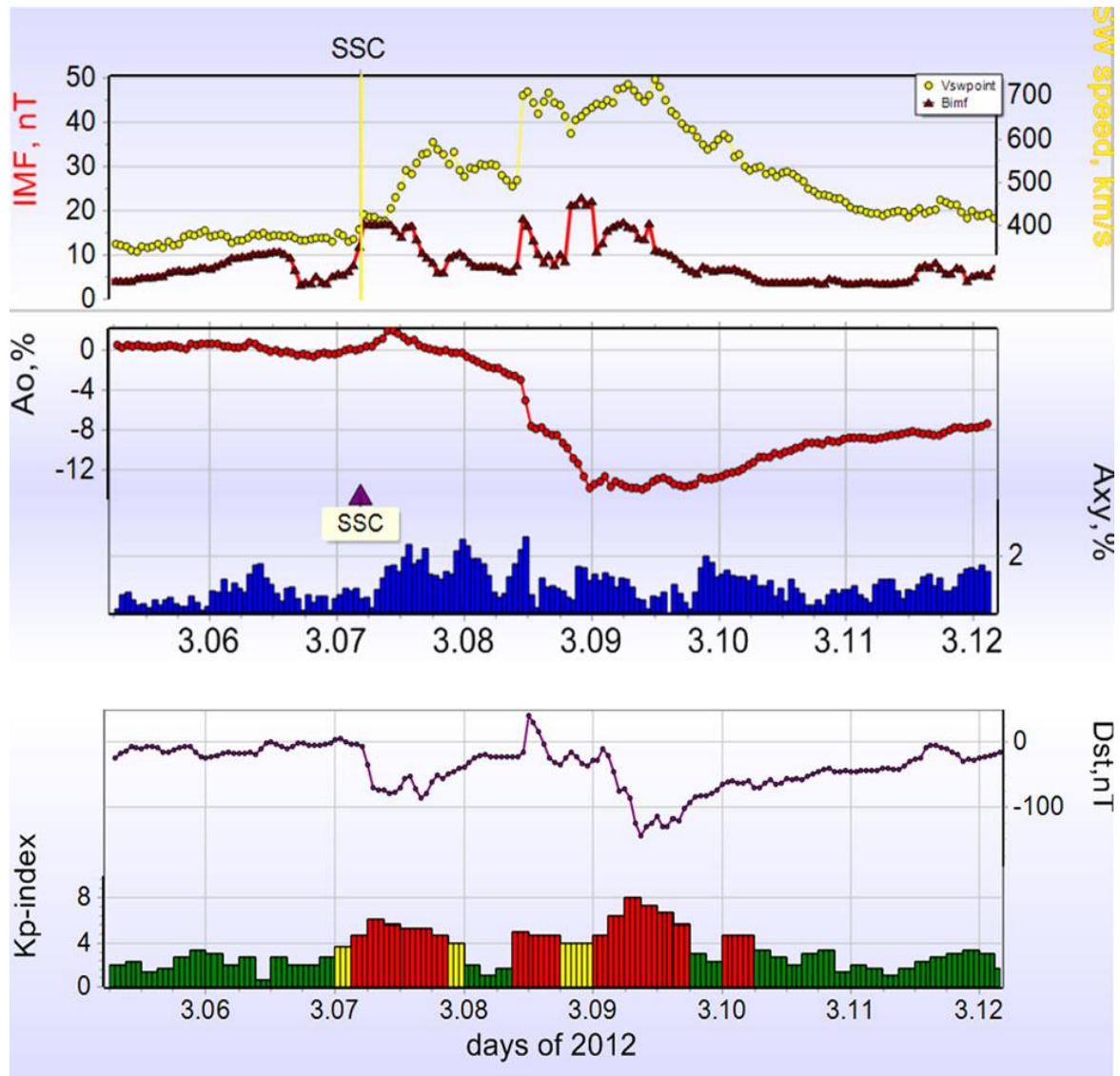
**Πίνακας 5.3:** Οι ηλιακές εκρήξεις και οι αντίστοιχες CMEs στο χρονικό διάστημα 4-17 Μαρτίου 2012.

<b>Solar Flares Start time DD/MM/YYYY hh:mm:ss</b>	<b>GOES Class</b>	<b>Derived Position</b>	<b>CMEs DD/MM/YYYY hh:mm:ss</b>	<b>V (km/sec)</b>
04/03/2012 10:29:00	M2.0	AR 1429 N16E65	04/03/2012 11:00:07	1306
05/03/2012 02:30:00	X1.1	AR 1429 N19E58	05/03/2012 04:00:05	1531
05/03/2012 19:10:00	M2.1	AR 1429 N16E45	05/03/2012 19:24:07	402
05/03/2012 19:27:00	M1.8	AR 1429 N16E45	-	-
05/03/2012 22:26:00	M1.3	AR 1429 N16E43	-	-

Κεφάλαιο V: Ανάλυση Μειώσεων Forbush

06/03/2012 00:22:00	M1.3	AR 1429 N16E42	-	-
06/03/2012 01:36:00	M1.2	AR 1429 N16E41	-	-
06/03/2012 04:01:00	M1.0	AR 1429 N16E39	06/03/2012 04:48:06	536
06/03/2012 07:52:00	M1.0	AR 1429 N17E40	06/03/2012 08:12:08	599
06/03/2012 12:23:00	M2.1	AR 1429 N21E40	-	-
06/03/2012 21:04:00	M1.3	AR 1429 N16E30	-	-
06/03/2012 22:49:00	M1.0	AR 1429 N19E32	-	-
07/03/2012 00:02:00	X5.4	AR 1429 N18E31	07/03/2012 00:24:06	2684
07/03/2012 01:05:00	X1.3	AR 1429 N15E26	07/03/2012 01:30:24	1825
09/03/2012 03:22:00	M6.3	AR 1429 N15W03	09/03/2012 04:26:09	950
10/03/2012 17:15:00	M8.4	AR 1429 N17W24	10/03/2012 18:00:05	1296
13/03/2012 17:12:00	M7.9	AR 1429 N17W66	13/03/2012 17:36:05	1884
14/03/2012 15:08:00	M2.8	AR1432 N13E05	14/03/2012 16:36:05	411
15/03/2012 07:23:00	M1.8	AR1432 N14W03	15/03/2012 09:24:05	485
-	-	-	16/03/2012 20:36:03	862
17/03/2012 20:32:00	M1.3	AR1434 S20W24	-	-
-	-	-	18/03/2012 00:24:05	1210
-	-	-	21/03/2012 07:36:05	1178

Με τη βοήθεια του πίνακα 5.3 και της βάσης των μειώσεων Forbush που έχει δημιουργήσει η ομάδα κοσμικής ακτινοβολίας του IZMIRAN της Ρωσικής Ακαδημίας Επιστημών (<http://spaceweather.izmiran.ru/eng/dbs.html>, Belov et al. 2005c) σε συνεργασία με την ομάδα κοσμικής ακτινοβολίας του Τμήματος Φυσικής του Πανεπιστημίου Αθηνών, έγινε μια πιο αναλυτική μελέτη του επεισοδίου. Συγκεκριμένα αναλύθηκε η προέλευση της κάθε μείωσης, συσχετίζοντας τα διάφορα ηλιακά επεισόδια που λαμβάνουν χώρα πριν ή και κατά τη διάρκεια της μείωσης Forbush και διατυπώνονται ως εξής (Shrivastava, 2005): α) η ηλιακή έκλαμψη (SF) πρέπει να έχει σημειωθεί μέχρι και τέσσερις ημέρες προτού καταγραφεί η μείωση Forbush, β) η CME πρέπει να έχει καταγραφεί μέσα σε ένα χρονικό παράθυρο 24 ωρών από την στιγμή εμφάνισης της ηλιακής έκλαμψης, γ) η CME πρέπει να έχει καταγραφεί το πολύ τρεις ημέρες πριν από την έναρξη της μείωσης Forbush. Οι παράμετροι, όπως η ένταση του διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου - IMF και η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου - SW, η ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας  $-A_0$  και ανισοτροπία της  $-A_{xy}$ , οι δείκτες γεωμαγνητικής δραστηριότητας  $K_p$  και Dst και τέλος οι ενδείξεις των SSC - Sudden Storm Commencement - αντιστοιχούν σε κρουστικά κύματα παρίστανται στο σχήμα 5.4.



**Σχήμα 5.4:** Οι παράμετροι που απεικονίζονται είναι: η ένταση του διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου - IMF και η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου -SW (επάνω γράφημα), η ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας - $A_0$  και ανισοτροπία της - $A_{xy}$  (μεσαίο γραφήματα), οι δείκτες γεωμαγνητικής δραστηριότητας Kp και Dst (κάτω γράφημα). Τέλος οι ενδείξεις SSC - Sudden Storm Commencement - αντιστοιχούν στις στιγμές που τα κρουστικά κύματα έφτασαν στη Γη.(<http://spaceweather.izmiran.ru/eng/dbs.html>)

- **Μείωση Forbush στις 9 Μαρτίου 2012**

Η κύρια φάση της πρώτης μείωσης παρατηρείται από 7-9 Μαρτίου 2012 και η επαναφορά της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας της μείωσης σημειώνεται από 9-11 Μαρτίου 2012 με το μέγιστο πλάτος της μείωσης να σημειώνεται στις 9 Μαρτίου τ 2012 (σχήματα 5.2 και 5.4). Το μέγιστο πλάτος στις 9 Μαρτίου συνδέεται με μια σειρά από X- class ηλιακές εκρήξεις που εκδηλώθηκαν στις 7 Μαρτίου, την X5.4 με ηλιογραφικές συντεταγμένες N18, E31 και την X1.3 με ηλιογραφικές συντεταγμένες N15, E26 που τις ακολούθησαν CMEs με ταχύτητες 2684 Km/s και 1825Km/s αντίστοιχα (πίνακας 5.3). Στις 9 Μαρτίου οι τιμές των γεωμαγνητικών δεικτών σε συνδυασμό με το μέγιστο πλάτος που καταγράφηκε από τους μετρητές νετρονίων του παγκόσμιου δικτύου δείχνουν ότι σημειώνεται γεωμαγνητική καταιγίδα. Συγκεκριμένα ο δείκτης  $K_p$  σημειώνεται με μέγιστη τιμή +8 και ο  $D_{st}$  με ελάχιστη τιμή -143 nT (Belov et al. 2005c; Livada et al. 2015; Patsourakos et al. 2016).

- **Μείωση Forbush στις 13 Μαρτίου 2012**

Η κύρια φάση της δεύτερης μείωσης παρατηρείται από 11-13 Μαρτίου 2012 και η επαναφορά της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας της μείωσης σημειώνεται από 13-14 Μαρτίου 2012 με το μέγιστο πλάτος της μείωσης να σημειώνεται στις 13 Μαρτίου 2012 (σχήμα 5.2). Η δεύτερη μείωση Forbush συνδέεται με την ηλιακή έκρηξη M8.4 class στις 10 Μαρτίου που προήλθε από την ηλιακή περιοχή με συντεταγμένες N17, W24 και συνοδεύτηκε με την αντίστοιχη CME με ταχύτητα 1296Km/s και με την ηλιακή έκρηξη M7.9 class στις 13 Μαρτίου που προήλθε από την ηλιακή περιοχή με συντεταγμένες N17W66 και συνοδεύτηκε από την αντίστοιχη CME με ταχύτητα 1884 Km/s (πίνακας 5.3).

Η δεύτερη μείωση έχει καταγραφεί από τους μετρητές νετρονίων με μικρότερο μέγιστο πλάτος σε σχέση με την πρώτη μείωση Forbush, καθώς έχει προέλθει από πιο ασθενή ηλιακή δραστηριότητα. Ενδεικτικά στον πολικό σταθμό SOPO το μέγιστο πλάτος στις 9 και 13 Μαρτίου 2012 είναι:  $A = -14.4 \%$  και  $A = -11.7 \%$  αντίστοιχα.



### 5.1.3 Υπολογισμός της κοσμικής ακτινοβολίας στην ηλιόσφαιρα και του ενεργειακού εκθέτη

#### α) Συνάρτηση Clem and Dorman (2000)

Στην τεχνική των Wawrzynczak and Alania (2010) όπως περιγράφηκε στο Κεφάλαιο 4, που βασίζεται στη μέθοδο σύζευξης πρωτογενούς με δευτερογενούς κοσμικής ακτινοβολίας (Dorman, 1963) αρχικά εφαρμόστηκε η συνάρτηση σύζευξης (4.10) των Clem and Dorman (2000) :

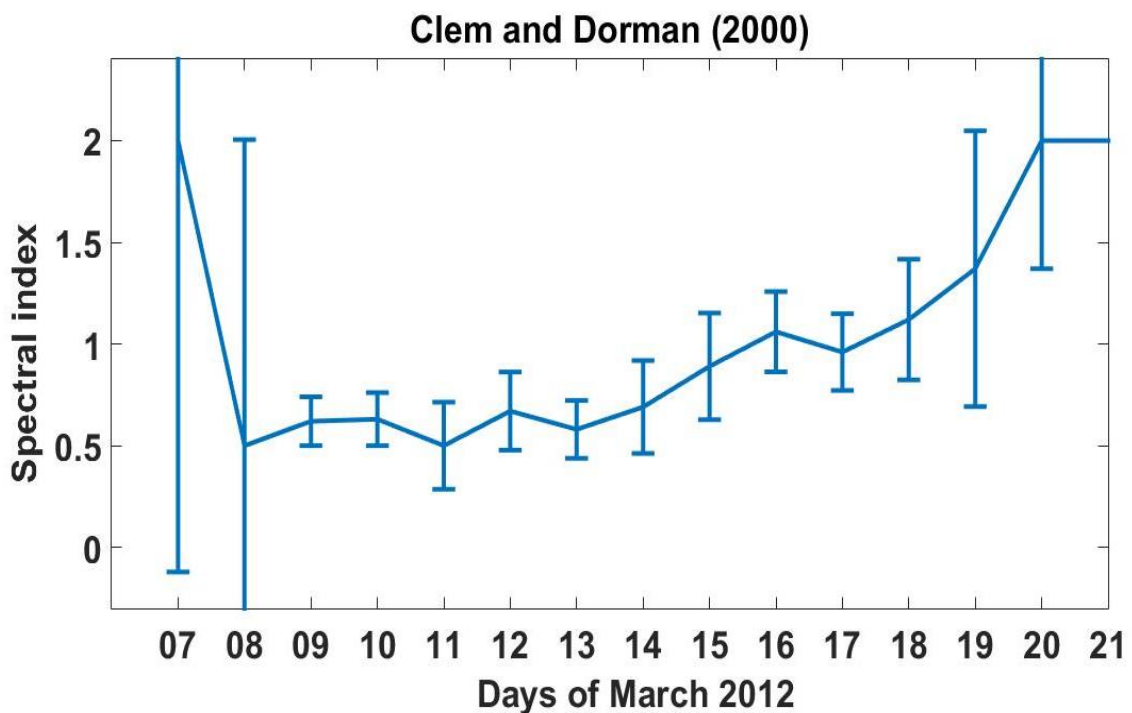
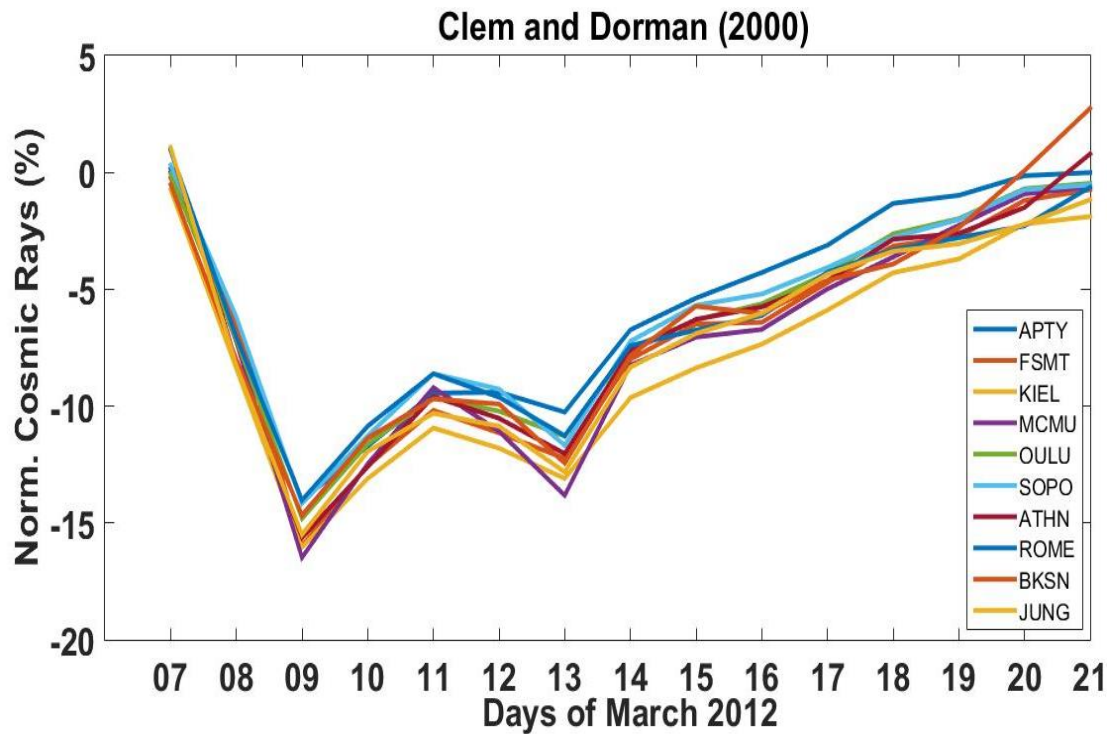
$$W_T(R_c, h) = a(h) (\kappa(h) - 1) \exp(-a(h) R_c^{-\kappa(h)+1}) R_c^{(-\kappa(h))}$$

χρησιμοποιώντας τις παραμέτρους  $a$ ,  $\kappa$  για το ηλιακό μέγιστο (καθώς οι μειώσεις του Μαρτίου 2012 εμφανίστηκαν κατά τη διάρκεια της ανοδικής φάσης του 24<sup>ου</sup> ηλιακού κύκλου) της σχέσης (4.12):

$$\ln a = 1.93 + 0.15h - 0.18 \exp(-10h)$$

$$\kappa = 2.32 - 0.49h + 0.18 \exp(-9.5h)$$

Με την εφαρμογή την συνάρτησης σύζευξης (4.10) υπολογίστηκε η ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας στην ηλιόσφαιρα και ο ενεργειακός εκθέτης για δέκα πολιτικούς και μεσαιού πλάτους σταθμούς (πίνακας 5.2) με ημερήσια δεδομένα από το παγκόσμιο δίκτυο μετρητών νετρονίων για την περίοδο από 7–21 Μαρτίου 2012. Η χρονική κατανομή της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας στην ηλιόσφαιρα και του υπολογισμένου ενεργειακού εκθέτη δίδονται στο πάνω και κάτω διάγραμμα του σχήματος 5.5 αντίστοιχα. Οι σταθμοί νετρονίων που έχουν χρησιμοποιηθεί είναι τοποθετημένοι σε οποιοδήποτε υψόμετρο από την επιφάνεια της θάλασσας και αυτό εκφράζεται στην συγκεκριμένη συνάρτηση μέσω του ατμοσφαιρικού βάθους τους ( $h$ ) σε bars. Οι συναρτήσεις (4.10) και (4.12) έχουν φυσική σημασία στην περιοχή δυσκαμψιών μεγαλύτερη των 2 GV (Dorman και Yanke, 1981). Όμως εδώ έχουν χρησιμοποιηθεί και για 5 σταθμούς νετρονίων με κατώφλι μαγνητικής δυσκαμψίας μικρότερο του 2GV (SOPO, FSMT, MCMU, APTY, OULU) καθώς το 90% της καταγεγραμμένης κοσμικής ακτινοβολίας από τους πολιτικούς σταθμούς τύπου NM64 προέρχεται από σωματίδια με ενέργειες μεγαλύτερες των 5 GV (Maurin et al., 2015) και δεν επηρεάζει τους υπολογισμούς.



**Σχήμα 5.5:** Στο πάνω διάγραμμα απεικονίζεται η ημερήσια κοσμική ακτινοβολία στην ηλιόσφαιρα για πολικούς και μεσαίου πλάτους σταθμούς με δεδομένα από το παγκόσμιο δίκτυο μετρητών νετρονίων για την περίοδο 7 – 21 Μαρτίου 2012 και στο κάτω διάγραμμα ο υπολογισμένος ενεργειακός εκθέτης με την χρήση της συνάρτησης Clem and Dorman (2000).

- ✓ Η ένταση της κοσμικής στην ηλιόσφαιρα  $A_i^k$  για ισταθμούς για κ ημέρες υπολογίζεται από την σχέση (4.5):

$$A_i^k = J_i^k / \int_{R_i}^{R_{\max}} \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-\gamma^k} w_i(R_i, h_i) dR$$

όπου  $J_i^k$  είναι η ημερήσια κανονικοποιημένη ένταση της κοσμικής από τη σχέση (4.1) με δεδομένα από τους σταθμούς νετρονίων,  $R_i$  η μαγνητική δυσκαμψία του κάθε σταθμού,  $R_{\max}=200\text{GV}$  που ισοδυναμεί με την μαγνητική δυσκαμψία στην ηλιόσφαιρα όπου η κοσμική ακτινοβολία εξομαλύνεται και δεν εξαρτάται από τα χαρακτηριστικά του κάθε σταθμού νετρονίων (Alania and Wawrzynczak, 2008). Η συνάρτηση σύζευξης  $w_i(R_i, h_i)$  που επιλέχτηκε αρχικά η (4.10) των Clem and Dorman (2000). Η διαδικασία υπολογισμού του όρου  $A_i^k$  γίνεται με την βοήθεια του προγράμματος της MatLabR-2015. Συγκεκριμένα το παρακάτω ολοκλήρωμα της εξίσωσης (4.5):

$$B(i, \gamma, R_{\max}) = \int_{R_i}^{R_{\max}} \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-\gamma^k} w_i(R_i, h_i) dR$$

υπολογίζεται με την βοήθεια του προγράμματος της MatLabR-2015 για διάφορες τιμές του  $\gamma$  από ένα ορισμένο εύρος τιμών από 0.5 έως 2 με βήμα 0.01. Δηλαδή για 151 τιμές του  $\gamma$  προκύπτουν οι αντίστοιχες τιμές του  $B(i, \gamma, R_{\max})$  και της ένταση της κοσμικής στην ηλιόσφαιρα  $A_i^k$  για  $i$  μετρητές νετρονίων για κ ημέρες. Για κάθε ημέρα η καταλληλότερη και αποδεκτή τιμή του ενεργειακού εκθέτη αντιστοιχεί σε εκείνη την τιμή του που η ένταση της κοσμικής στη ηλιόσφαιρα από τις 151 τιμές είναι σχεδόν η ίδια για όλους τους  $i$  ανιχνευτές καθώς στα 200GV είναι ανεξάρτητη από το μαγνητικό πεδίο της Γης το οποίο διαμορφώνει την ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας ανάλογα με το γεωγραφικό πλάτος και επομένως την γεωμαγνητική δυσκαμψία. Η τιμή του ενεργειακού εκθέτη που είναι αποδεκτή με το παραπάνω κριτήριο  $\gamma_0^k$  είναι και αυτή που επιλέγεται για να απεικονιστεί η ημερήσια τιμή της έντασης της κοσμικής στην ηλιόσφαιρα  $A_i^k$  (πάνω διάγραμμα σχήματος 5.5). Όσον αφορά τον υπολογισμό της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας στην ηλιόσφαιρα (πάνω διάγραμμα σχήματος 5.5) παρατηρούμε ότι όλοι οι επιλεγμένοι σταθμοί πολικού και μεσαίου πλάτους έχουν σχεδόν την ίδια τιμή μετά την

σύζευξη με την συγκεκριμένη συνάρτηση σε αντίθεση με την τιμή της επίγειας κοσμικής ακτινοβολίας των σταθμών που οι πολικοί σημειώνουν μεγαλύτερη τιμή στην ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας σε σχέση με του μεσαίου πλάτους σταθμούς (σχήμα 5.2). Ενδεικτικά το πλάτος της 1<sup>ης</sup> μείωσης Forbush στις 9 Μαρτίου στον πολικό σταθμό SOPO είναι  $A = -14.4 \%$  και στον μεσαίου πλάτους ΑΤΗΝ είναι  $A = -5.87 \%$  (σχήμα 5.2). **Το μέσο πλάτος** που υπολογίστηκε στην ηλιόσφαιρα για όλους τους σταθμούς που χρησιμοποιήθηκαν είναι περίπου **-15%** (πάνω διάγραμμα σχήματος 5.5).

- ✓ Το ότι η υπολογισμένη ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας είναι σχεδόν η ίδια για όλους τους σταθμούς στην ηλιόσφαιρα επιβεβαιώνει την προϋπόθεση της τεχνικής που χρησιμοποιήσαμε για τον προσδιορισμό ενός αξιόπιστου εκθέτη και την χρήση μιας αποδεκτής συνάρτησης σύζευξης των Clem and Dorman (2000).
- ✓ Ο ενεργειακός εκθέτης υπολογίζεται με την βοήθεια της εξίσωσης (4.6) της τυπικής απόκλισης :

$$\sigma_{\gamma}^k = \sqrt{\sum_{i=1}^n (A_i^k - \bar{A}^k)^2 / (n-1)}$$

Η αποδεκτή τιμή του ενεργειακού εκθέτη  $\gamma_0^k$  για κάθε ημέρα ξεχωριστά είναι εκείνη για την οποία η τυπική απόκλιση  $\sigma_{\gamma}^k$  εμφανίζει την ελάχιστη τιμή της από τις 151 τιμές ώστε η διαφορά  $\Delta A_i^k = A_i^k - \bar{A}^k$  να είναι ελάχιστη και η ένταση της κοσμικής στην ηλιόσφαιρα να είναι σχεδόν η ίδια για όλους τους σταθμούς. Ο προσδιορισμό του ενεργειακού εκθέτη (κάτω διάγραμμα του σχήματος 5.5) με την συγκεκριμένη συνάρτηση έγινε ικανοποιητικά καθώς ο ενεργειακός εκθέτης ακολουθεί την διακύμανση της κοσμικής ακτινοβολίας. Καθώς στην αρχή και στο τέλος του επεισοδίου ο ενεργειακός εκθέτης έχει μέγιστη τιμή 2, ενώ στο μέγιστο της 1<sup>ης</sup> μείωσης στις 9 Μαρτίου 2012 έχει την τιμή 0.62 (πίνακας 5.4).

- ✓ Το σφάλμα  $\Delta \gamma$  της κάθε τιμής του ενεργειακού εκθέτη προκύπτει μέσω της δεύτερης τυπικής απόκλισης ( $2\sigma_{\gamma}^k$ ) με την βοήθεια του προγράμματος της MatLabR-2015. Σε κάθε τιμή του  $\gamma_0^k$  υπάρχει η τιμή του ενεργειακού εκθέτη για την προηγούμενη ημέρα  $\gamma_0^{k-1}$  και την επόμενη ημέρα  $\gamma_0^{k+1}$ . Υπολογίζοντας τις διαφορές  $\Delta \gamma_{k-1} = \gamma_0^{k-1} -$

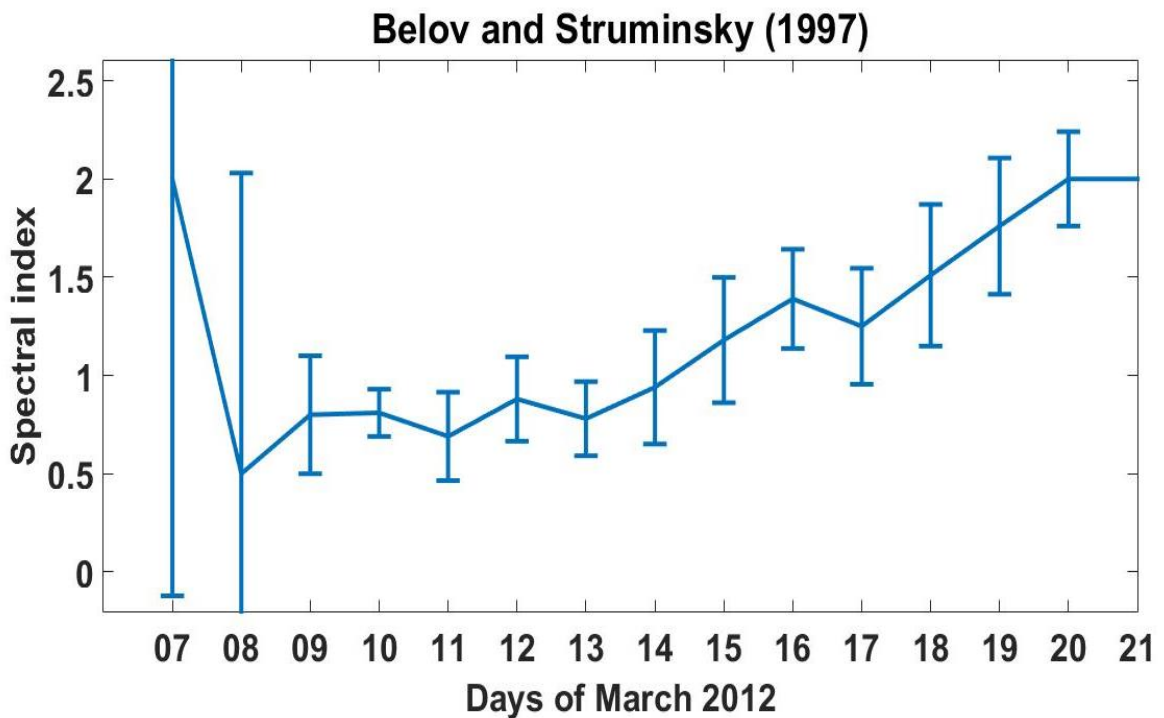
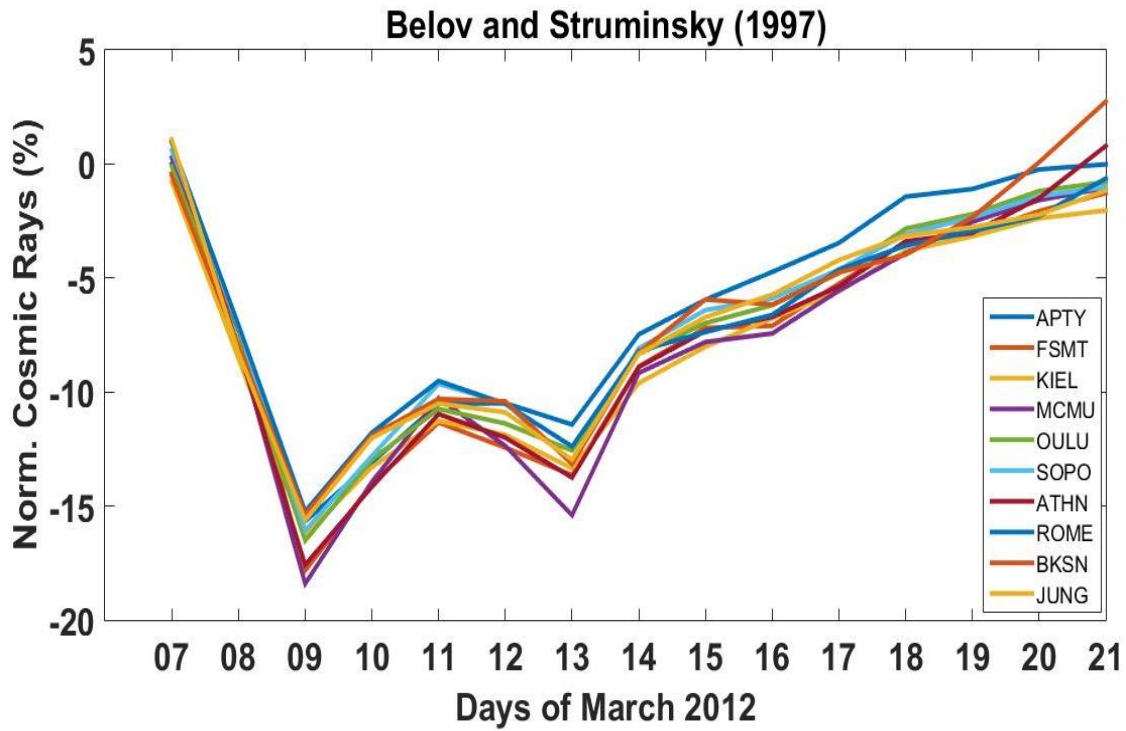
$\gamma_0^k$  και  $\Delta\gamma_{k+1} = \gamma_0^{k+1} - \gamma_0^k$  βρίσκουμε το σφάλμα του κάθε ενεργειακού εκθέτη  $\Delta\gamma = \sqrt{\Delta\gamma_{k-1}^2 + \Delta\gamma_{k+1}^2}$ . Όταν ο ενεργειακός εκθέτης σταθεροποιείται το σφάλμα του λόγω της μεθόδου υπολογισμού του είναι μηδέν όπως συμβαίνει στο παραπάνω επεισόδιο στις 21 Μαρτίου 2012.

### β) Συνάρτηση Belon and Struminsky (1997)

Στη συνέχεια εφαρμόζοντας την συνάρτηση σύζευξης (4.18) των Belon and Struminsky (1997) στην παραπάνω τεχνική υπολογίστηκε η ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας στην ηλιόσφαιρα και ο ενεργειακός εκθέτης για τους δέκα πολικούς και μεσαίου πλάτους σταθμούς (πίνακας 5.2) σε οποιοδήποτε υψόμετρο και αν είναι τοποθετημένοι με ημερήσια δεδομένα από το παγκόσμιο δίκτυο μετρητών νετρονίων για την περίοδο από 7 – 21 Μαρτίου 2012. Η υπολογισμένη ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας στην ηλιόσφαιρα και ο υπολογισμένος ενεργειακός εκθέτης δίδονται στο πάνω και κάτω διάγραμμα του σχήματος 5.6. Η συνάρτηση των Belon and Struminsky (1997) δίνεται από τη σχέση (4.18):

$$w(R, h, t_0) dR = \left\{ \begin{array}{l} w_T(R, h, t_0) dR, R \geq 2.78GV \\ w(R = 2.78GV, h, t_0) \left(\frac{E}{2GeV}\right)^{3.17} dR, R < 2.78GV \end{array} \right\}$$

η οποία είναι μια προέκταση της συνάρτησης (4.10) των Clem and Dorman (2000) στη περιοχή χαμηλών ενεργειών.



**Σχήμα 5.6:** Στο πάνω διάγραμμα απεικονίζεται η ημερήσια κοσμική ακτινοβολία στην ηλιόσφαιρα για πολικούς και μεσαίου πλάτους σταθμούς με δεδομένα από το παγκόσμιο δίκτυο μετρητών νετρονίων για την περίοδο 7 – 21 Μαρτίου 2012 και στο κάτω διάγραμμα ο ενεργειακός εκθέτης με την χρήση της συνάρτησης Belov and Struminsky (1997).

- ✓ Η ένταση της κοσμικής στην ηλιόσφαιρα  $A_i^k$  υπολογίζεται από την σχέση (4.5) και με την συνάρτηση σύζευξης (4.18) ως εξής:

$$A_i^k = J_i^k / \left( \int_{R_i}^{2.78} \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-\gamma^k} w_i(R = 2.78GV, h_i) \left(\frac{E}{2GeV}\right)^{3.17} dR + \int_{2.78}^{R_{\max}} \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-\gamma^k} w_i(R_i, h_i) dR \right)$$

**Το μέσο πλάτος** που υπολογίστηκε στην ηλιόσφαιρα για όλους τους σταθμούς που χρησιμοποιήθηκαν είναι περίπου **-16%** (πάνω διάγραμμα σχήματος 5.6). Το ότι η υπολογισμένη ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας είναι σχεδόν η ίδια για όλους τους σταθμούς στην ηλιόσφαιρα επιβεβαιώνει την προϋπόθεση της τεχνικής που χρησιμοποιήσαμε για τον προσδιορισμό ενός αξιόπιστου εκθέτη και την χρήση μιας αποδεκτής συνάρτησης σύζευξης των Belov and Struminsky (1997).

- ✓ Όσον αφορά τον προσδιορισμό του ενεργειακού εκθέτη (κάτω διάγραμμα σχήματος 5.6) με την συγκεκριμένη συνάρτηση το αποτέλεσμα είναι ικανοποιητικό, καθώς ο ενεργειακός εκθέτης ακολουθεί, όπως και στην συνάρτηση των Clem and Dorman (2000) την διακύμανση του πλάτους της κοσμικής ακτινοβολίας. Καθώς στην αρχή και στο τέλος του επεισοδίου ο ενεργειακός εκθέτης έχει μέγιστη τιμή 2, ενώ στο μέγιστο της  $1^{ns}$  μείωσης στις 9 Μαρτίου 2012 έχει την τιμή 0.80(πίνακας 5.4).

### γ) Συνάρτηση Mishev et al. (2013)

Εφαρμόζοντας την συνάρτηση (4.24) των Mishev et al. (2013) στην παραπάνω τεχνική υπολογίστηκε η κοσμική ακτινοβολία στην ηλιόσφαιρα και ο ενεργειακός εκθέτης για πέντε πολιτικούς και μεσαίου πλάτους σταθμούς του πίνακα 5.2 (Apatity (APTY), Oulu (OULU), Kie I(KIEL), Rome (ROME), Athens (ATHN)) που είναι τοποθετημένοι μόνο σε επίπεδο θάλασσας με ημερήσια δεδομένα από το παγκόσμιο δίκτυο μετρητών νετρονίων για την περίοδο από 7 – 21 Μαρτίου 2012. Η συνάρτηση (4.24) των Mishev et al. (2013) που έχει υπολογιστεί για πρωτόνια σε επίπεδο θάλασσας (asl) είναι :

$$I = \log_{10}(R) + 0.469$$

$$Y_P^{asl} = 10^{(-19.86 - 13.79I + 0.963I^2 + 30.56\sqrt{I})}$$

Η συγκεκριμένη συνάρτηση έχει φυσική σημασία για σταθμούς με μαγνητική δυσκαμψία  $R > 0.3$  GV λόγω του λογάριθμου προκειμένου το αποτέλεσμα της ροής της κοσμικής ακτινοβολίας να είναι θετικό. Για τον λόγο αυτό και της απαίτησης της συγκεκριμένης συνάρτησης οι σταθμοί που επιλέγονται να είναι τοποθετημένοι σε επίπεδο θάλασσας από τους 10 σταθμούς του πίνακα 5.2 που εφαρμόστηκαν στις άλλες δύο συναρτήσεις εφαρμόστηκαν τα δεδομένα μόνο από τους 5 σταθμούς μετρητών νετρονίων που αναφέρθηκαν.

Όμως τα αποτελέσματα υπολογισμού της κοσμικής ακτινοβολίας στην ηλιόσφαιρα και του ενεργειακού εκθέτη με την συνάρτηση των Mishev et al. (2013) δεν ήταν ικανοποιητικά και δεν παρουσιάστηκαν καθώς η ένταση της κοσμικής στην ηλιόσφαιρα δεν ήταν η ίδια για όλους τους σταθμούς νετρονίων ούτε ο ενεργειακός εκθέτης ακολουθούσε τη διακύμανση της κοσμικής όπως ορίζει η παραπάνω μέθοδος.



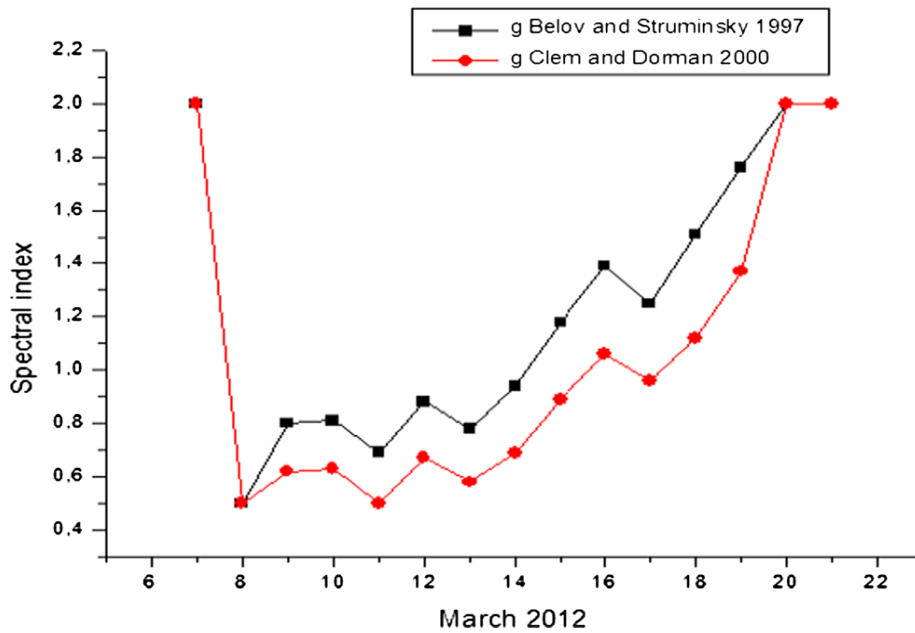
### 5.1.4 Αποτελέσματα των τριών συναρτήσεων σύζευξης

Τα ημερήσια αποτελέσματα του υπολογισμένου ενεργειακού εκθέτη με το σφάλμα τους για τις δυο συναρτήσεις σύζευξης που έδωσαν αναμενόμενα αποτελέσματα για το χρονικό διάστημα 7-21 Μαρτίου 2012 δίδονται στον Πίνακα 5.4.

**Πίνακας 5.4:** Ο υπολογισμένος ενεργειακός εκθέτης σε χρονικό διάστημα ανά 24 ώρες για την περίοδο από 7–21 Μαρτίου του 2012 με την χρήση των δύο συναρτήσεων σύζευξης.

Days	Spectral index (Clem and Dorman, 2000)	Spectral index (Belov and Struminsky, 1997)
07 /3/2012	2.00± 2.12	2.00± 2.21
08 /3/2012	0.50± 1.50	0.50 ± 1.53
09/3/2012	0.62 ± 0.12	0.80 ± 0.30
10/3/2012	0.63 ± 0.13	0.81 ± 0.12
11/3/2012	0.50± 0.21	0.69 ± 0.22
12/3/2012	0.67± 0.19	0.88 ± 0.21
13/3/2012	0.58 ± 0.14	0.78 ± 0.19
14/3/2012	0.69± 0.23	0.94 ± 0.29
15/3/2012	0.89 ± 0.26	1.18 ± 0.32
16/3/2012	1.06 ± 0.20	1.39 ± 0.25
17/3/2012	0.96 ± 0.19	1.25 ± 0.30
18/3/2012	1.12± 0.30	1.51 ± 0.36
19/3/2012	1.37± 0.68	1.76 ± 0.35
20/3/2012	2.00 ± 0.63	2.00 ± 0.24
21/3/2012	2.00 ± 0.00	2.00 ± 0.00

- Η επίγεια κανονικοποιημένη ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας παρουσιάζει εμφανή διαφορά στην καταγραφή της από πολικούς και μεσαίου πλάτους ανιχνευτές λόγω της επίδρασης του μαγνητικού πεδίου της Γης (σχήμα 5.2). Αντίθετα οι υπολογισμένες ημερήσιες τιμές της νορμαλισμένης έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας στην ηλιόσφαιρα (primary cosmic rays) για όλους τους σταθμούς ήταν σχεδόν η ίδια με την χρήση των δυο αποδεκτών συναρτήσεων σύζευξης (πάνω διαγράμματα σχημάτων 5.5, 5.6). Αυτό είναι ένα κριτήριο ότι η σύζευξη έγινε ικανοποιητικά και στις δυο περιπτώσεις και με την συγκεκριμένη μέθοδο θα υπολογιστεί αξιόπιστα ο ενεργειακός εκθέτης.
- Ο υπολογισμένος ενεργειακός εκθέτης στο χρονικό διάστημα 7 -21 Μαρτίου 2012 με την χρήση των συναρτήσεων Clem and Dorman (2000) και Belon and Struminsky (1997) παρουσιάζει ελάχιστη διαφορά με μια ελαφρώς μετατόπιση των αποτελεσμάτων της καμπύλης στην δεύτερη συνάρτηση προς τα πάνω (σχήμα 5.7). Αυτή η ελάχιστη διαφορά οφείλεται στο ότι η δεύτερη συνάρτηση είναι μία προέκταση της πρώτης στην περιοχή των χαμηλών ενεργειών. Μια πιο αισθητή διαφορά ίσως αφορά την χρήση της σε GLE και όχι σε μειώσεις Forbush.
- Η συνάρτηση των Mishev et al.(2013) παρόλο που είναι μια καινούργια επιβεβαιωμένη συνάρτηση που η ανάπτυξη της βασίζεται σε Monte Carlo προσομοίωση και σε έναν καινούργιο όρο τον γεωμετρικό παράγοντα που υπολογίζει την πλευρική συνεισφορά της κοσμικής ακτινοβολίας δεν δίνει ικανοποιητικά αποτελέσματα για τον υπολογισμό του ενεργειακού φάσματος λόγω δύο πιθανόν εκδοχών. Η πρώτη εκδοχή είναι ότι πιθανόν από φυσικής σημασίας να μην είναι κατάλληλη συνάρτηση για εφαρμογές σε μειώσεις Forbush γαλαξιακή κοσμική ακτινοβολίας και η δεύτερη εκδοχή να μην προσαρμόζεται στην τεχνική των Wawrzynczak and Alania (2010) που είναι χρήσιμοι και οι σταθμοί με μαγνητική δυσκαμψία  $R < 0.3$  GV που σε αυτή την συνάρτηση δεν μπορούν να χρησιμοποιηθούν.



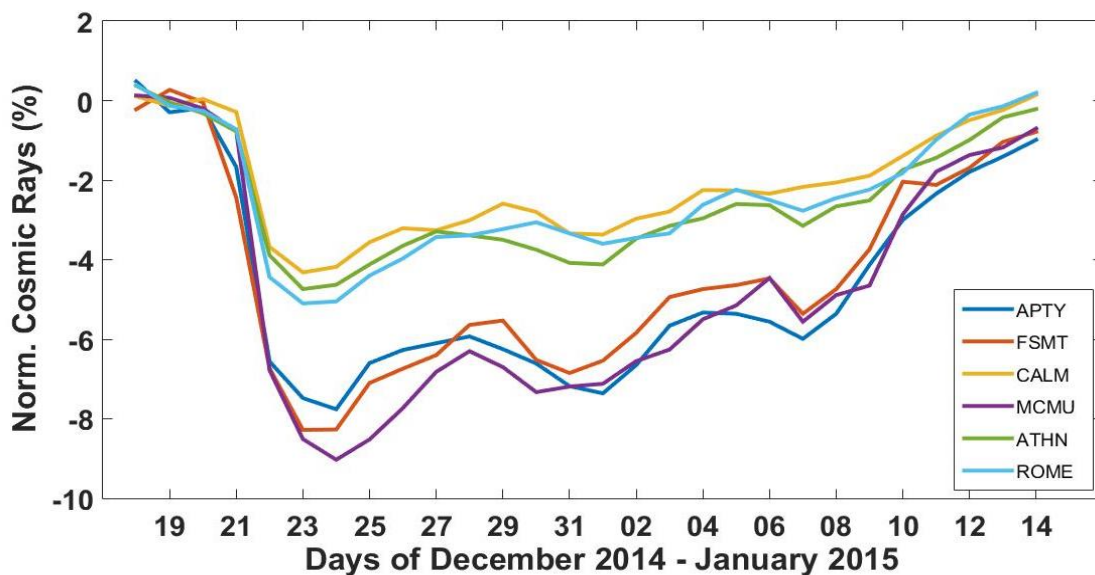
**Σχήμα 5.7:** Σύγκριση των τιμών του ενεργειακού εκθέτη που προέκυψαν από την εφαρμογή της συνάρτησης Clem and Dorman (2000) (κόκκινη γραμμή) και της συνάρτησης Belov and Struminsky (1997) (μαύρη γραμμή) στο χρονικό διάστημα 7-21 Μαρτίου 2012.

Για τους λόγους που αναφέρθηκαν παραπάνω στην ανάλυση των άλλων δύο επεισοδίων θα δοθούν αποτελέσματα με τις συναρτήσεις Clem and Dorman (2000) και Belov and Struminsky (1997).

## 5.2 Μειώσεις Forbush Δεκεμβρίου 2014 - Ιανουαρίου 2015

### 5.2.1 Δραστηριότητα Κοσμικής ακτινοβολίας

Στο μέγιστο του 24<sup>ου</sup> κύκλου σημειώθηκαν λόγω της ηλιακής δραστηριότητας δυο μειώσεις Forbush στο χρονικό διάστημα από τις 21 Δεκεμβρίου 2014 έως τις 14 Ιανουαρίου 2015. Τα μεγαλύτερα πλάτη των μειώσεων Forbush παρατηρήθηκαν στις 24 Δεκεμβρίου 2014 και στις 1 Ιανουαρίου 2015. Στο σχήμα 5.8 απεικονίζεται η ημερήσια νορμαλισμένη ένταση της επίγειας κοσμικής ακτινοβολίας για πολικούς και μεσαίου πλάτους σταθμούς από το παγκόσμιο δίκτυο μετρητών νετρονίων(www.nmdb.eu.) για την περίοδο από τις 21 Δεκεμβρίου 2014 έως τις 14 Ιανουαρίου 2015. Η κανονικοποίηση της ημερήσιας έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας ( $J_i^k$ ) στο χρονικό διάστημα από 21 Δεκεμβρίου 2014 έως τις 14 Ιανουαρίου 2015 έγινε με την χρήση του μέσου όρου ημερησίων δεδομένων καταγραφής τρεις ημέρες πριν την έναρξη της μείωσης Forbush ( $N_i^0$ ) δηλαδή στις 18, 19, 20 Δεκεμβρίου του 2014 όπως ορίζει η τεχνική Wawrzynczak and Alania (2010) με την σχέση (4.1). Επίσης το επίπεδο κανονικοποίησης αναφέρεται στην στάθμη του μηδενός.



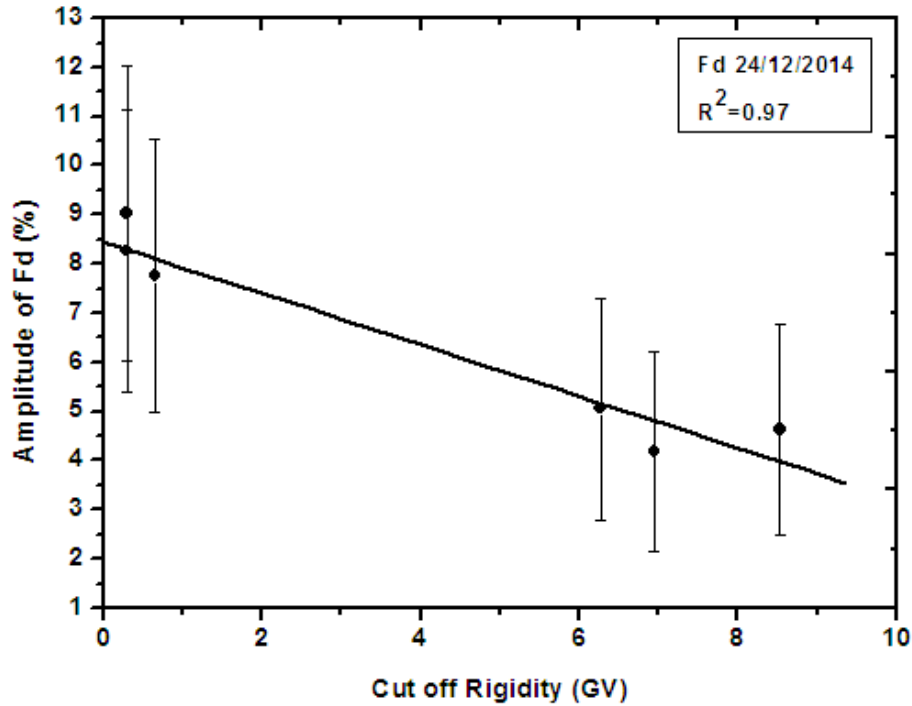
**Σχήμα 5.8:** Χρονική κατανομή της επίγειας κανονικοποιημένης έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας σε ημερήσια βάση, όπως καταγράφηκε από πολικούς και μεσαίου πλάτους σταθμούς για την χρονική περίοδο από 18 Δεκεμβρίου 2014 έως τις 14 Ιανουαρίου 2015.

Στον πίνακα 5.5 ([www.nmdb.eu](http://www.nmdb.eu)) παρατίθενται τα χαρακτηριστικά των 6 επιλεγμένων σταθμών που χρησιμοποιήθηκαν (Fort Smith(FSMT), McMurdo(MCMU), Apatity(APTY), Rome(ROME), Guadalajara(Calm), Athens(ATHN)) καθώς και η τιμή του μέγιστου πλάτους της μείωσης για κάθε σταθμό ξεχωριστά στις 24 Δεκεμβρίου 2014.

**Πίνακας 5.5 :** Χαρακτηριστικά των επιλεγμένων σταθμών νετρονίων και η αντίστοιχη τιμή του μέγιστου πλάτους της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας στις 24 Δεκεμβρίου 2014 ([www.nmdb.eu](http://www.nmdb.eu)).

NM stations	Abbr.	Detector's type	Geographic coordinates	Altitude (m)	Cut-off Rigidity (GV)	Fd's Ampl. (%) (24/12/2014)
McMurdo Antarctica	MCMU	18NM64	77.9° S 166.6°E	48	0.30	- 9.03
FortSmith Canada	FSMT	18NM64	60.02°N 111.93°W	180	0.30	- 8.27
Apatity Russia	APTY	18NM64	67.57°N 33.40°E	181	0.65	- 7.76
Rome Italy	ROME	20NM64	41.86°N 12.47°E	Sea level	6.27	- 5.05
Guadalajara Spain	CALM	15NM64	40.33°N 3.9°W	708	6.95	- 4.18
Athens Greece	ATHN	6NM64	37.97° N 23.78° E	260	8.53	- 4.63

Επιπρόσθετα είναι σημαντικό να σημειωθεί ότι στον πίνακα 5.5 και στο σχήμα 5.8 παρατηρούμε ότι εμφανίζονται και σε αυτό το επεισόδιο δύο χαρακτηριστικά εύρη της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας, των πολικών σταθμών και των μεσαίου πλάτους σταθμών. Ενδεικτικά το πλάτος της 1<sup>ης</sup> μείωσης Forbush στις 24 Δεκεμβρίου 2014 σημειώθηκε περίπου πλησίον στην τιμή 8.5% για τους πολιτικούς σταθμούς (9.03% για MCMU, 8.27% για FSMT, 7.76% APTY) και περίπου 4.5% για τους μεσαίου πλάτους σταθμούς (5.05% για ROME, 4.18% για CALM και 4.63% για ATHN). Γενικά η τιμή της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας είναι σε αντίθετη συσχέτιση με τη δυσκαμψία του κάθε σταθμού, δηλαδή όσο μικρότερη είναι η δυσκαμψία  $R_C$ , τόσο μεγαλύτερη είναι η ένταση της κοσμικής που καταγράφεται. Η συσχέτιση αυτή για το πλάτος της 1<sup>ης</sup> μείωσης Forbush στις 24 Δεκεμβρίου 2014 αποδίδεται γραφικά στο σχήμα 5.9. Η ίδια συσχέτιση εμφανίστηκε και στις δύο μειώσεις του Μαρτίου 2012, όπως απεικονίστηκε στο σχήμα 5.3 και εξηγήθηκε ότι οφείλεται στο μαγνητικό πεδίο της Γης το οποίο διαμορφώνει την ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας ανάλογα με το γεωγραφικό πλάτος και επομένως την γεωμαγνητική δυσκαμψία του κάθε σταθμού. Οι πολικοί σταθμοί έχουν μικρότερη μαγνητική δυσκαμψία  $R_C$  και καταγράφουν σωματίδια από μεγαλύτερο ενεργειακό εύρος της γαλαξιακής κοσμικής ακτινοβολίας (Usoskin et al., 2008, Dorman et al., 2000).



**Σχήμα 5.9:** Η τιμή του μέγιστου πλάτους της κοσμικής ακτινοβολίας των επιλεγμένων σταθμών σε συνάρτηση με την αντίστοιχη δυσκαμψία στις 24 Δεκεμβρίου του 2014.

Με την χρήση των ημερήσιων κανονικοποιημένων δεδομένων από τους επιλεγμένους σταθμούς μετρητών νετρονίων έγινε παρακάτω με τη βοήθεια της τεχνικής Wawrzynczak and Alania (2010) ο υπολογισμός της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας στην ηλιόσφαιρα και του ενεργειακού εκθέτη με τις συναρτήσεις σύζευξης των Clem and Dorman (2000), και Belon and Struminsky (1997) όπως και στο προηγούμενο επεισόδιο μειώσεων Forbush του Μαρτίου 2012 που μελετήθηκαν αναλυτικά.

### 5.2.2 Ηλιακή και γεωμαγνητική δραστηριότητα

Στο μέγιστο του 24<sup>ου</sup> κύκλου εκδηλώθηκαν λόγω της ηλιακής δραστηριότητας δυο μειώσεις Forbush στο χρονικό διάστημα από τις 21 Δεκεμβρίου του 2014 έως τις 14 Ιανουαρίου του 2015 οι οποίες καταγράφηκαν από το παγκόσμιο δίκτυο μετρητών νετρονίων. Αυτό το επεισόδιο σχετίζεται με ηλιακές εκρήξεις (SFs) και κάποιες αντίστοιχες CMEs που τις ακολουθούν που σημειώθηκαν στο χρονικό διάστημα 18 Δεκεμβρίου του 2014 έως τις 14 Ιανουαρίου του 2015 και παρουσιάζονται στον πίνακα 5.6 (<http://umtof.umd.edu/pm/>; <https://cdaw.gsfc.nasa.gov/>).

**Πίνακας 5.6 :** Ηλιακές εκλάμψεις και τα αντίστοιχα CMEs στο διάστημα 18 Δεκεμβρίου του 2014 έως τις 14 Ιανουαρίου του 2015.

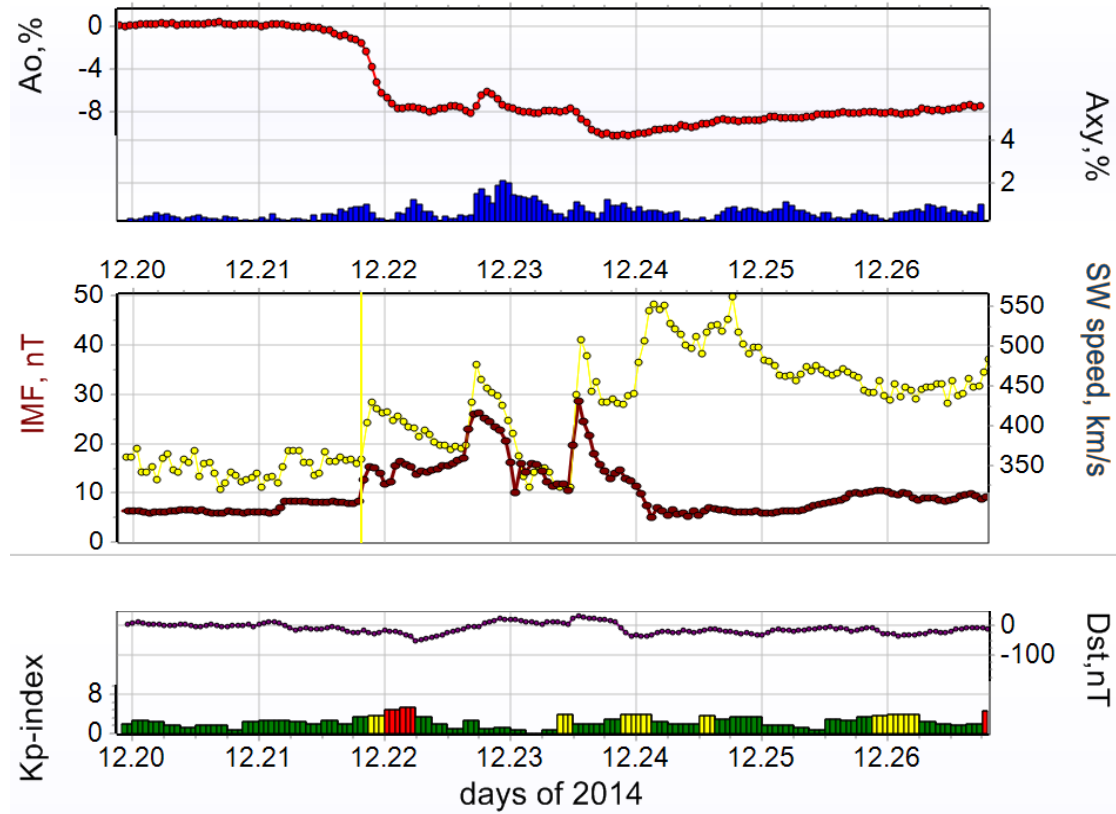
<b>Solar Flares Start time YYYY/MM/DD hh:mm:ss</b>	<b>GOES Class</b>	<b>Derived Position</b>	<b>CMEs Start time YYYY/MM/DD hh:mm:ss</b>	<b>V (km/sec)</b>
2014/12/18 21:41:00	M6.9	S11E10 AR2241	2014/12/19 01:04:42	1195
2014/12/19 09:31:00	M1.3	S16W29 AR2237		
2014/12/20 00:11:00	X1.8	S18W29 AR2242	2014/12/20 01:25:57	830
2014/12/21 07:18:00	M1.2	S18W50 AR 2242		
2014/12/21 11:24:00	M1.0	S13W25 AR2241	2014/12/21 12:12:05	669



Κεφάλαιο V: Ανάλυση Μειώσεων Forbush

2014/12/22 01:33:00	M1.0	S18W60 AR2242		
			2014/12/26 05:48:05	1097
2014/12/27 02:03:00	M2.2	S10W48 AR2249		
			2014/12/30 21:11:39	902
2015/01/03 09:40:00	M1.1	S05E16 AR 2253		
2015/01/04 15:18:00	M1.3	S05E01 AR2253		
			2015/01/12 15:36:05	1078
2015/01/13 04:13:00	M5.6	N06W70 AR 2257		
2015/01/13 04:46:00	M4.9	N05W76 AR 2257		
2015/01/14 12:30:00	M2.2	N08W89 AR 2257		

Από τον πίνακα 5.6 παρατηρούμε ότι στο συγκεκριμένο χρονικό διάστημα έχουν καταγραφεί 11 M- Class flares και 1 X- Class flares με τις αντίστοιχες CMEs όπου η ταχύτητα της μιας έφτασε τα 1195km/sec όπως έχουν καταγραφεί από τους GOES and SOHO/LASCO δορυφόρους. Παρατηρούμε στο σχήμα 5.8 και από τον πίνακα 5.6 ότι η πρώτη μείωση Forbush ξεκίνησε στις 21 Δεκεμβρίου του 2014, το μέγιστο πλάτος σημειώθηκε στις 24 Δεκεμβρίου του 2014 και η επαναφορά της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας έγινε στις 28 Δεκεμβρίου του 2014. Αυτή η μείωση βρίσκεται σε αντιστοιχία με την X1.8 class ηλιακή έκρηξη που προηγήθηκε στις 20 Δεκεμβρίου του 2014 στις 00:11:00 UT στην ηλιακή περιοχή AR2242 με γεωγραφικές συντεταγμένες S18, W29. Η συγκεκριμένη ηλιακή έκρηξη έδωσε CME στις 20 Δεκεμβρίου στις 01:25:57 UT του 2014, όπου η ταχύτητά της έφτασε 830 km/s. Όσον αφορά το συγκεκριμένο επεισόδιο το shock έφτασε στις Γη στις 22 Δεκεμβρίου του 2014 και οι γεωμαγνητικοί δείκτες δεν παρουσίασαν κάποιο ενδιαφέρον (<https://kauai.ccmc.gsfc.nasa.gov/CMEScoreboard/>). Η άλλη μείωση που σημειώθηκε από τις 28 Δεκεμβρίου του 2014 έως τις 3 Ιανουαρίου του 2015 με το μέγιστο πλάτος της στις 1 Ιανουαρίου του 2015 είναι πιο μικρή (η μείωση της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας εμφανίζεται κυρίως στους πολικούς σταθμούς) και δεν παρουσιάζει κάποιο ιδιαίτερο ηλιακό και γεωμαγνητικό ενδιαφέρον. Στο σχήμα 5.10 παρουσιάζεται το συγκεκριμένο επεισόδιο από την βάση των μειώσεων Forbush που έχει δημιουργήσει η ομάδα κοσμικής ακτινοβολίας του IZMIRAN της Ρωσικής Ακαδημίας Επιστημών (<http://spaceweather.izmiran.ru/eng/dbs.html>, Belov et al. 2005c) με την ομάδα κοσμικής ακτινοβολίας του Τμήματος Φυσικής του Πανεπιστημίου Αθηνών. Οι παράμετροι, όπως η ένταση του διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου - IMF και η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου - SW, η ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας -  $A_0$  και ανισοτροπία της -  $A_{xy}$ , οι δείκτες γεωμαγνητικής δραστηριότητας Kp & Dst και τέλος οι ενδείξεις των SSC - Sudden Storm Commencement - αντιστοιχούν σε κρουστικά κύματα παρίστανται στο σχήμα 5.10.

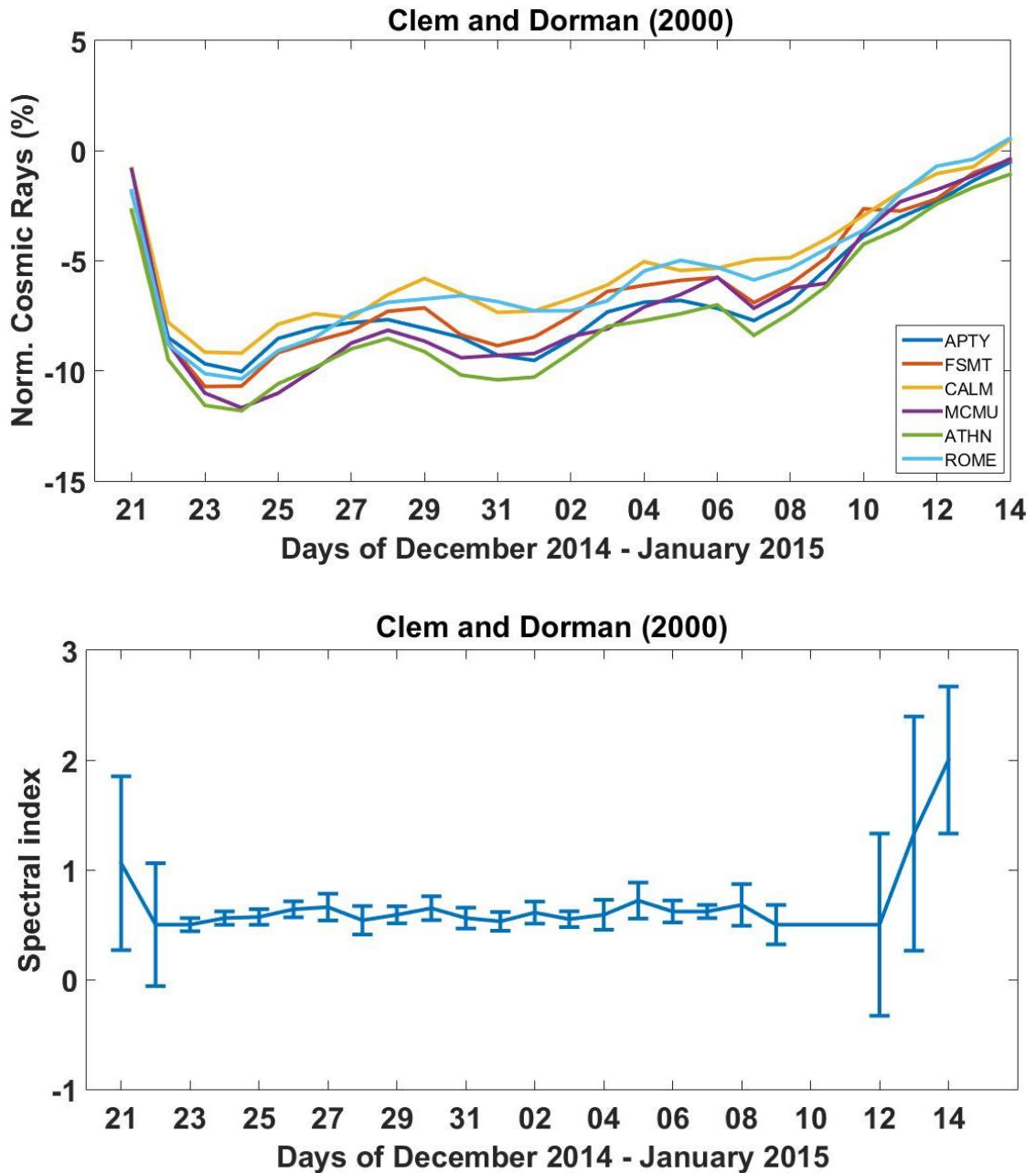


**Σχήμα 5.10:** Οι παράμετροι που απεικονίζονται είναι: η ένταση του διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου - IMF και η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου - SW (επάνω γράφημα), η ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας -  $A_0$  και ανισοτροπία της -  $A_{xy}$  (μεσαίο γραφήματα), οι δείκτες γεωμαγνητικής δραστηριότητας Kp & Dst (κάτω γράφημα). Τέλος οι ενδείξεις SSC - Sudden Storm Commencement - αντιστοιχούν στις στιγμές που τα κρουστικά κύματα έφτασαν στη Γη. (<http://spaceweather.izmiran.ru/eng/dbs.html>)

### 5.2.3 Υπολογισμός της κοσμικής ακτινοβολίας στην ηλιόσφαιρα και του ενεργειακού εκθέτη

#### α) Συνάρτηση Clem and Dorman (2000)

Εφαρμόζοντας στη τεχνική των Wawrzynczak and Alania (2010) την συνάρτηση σύζευξης (4.10) των Clem and Dorman (2000) υπολογίστηκε η ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας στην ηλιόσφαιρα (πάνω διάγραμμα σχήματος 5.11) και ο ενεργειακό εκθέτης (κάτω διάγραμμα σχήματος 5.11) για την περίοδο 21 Δεκεμβρίου 2014 έως τις 14 Ιανουαρίου 2015. Για τους υπολογισμούς χρησιμοποιήθηκαν έξι πολικοί και μεσαίου πλάτους σταθμοί (πίνακας 5.5) σε οποιοδήποτε υψόμετρο και αν είναι τοποθετημένοι με ημερήσια δεδομένα από το παγκόσμιο δίκτυο μετρητών. Οι παράμετροι  $\alpha$  και  $\kappa$  της συνάρτησης (4.10) επιλέχθηκαν να υπολογιστούν από την σχέση (4.12) για το ηλιακό μέγιστο στο οποίο εξελίχθηκαν οι παραπάνω μειώσεις.



**Σχήμα 5.11:** Στο πάνω τμήμα απεικονίζεται η κοσμική ακτινοβολία στην ηλιόσφαιρα για πολικούς και μεσαίου πλάτους σταθμούς με ημερήσια δεδομένα από το παγκόσμιο δίκτυο μετρητών νετρονίων για την περίοδο 21 Δεκεμβρίου 2014 έως τις 14 Ιανουαρίου 2015 και στο κάτω τμήμα ο ενεργειακός εκθέτης με την χρήση της συνάρτησης **Clem and Dorman (2000)**.

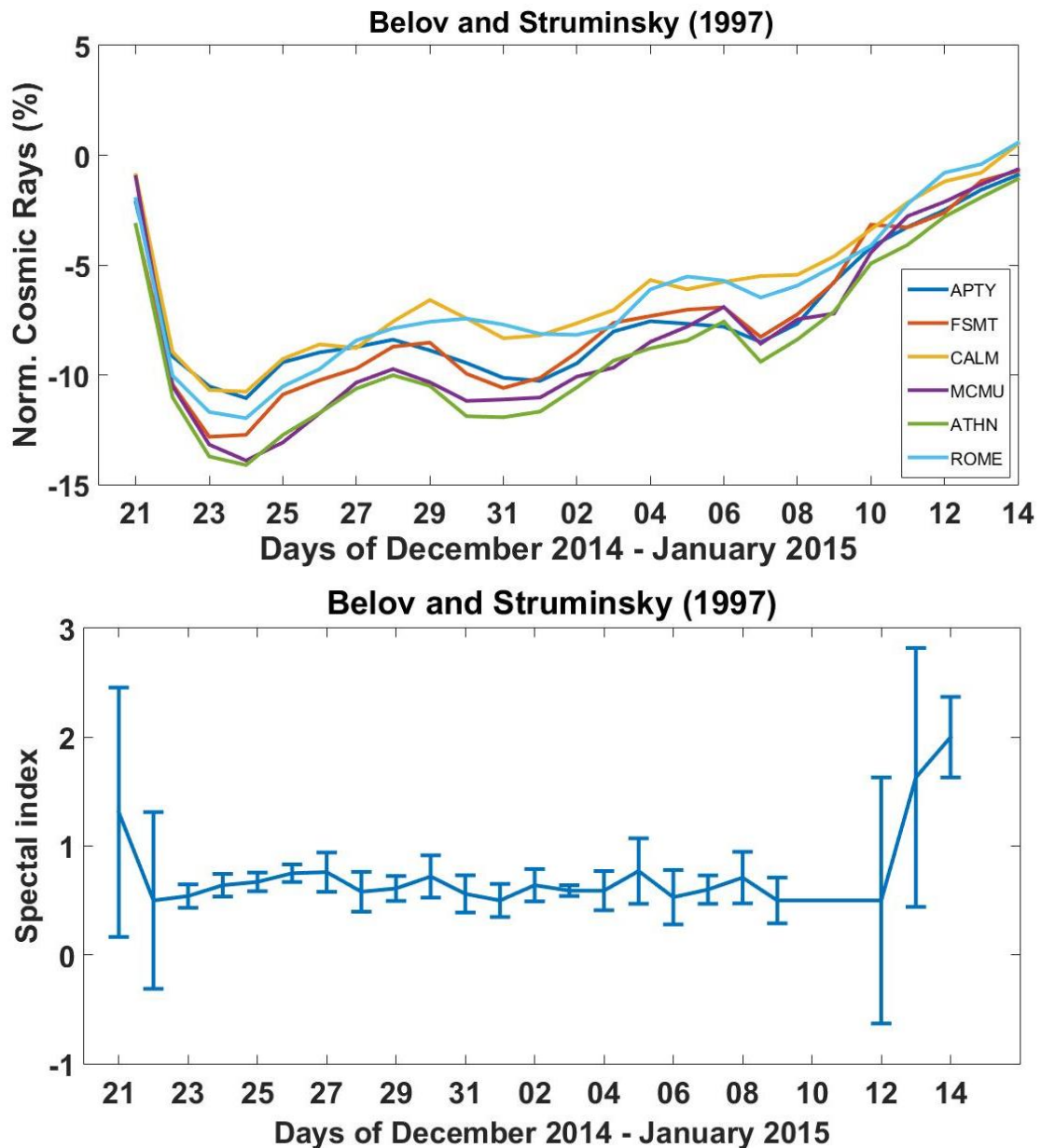
- ✓ Η ένταση της κοσμικής στην ηλιόσφαιρα  $A_i^k$  υπολογίζεται με την βοήθεια του προγράμματος MatLabR-2015 από την σχέση (4.5) από τις κανονικοποιημένες τιμές της έντασης της κοσμικής  $J_i^k$  που έχουν καταγραφεί από τους σταθμούς νετρονίων σύμφωνα με την

σχέση (4.1) και χρησιμοποιώντας την συνάρτηση (4.10). Η ένταση της κοσμικής  $J_i^k$  παρουσιάζει χαρακτηριστική διαφορά μεταξύ πολικών και μεσαίου πλάτους σταθμών σχήμα 5.8. Ενδεικτικά στον πολικό σταθμό McMurdo ( $R_C=0.3GV$ ) το πλάτος στις 24 Δεκεμβρίου 2014 είναι 9.03%, ενώ στου μεσαίου πλάτους σταθμός Athens ( $R_C=8.53GV$ ) είναι 4.63% διότι επιδρά στην διαμόρφωση της έντασης της κοσμικής το μαγνητικό πεδίο της Γης. Η ένταση της κοσμικής στην ηλιόσφαιρα  $A_i^k$  ανεξάρτητη από το μαγνητικό πεδίο της Γης θα πρέπει να είναι σχεδόν η ίδια για όλους τους σταθμούς στο συγκεκριμένο επεισόδιο έχει πραγματοποιηθεί αυτή η συνθήκη αλλά όχι τόσο έντονα όπως σε άλλα επεισόδια. **Το μέσο πλάτος** που υπολογίστηκε στην ηλιόσφαιρα για όλους τους σταθμούς που χρησιμοποιήθηκαν είναι περίπου **-11%** ( πάνω διάγραμμα σχήματος 5.11).

- ✓ Ο προσδιορισμό του ενεργειακού εκθέτη υπολογίστηκε με την βοήθεια της σχέσης (4.6) (κάτω διάγραμμα του σχήματος 5.11). Ο ενεργειακός εκθέτης ακολουθεί την διακύμανση της κοσμικής ακτινοβολίας. Καθώς στην αρχή του επεισοδίου έχει τιμή 1.06, στο τέλος έχει μέγιστη τιμή 2, ενώ στο μέγιστο της  $1^{ns}$  μείωσης στις 24 Δεκεμβρίου 2014 έχει την τιμή 0.56 (πίνακας 5.7).

## β) Συνάρτηση Belov and Struminsky (1997)

Στο σχήμα 5.12 απεικονίζεται η ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας όπως έχει υπολογιστεί στην ηλιόσφαιρα με την χρήση ημερήσιων δεδομένων από το παγκόσμιο δίκτυο μετρητών νετρονίων συγκεκριμένα 6 σταθμών (πίνακας 5.5) και ο αντίστοιχος ενεργειακός εκθέτης στο χρονικό διάστημα 21 Δεκεμβρίου 2014 έως τις 14 Ιανουαρίου 2015 με την συνάρτηση σύζευξης (4.18) των **Belov and Struminsky** (1997) που είναι μια προέκταση της συνάρτησης Clem and Dorman (2000).



**Σχήμα 5.12:** Στο πάνω τμήμα απεικονίζεται η κοσμική ακτινοβολία στην ηλιόσφαιρα για πολικούς και μεσαίου πλάτους σταθμούς με ημερήσια δεδομένα από το παγκόσμιο δίκτυο μετρητών νετρονίων για την περίοδο 21 Δεκεμβρίου 2014 έως τις 14 Ιανουαρίου 2015 και στο κάτω τμήμα ο ενεργειακός εκθέτης με την χρήση της συνάρτησης **Belov and Struminsky (1997)**.

- ✓ Ακολουθώντας την παραπάνω διαδικασία το **μέσο πλάτος** που υπολογίστηκε στην ηλιόσφαιρα για όλους τους σταθμούς που χρησιμοποιήθηκαν είναι περίπου **-12%** (πάνω διάγραμμα σχήματος 5.12).
- ✓ Ο ενεργειακός εκθέτης (κάτω διάγραμμα σχήματος 5.12) ακολουθεί επίσης την διακύμανση της κοσμικής ακτινοβολίας όπως και η προηγούμενη συνάρτηση καθώς είναι μια προέκταση της χωρίς αισθητές διαφορές. Καθώς στην αρχή του επεισοδίου έχει τιμή 1.31, στο τέλος έχει μέγιστη τιμή 2, ενώ στο μέγιστο της 1<sup>ης</sup> μείωσης στις 24 Δεκεμβρίου 2014 έχει την τιμή 0.64 (πίνακας 5.7).



### 5.2.4 Συμπεράσματα

Ακολουθεί ο πίνακας 5.7 με τα αποτελέσματα του υπολογισμού του ενεργειακού εκθέτη με τις δυο συναρτήσεις.

**Πίνακας 5.7 :** Ο υπολογισμένος ενεργειακός εκθέτης για την περίοδο 21 Δεκεμβρίου 2014 έως τις 14 Ιανουαρίου 2015 με την χρήση δυο συναρτήσεων σύζευξης.

<b>Date YYYY:MM:DD hh:mm</b>	<b>Clem and Dorman (2000)</b>	<b>Belov and Struminsky (1997)</b>
21/12/2014	1.06 ± 0.79	1.31 ± 1.15
22/12/2014	0.50 ± 0.56	0.50 ± 0.81
23/12/2014	0.50 ± 0.06	0.54 ± 0.11
24/12/2014	0.56 ± 0.06	0.64 ± 0.10
25/12/2014	0.57 ± 0.07	0.67 ± 0.09
26/12/2014	0.64 ± 0.07	0.75 ± 0.08
27/12/2014	0.66 ± 0.12	0.76 ± 0.18
28/12/2014	0.54 ± 0.13	0.58 ± 0.18
29/12/2014	0.59 ± 0.08	0.61 ± 0.11
30/12/2014	0.65 ± 0.11	0.72 ± 0.19
31/12/2014	0.56 ± 0.09	0.56 ± 0.17
01/1/2015	0.53 ± 0.09	0.50 ± 0.15
02/1/2015	0.61 ± 0.10	0.64 ± 0.15
03/1/2015	0.55 ± 0.07	0.59 ± 0.05
04/1/2015	0.59 ± 0.14	0.59 ± 0.18
05/1/2015	0.72 ± 0.16	0.77 ± 0.30
06/1/2015	0.62 ± 0.10	0.53 ± 0.25
07/1/2015	0.62 ± 0.06	0.60 ± 0.13

08/1/2015	$0.68 \pm 0.19$	$0.71 \pm 0.24$
09/1/2015	$0.50 \pm 0.18$	$0.50 \pm 0.21$
10/1/2015	$0.50 \pm 0.00$	$0.50 \pm 0.00$
11/1/2015	$0.50 \pm 0.00$	$0.50 \pm 0.00$
12/1/2015	$0.50 \pm 0.83$	$0.50 \pm 1.13$
13/1/2015	$1.33 \pm 1.07$	$1.63 \pm 1.19$
14/1/2015	$2.00 \pm 0.67$	$2.00 \pm 0.37$

- ✓ Η υπολογισμένη ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας στην ηλιόσφαιρα για τους πολικούς και μεσαίου πλάτους σταθμούς θα έπρεπε μετά την σύζευξη με τις επιλεγμένες συναρτήσεις που είναι ανεξάρτητη του μαγνητικού πεδίου, να είναι σχεδόν η ίδια για όλους τους σταθμούς σε αντίθεση με την επίγεια έντασή τους. Στο συγκεκριμένο επεισόδιο σημειώνουμε ότι έχει επιτευχθεί αυτή η απαίτηση, αλλά όχι τόσο έντονα όσο σε άλλες μειώσεις Forbush που μελετήθηκαν. Αυτό πιθανόν οφείλεται στον τύπο και την διάρκεια των διαφόρων φάσεων των μειώσεων καθώς και στο μέγεθος του πλάτους τους (πάνω διαγράμματα σχημάτων 5.11, 5.12). Συγκεκριμένα στη μελέτη του ενεργειακού φάσματος της κοσμικής ακτινοβολίας είναι πολύ σημαντικό το μέγεθος του πλάτους της μείωσης, καθώς δεν είναι τελείως ξεκάθαρη από άποψη φυσικής η εξάρτηση της ενέργειας της κοσμικής ακτινοβολίας με την γεωμαγνητική δυσκαμψία στη φάση επαναφοράς της μείωσης (recovery time) για πλάτη με μικρότερο μέγεθος του 10% (Usoskin et al., 2008).
- ✓ Ο ενεργειακός εκθέτης και με τις δυο συναρτήσεις υπολογίστηκε ικανοποιητικά δηλαδή ακολουθεί την διακύμανση της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας εμφανίζοντας μέγιστη τιμή στην αρχή των μειώσεων στις 21 Δεκεμβρίου 2014 και στη φάση επαναφοράς στις 14 Ιανουαρίου 2015 και ελάχιστη τιμή στην διάρκεια των μειώσεων (πίνακας 5.7).

### 5.3 Μείωση Forbush του Σεπτεμβρίου 2017

#### 5.3.1 Δραστηριότητα Κοσμικής ακτινοβολίας

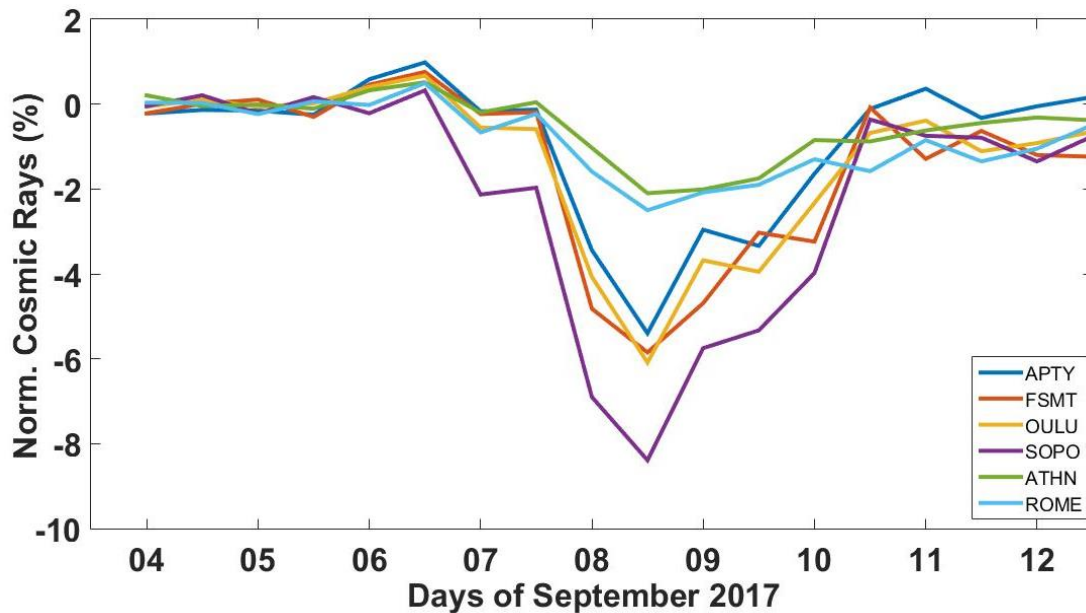
Στο ελάχιστο του 24<sup>ου</sup> κύκλου σημειώθηκε λόγω της έντονης ηλιακής δραστηριότητας μία μείωση Forbush από τις 7 Σεπτεμβρίου 2017 έως τις 10 Σεπτεμβρίου 2017 με το μέγιστο πλάτος να εμφανίζεται στις 8 Σεπτεμβρίου. Από τις 7 έως τις 8 Σεπτεμβρίου 2017 είχαμε την κύρια φάση της μείωσης Forbush και από 8 έως τις 10 Σεπτεμβρίου του 2017 είχαμε την φάση ανάκαμψης. Κατά την διάρκεια αυτής της μείωσης σημειώθηκε στις 10 Σεπτεμβρίου 2017 μια επίγεια αύξηση της κοσμικής ακτινοβολίας (GLE) όπου καταγράφηκε από τους πολικούς σταθμούς του παγκοσμίου δικτύου μετρητών νετρονίων όπως Fort Smith και South Pole και προσδιορίστηκε με την ονομασία GLE72. Ο σταθμός νετρονίων της Αθήνας (A.Ne.Mo.S.) ανίχνευσε επιτυχώς το GLE72 σε πραγματικό χρόνο με το σύστημα GLE Alert plus System (Mavromichalaki et al., 2018).

Για την μελέτη του ενεργειακού φάσματος κατά τη διάρκεια της παραπάνω Forbush με την τεχνική των Wawrzynczak and Alania (2010) χρησιμοποιήθηκαν δεδομένα της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας 12-ώρης ανάλυσης από σταθμούς νετρονίων μεσαίου και πολικού πλάτους από το παγκόσμιο δίκτυο μετρητών νετρονίων ([www.nmdb.eu](http://www.nmdb.eu)) αφού είχε προηγηθεί η κανονικοποίηση τους (normalized cosmic ray intensity). Η κανονικοποίηση της 12-ώρης έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας ( $J_i^k$ ) έγινε με την χρήση του μέσου όρου ημερησίων δεδομένων καταγραφής τρεις ημέρες πριν την έναρξη της μείωσης Forbush ( $N_i^0$ ) για τον κάθε σταθμό (i) ξεχωριστά για κ ημέρες από την σχέση (4.1):

$$J_i^k = \frac{N_i^k - N_i^0}{N_i^0}$$

Στη παραπάνω μείωση το χρονικό διάστημα που μελετάμε είναι 7-10 Σεπτεμβρίου 2017 και η κανονικοποίηση πραγματοποιήθηκε με τον μέσο όρο της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας τρεις ημέρες πριν την έναρξη της μείωσης στις 4, 5 και 6 Σεπτεμβρίου του 2017. Στο σχήμα 5.13 απεικονίζεται η κανονικοποιημένη ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας για πολικούς και μεσαίου πλάτους σταθμούς από το παγκόσμιο δίκτυο μετρητών νετρονίων για την περίοδο από 7 – 12 Σεπτεμβρίου του 2017.

Στο σχήμα 5.13 είναι εμφανή η απεικόνιση της μείωσης Forbush στις 8 Σεπτεμβρίου 2017 από όλους τους επιλεγμένους σταθμούς. Επίσης το επίπεδο κανονικοποίησης αναφέρεται στην στάθμη του μηδενός.



**Σχήμα 5.13:** Χρονική κατανομή της επίγειας κανονικοποιημένης έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας σε 12-ώρη ανάλυση, όπως καταγράφηκε από πολικούς και μεσαίου πλάτους σταθμούς για την χρονική περίοδο 7 – 12 Σεπτεμβρίου 2017.

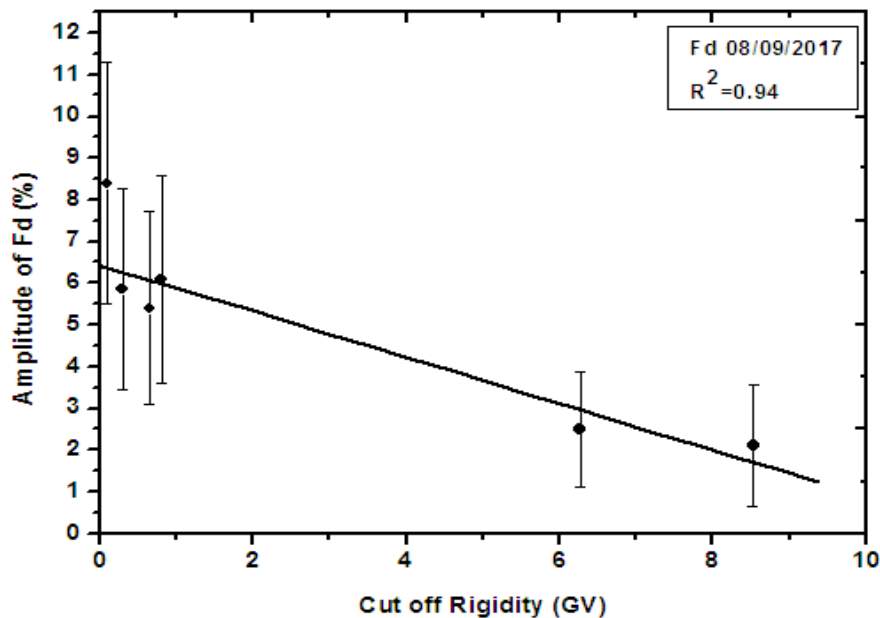
Στο συγκεκριμένο επεισόδιο έγινε η επιλογή έξι πολικών και μεσαίου πλάτους σταθμών (South Pole (SOPO), Fort Smith (FSMT), Apatity (APTY), Oulu(OULU), Rome (ROME), Athens (ATHN)) του παγκόσμιου δικτύου. Στον πίνακα 5.8 ([www.nmdb.eu](http://www.nmdb.eu)) παρατίθενται τα χαρακτηριστικά των επιλεγμένων σταθμών (συντόμευση ονόματος σταθμού, τύπος ανιχνευτή, γεωγραφικές συντεταγμένες, ύψος, κατώφλι μαγνητικής δυσκαμψίας  $R_c$ ) καθώς και η τιμή του μέγιστου πλάτους της μείωσης για κάθε σταθμό ξεχωριστά στις 8 Σεπτεμβρίου.

**Πίνακας 5.8 :** Χαρακτηριστικά των επιλεγμένων σταθμών νετρονίων και η αντίστοιχη τιμή του μέγιστου πλάτους της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας στις 8 Σεπτεμβρίου του 2017 (www.nmdb.eu ).

NM stations	Abbr.	Detector's type	Geographic coordinates	Altitude (m)	Cut-off Rigidity (GV)	FdAmpl. (%) 08/09/2017
South Pole Antarctica	SOPO	3NM64	90.0° S N/A	2820	0.10	-8.39
Fort Smith Canada	FSMT	18NM64	60.02°N 111.93°W	180	0.30	-5.85
Apatity Russia	APTY	18NM64	67.57°N 33.40°E	181	0.65	-5.40
Oulu Finland	OULU	9NM64	65.05°N 25.47°E	15	0.81	-6.09
Rome Italy	ROME	20NM64	41.86°N 12.47°E	Sea level	6.27	-2.50
Athens Greece	ATHN	6NM64	37.97° N 23.78° E	260	8.53	-2.10

Επιπρόσθετα σημαντικό είναι να σημειωθεί ότι στον πίνακα 5.8 και στο σχήμα 5.13 παρατηρούμε ότι εμφανίζονται δυο εύρη έντασης κοσμικής των πολικών σταθμών και του μεσαίου πλάτους σταθμών. Ενδεικτικά στις 8 Σεπτεμβρίου 2017 στους 3 πολικούς σταθμούς εμφανίζεται το πλάτος της μείωσης περίπου 6%( 5.85 % για του (FSMT), 5.4 % για του (APTY), 6.09% για του (OULU)) ενώ στους 2 σταθμούς μεσαίου πλάτους κοντά στο 2% (2.5% για του (ROME), 2.1% για του (ATHN)). Ο σταθμός του (SOPO) έχει καταγράψει μεγάλη τιμή στο μέγιστο πλάτος 8.39% όχι μόνο λόγω της μαγνητικής δυσκαμψίας του σταθμού  $R_C=0.1$  GV αλλά και λόγω του μεγάλου υψομέτρου του ( $h = 2820\text{m}$ ) και του πιο έντονου ατμοσφαιρικού καταγισμού σε σχέση με τους άλλους σταθμούς. Γενικά η τιμή του μέγιστου πλάτους της μείωσης είναι σε αντίθετη συσχέτιση με

τη δυσκαμψία του κάθε σταθμού, δηλαδή όσο μικρότερη είναι η δυσκαμψία  $R_C$ , τόσο μεγαλύτερο είναι το μέγιστο πλάτος της μείωσης που καταγράφεται. Η συσχέτιση αυτή για τις 8 Σεπτεμβρίου 2017 απεικονίζεται στο σχήμα 5.14. Αυτό οφείλεται στο ότι οι πολικοί σταθμοί έχουν μικρότερη μαγνητική δυσκαμψία  $R_C$  και καταγράφουν σωματίδια από μεγαλύτερο ενεργειακό εύρος της γαλαξιακής κοσμικής ακτινοβολίας (Usoskin et al., 2008, Dorman et al., 2000). Οι τιμές της κανονικοποιημένης έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας από το παγκόσμιο δίκτυο μετρητών νετρονίων χρησιμοποιήθηκαν παρακάτω για τον υπολογισμό του πλάτους της κοσμικής ακτινοβολίας στην ηλιόσφαιρα και του ενεργειακού εκθέτη.



**Σχήμα 5.14:** Η τιμή του μέγιστου πλάτους της κοσμικής ακτινοβολίας των επιλεγμένων σταθμών σε συνάρτηση με την αντίστοιχη δυσκαμψία τους στις 8 Σεπτεμβρίου 2017.

### 5.3.2 Ηλιακή και γεωμαγνητική δραστηριότητα

Στην καθοδική φάση του 24<sup>ου</sup> ηλιακού κύκλου σημειώθηκε μια μείωση Forbush (Fd) στο χρονικό διάστημα 7-10 Σεπτεμβρίου του 2017 από το παγκόσμιο δίκτυο μετρητών νετρονίων. Αυτό το επεισόδιο σχετίζεται με ηλιακές εκρήξεις (SFs) και κάποιες αντίστοιχες CMEs που τις ακολουθούν που σημειώθηκαν στο χρονικό διάστημα 4-10 Σεπτεμβρίου του 2017 και παρουσιάζονται στον πίνακα 5.9 (<https://www.solarmonitor.org/>; <https://kauai.ccmc.gsfc.nasa.gov/DONKI/>). Από τον πίνακα 5.9 παρατηρούμε ότι στο χρονικό διάστημα από 4 έως 10 Σεπτεμβρίου του 2017 έχουν καταγραφεί 23 M- Class flares και 4 X- Class flares με τις αντίστοιχες CMEs όπου η ταχύτητα της μιας έφτασε τα 2650 km/sec όπως έχουν καταγραφεί από τους GOES and SOHO/LASCO δορυφόρους. Όλες σχεδόν οι ηλιακές εκρήξεις έχουν προέλθει από την ίδια ηλιακή περιοχή AR2673-NOAA (Mavromichalaki et al., 2018; Kurt et al., 2019).

**Πίνακας 5.9 :** Ηλιακές εκλάμψεις και τα αντίστοιχα CMEs στο διάστημα 4 έως 10 Σεπτεμβρίου του 2017.

Solar Flares Start time YYYY/MM/DD hh:mm:ss	GOES Class	Derived Position	CMEs Start time YYYY/MM/DD hh:mm:ss	V (km/sec)
2017/09/04 05:36:00	M1.2	S10W04 AR 2673		
2017/09/04 15:11:00	M1.5	S10W08 AR 2673		
2017/09/04 20:28:00	M5.5	S10W11 AR 2673	2017/09/04 20:36	1114.0
2017/09/04 22:10:00	M2.1	S09W12 AR 2673		
2017/09/05 01:03:00	M4.2	S09W14 AR 2673		

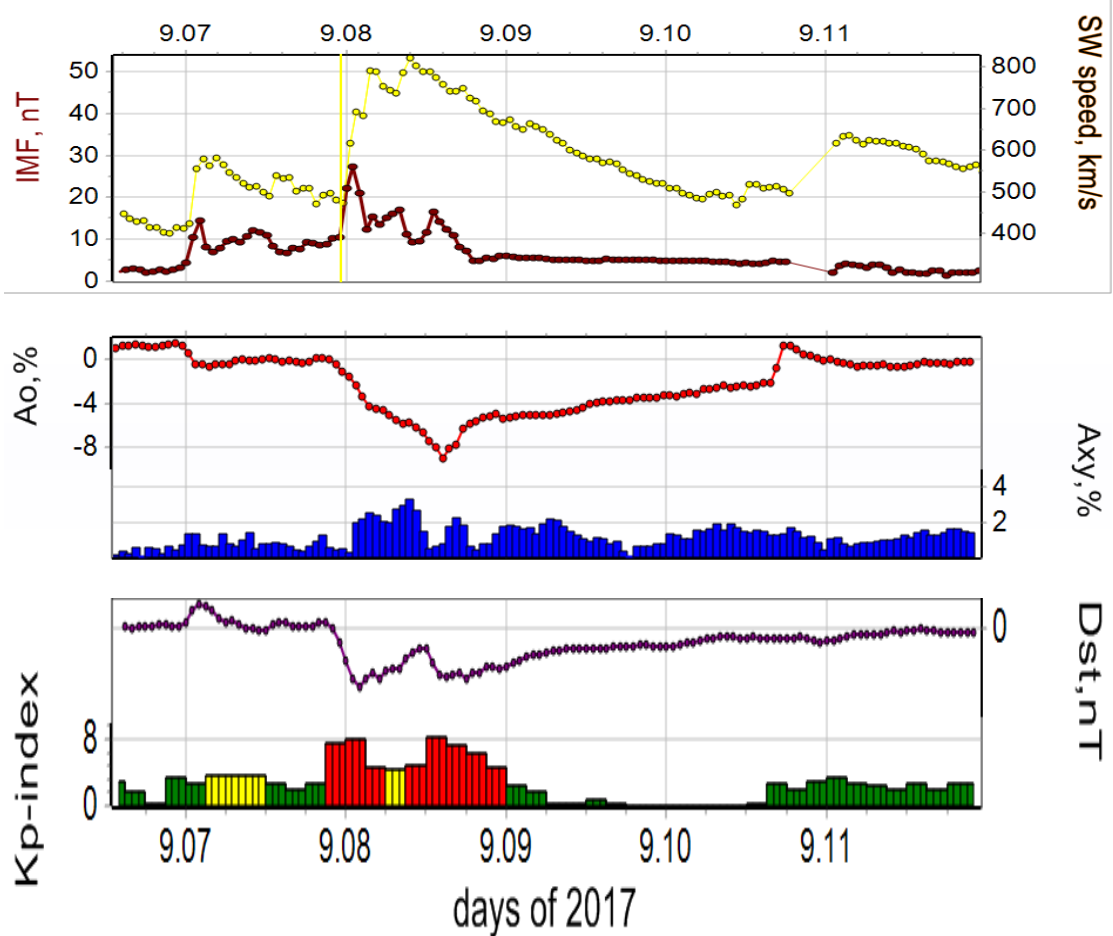
Κεφάλαιο V: Ανάλυση Μειώσεων Forbush

2017/09/05 03:42:00	M1.0	S09W15 AR 2673		
2017/09/05 04:33:00	M3.2	S11W18 AR 2673		
2017/09/05 17:37:00	M2.3	S10W23 AR 2673		
2017/09/06 08:57:00	X2.2	S08W32 AR 2673		
2017/09/06 11:53:00	X9.3	S09W34 AR 2673	2017/09/06 12:24	1238.0
2017/09/06 15:51:00	M2.5	S08W36 AR 2673		
2017/09/06 19:21:00	M1.4	S08W38 AR 2673		
2017/09/06 23:33:00	M1.2	S08W40 AR 2673		
2017/09/07 04:59:00	M2.4	S08W44 AR 2673		
2017/09/07 09:49:00	M1.4	S07W46 AR 2673		
2017/09/07 10:11:00	M7.3	S07W46 AR 2673		
2017/09/07 14:20:00	X1.3	S08W48 AR 2673		
2017/09/07 23:50:00	M3.9	S11W54 AR 2673		
2017/09/08 02:19:00	M1.3	S09W55 AR 2673		
2017/09/08 03:39:00	M1.2	S07W55		



		AR 2673		
2017/09/08 07:40:00	M8.1	S09W57 AR 2673		
2017/09/08 15:09:00	M2.9	S09W63 AR 2673		
2017/09/08 23:33:00	M2.1	S08W69 AR 2673		
2017/09/09 04:14:00	M1.1	S11W70 AR 2673		
2017/09/09 10:50:00	M3.7	S08W74 AR 2676		
2017/09/09 22:04:00	M1.2	S09W88 AR 2673		
2017/09/10 15:35:00	X8.2	S08W88 AR 2673	2017/09/10 16:09	2650.0

Στο σχήμα 5.15 παρίστανται οι παράμετροι, όπως η ένταση του διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου - IMF και η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου - SW, η ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας -  $A_0$  και ανισοτροπία της -  $A_{xy}$ , οι δείκτες γεωμαγνητικής δραστηριότητας  $K_p$  &  $Dst$  και τέλος οι ενδείξεις των SSC - Sudden Storm Commencement - αντιστοιχούν σε κρουστικά κύματα από την βάση των μειώσεων Forbush που έχει δημιουργήσει η ομάδα κοσμικής ακτινοβολίας του IZMIRAN της Ρωσικής Ακαδημίας Επιστημών (<http://spaceweather.izmiran.ru/eng/dbs.html>, Belov et al. 2005c) με την ομάδα κοσμικής ακτινοβολίας του Τμήματος Φυσικής του Πανεπιστημίου Αθηνών.



**Σχήμα 5.15:** Οι παράμετροι που απεικονίζονται είναι: η ένταση του διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου - IMF και η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου – SW (επάνω γράφημα), η ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας –  $A_0$  και ανισοτροπία της –  $A_{xy}$  (μεσαίο γραφήματα), οι δείκτες γεωμαγνητικής δραστηριότητας Kp & Dst (κάτω γράφημα). Τέλος οι ενδείξεις SSC – Sudden Storm Commencement – αντιστοιχούν στις στιγμές που τα κρουστικά κύματα έφτασαν στη Γη. (<http://spaceweather.izmiran.ru/eng/dbs.html>)

Ακολουθεί μία πιο αναλυτική περιγραφή του επεισοδίου για την προέλευση της μείωσης στις 8 Σεπτεμβρίου του 2017 που σημειώθηκε το μέγιστο πλάτος της και στις 10 Σεπτεμβρίου του 2017 που σημειώθηκε το GLE72.

- **Μείωση Forbush στις 8 Σεπτεμβρίου 2017**

Πριν την έναρξη της μείωσης Forbush στις 6 Σεπτεμβρίου είχαν προηγηθεί δυο ηλιακές εκρήξεις (SFs) στην ηλιακή περιοχή AR 2673 η πρώτη είναι η X2.2 (με ηλιογραφικές συντεταγμένες S08, W32) στις 08:57 UT και η δεύτερη η X9.3 (με ηλιογραφικές συντεταγμένες S09, W34) στις 11:53 UT. Στην συνέχεια την ίδια ημέρα στις 12:24 UT ακολούθησε η αντίστοιχη CME τους όπου η ταχύτητα της έφτασε τα 1238 km/sec (πίνακας 5.9). Μία ημέρα μετά στις 7 Σεπτεμβρίου στην ίδια ηλιακή περιοχή εκδηλώθηκε ακόμη μία ηλιακή έκρηξη η X1.3 (με ηλιογραφικές συντεταγμένες S08, W48) στις 14:20 UT. Το shock arrival έφτασε στις 7 Σεπτεμβρίου 2017. Η ηλιακή δραστηριότητα επηρέασε και τους γεωμαγνητικοί δείκτες, όπου στις 8 Σεπτεμβρίου σημείωσαν τιμές  $K_p_{max}=8$  και  $Dst_{min}=-142$  nT. Στις 8 Σεπτεμβρίου σημειώθηκε η ελάχιστη τιμή του Dst δείκτη που η τιμή του έφτασε τα  $-142$  nT, η μέγιστη του  $K_p$  και ταυτόχρονα στην ίδια ημερομηνία είχαμε τη μέγιστη τιμή του πλάτους της μείωσης που σημαίνει γεωμαγνητική καταιγίδα. (<https://kauai.ccmc.gsfc.nasa.gov/CMEscoreboard/>). Η ηλιακή, η διαπλανητική και η γεωμαγνητική δραστηριότητα που περιγράφηκε σχετίζεται και ερμηνεύει το μέγιστο πλάτος στις 8 Σεπτεμβρίου.

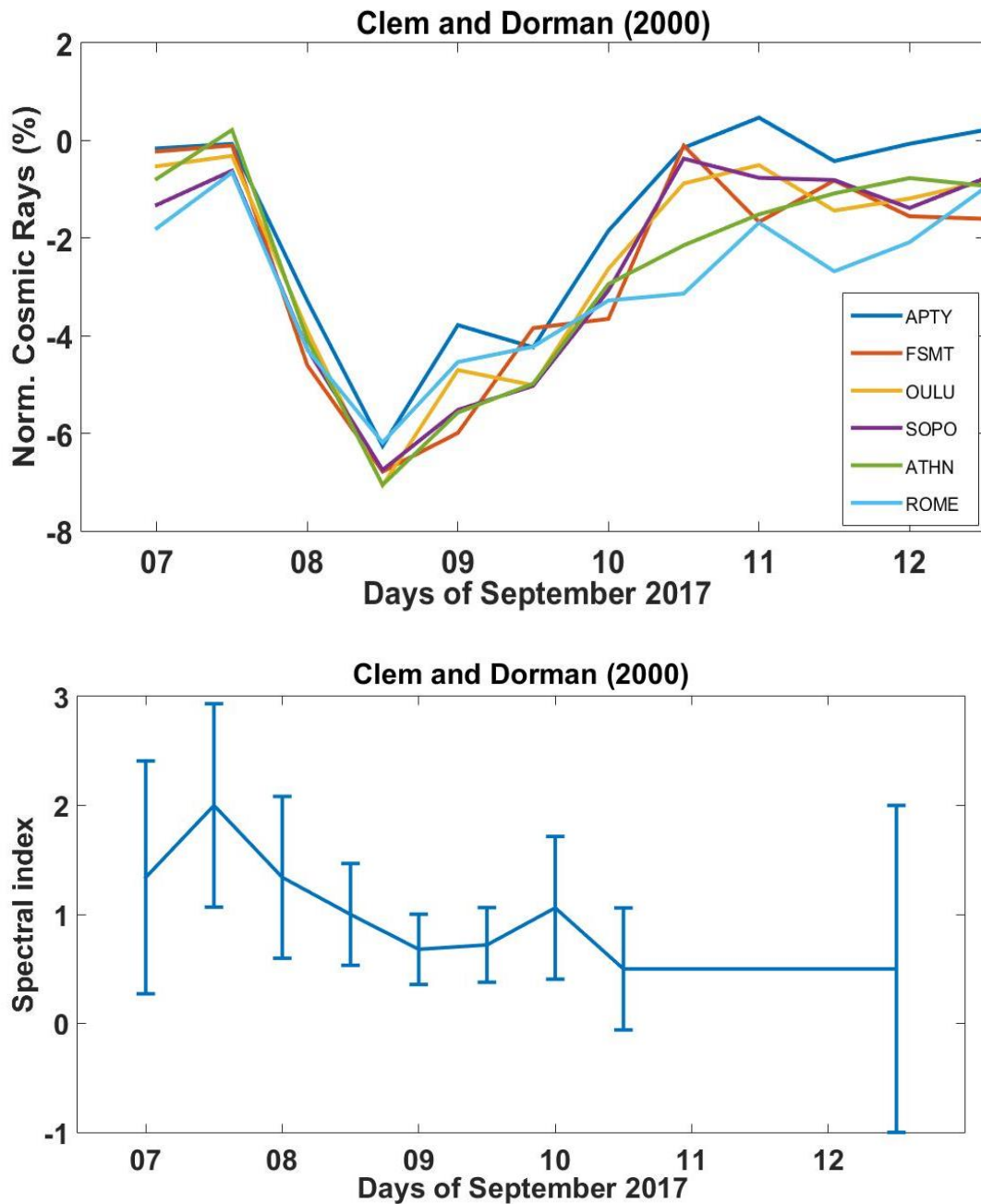
- **GLE 72 στις 10 Σεπτεμβρίου 2017**

Στο τέλος της φάσης επαναφοράς της μείωσης Forbush στις 10 Σεπτεμβρίου του 2017 σημειώθηκε η ηλιακή έκρηξη X8.2 στη ηλιακή περιοχή AR2673 (με ηλιογραφικές συντεταγμένες S08, W88) στις 15:35 UT. Στη συνέχεια εκδηλώθηκε η αντίστοιχη CME με την ταχύτητα της να φτάνει την τιμή 2650 Km/sec στις 16:09 UT. Αυτό το ηλιακό επεισόδιο σχετίστηκε με την επίγεια ωριαία αύξηση της κοσμικής ακτινοβολίας που καταγράφηκε κυρίως από πολικούς σταθμούς του παγκόσμιου δικτύου μετρητών νετρονίων όπως στον South Pole (SOPO) και στον Fort Smith (FRMT) (σχήμα 5.13) και χαρακτηρίστηκε ως το GLE72.

### 5.3.3 Υπολογισμός της κοσμικής ακτινοβολίας στην ηλιόσφαιρα και του ενεργειακού εκθέτη

#### α) Συνάρτηση Clem and Dorman (2000)

Εφαρμόζοντας στη τεχνική των Wawrzynczak and Alania (2010) την συνάρτηση σύζευξης (4.10) των Clem and Dorman (2000) υπολογίστηκε η ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας στην ηλιόσφαιρα (πάνω διάγραμμα σχήματος 5.16) και ο ενεργειακό εκθέτης (κάτω διάγραμμα σχήματος 5.16) για την περίοδο 7 έως 12 Σεπτεμβρίου 2017. Για τους υπολογισμούς χρησιμοποιήθηκαν έξι πολικοί και μεσαίου πλάτους σταθμοί (πίνακας 5.8) σε οποιοδήποτε υψόμετρο και αν είναι τοποθετημένοι με δεδομένα 12-ωρης ανάλυσης από το παγκόσμιο δίκτυο μετρητών. Οι παράμετροι  $a$  και  $k$  της συνάρτησης (4.10) υπολογίστηκαν από την σχέση (4.11) για το ηλιακό ελάχιστο στο οποίο σημειώθηκε η παραπάνω μείωση.



**Σχήμα 5.16:** Στο πάνω τμήμα απεικονίζεται η κοσμική ακτινοβολία στην ηλιόσφαιρα για πολικούς και μεσαίου πλάτους σταθμούς με δεδομένα 12-ωρης ανάλυσης από το παγκόσμιο δίκτυο μετρητών νετρονίων για την περίοδο 7 – 12 Σεπτεμβρίου 2017 και στο κάτω τμήμα ο ενεργειακός εκθέτης με την χρήση της συνάρτησης **Clem and Dorman (2000)**.

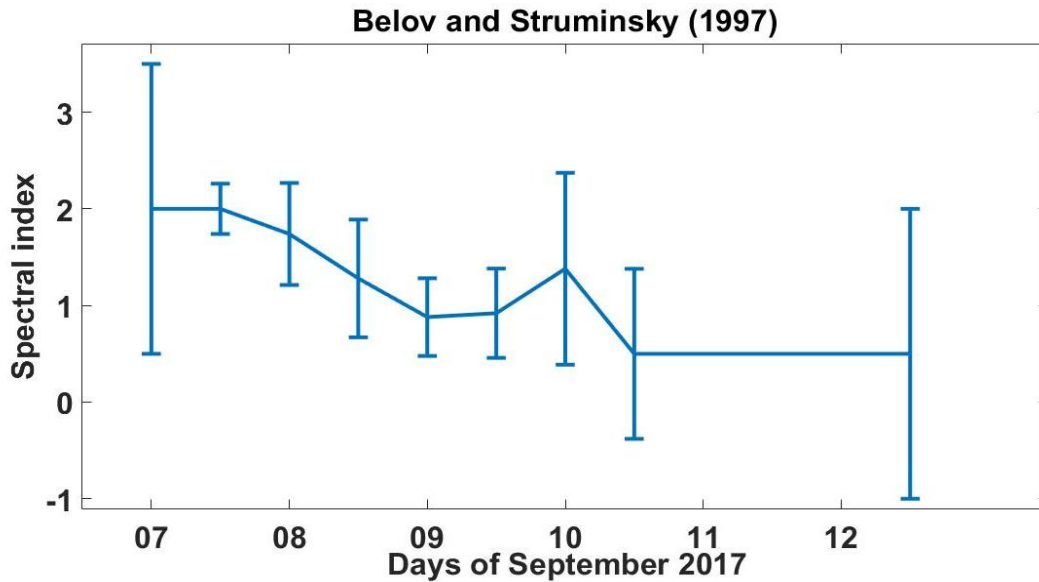
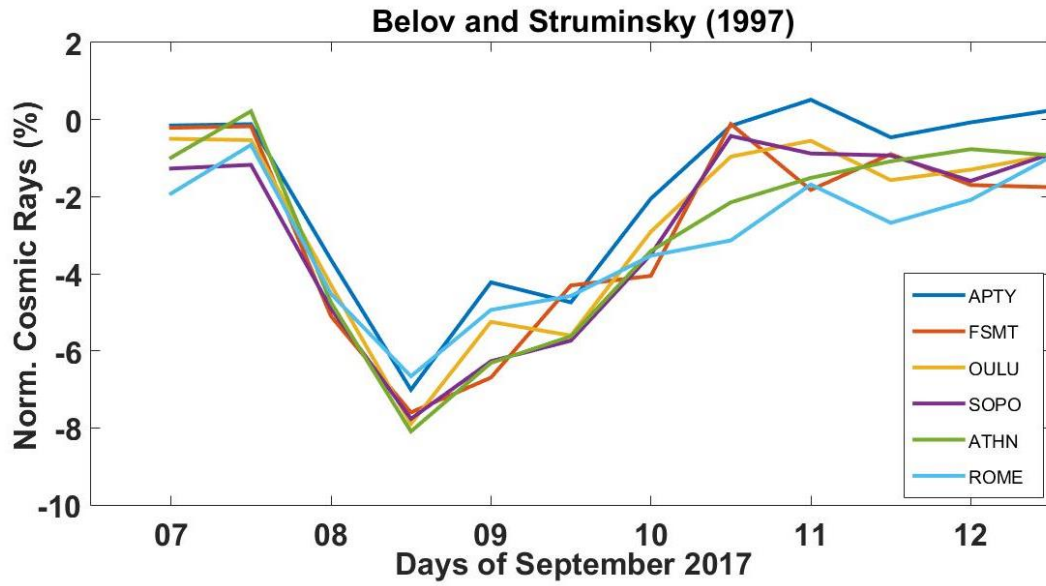
- ✓ Η ένταση της κοσμικής στην ηλιόσφαιρα  $A_i^k$  υπολογίζεται με την βοήθεια του προγράμματος MatLabR-2015 από την σχέση (4.5) από τις κανονικοποιημένες τιμές της έντασης της κοσμικής  $J_i^k$  που έχουν καταγραφεί από τους σταθμούς νετρονίων σύμφωνα με την σχέση (4.1) και χρησιμοποιώντας την συνάρτηση (4.10). Η ένταση της κοσμικής  $J_i^k$  παρουσιάζει χαρακτηριστική διαφορά μεταξύ πολικών και μεσαίου πλάτους σταθμών σχήμα 5.13. Ενδεικτικά στον πολικό σταθμό SOPO( $R_C=0.1GV$ ) το πλάτος στις 8 Σεπτεμβρίου 2017 είναι 8.39%, ενώ στου μεσαίου πλάτους σταθμός Athens ( $R_C=8.53GV$ ) είναι 2.1% διότι επιδρά στην διαμόρφωση της έντασης της κοσμικής το μαγνητικό πεδίο της Γης. Η ένταση της κοσμικής στην ηλιόσφαιρα  $A_i^k$  ανεξάρτητη από το μαγνητικό πεδίο της Γης θα πρέπει να είναι σχεδόν η ίδια για όλους τους σταθμούς όπου στο συγκεκριμένο επεισόδιο έχει πραγματοποιηθεί αυτή η προϋπόθεση πολύ καλά επιβεβαιώνοντας τον προσδιορισμό ενός αξιόπιστου εκθέτη και την χρήση μιας αποδεκτής συνάρτησης σύζευξης των Clem and Dorman (2000). **Το μέσο πλάτος** που υπολογίστηκε στην ηλιόσφαιρα για όλους τους σταθμούς που χρησιμοποιήθηκαν είναι περίπου **-7%** (πάνω διάγραμμα σχήματος 5.16).
- ✓ Όσον αφορά τον προσδιορισμό του ενεργειακού εκθέτη με την βοήθεια της σχέσης (4.6) (κάτω διάγραμμα σχήματος 5.16) με την συγκεκριμένη συνάρτηση το αποτέλεσμα είναι αξιόπιστο καθώς ο ενεργειακός εκθέτης ακολουθεί την διακύμανση του πλάτους της κοσμικής ακτινοβολίας (σχήμα 5.13). Καθώς στην αρχή της μείωσης στις 7 Σεπτεμβρίου έχει υπολογιστεί 2.00, στο μέγιστο πλάτος της μείωσης στις 8 Σεπτεμβρίου έχει υπολογιστεί 1.00 και όταν έχει γίνει η επαναφορά του πλάτους στις 10 Σεπτεμβρίου έχει την τιμή 1.06 (πίνακας 5.10). Η μικρότερη τιμή του ενεργειακού εκθέτη παρουσιάζεται στις 9 Σεπτεμβρίου 0.68 12 ώρες αργότερα από τις 8 Σεπτεμβρίου που εμφανίζεται το μέγιστο πλάτος της μείωσης. Μετά τις 10 Σεπτεμβρίου ο ενεργειακός εκθέτης σταθεροποιείται καθώς έχει πραγματοποιηθεί η επαναφορά της μείωσης Forbush και η ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας έχει σταθεροποιηθεί. Με την συγκεκριμένη συνάρτηση δεν έχει υπολογιστεί πολύ καλά ο ενεργειακός εκθέτης στις 10 Σεπτεμβρίου

του 2017 και μετά που έχει γίνει η επαναφορά της μείωσης και θα έπρεπε να έχει μια υπολογισμένη τιμή πιο μεγάλη, αυτό πιθανόν να οφείλεται στο GLE72 που καταγράφηκε από τους πολικούς σταθμούς και στους διαφορετικούς φυσικούς μηχανισμούς.

- ✓ Το σφάλμα του ενεργειακού εκθέτη μετά τις 11 Σεπτεμβρίου 2017 όταν εμφανίζεται 0 οφείλεται στον τρόπο υπολογισμού του. Όπως περιγράφηκε ο τρόπος υπολογισμού του σφάλματος και στο επεισόδιο του Μαρτίου 2012 βασίζεται στην προηγούμενη και επόμενη τιμή του ενεργειακού εκθέτη ο οποίος εδώ έχει σταθεροποιηθεί και η διαφορά τους δίνει 0.

### β) Συνάρτηση **Belov and Struminsky (1997)**

Στο σχήμα 5.17 απεικονίζεται η ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας όπως έχει υπολογιστεί στην ηλιόσφαιρα με την χρήση δεδομένων 12-ώρης ανάλυσης από το παγκόσμιο δίκτυο μετρητών νετρονίων συγκεκριμένα 6 σταθμών (πίνακας 5.8) και ο αντίστοιχος ενεργειακός εκθέτης στο χρονικό διάστημα 7 έως 12 Σεπτεμβρίου 2017 με την συνάρτηση σύζευξης (4.18) των **Belov and Struminsky (1997)** που είναι μια προέκταση της συνάρτησης Clem and Dorman (2000).



**Σχήμα 5.17:** Στο πάνω τμήμα απεικονίζεται η κοσμική ακτινοβολία στην ηλιόσφαιρα για πολικούς και μεσαίου πλάτους σταθμούς με δεδομένα 12-ωρης ανάλυσης από το παγκόσμιο δίκτυο μετρητών νετρονίων για την περίοδο 7 – 12 Σεπτεμβρίου 2017 και στο κάτω τμήμα ο ενεργειακός εκθέτης με την χρήση της συνάρτησης **Belov and Struminsky (1997)**.



- ✓ Ακολουθώντας την παραπάνω διαδικασία **το μέσο πλάτος** που υπολογίστηκε στην ηλιόσφαιρα για όλους τους σταθμούς που χρησιμοποιήθηκαν είναι περίπου **-7%** (πάνω διάγραμμα σχήματος 5.17).
- ✓ Όσον αφορά τον προσδιορισμό του ενεργειακού εκθέτη (κάτω διάγραμμα σχήματος 5.17) με την συνάρτηση Belon and Struminsky (1997) το αποτέλεσμα είναι επίσης αξιόπιστο και έχει παραπλήσιες υπολογισμένες τιμές και συμπεριφορά με αυτές του Clem and Dorman (2000) όπως και στις άλλες μειώσεις. Καθώς ο ενεργειακός εκθέτης στην αρχή της μείωσης στις 7 Σεπτεμβρίου έχει υπολογιστεί 2.00 , στις 9 Σεπτεμβρίου κοντά με την χρονική διάρκεια που εμφανίστηκε το μέγιστο πλάτος έχει την ελάχιστη τιμή 0.88 και όταν έχει γίνει η επαναφορά του πλάτους στις 10 Σεπτεμβρίου έχει την τιμή 1.38 (πίνακας 5.10).

### 5.3.4 Σύγκριση αποτελεσμάτων

Ακολουθεί ο πίνακας 5.10 με τα αποτελέσματα του υπολογισμού του ενεργειακού εκθέτη με τις δυο συναρτήσεις σύζευξης στο χρονικό διάστημα 7–12 Σεπτεμβρίου 2017 με δεδομένα 12-ώρης ανάλυσης.

**Πίνακας 5.10:** Ο υπολογισμένος ενεργειακός εκθέτης για την περίοδο 7–12 Σεπτεμβρίου 2017 με δεδομένα 12-ώρης ανάλυσης με την χρήση δυο συναρτήσεων σύζευξης.

<b>Date</b> <b>YYYY:MM:DD</b> <b>hh:mm</b>	<b>Clem and</b> <b>Dorman (2000)</b>	<b>Belov and Struminsky</b> <b>(1997)</b>
2017:09:07 00:00	1.34 ± 1.07	2.00 ± 1.50
2017:09:07 12:00	2.00 ± 0.93	2.00 ± 0.26
2017:09:08 00:00	1.34 ± 0.74	1.74 ± 0.53
2017:09:08 12:00	1.00 ± 0.47	1.28 ± 0.60
2017:09:09 00:00	0.68 ± 0.32	0.88 ± 0.40
2017:09:09 12:00	0.72 ± 0.34	0.92 ± 0.46
2017:09:10 00:00	1.06 ± 0.65	1.38 ± 0.99
2017:09:10 12:00	0.50 ± 0.56	0.50 ± 0.88
2017:09:11 00:00	0.50 ± 0.00	0.50 ± 0.00
2017:09:11 12:00	0.50 ± 0.00	0.50 ± 0.00
2017:09:12 00:00	0.50 ± 0.00	0.50 ± 0.00
2017:09:12 12:00	0.50 ± 1.50	0.50 ± 1.50

- Οι υπολογισμένες ημερήσιες τιμές της νορμαλισμένης έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας στην ηλιόσφαιρα (primary cosmic rays) για πολικούς και μεσαίου πλάτους σταθμούς ήταν σχεδόν η ίδια για όλους τους σταθμούς με την χρήση των δυο συναρτήσεων σύζευξης (πάνω διαγράμματα σχημάτων 5.16, 5.17) που σημαίνει ότι η σύζευξη με την επίγεια ένταση της κοσμικής έγινε αξιόπιστα και στις δυο περιπτώσεις.
- Ο υπολογισμένος ενεργειακός εκθέτης στο χρονικό διάστημα 7–12 Σεπτεμβρίου 2017 με την χρήση των συναρτήσεων Clem and Dorman (2000) και Belov and Struminsky (1997) παρουσιάζει ελάχιστη διαφορά όπως παρουσιάστηκε και στις μειώσεις Forbush του Μαρτίου του 2012 και ερμηνεύτηκε το αποτέλεσμα (πίνακας 5.10). Το αποτέλεσμα του υπολογισμένου ενεργειακού εκθέτη με την χρήση των δυο συναρτήσεων ήταν αρκετά αξιόπιστο χωρίς να ανταποκρίνεται εντελώς στην φάση επαναφοράς της μείωσης που εμφανίστηκε το GLE72 (κάτω διαγράμματα σχημάτων 5.16, 5.17).



## ΚΕΦΑΛΑΙΟ VI

### Συμπεράσματα και Προοπτικές

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται τα συμπεράσματα από την εκπόνηση της παρούσας διδακτορικής διατριβής και οι προοπτικές για μελλοντική ερευνητική εργασία. Τα συμπεράσματα αφορούν συνοπτικά τις μειώσεις Forbush που μελετήθηκαν, την μέθοδο ανάλυσης των μειώσεων Forbush και την σύγκριση των συναρτήσεων σύζευξης που χρησιμοποιήθηκαν για τον υπολογισμό του ενεργειακού φάσματος.

#### 6.1 Μειώσεις Forbush

Στην παρούσα διδακτορική διατριβή μελετήθηκαν έξι (6) επεισόδια μειώσεων Forbush της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας (Σεπτέμβριος 2005, Αύγουστος 2010, Φεβρουάριος 2011, Μάρτιος 2012, Δεκέμβριος 2014–Ιανουάριος 2015, Σεπτέμβριος 2017) από τα οποία τα τρία τελευταία επεισόδια του 24<sup>ου</sup> ηλιακού κύκλου έχουν περιγραφεί αναλυτικά στο κεφάλαιο V. Σε όλες τις μειώσεις Forbush έχει προηγηθεί έντονη ηλιακή δραστηριότητα, δηλαδή ηλιακές εκρήξεις (SFs) μετά από τις οποίες ακολουθεί στεμματική εκτίναξη μάζας (CME), όπου σχετίζονται με αυτές (Shrivastava, 2005). Στις περισσότερες από αυτές έχουμε μεταβολή των γεωμαγνητικών δεικτών στη Γη. Το μέγιστο πλάτος της κάθε μείωσης Forbush σχετίζεται με το πόσο έντονη είναι η ηλιακή δραστηριότητα (αριθμός και ένταση ηλιακών εκρήξεων) και με τη ταχύτητα της CME. Ενδεικτικά στο πρώτο δεκαπενθήμερο του Μαρτίου 2012 σημειώθηκε μια σειρά σημαντικών μειώσεων Forbush, όπου η πρώτη μείωση παρατηρήθηκε στους μετρητές νετρονίων στις 9 Μαρτίου 2012. Το μέγιστο πλάτος αυτής της μείωσης συνδέεται με μια σειρά από δυο ηλιακές εκρήξεις X- class που εκδηλώθηκαν στις 7 Μαρτίου, την X5.4 και την X1.3, που τις ακολούθησαν CMEs με ταχύτητες 2684 Km/s και 1825 αντίστοιχα. Στις 9 Μαρτίου 2012 ο γεωμαγνητικός δείκτης  $K_p$  σημειώνεται με μέγιστη τιμή +8 και ο δείκτης  $D_{st}$  με ελάχιστη τιμή -143 nT που σημαίνει ότι εκδηλώθηκε γεωμαγνητική καταιγίδα (Livada et al., 2018).

Στις παραπάνω μειώσεις Forbush έγινε απεικόνιση της κανονικοποιημένης έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας στο αντίστοιχο χρονικό διάστημα που μελετήθηκαν με ημερήσια δεδομένα της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας από μετρητές νετρονίων της διεθνούς βάσης μετρητών νετρονίων (High resolution real time Neutron Monitor Database –NMDB;<http://www.nmdb.eu>) κατανεμημένους σε όλη τη Γη και άρα με διαφορετικές γεωγραφικές συντεταγμένες και συνεπώς διαφορετικά κατώφλια μαγνητικής δυσκαμψίας ( $R_C$ ). Αυτό που παρατηρήθηκε στις απεικονίσεις είναι ότι υπήρχε εμφανής διάκριση της καταγεγραμμένης επίγειας κοσμικής ακτινοβολίας μεταξύ πολικών και μεσαίου πλάτους σταθμών. Δηλαδή οι πολικοί σταθμοί έχουν καταγράψει μεγαλύτερη ένταση κοσμικής ακτινοβολίας σε σχέση με τους σταθμούς μεσαίου πλάτους και αυτό οφείλεται στο ότι οι σταθμοί αυτοί έχουν μικρότερη μαγνητική δυσκαμψία  $R_C$  και καταγράφουν σωματίδια από μεγαλύτερο ενεργειακό εύρος της γαλαξιακής κοσμικής ακτινοβολίας. Το αποτέλεσμα είναι στις παρατηρήσεις να υπάρχουν δυο εύρη έντασης κοσμικής ακτινοβολίας, των πολικών σταθμών (Apatity-APTY, FortSmith-FSMT, Oulu-OULU, SouthPole-SOPO κ.λ.π.) και των μεσαίου πλάτους σταθμών (Athens-ATHN, Rome-ROME, Guadalajar-CALM κ.λ.π.) (Alania and Wawrzynczak, 2012).

Αυτό το συμπέρασμα στο κεφάλαιο V προκύπτει και από τα διαγράμματα συσχέτισης του πλάτους της μείωσης Forbush που παρατηρήθηκε σε κάθε σταθμό με την μαγνητική δυσκαμψία του σε κάθε μείωση, όπου υπάρχει αρκετά καλή συσχέτιση (π.χ σχήμα 5.3). Δηλαδή όσο μεγαλώνει η μαγνητική δυσκαμψία του σταθμού μικραίνει το πλάτος καταγραφής της μείωσης συγκεκριμένα αυτή η αντισυσχέτιση σύμφωνα με την βιβλιογραφία ακολουθεί εκθετική μορφή που δεν απεικονίζεται στις γραφικές στις πειραματικές μετρήσεις λόγω μικρού δείγματος σταθμών. Ενδεικτικά στη μείωση της 9<sup>ης</sup> Μαρτίου 2012 το μέγιστο πλάτος για τους πολικούς σταθμούς είναι 14.4% για το SouthPole ( $R_C = 0.1$  GV), 12.7% για το FortSmith ( $R_C = 0.3$  GV) και 11.5% για την Oulu ( $R_C = 0.81$  GV) και για τους μεσαίου πλάτους σταθμούς είναι 6.62% για τη Ρώμη ( $R_C = 6.27$  GV), και 5.87% για την Αθήνα ( $R_C = 8.53$  GV). Επίσης υπάρχει μία διαφορετική καταγραφή της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας μεταξύ των σταθμών που βρίσκονται σε επίπεδο θάλασσας

και σε μεγαλύτερα υψόμετρα λόγω των περίπλοκων ατμοσφαιρικών καταγισμών (Usoskin et al., 2008; Dorman et al., 2000; Caballero-Lopez et al. 2012).

## 6.2 Μέθοδος Ανάλυσης

Σκοπός της διδακτορικής διατριβής είναι η μοντελοποίηση του ενεργειακού φάσματος με την χρήση δεδομένων από το παγκόσμιο δίκτυο μετρητών νετρονίων. Για την μοντελοποίηση εφαρμόστηκε η τεχνική των Wawrzynczak and Alania (2010) και προκειμένου να διαπιστωθεί ο αξιόπιστος προσδιορισμός του ενεργειακού εκθέτη αναλύθηκαν τα ανωτέρω επεισόδια μειώσεων Forbush με τρεις διαφορετικές συναρτήσεις σύζευξης.

Η τεχνική των Wawrzynczak and Alania (2010) απαιτεί την χρήση ημερήσιων δεδομένων κατά την διάρκεια μειώσεων Forbush από το παγκόσμιο δίκτυο μετρητών νετρονίων. Ύστερα από πειραματικές δοκιμές διαπιστώθηκε ότι στην εξαγωγή των αποτελεσμάτων του ενεργειακού φάσματος βοήθησε η χρήση δεδομένων από σταθμούς σε διάφορες γεωγραφικές συντεταγμένες, δηλαδή πολικών και μεσαίου πλάτους σταθμών για να καλύπτεται η καταγραφή σωματιδίων σε όλο το ενεργειακό φάσμα. Η χρήση σταθμών σε μεμονωμένες ενεργειακές περιοχές δεν έδινε τόσο λεπτομερή αποτελέσματα στον υπολογισμό του ενεργειακού εκθέτη.

Στα επιλεγμένα επεισόδια των μειώσεων Forbush που αναλύθηκαν δεν χρησιμοποιήθηκαν οι ίδιοι πολικοί και μεσαίου πλάτους σταθμοί καθώς κάποιοι σταθμοί είχαν ελλειπίς ή εσφαλμένες μετρήσεις, όπως από τοπικούς περιβαλλοντικούς παράγοντες που απορρίπτονταν (Krüger et al., 2008; Usoskin et al., 2005). Ο σταθμός της Αθήνας χρησιμοποιήθηκε και σε όλα τα επεισόδια λόγω των αξιόπιστων τιμών του, αλλά και λόγω της γεωγραφικής περιοχής που είναι τοποθετημένος. Ο σταθμός της Αθήνας έχει κατακόρυφο κατώφλι μαγνητικής δυσκαμψίας  $R_C = 8.53$  GV και είναι ο μοναδικός στην περιοχή των Βαλκανίων και της Ανατολικής Μεσογείου καλύπτοντας μεγάλη περιοχή για το συγκεκριμένο ενεργειακό φάσμα.

Η τεχνική των Wawrzynczak and Alania (2010) βασίζεται στην μέθοδος σφαλμάτων (standard deviation). Στην τεχνική χρησιμοποιήθηκαν τα επίγεια δεδομένα της έντασης για διάφορους σταθμούς και μέσω της συνάρτησης σύζευξης υπολογίστηκε η ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας στην ηλιόσφαιρα με την βοήθεια του λογισμικού Matlab που χρησιμοποιήσαμε, για δοκιμαστικές τιμές του  $\gamma$  από 0.5 έως 2 με βήμα 0.01 (151 τιμές) για κάθε (i) σταθμό και για κάθε (k) ημέρα ξεχωριστά. Η ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας στην ηλιόσφαιρα ( $R_{\max}=200\text{GV}$ ) είναι ανεξάρτητη της μαγνητικής δυσκαμψίας  $R_C$  του κάθε σταθμού, όπου σε αυτή την περιοχή έχει εξομαλυνθεί και πρέπει να είναι σχεδόν η ίδια για όλους τους σταθμούς (Alania and Wawrzynczak, 2008). Για την τιμή του  $\gamma$  που όλοι οι σταθμοί έχουν την ίδια ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας στην ηλιόσφαιρα κάθε μέρα είναι η καταλληλότερη τιμή. Για την αξιοπιστία της τεχνικής έχουν οριστεί δυο κριτήρια.

Το πρώτο κριτήριο είναι αν η ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας για τους διάφορους πολικούς και μεσαίου πλάτους σταθμούς ( $R_i$ ) που έχει υπολογιστεί στην ηλιόσφαιρα ( $R_{\max}=200\text{GV}$ ) δίνει σχεδόν την ίδια τιμή. Στα επεισόδια που παρουσιάστηκαν αναλυτικά στο κεφάλαιο V στις μειώσεις Forbush του Μαρτίου 2012 και του Σεπτεμβρίου 2017 είναι εμφανή από τα σχήματα ότι η ένταση της κοσμικής στην ηλιόσφαιρα είναι σχεδόν η ίδια για όλους τους σταθμούς, ενώ στο επεισόδιο του Δεκεμβρίου 2014 - Ιανουαρίου 2015 έχουμε μεγαλύτερη διαφορά της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας στην ηλιόσφαιρα, που σημαίνει ότι ο προσδιορισμός του ενεργειακού εκθέτη έχει γίνει πιο αξιόπιστα στις δύο πρώτες μειώσεις. Αυτή η διαφορά της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας στην ηλιόσφαιρα μεταξύ των σταθμών μετά την σύζευξη πιθανόν να οφείλεται στον τύπο των μειώσεων, δηλαδή στην χρονική τους διάρκεια και στο πόσο απότομα εμφανίζεται το μέγιστο πλάτος από την στιγμή της έναρξής της. Πολύ σημαντικό για να υπολογιστεί σχεδόν η ίδια ένταση κοσμικής ακτινοβολίας στην ηλιόσφαιρα είναι το μέγεθος του πλάτους της μείωσης, καθώς δεν είναι ξεκάθαρη από άποψη φυσικής η εξάρτηση της ενέργειας της κοσμικής ακτινοβολίας με την δυσκαμψία στη φάση επαναφοράς της μείωσης (recovery time) για πλάτη με μέγεθος μικρότερο του 10% (Usoskin et al., 2008).



Το δεύτερο κριτήριο είναι αν ο ενεργειακός εκθέτης ακολουθεί τις μεταβολές της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας που μας δείχνει πόσο ‘σκληρό’ είναι το φάσμα. Συγκεκριμένα όταν η ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας στη μείωση Forbush έχει την μεγαλύτερη τιμή δηλαδή στην έναρξη της μείωσης και στην φάση επαναφοράς ο εκθέτης πρέπει να έχει μέγιστη τιμή, ενώ στο μέγιστο πλάτος της μείωσης ο εκθέτης πρέπει να έχει ελάχιστη τιμή. Το δεύτερο κριτήριο επαληθεύεται σε όλες τις μειώσεις Forbush που μελετήθηκαν (Σεπτέμβριος 2005, Αύγουστος 2010, Φεβρουάριος 2011, Μάρτιος 2012, Δεκέμβριος 2014–Ιανουάριος 2015, Σεπτέμβριος 2017).

Στην βιβλιογραφία ο ενεργειακός εκθέτης εμφανίζεται με θετικό ή αρνητικό πρόσημο (Plainaki et al., 2007; Mishev et al., 2018). Στην παρουσίαση της εργασίας των Ahluwalia et al. (2009) για την εκθετική εξάρτηση του νόμου δύναμης της μαγνητικής δυσκαμψίας από το πλάτος της μείωσης εμφανίζεται με αρνητικό πρόσημο. Στην εργασία των Wawrzynczak and Alania (2010) παρατηρείται ότι ο ενεργειακός εκθέτης ακολουθεί τη διακύμανση της έντασης της κοσμικής και έχει θετικό πρόσημο. Στην παρούσα διδακτορική διατριβή το ενεργειακό φάσμα μελετήθηκε με τις τρεις συναρτήσεις σύζευξης των Clem and Dorman (2000), Belon and Struminsky (1997), και των Mishev et al. (2013). Για να πετύχουμε ομοιομορφία στην απεικόνιση του ενεργειακού εκθέτη στις δύο πρώτες συναρτήσεις ορίστηκε θετικό πρόσημο και στην τρίτη συνάρτηση αρνητικό λόγω διαφορετικού τρόπου υπολογισμού της κάθε συνάρτησης σύζευξης καθώς στηρίζονται σε διαφορετικές μεθόδους υπολογισμού. Το σφάλμα του ενεργειακού εκθέτη προκύπτει από την τιμή που έχει την προηγούμενη και την επόμενη ημέρα κάθε φορά για αυτό τον λόγο όταν σταθεροποιείται η τιμή του το σφάλμα του είναι μηδέν.

### 6.3 Σύγκριση Συναρτήσεων Σύζευξης

Στο κεφάλαιο V μελετήθηκε το ενεργειακό φάσμα των έξι επεισοδίων των μειώσεων Forbush με την τεχνική Wawrzynczak and Alania (2010) με την χρήση τριών ξεχωριστών συναρτήσεων σύζευξης των: α) Clem and Dorman (2000) β) Belon and Struminsky (1997) και γ) Mishev et al. (2013). Τα αποτελέσματα της συνάρτησης των Mishev et al. (2013) για την μελέτη του ενεργειακού φάσματος δεν παρουσιάστηκαν στα

επιλεγμένα επεισόδια καθώς δεν έδωσαν ικανοποιητικούς υπολογισμούς πιθανόν γιατί δεν ανταποκρίνονταν σε μειώσεις Forbush ή στις απαιτήσεις της τεχνικής Wawrzynczak and Alania (2010). Στις συναρτήσεις των Clem and Dorman (2000) και των Belon and Struminsky (1997) ο ατμοσφαιρικός καταιγισμός των σωματιδίων έχει υπολογιστεί με θεωρητικούς υπολογισμούς, ενώ στη συνάρτηση των Mishev et al. (2013) έχει υπολογιστεί με Monte Carlo προσομοίωση με τον κώδικα του PLANETOCOSMICS που βασίζεται στο λογισμικό GEANT-4 και στο ατμοσφαιρικό μοντέλο NRLMSISE2000 (Desorgher et al., 2005; Agostinelli et al., 2003; Picone et al., 2002). Επίσης στην πιο πρόσφατη συνάρτηση των Mishev et al. (2013) έχει προστεθεί ένας καινούργιος όρος, ο γεωμετρικός παράγοντας που υπολογίζει την πλευρική συνιστώσα της κοσμικής ακτινοβολίας στο μετρητή νετρονίων. Οι δύο πρώτες συναρτήσεις έχουν χρησιμοποιηθεί πολλές φορές σε θεωρητικούς υπολογισμούς για να μελετηθεί η γαλαξιακή και η ηλιακή κοσμική ακτινοβολία (Belon et al., 1994; 2005a; Belon and Eroshenko, 1996; Plainaki et al., 2007; 2014), ενώ η νέα συνάρτηση των Mishev et al. (2013) έχει εφαρμοστεί μόνο σε ηλιακή κοσμική ακτινοβολία (GLE). (Mishev et al., 2018; Koldobskiy et al., 2019).

Η συνάρτηση των Belon and Struminsky (1997) είναι μια προέκταση των Clem and Dorman (2000) με τον νόμο δύναμης  $\sim E_K^{3.17}$  στην περιοχή των χαμηλών ενεργειών  $1GV < E < 2.78GV$ . Οι δυο συναρτήσεις των Clem and Dorman (2000) και των Belon and Struminsky (1997) στο αποτέλεσμα του υπολογισμού του ενεργειακού εκθέτη  $\gamma$  έχουν μεταξύ τους ελάχιστη διαφορά (ενδεικτικά οι τιμές  $\gamma$  παρουσιάζονται για το επεισόδιο του Μαρτίου 2012 στο πίνακα 5.4). Σε απεικόνιση του ενεργειακού εκθέτη με τις δύο αυτές συναρτήσεις το αποτέλεσμα του  $\gamma$  στη δεύτερη συνάρτηση είναι μόνο μετατοπισμένο ελάχιστα προς τα πάνω λόγω του πρόσθετου όρου χωρίς να απεικονίζει κάποια ιδιαίτερα διαφορετική διακύμανση (ενδεικτικά παρουσιάζεται η σύγκριση στο επεισόδιο του Μαρτίου 2012 σχήμα 5.7). Συνεπώς αυτό οφείλεται στο ότι ο πρόσθετος όρος αφορά τη περιοχή χαμηλών ενεργειών (θα μπορούσε να χαρακτηριστεί ηλιακός όρος) και ίσως έδινε ένα πιο αισθητά βελτιωμένο αποτέλεσμα σε G.L.Es και όχι σε μειώσεις Forbush.

Οι δυο συναρτήσεις των Clem and Dorman (2000) και των Belov and Struminsky (1997) έχουν το πλεονέκτημα σε σχέση με τη συνάρτηση των Mishev et al. (2013) ότι μπορούν να χρησιμοποιηθούν για όλους τους σταθμούς νετρονίων σε οποιοδήποτε υψόμετρο και αν είναι τοποθετημένοι και όχι μόνο σε σταθμούς στο επίπεδο της θάλασσας (sea level) όπως η τρίτη συνάρτηση καθώς περιλαμβάνουν στον υπολογισμό τους το ατμοσφαιρικό βάθος ( $h$ ) του κάθε σταθμού που εξαρτάται από το υψόμετρο. Ακόμη οι δυο συναρτήσεις έχουν το πλεονέκτημα ότι μπορούν να χρησιμοποιηθούν για όλους τους σταθμούς νετρονίων για οποιαδήποτε μαγνητική δυσκαμψία τους ενώ η τρίτη συνάρτηση έχει φυσική σημασία για  $R > 0.3$  GV αποκλείοντας την χρήση κάποιων πολικών σταθμών που ίσως οι μετρήσεις τους ήταν χρήσιμες. Όμως η συνάρτηση των Mishev et al. (2013) παρόλο που δεν έδωσε αναμενόμενα αποτελέσματα μελετήθηκε γιατί θεωρείται μια συνάρτηση που προσομοιώνει πιο λεπτομερώς τον ατμοσφαιρικό καταγισμό καθώς στηρίζεται σε Monte Carlo προσομοίωση και περιλαμβάνει και τον νέο γεωμετρικό παράγοντα.

Με την εφαρμογή των δύο πρώτων αποδεκτών συναρτήσεων στα έξι 6 επεισόδια προκύπτει το συμπέρασμα ότι σε όλες τις περιπτώσεις των συναρτήσεων :

- i) η ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας στην ηλιόσφαιρα είναι σχεδόν η ίδια για όλους τους σταθμούς σε αντίθεση με την επίγεια ένταση που παρουσιάζει μεγάλη διαφορά.
- ii) το αποτέλεσμα του ενεργειακού εκθέτη έχει λεπτομερή και αξιόπιστη διακύμανση ώστε να χαρακτηρίσει πόσο σκληρή ή μαλακή είναι η νουκλεονική συνιστώσα της κοσμικής ακτινοβολίας που μετριέται στους μετρητές νετρονίων.

Γενικά είναι δύσκολο να συγκριθούν οι συναρτήσεις σύζευξης της πρωτογενούς με την δευτερογενή κοσμική ακτινοβολία και να επιλεγεί η καταλληλότερη, καθώς αποκλίνουν ελάχιστα μεταξύ τους περίπου 10–15%, λόγω διαφορετικών μοντέλων αδρονικής αλληλεπίδρασης, ατμοσφαιρικών μοντέλων, αριθμητικών προσεγγίσεων κ.λ.π. και παρουσιάζουν διαφορετικά πλεονεκτήματα και μειονεκτήματα η καθεμία ξεχωριστά (Heck, 2006; Bazilevskaya et al., 2008).

## 6.4 Προοπτικές

Η παρούσα διδακτορική διατριβή αποτελεί μια ουσιαστική μελέτη του ενεργειακού φάσματος με την μέθοδο Wawrzynczak and Alania (2010) κατά την διάρκεια μειώσεων Forbush με τρεις διαφορετικές συναρτήσεις σύζευξης. Ακόμη στην ίδια τεχνική ανάλυσης θα μπορούσαν να μελετηθούν και να συγκριθούν μεταξύ τους και άλλες συναρτήσεις σύζευξης πρωτογενούς με δευτερογενή κοσμική ακτινοβολία που θα βοηθήσουν στον όσο το δυνατόν καλύτερο προσδιορισμό του ενεργειακού εκθέτη (Maurin et al., 2014; Mangeard et al., 2016). Σε περαιτέρω έρευνα θα μπορούσε να μελετηθεί το ενεργειακό φάσμα της ηλιακής κοσμικής ακτινοβολίας (GLE) πάλι με την χρήση δεδομένων από το παγκόσμιο δίκτυο μετρητών νετρονίων. Στα GLE πρέπει να χρησιμοποιηθούν δεδομένα ανάλυσης 1min, καθώς η επίγεια επαύξηση της κοσμικής ακτινοβολίας διαρκεί λίγες ώρες. Όταν η συνάρτηση Belov and Struminsky (1997) εφαρμοστεί για την μελέτη του φάσματος σε GLE ίσως δώσει αισθητά πιο βελτιωμένα αποτελέσματα καθώς η φυσική της σημασία αφορά περισσότερο ηλιακά και όχι γαλαξιακά φαινόμενα καθώς περιλαμβάνει τον ηλιακό όρο στην περιοχή χαμηλών ενεργειών.

Η μελέτη του ενεργειακού φάσματος και ο ακριβής υπολογισμός του ενεργειακού εκθέτη αποτελεί μια ουσιαστική και επίκαιρη συνεισφορά στις μελέτες του διαστημικού καιρού που απασχολούν σήμερα την επιστημονική κοινότητα. Όταν έχει μελετηθεί το ενεργειακό φάσμα των κοσμικών ακτίνων είναι εύκολο να υπολογιστεί η ενεργός δόση της κοσμικής ακτινοβολίας τόσο στην επιφάνεια της Γης όσο και σε μεγαλύτερα ύψη μέσα στην ατμόσφαιρα, όπως σε αεροπορικές διαδρομές που η μέτρηση της είναι απαραίτητη για την ανθρώπινη υγεία. Επομένως μια προέκταση της παρούσας διδακτορικής διατριβής θα μπορούσε να είναι ο υπολογισμός της ενεργού δόσης της ακτινοβολίας.

## ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

## ΕΝΔΕΙΚΤΙΚΟΣ ΚΩΔΙΚΑΣ Matlab ΓΙΑ ΤΟ ΕΠΕΙΣΟΔΙΟ ΤΟΥ ΜΑΡΤΙΟΥ 2012

Με χρήση της συνάρτησης σύζευξης των Clem and Dorman (2000)

---

```

gmin = 0.5;
gmax = 2;
bhma = 0.01;
tic
load APTYDATA.txt
N = APTYDATA(:,1);
R = 0.65:0.01:200.0;
h = 1.032;
k = 2.32-(0.49*h)+(0.18*exp(-9.5*h));
lna = 1.93+(0.15*h)-(0.18*exp(-10*h));
a = exp(lna);
W = a*(k-1)*exp(-a*(R.^(-k+1))).*(R.^(-k));
PAPA = zeros(length(N),((gmax-gmin)/bhma)+1);
PAPAP = zeros(length(N),((gmax-gmin)/bhma)+1);
for i = 1:length(N)
j = 1;
for g = gmin:bhma:gmax
f = (0.1*R).^(-g).*W;
olok = trapz(R,f);
PAPA(i,j) = N(i)/olok;
PAPAP(i,j) = N(i);
j = j+1;
end
end
end

```

```

100.0/14.0

load FSMTDATA.txt
N = FSMTDATA(:,1);
R = 0.3:0.01:200.0;
h = 1.032;
k = 2.32-(0.49*h)+(0.18*exp(-9.5*h));
lna = 1.93+(0.15*h)-(0.18*exp(-10*h));
a = exp(lna);
W = a*(k-1)*exp(-a*(R.^(-k+1))).*(R.^(-k));
PFOR = zeros(length(N),((gmax-gmin)/bhma)+1);
PFORP = zeros(length(N),((gmax-gmin)/bhma)+1);
for i = 1:length(N)
j = 1;
for g = gmin:bhma:gmax
f = (0.1*R).^(-g).*W;
olok = trapz(R,f);
PFOR(i,j) = N(i)/olok;
PFORP(i,j) = N(i);
j = j+1;
end
end
200.0/14.0

```

```

load KIELDATA.txt
N = KIELDATA(:,1);
R = 2.36:0.01:200.0;
h = 1.032;
k = 2.32-(0.49*h)+(0.18*exp(-9.5*h));
lna = 1.93+(0.15*h)-(0.18*exp(-10*h));

```

```

a = exp(lna);
W = a*(k-1)*exp(-a*(R.^(-k+1))).*(R.^(-k));
PKIE = zeros(length(N),((gmax-gmin)/bhma)+1);
PKIEP = zeros(length(N),((gmax-gmin)/bhma)+1);
for i = 1:length(N)
j = 1;
for g = gmin:bhma:gmax
f = (0.1*R).^(-g).*W;
olok = trapz(R,f);
PKIE(i,j) = N(i)/olok;
PKIEP(i,j) = N(i);
j = j+1;
end
end
300.0/14.0

load MCMUDATA.txt
N = MCMUDATA(:,1);
R = 0.3:0.01:200.0;
h = 1.032;
k = 2.32-(0.49*h)+(0.18*exp(-9.5*h));
lna = 1.93+(0.15*h)-(0.18*exp(-10*h));
a = exp(lna);
W = a*(k-1)*exp(-a*(R.^(-k+1))).*(R.^(-k));
PMCM = zeros(length(N),((gmax-gmin)/bhma)+1);
PMCMP = zeros(length(N),((gmax-gmin)/bhma)+1);
for i = 1:length(N)
j = 1;
for g = gmin:bhma:gmax

```

```

f = (0.1*R).^(-g).*W;
olok = trapz(R,f);
PMCM(i,j) = N(i)/olok;
PMCMP(i,j) = N(i);
j = j+1;
end
end
400.0/14.0

load OULUDATA.txt
N = OULUDATA(:,1);
R = 0.8:0.01:200.0;
h = 1.032;
k = 2.32-(0.49*h)+(0.18*exp(-9.5*h));
lna = 1.93+(0.15*h)-(0.18*exp(-10*h));
a = exp(lna);
W = a*(k-1)*exp(-a*(R.^(-k+1))).*(R.^(-k));
POUL = zeros(length(N),((gmax-gmin)/bhma)+1);
POULP = zeros(length(N),((gmax-gmin)/bhma)+1);
for i = 1:length(N)
j = 1;
for g = gmin:bhma:gmax
f = (0.1*R).^(-g).*W;
olok = trapz(R,f);
POUL(i,j) = N(i)/olok;
POULP(i,j) = N(i);
j = j+1;
end
end
end

```



500.0/14.0

```

load SOPODATA.txt
N = SOPODATA(:,1);
R = 0.1:0.01:200.0;
h = 0.7121;
k = 2.32-(0.49*h)+(0.18*exp(-9.5*h));
lna = 1.93+(0.15*h)-(0.18*exp(-10*h));
a = exp(lna);
W = a*(k-1)*exp(-a*(R.^(-k+1))).*(R.^(-k));
PSOP = zeros(length(N),((gmax-gmin)/bhma)+1);
PSOPP = zeros(length(N),((gmax-gmin)/bhma)+1);
for i = 1:length(N)
j = 1;
for g = gmin:bhma:gmax
f = (0.1*R).^(-g).*W;
olok = trapz(R,f);
PSOP(i,j) = N(i)/olok;
PSOPP(i,j) = N(i);
j = j+1;
end
end

```

600.0/14.0

```

load ATHENSDATA.txt
N = ATHENSDATA(:,1);
R = 8.53:0.01:200.0;
h = 0.97159;
k = 2.32-(0.49*h)+(0.18*exp(-9.5*h));

```

```

lna = 1.93+(0.15*h)-(0.18*exp(-10*h));
a = exp(lna);
W = a*(k-1)*exp(-a*(R.^(-k+1))).*(R.^(-k));
PATH = zeros(length(N),((gmax-gmin)/bhma)+1);
PATHP = zeros(length(N),((gmax-gmin)/bhma)+1);
for i = 1:length(N)
j = 1;
for g = gmin:bhma:gmax
f = (0.1*R).^(-g).*W;
olok = trapz(R,f);
PATH(i,j) = N(i)/olok;
PATHP(i,j) = N(i);
j = j+1;
end
end
700.0/14.0

load ROMEDATA.txt
N = ROMEDATA (:,1);
R = 6.27:0.01:200.0;
h = 1.032;
k = 2.32-(0.49*h)+(0.18*exp(-9.5*h));
lna = 1.93+(0.15*h)-(0.18*exp(-10*h));
a = exp(lna);
W = a*(k-1)*exp(-a*(R.^(-k+1))).*(R.^(-k));
PROM= zeros(length(N),((gmax-gmin)/bhma)+1);
PROMP = zeros(length(N),((gmax-gmin)/bhma)+1);
for i = 1:length(N)
j = 1;

```

```

for g = gmin:bhma:gmax
f = (0.1*R).^(-g).*W;
olok = trapz(R,f);
PROM(i,j) = N(i)/olok;
PROMP(i,j) = N(i);
j = j+1;
end
end
800.0/14.0

load BAKSANDATA.txt
N = BAKSANDATA(:,1);
R = 5.6:0.01:200.0;
h = 0.80795;
k = 2.32-(0.49*h)+(0.18*exp(-9.5*h));
lna = 1.93+(0.15*h)-(0.18*exp(-10*h));
a = exp(lna);
W = a*(k-1)*exp(-a*(R.^(-k+1))).*(R.^(-k));
PBAK= zeros(length(N),((gmax-gmin)/bhma)+1);
PBAKP = zeros(length(N),((gmax-gmin)/bhma)+1);
for i = 1:length(N)
j = 1;
for g = gmin:bhma:gmax
f = (0.1*R).^(-g).*W;
olok = trapz(R,f);
PBAK(i,j) = N(i)/olok;
PBAKP(i,j) = N(i);
j = j+1;
end
end

```

```

end
900.0/14.0

load JUNGDATA.txt
N = JUNGDATA(:,1);
R = 4.5:0.01:200.0;
h = 0.66774;
k = 2.32-(0.49*h)+(0.18*exp(-9.5*h));
lna = 1.93+(0.15*h)-(0.18*exp(-10*h));
a = exp(lna);
W = a*(k-1)*exp(-a*(R.^(-k+1))).*(R.^(-k));
PJUN= zeros(length(N),((gmax-gmin)/bhma)+1);
PJUNP = zeros(length(N),((gmax-gmin)/bhma)+1);
for i = 1:length(N)
j = 1;
for g = gmin:bhma:gmax
f = (0.1*R).^(-g).*W;
olok = trapz(R,f);
PJUN(i,j) = N(i)/olok;
PJUNP(i,j) = N(i);
j = j+1;
end
end
1000.0/14.0

% Mean Value Calculation
MeanA=(1/10.0)*(PAPA+PFOR+PKIE+PMCM+POUL+PSOP+PATH+PROM+
PBAK+PJUN);

% Calculation of the DA for every station
DA_PAPA = PAPA-MeanA;

```

```

DA_PFOR = PFOR-MeanA;
DA_PKIE = PKIE-MeanA;
DA_PMCM = PMCM-MeanA;
DA_POUL = POUL-MeanA;
DA_PSOP = PSOP-MeanA;
DA_PATH = PATH-MeanA;
DA_PROM = PROM-MeanA;
DA_PBAK = PBAK-MeanA;
DA_PJUN = PJUN-MeanA;

% Calculation of the Standard Deviation
Sigma = zeros(length(N),((gmax-gmin)/bhma)+1);
for i=1:length(N)
    for j = 1:(((gmax-gmin)/bhma)+1)
        Sigma(i,j) =
sqrt(((DA_PAPA(i,j)^2)+(DA_PFOR(i,j)^2)+(DA_PKIE(i,j)^2)+(DA_PMCM(i,j)^2)
+(DA_POUL(i,j)^2)+(DA_PSOP(i,j)^2)+(DA_PATH(i,j)^2)+(DA_PROM(i,j)^2)+(D
A_PBAK(i,j)^2)+(DA_PJUN(i,j)^2))/9.0);
    end
end

% Search for the minimum value of standard deviation
% and mapping of this value to the corresponding g
[maxSigma] = max(Sigma,[],2);
g = zeros(1,length(N));
for i = 1:length(N)
    g(i)=0.0;
    minSigma=maxSigma(i);
    for j = 1:(((gmax-gmin)/bhma)+1)
if (Sigma(i,j)<minSigma)
minSigma = Sigma(i,j);

```

```
g(i) = gmin+(bhma*(j-1));
    end
end
end

%plot of minimum g with respect to the day
i=1:length(N);

h1=figure;
plot(i,g);
mdays = ['07',
'08',
'09',
'10',
'11',
'12',
'13',
'14',
'15',
'16',
'17',
'18',
'19',
'20',
'21',
];
set(gca,'XTick',[1:length(mdays)]);
set(gca,'XTickLabel',mdays);
xlabel('Days of March 2012');
```

```
ylabel('Spectral index');

% PH_BEGIN
dgerr = zeros(1,length(N));
for i=1:length(N)
    if (i==1)
        dgleft=gmin-g(i);
        dgright=g(i+1)-g(i);
    elseif (i==length(N))
        dgleft=g(i-1)-g(i);
        dgright=gmax-g(i);
    else
        dgleft=g(i-1)-g(i);
        dgright=g(i+1)-g(i);
    end
    dgerr(i)=sqrt(dgleft^2+dgright^2);
end

%plot of minimum g and error delta with respect to the day
i=1:length(N);
h1a=figure;
errorbar(i,g,dgerr);
```

```
mdays = ['07',
'08',
'09',
'10',
'11',
'12',
'13',
'14',
'15',
'16',
'17',
'18',
'19',
'20',
'21',
];

h1a=figure;
errorbar(i,g,dgerr);
set(gca,'XTick',[1:length(mdays)]);
set(gca,'XTickLabel',mdays);
xlabel ('Days of March 2012');
ylabel ('Spectral index');
title ('Clem and Dorman (2000)');
% PH_END

y1 = zeros(1,length(N));
y2 = zeros(1,length(N));
y3 = zeros(1,length(N));
```



```

y4 = zeros(1,length(N));
y5 = zeros(1,length(N));
y6 = zeros(1,length(N));
y7 = zeros(1,length(N));
y8 = zeros(1,length(N));
y9 = zeros(1,length(N));
y10 = zeros(1,length(N));

for j=1:length(N)
    y1(j) = PAPA(j,round(((g(j)-gmin)/bhma))+1);
    y2(j) = PFOR(j,round(((g(j)-gmin)/bhma))+1);
    y3(j) = PKIE(j,round(((g(j)-gmin)/bhma))+1);
    y4(j) = PMCM(j,round(((g(j)-gmin)/bhma))+1);
    y5(j) = POUL(j,round(((g(j)-gmin)/bhma))+1);
    y6(j) = PSOP(j,round(((g(j)-gmin)/bhma))+1);
    y7(j) = PATH(j,round(((g(j)-gmin)/bhma))+1);
    y8(j) = PROM(j,round(((g(j)-gmin)/bhma))+1);
    y9(j) = PBAK(j,round(((g(j)-gmin)/bhma))+1);
    y10(j) = PJUN(j,round(((g(j)-gmin)/bhma))+1);
end

h2=figure;

plot(i,y1*100,i,y2*100,i,y3*100,i,y4*100,i,y5*100,i,y6*100,i,y7*100,i,y8*100,i,y9*
100,i,y10*100);

legend('APTY','FSMT','KIEL','MCMU','OULU','SOPO','ATHN','ROME','BKSJ','JU
NG','Location','SouthEast');

set(gca,'XTick',[1:length(mdays)]);

set(gca,'XTickLabel',mdays);

xlabel ('Days of March 2012');

ylabel ('Norm. Cosmic Rays (%)');

title ('Clem and Dorman (2000)');

```

```

y1 = zeros(1,length(N));
y2 = zeros(1,length(N));
y3 = zeros(1,length(N));
y4 = zeros(1,length(N));
y5 = zeros(1,length(N));
y6 = zeros(1,length(N));
y7 = zeros(1,length(N));
y8 = zeros(1,length(N));
y9 = zeros(1,length(N));
y10 = zeros(1,length(N));
for j=1:length(N)
    y1(j) = PAPAP(j,round(((g(j)-gmin)/bhma))+1);
    y2(j) = PFORP(j,round(((g(j)-gmin)/bhma))+1);
    y3(j) = PKIEP(j,round(((g(j)-gmin)/bhma))+1);
    y4(j) = PMCMP(j,round(((g(j)-gmin)/bhma))+1);
    y5(j) = POULP(j,round(((g(j)-gmin)/bhma))+1);
    y6(j) = PSOPP(j,round(((g(j)-gmin)/bhma))+1);
    y7(j) = PATHP(j,round(((g(j)-gmin)/bhma))+1);
    y8(j) = PROMP(j,round(((g(j)-gmin)/bhma))+1);
    y9(j) = PBAKP(j,round(((g(j)-gmin)/bhma))+1);
    y10(j) = PJUNP(j,round(((g(j)-gmin)/bhma))+1);
end
h3=figure;
plot(i,y1*100,i,y2*100,i,y3*100,i,y4*100,i,y5*100,i,y6*100,i,y7*100,i,y8*100,i,y9*
100,i,y10*100);
legend('APTY','FSMT','KIEL','MCMU','OULU','SOPO','ATHN','ROME','BKSJ','JU
NG','Location','SouthEast');
set(gca,'XTick',[1:length(mdays)]);
set(gca,'XTickLabel',mdays);
xlabel ('Days of March 2012');

```

ylabel ('Norm. Cosmic Rays (%)');

title ('Secondary Cosmic Rays');

toc



**Βιβλιογραφία**

Agostinelli, S., Allison, J., Amako, K., Apostolakis, J. et al.: Geant4-a simulation toolkit, Nucl Instr. Meth. Phys. Res., 506, 250-303, 2003. doi: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8

Ahluwalia, H.S., Ygbuhay, R.C., Duldig, M.L: Two intense Forbush decreases of solar activity cycle 22, Adv. Space Res., 44, 58–63, 2009.  
doi: 10.1016/j.asr.2009.04.004

Alania, M.V., Wawrzynczak, A.: Forbush decrease of the galactic cosmic ray intensity: experimental study and theoretical modeling. Astrophys. Space Sci., 4, 59-63, 2008.  
doi: 10.5194/astra-4-59-2008

Alania, M., Wawrzynczak, A.: Energy dependence of the rigidity spectrum of Forbush decrease of galactic cosmic ray intensity. Adv. Space Res., 50, 725-730, 2012.  
doi:10.1016/j.asr.2011.09.027

Axford, W. I., Hines, C. O. : A unifying theory of high-latitude geophysical phenomena and geomagnetic storms, Canadian J. of Phys., 39, 1433, 1961. doi:10.1139/p61-172.

Barnden, L.R.: Forbush decreases 1966-1972: Their Solar and Inter-planetary Association and their Anisotropies, Proc. of the 13th ICRC, Denver Colorado, 2, 1271, 1973.

Bazilevskaya, G. A., Usoskin, I. G., Flückiger, E. O., Harrison, R. G., Desorgher, L., Bütikofer, R. et al.: Cosmic Ray Induced Ion Production in the Atmosphere, Space Sci. Rev., 137, 149-173, 2008. doi: 10.1007/s11214-008-9339-y

Belov, A.V., Eroshenko, E.A., Livshits, M.A.: The energy spectra of the accelerated particles near the Earth and in the source in 15 June 1991 enhancement. In: Proc. 8th Intern. Symp. on Solar Terrestrial Physics, Sendai, 1994.

Belov, A.V., Eroshenko, E.A.: The energy spectra and other properties of the great proton events during 22nd solar cycle. Adv. Space Res., 17, 167-170, 1996.

Belov, A. V., Struminsky, A. B.: Neutron Monitor Sensitivity to Primary Protons Below 3 GeV Derived From Data of Ground Level Events, Proc. of the 25th ICRC, Durban 1, 201, 1997.

Belov, A., Struminsky, A., Yanke, V.: Neutron Monitor Response Functions for Galactic and Solar Cosmic Rays, ISSI Workshop on Cosmic Rays and Earth, poster presentation, 1999.

Belov, A. V., Dorman, L. I., Eroshenko, E. A., Iucci, N., Levitin, A. E., Parisi, M., Ptitsyna, N. G., Tyasto, M. I., Villorosi, G., Yanke, V. G.: Spacecraft operational

anomalies and space weather impact hazards, 35th COSPAR Scientific Assembly. Held 18 - 25 July 2004, in Paris, France, 4132, 2004.

Belov, A., Eroshenko, E., Mavromichalaki, H., Plainaki, C. Yanke V.: Solar cosmic rays during the extremely high ground level enhancement of February 23 1956, *Anal. Geophys.*, 23, 2281-2291, (2005a). doi: 10.5194/angeo-23-2281-2005

Belov, A., Eroshenko, E., Mavromichalaki, H., Plainaki, C., Yanke V.: A study of the ground level enhancement of 23 February 1956, *Adv. Space Res.*, 35, 697-701, (2005b). doi: 10.1016/j.asr.2004.10.005

Belov, A.V., Baisultanova, L., Eroshenko, E., et al.: Magnetospheric effects in cosmic rays during the unique magnetic storm on November 2003, *J. Geophys. Res. Space Phys.* 110(9), A09S20, (2005c). doi:10.1029/2005JA011067

Bieber, J. W., Clem, J., Duldig, M. L., Evenson, P., Humble, J. E., Pyle, R.: New method of observing neutron monitor multiplicities, *Proc. of the 27th ICRC*, 07-15 August, Hamburg, Under the auspices of the IUPAP, 4091, 2001.

Caballero-Lopez, R. A., Moraal, H.: Cosmic-ray yield and response functions in the atmosphere, *J. of Geophys. Res.: Sp. Phys.*, 117, A12103, 2012. doi:10.1029/2012JA017794

Cahill, L. J.; Amazeen, P. G. : The Boundary of the Geomagnetic Field, *J. of Geophys. Res.*, 68, 1835-1843, 1963. doi :10.1029/JZ068i007p01835

Cane, H.V.: Coronal mass ejections and Forbush decreases, *Space Sci. Rev.*, 93, 55-77, 2000. doi: 10.1023/A:1026532125747

Carmichael, H.: IQSY Instruction Manual, Deep River, Canada, 7, 1964.

Carroll, B.W., Ostlie, D.A.: An introduction to modern astrophysics, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1996.

Chapman, S., Ferraro, V. C. A. :1931, A new theory of magnetic storms, *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*, 36, 171, 1931. doi:10.1029/TE036i003p00171

Clem, J. M., Bieber, J.W., Evenson, P., Hall, D., Humble, J. E., Duldig, M.: Contribution of obliquely incident particles to neutron monitor counting rate, *J. Geophys. Res.*, 102, 26919-26926, 1997. doi:10.1029/97JA02366

Clem, J.M.: Atmospheric Yield Functions and the Response to Secondary Particles of Neutron Monitors, *Proc. of the 26th ICRC*, Salt Lake City ,7, 317, 1999.

Clem, J. and Dorman, L.: Neutron monitor response functions, *Space Sci. Rev.*, 93, 335-359, 2000. doi:10.1023/A:1026508915269

Clem, J.: Neutron Monitor Detection Efficiency, 2004 Annual CRONUS Collaboration Meeting, 2004.

Cliver, E. W., Dennis, B. R., Kiplinger, A. L., Kane, S. R., Neidig, D. F., Sheeley, N. R., Jr., Koomen, M. J. : Solar gradual hard X-ray bursts and associated phenomena, *Astrophys. J.*, 305, 920-935, 1986. doi:10.1086/164306

Daglis, I. A. : Space Storms and Space Weather Hazards, Proceedings of the NATO Advanced Study, 2001.

Debrunner, H., Flückiger, E. and Lockwood, J.: Specific yield function S(P) for a neutron monitor at sea level, paper presented, in 8<sup>th</sup>Europ. Cosmic ray Symp., Rome, Italy, 1982.

Desorgher, L., Flückiger, E. O., Gurtner, M., Moser, M. R., Bütikofer, R.: Atmocosmics: a Geant 4 Code for Computing the Interaction of Cosmic Rays with the Earth's Atmosphere, *Int. J. Modern Phys. A*, 20, 6802–6804, 2005. doi:10.1142/S0217751X05030132

Dorman, L.: Cosmic ray variations, State Publishing House for Technical and Theoretical Literature 102, 1957.

Dorman, L.I.: Cosmic Rays Variations and Space Exploration, Nauka, Moscow, 1963.

Dorman, L.: Cosmic Rays in the Earth's Atmosphere and Underground, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 303, 2004. doi : 10.1007/978-1-4020-2113-8

Dorman, L. I., Fedchenko, S.G., Granitsky, L. V., Rische, G.A: Coupling and barometer coefficients for measurements of cosmic ray variations at altitudes of 260–400 mb, *Acta Phys. Acad. Sci. Hung.*, 29, 233, 1970.

Dorman, L. and Yanke, V.: The Coupling Functions of NM-64 Neutron Supermonitor, *Proc. of the 17th ICRC*, Paris, 4, 326, 1981.

Dorman, L.I., Villaresi, G., Iucci, N., Parisi, M., Tyasto, M.I., Danilova, O.A., Ptitsyna, N.G.: Cosmic ray survey to Antarctica and coupling functions for neutron component near solar minimum (1996-1997) 3. Geomagnetic effects and coupling functions, *J. Geophys. Res.*, 105, 21047-21056, 2000. doi:10.1029/2000JA900051

Eastman, T. E., Frank, L. A., Peterson, W. K., Lennartsson, W. : The plasma sheet boundary layer, *J. of Geophys. Res.*, 89, 1553-1572, 1984. doi:10.1029/JA089iA03p01553

- Echer, E., Gonzalez, W. D., Tsurutani, B. T.: Statistical studies of geomagnetic storms with peak  $Dst \leq -50$  nT from 1957 to 2008, *J. of Atmospheric and Sol.-Terrestrial Phys.*, 73, 1454-1459, 2011. doi:10.1016/j.jastp.2011.04.021
- Feynman, J., Hundhausen, A. J.: Coronal mass ejections and major solar flares: The great active center of March 1989, *J. Geophys. Res.*, 99, 8451-8464, 1994. doi: 10.1029/94JA00202
- Fisk, L. A., W. I. Axford: Solar modulation of galactic cosmic rays, 1, *J. Geophys. Res.*, 74, 4973, 1969. doi: 10.1029/JA074i021p04973
- Flückiger, E.O., Moser, M.R., Pirard, B., Bütikofer, R., Desorgher, L. :A parameterized neutron monitor yield function for space weather applications, *Proc. of the 30<sup>th</sup> ICRC 2007*, edited by R. Caballero, J. D'Olivo, G. Medina-Tanco, L. Nellen, F. Sánchez, and J. Valdés-Galicia, Universidad Nacional Autónoma de México, Mexico City, Mexico, 1, 289-292, 2008.
- Forbush, S.E.: On the Effects in Cosmic-Ray Intensity Observed During the Recent Magnetic Storm, *Phys. Rev.*, 51, 1108-1109, 1937. doi:10.1103/PhysRev.51.1108.3
- Forbush, S.E.: World-Wide Cosmic-Ray Variations, 1937-1952, *J. of Geophys. Res.*, 59, 525-542, 1954. doi: 10.1029/JZ059i004p00525
- Forbush, S.E.: Cosmic-Ray Intensity Variations during Two Solar Cycles, *J. of Geophys. Res.*, 63, 651-669, 1958. doi:10.1029/JZ063i004p00651
- Fujimoto, K., Inoue, A., Murakami, K. et al.: In: *Coupling Coefficients of Cosmic Ray Daily Variations for Meson Telescopes*, Nagoya, Japan, 1984.
- Garcia-Munoz, M., Meyer, P., Pyle, K. R., Simpson, J. A., Evenson, P.: The dependence of solar modulation on the sign of the cosmic ray particle Charge, *J. Geophys. Res.* 91, 2858-2866, 1986. doi: 10.1029/JA091Ia03p02858
- Gopalswamy, N.: A Global Picture of CMEs in the Inner Heliosphere, in *The Sun and the Heliosphere as an Integrated System*, *Astrophys. and Space Sci. Library*, 317, 201, 2004. doi: 10.1007/978-1-4020-2831-9\_8
- Gosling, J. T.: Coronal mass ejections - The link between solar and geomagnetic activity, *Phys. of Fluids B*, 5, 2638-2645, 1993. doi: 10.1063/1860701
- Green, L. M., Harra L. K., Matthews S. A. and Culhane, J. L.: Coronal Mass Ejections and their Associations to Active Region Flaring, *Solar Phys.*, 200, 189-202, 2001. doi:10.1023/A:1010355830020
- Hanslmeier, A.: *The Sun and Space Weather*, *Astrophys. and Space Sci. Library*, Springer Dordrecht, 347, 2007. doi :10.1007/978-1-4020-5604-8



Harrison, R. A.: The nature of solar flares associated with coronal mass ejection, *Astron. Astroph.*, 304, 585, 1995.

Hatton, C.J.: The Neutron Monitor, in *Processes in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics*, edited by J.G Wilson, and S. A. Wouthuysen, North – Holland Publ. Comp., Amsterdam- London, 3-100,1971.

Heck, D. : 2006, Low-energy hadronic interaction models, *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.*, 151, 127-134, 2006. doi: 10.1016/j.nuclphysbps.2005.07.024

Howard, R. A., Sheeley, N. R., Jr., Michels, D. J., Koomen, M. J.: Coronal mass ejections: 1979-1981, *J. of Geophys. Res.*, 90, 8173-8192, 1985. doi:10.1029/JA090iA09p08173.

Kahler, S.W., Cliver, E.W., Cane, H.V., McGuire, R.E.; Reames, D.V., Sheeley, N.R., Jr., Howard, R.A.: Solar Energetic Proton Events and Coronal Mass Ejections Near Solar Minimum ,*Proc. of the 20th ICRC, Moscow*, 3, 121 , 1987.

Kahler, S. W. : Solar flares and coronal mass ejections, *Annual Rev. Astron. Astrophys.*, 30, 113-141, 1992. doi:10.1146/annurev.aa.30.090192.000553.

Kallenrode, M.B.: *Space physics: an introduction to plasmas and particles in the heliosphere and magnetospheres*, May-Britt Kallenrode, Berlin, New York: Springer, 1998.

Kallenrode, M.B.: *Space physics: an introduction to plasmas and particles in the heliosphere and magnetospheres*, 3rd, enlarged ed., by May-Britt Kallenrode. *Advanced texts in physics*. Berlin: Springer, 2004.

Kivelson, M. G.; Russell, C. T. : *Introduction to Space Physics*, Cambridge University Press, 1995.

Koldobskiy, S A., Kovaltsov, G A., Mishev, A L., Usoskin, I G.: New Method of Assessment of the Integral Fluence of Solar Energetic (> 1 GV Rigidity) Particles from Neutron Monitor Data, *Solar Phys.*, 294, 94, 18, 2019. doi: 10.1007/s11207-019-1485-8

Kruger, H.: *A calibration Neutron Monitor for long term cosmic ray modulation studies*, Ph. D. Thesis, 2006.

Krüger, H., Moraal, H., Bieber, J. W., Clem, J. M., Evenson, P. A., Pyle, K.R., Duldig, M. L. and Humble J. E.: A calibration neutron monitor: Energy response and instrumental temperature sensitivity, *J. Geophys. Res.: Space Phys.*, 113, A08101, 2008. doi: 10.1029/2008JA013229

- Kurt, V., Belov, A., Kudela, K., Mavromichalaki, H., Kashapova, L., Yuskhov, B., Sgouropoulos C.: Onset Time of the GLE 72 Observed at Neutron Monitors and its Relation to Electromagnetic Emissions, *Solar Phys.*, 294, 22, 18, 2019. doi 10.1007/s11207-019-1407-9
- Linker, J. A., Mikić, Z., Lionello, R., Riley, P., Amari, T., Odstrcil, D. : Flux cancellation and coronal mass ejections, *Physic. of Plasmas*, 10, 1971-1978,2003. doi: 10.1063/1.1563668.
- Livada, M., Lingri, D., Mavromichalaki, H.: Galactic cosmic ray spectrum of the Forbush decreases of March 7, 2012. In: Proc. 12<sup>th</sup> Hel.A.S Conf. ,Thessaloniki, S1.12 ,2015.
- Livada, M., Mavromichalaki, H., Plainaki, C.: Galactic cosmic ray spectral index: the case of Forbush decreases of March 2012. *Astrophys. Space Sci.*, 363, 8, 2018. doi: 10.1007/s10509-017-3230-9
- Lockwood, J.A.: Forbush Decreases in the Cosmic Radiation, *Space Science Rev.*, 12, 658-715, 1971. doi: 10.1007/BF00173346
- Lockwood, J., Webber, W., and Hsieh, L.: 1974, ‘Solar flare proton rigidity spectra deduced from cosmic ray neutron monitor observations’, *J. Geophys. Res.* 79, 4149. doi: 10.1029/JA079i028p04149
- Longair, M. S.: *High Energy Astrophysics*, 2<sup>nd</sup> ed., 1, Cambridge University Press, 1990.
- Lui, A. T. Y. : *Magnetotail physics*, Baltimore, MD, Johns Hopkins University Press, 1987.
- Mangear, P.S., Ruffolo, D., Saiz, A., Madlee, S., Nutaro, T.: Monte Carlo simulation of the neutron monitor yield function, *J. Geophys. Res.: Space Phys.*, 121, 7435–7448, 2016. doi: 10.1002/2016JA022638
- Matthiä, D.: 2009, *The Radiation Environment in the Lower Atmosphere: A Numerical Approach*, Ph.D. thesis, Christian – Albrechts - Universität zu Kiel.
- Matthiä, D., Heber, B., Reitz, G., Meier, M., Sihver, L., Berger, T. and Herbst K.: Temporal and spatial evolution of the solar energetic particle event on 20 January 2005 and resulting radiation doses in aviation, *J. Geophys. Res.*, 114, A08104, 2009. doi:10.1029/2009JA014125

Maurin, D., Cheminet, A., Derome, L., Ghelfi, A., Hubert, G.: Neutron monitors and muon detectors for solar modulation studies: interstellar flux, yield function, and assessment of critical parameters in count rate calculations, *Adv. Space Res.*, 55, 363-389, 2015. doi: 10.1016/j.asr.2014.06.021

Mavromichalaki, H., Belehaki, A., Rafios, X., Tzagouri, I.: Hale-cycle effects in cosmic-ray intensity during the last four cycles, *Astroph. and Space Sci.*, 246, 7-14, 1996. doi: 10.1007/BF00637395

Mavromichalaki, H., Sarlanis, C., Souvatzoglou, G., Tatsis, S., Belov, A., Eroshenko, E., Yanke, V., Pchelkin, A.: Athens Neutron Monitor and its aspects in the cosmic-ray variations studies, *Proc. of the 27<sup>th</sup> ICRC, 07-15 August, 2001. Hamburg, Germany, (IUPAP), 4099, 2001.*

Mavromichalaki, H.; Paouris, E.; Karalidi, T.: Cosmic-Ray Modulation: An Empirical Relation with Solar and Heliospheric Parameters, *Solar Physics*, 245, 369-390, 2007. doi:10.1007/s11207-007-9043-1

Μαυρομιχαλάκη Ε.: Κοσμική Ακτινοβολία, Εκδ. Συμμετρία, 2009.

Mavromichalaki, H., Papaioannou, A., Plainaki, C., Sarlanis, C., Souvatzoglou, G., Gerontidou, M., Papailiou, M., Eroshenko, E., Belov, A., Yanke, V. and the NMDB team : Applications and usage of the real-time Neutron Monitor Database, *Adv. in Space Res.*, 47, 2210-2222, 2011. doi: 10.1016/j.asr.2010.02.019

Mavromichalaki, H., Gerontidou, M., Paschalis, P., Paouris, E., Tezari, A., Sgouropoulos, C., Crosby, N., Dierckxsens, M.: Real-Time Detection of the Ground Level Enhancement on 10 September 2017 by A.Ne.Mo.S.: System Report, *Space Weather*, 16, 1797-1805, 2018. doi: 10.1029/2018SW001992

McDonald, F. B.: Integration of neutron monitor data with spacecraft observations: a historical perspective, *Space Sci. Rev.*, 93, 263-284, 2000. doi:10.1023/A:1026552730290

Miroshnichenko L.I.: *Solar Cosmic Rays*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 260, 2001. doi: 10.1007/978-94-015-9646-6

Mishev, A.L., Usoskin, I.G., Kovaltsov, G.A.: Neutron monitor yield function: new improved computations, *J. Geophys. Res.: Space Phys.*, 118, 2783-2788, 2013. doi: 10.1002/jgra.50325

Mishev, A., Usoskin, I., Raukunen, O., Paassilta, M., Valtonen, E., Kocharov, L., Vainio, R.: First Analysis of Ground-Level Enhancement (GLE) 72 on 10 September 2017: Spectral and Anisotropy Characteristics, *Solar Phys.*, 293, 136, 15, 2018. doi: 10.1007/s11207-018-1354-x

Miura, A. : Anomalous transport by magnetohydrodynamic Kelvin-Helmholtz instabilities in the solar wind-magnetosphere interaction, *J. of Geophys. Res.*, 89, 801-818, 1984. doi:10.1029/JA089Ia02p00801

Moraal, H., Belov, A., Clem, J. M. : Design and co-Ordination of Multi-Station International Neutron Monitor Networks, *Space Sci. Rev.*, 93, 285-303, 2000. doi: 10.1023/A:1026504814360

Mursula, K., Usoskin I.: Heliospheric physics and cosmic rays, lecture notes, University of Oulu, 2001.

Nagashima, K., Sakakibara, S., Murakami, K. and Morishita, I.: Response and yield functions of neutron monitor, galactic cosmic ray spectrum and its solar modulation, derived from all the available world-wide surveys, *Nuovo Cimento 12C*, 173-209, 1989. doi: 10.1007/BF02523790

Ness, N., Fanucci, J. B., Kijewski, L. J. : Nonuniform Expansion of a Piston Into an Ionized Medium with a Weak Magnetic Field, *Phys. of Fluids*, 6, 1241-1249, 1963. doi: 10.1063/1.1706891

St. Cyr, O. C., Plunkett, S. P., Michels, D. J., Paswaters, S. E., Koomen, M. J., Simnett, G. M., Thompson, B. J., Gurman, J. B., Schwenn, R., Webb, D. F., Hildner, E., Lamy, P. L.: Properties of coronal mass ejections: SOHO LASCO observations from January 1996 to June 1998, *J. Geophysic. Res.*, 105, 18169-18186, 2000. doi: 10.1029/1999JA000381.

Otaola, J. A., Perez-Enriquez, R., Valdes-Galicia, J. F. : Difference between even and odd 11-year cycles in cosmic ray intensity, *Proc. of the 19th ICRC (La Jolla)*, 4, 493-496, 1985.

Paouris, E., Mavromichalaki, H. : Interplanetary Coronal Mass Ejections Resulting from Earth-Directed CMEs Using SOHO and ACE Combined Data During Solar Cycle 23, *Solar. Phys.*, 292, 30, 24, 2017. doi :10.1007/s11207-017-1050-2

Παπαηλιού, Μ.-Χ.: 2013, Προειδοποιήσεις γεωμαγνητικών διαταραχών και ανθρώπινες φυσιολογικές παράμετροι, Δ.Δ.Φ.Ε, Ε.Κ.Π.Α..

Παπαϊωάννου, Α.: 2012, Ταυτοποίηση και ανάλυση έντονων γεγονότων της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας, Δ.Δ.Φ.Ε, Ε.Κ.Π.Α..

Parker, E. N.: Suprathermal Particle Generation in the Solar Corona, *Astroph. J.*, 128, 677, 1958. doi:10.1086/146580

Parks, G.K: Physics of space plasma. An Itroudction, Adisson – Wesley Publishing Company, 1991.

- Patsourakos, S., Georgoulis, M.K., Vourlidas, A. et al.: The major geoeffective solar eruptions of 2012 March 7: Comprehensive Sun-to-Earth analysis. *Astrophys. J.*, 817:14, 21, 2016. doi:10.3847.0004-637X/817/1/14
- Picone, J. M., Hedin, A. E., Drob, D. P. and Aikin, A. C.: NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues, *J. Geophys. Res.*, 107(A12), 1468, 2002. doi:10.1029/2002JA009430.
- Plainaki, C., Belov, A., Eroshenko, E., Mavromichalaki, H., Yanke, V.: Modeling ground level enhancements: Event of 20 January 2005, *J. Geophys. Res. Space Phys.*, 112, A04102, 2007. doi:10.1029/2006JA011926
- Plainaki, C., Mavromichalaki, H., Laurenza, M., Gerontidou, M., Kanellakopoulos, A., Storini, M.: The ground level enhancement of 2012 May 17: derivation of solar proton event properties through the application of the NMBANGLE PPOLA model, *Astrophys. J.*, 785, 160, 12, 2014. doi: 10.1088/0004-637X/785/2/160
- Potgieter, M. S. : The Modulation of Galactic Cosmic Rays in the Heliosphere: Theory and Models, *Space Sci. Rev.*, 83, 147-158, 1998.
- Pulkkinen, T.: Space Weather: Terrestrial Perspective, *Liv. Rev. Solar Phys.*, 4, 1, 60, 2007. doi: 10.12942/Irsp-2007-1
- Raubenheimer, B., Van Niekerk, F., Potgieter, M. and Hatze, H. : The Calculation of Differential Response Functions from Latitude Surveys. : Theory, *Proc. of the 17th Int. Cosmic Ray Conf.*, Paris, 4, 321,1981.
- Reames, D.V. : Particle acceleration at the Sun and in the heliosphere, *Space Sci. Rev.*, 90, 413-491, 1999. doi: 10.1023/A:1005105831781
- Russell, C. T.: The solar wind interaction with the Earth's magnetosphere: a tutorial, *Plasma Sci., IEEE Trans.*, 28, 1818-1830, 2000 doi: 10.1109/27.902211
- Schwenn, R., Marsch, E.: Physics of the Inner Heliosphere I. Large-Scale Phenomena, *Phys. of the Inner Heliosphere I. Large-Scale Phenomena*, XI, 282 pp. 103 figs.. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, also *Physics and Chemistry in Space*, 20, 1, 1990.
- Schwenn, Rainer : Space Weather: The Solar Perspective, *Living Rev. Solar Phys.*, 3, 2, 72, 2006. doi: 10.12942/Irsp-2006-2
- Shea, M. A.; Smart, D. F. : Fifty Years of Cosmic Radiation Data, *Space Sci. Rev.*, 93, 229-262, 2000. doi :10.1023/A:1026500713452

Shrivastava, P.k.: Study of large solar flares in association with halo coronal mass ejections and their helio-longitudinal association with Forbush decreases of cosmic rays, Proc. of the 29th ICRC, India, 1, 355, 2005.

Simpson, J.A., Fonger, W., Treiman, S.B.: Cosmic Radiation Intensity-Time Variations and Their Origin. I. Neutron Intensity Variation Method and Meteorological Factors, Phys. Rev., 90, 934-950, 1953. doi: 10.1103/PhysRev.90.934

Simpson, J.A: Cosmic radiation neutron intensity monitor, in Annals of the Int. Geophysical Year IV, Part VII, Pergamon Press, London, 351, 1958.

Simpson, J. A.: The Cosmic Ray Nucleonic Component: The Invention and Scientific Uses of the Neutron Monitor - (Keynote Lecture), Space Sci. Rev., 93, 11-32, 2000. doi: 10.1023/A:1026567706183

Smart, D. F., Shea, M. A., Tylka, A. J., Boberg P. R.: A geomagnetic cut-off rigidity interpolation tool: Accuracy verification and application to space weather, Adv. Space Res., 37, 1206–1217, 2006. doi: 10.1016/j.asr.2006.02.011

Stoker, P. H.: Primary Spectral Variations of Cosmic Rays Above 1 GeV, Proc. of the 17th ICRC, Paris, 3, 193, 1981.

Stoker, P., Clem, J., Bieber, J. W., Evenson, P.: Apparent Geomagnetic Cutoffs and the Cosmic Ray Anomaly in the Cape Town Region, Proc. of the 25th ICRC, Durban, 2, 385, 1997.

Stoker, P. H., Dorman, L. I., Clem J. M.: Neutron Monitor Design Improvements, Space Sci. Rev., 93, 361–380, 2000, doi:10.1023/A:1026560932107.

Toptygin, I. N., Yakovlev, D. G. : Cosmic rays in interplanetary magnetic fields, D. Reidel Publishing Company, 1985.

Usoskin, I. G., Alanko-Huotari, K., Kovaltsov, G. A., Mursula, K.: Heliospheric modulation of cosmic rays: Monthly reconstruction for 1951–2004, J. Geophys. Res., 110, A12108, 2005. doi: 10.1029/2005JA011250

Usoskin, I.G., Braun, I., Gladysheva, O.G. HöRandel, J. R., JäMséN, T., Kovaltsov, G. A., Starodubtsev, S. A.: Forbush decreases of cosmic rays: energy dependence of the recovery phase. J. Geophys. Res. Space Phys., 113, A07102, 2008. doi:10.1029/2007JA012955

Vourlidas, A., Buzasi, D., Howard, R.A., Esfandiari, E.: Mass and energy properties of LASCO CMEs, In: Solar variability: from core to outer frontiers, The 10<sup>th</sup> European Solar Physics Meeting, 9 - 14 September 2002, Prague, Czech Republic, Noordwijk: ESA Publications Division, ISBN 92-9092-816-6, 1, 91 – 94, 2002.

Wawrzynczak, A., Alania, M.: Modeling and data analysis of a Forbush decrease, *Adv. Space Res.*, 45, 622-631, 2010. doi: 10.1016/j.asr.2009.09.005

Weeks, E.P.: Determining the Ratio of Horizontal to Vertical Permeability by Aquifer-Test Analysis, *Water Resources Research*, 5, 196-214, 1969. doi: 10.1029/WR005i001p00196

Yanke, V. G.: On the Theory of Geophysical Effects of Secondary Cosmic Radiation, *Cand. Thesis, IZMIRAN, Moscow (in Russian)*, 1980.

Yasue, S., Mori, S., Sakakibara, S. et al.: Coupling coefficients of cosmic rays daily variations for neutron monitors, *Nagoya*, 7, 1982.

**Ιστοσελίδες:**

<http://www01.nmdb.eu/>

<https://www.climate4you.com/Sun.htm>

<https://www.ngdc.noaa.gov/geomag/geomaginfo.shtml>.

<https://www.swpc.noaa.gov/noaa-scales-explanation>

<http://www.auger.org/>

<http://www01.nmdb.eu/nest/>

<http://umtof.umd.edu/pm/>

<https://cdaw.gsfc.nasa.gov/>

<http://spaceweather.izmiran.ru/eng/dbs.html>

<https://kauai.ccmc.gsfc.nasa.gov/CMEscoreboard/>

<https://www.solarmonitor.org/>

<https://kauai.ccmc.gsfc.nasa.gov/DONKI>

<https://www.ngdc.noaa.gov/>



## Κατάλογος Δημοσιεύσεων

### Σε περιοδικά:

**Livada, M.**, Mavromichalaki, H., Plainaki, C.: Galactic cosmic ray spectral index: the case of Forbush decreases of March 2012, *Astrophys. Space Sci.*, 363, 8, 2018. doi: 10.1007/s10509-017-3230-9

**Livada, M.**, Mavromichalaki, H.: Spectral Analysis of Forbush Decreases using a new yield Function, accepted: *Solar Phys.*

Xaplanteris, L., **Livada, M.**, Mavromichalaki H., Dorman, L.: Derivation of a new theoretical coupling function: The case of Forbush decreases, accepted: *New Astronomy*.

### Σε συνέδρια:

**Livada, M.**, Papaioannou, A., Mavromichalaki, H.: Galactic Cosmic Ray spectrum during strong Forbush decreases, First European School on Fundamental processes in Space Weather: a challenge in numerical modeling, Spineto, Tuscany, Italy, 2012.

**Livada, M.**, Papaioannou, A., Mavromichalaki, H.: Galactic cosmic ray spectrum and effective radiation doses on flights during Forbush, Proc. 11th Hellenic Astronomical Conference, held 8-12 September 2013 in Athens, Greece, 19, S1-22, 2013.

**Livada, M.**, Lingri D., Mavromichalaki, H.: Galactic cosmic ray spectrum of the Forbush decreases of March 2012, Proc. 12<sup>th</sup> Hellenic Astronomical Conference, held 28 June- 2 July 2015 in Thessaloniki, Greece, S1.12, 2015.

**Livada, M.**, Mavromichalaki, H.: Galactic cosmic ray spectrum during the Forbush decrease of December 2014 – January 2015, 10 Years Neutron Monitor Database – NMDB Workshop, 20-23 March 2017, Athens Greece, P13, 2017.

**Livada, M.**, Mavromichalaki, H.: Galactic cosmic ray spectral index based on NMDB data: the Forbush decrease on September 7, 2017, NMDB MEETING, 5-7 March 2019, Athens Greece, P8, 2019.

Xaplanteris, L., **Livada, M.**, Mavromichalaki H.: Cosmic ray spectral index by two coupling functions using data from the neutron monitor network, 16<sup>th</sup> European Space Weather Week, 18-22 November 2019, Liege, S3-P20, 2019.



# Galactic cosmic ray spectral index: the case of Forbush decreases of March 2012

M. Livada<sup>1</sup> · H. Mavromichalaki<sup>1</sup> · C. Plainaki<sup>2</sup>

Received: 9 September 2017 / Accepted: 4 December 2017  
© Springer Science+Business Media B.V., part of Springer Nature 2017

**Abstract** During the burst of solar activity in March 2012, close to the maximum of solar cycle 24, a number of X-class and M-class flares and halo CMEs with velocity up to 2684 km/s were recorded. During a relatively short period (7–21 March 2012) two Forbush decreases were registered in the ground-level neutron monitor data. In this work, after a short description of the solar and geomagnetic background of these Forbush decreases, we deduce the cosmic ray density and anisotropy variations based on the daily cosmic ray data of the neutron monitor network (<http://www.nmdb.eu>; <http://cosray.phys.uoa.gr>). Applying to our data two different coupling functions methods, the spectral index of these Forbush decreases was calculated following the technique of Wawrzynczak and Alania (Adv. Space Res. 45:622–631, 2010). We pointed out that the estimated values of the spectral index  $\gamma$  of these events are almost similar for both cases following the fluctuation of the Forbush decrease. The study and the calculation of the cosmic ray spectrum during such cosmic ray events are very important for Space Weather applications.

**Keywords** Cosmic rays · Spectral index · Forbush decreases · Neutron monitor

## 1 Introduction

Fast decreases of the galactic cosmic ray (GCR) intensity in one–two days followed by a gradual recovery in about 8–10 days are called as Forbush decreases (Fds) (Forbush 1954). They are observed after large solar flares and coronal mass ejections (CME) (Burlaga 1995; Cane 2000). One of the basic characteristics of Fds is the dependence of their amplitude on the rigidity of GCR. The rigidity dependence of the Fd's amplitude is shown by Cane (2000) and can be approximated by a power law  $R^{-\gamma}$ , where  $\gamma$  varies from  $\sim 0.4$  to 1.2. The rigidity dependence of the transient modulations using mean rigidity of response of a detector was described by Ahluwalia and Fikani (2007) and their results were in agreement with their new methodology with negative exponents (Ahluwalia et al. 2009). A dependence on the energy of the recovery time was noted by Usoskin et al. (2008) only for events with amplitude exceeding 10%, while for Fds with lesser amplitude no correlation was confirmed (Wawrzynczak and Alania 2010).

In this work we focus on the determination of the cosmic ray spectral index during the Forbush decreases of March 2012 following the technique of Wawrzynczak and Alania (2010). Specifically the galactic cosmic ray spectral index was calculated using the coupling coefficient method that couples the secondary cosmic rays recorded at Earth to the primary cosmic ray flux at the edge of the magnetosphere. Specifically by using the ground count rate of GCR recorded at several neutron monitor stations located over the world and applying the method of coupling coefficients, the amplitude of the Forbush decrease in the heliosphere (independent of the magnetic field of the Earth) for various values of spectral index in a particular range, was calculated. An acceptable spectral index must correspond to the values of amplitude in the hemisphere that is almost the same for all neutron monitors.

✉ H. Mavromichalaki  
[emavromi@phys.uoa.gr](mailto:emavromi@phys.uoa.gr)

<sup>1</sup> Nuclear and Particle Physics Department, Faculty of Physics, National and Kapodistrian University of Athens, Zografos, 15784 Athens, Greece

<sup>2</sup> ASI - Agenzia Spaziale Italiana, Via del Politecnico snc, 00133 Rome, Italy

**Table 1** Characteristics of the neutron monitor stations used in this work

NM stations	Abbr.	Detector's type	Geographic coordinates	Altitude (m)	Cut-off rigidity (GV)	1st Fd ampl. (%) 9/3/2012	2nd Fd ampl. (%) 13/3/2012
South Pole (Antarctica)	SOPO	3NM64	90.0°S	2820	0.10	−14.4	−11.7
Fort Smith (Canada)	FSMT	18-NM-64	60.02°N 111.93°W	180	0.30	−12.7	−9.48
McMurdo (Antarctica)	MCMU	18NM64	77.9°S 166.6°E	48	0.30	−12.8	−10.7
Apatity (Russia)	APTY	18NM64	67.57°N 33.40°E	181	0.65	−10.9	−7.94
Oulu (Finland)	OULU	9-NM-64	65.05°N 25.47°E	15	0.81	−11.5	−8.74
Kiel (Germany)	KIEL	18-NM64	54.34°N 10.12°E	54	2.36	−11.5	−9.48
Jungfraujoch (Switzerland)	JUNG	18-IGY	46.55°N 7.98°E	3570	4.50	−10.2	−8.47
Baksan (Russia)	BKSN	6NM64	43.28°N 42.69°E	1700	5.60	−7.96	−6.84
Rome (Italy)	ROME	20NM64	41.86°N 12.47°E	Sea level	6.27	−6.62	−5.43
Athens (Greece)	ATHN	6NM64	37.97°N 23.78°E	260	8.53	−5.87	−4.65

For the calculation of the spectral index during the events of March 2012, an appropriate coupling function was needed to be used. Dorman (1963) introduced these functions and different parameters of them are optimized. The rigidity dependent of coupling functions  $W(R, Z, t_0)$  were calculated using an altitude dependence function after parameterization of the results of Dorman and Yanke (1981) and Clem and Dorman (2000). In this work two types of coupling functions were used, firstly the total response function of Clem and Dorman (2000) used for polar and middle latitude stations and secondly the function of Belov and Struminsky (1997) was applied using a separate term  $E^{3.17}$  for stations with energy between  $1 \text{ GV} < E < 2.78 \text{ GV}$ . Both of these functions are useful to study galactic and solar cosmic ray variations (Belov et al. 1994, 2005b; Belov and Eroshenko 1996; Plainaki et al. 2007, 2014) for the NM64 and IGY type of neutron monitor stations with no important difference (Clem and Dorman 2000).

In this paper the Fds of March 2012 occurred on the ascending phase of solar cycle 24, were studied. This period was characterized by a series of two Fds starting from March 7 till March 21, 2012. A number of strong X-class and M-class solar flares and fast coronal mass ejections occurred. It was interesting that in less than one hour two X-class flares were recorded from solar activity in the active region AR1429, where a associated CME reached the velocity of 2684 km/s. For these Fds the spectral index was calculated using the coupling function of Clem and Dorman

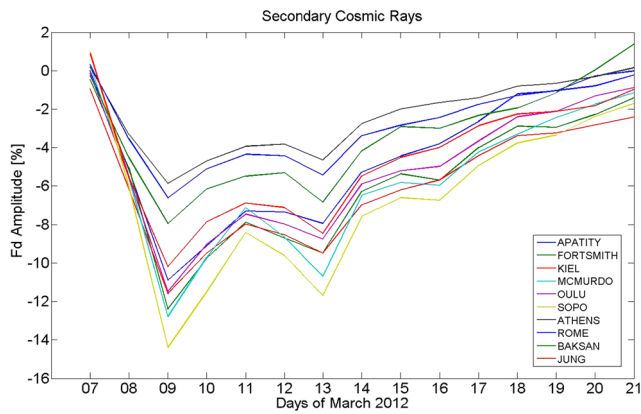
(2000) and Belov and Struminsky (1997). A discussion of the obtained results is performed.

## 2 Data selection

In this work daily corrected for pressure and efficiency values of the cosmic ray intensity recorded at polar, high and middle latitude neutron monitor stations over the world, were used. These data has been obtained from the High-resolution real time Neutron Monitor Database—NMDB (<http://www.nmdb.eu>) and the geographic coordinates, the altitude and the cut-off rigidity each station are given in Table 1. The cosmic ray data were normalized according to the equation

$$J_i^k = \frac{(N_k - N_0)}{N_0} \quad (1)$$

where  $J_i^k$  is ground-based amplitude of the Fds,  $N_k$  is the running daily average count rate ( $k = 1, 2, 3, \dots$  days) and  $N_0$  is the 3 days average count rate before the beginning of the Fd (Wawrzynczak and Alania 2010). Time profiles of these data for all stations used in this work are presented in Fig. 1, while the Fd amplitude for each station and each Fd are given in Table 1. It is observed that the Fd amplitude for the used here stations is ranged in the first case from 14.4% in South Pole to 5.87% to Athens and in the second case from 11.7% in South Pole to 4.65% in Athens. A discrepancy in the profiles of the polar stations (South Pole,



**Fig. 1** Daily values of the normalized CR intensity for polar and middle latitude neutron monitor stations obtained from the High resolution Neutron Monitor Database—NMDB for the time period 7 to 21 March, 2012

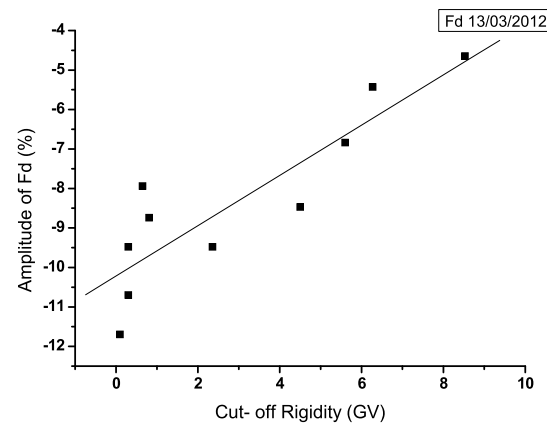
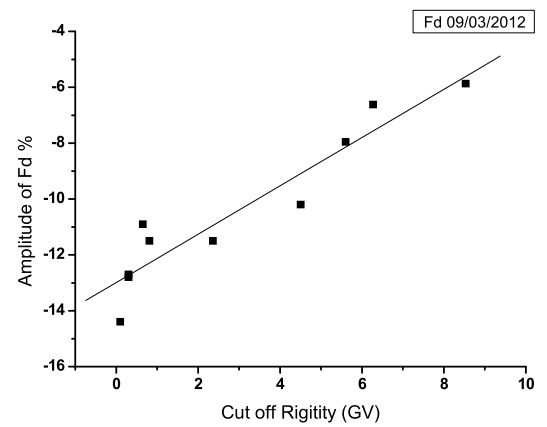
Fort Smith, McMurdo, Apatity, Oulu), the high latitude (Kiel, Jungfrauoch) and the middle latitude (Baksan, Rome, Athens) stations is observed. These results confirm the dependence of the Fd's amplitude from the cut-off rigidity of each station, as it is presented in Fig. 2 (Usoskin et al. 2008; Lingri et al. 2016). In this figure it is observed that in both Fds firstly on March 9, 2012 and secondly on March 13, 2012, the dependence of the Fd's amplitude on the cut-off rigidity of each station is important.

Characteristics of these strong solar events, such as M- and X-solar flares and halo CMEs related to these Fds, were obtained from NOAA (<ftp.ngdc.noaa.gov>; <http://cdaw.gsfc.nasa.gov>; <http://umtof.umd.edu/pm/>) are listed in Table 2.

For this study, the Fds database of the IZMIRAN of the Russian academy of Sciences (<http://spaceweather.izmiran.ru/eng/dbs.html>) has been used. Firstly data of the solar wind velocity and the IMF are presented in the upper panel of Fig. 3. Moreover the CR density and anisotropy for cosmic ray particles of rigidity 10 GV which is close to the effective rigidity of the particles being registered by the neutron monitor worldwide network by using the GSM method are given in the middle panel of Fig. 3. The indices of geomagnetic activity Dst and Kp for the examined events are presented in the lower panel of Fig. 3 (Belov et al. 2005a).

### 3 The events of March 2012

During the time period of March 2012, that is near the maximum of solar cycle 24, significant powerful solar X-ray flares were recorded. The solar activity related to the Forbush decreases of March 7–21, 2012 was originated from the solar active region AR 11429 (National Oceanic and Atmospheric Administration—NOAA). Within a relatively short period of March 4–21, 2012, a number of 17 M-class and 3 X-class flares and a number of partial and halo CMEs took



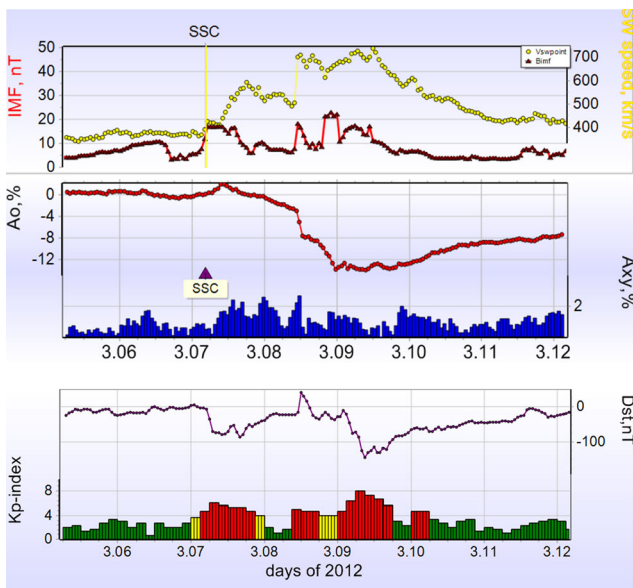
**Fig. 2** The amplitude of the first Fd (*above panel*) and of the second Fd (*down panel*) of recorded at the neutron monitor stations in relation to their cut-off rigidity

place on the Sun, as they were observed from GOES and SOHO/LASCO satellites (<ftp.ngdc.noaa.gov>; [cdaw.gsfc.nasa.gov](http://cdaw.gsfc.nasa.gov); <http://umtof.umd.edu/pm/>) and are listed in Table 2. According to this Table the most important activity in this AR was recorded on March 7, 2012 with a barrage of two X-class eruptive flares in rapid succession, associated with two ultra-fast CMEs with velocity up to 2684 km/s. The first flare was an X5.4 one originated at heliographic coordinates N18, E31 and the second flare was an X1.3 one originated from the same region at heliographic coordinates N15, E26. The solar activity on March 7, 2012 is also related to the geomagnetic indices, specific the Dst index reached a minimum of  $-143$  nT and Kp index reached the maximum value of 8+ on March 9, 2012 (Fig. 3). The coincidence of the maximum value of the Kp index with the minimum value of the Dst index and the greater amplitude of the Fds on March 9, 2012, means that an intense geomagnetic storm took place (Belov et al. 2005a; Livada et al. 2015; Patsourakos et al. 2016).

As a consequence of these solar and geomagnetic activities a series of Fds from 7 to 21 March 2012 was detected by the neutron monitors of the worldwide network (<http://www.nmdb.eu>). The first one being the greater of the so-

**Table 2** Solar flares and associated CMEs during the period 4–21 March 2012

Solar flares start time DD/MM/YYYY hh:mm:ss	GOES class	Derived position	CMEs DD/MM/YYYY hh:mm:ss	<i>V</i> (km/s)
04/03/2012 10:29:00	M2.0	AR 1429 N16E65	04/03/2012 11:00:07	1306
05/03/2012 02:30:00	X1.1	AR 1429 N19E58	05/03/2012 04:00:05	1531
05/03/2012 19:10:00	M2.1	AR 1429 N16E45	05/03/2012 19:24:07	402
05/03/2012 19:27:00	M1.8	AR 1429 N16E45	–	–
05/03/2012 22:26:00	M1.3	AR 1429 N16E43	–	–
06/03/2012 00:22:00	M1.3	AR 1429 N16E42	–	–
06/03/2012 01:36:00	M1.2	AR 1429 N16E41	–	–
06/03/2012 04:01:00	M1.0	AR 1429 N16E39	06/03/2012 04:48:06	536
06/03/2012 07:52:00	M1.0	AR 1429 N17E40	06/03/2012 08:12:08	599
06/03/2012 12:23:00	M2.1	AR 1429 N21E40	–	–
06/03/2012 21:04:00	M1.3	AR 1429 N16E30	–	–
06/03/2012 22:49:00	M1.0	AR 1429 N19E32	–	–
07/03/2012 00:02:00	X5.4	AR 1429 N18E31	07/03/2012 00:24:06	2684
07/03/2012 01:05:00	X1.3	AR 1429 N15E26	07/03/2012 01:30:24	1825
09/03/2012 03:22:00	M6.3	AR 1429 N15W03	09/03/2012 04:26:09	950
10/03/2012 17:15:00	M8.4	AR 1429 N17W24	10/03/2012 18:00:05	1296
13/03/2012 17:12:00	M7.9	AR 1429 N17W66	13/03/2012 17:36:05	1884
14/03/2012 15:08:00	M2.8	AR1432 N13E05	14/03/2012 16:36:05	411
15/03/2012 07:23:00	M1.8	AR1432 N14W03	15/03/2012 09:24:05	485
–	–	–	16/03/2012 20:36:03	862
17/03/2012 20:32:00	M1.3	AR1434 S20W24	–	–
–	–	–	18/03/2012 00:24:05	1210
–	–	–	21/03/2012 07:36:05	1178



**Fig. 3** The intensity of the interplanetary magnetic field and the solar wind velocity (*upper panel*), the density (A0) and anisotropy (Axy) of the CR (*mid panel*), and the Dst and Kp indices of geomagnetic activity (*lower panel*) during March 2012 are given (Sudden Shock Commencement—SSC corresponds to the times of shock arrival at the Earth)

lar cycle 24 happened on March 8, 2012 and had amplitude 14.4% for South Pole and the second one took place on March 12, 2012 with amplitude 11.7% for the same station considering as baseline the one of March 7, 2012.

## 4 Method of analysis

Using the method of Wawrzynczak and Alania (2010) and Alania and Wawrzynczak (2012), the Fds of the GCR intensity observed on 7–21 March 2012, were analyzed. The temporal changes of the rigidity spectrum of these Fds were studied from the daily average corrected for pressure and efficiency cosmic ray data of ten neutron monitors (Apacity, Fort Smith, Kiel, McMurdo, Oulu, South Pole, Athens, Rome, Baksan, Jungfraujoch). For the Fds of 7–21 March 2012, the biggest Fd amplitudes were observed on March 9, 2012 and on March 13, 2012 (Fig. 1, Table 1). As it was mentioned above, it is observed that polar stations as South Pole and McMurdo are appeared with the great ground-based amplitude of the Fds (14.4% for South Pole, 12.8% for McMurdo) in comparison to middle latitude stations, as Athens and Rome (5.87% for Athens, 6.62% for Rome). This is due to the fact that polar stations cover a more extended range of the primary GCR spectrum having smaller magnetic rigidity cut-off. Therefore, different cosmic ray events are expected to be registered with higher amplitude there, depending also on the station altitude.

According to the method of Wawrzynczak and Alania (2010), secondary cosmic ray measurements can be connected to the primary incident cosmic ray particles via specific mathematical functions taking into account the acceptance vectors for each detector (neutron monitor), based on its local characteristics. Temporal intensity variations of GCRs during Forbush decreases can be represented as a power law in rigidity by Eq. (2), where  $R_0 = 1$  GV and  $R_{\max}$  is the rigidity above which the Forbush decrease of the GCRs vanishes (Dorman 2004). A usual choice for the upper limit is  $R_{\max} = 200$  GV

$$\frac{\delta D(R)}{D(R)} = \begin{cases} A \left( \frac{R}{R_0} \right)^{-\gamma}, & R \leq R_{\max} \\ 0, & R > R_{\max} \end{cases} \quad (2)$$

The daily average amplitude of the Fd for the ‘i’ neutron monitor was calculated according to Eq. (1). The amplitude of the ‘i’ detector with the geomagnetic cutoff rigidity  $R_i$  and the average atmospheric depth  $h_i$  are defined as:

$$J_i^k = \int_{R_i}^{R_{\max}} \left( \frac{\delta D(R)}{D(R)} \right)_k W_i(R_i, h_i) dR \quad (3)$$

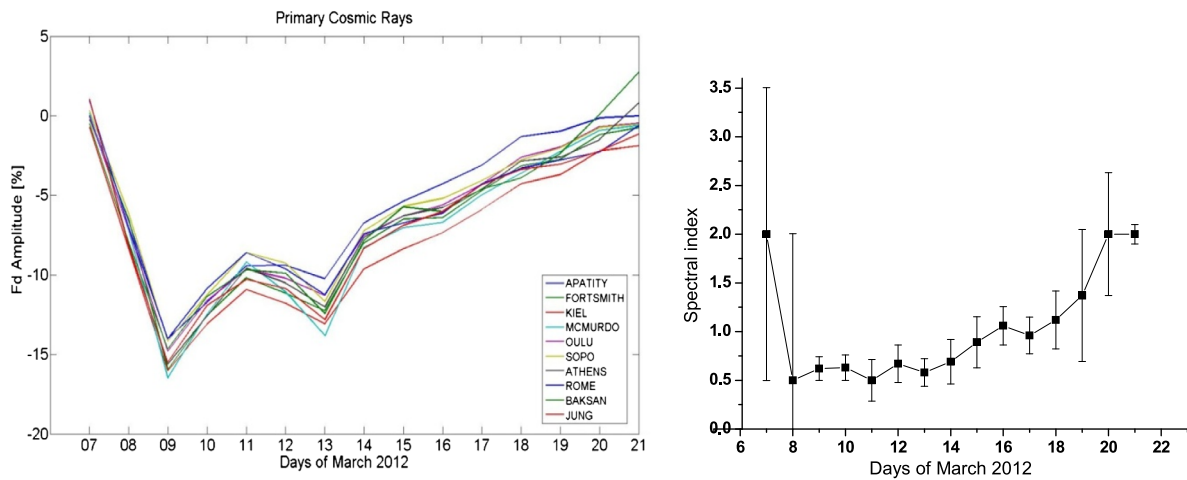
where  $(\delta D(R)/D(R))_k$  is the rigidity spectrum of the Fd for the  $k$  day,  $W_i(R_i, h_i)$  is the coupling coefficient for the neutron or muon component of GCR (Dorman 1963).

Inserting Eq. (2) into Eq. (3) and solving this towards the amplitude of the Forbush decrease in free space  $A_i^k$ , we can take Eq. (4), where  $A_i^k$  should be independent of the local characteristics of the detector:

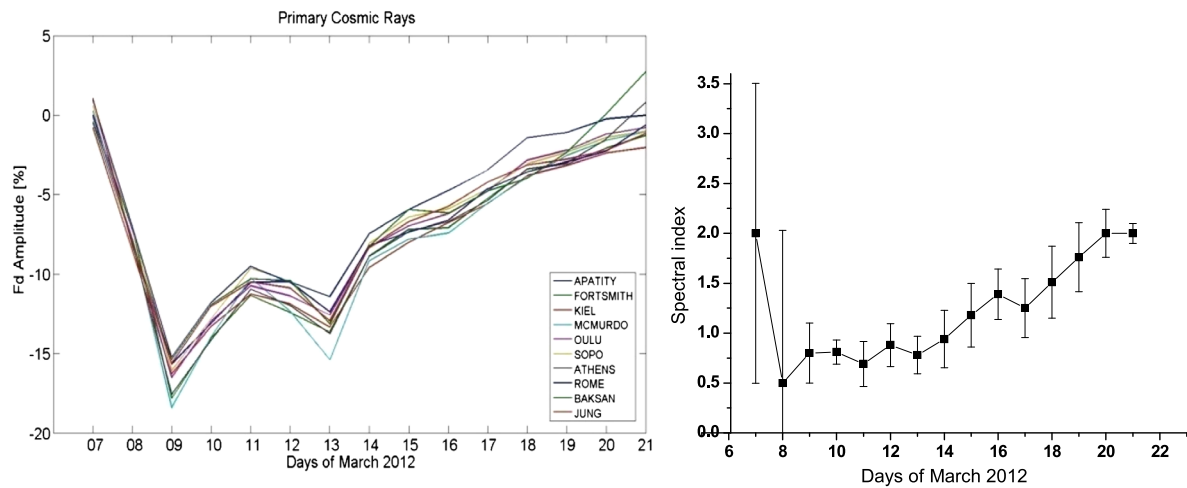
$$A_i^k = J_i^k / \int_{R_i}^{R_{\max}} \left( \frac{R}{R_0} \right)^{-\gamma^k} w_i(R_i, h_i) dR \quad (4)$$

Yasue et al. (1982) for neutron monitors and Fujimoto et al. (1984) for muon telescopes calculated the aforementioned coupling integral for discrete magnitudes of  $R_{\max} = 30, 50, 100, 200, 500$  GV and for discrete values of  $\gamma = -1.5, -1, -0.5, 0$ . In our analysis we calculated the integral ourselves providing values of  $\gamma$  ranging from 0.5 to 2 with a step of 0.01 (Alania and Wawrzynczak 2008; Wawrzynczak and Alania 2010). In order to calculate the spectral index  $\gamma$ , we followed the scheme that the differences of the amplitude  $A$  resulting from the above calculation, will be a series of estimated numbers, according to Wawrzynczak and Alania (2010). We also considered  $\Delta A_i^k = |A_i^k - \overline{A_i^k}|$  as the difference between the mean amplitude and the amplitude of the specific detector and calculated its standard deviation  $\sigma_\gamma^k = \sqrt{\sum_{i=1}^n (|A_i^k - \overline{A_i^k}|)^2 / (n-1)}$  for a series of 151 values of  $\gamma$ . Then we demanded the standard deviation to be minimum for an acceptable  $\gamma_0^k$ , because the aim is the difference of the amplitudes to be minimum, i.e.  $\Delta A_i^k = |A_i^k - \overline{A_i^k}|$  in order the  $A_i^k$  in the heliosphere being





**Fig. 4** The calculated variations of the GCR intensity in the heliosphere recorded at the neutron monitor stations (*left panel*) and the temporal changes of the rigidity spectrum exponent  $\gamma$  applied the coupling function of Clem and Dorman (2000) (*right panel*) from 7 to 21 March 2012



**Fig. 5** The calculated variations of the GCR intensity in the heliosphere recorded at the neutron monitor stations (*left panel*) and the temporal changes of the rigidity spectrum exponent  $\gamma$  applied the coupling function of Belov and Struminsky (1997) (*right panel*) from 7 to 21 March 2012

the same for all selected neutron monitors. To find out the values of  $\gamma^\kappa$  e.g. with a confidence level of 95%, we had to determine  $\gamma^\kappa$  corresponding to two standard deviations of  $\sigma_{\gamma_0^\kappa}$  and comparing it with the value of  $\gamma_0^\kappa$ .

Using this method we calculated the rigidity spectrum exponent  $\gamma^\kappa$  and the variations of the GCR intensity in the heliosphere for polar and middle latitude neutron monitor stations from 7 to 21 March 2012 close to the solar maximum with two separately coupling functions. The results of our analysis are given in Figs. 4 and 5 respectively.

### 5 Coupling functions and results

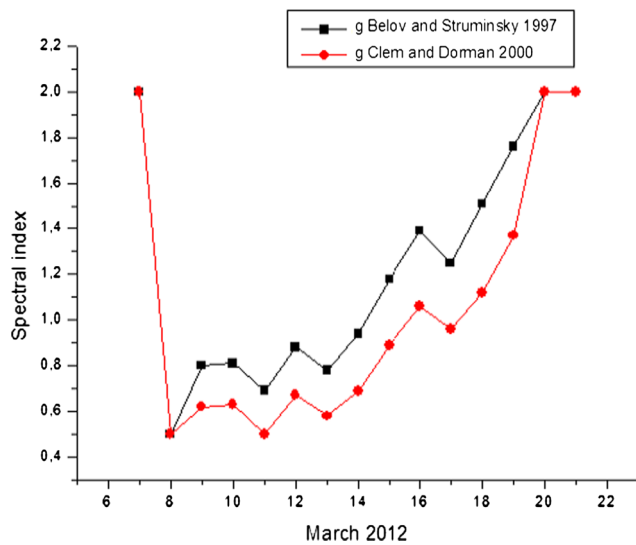
Using the coupling coefficient  $w_i(R_i h_i)$  in the above mentioned Eq. (3) results from two different kinds of coupling functions were obtained and compared.

A first atmospheric cascade calculation to determine yield functions suitable for neutron monitor stations located at mountain altitudes, was introduced by Dorman and Yanke (1981). They created transport equations of differential particle multiplicity and identified a solution with the method of successive generations, not taking into account scattering effects and pion and muon production. The solution was used to determine the yield function and the response function for sea level stations. The obtained results using a depth dependent function was parameterized by Belov and Struminsky (1997) and Belov et al. (1999) as below:

$$N(R) = N(0)(1 - \exp(-aR_C^{-K+1})) \tag{5}$$

where  $R_C$  is the cut-off rigidity and  $\alpha$  and  $\kappa$  are depth-dependent parameters. The first derivative of Eq. (5) gives





**Fig. 6** A comparison of the temporal changes of the rigidity spectrum exponent  $\gamma$  from 7 to 21 March 2012 applied the coupling functions of Clem and Dorman (2000) (red line) and the corresponding one of Belov and Struminsky (1997) (dark line)

the total response function

$$W(R_C) = \frac{-dN}{N(0)dR_C} = \alpha(\kappa - 1) \exp(-\alpha R_C^{-K+1}) R_C^{-K} \quad (6)$$

For solar minimum activity the derived parameters are given as:

$$\ln a = 1.84 + 0.094h - 0.09 \exp(-11h), \quad (7)$$

$$k = 2.40 - 0.56h + 0.24 \exp(-8.8h)$$

and for solar maximum activity are:

$$\ln a = 1.93 + 0.15h - 0.18 \exp(-10h), \quad (8)$$

$$k = 2.32 - 0.49h + 0.18 \exp(-9.5h)$$

where  $h$  is the atmospheric depth in bars. These functions give a good representation of calculations in the rigidity range of  $2 \text{ GV} < R < 50 \text{ GV}$  (Dorman and Yanke 1981). The least square fit of this parameterization was applied to calculate data only within this rigidity range and results obtained outside of these limits are unphysical (Clem and Dorman 2000).

The form of the coupling functions in the low kinetic energy range  $0.5 \text{ GeV} < E < 2 \text{ GeV}$  or  $1 \text{ GV} < R < 2.78 \text{ GV}$  was considered as a power law with respect to kinetic energy of the primary particles, close to  $E^{3.17}$  (Belov and Struminsky 1997; Plainaki et al. 2007, 2014).

For this reason the coupling functions become:

$$w(R, h, t_0) dR = \begin{cases} w_T(R, h, t_0) dR, & R \geq 2.78 \text{ GV} \\ W\left(R = 2.78 \text{ GV}, h, t_0 \left(\frac{E}{2 \text{ GeV}}\right)^{3.17}\right) dR, & R < 2.78 \text{ GV} \end{cases} \quad (9)$$

The coupling functions (9) are referred to cut-off rigidity  $R_C$  from 1 GV and above. But for the polar neutron monitor stations with  $R_C < 1 \text{ GV}$  the coupling functions (6) and (7) were used due to that 90% of the count rates of the polar NM64 stations are initiated by CRs above 5 GV (Maurin et al. 2015).

The above mentioned two coupling functions according to Clem and Dorman (2000) and Belov and Struminsky (1997) respectively, were applied to several middle and polar neutron monitor stations for the calculation of the spectral index during the Forbush decreases of March 2012. A comparison of the calculated spectral index values with the two different functions is presented in Fig. 6. The two curves seem to have the same behavior with a parallel shift each of other. Possibly it is coming from the term of the solar cosmic rays including in the function of Belov and Struminsky (1997) and for this reason it is more appropriate for the study of GLEs due to the extreme flux of the solar cosmic rays.

## 6 Discussion and conclusions

From the above analysis it is concluded the following:

- It is known that the amplitude of the Fds observed at the cosmic ray data of the different neutron monitor stations is related to the solar activity. In specific, the great amplitude which occurred in the Fd of March 9, 2012, was occurred after the two X-class flares of March 7, 2012 and from the corresponding CME with the velocity up to 2684 km/s. Respectively the second Fd of March 13, 2012 originated from M-class flare on March 13, 2012 and from the corresponding CME recorded with velocity 1884 km/s, was recorded with a smaller ground-based amplitude (Fig. 1, Table 2). Moreover during the Fds of March 2012 the ground-based amplitude had the greater value on March 9, 2012, when a geomagnetic storm took place and the Kp index reached the maximum value 8+, while the Dst index reached the minimum value  $-143 \text{ nT}$ , as it is presented in Figs. 1 and 3 (Aslam and Badruddin 2017).
- Also it is observed from Fig. 1 and Table 1 that as the cut-off rigidity  $R_C$  of the selected stations increases, the amplitude of the Fd decreases. Specifically the polar stations such as South Pole station with  $R_C = 0.1 \text{ GV}$ ,

**Table 3** Daily values of the spectral index for the time period 7–21 March 2012

Days	Spectral index (Clem and Dorman 2000)	Spectral index (Belov and Struminsky 1997)	Difference
07/3/2012	$2.00 \pm 1.50$	$2.00 \pm 1.50$	0.00
08/3/2012	$0.50 \pm 1.50$	$0.50 \pm 1.50$	0.00
09/3/2012	$0.62 \pm 0.12$	$0.80 \pm 0.30$	0.18
10/3/2012	$0.63 \pm 0.13$	$0.81 \pm 0.12$	0.18
11/3/2012	$0.50 \pm 0.21$	$0.69 \pm 0.22$	0.19
12/3/2012	$0.67 \pm 0.19$	$0.88 \pm 0.21$	0.21
13/3/2012	$0.58 \pm 0.14$	$0.78 \pm 0.19$	0.20
14/3/2012	$0.69 \pm 0.23$	$0.94 \pm 0.29$	0.25
15/3/2012	$0.89 \pm 0.26$	$1.18 \pm 0.32$	0.29
16/3/2012	$1.06 \pm 0.20$	$1.39 \pm 0.25$	0.33
17/3/2012	$0.96 \pm 0.19$	$1.25 \pm 0.29$	0.29
18/3/2012	$1.12 \pm 0.30$	$1.51 \pm 0.36$	0.39
19/3/2012	$1.37 \pm 0.68$	$1.76 \pm 0.35$	0.39
20/3/2012	$2.00 \pm 0.63$	$2.00 \pm 0.24$	0.00
21/3/2012	$2.00 \pm 0.10$	$2.00 \pm 0.10$	0.00

had the biggest amplitude of all stations ( $A = -14.4\%$  and  $A = -11.7\%$  for the two Fds respectively), while the middle latitude stations as Athens station, had the smaller amplitude ( $A = -5.87\%$  and  $A = -4.65\%$  respectively for the two Fds). The dependence of the Fd amplitude on the cut-off rigidity of each station is also confirmed for both Fds from Fig. 2 (Usoskin et al. 2008; Lingri et al. 2016).

- With the technique of Wawrzynczak and Alania (2010) and Alania and Wawrzynczak (2012) the spectral index of the Fds of March 2012 was calculated firstly with the total response function of Clem and Dorman (2000) used polar and middle latitude stations (Table 3) and secondly with the functions of Belov and Struminsky (1997) that use a separate term for stations with energy lower than 2.78 GV (Table 3). The values of the spectral index are in agreement with the fluctuations of Fds in both cases of coupling functions, that means that the calculated spectral index is observed to have the same behavior with the amplitude of the Fd (Figs. 4 and 5).
- The ground based amplitude of the Fds calculated for the selected stations and presented in Fig. 1, seems to be different for each station depending on their cut-off rigidity. It is interesting to note that the Fd amplitude in the heliosphere obtained from the application of both coupling functions seems to be almost the same for all stations (Figs. 4 and 5). This result confirms the technique of Wawrzynczak and Alania (2010) and Alania and Wawrzynczak (2012) that suggests in order to obtain reliable calculations of the spectral index values, it is important to have the same values of  $A_i^k$ .
- In the case of the neutron monitor stations used in this study the difference of the spectral index values obtained

by the two coupling functions is significant, as it is shown in Table 3 and Fig. 6. The difference is a parallel shift of the values taken from the Belov and Struminsky (1997) function including the term of solar cosmic ray flux for the stations with energy  $< 2.78$  GV. This term is sensitive in the case of GLEs and not in the case of Fds.

- The results of the calculation of the spectral index are in agreement with previous work of Wawrzynczak and Alania (2010) examining the event of September 2005. At the beginning of the Fd at September 9, 2005 and in the recovery phase of it at September 18–19, 2005, the calculated spectral index values reached the biggest ones ranged from 2–0.5, while during the main phase of the Fd characterized by the biggest amplitude, the spectral index values had minimum values. It means that the fluctuation of the Fd's amplitude had the same behavior with the fluctuation of the spectral index. These results of the relation of the spectral index with respect to the amplitude of the Fd in the events of March 2012 are in agreement with the results concerning the Fd of August 2010 (Livada et al. 2013), as well as the events of December 2014–January 2015 (Livada and Mavromichalaki 2017).

Concluding, we can say that the spectrum of the GCR becomes harder during the Forbush decrease main phase. This is because lower energy galactic particles get reflected from the magnetic structures prior to the Fd event, e.g. ICMEs, magnetic clouds, etc. and therefore what gets registered to the ground are more energetic cosmic rays. A further study of the calculated spectral index values during other selected Fds of the cosmic ray intensity and using 12-hourly averaged CR count rate values beyond of the daily ones, will provide a more complete approach of the spectral index values dur-

ing these cosmic ray events considering the most appropriate function. The results will be useful to the Space Weather applications.

In this paper we used the method of coupling functions developed by Lev Dorman (1963) to analyze Neutron Monitor data during FDs. At first approximation, our analysis depends on the GCR spectrum and thus on the level of solar activity. Our approach did not allow us to disentangle two crucial effects: 1) the effect of the NM detection efficiency to the incoming particles; 2) the effect of the primary spectrum to the secondary flux reaching the ground. Nevertheless, our results confirm in general the dependence of the FD amplitude on solar activity conditions, as evidenced also in previous works. In the future, the application of NM data analysis methods accounting for strict yield function formalism (e.g. Mishev et al. 2013; Mangepard et al. 2016), independent of the spectrum of incoming particles (e.g. GCR, SEP, etc.), is intended.

**Acknowledgements** Special thanks to the colleagues of the NM stations ([www.nmdb.eu](http://www.nmdb.eu)) for kindly providing the cosmic ray data used in this study in the frame of the High resolution Neutron Monitor database NMDB, funded under the European Union's FP7 Program (contract no. 213007). Thanks are due to the IZMIRAN group of the Russian Academy of Sciences for kindly providing the Forbush decrease data.

## References

- Ahluwalia, H.S., Fikani, M.M.: Cosmic ray detector response to transient solar modulation: Forbush decreases. *J. Geophys. Res.* **112**, A08105 (2007)
- Ahluwalia, H.S., Ygbuhay, R.C., Duldig, M.: Two intense Forbush decreases of solar activity cycle 22. *Adv. Space Res.* **44**, 58–63 (2009)
- Alania, M.V., Wawrzynczak, A.: Forbush decrease of the galactic cosmic ray intensity: experimental study and theoretical modeling. *Astrophys. Space Sci. Trans.* **4**, 59–63 (2008)
- Alania, M., Wawrzynczak, A.: Energy dependence of the rigidity spectrum of Forbush decrease of galactic cosmic ray intensity. *Adv. Space Res.* **50**, 725–730 (2012)
- Aslam, O.P.M., Badruddin: A study of the geoeffectiveness and Galactic cosmic ray response of the VarSITY-ISEST campaign events in solar cycle 24. *Sol. Phys.* **292**, 135 (2017)
- Belov, A.V., Eroshenko, E.A.: The energy spectra and other properties of the great proton events during 22nd solar cycle. *Adv. Space Res.* **17**, 167 (1996)
- Belov, A.V., Struminsky, A.B.: Neutron monitor sensitivity to primary protons below 3 GeV derived from data of ground level events. In: *Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf.*, vol. 1, Durban, p. 201 (1997)
- Belov, A.V., Eroshenko, E.A., Livshits, M.A.: The energy spectra of the accelerated particles near the Earth and in the source in 15 June 1991 enhancement. In: *Proc. 8th Intern. Symp. on Solar Terrestrial Physics*, Sendai (1994)
- Belov, A., Struminsky, A., Yanke, V.: Neutron monitor response functions for galactic and solar cosmic rays. In: *ISSI Workshop on Cosmic Rays and Earth* (1999)
- Belov, A.V., Baisultanova, L., Eroshenko, E., et al.: Magnetospheric effects in cosmic rays during the unique magnetic storm on November 2003. *J. Geophys. Res. Space Phys.* **110**(9), A09520 (2005a)
- Belov, A., Eroshenko, E., Mavromichalaki, H., Plainaki, C., Yanke, V.: Solar cosmic rays during the extremely high ground level enhancement of February 23, 1956. *Ann. Geophys.* **23**, 1 (2005b)
- Burlaga, L.F.: *Interplanetary Magnetohydrodynamics*. Oxford University Press, New York (1995)
- Cane, H.V.: Coronal mass ejections and Forbush decreases. *Space Sci. Rev.* **93**, 55–77 (2000)
- Clem, J., Dorman, L.: Neutron monitor response functions. *Space Sci. Rev.* **93**, 335–359 (2000)
- Dorman, L.I.: *Cosmic Rays Variations and Space Exploration*. Nauka, Moscow (1963)
- Dorman, L.I.: *Cosmic Rays in the Earth's Atmosphere and Underground*. Kluwer Academic, Dordrecht (2004)
- Dorman, L.I., Yanke, V.: The coupling functions of NM-64 neutron supermonitor. In: *Proc. 17th Int. Cosmic Ray Conf.*, vol. 4, p. 326 (1981)
- Forbush, S.: World-wide cosmic ray variations, 1937–1952. *J. Geophys. Res.* **59**, 525 (1954)
- Fujimoto, K., Inoue, A., Murakami, K., et al.: In: *Coupling Coefficients of Cosmic Ray Daily Variations for Meson Telescopes*, Nagoya, Japan (1984)
- Lingri, D., Mavromichalaki, H., Belov, A., Eroshenko, E., Yanke, V., Abunin, A., Abunina, M.: Solar activity parameters and associated Forbush decreases during the minimum between cycles 23 and 24 and the ascending phase of cycle 24. *Sol. Phys.* **291**, 1025 (2016). doi:[10.1007/s11207-016-0863-8](https://doi.org/10.1007/s11207-016-0863-8)
- Livada, M., Mavromichalaki, H.: Galactic cosmic ray spectrum during the Forbush decreases of December 2014–January 2015. In: *10 Years NMDB Workshop*, p. 13 (2017)
- Livada, M., Papaioannou, A., Mavromichalaki, H.: Galactic cosmic ray spectrum and effective radiation doses on flights during Forbush decreases. In: *Proc. 11th Hel.A.S Conference*, S1-22 (2013)
- Livada, M., Lingri, D., Mavromichalaki, H.: Galactic cosmic ray spectrum of the Forbush decreases of March 7, 2012. In: *Proc. 12th Hel.A.S Conference*, S1.12 (2015)
- Mangepard, P.S., Ruffolo, D., Saiz, A., Madlee, S., Nutaro, T.: Monte Carlo simulation of the neutron monitor yield function. *J. Geophys. Res.* **121**, 7435–7448 (2016). doi:[10.1002/2016JA022638](https://doi.org/10.1002/2016JA022638)
- Maurin, D., Cheminet, A., Derome, L., Ghelfi, A., Hubert, G.: Neutron monitors and muon detectors for solar modulation studies: interstellar flux, yield function, and assessment of critical parameters in count rate calculations. *Adv. Space Res.* **55**, 363–389 (2015)
- Mishev, A.L., Usoskin, I.G., Kovaltsov, G.A.: Neutron monitor yield function: new improved computations. *J. Geophys. Res.* **118**, 2783–2788 (2013). doi:[10.1002/jgra.50325](https://doi.org/10.1002/jgra.50325)
- Patsourakos, S., Georgoulis, M.K., Vourlidis, A., et al.: The major geoeffective solar eruptions of 2012 March 7: comprehensive Sun-to-Earth analysis. *Astrophys. J.* **817**, 14–35 (2016)
- Plainaki, C., Belov, A., Eroshenko, E., Mavromichalaki, H., Yanke, V.: Modeling ground level enhancements: event of 20 January 2005. *J. Geophys. Res.* **112**, A04102 (2007)
- Plainaki, C., Mavromichalaki, H., Laurenza, M., Gerontidou, M., Kanellopoulos, A., Storini, M.: The ground level enhancement of 2012 May 17: derivation of solar proton event properties through the application of the NMBANGLE PPOLA model. *Astrophys. J.* **785**, 160–172 (2014). doi:[10.1088/0004-637X/785/2/160](https://doi.org/10.1088/0004-637X/785/2/160)
- Usoskin, I.G., Braun, I., Gladysheva, O.G., et al.: Forbush decreases of cosmic rays: energy dependence of the recovery phase. *J. Geophys. Res.* **113**, A07102 (2008)
- Wawrzynczak, A., Alania, M.: Modeling and data analysis of a Forbush decrease. *Adv. Space Res.* **45**, 622–631 (2010)
- Yasue, S., Mori, S., Sakakibara, S., et al.: Coupling coefficients of cosmic rays daily variations for neutron monitors, 7, Nagoya (1982)