ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ ΤΟΜΕΑΣ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΗΣ ΑΣΤΡΟΝΟΜΙΑΣ ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΗΣ

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

ΜΕΛΕΤΗ ΧΡΟΝΟΕΞΑΡΤΩΜΕΝΩΝ ΦΩΤΟ-ΑΔΡΟΝΙΚΩΝ ΚΑΤΑΙΟΝΙΣΜΩΝ ΣΕ ΚΟΣΜΙΚΕΣ ΠΗΓΕΣ ΥΨΗΛΩΝ ΕΝΕΡΓΕΙΩΝ

σταύρος δημητρακούδης

AOHNA 2013

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Θα ήθελα να ευχαριστήσω όλους τους ανθρώπους που έδειξαν υπομονή μέχρι την ολοχλήρωση αυτής της εργασίας. Ιδίως δε τον Αναπληρωτή Καθηγητή Απόστολο Μαστιχιάδη, χάρη στον οποίο στράφηκα στην αστροφυσική υψηλών ενεργειών και ο οποίος με καθοδήγησε σε όλη τη διάρκεια των μεταπτυχιακών σπουδών μου. Ακόμα τη Μαρία Πετροπούλου, με την οποία συνεργάστηκα σε πολλά από τα θέματα αυτής της εργασίας, αλλά και σε άλλα ερευνητικά θέματα πέραν αυτής, την Ιωάννα Αρκά, οι συζητήσεις με την οποία υπήρξαν πολύτιμες καθ' όλη τη διάρκεια των περασμένων ετών, τον Νίκο Δάβη, που συχνά προσέφερε σημαντική τεχνική και ηθική βοήθεια, και πολλά άτομα ακόμα, υπερβολικά πολλά για απαρίθμηση σε αυτό το μικρο χώρο.

<u>ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ</u>

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στην εργασία αυτή μελετήθηκαν αδρονικά μοντέλα ακτινοβολίας των ενεργών γαλαξιών με τη χρήση ενός αυτοσυνεπούς χρονοεξαρτώμενου κώδικα που εξελίχθηκε για αυτό τον σκοπό.

Για τη μελέτη των σχετικών συστημάτων θεωρήθηκε ένα μοντέλο μίας ζώνης, στο οποίο πρωτόνια ή/και ηλεκτρόνια εισάγονται συνεχώς από κάποιον μηχανισμό επιτάχυνσης και έπειτα υπολογίζεται αριθμητικά η μη-γραμμική αλληλεπίδραση των διάφορων πληθυσμών σωματιδίων που ανακύπτουν. Τα πρωτόνια χάνουν ενέργεια από διάφορους μηχανισμούς, πιό σημαντικός εκ των οποίων για τη παρούσα εργασία είναι η παραγωγή πιονίων από την αλληλεπίδραση με φωτόνια. Τα πιόνια που παράγονται διασπώνται σε μιόνια και έπειτα σε ηλεκτρόνια, με ταυτόχρονη εκπομπή νετρίνων, ενώ ένας επιπλέον πληθυσμός νετρονίων δημιουργείται από τις φωτοαδρονικές αντιδράσεις. Τα ηλεκτρόνια και φωτόνια του συστήματος κερδίζουν και χάνουν ενέργεια από πολλούς εμπλεκόμενους μηχανισμούς. Τα νετρόνια έχουν μία μικρή πιθανότητα αλληλεπίδρασης με φωτόνια προτού διαφύγουν από τη πηγή, αλλά στη πλειοψηφία τους δραπετεύουν ανενόχλητα, διασπώμενα σε πρωτόνια έξω από αυτή. Τα νετρίνα, τέλος, διαφεύγουν χωρίς αλληλεπιδράσεις.

Η εξέλιξη των κατανομών των πέντε τύπων σωματιδίων (πρωτόνια, ηλεκτρόνια, φωτόνια, νετρόνια και νετρίνα) στη πηγή περιγράφεται από μία σειρά κινητικών εξισώσεων, που επιλύονται ταυτόχρονα στον αριθμητικό κώδικα. Για την εισαγωγή φωτοαδρονικών αλληλεπιδράσεων στον κώδικα χρησιμοποιήθηκαν δεδομένα από τον κώδικα Monte Carlo SOPHIA, προσφέροντας πρωτόγνωρη ακρίβεια στα πλαίσια της σχετικής έρευνας. Η εφαρμογή του βελτιωμένου κώδικα που προέκυψε έγινε τόσο στη μελέτη σταθερών καταστάσεων της πηγής για διάφορες περιοχές αρχικών συνθηκών, όσο στη μελέτη χρονοεξαρτόμενων συστημάτων και στο φιτάρισμα μίας παρατηρούμενης πηγής, του Mrk 421, με βάση πολυχυματικές παρατηρήσεις στις ακτίνες Χ, γ, και στο οπτικό, από το οποίο προέχυψαν οι εκτιμώμενες κατανομές νετρίνων.

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Περιεχόμενα

Eι	οχαριστίες	i
Пε	ερίληψη	iii
Пε	εριεχόμενα	1
1	Εισαγωγή	5
2	Το φυσικό περιβάλλον 2.1 Ενεργοί Γαλαξιακοί Πυρήνες 2.2 Παρατηρήσεις στις Ακτίνες γ 2.3 Λεπτονικά μοντέλα 2.4 Αδρονικά και λεπτοαδρονικά μοντέλα	9 9 16 18 21
3	Φωτοαδρονικές αλληλεπιδράσεις 3.1 Κινηματική συγκρούσεων σωματιδίων	25 26 28 29 30 31 32 32
4	Το μοντέλο 4.1 Η αδρονική συνιστώσα ενός μεγαλύτερου συστήματος 4.2 Εισαγωγή πρωτονίων 4.3 Μιόνια 4.4 Διάσπαση νετρονίων 4.5 Οι υπόλοιπες φυσικές διαδικασίες	35 35 39 42 43 45

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

		4.5.1 Αλληλεπιδράσεις πρωτονίου-πρωτονίου	46
		4.5.2 Παραγωγή φωτοζεύγους από αλληλεπίδραση πρωτονίου-φωτονίου	47
		4.5.3 Αχτινοβολία σύγχροτρον	48
		4.5.4 Αυτοαπορρόφηση σύγχροτρον	51
		4.5.5 Αντίστροφος σχεδασμός Compton	51
		4.5.6 Παραγωγή ζεύγους από αλληλεπίδραση φωτονίου-φωτονίου	52
		4.5.7 Εξαΰλωση ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου	52
	4.6	Προσαρμογή δεδομένων από το SOPHIA	53
	4.7	Γενικές Δοκιμές	54
5	Εφο	ιρμογή στους Ενεργούς Γαλαξιακούς Πυρήνες	57
	5.1	Εισροή μονοενεργειαχών πρωτονίων	57
		5.1.1 Φασματικές υπογραφές	57
		5.1.2 Αυξάνοντας την ενέργεια των εισρεόντων πρωτονίων: Η μετά-	
		βαση από φωτοζεύγη σε φωτοαδρόνια	60
		5.1.3 Αυξάνοντας τη συμπαγότητα των εισρεόμενων πρωτονίων: από	
		τη γραμμική στη μη-γραμμική ψύξη	63
	5.2	Εισροή πρωτονίων με νόμο δύναμης	68
	5.3	Χρονική μεταβλητότητα	72
	5.4	Συζήτηση/Περίληψη	77
6	Υπε	οχρισιμότητα	83
6 7	Υπε Εφο	οχρισιμότητα φμογή στον Mrk 421	83 87
6 7	Υπε Εφα 7.1	ρχρισιμότητα φμογή στον Mrk 421 Εφαρμογή του μοντέλου	83 87 88
6 7	Υπε Εφα 7.1 7.2	ρχρισιμότητα φμογή στον Mrk 421 Εφαρμογή του μοντέλου Φιτάρισμα του SED και παραγωγή σωματιδίων	83 87 88 89
6 7	Υπε Εφα 7.1 7.2	ρχρισιμότητα φμογή στον Mrk 421 Εφαρμογή του μοντέλου Φιτάρισμα του SED και παραγωγή σωματιδίων 7.2.1 Το Λεπτοαδρονικό-πιονικό (LHπ) μοντέλο	 83 87 88 89 92
6 7	Υπε Εφο 7.1 7.2	ρχρισιμότητα φμογή στον Mrk 421 Εφαρμογή του μοντέλου Φιτάρισμα του SED και παραγωγή σωματιδίων 7.2.1 Το Λεπτοαδρονικό-πιονικό (LHπ) μοντέλο 7.2.2 Το Λεπτοαδρονικό-σύγχροτρον (LHs) μοντέλο	 83 87 88 89 92 94
6 7	Υπε Εφο 7.1 7.2 7.3	ρχρισιμότητα φμογή στον Mrk 421 Εφαρμογή του μοντέλου Φιτάρισμα του SED και παραγωγή σωματιδίων 7.2.1 Το Λεπτοαδρονικό-πιονικό (LHπ) μοντέλο 7.2.2 Το Λεπτοαδρονικό-σύγχροτρον (LHs) μοντέλο Χρονική μεταβλητότητα	 83 87 88 89 92 94 98
6 7	Υπε Εφο 7.1 7.2 7.3	ρχρισιμότητα φμογή στον Mrk 421 Εφαρμογή του μοντέλου Φιτάρισμα του SED και παραγωγή σωματιδίων 7.2.1 Το Λεπτοαδρονικό-πιονικό (LHπ) μοντέλο 7.2.2 Το Λεπτοαδρονικό-σύγχροτρον (LHs) μοντέλο Χρονική μεταβλητότητα 7.3.1 Μεταβάλλοντας το $\ell_{\rm p}^{\rm inj}$	 83 87 88 89 92 94 98 100
6 7	Υπε Εφα 7.1 7.2 7.3	ρχρισιμότητα φρογή στον Mrk 421 Εφαρμογή του μοντέλου Φιτάρισμα του SED και παραγωγή σωματιδίων 7.2.1 Το Λεπτοαδρονικό-πιονικό (LHπ) μοντέλο 7.2.2 Το Λεπτοαδρονικό-σύγχροτρον (LHs) μοντέλο Χρονική μεταβλητότητα 7.3.1 Μεταβάλλοντας το $\ell_{\rm p}^{\rm inj}$	83 87 88 89 92 94 98 100
6 7	Υπε Εφα 7.1 7.2 7.3 7.4	ρχρισιμότητα φρογή στον Mrk 421 Εφαρμογή του μοντέλου Φιτάρισμα του SED και παραγωγή σωματιδίων 7.2.1 Το Λεπτοαδρονικό-πιονικό (LHπ) μοντέλο 7.2.2 Το Λεπτοαδρονικό-σύγχροτρον (LHs) μοντέλο Χρονική μεταβλητότητα 7.3.1 Μεταβάλλοντας το $\ell_{\rm p}^{\rm inj}$ 7.3.2 Μεταβάλλοντας το $\gamma_{\rm max}$	 83 87 88 89 92 94 98 100 106 111
6 7 8	Υπε Εφο 7.1 7.2 7.3 7.4 Επίλ	ρχρισιμότητα φμογή στον Mrk 421 Εφαρμογή του μοντέλου Φιτάρισμα του SED και παραγωγή σωματιδίων 7.2.1 Το Λεπτοαδρονικό-πιονικό (LHπ) μοντέλο 7.2.2 Το Λεπτοαδρονικό-σύγχροτρον (LHs) μοντέλο 7.3.1 Μεταβάλλοντας το $\ell_{\rm p}^{\rm inj}$ 7.3.2 Μεταβάλλοντας το $\gamma_{\rm max}$ Συμπεράσματα	 83 87 88 89 92 94 98 100 106 111 115
6 7 8 A'	Υπε Εφο 7.1 7.2 7.3 7.4 Επίλ Προ	ρχρισιμότητα φμογή στον Mrk 421 Εφαρμογή του μοντέλου Φιτάρισμα του SED και παραγωγή σωματιδίων 7.2.1 Το Λεπτοαδρονικό-πιονικό (LHπ) μοντέλο 7.2.2 Το Λεπτοαδρονικό-σύγχροτρον (LHs) μοντέλο Χρονική μεταβλητότητα 7.3.1 Μεταβάλλοντας το $l_{\rm p}^{\rm inj}$ 7.3.2 Μεταβάλλοντας το $\gamma_{\rm max}$ Συμπεράσματα 1 δαρμογή του Κώδικα	 83 87 88 89 92 94 98 100 106 111 115 117
6 7 8 A'	Υπε Εφο 7.1 7.2 7.3 7.4 Επί Προ Α'.1	ρχρισιμότητα ιρμογή στον Mrk 421 Εφαρμογή του μοντέλου	 83 87 88 89 92 94 98 100 106 111 115 117 117
6 7 8 A'	Υπε Εφα 7.1 7.2 7.3 7.4 Επί Προ Α΄.1 Α΄.2	ρχρισιμότητα αρμογή στον Mrk 421 Εφαρμογή του μοντέλου Φιτάρισμα του SED και παραγωγή σωματιδίων 7.2.1 Το Λεπτοαδρονικό-πιονικό (LHπ) μοντέλο 7.2.2 Το Λεπτοαδρονικό-σύγχροτρον (LHs) μοντέλο Χρονική μεταβλητότητα 7.3.1 Μεταβάλλοντας το ℓ_p^{inj} 7.3.2 Μεταβάλλοντας το γ_{max} Συμπεράσματα δαρμογή του Κώδικα Εισαγωγή Pij_READER	 83 87 88 89 92 94 98 100 106 111 115 117 118
6 7 8 A´	Υπε Εφο 7.1 7.2 7.3 7.4 Επί Προ Α΄.1 Α΄.2 Α΄.3	ρχρισιμότητα αρμογή στον Mrk 421 Εφαρμογή του μοντέλου Φιτάρισμα του SED και παραγωγή σωματιδίων 7.2.1 Το Λεπτοαδρονικό-πιονικό (LHπ) μοντέλο 7.2.2 Το Λεπτοαδρονικό-σύγχροτρον (LHs) μοντέλο 7.3.1 Μεταβάλλοντας το $\ell_{\rm p}^{\rm inj}$ 7.3.2 Μεταβάλλοντας το $\gamma_{\rm max}$ Συμπεράσματα	 83 87 88 89 92 94 98 100 106 111 115 117 117 117 118 119
6 7 8 A´	Υπε Εφο 7.1 7.2 7.3 7.4 Επί Προ Α΄.1 Α΄.2 Α΄.3 Α΄.4	ρχρισιμότητα ιρμογή στον Mrk 421 Εφαρμογή του μοντέλου	 83 87 88 89 92 94 98 100 106 111 115 117 118 119 121

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

Α΄.6 Δομή του κώδικα	
Βιβλιογραφία	127

<u>HEPIEXOMENA</u>

viii

Κατάλογος σχημάτων

2.1	Φασματικές ενεργειακές κατανομές ενός ραδιο-ενεργού και ενός ραδιο-	
	ήσυχου κβάζαρ	11
2.2	Το ενοποιημένο μοντέλο ΕΓΠ	12
2.3	Φωτογραφία στη μπάντα Β του ραδιογαλαξία NGC 5128 (Centaurus A).	15
2.4	Φασματικές ενεργειακές κατανομές blazar.	16
2.5	Χάρτης του ουρανού με τις διάφορες υποκατηγορίες blazar που είναι	
	ορατοί στα TeV	17
2.6	Κατανομή των διαφόρων υποκατηγοριών blazars ανάλογα με την από-	
	σταση	17
2.7	Ο Δεύτερος Κατάλογος πηγών ακτίνων γ υψηλών ενεργειών του Fermi	19
2.8	Φάσματα ακτίνων γ ορισμένων ΕΓΠ	20
2.9	Φασματική ενεργειακή κατανομή του HBL RX J0648.7+1516 [Aliu et al.,	
	2011]	22
2.10	Φασματικές ενεργειακές κατανομές τεσσάρων υποκατηγοριών blazar	23
3.1	Συστήματα αναφοράς για $N-\gamma$ συγκρούσεις	26
3.2	Η συνολική ενεργός διατομή γρ με τις διάφορες συνεισφορές σε αυτήν	34
4.1	Σχηματική παράσταση της ενεργού περιοχής σε έναν ΕΓΠ, καθώς και	
	τα παρατηρούμενα από αυτή σωματίδια.	36
4.2	Ενεργειαχές απώλειες πιονίων	44
4.3	Ενεργειαχές απώλειες μιονίων	44
4.4	Ενεργειαχές χατανομές νετρίνων από διάσπαση μεσονίων χαι από διά-	
	σπαση νετρονίων	46
4.5	Δοχιμαστιχές χατανομές από την αλληλεπίδραση μονοενεργειαχών π οωτονίων ενέρχειας ($\alpha = 10^{6.1}$) με φωτόνια ενέρχειας ($\xi = 10^{-2.8}$) όπως	
	παράχονται από του αριθυντικό κώδικα	55
4.6	Καταγομές της ίδιας αλληλεπίδρασης όπως στο σχήμα 4.5 από τα απο-	00
1.0		55
	τελεσματα του χωοιχα SUPHIA	00

ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΣΧΗΜΑΤΩΝ

4.7	Μέσοι χρόνοι ενεργειαχών απωλειών για πρωτόνια που αλληλεπιδρούν με αχτινοβολία μέλανος σώματος θερμοχρασίας $3 \times 10^5 { m K}$ σε περιοχή αχτίνας $R = 10^{15} { m cm}$, που θεωρήσαμε για αυτό το σχοπό	56
5.1	Ρυθμός παραγωγής δευτερευόντων ηλεκτρονίων για $R = 3 \times 10^{16}$ cm, $B = 1$ G, $\ell_p = 0.4$, $t_{p,esc} = t_{cr}$ και $\gamma_0 = 2.5 \times 10^6$	59
5.2	Πολυχυματικό φάσμα φωτονίων σταθερής κατάστασης που προχύπτει από μονοενεργειαχή εισροή πρωτονίων με ελάχιστη ψύξη. Οι παράμε-	64
5.3	Πολυχυματικό φάσμα φωτονίων σε σταθερή κατάσταση, όπως έχει προ- χύψει από εισροή μονοενεργειαχών πρωτονίων με $\gamma_0 = 3 \times 10^5$, 3×10^6 ,	01
5.4	και 3×10^7 Η συμπαγότητα πρωτονικών διαδικασιών για μία εισροή πρωτονίων με	64
5.5	μορφή συνάρτησης-δ, συναρτήσει της ενέργειας γ_0 Πολυχυματιχό φάσμα φωτονίων σταθερής χατάστασης για εισροή πρω- τονίων συνάρτησης-δ. με ενέργεια $\gamma_0 = 2.5 \times 10^6$ και συμπαχότητες	64
5.6	εισροής $l_p = 0.4$, 1.3, 4, 13, και 40 (από κάτω προς τα πάνω) Οι συμπαγότητες των διαδικασιών απώλειας ενέργειας πρωτονίων για	67
	μία εισροή πρωτονίων συνάρτησης- δ , συναρτήσει της συμπαγότητας πρωτονίων $\ell_{\rm p}$	67
5.7	Ο χώρος παραμέτρων για χυβιχή εξάρτηση των φωτοπιονίων από την εισροή πρωτονίων	68
5.8	Εποπτική επισκόπηση των κύριων αντιδράσεων όσο το σύστημα βρίσκε- ται στην υποκρίσιμη περιοχή	69
5.9	Φάσματα φωτονίων, νετρονίων και νετρίνων που αποδρούν από τη πηγή για αρχικές παραμέτρους: $s = 2$, $\ell_p = 30$, $t_{p,esc} = t_{cr}$, $\gamma_{p,min} = 10$, $\gamma_{p,max} = 10^6$, $R = 3 \times 10^{16}$ cm, και $B = 1$ G.	71
5.10	Φάσματα φωτονίων σταθερής κατάστασης που προκύπτουν από εισροή πρωτονίων νόμου δύναμης με παραμέτρους: $s = 2$, $\ell_{\rm p} = 0.3$, $t_{\rm p,esc} = t_{\rm cr}$, $\gamma_{\rm p,min} = 10$, και $\gamma_{\rm p,max} = 10^{5.5} - 10^8$ με λογαριθμικό βήμα 0.5. Οι άλλες	
5.11	παράμετροι είναι $R = 3 \times 10^{16}$ cm και $B = 1$ G Πολυκυματικά φάσματα φωτονίων σταθερής κατάστασης που προκύ-	71
	πτουν από εισροή πρωτονίων νόμου δύναμης με παραμέτρους: $\gamma_{p,min} = 10$, $\gamma_{p,max} = 10^6$, $s = 2$, $t_{p,esc} = t_{cr}$, και με το ℓ_p να λαμβάνει τιμές από 0.3 μέχοι 100 με λοισσοιθωνό βέμα 0.5	79
5.12	υ.ς μεχρί 100 με κογαρισμικό ρήμα 0.3 Πολυχυματικά φάσματα φωτονίων σταθερής κατάστασης που προχύπτουν από εισροή πρωτονίων μεταβλητού νόμου δύναμης με παραμέτρους: $\gamma_{\rm p,min} = 10, \gamma_{\rm p,max} = 10^8, \ell_{\rm p} = 0.1, t_{\rm p,esc} = t_{\rm cr}, R = 3 \times 10^{16} {\rm cm},$	12
	B = 1 G, και με το s να λαμβάνει τιμές από 1.5 μέχρι 2.5 με λογαριθμικό βήμα 0.25.	73

ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΣΧΗΜΑΤΩΝ

5.13	Λαμπρότητα σταθερής κατάστασης φωτονίων που παράγονται από πρω- τονικό σύγχροτρον, ηλεκτρονικό σύγχροτρον από φωτοζεύγη και ηλε- κτρονικό σύγχροτρον από φωτοπιόνια, πλοταρισμένα συναρτήσει του	73
5.14	Πολυχυματικό φάσμα σταθερής κατάστασης των (ηλεκτρονικών και μιο- νικών) νετρίνων που προκύπτουν από εισροή πρωτονίων μεταβλητού νόμου δύναμης, όπως στο σχήμα 5.12.	73
5.15	Καμπύλες φωτός, χεντραρισμένες στη μέγιστη ενέργεια, για τρεις ενέργειες φωτονίων, που προκύπτουν από μία Λορεντζιανή μεταβολή της παραμέτρου εισροής των πρωτονίων $Q_{\rm p}^{\rm inj}$ με $n=3.2$ και $w=10t_{\rm cr}$	75
5.16 5.17	Έκλαμψη που παράγεται στη περίπτωση όπου $\gamma_{p,pair} < \gamma_{p,max} < \gamma_{p,pion}$. Έκλαμψη που παράγεται όταν το σύστημα είναι υπερκρίσιμο. Οι πα-	77
5.18	ράμετροι για τη Λορεντζιανή είναι όπως και στο σχήμα 5.15 Έκλαμψη που παράγεται όταν το σύστημα είναι υπερκρίσιμο από το	78
	άθροισμα δύο Λορεντζιανών ίδιου πλάτους	78
$\begin{array}{c} 6.1 \\ 6.2 \end{array}$	Εξέλιξη του πολυχυματιχού φάσματος φωτονίων για $B=1{\rm G}$ και $\gamma_p=10^6.$ Εξέλιξη του πολυχυματιχού φάσματος φωτονίων για $B=1{\rm G}$ και $\gamma_p=10^8.$	84 84
6.3	Εξέλιξη του πολυχυματικού φάσματος φωτονίων για $B = 31.6$ G και $\gamma_p = 10^6$	85
6.4	Εξέλιξη του πολυχυματικού φάσματος φωτονίων για $B = 31.6$ G και $\gamma_p = 10^8$	85
6.5	Διαχωριστικές γραμμές μεταξύ υποκρίσιμης (κάτω) και υπερκρίσιμης (πάνω) περιοχής για κάθε μαγνητικό πεδίο, συναρτήσει της ενέργειας των εισρεόντων πρωτονίων	86
7.1	Φάσματα φωτονίων που φιτάρουν τη παρατήρηση της 22/23 Μαρτίου 2001 του Mrk 421, σύμφωνα με το αδρονικό μοντέλο Η, το φωτοσύγ-	90
7.2	Φάσματα φωτονίων που φιτάρουν τη παρατήρηση της 22/23 Μαρτίου 2001 του Mrk 421, νετρίνα όλων των γεύσεων και μιονικά νετρίνα που	00
79	διαφεύγουν από τη πηγή, σύμφωνα με το φωτοπιονικό μοντέλα LH π	91 02
7.3 7.4	Κατανομές πρωτονίων και νετρονίων για τα μοντέλα LHπ και LHs, όπως	92
	εξέρχονται από τη πηγή	93
1.5	Ψασματα χοσμιχών αχτίνων που παράγονται από το μοντέλο LHs, λαμ- βάνοντας υπόψιν τις επιδράσεις της διάδοσής τους με τη χρήση του αριθμητιχού χώδιχα CRPropa Kampert et al. [2013]	96
7.6	High-frequency-peaked BL Lac (HBL), χ αρτογραφημένα ανάλογα με	
	την απόχλιση χαι την ερυθρομετατόπιση	97

<u>ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΣΧΗΜΑΤΩΝ</u>

7.7	Άνω πλαίσιο: Καμπύλες φωτός ακτίνων Χ και TeV για το καθαρά αδρο-
	Φασματικές πυχνότητες ισχύος (PSD) της χοργοσειράς εισροής χαι της
	φασματικές ποκιστήτες τοχούς (10D) της χροτοσειρας εισροής και της χαμπύλης φωτός TeV που πορχύπτει από αυτήν.
7.8	Πλοτάρισμα των ροών TeV ως προς ακτίνων X που παρήχθησαν με μεταβολή μόνο του ℓ_p^{inj} (στο μοντέλο Η) και των ℓ_p^{inj} και ℓ_e^{inj} (μοντέλα LHπ
	& LHs)
7.9	Άνω πλαίσιο: Πλοτάρισμα των ροών TeV ως προς ακτίνων X που παρή- γθησαν με το μοντέλο LHπ, με μεταβολή των ℓ_p^{inj} και ℓ_e^{inj} για $N = 0$ και
	N = 80. Κάτω πλαίσιο: Όπως και πάνω εκτός από τη γκοίζα γραμμή.
	που παρήχθηχε χρησιμοποιώντας δύο αντι-συσχετισμένες χρονοσειρές
	για τα $\ell_{\rm p}^{\rm inj}$ και $\ell_{\rm e}^{\rm inj}$
7.10	Πλοτάρισμα των ροών TeV ως προς ακτίνων Χ που παρήχθησαν με το
	μοντέλο LHs, μεταβάλλοντας τα $\ell_{ m p}^{ m inj}$ και $\ell_{ m e}^{ m inj}$ με $N=0$ και $N=80.$ 105
7.11	Πλοτάρισμα του φασματιχού δείχτη β συναρτήσει της ροής στις αχτίνες
	Χ και στις ενέργειες TeV για το μοντέλο LHπ, στη περίπτωση που η
	συμπαγότητα εισροής είναι η μεταβαλλόμενη παράμετρος
7.12	Πλοτάρισμα των ροών TeV ως προς ακτίνων X που προέκυψαν από τη
	μεταβολή των $\gamma_{\rm p,max}$ και $\gamma_{\rm e,max}$ στα μοντέλα LH π & LHs 109
7.13	Πλοτάρισμα του φασματικού δείκτη β συναρτήσει της ροής F στην ενερ-
	γειαχή μπάντα TeV και στις ακτίνες Χ
7.14	Πλοτάρισμα του φασματιχού δείχτη στην ενεργειαχή περιοχή TeV ($\beta_{\rm TeV}$)
	ως προς τον αντίστοιχο στις ακτίνες X ($\beta_{\rm X}$) για τα μοντέλα LH π και LHs.111
Δ ′ 1	Εποπτινή εινόνα της διαδινασίας διαβάθωσης ενεονειών που νοησιμο-

Α΄.1 Εποπτική εικόνα της διαδικασίας διαβάθμισης ενεργειών που χρησιμοποιούμε στον κώδικα για την ανάγνωση των δεδομένων του SOPHIA....120

Κεφάλαιο 1

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η αχόλουθη εργασία αναφέρεται σε διαδιχασίες που συμβαίνουν σε αστροφυσιχά περιβάλλοντα, αλλά αυτό είναι απλά μία τεχνιχότητα της φύσης. Οι φυσιχές διαδιχασίες, εφόσον αποδειχνύεται ότι ισχύουν, μπορεί να τελεστούν σε οποιοδήποτε περιβάλλον, εφόσον πληρούνται οι σχετιχές συνθήχες. Το σύμπαν όμως είναι ένα απέραντο εργαστήριο, από το οποίο μπορούμε να λαμβάνουμε δεδομένα από διεργασίες σπάνιες μεν, για τα γήινα δεδομένα, αλλά πολυπληθείς χάρη στη στατιστιχή που παρέχουν χιλιάδες δισεχατομμύρια γαλαξίες.

Πληροφοριοδότες αυτών των διεργασιών είναι η ακτινοβολία και τα σωματίδια που φτάνουν σε εμάς από αυτά. Τα φωτόνια ταξιδεύουν ευθύγραμμα, όντας όμως επιρρεπή σε απορρόφηση από το περιβάλλον στο οποίο κινούνται. Παρόλα αυτά, είναι το αρχαιότερο μέσο που διαθέτουμε για τις αστρονομικές μελέτες. Φορτισμένα σωματίδια, ηλεκτρόνια, πρωτόνια και βαρύτεροι πυρήνες, διαγράφουν καμπύλες τροχιές υπό την επίδραση των διάφορων μαγνητικών πεδίων που συναντούν και χάνουν συνεχώς ενέργεια από τη διαδικασία αυτή. Παρόλα αυτά, αν και τα ηλεκτρόνια δεν μπορούν να φτάσουν μακρυά διατηρώντας την αρχική τους ενέργεια, πρωτόνια και πυρήνες φτάνουν μέχρι τη Γη σαν κοσμική ακτινοβολία, και όσα έχουν πολύ υψηλές ενέργειες υφίστανται τόσο χαμηλή καμπύλωση στις τροχιές τους που στοχοθετούν τις περιοχές από τις οποίες προήλθαν. Τέλος τα νετρίνα δεν έχουν κανένα από τα μειονεκτήματα των φωτονίων και των άλλων σωματιδίων. Αλληλεπιδρούν όμως τόσο αμυδρά με την ύλη που απαιτούνται τεράστια τηλεσκόπια για τον εντοπισμό τους. Έτσι, βρισκόμαστε αχόμα στην απαρχή της αστρονομίας νετρίνων.

Μέσω αυτών των αγγελιοφόρων, η αστροφυσική προσπαθεί να ανασυνθέσει θεωρητικά τις διαδικασίες που τα παρήγαγαν – και μέσω αυτής της διαδικασίας να καταστήσει τις αστροφυσικές πηγές σε εργαστήρια για τη φυσική. Η σωματιδιακή και η αστροσωματιδιακή φυσική είναι λοιπόν αλληλένδετες. Σε αυτό το πλαίσιο ερευνούμε τις αλληλεπιδράσεις σχετικιστικών σωματιδίων στα μεγαλύτερα και ενεργητικότερα φυσικά εργαστήρια, τους Ενεργούς Γαλαξιακούς Πυρήνες. Αυτό που προκύπτει από την παρούσα εργασία είναι μία λεπτομερέστερη μοντελοποίηση των σχετικών διαδικασιών υπό ορισμένες συνθήκες, καθώς και η απαρχή μίας βαθύτερης κατανόησης των αλυσιδωτών αντιδράσεων που προκύπτουν από αυτές. Η δομή των επόμενων κεφαλαίων έχει ως εξής:

Στο δεύτερο κεφάλαιο παρουσιάζονται οι ενεργοί γαλαξιακοί πυρήνες, οι παρατηρήσεις στις ακτίνες γ καθώς και μία ανασκόπηση των μοντέλων που έχουν αναπτυχθεί για τη μελέτη τους, με έμφαση στα λεπτονικά και αδρονικά/λεπτοαδρονικά.

Στο τρίτο κεφάλαιο αναφέρονται οι διαδικασίες φωτοαδρονικών αλληλεπιδράσεων και περιλαμβάνει τη κινηματική των συγκρούσεων και τη φαινομενολογία των επιμέρους μηχανισμών οι οποίοι συνεισφέρουν ανάλογα με την ενέργεια σύγκρουσης. Έπειτα γίνεται σύνδεση των μηχανισμών αυτών με τον κώδικα SOPHIA, του οποίου τα κύρια χαρακτηριστικά παρουσιάζονται εν συντομία.

Στο τέταρτο κεφάλαιο εξετάζονται όλες οι υπόλοιπες, κυρίως λεπτονικές, φυσικές διαδικασίες, καθώς και η μέθοδος κινητικών εξισώσεων την οποία θα εφαρμόσουμε. Ξεκινώντας με αυτήν την τελευταία, αναπτύσσεται σταδιακά η εισαγωγή όλων των όρων κέρδους ή απώλειας ενέργειας από τις διάφορες αλληλεπιδράσεις. Έπειτα επεξηγείται η προσαρμογή των διαδικασιών αυτών στον κώδικα και παρουσιάζονται κάποιες γενικές δοκιμές, μέσω των οποίων προκύπτει η καλή λειτουργία του κώδικα υπό ελεγχόμενες συνθήκες.

Το πέμπτο χεφάλαιο αφιερώνεται στην εφαρμογή της παραπάνω μεθόδου στην περίπτωση των ενεργών γαλαξιαχών πυρήνων. Ξεχινάει με τη μελέτη σταθερών χαταστάσεων που προκύπτουν από την εισαγωγή αποκλειστικά πρωτονίων. Η ύπαρξη μαγνητικού πεδίου οδηγεί στη παραγωγή φωτονίων από ακτινοβολία σύγχροτρον πρωτονίων, και τα φωτόνια αυτά ενδέχεται να είναι επαρκή για την έναρξη φωτοαδρονιχών αλληλεπιδράσεων, μέσω των οποίων προχύπτουν χαταιονισμοί νέων σωματιδίων. Παρατηρούνται οι συνεισφορές των διαφόρων διαδικασιών στο παραγόμενο φάσμα φωτονίων, και η σχέση μεταξύ τους για διαφορετικές αρχικές συνθήκες. Όσο αυξάνεται η λαμπρότητα των εισρεόμενων πρωτονίων, χρατώντας τις άλλες αρχιχές συνθήχες σταθερές, παρατηρείται η μετάβαση σε μία υπερχρίσιμη χατάσταση του συστήματος, όπου η συμπεριφορά του καθορίζεται από μηχανισμούς ανάδρασης που αυξάνουν κατά πολλές τάξεις μεγέθους την αποδοτικότητα μεταφοράς ενέργειας από τα πρωτόνια στα φωτόνια, αλλάζοντας όμως δραματικά το φάσμα των τελευταίων. Ακολουθεί μία αντίστοιχη μελέτη για εισαγωγή πρωτονίων με νόμο δύναμης, όπου εξετάζονται και τα παραγόμενα νετρίνα, και έπειτα η χρονική μεταβλητότητα του συστήματος, με την προσθήκη διαταραχών σε μία σταθερή κατάστασή του.

Στο έκτο κεφάλαιο εξετάζεται η προαναφερθείσα μετάβαση στην υπερκρισιμότητα, για μία ευρεία περιοχή αρχικών συνθηκών.

Το έβδομο κεφάλαιο πραγματεύεται το φιτάρισμα του ενεργού γαλαξιακού πυρήνα Mrk 421 με δύο διαφορετικές μεθόδους, δίνοντας έμφαση στα παραγόμενα νετρίνα και στη σύγκρισή τους με παρατηρήσεις. Για πρώτη φορά προκύπτει μία αξιόπιστη εκτίμηση της εκπομπής νετρίνων από έναν καλά μελετημένο, κοντινό blazar, και αξιολογούνται τόσο η συνεισφορά του στις κοσμικές ακτίνες όσο και η δυνατότητα ανίχνευσής του από τα τηλεσκόπια νετρίνων όπως το IceCube.

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Κεφάλαιο 2

το φύσικο περιβαλλον

2.1 Ενεργοί Γαλαξιαχοί Πυρήνες

Η παρούσα μελέτη ξεκινάει με έναυσμα τις απόπειρες εξήγησης των μηχανισμών μη θερμικής ακτινοβολίας που επενεργούν σε κάποια ιδιαίτερα αστροφυσικά αντικείμενα, τους Ενεργούς Γαλαξιακούς Πυρήνες (ΕΓΠ). Η ιστορία της ανακάλυψης των ΕΓΠ ξεκινάει τη δεκαετία του 1940. Το 1943 ο Seyfert [Seyfert, 1943] παρατήρησε κάποιους γαλαξίες με αξιοπερίεργα χαρακτηριστικά. Αν και ήταν σχετικά κοντινοί σπειροειδείς γαλαξίες, οι πυρήνες τους ήταν ιδιαίτερα λαμπροί, ενώ τα φάσματά τους εμφάνιζαν έντονες γραμμές εκπομπής υδρογόνου, ηλίου, αζώτου και οξυγόνου. Οι πρώτοι τέτοιοι γαλαξίες που παρατηρήθηκαν από τον Seyfert εξακριβώθηκε ότι έχουν πλατιές και στενές γραμμές εκπομπής έντονου ιονισμού, και έλαβαν αργότερα την ονομασία Seyfert Τύπου 1, ενώ μετέπειτα παρατηρήθηκαν και γαλαξίες με μόνο στενές γραμμές εκπομπής, που ονομάστηκαν Seyfert Τύπου 2. Αργότερα, καθώς ανακαλύφθηκαν διάφορες ενδιάμεσες περιπτώσεις, άρχισαν να δίνονται αριθμοί που εκφράζουν τη σχετική ισχύ των στενών και πλατιών γραμμών (π.χ. Seyfert Τύπου 1.5) [Osterbrock and Ferland, 2006].

Την ίδια εποχή που ο Seyfert μελετούσε γραμμές εκπομπής, ο Reber πειραματιζόταν με ένα από τα πρώτα ραδιοτηλεσκόπια και παρατήρησε διάφορες περιοχές υψηλής έντασης εκπομπής από κάποια σημεία του ουρανού [Reber, 1944]. Ένα από αυτά τα σημεία ήταν στον αστερισμό του Κύκνου και, αν και το τηλεσκόπιο του Reber δεν είχε τη διακριτική ικανότητα να ξεδιαλύνει το μέγεθος της πηγής, αμέσως μετά τον Β'ΠΠ οι Hey, Parsons και Phillips μπόρεσαν να εκτιμήσουν τη διακριτή φύση της ραδιοεκπομπής, που ονομάστηκε Cygnus A [Hey et al., 1946]. Λόγω της σημειακής φύσης της εκπομπής αρχικά πιστευόταν ότι η πηγή θα έπρεπε να έχει αστρικές διαστάσεις. Έπειτα επικράτησε για λίγο καιρό η θεωρία του Baade για σύγκρουση γαλαξιών [Baade and Minkowski, 1954] αλλά στο μεταξύ οι Ginzburg και Shklovskii έφερναν επανάσταση στον τρόπο θεώρησης αστροφυσικών πηγών με την ανάπτυξη μοντέλων για ραδιοεκπομπή που βασίζονταν στην ακτινοβολία σύγχροτρον σχετικιστικών ηλεκτρονίων με μη-θερμικές κατανομές. Η θεωρία της σύγκρουσης γαλαξιών δέχτηκε επιπρόσθετα πλήγματα, ιδίως από την ανακάλυψη του Jennison του 1958 ότι η ραδιοεκπομπή του Cygnus A προερχόταν από δύο φωτεινές περιοχές με γωνιακή απόσταση 82 arcsec, πολύ μεγαλύτερη από τη διάμετρο ενός γαλαξία στην εκτιμώμενη απόσταση [Jennison and Latham, 1959]. Ήταν η πρώτη παρατήρηση λοβών εκπομπής. Αλλά οι ραδιογαλαξίες δεν ειχαν ακόμα εξηγηθεί ικανοποιητικά ως ΕΓΠ όταν το 1963 ανακαλύφθηκε ο πρώτος κβάζαρ.

Όταν ο πρώτος κβάζαρ (QSO, Quasi-Stellar Object), ο 3C 48, παρατηρήθηκε το 1960 [Sandage, 1961] επικρατούσε και για αυτόν η άποψη ότι ήταν κάποιος ιδιόμορφος αστέρας. Μόλις το 1963, μετά την ανακάλυψη του 3C 273, ο Schmidt εκτίμησε ότι η ερυθρομετατόπισή του τον τοποθετούσε σε εξωγαλαξιακές αποστάσεις [Schmidt, 1963]. Σύντομα ανακαλύφθηκε ότι ο 3C 48 βρισκόταν σε ακόμα μεγαλύτερη απόσταση από ό,τι ο 3C 273 [Greenstein and Matthews, 1963]. Οι αποστάσεις τόσο των QSO όσο και των ραδιογαλαξιών υποδήλωναν ότι για τις φωτεινότητες που παρατηρούσαμε θα έπρεπε οι λαμπρότητές τους να είναι της τάξης του $10^{58} - 10^{61}$ erg.

Όταν πλήθυναν οι παρατηρήσεις κβάζαρ, διαπιστώθηκε ότι μόνο ένα μικρό ποσοστό τους παρουσίαζε ραδιοεκπομπή. Αυτοί ονομάστηκαν ραδιο-ενεργοί, ενώ οι υπόλοιποι (περίπου το 90% των κβάζαρ) ονομάστηκαν ραδιο-ήσυχοι, και έχουν παρόμοια χαρακτηριστικά με τους Seyfert Τύπου Ι αλλά βρίσκονται σε μεγαλύτερη απόσταση, και συνεπώς έχουν μεγαλύτερη λαμπρότητα σαν αντικείμενα. Η διαφορά στη μορφή των φασμάτων των δύο τύπων, την εποχή που έγινε ο διαχωρισμός τους, φαίνεται στο σχ. 2.1. Οι ραδιο-ενεργοί γαλαξίες διαχωρίζονται σε αυτούς που παρουσιάζουν πλατιές γραμμές εκπομπής (Broad Line Radio Galaxy, BLRG) και σε αυτούς που παρουσιάζουν στενές γραμμές εκπομπής (Narrow Line Radio Galaxy, NLRG). Κατηγοριοποιούνται επιπλέον, κατά τον διαχωρισμό των Fanaroff & Riley Fanaroff and Riley [1974], σε αυτούς που έχουν εντονότερη εκπομπή από τον πυρήνα τους (FRI).

Οι πιο λαμπροί κβάζαρ, με έντονη και ταχεία μεταβλητότητα, ονομάστηκαν blazars [Angel and Stockman, 1980], και διαχωρίστηκαν σε δύο κατηγορίες: στους BL Lac και στους ραδιο-κβάζαρ χαμηλού φασματικού δείκτη (FSRQ, Flat Spectrum Radio Quasar, που πλέον συμπεριλαμβάνουν και τις παλαιότερες εμπειρικές κατηγορίες των οπτικά βίαιων μεταβλητών κβάζαρ (OVV), των κυριαρχούμενων από τη πηγή κβάζαρ (CDQ) και των υψηλά πολωμένων κβάζαρ (HPQ)), με κύριο κριτήριο την ισχύ της πηγής. Η σύγχρονη κατάταξη των διαφόρων ειδών ενεργών γαλαξιακών πυρήνων σε κατηγορίες και υποκατηγορίες φαίνεται στον πίνακα 2.1

Σταδιακά, ύστερα από τη συσσώρευση ενός πλήθους παρατηρήσεων, άρχισαν να ανακύπτουν πειστικά μοντέλα τα οποία απέδιδαν τη διαφορετική μορφολογία ΕΓΠ στις διαφορετικές όψεις ενός ενιαίου είδους πηγής, ανάλογα με τη γωνία παρατήρησής μας [Urry and Padovani, 1995]. Μία σχηματική αναπαράσταση του μοντέλου αυτού



ΣΧΗΜΑ 2.1: Φασματικές ενεργειακές κατανομές ενός ραδιο-ενεργού (πάνω) και ενός ραδιοήσυχου (κάτω) κβάζαρ, πριν τις παρατηρήσεις στις ακτίνες γ, από [Elvis et al., 1994].

Ραδιο-ισχύς Ιδιότητες γραμμών εκπομπής				
	(στενές γραμμές)	(πλατιές γραμμές)		
Ραδιο-ήσυχοι	Seyfert 2	Seyfert 1		
		QSO		
	FR I	BLRG		BL Lacs
Ραδιο-ενεργοί	NLRG	SSRQ	Blazars	
	FR II			FSRQ

ΠΙΝΑΚΑΣ 2.1: Είδη Ενεργών Γαλαξιακών Πυρήνων



ΣΧΗΜΑ 2.2: Το ενοποιημένο μοντέλο ΕΓΠ, από το [Torres and Anchordoqui, 2004]

φαίνεται στο σχήμα 2.2. Οι ενεργοί γαλαξίες έχουν όλοι μία χεντρική μηχανή επιτάχυνσης σωματιδίων, μία γιγαντιαία μελανή οπή. Γύρω από αυτήν βρίσκεται ένας δίσκος προσαύξησης, και σε μεγαλύτερη απόσταση ένας τόρος αερίου και σκόνης. Γύρω από τη μελανή οπή (χαι πιο χοντά σε αυτή από ό,τι οι τόροι) περιστρέφονται νέφη φωτοϊνισμένου αερίου, ενώ χάθετα στο επίπεδο του δίσχου προσαύξησης χαι του τόρου μπορεί να εκπέμπονται πίδακες με σχετικιστικές ταχύτητες, καταλήγοντας σε λοβούς, πολύ μαχουά από τη χεντρική περιοχή. Η ύπαρξη ή όχι πίδαχα διαχωρίζει τους ΕΓΠ σε ραδιο-ενεργούς ή ραδιο-ήσυχους αντίστοιχα. Όταν παρατηρούμε έναν ραδιο-ήσυχο ΕΓΠ κοντά στον άξονα περιστροφής του, θα βλέπουμε να εκπέμπονται ακτίνες Χ και υπεριώδης ακτινοβολία από το κέντρο, τα περιβάλλοντα νέφη θα εκπέμπουν πλατιές και στενές γραμμές εκπομπής, ενώ από τον τόρο θα διακρίνεται υπέρυθρη ακτινοβολία - όλα τα χαρακτηριστικά ενός Seyfert Τύπου 1. Αν η οπτική γραμμή του παρατηρητή είναι στο επίπεδο του τόρου, τότε οι ακτίνες Χ και οι πλατιές γραμμές εκπομπής θα απορροφόνται από αυτόν λόγω φωτοαπορρόφησης, οπότε ο γαλαξίας θα φαίνεται σαν ένας Seyfert Τύπου 2. Οι ενδιάμεσοι τύποι Seyfert προχύπτουν από ενδιάμεσες καταστάσεις ορατότητας του εσωτερικού του τόρου. Οι ραδιο-ήσυχοι κβάζαρ εξηγούνται χατά τον ίδιο τρόπο, μια χαι η μόνη διαφορά τους με τους Seyfert έγχειται στη λαμπρότητά τους.

Στη περίπτωση που υπάρχει πίδαχας ή ένας ή παραπάνω λοβοί, τότε ο γαλαξίας

2.1. Ενεργοί Γαλαξιαχοί Πυρήνες

είναι ραδιο-ενεργός. Ένας παρατηρητής που χοιτάζει χάθετα στον άξονα του πίδαχα θα δει στενές γραμμές εχπομπής από αυτούς, χάτι που χατατάσσει τον γαλαξία σαν ραδιογαλαξία στενών γραμμών (narrow line region galaxy, NLRG). Όσο η γραμμή παρατήρησης αποχλίνει από τη χάθετο, η περιοχή πλατιών γραμμών από τα νέφη στο εσωτεριχό του τόρου γίνεται πιό ορατή, οπότε ο γαλαξίας φαίνεται σαν ραδιογαλαξία πλατιών γραμμών (broad line region galaxy, BLRG). Σε αχόμα μεγαλύτερες γωνίες γίνεται πλέον ιδιαίτερα αισθητή η επίδραση του πίδαχα. Όταν χοιτάζουμε τον γαλαξία σχεδόν παράλληλα με τους πίδαχές του φαίνεται σαν να έχει μόνο έναν, λόγω της σχετιχιστιχής εστίασης, που υποδηλώνει ότι η ροή σωματιδίων σε αυτόν πρέπει να έχει παράγοντα Λόρεντζ της τάξης του $\Gamma = 10$. Συνεχίζοντας στην ίδια χατεύθυνση, η αχτινοβολία από το χέντρο του ΕΓΠ αρχιζει να γίνεται ορατή χαι τότε ο γαλαξίας φαίνεται σαν χβάζαρ. Όταν χοιτάζουμε χατευθείαν προς τον πίδαχα, έχουμε πλέον blazar, στην οποία περίπτωση η αχτινοβολία από τον πίδαχα χυριαρχεί επί όλων των άλλων συνιστωσών.

Ένα ενδιαφέρον φαινόμενο που αποχαλύπτει την υψηλή ταχύτητα χίνησης του πλάσματος στους πίδαχες των blazar είναι η λεγόμενη υπέρφωτη χίνηση. Ήδη από τη δεχαετία του 1970 είχε παρατηρηθεί ότι χάποιοι θύλαχες πλάσματος σε τέτοιους πίδαχες είχαν προφανή ταχύτητα υψηλότερη από τη ταχύτητα του φωτός. Αυτό εξηγήθηχε ως εξής: ο χάθε θύλαχας χινείται ως προς εμάς υπό γωνία θ με ταχύτητα $v = \beta c$. Εάν τη στιγμή t_1 εχπέμψει ένα φωτόνιο προς εμάς, μέχρι να εχπέμψει ένα δεύτερο φωτόνιο τη στιγμή t_2 θα έχει μεταχινηθεί προς τα εμάς χατά μία απόσταση $D = v(t_2 - t_1)cos\theta$. Έτσι, το χρονιχό διάστημα μεταξύ της λήψης δύο φωτονίων από εμάς θα είναι $\Delta t = (t_2 - t_1)(1 - \beta cos\theta)$. Καθώς στο ίδιο χρονιχό διάστημα ο θύλαχας φαίνεται να έχει μεταχινηθεί όσο η προβολή του στον ουρανό, η προφανής του ταχύτητα θα είναι $v_{app} = \frac{v(t_2-t_1)sin\theta}{\Delta t} = \frac{\beta sin\theta}{(1-\beta cos\theta)}$. Για ορισμένους συνδυασμούς των β χαι θ η προφανής ταχύτητα μπορεί να γίνει μεγαλύτερη από τη ταχύτητα του φωτός. Η εξαγωγή ταχυτήτων για εχτιμώμενες γωνίες είναι μία επιπρόσθετη μέθοδος που έχει οδηγήσει στην εχτίμηση ότι οι παράγοντες Λόρεντζ είναι της τάξης του Γ = 10.

Ένα άλλο χαρακτηριστικό των blazar είναι η μεταβλητή εκπομπή τους. Οι χρονικές κλίμακες των μεταβολών προσφέρουν μία εκτίμηση για τις διαστάσεις της περιοχής από όπου προέρχεται η εκπομπή, μέσω της σχέσης

$$R < ct_{min}\delta(1+z)^{-1},\tag{2.1}$$

όπου t_{min} είναι ο μικρότερος χρόνος μεταβολής μίας πηγής, z είναι η ερυθρομετατόπιση και $\delta = [\Gamma(1 - \beta cos \theta)]^{-1}$ είναι ο σχετικιστικός παράγοντας Doppler, όπου βc είναι η ταχύτητα της περιοχής εκπομπής, Γ είναι ο παράγοντας Λόρεντζ της και θ είναι η γωνία κίνησής της ως προς τη γραμμή παρατήρησής μας. Οι χαμηλότερες τιμές που έχουν παρατηρηθεί για το t_{min} είναι της τάξης των μερικών λεπτών [Aharonian et al., 2007, Albert et al., 2007], η δε λαμπρότητα στις υψηλές ενέργειες μπορεί να μεταβάλλεται κατά έναν παράγοντα 10 μεταξύ παρατηρήσεων [von Montigny et al., 1995, Mukherjee et al., 1997, 1999]. Οι ακτίνες που προκύπτουν από αυτούς τους χρόνους είναι της τάξης του $R \simeq t_{min}c = 3 \cdot 10^{14}cm = 10^{-4}pc$, για $t_{min} = 10^4s$.

Ποιος είναι ο φυσικός μηχανισμός πίσω από έναν ΕΓΠ; Αναφέρθηκε ήδη ότι πρέπει να υπάρχει κάποια κεντρική μηχανή παραγωγής σωματιδίων, και αυτή είναι κοινά αποδεκτό πλέον ότι είναι μία μελανή οπή. Εάν θέσουμε την ακτίνα που βρήκαμε πριν ίση με την ακτίνα Schwarzschild,

$$R_s = \frac{2GM_{BH}}{c^2} \tag{2.2}$$

όπου M_{BH} είναι η μάζα της μελανής οπής, η αχτίνα μίας μελανής οπής οριοθετεί τον ορίζοντα γεγονότων, στο εσωτεριχό του οποίου η ταχύτητα διαφυγής γίνεται μεγαλύτερη από την ταχύτητα του φωτός. Από τη σχέση για την ταχύτητα διαφυγής βρίσχουμε $M_{BH} \simeq 3 \cdot 10^8 M_{\odot}$, όπου $_{\odot}$ είναι η μάζα του Ηλίου. Πρόχειται για μία υπερμαζιχή μελανή οπή. Καθώς η ύλη που περιβάλλει αυτή τη χεντριχή περιοχή θα έλχεται ισχυρά από αυτήν, θα δημιουργεί έναν δίσχο προσαύξησης, χαθώς χατά τη πτωτιχή της πορεία θα διατηρεί μία αρχιχή στροφορμή που θα τις προσδίδει σπειροειδή τροχία. Η έχταση ενός τέτοιου δίσχου εχτιμάται ότι θα είναι $10^{-4}pc < R < 10^{-1}pc$, ενώ από την χαθιερωμένη θεωρία των δίσχων προσαύξησης [Shakura and Sunyaev, 1973] προχύπτει ότι θα εχπέμπεται αχτινοβολία μέλανος σώματος στα υπεριώδη μήχη χύματος.

Αυτή η υπεριώδης ακτινοβολία μπορεί να παράγει τις παρατηρούμενες πλατιές και στενές γραμμές εκπομπής, εφόσον φωτοϊονίζει νέφη υδρογόνου που περιβάλλουν τον πυρήνα. Οι πλατιές γραμμές προέρχονται από περιοχές κοντά στον πυρήνα, όπου οι ταχύτητες περιστροφής είναι μεγάλες. Οι στενές γραμμές, αντιστοίχως, προέρχονται από πιο απομακρυσμένες περιοχές, όπου οι ταχύτητες περιστροφής είναι χαμηλότερες. Οι κεντρικότερες περιοχές διακρίνονται μόνο όταν η γραμμή παρατήρησής μας έχει μικρή απόκλιση από τον άξονα του πίδακα του ΕΓΠ, όπως ήδη αναφέρθηκε από το μοντέλο ενοποίησης.

Πιο έξω από τα νέφη των γραμμών εκπομπής εκτιμάται ότι υπάρχει ένας σφαιρικός δακτύλιος σκόνης. Η ύπαρξή του δικαιολογεί την παρατηρούμενη ακτινοβολία στο υπέρυθρο, καθότι τα σωματίδια σκόνης απορροφούν την ακτινοβολία από τον πυρήνα, θερμαίνονται σε θερμοκρασία $\simeq 2000$ K και την επανεκπέμπουν σε μήκη κύματος $\lambda \simeq 1.5 \mu$ m. Ο δακτύλιος αυτός εκτείνεται μεταξύ των αποστάσεων 0.2pc < R < 200pc από τον πυρήνα, αρκετά εκτός του δίσκου προσαύξησης, και λόγω του μεγέθους του μπορεί να αποκρύπτει τα κεντρικά νέφη (βλ. π.χ. σχήμα 2.3).

Οι πίδαχες, τέλος, έχουν απαρχή πολύ χοντά στο χέντρο του ΕΓΠ χαι εχτείνονται σε αποστάσεις δεχάδων kpc από αυτό. Είναι άμεσα παρατηρήσιμοι στις ραδιοσυχνότητες χαι ενίοτε στο οπτιχό χαι στις αχτίνες Χ. Μπορούμε να χρίνουμε ότι η ροή σε αυτούς χινείται με σχετιχιστιχές ταχύτητες από το ότι συχνά βλέπουμε μόνο τους



ΣΧΗΜΑ 2.3: Φωτογραφία στη μπάντα Β του ραδιογαλαξία NGC 5128 (Centaurus A) από το Israel [1998], όπου διαχρίνεται ο δαχτύλιος νεφών σχόνης σαν μία αχανόνιστη σχοτεινή περιοχή μπροστά από το φωτεινό χέντρο του γαλαξία.

πίδακες που κινούνται προς τα εμάς και όχι αυτούς που απομακρύνονται. Αυτό οφείλεται στη σχετικιστική εστίαση, γνωστή και ως Doppler boosting¹.

Η Φασματική Ενεργειακή Κατανομή (Spectral Energy Distribution, SED) των blazar έχει τη μορφή δύο συνιστωσών, η μία στη περιοχή του φάσματος που εκτείνεται από τα ραδιοκύματα μέχρι το υπεριώδες ή και τις ακτίνες Χ, και η άλλη στις ακτίνες Χ με ακτίνες γ. Ανάλογα με την ακριβή θέση του μέγιστου της πρώτης συνιστώσας τα blazar, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.4, χωρίζονται στις υποκατηγορίες FSRQ, LBL (low frequency peaked BL Lac object), IBL (intermediate frequency peaked) και HBL (high frequency peaked). Το μέγιστο στους FSRQ βρίσκεται στο υπέρυθρο, στους LBL στο οπτικό, στους IBL στο υπεριώδες και στους HBL στις ακτίνες X [Abdo et al., 2010]. Η συνολική λαμπρότητα, όμως, των blazar, είναι αντιστρόφως ανάλογη της ενέργειας στην οποία παρατηρείται το μέγιστο [Fossati et al., 1998]. Η κατανομή των παραπάνω υποκατηγοριών στον ουρανό φαίνεται στο σχήμα 2.5. Η κατανομή τους

^{&#}x27;Η φωτεινότητα μίας πηγής εξαρτάται από την ποσότητα ακτινοβολίας που προσπίπτει ανά μονάδα χρόνου στον παρατηρητή και εξαρτάται αντιστρόφως από τη στερεά γωνία που καταλαμβάνει η πηγή στο πεδίο όρασης του παρατηρητή. Η σχετική κίνηση μίας πηγής προς τον παρατηρητή έχει ως αποτέλεσμα να αυξάνει ο ρυθμός προσπίπτουσας ακτινοβολίας ως προς το ρυθμό εκπομπής της, στο σύστημα ηρεμίας της πηγής. Ταυτόχρονα αυξάνει η ενέργεια των εκπεμπόμενων φωτονίων, λόγω της μεταβολής της συχνότητάς τους. Ακόμα, η ενδεχομένως ισοτροπική εκπομπή φωτονίων στο σύστημα ηρεμίας της πηγής, εφόσον η ακτινοβολία εστιάζεται στη κατεύθυνση κίνησης. Ως αποτέλεσμα, η παρατηρούμενη λαμπρότητα για μία σφαιρική πηγή είναι $L = \delta^4 L'$.



ΣΧΗΜΑ 2.4: Φασματικές ενεργειακές κατανομές blazar, από [Donato et al., 2001]. Στις υψηλότερες λαμπρότητες έχουμε FSRQ, ενώ όσο κατεβαίνουμε σε χαμηλότερες απαντάμε διαδοχικά LBL, IBL και HBL.

ανά ερυθρομετατόπιση φαίνεται στο σχήμα 2.6.

Η πρώτη συνιστώσα είναι γενιχά αποδεχτό ότι οφείλεται σε αχτινοβολία σύγχροτρον από ηλεχτρόνια στη περιοχή αχτινοβολίας, αλλά η προέλευση της δεύτερης συνιστώσας είναι λιγότερο σαφής. Για την επεξήγησή της έχουν προταθεί διάφορα μοντέλα, που χωρίζονται σε λεπτονιχά χαι αδρονιχά, χαι στα οποία θα αναφερθούμε παραχάτω.

2.2 Παρατηρήσεις στις Ακτίνες γ

Σημαντικό χαρακτηριστικό των blazars είναι η εκπομπή τους στις ακτίνες γ. Οι πρώτες παρατηρήσεις του ουρανού στις ακτίνες γ ξεκίνησαν τη δεκαετία του 1960, και αρχικά ήταν υπερβολικά χαμηλής διακριτικής ικανότητας ώστε να μπορέσουν να ξεδιαλύνουν διακριτές πηγές. Γύρω στο 1990, όμως, δύο εξελίξεις έφεραν επανάσταση στην αστρονομία ακτίνων γ: τα επίγεια τηλεσκόπια Cherenkov και τα διαστημικά τηλεσκόπια ακτίνων γ υψηλής διακριτικής ικανότητας.



ΣΧΗΜΑ 2.5: Χάρτης του ουρανού με τις διάφορες υποκατηγορίες blazar που είναι ορατοί στα TeV, από [Şentürk et al., 2013].



ΣΧΗΜΑ 2.6: Κατανομή των διαφόρων υποκατηγοριών blazars ανάλογα με την απόσταση (εκπεφρασμένη ως ερυθρομετατόπιση, z) [Şentürk et al., 2013].

Η αχτινοβολία Cherenkov παράγεται όταν χάποιο σωματίδιο ταξιδεύει γρηγορότερα από τη ταχύτητα του φωτός σε ένα μέσο. Όταν φωτόνια υψηλών ενεργειών (> GeV) εισέρχονται στην ατμόσφαιρα της Γης συγχρούονται με άτομα χαι μόρια της ατμόσφαιρας, με αποτέλεσμα τη παραγωγή ζευγών ηλεχτρονίων/ποζιτρονίων, τα οποία μετά υπόχεινται σε αχτινοβολία πέδης. Δημιουργείται έτσι ένας χαταιονισμός ηλεχτρονίων, ο αριθμός των οποίων χαι το βάθος μέσα στην ατμόσφαιρα στο οποίο φτάνουν εξαρτώνται από την ενέργεια του αρχιχού φωτονίου (βλ. [Hinton, 2009]). Η ταχύτητα του φωτός μειώνεται όσο ελαττώνεται το υψόμετρο, οπότε τα παραγόμενα ηλεχτρόνια μπορούν να παράγουν αχτινοβολία Cherenkov εάν η ενέργειά τους είναι πάνω από ≈ 40 MeV σε υψόμετρο 10km, ή πάνω από ≈ 20 MeV στην επιφάνεια της θάλασσας. Ένα τηλεσχόπιο στη έδαφος μπορεί να παρατηρήσει την αχτινοβολία Cherenkov (που εχπέμπεται στο οπτιχό), χαι χαθώς η ροή της αχτινοβολίας αυτής εξαρτάται από την ενέργεια του αρχιχού φωτονίου, μποροίν αχι τον εντοπισμό χωτός μεταντικοβολία στο αρχικού σωτονίο.

Το πρώτα τηλεσκόπιο Cherenkov τέθηχαν σε λειτουργία τη δεχαετία του 1960, όμως οι πρώτες αξιόπιστες παρατηρήσεις έγιναν το 1986 από το Whipple. Αχολούθησαν πιο προηγμένα τηλεσκόπια, συνήθως πολλαπλά σε παράταξη, ώστε να μεγιστοποιείται η επιφάνεια παρατήρησης και να μπορεί να γίνεται καλύτερη εκτίμηση της κατεύθυνσης των προσπίπτοντων φωτονίων χάρη στη στερεοσχοπία (όπως το HEGRA και το HESS).

Ανάλογη εξέλιξη είχαν τα διαστημικά τηλεσκόπια ακτίνων γ, με το Compton Gamma Ray Observatory να εκτοξεύεται το 1991. Ένα από τα όργανά του, το EGRET, είχε ευαισθησία σε ενέργειες από 20 MeV έως 30 GeV και χρησιμοποιήθηκε για να φτιάξει έναν χάρτη του ουρανού στις ακτίνες γ με διακριτική ικανότητα μισής μοίρας. Μέχρι το 1999 είχαν ταυτοποιηθεί 66 blazars μεταβλητής εκπομπής στις ακτίνες γ [Hartman et al., 1999]. Η εκτόξευση του διαστημικού τηλεσκοπίου Fermi το 2008 αύξησε τα δεδομένα μας κατά μία τάξη μεγέθους. Από τις 1017 πηγές που παρατηρήθηκαν στα πρώτα δύο έτη της λειτουργίας του σε υψηλά γαλαξιακά πλάτη, οι 886 είναι ΕΓΠ, εκ των οποίων οι 395 είναι BL Lac, οι 310 FSRQ, οι 157 blazar άγνωστου τύπου, και οι υπόλοιποι 22 είναι ΕΓΠ άλλων τύπων (σχήμα 2.7) [Nolan et al., 2012].

Ο συνδυασμός διαστημικών τηλεσκοπίων με τηλεσκόπια Chereknov έχει προεκτείνει τις παρατηρήσεις μας της ακτινοβολίας από ΕΓΠ κατά πέντε τάξεις μεγέθους (βλ. σχήμα 2.8).

2.3 Λεπτονικά μοντέλα

Η επεξήγηση των φασματικών ενεργειακών κατανομών που λαμβάνουμε από τους ΕΓΠ στηρίζεται στη δημιουργία και δοκιμασία διαφόρων μοντέλων, που προϋποθέτουν την εκπομπή ακτινοβολίας από σωματίδια. Εάν τα υπεύθυνα σωματίδια είναι



ΣΧΗΜΑ 2.7: Ο Δεύτερος Κατάλογος πηγών ακτίνων γ υψηλών ενεργειών του Fermi [Nolan et al., 2012]. Οι ΕΓΠ φαίνονται σαν x.



ΣΧΗΜΑ 2.8: Φάσματα ακτίνων γ ορισμένων ΕΓΠ [Abdo et al., 2009]. Οι παρατηρήσεις του Fermi αναπαρίστανται με πεταλουδοειδείς περιοχές, ενώ οι παρατηρήσεις από τηλεσκόπια Cherenkov με σημεία.

2.4. Αδρονικά και λεπτοαδρονικά μοντέλα

ηλεκτρόνια, τότε τα μοντέλα αναφέρονται ως λεπτονικά. Σύμφωνα με αυτά, ένας πληθυσμός ηλεκτρονίων επιταχύνεται σε υψηλές ενέργειες και η συνιστώσα υψηλής ενέργειας του φάσματος (στις ακτίνες Χ και γ) προέρχεται από αντίστροφο σκεδασμό Compton των ηλεκτρονίων σε φωτόνια-στόχους χαμηλότερης ενέργειας. Τα φωτόνια αυτό μπορεί να προέρχονται από αυτά τα ίδια τα ηλεκτρόνια μέσω ακτινοβολίας σύγχροτρον [Marscher and Gear, 1985, Maraschi et al., 1992, Bloom and Marscher, 1996, Inoue and Takahara, 1996] ή μπορεί να αποτελούν έναν ξεχωριστό πληθυσμό εξωτερικών φωτονίων [Dermer et al., 1992, Sikora et al., 1994].

Η επιτάχυνση των ηλεκτρονίων μπορεί να γίνεται είτε από την εφαρμογή ενός ηλεκτρικού πεδίου σε μεγάλες αποστάσεις, είτε μέσω σκεδασμών, από επιτάχυνση Fermi πρώτης ή δεύτερης τάξεως. Κατά την δεύτερης τάξεως επιτάχυνση Fermi [Fermi, 1949], τα ηλεκτρόνια (ή άλλα φορτισμένα σωματίδια) συγκρούονται επανειλημμένα σε μαγνητικά νέφη. Όταν η σύγκρουση είναι μετωπική, το ηλεκτρόνιο κερδίζει ενέργεια, ενώ όταν γίνεται προς τη κατεύθυνση κίνησης του νέφους, το ηλεκτρόνιο χάνει ενέργεια. Στατιστικά όμως, οι κατά μέτωπο κρούσεις είναι πιο συχνές, με αποτέλεσμα μία σταδιακή επιτάχυνση. Πιο αποδοτικός είναι ο μηχανισμός σύμφωνα με τον οποίο τα ηλεκτρόνια κινούνται εκατέρωθεν ενός κρουστικού κύματος, σκεδαζόμενα από κύματα Alfvén (τοπικές διαταραχές του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου) και στις δύο πλευρές του [Axford et al., 1977, Krymskii, 1977, Bell, 1978, Blandford and Ostriker, 1978]. Καθώς η μέση ενέργεια που το κάθε ηλεκτρόνιο κερδίζει από κάθε διέλευση του κρουστικού κύματος είναι ανάλογη της ταχύτητας του τελευταίου, ενώ στη προηγούμενη περίπτωση ήταν ανάλογη του τετραγώνου της ταχύτητας των μαγνητικών νεφών, οι δύο αυτές περιπτώσεις ονομάστηκαν Fermi πρώτης και δεύτερης τάξης, αντίστοιχα.

Τα λεπτονικά μοντέλα έχουν αποδειχθεί αρκετά επιτυχημένα στην επεξήγηση φασμάτων ΕΓΠ, και έχουν προσαρμοστεί σε χρονοεξαρτώμενους κώδικες για την επίλυση των κινητικών εξισώσεων ηλεκτρονίων και φωτονίων [Mastichiadis and Kirk, 1997, Krawczynski et al., 2002, Böttcher and Chiang, 2002, Katarzyński et al., 2005]. Τέτοια μοντέλα έχουν τη δυνατότητα να ακολουθήσουν τη χρονική μεταβολή των blazar αυτοσυνεπώς.

2.4 Αδρονικά και λεπτοαδρονικά μοντέλα

Στα αδρονικά μοντέλα, γίνεται η υπόθεση ότι υπάρχει ένας πληθυσμός πρωτονίων που επιταχύνεται στο ίδιο περιβάλλον όπου επιταχύνονται ηλεκτρόνια [Mannheim, 1998, Mücke et al., 2003a, Böttcher et al., 2009]. Όταν συνυπάρχουν επιταχυνόμενα ηλεκτρονία μαζί με τα πρωτόνια, ονομάζουμε το μοντέλο λεπτοαδρονικό. Αν και τα αμιγώς αδρονικά μοντέλα είναι χρήσιμα στη βασική μελέτη του προβλήματος, τα λεπτοαδρονικά είναι πιο ρεαλιστικά, μια και δεν υπάρχει κάποιος καλός λόγος για να υποτεθεί ότι σε ένα περιβάλλον όπου υπάρχει επιτάχυνση πρωτονίων δεν θα παρατη-



ΣΧΗΜΑ 2.9: Φασματική ενεργειακή κατανομή του HBL RX J0648.7+1516 [Aliu et al., 2011]. Τα άνω όρια παρατήρησης του Fermi αντιστοιχούν σε ένα παράθυρο χρόνου 2 μηνών συμπαρατήρησης με το VERITAS, ενώ τα καφέ σημεία του Fermi δείχνουν το μέσο φάσμα στη διάρχεια 2 ετών. Η πλήρης γραμμή υποδηλώνει ένα πλήρως λεπτονικό φιτάρισμα με SSC. Η διακεκομμένη στικτή-διακεκομμένη γραμμή είναι φιτάρισμα με λεπτονικό SSC + εξωτερικό Compton, ενώ η διακεκομμένη γραμμή δείχνει ένα φιτάρισμα με ένα ημιαναλυτικό αδρονικό μοντέλο που περιγράφεται στο [Boettcher, 2012].

ρείται επιτάχυνση ηλεκτρονίων. Προς επιβεβαίωση αυτού, τα φιταρίσματα φασμάτων τείνουν να δίνουν καλύτερα αποτελέσματα σε κάποιες λεπτοαδρονικές περιπτώσεις, ή τουλάχιστον ισοδύναμα σε όλα τα είδη blazar, όπως φαίνεται ενδεικτικά στο σχήμα 2.10.

Είτε ένα μοντέλο είναι αδρονικό είτε λεπτοαδρονικό, η δημιουργία φωτονίων υψηλών ενεργειών προκύπτει από αλληλεπιδράσεις των επιταχυνόμενων πρωτονίων, είτε με ψυχρά πρωτόνια-στόχους [Protheroe and Kazanas, 1983, Zdziarski, 1986, Kazanas and Ellison, 1986, Siewert et al., 2004, Reynoso et al., 2011] είτε με φωτόνια [Colgate, 1983, Blumenthal, 1970], με τα οποία τα πρωτόνια μπορούν να χάνουν ενέργεια είτε παράγοντας φωτοζεύγη είτε σε φωτοαδρονικές αλληλεπιδράσεις. Οι Sikora, Kirk, Begelman και Schneider [Sikora et al., 1987] εξέτασαν τους ρυθμούς ψύξης των πρωτονίων για ένα εκτιμώμενο τυπικό περιβάλλον ΕΓΠ και κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι για ενέργειες πρωτονίων $E_p < 10^4 - 10^5 \text{GeV}$ οι συγκρούσεις πρωτονίου-πρωτονίου είναι ο κυρίαρχος μηχανισμός ψύξης, ενώ για υψηλότερες ενέργειες οι άλλοι δύο μηχανισμοί επικρατούν.

Τα φωτόνια-στόχοι για τους μηχανισμούς αυτούς μπορεί να παράγονται στην επιταχυνόμενη περιοχή από ακτινοβολία σύγχροτρον ενός ανεξάρτητου πληθυσμού ηλεκτρονίων [Mannheim, 1993], μπορεί να προέρχονται από κάποια εξωτερική πηγή [Protheroe, 1997, Bednarek and Protheroe, 1999, Atoyan and Dermer, 2001] ή μπορούν



ΣΧΗΜΑ 2.10: Φασματικές ενεργειακές κατανομές τεσσάρων υποκατηγοριών blazar: a) το FSRQ 3C279 [Collmar et al., 2010], b) το LBL BL Lacertae [Abdo et al., 2010], c) το IBL 3C66A [Abdo et al., 2011] και d) το HBL RGB J0710+591 [Acciari et al., 2010]. Στη πρώτη περίπτωση (3C279) οι γραμμές υποδηλώνουν φιταρίσματα από μονοζωνικά λεπτονικά μοντέλα στις διάφορες εποχές που αναφέρονται στο σχήμα. Στις υπόλοιπες περιπτώσεις οι κόκκινες γραμμές είναι φιταρίσματα με ένα μονοζωνικό λεπτονικό μοντέλα ενώ οι πράσινες γραμμές είναι φιταρίσματα με ένα μονοζωνικό λεπτοαδρονικό μοντέλο. Το σχήμα και η επεξήγηση των χρησιμοποιούμενων μοντέλων είναι από το [Boettcher, 2012].

να προέρχονται από ακτινοβολία σύγχροτρον των ίδιων των πρωτονίων [Aharonian, 2000, Mücke and Protheroe, 2001].

Για να είναι ανταγωνιστικά με τα λεπτονικά μοντέλα στην έρευνα μεταβλητών πηγών, τα αδρονικά μοντέλα θα έπρεπε και αυτά να προσαρμοστούν σε αυτοσυνεπείς, χρονοεξαρτώμενους χώδιχες. Λόγω, όμως, της μεγαλύτερης πολυπλοχότητας των εμπλεχόμενων αλληλεπιδράσεων χαι του συνεπαχόλουθα μεγαλύτερου χρόνου εκτέλεσης των προσομοιώσεών τους, η προσέγγιση αυτή είναι πιο δύσκολη στη περίπτωσή τους. Οι πρώτες απόπειρες [Mastichiadis and Kirk, 1995] χρησιμοποίησαν απλές συναρτήσεις-δ για τη παραγωγή δευτερογενών σωματιδίων, ενώ η παραγωγή φωτοζευγών Bethe-Heitler υπολογίστηχε με μεγαλύτερη αχρίβεια, με έναν τέτοιο χρονοεξαρτώμενο τρόπο, από τους Mastichiadis, Protheroe και Kirk το 2005 Mastichiadis et al. [2005], χρησιμοποιώντας τα αποτελέσματα προσομοιώσεων Monte Carlo Protheroe and Johnson [1996] για το σχοπό αυτό. Στη παρούσα εργασία έγινε το επόμενο βήμα προς ένα πλήρες, αυτοσυνεπές, χρονοεξαρτώμενο λεπτοαδρονικό μοντέλο, με την εισαγωγή φωτοαδρονικών αλληλεπιδράσεων, κάνοντας χρήση των αποτελεσμάτων του κώδικα Monte Carlo για αδρονικές αλληλεπιδράσεις SOPHIA [Mücke et al., 2000]. Στο επόμενο χεφάλαιο θα αναλύσουμε τη φυσιχή πίσω από τις φωτοαδρονιχές αλληλεπιδράσεις και την αντιμετώπισή τους από το SOPHIA, ενώ στη συνέχεια θα επεκταθούμε στις υπόλοιπες εμπλεχόμενες αλληλεπιδράσεις χαι στον τρόπο αντιμετώπισής τους στον κώδικά μας.

Κεφάλαιο 3

ΦΩΤΟΑΔΡΟΝΙΚΕΣ ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ

3.1 Κινηματική συγκρούσεων σωματιδίων

Προτού περάσουμε στην ειδική περίπτωση των συγκρούσεων $N - \gamma$ είναι ίσως χρήσιμο να αναφερθούμε στη γενική περίπτωση. Ας ορίσουμε πρώτα τα εξής συστήματα αναφοράς: (α) το σύστημα 'εργαστηρίου' (LF), και (β) το σύστημα κέντρου μάζας της αλληλεπίδρασης (CMF). Το σύστημα εργαστηρίου (LF) δεν ταυτίζεται αναγκαία με το σύστημα του παρατηρητή, εφόσον η περιοχή στην οποίο κινούνται τα σωματίδια μπορεί να έχει σχετική κίνηση ως προς το τελευταίο.

Εάν τώρα θεωρήσουμε τη σύγκρουση δύο σωματιδίων, των a και b, που οδηγεί στη δημιουργία των σωματιδίων c, d, ... στο LF:

$$a+b \to c+d+\dots \tag{3.1}$$

τα αρχικά σωματίδια θα έχουν μάζες m_a , m_b , ενέργειες ϵ_a , ϵ_b και τετραορμές $P_a = (\frac{\epsilon_a}{c}, \vec{p}_a)$, $P_b = (\frac{\epsilon_b}{c}, \vec{p}_b)$ αντίστοιχα. Για να μπορούν να δημιουργηθούν τα νέα σωματίδια, η ελάχιστη ενέργεια των a και b στο CMF θα πρέπει μόλις που να επαρκεί για να δημιουργηθούν τα c, d, ... με την ενέργεια ηρεμίας τους.

Από τις τετραορμές λαμβάνουμε τη συνολική ενέργεια:

$$E^{\prime 2} = c^2 (P_a + P_b)^2 = m_a^2 c^4 + m_b^2 c^4 + 2\epsilon_a \epsilon_b - 2\vec{p}_a \vec{p}_b c^2$$
(3.2)

ενώ η ενέργεια κατωφλίου για τη δημιουργία των c, d, ... είναι

$$E'_{th} = m_a c^2 + m_b c^2 + \Delta m c^2 = m_c c^2 + m_d c^2 + \dots$$
(3.3)

όπου Δm είναι η διαφορά μάζας μεταξύ αρχικών και τελικών σωματιδίων. Συνδυά-ζοντας τις δύο τελευταίες εξισώσεις λαμβάνουμε:

$$\epsilon_a \epsilon_b - \vec{p}_a \vec{p}_b c^2 = m_a m_b c^4 + \Delta m c^4 (m_a + m_b + \frac{\Delta m}{2})$$
(3.4)



ΣΧΗΜΑ 3.1: Συστήματα αναφοράς: a) σύστημα 'εργαστηρίου' (LF), b) σύστημα ηρεμίας του νουκλεονίου (NRF) και c) σύστημα κέντρου μάζας της αλληλεπίδρασης (CMF). Το σχήμα προέρχεται από το [Mannheim and Biermann, 1989].

Όταν και τα δύο αρχικά σωματίδια έχουν μη-μηδενικές μάζες, η εξίσωση 3.4 γίνεται

$$\gamma_b \gamma_b - \sqrt{(\gamma_a^2 - 1)(\gamma_b^2 - 1)} \cos\theta = 1 + \Delta m (\frac{1}{m_a} + \frac{1}{m_b} + \frac{\Delta m}{2m_a m_b})$$
(3.5)

όπου η γωνία θ είναι η γωνία σύγχρουσης των δύο σωματιδίων στο LF.

Στη περίπτωση που το ένα σωματίδιο είναι φωτόνιο, οπότε $m_b = 0$, η εξίσωση 3.5 γίνεται

$$\epsilon_b(\gamma_a - \sqrt{\gamma_a^2 - 1}\cos\theta) = \Delta mc^2 (1 + \frac{\Delta m}{2m_a})$$
(3.6)

Μπορούμε αχόμα να υπολογίσουμε την ενέργεια του σωματιδίου b όπως φαίνεται στο σύστημα ηρεμίας του a, E_{ba} . Εφόσον το μέτρο της τετραορμής είναι αναλλοίωτο μέγεθος, δεν έχουμε παρά να μηδενίσουμε τη ταχύτητα του a χαι να εξισώσουμε τα γινόμενα P_aP_b για τις δύο περιπτώσεις:

$$P_a P_b = \frac{\epsilon_a \epsilon_b}{c^2} - \vec{p}_a \vec{p}_b = m_a E_{ba} \tag{3.7}$$

Όταν και τα δύο σωματίδια έχουν μη-μηδενική μάζα, η εξίσωση 3.7 γίνεται:

$$E_{ba} = m_b c^2 [\gamma_a \gamma_b - \sqrt{(\gamma_a^2 - 1)(\gamma_b^2 - 1)} cos\theta]$$
(3.8)

ενώ αν το σωματίδιο b είναι φωτόνιο, η εξίσωση 3.7 γίνεται:

$$E_{ba} = \epsilon_b [\gamma_a - \sqrt{\gamma_a^2 - 1} \cos\theta] \tag{3.9}$$

3.2 Κινηματική συγκρούσεων $N - \gamma$

Για τη προσέγγιση των φωτοαδρονικών αλληλεπιδράσεων σε αστροφυσικά περιβάλλοντα είναι χρήσιμο να ορίσουμε ένα επιπλέον σύστημα αναφοράς, το σύστημα
3.2. Κινηματική συγκρούσεων $N - \gamma$

ηρεμίας του νουκλεονίου (πρωτονίου ή νετρονίου, αμφότερα συμβολίζονται με N αν δεν χρειάζεται να γίνει διαχωρισμός μεταξύ τους στο κείμενο) (NRF). Τα τρία, πλέον, συστήματα αναφοράς φαίνονται στο σχήμα 3.1. Ακόμα, για ευκολία στους υπολογισμούς, θα χρησιμοποιήσουμε μονάδες όπου $\hbar = c = e = 1$. Στο LF ας ονομάσουμε την ενέργεια του νουκλεονίου E_N , του φωτονίου ϵ , ενώ η μεταξύ τους γωνία αλληλεπίδρασης είναι θ . Τότε, η γωνία αυτή θα δίνεται από:

$$\cos\theta = (\vec{p}_N \cdot \vec{p}_\gamma) / \beta_N E_N \epsilon \tag{3.10}$$

όπου \vec{p}_N είναι η ορμή του νουχλεονίου και \vec{p}_γ του φωτονίου. Ο παράγοντας Lorentz του νουχλεονίου είναι $\gamma_N = E_N/m_N = (1 - \beta_N^2)^{-1/2}$ και ο ισοδύναμος παράγοντας Lorentz του φωτονίου (ο παράγοντας Lorentz που θα είχε εάν το φωτόνιο ειχε μάζα ίση με αυτή του ηλεκτρονίου) είναι $x = \epsilon/m_e$, όπου m_N είναι η μάζα του νουχλεονίου και m_e η μάζα του ηλεκτρονίου. Στα άλλα δύο συστήματα αναφοράς, οι παραπάνω όροι συμβολίζονται με τη προσθήχη ενός τόνου (') για το NRF ή ενός αστερίσχου (*) για το CMF.

Με αυτές τις συμβάσεις, η ενέργεια του φωτονίου όπως φαίνεται από το νουκλεόνιο στο NRF θα είναι (από τη σχέση 3.9):

$$\epsilon' = \epsilon \gamma_p (1 - \beta_N \cos\theta) \tag{3.11}$$

Η αδιάστατη ενέργεια του συστήματος θα είναι

$$\sqrt{s} = \sqrt{(\vec{p}_N' + \vec{p}_\gamma')^2} = \sqrt{m_N^2 + 2m_N\epsilon'} = \sqrt{m_N^2 + 2E_N\epsilon(1 - \beta_N \cos\theta)}$$
(3.12)

Το κάτω όριο ενέργειας για παραγωγή μεσονίου προκύπτει από τη συνθήκη εξίσωσης της συνολικής ενέργειας στο κέντρο μάζας με αυτή του νουκλεονίου σε ηρεμία και ενός ουδέτερου πιονίου σε ηρεμία, δηλαδή

$$\sqrt{s_{th}} = m_N + m_{\pi^0}. \tag{3.13}$$

Το άνω όριο αντιστοιχεί σε μετωπική σύγκρουση, δηλαδή

$$s_{max} = m_N^2 + 2E_N\epsilon(1+\beta_N), \qquad (3.14)$$

ενώ η ενέργεια κατωφλίου για το φωτόνιο προκύπτει από μετωπική σύγκρουσή που δίνει τη χαμηλότερη ενέργεια κέντρου μάζας για παραγωγή μεσονίου, $\epsilon_{th} = (s_{th} - m_N^2)/2(E_N + p_N)$.

Στο LF, ο ρυθμός αντίδρασης του νουχλεονίου με μονοενεργειαχά φωτόνια μπορεί να υπολογιστεί από το γινόμενο της ενεργού διατομής $\sigma_{N\gamma}$ με τη πυχνότητα των φωτονίων $n(\epsilon)$ που "σαρώνονται" από αυτή την ενεργό διατομή, επί την ταχύτητα των νουχλεονίων, v_N :

$$R(E_N) = v_N n(\epsilon) \sigma_{N\gamma} \tag{3.15}$$

Όταν συνυπολογίσουμε τις διαφορετικές γωνίες αλληλεπίδρασης με κάθε φωτόνιο και το ότι αντί για μονοενεργειακά φωτόνια έχουμε μία κατανομή τους στο φασικό χώρο των ενεργειών, ο ρυθμός αντίδρασης γίνεται λίγο πιο πολύπλοκος:

$$R(E_N) = v_N \int d\epsilon \int_{-1}^{+1} \frac{d\cos\theta}{2} (1 - \frac{v_N}{c} \cos\theta) n(\epsilon, \cos\theta) \sigma_{N\gamma}(\epsilon')$$
(3.16)

Θεωρώντας ένα ισοτροπικό πεδίο φωτονίων, δηλαδή $n(\epsilon, \cos\theta) = n(\epsilon)$, μπορούμε να αντικαταστήσουμε το ολοκλήρωμα ως προς τη γωνία με ένα ολοκλήρωμα ως προς ϵ' , χρησιμοποιώντας τη σχέση 3.11:

$$R(E_N) = \frac{1}{2} \frac{m_N^2 c}{E_N^2 \beta_N} \int_{\epsilon_{th}}^{\infty} \mathrm{d}\epsilon \frac{n(\epsilon)}{\epsilon^2} \int_{\epsilon'_{th}}^{2E_N \epsilon/m_N} \mathrm{d}\epsilon' \epsilon' \sigma_{N\gamma}(\epsilon')$$
(3.17)

Χρησιμοποιώντας τη σχέση 3.12 μπορούμε πάλι να αλλάξουμε τον δεύτερο όρο ολοκλήρωσης με το s:

$$R(E_N) = \frac{c}{8E_N^2\beta_N} \int_{\epsilon_{th}}^{\infty} \mathrm{d}\epsilon \frac{n(\epsilon)}{\epsilon^2} \int_{s_{th}}^{s_{max}} ds(s-m_N^2)\sigma_{N\gamma}(s)$$
(3.18)

Η αλληλεπίδραση καταλήγει σε έναν αριθμό N_c πιθανών καναλιών, το καθένα από τα οποία έχει $N_{f,c}$ σωματίδια στην τελική κατάσταση. Τα τελικά αυτά σωματίδια εκφράζονται από τις τρι-ορμές τους (p_i, χ_i, ϕ_i) , όπου p_i είναι η ορμή κάθε σωματιδίου, χ_i η πολική του γωνία σε σχέση με το διάνυσμα της ορμής του αρχικού νουκλεονίου και ϕ_i η αζιμουθιακή γωνία σε σχέση με το ίδιο. Το κύριο ζητούμενο, πλέον, για την περιγραφή της αλληλεπίδρασης είναι η ενεργός διατομή, που συντίθεται από τις ενεργές διατομές μάθε μίας από τις διαδικασίες που θα αναφέρουμε στη συνέχεια.

3.3 Παράγωγα συγκρούσεων $N - \gamma$

Οι αλληλεπιδράσεις νουχλεονίου-φωτονίου μπορεί να οδηγήσουν είτε στη παραγωγή ζεύγους ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου (μία διαδικασία στην οποία θα αναφερθούμε πιό αναλυτικά στο κεφ. 4.5.2), είτε στη παραγωγή πιονίων. Στη τελευταία περίπτωση, εκτός από τις ενεργειακές απώλειες πρωτονίων κατά το πρώτο κανάλι αλληλεπίδρασης

(a)
$$p + \gamma \longrightarrow p + \pi^0$$
 (3.19)

ένας εξίσου μεγάλος αριθμός πρωτονίων χάνεται ολοκληρωτικά, αφού μετατρέπονται σε νετρόνια κατά το δεύτερο κανάλι αλληλεπίδρασης,

(b)
$$p + \gamma \longrightarrow n + \pi^+$$
 (3.20)

3.4. Διαδικασίες αλληλεπίδρασης

Τα νετρόνια, όντας ουδέτερα, μπορούν να διαφύγουν από τη πηγή το ίδιο γρήγορα όσο τα φωτόνια ή τα νετρίνα. Κατά τη διαδρομή τους, όμως, είναι επιρρεπή σε αλληλεπιδράσεις με τα φωτόνια του χώρου, μέσω δύο ισοδύναμων χαναλιών με τα προηγούμενα:

(c)
$$n + \gamma \longrightarrow n + \pi^0$$
 (3.21)

$$(d) \qquad n + \gamma \longrightarrow p + \pi^{-}, \tag{3.22}$$

Τελικά μεταπίπτουν αυθόρμητα πίσω σε πρωτόνια, ύστερα από έναν μέσο χρόνο ζωής $\tau = 881.5 \pm 1.5s$ [Nakamura, K. et al. (Particle Data Group), (2010].

(e)
$$n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e.$$
 (3.23)

Η δημιουργία δέσμιας κατάστασης πρωτονίου-ηλεκτρονίου (ατομικό υδρογόνο), κατά τη διάσπαση των νετρονίων, έχει πολύ χαμηλή πιθανότητα (ο λόγος των ρυθμών δημιουργίας αδέσμευτης προς δέσμιας κατάστασης είναι: $\omega_b/\omega_c \approx 4.2 \cdot 10^{-6}$), εκτός αν το μαγνητικό πεδίο είναι της τάξης των 10^{13} G [Kouzakov and Studenikin, 2005]. Εφόσον τα μαγνητικά πεδία που εξετάζουμε είναι της τάξης των 1-100G, δεν τη λαμβάνουμε υπόψιν.

Τα μεν ουδέτερα πιόνια διασπώνται σε φωτόνια, τα δε φορτισμένα διασπώνται σε μιόνια και νετρίνα, ενώ τα μιόνια διασπώνται με τη σειρά τους σε ηλεκτρόνια:

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma \tag{3.24}$$

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \qquad \mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \tag{3.25}$$

$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \qquad \mu^- \longrightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$
(3.26)

3.4 Διαδικασίες αλληλεπίδρασης

Οι φωτοαδρονικές αλληλεπιδράσεις κυριαρχούνται από τη παραγωγή συντονισμών στις χαμηλές ενέργειες. Κατά αυτή τη διαδικασία, το αρχικό βαρυόνιο διεγείρεται σε βαρυονικό συντονισμό με την απορρόφηση ενός φωτονίου, σχηματίζοντας έτσι ένα βραχύβιο "σωματίδιο" με μάζα που εξαρτάται από την ενέργεια που προσλαμβάνει το βαρυόνιο από το φωτόνιο. Οι συντονισμοί αυτοί διασπώνται αμέσως σε άλλα αδρόνια, και ο πιό κοινός συντονισμός, καθότι αντιστοιχεί και στη χαμηλότερη ενέργεια, είναι ο Δ(1232). Με μάζα 1232 MeV είναι μόλις 300 MeV βαρύτερος από ένα νουκλεόνιο και στο 99% των διασπάσεων του δίνει ένα πιόνιο, $\Delta \rightarrow N\pi$, με λιγότερο από το 1% των διασπάσεών του να οδηγούν σε παραγωγή φωτονίου, $\Delta \to N\gamma$ [Pascalutsa et al., 2007]. Λόγω του ότι ο Δ(1232) εμφανίζει την υψηλότερη κορυφή συντονισμού, και αρχετά απομονωμένη από όλες τις άλλες χάρη στο πλάτος της των 120 MeV, ενώ η ενεργός διατομή εμφανίζει έντονο συσχετισμό με αυτή την ενέργεια, παλαιότερες προσεγγίσεις μπορούσαν να λαμβάνουν μόνο αυτην υπόψιν, χρησιμοποιώντας προσεγγιστικές ενεργές διατομές με συναρτήσεις δέλτα για να αναπαράγουν τις ενεργειαχές απώλειες λόγω αυτών, εφόσον παρέμεναν σε χαμηλές αρχετά ενέργειες ώστε η Δ(1232) να χυριαρχεί.

Μία άλλη διαδιχασία που γίνεται αισθητή σε χαμηλές ενέργειες είναι η απευθείας παραγωγή μεσονίων, λόγω της ανεστίαστης αλληλεπίδρασης των φωτονίων με την ειχονιχή δομή του νουχλεονίου. Τέλος, σε υψηλότερες ενέργειες ($\sqrt{s} > 2GeV$), η συνολιχή ενεργός διατομή γίνεται ανεξάρτητη της ενέργειας, χαθώς η διαδιχασία της ανελαστιχής πολυσωματιδιαχής παραγωγής υποχαθιστά τις συνεισφορές από τους συντονισμούς χαι τις απευθείας παραγωγές μεσονίων.

3.4.1 Βαρυονικοί Συντονισμοί

Οι βαρυονιχοί συντονισμοί έγχεινται στην συντονισμένη απορρόφηση φωτονίων από το νουχλεόνιο χαι την μετέπειτα εχπομπή σωματιδίων, μία διαδιχασία διέγερσης χαι εχπομπής. Είναι χυρίαρχη στην ενεργειαχή περιοχή $1.08GeV < \sqrt{s} < 2GeV$ χαι η ενεργός διατομή για την παραγωγή συντονισμού με στροφορμή J δίνεται από την εξίσωση των Breit-Wigner¹

$$\sigma_{bw}(s; M, \Gamma, J) = \frac{s}{(s - m_N^2)^2} \frac{4\pi b_\gamma (2J + 1)s\Gamma^2}{(s - M^2)^2 + s\Gamma^2}$$
(3.27)

όπου M και Γ είναι η μάζα και το πλάτος του συντονισμού και b_{γ} είναι ο λόγος διακλάδωσης για την φωτοδιάσπαση του συντονισμού, κάτι που ισοδυναμεί με την πιθανότητα φωτοδιέγερσης. Η διάσπαση κυριαρχείται από βαρυονικά κανάλια, καταλήγοντας σε νέα νουκλεόνια. Η ενεργός διατομή κάθε αδρονικού καναλιού ξεχωριστά, με λόγο διακλάδωσης b_c , μπορεί να γραφεί ως

$$\sigma_c(s; M, \Gamma, J) = b_c \sigma_{bw}(s; M, \Gamma, J) \tag{3.28}$$

όπου $\sum_{c} b_{c} = 1 - b_{\gamma} \approx 1$. Τα περισσότερα κανάλια διάσπασης οδηγούν σε ενδιάμεσες ή τελικές καταστάσεις δύο σωματιδίων, ενίοτε εμπεριέχοντας νέους συντονισμούς.

^{&#}x27;H Breit-Wigner είναι μία κατανομή πιθανότητας που χρησιμοποιείται για τις ενεργές διατομές πυρηνικής σκέδασης σε συντονισμό, η δε γενική της μορφή είναι: $\sigma(E) = \frac{\Gamma}{(2\pi)[(E-E_0)^2 + (\Gamma/2)^2]}$, όπου E_0 είναι η ενέργεια μέγιστης σκέδασης (γύρω από την οποία η κατανομή είναι συμμετρική) και Γ είναι το πλάτος στο μισό του μέγιστου. Το πλάτος της κατανομής και ο χρόνος διάρκειας του συντονισμού τ συνδέονται μέσω της αρχής απροσδιοριστίας του Heisenberg: $\Gamma \tau = \hbar$.

3.4. Διαδικασίες αλληλεπίδρασης

Για τη διάσπαση σε πιόνιο (κανάλ
ι $N\pi),$ η γωνιακή κατανομή της τελικής κατάστασης είναι

$$\frac{d\sigma_{N\pi}}{d\cos\chi^*} \propto \sum_{\lambda=-J}^{J} |f_{\frac{1}{2},\lambda}^J d_{\lambda,\frac{1}{2}}^J(\chi^*)|^2$$
(3.29)

όπου χ* είναι η γωνία σχέδασης στο CMF και τα $f_{\frac{1}{2},\lambda}^J$ είναι τα πλάτη ελικότητας $N\pi$. Or $d_{\lambda,\frac{1}{2}}^J$ είναι συναρτήσεις γωνιαχής κατανομής, ορισμένες σύμφωνα με τις σφαιρικές αρμονικές. Τα πλάτη ελικότητας $N\pi$ καθορίζονται από τα πλάτη ελικότητας $A_{\frac{1}{2}}$ και $A_{\frac{2}{3}}$ για φωτοδιέγερση, που μετριούνται για πολλούς συντονισμούς βαρυονίων [Bransden et al., 1973, Nakamura, K. et al. (Particle Data Group), (2010]. Η ίδια έχφραση ισχύει και για άλλες τελικές καταστάσεις που εμπεριέχουν ένα νουκλεόνιο και ένα μεσόνιο με ισοσπίν 0 (π.χ. $N\eta$). Για κανάλια διάσπασης με άλλες παραμέτρους σπιν, όμως, η κατάσταση είναι αρκετά πιο πολύπλοχη και υποθέτουμε προς χάριν απλότητας μία ισοτροπική διάσπαση του συντονισμού.

3.4.2 Απευθείας Παραγωγή Μεσονίων

Η απευθείας παραγωγή μεσονίων μπορεί να θεωρηθεί ως ηλεκτρομαγνητική σκέδαση από ειχονικά φορτισμένα μεσόνια, τα οποία είναι η κβαντομηχανική υπόσταση του (ουδέτερου στο χρώμα) πεδίου ισχυρής δύναμης γύρω από το βαρυόνιο. Το ειχονικό μεσόνιο, κατά την αλληλεπίδρασή του, αποκτά αρκετά ορμή ώστε να υλοποιηθεί. Πειραματικά, η διαδικασία αυτή παρατηρείται σαν ένα σχετικά άμορφο υπόβαθρο στις τελικές καταστάσεις $N\pi^{\pm}$ και $\Delta\pi^{\pm}$ των φωτο-νουκλεονικών αντιδράσεων.

Η μορφή της ενεργού διατομής για χαμηλές ενέργειες δεν είναι καλά καθορισμένη. Σε υψηλές ενέργειες, σύμφωνα με τη θεωρία Regge ανταλλαγής πιονίων, θα έχουμε $\sigma_{dir}(s) \propto s^{-2}$ [Collins, 2009, Donnachie et al., 1978] (η θεωρία Regge μελετάει τις ιδιότητες των σκεδασμών για στροφορμές που μπορούν να λαμβάνουν και μιγαδικές τιμές). Η γωνιακή κατανομή τη διαδικασίας είναι ισχυρά προσανατολισμένη προς τα εμπρός και μπορεί να παραμετροποιηθεί για μικρά |t| (όπου t είναι το τετράγωνο της τετραορμής που μεταφέρεται από την αρχική στη τελική κατάσταση του βαρυονίου) ως:

$$\frac{d\sigma_{dir}}{dt} \propto e^{(b_{dir}t)} \tag{3.30}$$

με μία πειραματικά καθορισμένη κλίση $b_{dir} \approx 12 GeV^{-2}$ [Donnachie et al., 1978]

Η ολική ενεργός διατομή για τη διαδικασία απευθείας σκέδασης είναι περίπου $\propto m_t^{-2}$, όπου m_t είναι η (ονομαστική) μάζα του ανταλλασσόμενου εικονικού σωματιδίου. Επομένως, η απευθείας παραγωγή πιονίων κυριαρχεί, ενώ οι συνεισφορές από βαρύτερα μεσόνια καταστέλλονται. Το ίδιο ισχύει και για απευθείας αντιδράσεις με την ανταλλαγή ενός εικονικού βαρυονίου (στο κανάλι u). Παρόλα αυτά, όσο αυξάνει η ενέργεια τόσο περισσότερα κανάλια συνεισφέρουν στην συνολική ενεργό διατομή, περιπλέκοντας την ανάλυση της διαδικασίας.

3.4.3 Διαδικασίες υψηλών ενεργειών

Φαινομενολογικά, οι αλληλεπιδράσεις υψηλών ενεργειών μπορούν να θεωρηθούν ως διαδικασίες ανταλλαγής ρεγγεονίων και πομερονίων, στα πλαίσια της θεωρίας Regge. Αμφότερα είναι ημι-σωματίδια που αντιστοιχούν σε αθροίσεις ορισμένων διαγραμμάτων Feynman στο όριο Regge ($|t| \ll s$) [Collins, 2009], τα δε πομερόνια είναι ειδική υποπερίπτωση των ρεγγεονίων χωρίς φορτίο και με τους κβαντικούς αριθμούς του κενού. Οι ενεργές διατομές για ανταλλαγή ρεγγεονίων και πομερονίων κυριαρχούν ολοκληρωτικά στην συνολική ενεργό διατομή για υψηλές ενέργειες. Υπάρχουν πολλές διαφορετικές παραμετροποιήσεις των ενεργών διατομών, βασισμένες στη θεωρία Regge. Εδώ χρησιμοποιούμε μία που βασίζεται στο μοντέλο Donnachie-Landshoff [Nakamura, K. et al. (Particle Data Group), (2010, Donnachie and Landshoff, 1992]:

$$\sigma_{reg} \propto (\frac{s - m_p^2}{s_0})^{-0.34} \tag{3.31}$$

$$\sigma_{pom} \propto (\frac{s - m_p^2}{s_0})^{0.095}$$
 (3.32)

όπου $s_0 = 1 GeV^2$.

Είναι βολικό να κατατάσσουμε τις διαδικασίες υψηλών ενεργειών σε περιθλαστικές και μη-περιθλαστικές, όπου οι περιθλαστικές αλληλεπιδράσεις χαρακτηρίζονται από την παραγωγή πολύ λίγων δευτερευόντων σωματιδίων στη διεύθυνση των εισερχόμενων σωματιδίων.

3.5 Ο Κώδικας SOPHIA

Τα μοντέλα φωτοαδρονικών αλληλεπιδράσεων που παρουσιάστηκαν στο προηγούμενο κεφάλαιο χρησιμοποιήθηκαν για τη παραμετροποίηση των ενεργών διατομών και των συναρτήσεων τελικών κατανομών στον κώδικα SOPHIA (Simulations Of Photo Hadronic Interactions in Astrophysics). Ο κώδικας είναι γραμμένος σε γλώσσα προγραμματισμού FORTRAN 77 και εμπεριέχει στοιχεία από τα προγενέστερα προγράμματα JETSET 7.4, Lund Monte Carlo for jet fragmentation, DECSIB, και SIBYLL (ρουτίνα για τη διάσπαση ασταθών σωματιδίων). Ο κώδικας SOPHIA σχεδιάστηκε για την επίτευξη κατανομών από φωτοαδρονικές διαδικασίες με ελάχιστο σφάλμα για αστροφυσικές εφαρμογές, και ο βασικός του περιορισμός είναι ότι δεν έχει δοκιμαστεί για ενέργειες κέντρου μάζας $\sqrt{s} \ge 1000 GeV$ [Mücke et al., 2000].

Για την παραγωγή συντονισμών χρησιμοποιείται η εξίσωση 3.27, όπου η συνεισφορά στην ενεργό διατομή από έναν συντονισμό μάζας M και πλάτους Γ μπορεί να γραφεί ως συνάρτηση της ενέργειας φωτονίου ϵ' στο NRF:

$$\sigma(\epsilon') = \frac{s}{\epsilon'^2} \frac{\sigma_0 \Gamma^2 s}{(s - M^2)^2 + \Gamma^2 s}$$
(3.33)

όπου η ενεργός διατομή σ_0 καθορίζεται εξ ολοκλήρου από τη στροφορμή του συντονισμού και την ισχύ ηλεκτρομαγνητικής διέγερσης b_{γ} .

Η ενεργός διατομή για απευθείας παραγωγή μεσονίων, σε αντίθεση με αυτήν για τους συντονισμούς, δεν καθορίζεται πλήρως από καλά ορισμένες παραμέτρους. Φαινομενολογικά, λαμβάνεται η παραμετροποίηση

$$\sigma_{dir}(\epsilon') = \sigma_{max} \operatorname{Pl}(\epsilon'; \epsilon'_{th}, \epsilon'_{max}, 2), \qquad (3.34)$$

όπου η συνάρτηση $Pl(\epsilon'; \epsilon'_{th}, \epsilon'_{max}, \alpha)$ τείνει προς το μηδέν για $\epsilon' = \epsilon'_{th}$, περνάει από μία μέγιστη τιμή για $\epsilon' = \epsilon'_{max}$ και μετά ακολουθεί μία ασυμπτωτική συμπεριφορά $\propto (\epsilon')^{-\alpha}$.

Στις υψηλές ενέργειες, τέλος, υποθέτουμε ότι οι ενεργές διατομές για περιθλαστικές και μη-περιθλαστικές αλληλεπιδράσεις διατηρούν μία αντιστοιχία μεταξύ τους για όλες τις ενέργειες:

$$\sigma_{diff} = 0.15\sigma_{frag} \tag{3.35}$$

Για την παραμετροποίηση του σ_{frag} χρησιμοποιήθηκε η σχέση

$$\sigma_{frag}(\epsilon') = [1 - e^{\left(-\frac{\epsilon' - 0.85}{0.69}\right)}] [28.8(26.0)(\epsilon')^{-0.34} + 58.3(\epsilon')^{0.095}].$$
(3.36)

Στο σχήμα 3.2 φαίνεται η συνολική ενεργός διατομή, συναρτήσει της ενέργειας, με τις διάφορες συνιστώσεις που λαμβάνονται υπόψιν στον κώδικα SOPHIA. Η σύμπτωση με τα δεδομένα, ιδίως στις υψηλές ενέργειες, είναι ικανοποιητική.



ΣΧΗΜΑ 3.2: Η συνολική ενεργός διατομή γρ (πλήρης γραμμή) με τις συνεισφορές από βαρυονικούς συντονισμούς (στικτές γραμμές), απευθείας παραγωγή πιονίων (διακεκομμένη γραμμή), περιθλαστική παραγωγή πολυπιονίων (διακεκομμένη-στικτή γραμμή) και περιθλαστική διασπορά (κάτω διακεκομμένη-τριπλά στικτή γραμμή). Το σχήμα προέρχεται από το [Mücke et al., 2000], όπου αναφέρονται και οι προελεύσεις των πειραματικών σημείων.

Κεφάλαιο 4

ΤΟ ΜΟΝΤΕΛΟ

4.1 Η αδρονική συνιστώσα ενός μεγαλύτερου συστήματος

Αν και σε εργαστηριακά πειράματα ή ανάλογες προσομοιώσεις οι φωτοαδρονικές αλληλεπιδράσεις μπορούν να εξετάζονται από μόνες τους, σε αστροφυσικές πηγές η δράση τους γίνεται παράλληλα με πολλαπλές άλλες διεργασίες. Στη περίπτωση των ΕΓΠ, θεωρούμε ότι η ενεργός περιοχή, όπου επιταχύνονται και ακτινοβολούν τα πρωτόνια, βρίσκεται εντός ενός εστιασμένου πίδακα πλάσματος, σε ένα τμήμα του οποίου (blob) που διαχωρίζεται με κρουστικό κύμα από τον υπόλοιπο πίδακα (βλ. σχήμα 4.1).

Στις υψηλές ενέργειες που απαιτούνται για φωτοαδρονικές αλληλεπιδράσεις ορισμένες από αυτές, όπως η σκέδαση Coulomb ή η ακτινοβολία πέδης, μπορούν να αγνοηθούν λόγω αμελητέας επίδρασης. Αυτές που λαμβάνουμε υπόψιν είναι:

- Παραγωγή ζεύγους ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου (Bethe-Heitler),
- Ακτινοβολία σύγχροτρον από πρωτόνια,
- Ακτινοβολία σύγχροτρον από ηλεκτρόνια,
- Αυτοαπορρόφηση σύγχροτρον,
- Αντίστροφος σκεδασμός Compton στα ηλεκτρόνια,
- Παραγωγή ζεύγους από αλληλεπιδράσεις φωτονίου-φωτονίου,
- Εξαΰλωση ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου,
- Σκεδασμός Compton των φωτονίων σε ψυχρά ζεύγη.



ΣΧΗΜΑ 4.1: Σχηματική παράσταση της ενεργού περιοχής σε έναν ΕΓΠ, καθώς και τα παρατηρούμενα από αυτή σωματίδια. Τα φωτόνια και νετρίνα παρατηρούνται κατευθείαν από τη πηγή, ενώ τα νετρόνια διαφεύγουν από αυτή και διασπώνται σε πρωτόνια, που μπορεί να καταλήξουν στη Γη.

Η μελέτη διάφορων συνδυασμών των παραπάνω μπορεί να γίνει είτε αναλυτικά, είτε με προσομοιώσεις Monte Carlo, είτε με την αριθμητική επίλυση μία κινητικής εξίσωσης. Στις προσομοιώσεις Monte Carlo εξετάζονται οι τροχιές και οι αλληλεπιδράσεις μεμονωμένων σωματιδίων, χρησιμοποιώντας τυχαίους αριθμούς για τον καθορισμό των αλληλεπιδράσεών τους με άλλα στοιχεία του χώρου, όπως σωματίδια του υποβάθρου ή πεδία. Μια και ο αριθμός σωματιδίων που χρησιμοποιείται είναι πολύ μικρότερος του πραγματικού, το κάθε εξεταζόμενο σωματίδιο είναι πρακτικά ένα 'υπερσωματίδιο', που αντιπροσωπεύει έναν μεγάλο αριθμό αντίστοιχων σωματιδίων σύμφωνα με χάποιο στατιστιχό βάρος [Pozdniakov et al., 1977]. Αυτή η μέθοδος είναι εξαιρετικά αποδοτική στην μελέτη μεμονωμένων σωματιδίων, ενώ η δυνατότητα παραχολούθησης των συνολιχών τροχιών των σωματιδίων δίνει τη δυνατότητα μελέτης πολύπλοχων γεωμετριών των στοιχείων υποβάθρου που επηρεάζουν τις τροχιές αυτές (όπως δομές μαγνητικών πεδίων, συγκεκριμένες κατανομές ύλης, κλπ.). Πάσχει όμως από αδυναμία στην αντιμετώπιση αυτοσυνεπών συστημάτων, μια και το κάθε σωματίδιο εχτελεί ολόχληρη τη τροχιά του ανεξάρτητα από τα άλλα, ή από την ενδεχόμενη επίπτωση των άλλων στο σύστημα. Επειδή στη παρούσα εργασία ενδιαφερόμαστε συγκεκριμένα για αυτές τις μεταβολές, στραφήκαμε στη μέθοδο της κινητικής εξίσωσης.

Σε αυτή τη μέθοδο δεν λαμβάνουμε υπόψιν τη συμπεριφορά μεμονωμένων σω-

ματιδίων αλλά συνόλων σωματιδίων τα οποία γεμίζουν ανά πάσα στιγμή έναν καλά καθορισμένο χώρο με κάποια αριθμητική πυκνότητα. Εάν θεωρήσουμε, έτσι, μία σταθερή κατανομή πρωτονίων με διαφορική αριθμητική πυκνότητα $\hat{n}_p dp$, τότε ο χώρος των ορμών p μπορεί να χωριστεί σε περιοχές πλάτους dp όπου υπάρχουν $\hat{n}_p(p)$ πρωτόνια. Εάν η κατανομή δεν είναι σταθερή στο χρόνο, τότε η πυκνότητα κάθε τέτοιου ενεργειακού διαστήματος, ή bin, θα μεταβάλλεται με έναν ρυθμό $\frac{\partial \hat{n}(p,t)}{\partial t}$. Ο ρυθμός αυτός θα καθορίζεται από παράγοντες που αφαιρούν ενέργεια από το κάθε bin πρωτονίων, είτε λόγω αλληλεπίδρασης με άλλα σωματίδια ή πεδία είτε από τη σταδιακή δραπέτευση των πρωτονίων από το χώρο μας, λόγω διάχυσης, και από παράγοντες που προσθέτουν ενέργεια, είτε με την εισροή νέων πρωτονίων στο σύστημα από κάποιον εξωτερικό μηχανισμό, είτε από τη δημιουργία τους ή την αλλαγή ενέργειάς τους (οπότε μεταπίπτουν σε άλλο bin) μέσω αλληλεπίδράσεων.

Μία τέτοια εξίσωση μπορεί κάτω από ορισμένες προϋποθέσεις να λυθεί αναλυτικά, αλλά όταν έχουμε πολλαπλά είδη σωματιδίων να αλληλεπιδρούν, το καθένα με τη δική του κινητική εξίσωση, όπου εμπεριέχονται όροι κέρδους ή απώλειας ενέργειας που προέρχονται από τις άλλες κινητικές εξισώσεις, το σύστημα γίνεται μη-γραμμικό και απαιτείται αριθμητική ολοκλήρωση για την επίλυσή του. Η κάθε εξίσωση επιλύεται ξεχωριστά για ένα πολύ μικρό βήμα χρόνου, και το αποτέλεσμά της χρησιμοποιείται για τις υπόλοιπες. Εάν οι εξισώσεις παρουσιάζουν μεγάλες μεταβολές και μεγάλη εξάρτηση από της παραμέτρους που λαμβάνουν από τις άλλες, το βήμα είναι αναγκαστικά πολύ μικρό και ο χρόνος υπολογισμού είναι συνεπακόλουθα μεγάλος. Όταν οι μεταβολές είναι μικρές (όταν π.χ. το σύστημα φτάνει σε μία σταθερή κατάσταση, όπου οι διάφοροι πληθυσμοί σωματιδίων βρίσκονται σε ισορροπία μεταξύ τους) τότε το βήμα μπορεί να γίνεται μεγάλο.

Εφόσον στη παρούσα εργασία μας ενδιαφέρουν μόνο σχετικιστικά πρωτόνια, είναι χρήσιμο να μετασχηματίσουμε τη κινητική εξίσωση ως προς τον παράγοντα Lorentz των πρωτονίων γ. Επιπρόσθετα, είναι βολικό να κανονικοποιήσουμε το χρόνο ως προς το χρόνο διέλευσης φωτός της πηγής $\hat{t}_{\rm cr} = R/c$, οπότε $t = c\hat{t}/R$, όπου \hat{t} είναι ο πραγματικός χρόνος, R είναι η ακτίνα της πηγής και σ_T είναι η ενεργός διατομή Thomson. Αντιστοίχως, λαμβάνουμε την αδιάστατη πυκνότητα $n_p(\gamma, t)$ ως

$$n_p(\gamma, t)d\gamma = \sigma_{\rm T} R\hat{n}(p, t)dp \tag{4.1}$$

Αυτή η αντιμετώπιση προεκτείνεται και στα υπόλοιπα σωματίδια που μεταχειριζόμαστε στο σύστημά μας, με αποτέλεσμα να εργαζόμαστε με ένα σύνολο ολοκληρωτικοδιαφορικών εξισώσεων της μορφής:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + L_i + Q_i = 0. \tag{4.2}$$

όπου ο δείκτης i αναφέρεται σε πρωτόνια ('p'), ηλεκτρόνια/ποζιτρόνια ('e'), φωτόνια ('γ'), νετρόνια ('n') και νετρίνα ('ν'). Οι συναρτήσεις n_i είναι οι αδιάστατες διαφορικές αριθμητικές πυκνότητες των παραπάνω πληθυσμών, οι οποίοι παράγονται ή εισάγονται στη πηγή μέσω των Q_i και καταστρέφονται ή διαφεύγουν μέσω των L_i . Κανονικοποιούνται από τις απλές διαφορικές αριθμητικές πυκνότητες \hat{n}_i κατά τον αχόλουθο τρόπο:

$$n_i(\gamma_i, t) \mathrm{d}\gamma_i = \sigma_\mathrm{T} R \hat{n}_i(E_i, t) \mathrm{d}E_i \qquad \text{with} \qquad \gamma_i = \frac{E_i}{m_i c^2}$$

$$(4.3)$$

Η ενέργεια των φωτονίων και των νετρίνων κανονικοποιείται ως προς την μάζα ηρεμίας του ηλεκτρονίου σύμφωνα με τις σχέσεις:

$$x = E/m_e c^2 \tag{4.4}$$

$$\gamma_{\nu} = E_{\nu}/m_e c^2 \tag{4.5}$$

Κάθε μία από αυτές τις διαδιχασίες που λαμβάνουμε υπόψιν συνεισφέρει έναν ή παραπάνω όρο σε μία ή παραπάνω χινητική εξίσωση. Έτσι έχουμε:

- Πρωτόνια

$$\frac{\partial n_{\rm p}}{\partial t} + L_{\rm p}^{\rm BH} + L_{\rm p}^{\rm photopion} + L_{\rm p}^{\rm psyn} + \frac{n_{\rm p}}{t_{\rm p,esc}} = Q_{\rm p}^{\rm inj} + Q_{\rm p}^{\rm photopion} + Q_{\rm p}^{\rm ndecay}$$
(4.6)

- Ηλεκτρόνια

 $\frac{\partial n_{\rm e}}{\partial t} + L_{\rm e}^{\rm syn} + L_{\rm e}^{\rm ics} + L_{\rm e}^{\rm ann} + L_{\rm e}^{\rm tpp} + \frac{n_{\rm e}}{t_{\rm e,esc}} = Q_{\rm e}^{\rm ext} + Q_{\rm e}^{\rm BH} + Q_{\rm e}^{\gamma\gamma} + Q_{\rm e}^{\rm photopion} + Q_{\rm e}^{\rm ndecay}$ (4.7)

- Φωτόνια

$$\frac{\partial n_{\gamma}}{\partial t} + \frac{n_{\gamma}}{t_{\gamma,\text{esc}}} + L_{\gamma}^{\gamma\gamma} + L_{\gamma}^{\text{ssa}} = Q_{\gamma}^{\text{syn}} + Q_{\gamma}^{\text{psyn}} + Q_{\gamma}^{\text{ics}} + Q_{\gamma}^{\text{ann}} + Q_{\gamma}^{\text{photopion}}$$
(4.8)

- Νετρίνα

$$\frac{\partial n_{\nu}}{\partial t} + \frac{n_{\nu}}{t_{\rm esc}} = Q_{\nu}^{\rm photopion} + Q_{\nu}^{\rm ndecay}$$
(4.9)

- Νετρόνια

$$\frac{\partial n_{\rm n}}{\partial t} + L_{\rm n}^{\rm photopion} + L_{\rm n}^{\rm ndecay} + \frac{n_{\rm n}}{t_{\rm esc}} = Q_{\rm n}^{\rm photopion}$$
(4.10)

Οι δείκτες αντιστοιχούν σε:

- 1. ΒΗ: Παραγωγή ζεύγους από πρωτόνιο-φωτόνιο
- 2. photopion: Παραγωγή πιονίων από πρωτόνιο-φωτόνιο
- 3. syn: Ακτινοβολία σύγχροτρον από ηλεκτρόνια
- 4. psyn: Ακτινοβολία σύγχροτρον από πρωτόνια
- 5. ssa: Αυτοαπορρόφηση σύγχροτρον
- 6. ics: Αντίστροφος σχεδασμός Compton
- 7. γγ: Παραγωγή ζεύγους από φωτόνιο-φωτόνιο
- 8. ndecay: Διάσπαση νετρονίου
- 9. ann: Εξαΰλωση ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου
- 10. ext: Εξωτερική προέλευση

Τα $t_{p,esc}$ και $t_{e,esc}$ είναι οι χρόνοι διαφυγής για τα πρωτόνια και τα ηλεκτρόνια αντίστοιχα, ενώ το t_{esc} είναι ο χρόνος διαφυγής για ουδέτερα σωματίδια. Ο σκεδασμός Compton των φωτονίων σε ψυχρά ζεύγη βρίσκεται κατά προσέγγιση πολλαπλασιάζοντας τον όρο διαφυγής των φωτονίων, $t_{\gamma,esc}$, με τον παράγοντα

$$t_{\gamma,\text{esc}} = t_{\text{esc}} \times (1 + H(1 - x)\tau_{\text{T}}/3)^{-1}$$
 (4.11)

όπου $\tau_{\rm T}$ είναι το οπτικό βάθος Thomson και H(1-x) ειναι η συνάρτηση Heavyside [Lightman and Zdziarski, 1987].

4.2 Εισαγωγή πρωτονίων

Τα πρωτόνια εισάγονται στο σύστημα με ρυθμό $Q_p = dn_p/dt$, χάτι που πραχτιχά γίνεται με την εισαγωγή τους εχ νέου σε χάθε βήμα χρόνου του χώδιχα. Κατά τη διάρχεια αυτού του χρονιχού διαστήματος χάνονται από το σύστημα από απόδραση χαι από ενεργειαχές απώλειες με ρυθμό L_p . Εάν το L_p είναι αρχιχά μιχρότερο από το Q_p θα έχουμε συσσώρευση πρωτονίων στο σύστημα, μέχρι το L_p σταδιαχά να αυξηθεί χαι να επιτευχθεί μία χατάσταση ισορροπίας (steady state), εάν αυτό γίνει πολύ μεγαλύτερο του Q_p . Αυτό δημιουργεί μία μιχρή ασάφεια ως προς τον ορισμό της ενεργειαχής πυχνότητας πρωτονίων, αφού αυτή που χαταλήγει στην χατάσταση ισορροπίας ενδέχεται να είναι διαφορετιχή από αυτή που εισάγεται στο σύστημα αρχιχά. Εμείς θα θεωρούμε τη δεύτερη περίπτωση όποτε αναφερόμαστε σε αυτή, εχτός αν δηλώνουμε συγχεχριμένα χάτι διαφορετιχό. Εφόσον η εισροή πρωτονίων στο σύστημά μας γίνεται με ρυθμό Q_p , αυτός μετατρέπεται στην αδιάστατη συμπαγότητα

$$\ell_p = \frac{m_p}{3m_e} \int d\gamma (\gamma - 1) Q_p(\gamma)$$

που αντιστοιχεί σε λαμπρότητα πρωτονίων

$$L_p = \frac{4\pi Rm_p c^3}{\sigma_T} \ell_p.$$

Για την αντίστοιχη ενεργειακή πυκνότητα πρωτονίων, θα πρέπει να ολοκληρώσουμε τη λαμπρότητα στο χρόνο εισροής (t_c) και να διαιρέσουμε δια τον όγκο του συστήματος, $V = \frac{4}{3}\pi R^3$. Έτσι έχουμε,

$$u_p = \frac{L_p t_c}{V}$$

ή

$$u_p = \frac{4\pi R t_c m_p c^3}{\sigma_T V} \ell_p.$$

Αχόμα και σε συνθήκες κατάστασης ισορροπίας, η πραγματική ενεργειακή πυκνότητα πρωτονίων στη πηγή ανά πάσα στιγμή θα είναι χαμηλότερη από την ως άνω υπολογισμένη u_p λόγω των απωλειών πρωτονίων από Bethe-Heitler και φωτοαδρονικές αλληλεπιδράσεις.

Στα κανάλια (a) - (d) που αναφέρθηκαν στο 3.3, τα αρχικά νουκλεόνια χάνουν ένα ποσοστό της ενέργειάς τους που εξαρτάται από την ανελαστικότητα k_p , αλλά αυτή η ενέργεια δεν κατανέμεται με διακριτό τρόπο στα παραγόμενα σωματίδια. Τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων του κώδικα SOPHIA φανερώνουν μία ενεργειακή κατανομή των νουκλεονίων μετά από κάθε αλληλεπίδραση, με τις μέγιστες ενέργειες κοντά σε αυτήν του αρχικού νουκλεονίου και τις ελάχιστες να σχηματίζουν μία ουρά που εκτείνεται σε πολλές τάξεις μεγέθους. Αν και αυτές οι κατανομές έχουν προσεγγιστεί αναλυτικά από τους Kelner και Aharonian Kelner and Aharonian [2008] και Hümmer et al. Hümmer et al. [2010], στη μελέτη μας αξιοποιήσαμε τις αργικές κατανομές από τη SOPHIA, μέσω ενός συντελεστή $d(\gamma, \xi, \gamma')$, όπου γ είναι η τελική ενέργεια του νουκλεονίου, ξείναι η ενέργεια του φωτονίου-στόχου και γ' είναι η αρχική ενέργεια του νουχλεονίου. Η χάθε αλληλεπίδραση προσεγγίζεται σαν να αφαιρείται το αρχικό νουκλεόνιο από την ενεργειακή περιοχή στην οποία ανήκε και να δημιουργούνται νέα νουκλεόνια σε άλλες ενέργειες. Οπότε έχουμε έναν καταστροφικό όρο απώλειας για μία ενέργεια ταυτόχρονα με όρους δημιουργίας για πολλές μικρότερες ενέργειες. Η ενεργός διατομή $\sigma_N(\gamma',\xi)^{photopion}$ σχετίζεται με τον χρόνο αλληλεπίδρασης $au_{
m N}(\gamma',\xi)^{
m photopion}$ για ένα νουχλεόνιο σε ένα μονοενεργειαχό πεδίο φωτονίων πυχνότητας 1cm^{-3} σύμφωνα με τη σχέση

$$\sigma_{\rm N}(\gamma',\xi)^{\rm photopion} = 1/(\tau_{\rm N}(\gamma',\xi)^{\rm photopion}c), \qquad (4.12)$$

4.2. Εισαγωγή πρωτονίων

όπου Ν είναι το είδους του νουκλεονίου.

Συνεπώς, οι συνεισφορές στους όρους απωλειών και εισαγωγών στις κινητικές εξισώσεις των πρωτονίων και νετρονίων από τις παραπάνω διαδικασίες είναι:

- Κανάλια (a) και (b)

$$Q_{\rm p}^{\gamma {\rm p} \to {\rm p}\pi}(\gamma, t) = \sum_{\gamma', \xi} \sigma_{\rm p}(\gamma', \xi)^{\rm photopion} d(\gamma, \xi, \gamma') n_{\rm p}(\gamma', t) n_{\gamma}(\xi, t)$$
(4.13)

$$L_{\rm p}^{\gamma \rm p \to p\pi}(\gamma, t) = -\sum_{\xi} \sigma_{\rm p}(\gamma', \xi)^{\rm photopion} n_{\rm p}(\gamma, t) n_{\gamma}(\xi, t)$$
(4.14)

$$L_{\rm p}^{\gamma \rm p \to n\pi}(\gamma, t) = -\sum_{\xi} \sigma_{\rm p}(\gamma', \xi)^{\rm photopion} n_{\rm p}(\gamma, t) n_{\gamma}(\xi, t)$$
(4.15)

$$Q_{\mathbf{n}}^{\gamma \mathbf{p} \to \mathbf{n}\pi}(\gamma, t) = \sum_{\gamma', \xi} \sigma_{\mathbf{p}}(\gamma', \xi)^{\text{photopion}} d(\gamma, \xi, \gamma') n_{\mathbf{p}}(\gamma', t) n_{\gamma}(\xi, t);$$
(4.16)

– κανάλια (c) και (d)

$$Q_{n}^{\gamma n \to n\pi}(\gamma, t) = \sum_{\gamma', \xi} \sigma_{n}(\gamma', \xi)^{\text{photopion}} d(\gamma, \xi, \gamma') n_{n}(\gamma', t) n_{\gamma}(\xi, t)$$
(4.17)

$$L_{n}^{\gamma n \to n\pi}(\gamma, t) = -\sum_{\xi} \sigma_{n}(\gamma', \xi)^{\text{photopion}} n_{n}(\gamma, t) n_{\gamma}(\xi, t)$$
(4.18)

$$L_{n}^{\gamma n \to p\pi}(\gamma, t) = -\sum_{\xi} \sigma_{n}(\gamma', \xi)^{\text{photopion}} n_{n}(\gamma, t) n_{\gamma}(\xi, t)$$
(4.19)

$$Q_{\rm p}^{\gamma {\rm n} \to {\rm p}\pi}(\gamma, t) = \sum_{\gamma', \xi} \sigma_{\rm n}(\gamma', \xi)^{\rm photopion} d(\gamma, \xi, \gamma') n_{\rm n}(\gamma', t) n_{\gamma}(\xi, t).$$
(4.20)

Η διάσπαση νετρονίων παράγει από έναν όρο απωλειών ή εισαγωγής για τα νετρόνια ή τα πρωτόνια αντίστοιχα:

$$L_{n}^{n \to p}(\gamma, t) = -\frac{n_{n}(\gamma, t)}{\gamma \tau}, \qquad (4.21)$$

$$Q_{\rm p}^{\rm n \to p}(\gamma, t) = \frac{n_{\rm n}(\gamma, t)}{\gamma \tau}.$$
(4.22)

ΤΟ ΜΟΝΤΕΛΟ

4.3 Μιόνια

Κατά τις φωτοαδρονικές αντιδράσεις παράγονται φορτισμένα και ουδέτερα πιόνια, που γρήγορα διασπώνται σε δευτερογενή σωματίδια. Ενώ όμως τα ουδέτερα πιόνια κινούνται μέσα στο σύστημά μας χωρίς αλληλεπιδράσεις, τόσο τα φορτισμένα πιόνια όσο και τα μιόνια που παράγονται από τις διασπάσεις τους υπόκεινται σε ακτινοβολία σύγχροτρον, που ενδέχεται να τους προκαλέσει ενεργειακές απώλειες προτού αυτά καταλήξουν σε ηλεκτρόνια/ποζιτρόνια, οπότε μία σύντομη μελέτη είναι απαραίτητη για να εξακριβωθεί το κατά πόσο αυτό πρέπει να μπει στους υπολογισμούς μας.

Τα φορτισμένα πιόνια διασπώνται κατά την αντίδραση:

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \tag{4.23}$$

$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \tag{4.24}$$

Με μέσο χρόνο ζωής $2.6 \cdot 10^{-8}$ s (Υπάρχει μία μιχρή πιθανότητα απευθείας διάσπασης των πιονίων σε ηλεχτρόνια με πιθανότητα 0.000123).

Έπειτα, τα μεσόνια διασπώνται σε ηλεκτρόνια κατά την αντίδραση:

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \tag{4.25}$$

$$\mu^- \longrightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \tag{4.26}$$

Με μέσο χρόνο ζωής $2.197 \cdot 10^{-6}s$ [Chitwood, 2007].

Ο μέσος χρόνος ζωής, σε κάθε περίπτωση, υφίσταται σχετικιστική διαστολή ανάλογη του συντελεστή Lorentz του σωματιδίου. Αυτός εξαρτάται από το γ του αρχικού πρωτονίου, στο οποίο μπαίνει ένα άνω όριο από τη μέγιστη γυροακτίνα που μπορεί να έχει χωρίς να διαφεύγει από το σύστημά μας. Αν θέσουμε τη γυροακτίνα ίση με την ακτίνα του συστήματος, τότε η μέγιστη ενέργεια πρωτονίων δίνεται από

$$E[eV] = 330B[G]R[cm]$$
(4.27)

Για τυπική ακτίνα $R = 3 \cdot 10^{16}$ cm και μαγνητικό πεδίο της τάξης του B = 10G, έχουμε $E_{max} = 0.9 \cdot 10^{20}$ eV, ή $\gamma_{p,max} = 0.97 \cdot 10^{11} \simeq 10^{11}$.

Τα πρωτόνια, κατά τις αλληλεπιδράσεις τους με τα φωτόνια, χάνουν περίπου τα δύο τρίτα της ενέργειάς τους, με το ένα τρίτο της αρχικής ενέργειας να πηγαίνει στα παραγόμενα νετρόνια, ένα δέκατο να πηγαίνει στα ουδέτερα πιόνια και το υπόλοιπο ένα πέμπτο να κατανέμεται στα φορτισμένα πιόνια. Εάν θεωρήσουμε ότι το 15% της ενέργειας των αρχικών πρωτονίων πηγαίνει στο κάθε φορτισμένο πιόνιο, αυτό θα έχει $E_{\pi,max} = 0.135 \cdot 10^{20} \text{eV}$, ή $\gamma_{\pi,max} = 10^{11}$ (με μάζα πιονίου $m_{\pi} = 139.57 \text{MeV}/c^2$), δίνοντάς τους μέσο χρόνο ζωής $1.3 \cdot 10^3 s$.

Για τα μιόνια, αν θεωρήσουμε ότι λαμβάνουν το ένα δέκατο της ενέργειας των αρχικών πρωτονίων, θα έχουν μία μέγιστη ενέργεια $E_{\mu,max} = 0.9 \cdot 10^{19} \text{eV}$, ή $\gamma_{\pi,max} = 8.52 \cdot 10^{10}$ (με μάζα πιονίου $m_{\pi} = 105.66 \text{MeV}/c^2$), δίνοντάς τους μέσο χρόνο ζωής $1.87 \cdot 10^5 s$.

Για να εξακριβώσουμε το κατά πόσο τα πιόνια και μιόνια προλαβαίνουν να χάσουν την ενέργειά τους από ακτινοβολία σύγχροτρον πριν διασπαστούν δεν έχουμε παρά να χρησιμοποιήσουμε τη σχετικιστική περίπτωση της εξίσωσης του Larmor,

$$P = \frac{2}{3} \frac{q^4}{m^2 c^3} B^2 \beta_{\perp}^2 \gamma_i^2$$
(4.28)

όπου $\beta_{\perp} = u_{\perp}/c = u \sin \alpha/c$ είναι η συνιστώσα ταχύτητας του σωματιδίου κάθετη στις γραμμές του μαγνητικού πεδίου και ο δείκτης i αναφέρεται σε πιόνια ή μιόνια. Για ισοτροπική κατανομή των σωματιδίων ισχύει:

$$<\beta_{\perp}^{2}>=rac{\beta^{2}}{4\pi}\int\sin^{2}lpha d\Omega_{lpha}=rac{2}{3}eta^{2}$$
(4.29)

οπότε,

$$P = \frac{1}{6\pi} \frac{m_e^2}{m^2} \sigma_T c \beta^2 \gamma^2 B^2 \tag{4.30}$$

Λύνοντας για διάφορους παράγοντες Λόρεντζ και μαγνητικά πεδία από B = 1G έως B = 32G με βήμα $10^{0.5}$ G, στα σχήματα 4.2 και 4.3 παρουσιάζονται οι απώλειες ως προς την αρχική ενέργεια σωματιδίου, κατά το μέσο χρόνο ζωής τους, για πιόνια και μιόνια αντίστοιχα.

Όπως φαινεται στο σχήμα 4.3, οι ενεργειαχές απώλειες σύγχροτρον μιονίων (χαι, χατά συνέπεια, πιονίων) είναι αμελητέες για μαγνητιχά πεδία της τάξης των 10G με $\gamma_{\mu} \leq 10^9$, που είναι οι συνθήχες που αναμένει χανείς σε έναν ΕΓΠ.

4.4 Διάσπαση νετρονίων

Τα ελεύθερα νετρόνια διασπώνται αυθόρμητα σύμφωνα με τη διαδικασία

$$n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_{\rm e}.$$
 (4.31)

ύστερα από έναν μέσο χρόνο ζωής $\tau = 881.5 \pm 1.5s$ [Nakamura, K. et al. (Particle Data Group), (2010]. Η κατανομή των νετρίνων που προκύπτει από αυτή τη διαδικασία μπορεί να εκτιμηθεί χονδρικά με ένα πολύ απλό τρόπο. Αμέσως μετά τη διάσπαση

ΤΟ ΜΟΝΤΕΛΟ



ΣΧΗΜΑ 4.2: Ενεργειαχές απώλειες πιονίων για B = 1, 3.2, 10 και 32G, από κάτω προς τα πάνω. Η στιχτή γραμμή υποδειχνύει το όριο 10% απορρόφησης, πάνω από το οποίο δεν μπορούμε να αγνοούμε την επίδραση της αχτινοβολίας σύγχροτρον στο πληθυσμό σωματιδίων.



ΣΧΗΜΑ 4.3: Ενεργειαχές απώλειες μιονίων για B = 1, 3.2, 10 και 32G, από κάτω προς τα πάνω. Η στιχτή γραμμή υποδειχνύει το όριο 10% απορρόφησης, πάνω από το οποίο δεν μπορούμε να αγνοούμε την επίδραση της αχτινοβολίας σύγχροτρον στο πληθυσμό σωματιδίων.

4.5. Οι υπόλοιπες φυσικές διαδικασίες

έχουμε τρία σωματίδια, συνεπώς 9 ελεύθερες παραμέτρους από τις επιμέρους τους ορμές. Είναι προφανές, όμως, ότι τα διανύσματα και των τριών ορμών θα βρίσκονται στο ίδιο επίπεδο, αλλιώς δεν θα μπορούσε να εξισορροπηθεί η συνολική τους ορμή, ενώ ο προσανατολισμός του επιπέδου αυτού δεν μας είναι απαραίτητος για την ενεργειακή μελέτη του προβλήματος. Έτσι οι ελεύθερες παράμετροί μας μειώνονται στις 5. Για να βρούμε τη μέγιστη ενέργεια νετρίνων μπορούμε να υποθέσουμε ότι τα διανύσματα και των τριών σωματιδίων βρίσκονται στην ίδια γραμμή, ενώ τα ηλεκτρόνια παράγονται με μηδενική ορμή. Έτσι, από την αρχή διατήρησης της ενέργειας (για c=1) έχουμε:

$$E_n = E_p + E_e + E_\nu \Rightarrow m_n = \sqrt{m_p^2 + p_p^2} + \sqrt{m_e^2 + p_e^2} + p_\nu$$
(4.32)

Ενώ από την αρχή διατήρησης της ορμής:

$$0 = p_p + p_e + p_\nu \tag{4.33}$$

Θέτοντας $p_e = 0$ και λύνοντας τη δευτεροβάθμια εξίσωση ως προς p_{ν} βρισκουμε

$$p_{\nu,max}^{ndecay} = 0.77 MeV/c \tag{4.34}$$

Εφόσον μπορούν να δημιουργηθούν νετρίνα με πρακτικά μηδενικές ορμές, μπορούμε να λάβουμε το μισό του μέγιστου σαν μία μέση ορμή. Η ενέργεια ενός τέτοιου νετρίνου, μετρημένη στο σύστημα του εργαστηρίου, θα έχει κληρονομήσει τον παράγοντα Lorentz του αρχικού νετρονίου, οπότε σε σύγκριση με την ενέργειά του τελευταίου θα είναι:

$$E_{\nu\,mean}^{ndecay} = 4.1 \cdot 10^{-4} E_n \tag{4.35}$$

Η πραχτική χρησιμότητα τέτοιων νετρίνων στη μελέτη φωτοαδρονικών αλληλεπιδράσεων είναι περιορισμένη. Η λαμπρότητα των παραγόμενων νετρονίων είναι υψηλότερη από αυτή των νετρίνων από διασπάσεις πιονίων κατά μόνο 1-2 τάξεις μεγέθους, η δε ενέργειά τους είναι κατά μόνο μία τάξη μεγέθους υψηλότερη από αυτή των νετρίνων. Εφόσον τα νετρίνα από τη διάσπαση νετρονίων έχουν την ίδια αριθμητική πυχνότητα με τα νετρόνια αλλά 4 τάξεις μεγέθους χαμηλότερη ενέργεια, η λαμπρότητά τους υπερκαλύπτεται από αυτή των πιονικών νετρίνων. Παρόλο που οι παρόντες υπολογισμοί ήταν χονδροειδείς, τα αποτελέσματα, ένα παράδειγμα εκ των οποίων φαίνεται στο σχήμα 4.4, είναι σε καλή συμφωνία με αυτά που προβλέπονται από υπολογισμούς Monte Carlo [Engel et al., 2001].

4.5 Οι υπόλοιπες φυσικές διαδικασίες

Τόσο τα πρωτόνια όσο και τα ηλεκτρόνια και τα φωτόνια που περιφέρονται στο σύστημα υπόκεινται σε μία πληθώρα αλληλεπιδράσεων. Στις αντιδράσεις σωματιδίου-



ΣΧΗΜΑ 4.4: Ενεργειαχές χατανομές νετρίνων από διάσπαση μεσονίων (πλήρης μαύρη γραμμή) χαι από διάσπαση νετρονίων (διαχεχομμένη μαύρη γραμμή). Η συνολιχή χατανομή πλοτάρεται με έντονη χόχχινη γραμμή, ενώ τα αρχιχά νετρόνια με στιχτή μπλε γραμμή.

σωματιδίου ή σωματιδίου-φωτονίου ισχύει η κινηματική που αναπτύχθηκε στο κεφάλαιο 3.1. Τώρα θα ασχοληθούμε με τους όρους κέρδους ή απώλειας ενέργειας που συνεισφέρονται στις σχετικές εξισώσεις.

4.5.1 Αλληλεπιδράσεις πρωτονίου-πρωτονίου

Πρωτόνια υψηλών ενεργειών μπορούν να συγκρουστούν με άλλα πρωτόνια, οδηγώντας σε έναν όρο απώλειας ενέργειας για τα πρωτόνια και στη δημιουργία πιονίων και νετρονίων, σύμφωνα με τις παρακάτω αντιδράσεις:

$$a)p + p \longrightarrow p + p + \pi^0 + \pi^- + \pi^+ \tag{4.36}$$

$$b)p + p \longrightarrow n + p + \pi^+ \tag{4.37}$$

Τα πιόνια στη συνέχεια διασπώνται σε ηλεκτρόνια, φωτόνια και νετρίνα, όπως έχουμε παρουσιάσει στα προηγούμενα κεφάλαια. Οι Kelner, Aharonian & Bugayov (2006) [Kelner et al., 2006] παρουσίασαν εξαιρετικής ακρίβειας αναλυτικές προσεγγίσεις των φασμάτων των δευτερογενών σωματιδίων που προκύπτουν από αυτές τις αλληλεπιδράσεις, βασιζόμενοι σε προσομοιώσεις του κώδικα SIBYLL [Fletcher et al., 1994]. Στη παρούσα εργασία, όμως, επικεντρωθήκαμε σε περιβάλλοντα όπου δεν υπάρχουν αρκετά πρωτόνια-στόχοι ώστε να αιτιολογείται η προσθήκη αυτής της αλληλεπίδρασης (με όλη τη πολυπλοκότητά της) στον κώδικα, οπότε δεν ελήφθη υπόψιν.

4.5.2 Παραγωγή φωτοζεύγους από αλληλεπίδραση πρωτονίου-φωτονίου

Η παραγωγή φωτοζεύγους [Bethe and Heitler, 1934] από την αλληλεπίδραση του πεδίου ενός πυρήνα με ένα ισοτροπικό πεδίο φωτονίων έχει μελετηθεί λεπτομερώς σε αστροφυσικά περιβάλλοντα [Blumenthal, 1970, Berezinskii and Grigor'eva, 1988, Chodorowski et al., 1992].

$$p + \gamma \to p + \gamma + e^- + e^+ \tag{4.38}$$

Στην απλούστερη θεώρηση, όταν έχουμε ένα πρωτόνιο να αλληλεπιδρά με ένα φωτόνιο μπορεί να παραχθεί φωτοζεύγος εάν ικανοποιείται η συνθήκη κατωφλίου

$$\gamma_p x \ge 1 \tag{4.39}$$

Για έναν ανισοτροπικό στόχο με μονοενεργητικά φωτόνια ενέργειας $\epsilon = xm_ec^2$, η ενεργός διατομή για αλληλεπίδραση με ένα πρωτόνιο ενέργειας $E = \gamma_p m_p c^2$ δίνεται από τη σχέση

$$\langle \sigma_{BH}(\gamma_p, x) \rangle = \frac{1}{2} \int_{-1}^{\cos\theta_{min}(\gamma_p, x)} (1 - \beta_p \cos\theta) \sigma(s) d\cos\theta$$
(4.40)

όπου θ είναι η γωνία μεταξύ των κατευθύνσεων των πρωτονίων και των φωτονίων, $\theta_{min}(\gamma_p, x)$ είναι η ελάχιστη τιμή αυτής της γωνίας για να ικανοποιείται το κατώφλι,

$$s = m_p^2 c^4 + 2\epsilon E (1 - \beta_p \cos\theta) \tag{4.41}$$

είναι το τετράγωνο της ενέργειας στο κέντρο ορμής (CM), $\beta_p c$ είναι η ταχύτητα του πρωτονίου, και σ_{BH} είναι η ολική ενεργός διατομή για την οποία χρησιμοποιήσαμε τον τύπο του Racah όπως παραμετροποιήθηκε από τον Maximon [1968] (βλ. τον τύπο 3D-0000 στο Motz et al. [1969]). Με μία αλλαγή μεταβλητών, βρίσκει κανείς την ενεργό διατομή για μία μέση γωνία

$$\langle \sigma_{BH}(\gamma_p, x) \rangle = \frac{1}{8\beta_p E^2 \epsilon^2} \int_{s_{min}}^{s_{max}(\gamma_p, x)} \sigma(x) (s - m_p^2 c^4) ds, \qquad (4.42)$$

όπου

$$s_{min} = (m_p c^2 + 2m_e c^2)^2 \approx 0.882 GeV^2,$$
 (4.43)

και το

$$s_{max}(\gamma_p, x) = m_p^2 c^4 + 2\gamma_p m_p c^2 x m_e c^2 (1 + \beta_p)$$
(4.44)

αντιστοιχεί σε κατά μέτωπο σύγκρουση.

Παρατηρώντας την ολοκληρωτέα ποσότητα στην εξίσωση 4.42 βλέπουμε ότι το τετράγωνο της συνολικής ενέργειας στο CM κατανέμεται ως

$$p(s) \propto \sigma(s)(s - m_p^2 c^4), \tag{4.45}$$

στη περιοχή $s_{min} < s < s_{max}$. Η τεχνική απόρριψης Monte Carlo χρησιμοποιήθηκε για να δειγματοληφθεί το s και η εξίσωση 4.41 χρησιμοποιήθηκε για να βρεθεί η γωνία θ. Έπειτα, τα αλληλεπιδρώντα σωματίδια μετασχηματίστηκαν κατά Λόρεντζ στο σύστημα ηρεμίας του πρωτονίου και η ενέργεια του ποζιτρονίου ελήφθη δειγματοληπτικά από την διαφορική ενεργό διατομή $d\sigma/dE_+$, για την οποία χρησιμοποιήθηκε η φόρμουλα Bethe Heitler για έναν απροστάτευτο σημειακό πυρήνα (τύπος 3D-1000 στο Motz et al. [1969]). Τέλος, η κατεύθυνση του ποζιτρονίου ελήφθη από τη διπλο-διαφορική ενεργό διατομή $d\sigma/dE_+d\Omega_+$, για την οποία χρησιμοποιήθηκε ο τύπος Sauter-Gluckstern-Hull για έναν απροστάτευτο σημειακό πυρήνα (τύπος 3D-2000 στο Motz et al. [1969]), και η ενέργειά του στο σύστημα του εργαστηρίου ελήφθη μέσω ενός μετασχηματισμού Λόρεντζ. Η προσομοίωση επαναλήφθηκε πολλές φορές για μία γκάμα ενεργειών πρωτονίων, ώστε να δημιουργηθούν κατανομές ενέργειας ποζιτρονίων που παράγονταν από Bethe Heitler.

Η κατανομή ενέργειας $\gamma_e m_e c^2$ των ηλεκτρονίων (θετικού και αρνητικού φορτίου),

$$f(\gamma_e; \gamma_p, x) \equiv \frac{dN_e}{d\gamma_e} \tag{4.46}$$

λαμβάνεται ίση με το διπλάσιο αυτής για τα ποζιτρόνια, όπως αναφέρεται στο Protheroe and Johnson [1996].

4.5.3 Ακτινοβολία σύγχροτρον

Η ακτινοβολία σύγχροτρον εκπέμπεται όταν ένα σχετικιστικό φορτισμένο σωματίδιο επιταχύνεται από ένα μαγνητικό πεδίο, έχει δε εφαρμογή τόσο στις ενεργειακές απώλειες των ηλεκτρονίων όσο και των πρωτονίων ενός συστήματος (π.χ. [Ginzburg and Syrovatskii, 1965, Blumenthal and Gould, 1970]). Στη μη-σχετικιστική περίπτωση έχουμε αντιστοίχως ακτινοβολία κύκλοτρον, κατά την οποία η συχνότητα της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας είναι απλά η συχνότητα περιστροφής του σωματιδίου στο μαγνητικό πεδίο (γυρρσυχνότητα). Στη σχετικιστική περίπτωση, η εξίσωση του Νεύτωνα για τη κίνηση των σωματιδίων γίνεται

$$\frac{d}{dt}(\gamma m\vec{v}) = \frac{q}{c}\vec{v}\times\vec{B}.$$
(4.47)

Από αυτήν προχύπτει ότι η επιτάχυνση παράλληλα με τις μαγνητιχές γραμμές είναι μηδενιχή, ενώ χάθετα προς αυτές ισχύει

$$\frac{d\vec{v_{\perp}}}{dt} = \frac{q}{\gamma mc} \vec{v_{\perp}} \times \vec{B}.$$
(4.48)

4.5. Οι υπόλοιπες φυσικές διαδικασίες

Από την αρχή διατήρησης της ενέργειας,

$$\frac{d}{dt}(\gamma mc^2) = q\vec{v} \cdot \vec{E} = 0, \qquad (4.49)$$

παρατηρούμε ότι το γ είναι σταθερό, άρα και το $|\vec{v}|$. Συνεπώς η μόνη λύση της εξ. 4.48 είναι μία χυχλιχή χίνηση στο επίπεδο χάθετο στις μαγνητιχές γραμμές, με σταθερή ταχύτητα παράλληλα σε αυτές, συνεπώς μία ελικοειδής κίνηση με συχνότητα περιστροφής (ή γυροαχτίνα)

$$\omega_{\rm B} = \frac{qB}{\gamma mc}.\tag{4.50}$$

Από τη σχετικιστική σχέση Larmor,

$$P = \frac{2q^2a^2}{3c^3},$$
(4.51)

όπου P είναι η ακτινοβολούμενη ισχύς και a είναι η επιτάχυνση, εάν αντικαταστήσουμε την επιτάχυνση χάθετα στις μαγνητικές γραμμές από την εξ. 4.49, λαμβάνουμε

$$P = \frac{2q^4\gamma^2 B^2 v_{bot}^2}{3m^2 c^5}.$$
(4.52)

Εάν η γωνία μεταξύ της κατεύθυνσης του σωματιδίου και της κατεύθυνσης της έντασης του μαγνητικού πεδίου είναι θ, και κάνουμε χρήση της ενεργειακής πυκνότητας του μαγνητικού πεδίου, $U_B = B^2/8\pi$, έχουμε

$$P = 2\sigma_T \gamma^2 U_B \beta^2 \sin^2 \theta, \qquad (4.53)$$

όπου $\sigma_T = \frac{8\pi q^4}{3m^2c^4}$ είναι η ενεργός διατομή Thomson. Για να βρούμε την ισχύ που ακτινοβολείται ανά μονάδα συχνότητας, εργαζόμαστε ως εξής. Η συνολική ισχύς μπορεί να γραφεί ως

$$P = \int_0^\infty P(\omega)d\omega = C_1 \int_0^\infty F(\frac{\omega}{\omega_c})d\omega = \omega_c C_1 \int_0^\infty F(x)dx$$
(4.54)

όπου $\omega_c = \frac{3}{2} \gamma^3 \omega_B sin \theta$ είναι η κρίσιμη συχνότητα και $x = \frac{\omega}{\omega_c}$. Θέτοντας τη σταθερά $C_1 = \sqrt{3}/2\pi$, προχύπτει

$$P(\omega) = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \frac{q^3 \beta^2 B sin\theta}{mc^2} F(\frac{\omega}{\omega_c}).$$
(4.55)

Με τις συνθήχες χανονιχοποίησης που χρησιμοποιούμε στο μοντέλο μας, ο ρυθμός με τον οποίον το κάθε μεμονωμένο ηλεκτρόνιο χάνει ενέργεια, εκπέμποντας φωτόνια στην ενεργειαχή περιοχή dx είναι:

ΤΟ ΜΟΝΤΕΛΟ

$$\eta(x,\gamma) = \frac{\sqrt{3}\alpha_f bsin\theta}{x} (\frac{Em_e c}{h}) F[2x/(3bsin\theta\gamma^2)]$$
(4.56)

όπου $b = B/B_c$ είναι το μαγνητικό πεδίο ως προς το κρίσιμο μαγνητικό πεδίο, $B_c = m_e^2 c^3/(e\hbar) = 4.414 \times 10^{13} G$ και $\alpha_f = 1/137$ είναι η σταθερά λεπτής υφής. Εφόσον η ενέργεια κάθε εκπεμπόμενου φωτονίου είναι αρκετά μικρότερη από την ενέργεια του ηλεκτρονίου, μπορούμε να εκλάβουμε και αυτή τη διαδικασία ως συνεχή, οπότε οι απώλειες των ηλεκτρονίων θα είναι:

$$L^{e}_{syn}(\gamma,t) = \frac{\partial}{\partial\gamma} (n_{e}(\gamma,t) \int_{0}^{\infty} \mathrm{d}x \eta(x,\gamma)) = \frac{4}{3} \ell_{B} \frac{\partial}{\partial\gamma} [\gamma^{2} n_{e}(\gamma,t)]$$
(4.57)

όπου εισάγαμε την μαγνητική συμπαγότητα

$$\ell_B = \left(\frac{U_B}{m_e c^2}\right) \sigma_T R \tag{4.58}$$

Η γωνία εκπομπής έχει μέση τιμή $sin^2\theta = 2/3$ για ισοτροπικά ηλεκτρόνια.

Ο όρος δημιουργίας για τα φωτόνια μπορεί να βρεθεί εφαρμόζοντας τη προσέγγιση συνάρτησης-δ του Hoyle [Hoyle, 1960], σύμφωνα με την οποία η εκπομπή κάθε ηλεκτρονίου θεωρείται μονοχρωματική,

$$\eta(x,\gamma) \approx q_0 x_0 \delta(x-x_0) \tag{4.59}$$

και οι ποσότητες q_0 και x_0 από τη σύγκριση των εξισώσεων 4.56 και 4.59, ολοκληρωμένων ως προς x:

$$q_0 x_0 = \frac{4}{3} \ell_B \gamma^2 \tag{4.60}$$

Το x_0 καθορίζεται επιπλέον από την απαίτηση ο ρυθμός παραγωγής φωτονίων να δίνεται επακριβώς από τη προσέγγιση συνάρτησης-δ. Έτσι καταλλήγουμε με την απλή έκφραση [Mastichiadis and Kirk, 1995]

$$x_0 = b\gamma^2 \tag{4.61}$$

Ο όρος δημιουργίας φωτονίων προχύπτει έτσι

$$Q_{syn}^{\gamma} \approx \frac{4\ell_B}{3b} \int_1^\infty d\gamma n_e(\gamma, t) \delta(x - b\gamma^2) = \frac{2}{3} \ell_B b^{-2/3} x^{-1/2} n_e(\sqrt{x/b}, t)$$
(4.62)

Όταν τα αρχικά σωματίδια είναι πρωτόνια αντί για ηλεκτρόνια, συμβαίνουν οι εξής αλλαγές: η ενέργεια μέγιστης εκπομπής φωτονίων, που είναι αντιστρόφως ανάλογη της μάζας του αρχικού σωματιδίου, γίνεται χαμηλότερη από αυτήν από εκπομπή ηλεκτρονίου ίδιας ενέργειας κατά έναν παράγοντα $m_e/m_p = 1/1836$, ενώ η ακτινοβολούμενη ισχύς γίνεται μικρότερη κατά τον ίδιο παράγοντα στο τετράγωνο.

4.5.4 Αυτοαπορρόφηση σύγχροτρον

Τα ψυχρά ηλεκτρόνια που δημιουργούνται ως αποτέλεσμα της ακτινοβολίας σύγχροτρον μπορούν να απορροφούν φωτόνια χαμηλής ενέργειας, κάτι που αντιμετωπίζουμε ως καταβόθρα φωτονίων κάτω από ένα κατώφλι. Ο όρος απώλειας από αυτή τη διαδικασία ειναι:

$$L_{ssa}^{\gamma} = R\alpha_{\nu}n_{\gamma}(x,t) = \frac{\pi}{6\alpha_{f}}x^{-1/2}b^{-1/2}n_{\gamma}(x,t)[\frac{\partial}{\partial\gamma}(\frac{n_{e}}{\gamma^{2}})]_{\gamma} = (x/b)^{1/2}$$
(4.63)

4.5.5 Αντίστροφος σχεδασμός Compton

Ο αντίστροφος σχεδασμός Compton είναι η διαδιχασία χατά την οποία ένα χινούμενο ηλεχτρόνιο σχεδάζει ένα φωτόνιο με αποτέλεσμα να του μεταφέρει ένα μέρος της ενέργειάς του. Ο όρος 'αντίστροφος' χρησιμοποιείται σε αντιδιαστολή με τον 'ευθύ' σχεδασμό Compton όπου ένα φωτόνιο σχεδάζεται από ένα αχίνητο ηλεχτρόνιο χαι χάνει ενέργεια. Ο τρόπος αντιμετώπισής του εξαρτάται από την ενέργεια του ηλεχτρονίου. Για χαμηλές ενέργειες βρισχόμαστε στο όριο Thomson, όπου ο όρος απώλειας υπολογίζεται με αντίστοιχο τρόπο όπως για την αχτινοβολία σύγχροτρον:

$$L^{e}_{ics,T}(\gamma,t) = \frac{4}{3} U_T \frac{\partial}{\partial \gamma} [\gamma^2 n_e(\gamma,t)]$$
(4.64)

όπου

$$U_T = \int_0^{x_T} dx' x' n_{\gamma}(x', t)$$
 (4.65)

είναι η ενεργειαχή πυχνότητα των φωτονίων με τα οποία το ηλεκτρόνια αλληλεπιδρά στη περιοχή Thomson, δηλαδή φωτόνια με ενέργεια $x' < x_T \approx 3/(4\gamma)$. Τα ψυχρά ηλεκτρόνια παράγονται με ρυθμό $4U_T \gamma_{min}^2 n_e(\gamma_{min}, t)/3$, ενώ ο όρος δημιουργίας φωτονίων είναι

$$Q_{ics,T}^{\gamma} = \frac{\sqrt{3}}{4} \int_{0}^{\min[3/(4x),3x/4]} \mathrm{d}x' x'^{-1/2} x^{-1/2} n_e(\sqrt{3x/4x'},t) n_{\gamma}(x',t).$$
(4.66)

Φωτόνια με ενέργειες $x > x_T$ θα αλληλεπιδρούν με τα ηλεκτρόνια στο όριο Klein-Nishina. Στο όριο αυτό η ενεργός διατομή είναι μικρότερη αλλά οι ενεργειακές απώλειες από κάθε σκέδαση είναι πολύ μεγαλύτερες. Έτσι μπορούμε να υποθέσουμε ότι το ηλεκτρόνιο χάνει όλη του την ενέργεια σε κάθε σύγκρουση και μετατίθεται στον πληθυσμό ψυχρών ηλεκτρονίων. Προσεγγίζοντας την ενεργό διατομή ως $\sigma(x') \simeq \sigma_T/x'$, όπου $x' = \gamma x$, ο όρος απωλειών για τα ηλεκτρόνια γράφεται ως

$$L^{e}_{ics,KN}(\gamma,t) = \frac{n_{e}(\gamma,t)}{\gamma} \int_{x_{\gamma}}^{\infty} \mathrm{d}x' \frac{n_{\gamma}(x',t)}{x'}$$
(4.67)

Τα φωτόνια, από την άλλη, λαμβάνουν όλη την ενέργεια των πρωτονίων, οπότε ο όρος δημιουργίας τους είναι

$$Q_{ics,KN}^{\gamma}(x,t) = n_e(x,t) \int_{3/4x}^{\infty} \mathrm{d}x'(xx')^{-1} n_{\gamma}(x',t)$$
(4.68)

4.5.6 Παραγωγή ζεύγους από αλληλεπίδραση φωτονίου-φωτονίου

Στη περίπτωση που δύο φωτόνια συγχρούονται με συνολική ενέργεια ίση ή μεγαλύτερη της ενέργειας ηρεμίας δύο ηλεκτρονίων, έχουμε τη δημιουργία ζεύγους ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου. Σε αυτή τη διαδικασία τα φωτόνια υφίστανται καταστροφικές απώλειες. Ακολουθώντας τη μέθοδο των [Coppi and Blandford, 1990] έχουμε ότι τα φωτόνια ενέργειας x χάνονται με ρυθμό

$$L^{\gamma}_{\gamma\gamma\to ee}(x,t) = n_{\gamma}(x,t) \int_{0}^{\infty} \mathrm{d}x' n_{\gamma}(x',t) R_{\gamma\gamma}(xx')$$
(4.69)

όπου το $R_{\gamma\gamma}$ είναι εμπειρική προσέγγιση του ρυθμού αντίδρασης:

$$R_{\gamma\gamma}(\omega) - 0.652 \frac{\omega^2 - 1}{\omega^3} \ln(\omega) H(\omega - 1)$$
(4.70)

όπου H(y) είναι η συνάρτηση Heaviside.

Όπως και στη περίπτωση παραγωγής φωτοζεύγους, μπορούμε και εδώ να υποθέσουμε ότι το ηλεκτρόνιο και το ποζιτρόνιο που παράγονται έχουν τον ίδιο συντελεστή Lorentz, γ, ενώ για τη δημιουργία τους απαιτείται τουλάχιστον ένα φωτόνια ενέργειας x > 1 που να αλληλεπιδρά με ένα φωτόνιο ενέργειας 1/x. Από τη διατήρηση της ενέργειας βρίσκουμε

$$2\gamma = x + \frac{1}{x} \approx x \tag{4.71}$$

Ο όρος δημιουργίας για τα ηλεκτρόνια είναι, τότε,

$$Q^{e}_{\gamma\gamma \to ee}(x,t) = 4n_{\gamma}(2\gamma,t) \int_{0}^{\infty} \mathrm{d}x' n_{\gamma}(x',t) R_{\gamma\gamma}(2\gamma x')$$
(4.72)

4.5.7 Εξαΰλωση ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου

Η διαδικασία αυτή είναι η αντίστροφη της προηγούμενης. Οι απώλειες των ηλεκτρονίων είναι

$$L^{e}_{ee \to \gamma\gamma}(\gamma, t) = \tau_T R_{ann}(\gamma) n_e(\gamma, t)$$
(4.73)

όπου το R_{ann} είναι [Coppi and Blandford, 1990]:

$$R_{ann} = \frac{3}{8\gamma} [\gamma^{-1/2} + \ln\gamma].$$
(4.74)

Η μέση ενέργεια των φωτονίων που παράγονται κατά αυτό το τρόπο είναι

$$\langle x \rangle = (\gamma + 1)/2 \simeq \gamma/2$$
(4.75)

οπότε ο όρος δημιουργίας φωτονίων μπορεί να γραφεί ως

$$Q_{ee \to \gamma\gamma}^{\gamma}(\gamma, t) = 2\tau_T R_{ann}(2\gamma) n_e(2\gamma, t)$$
(4.76)

4.6 Προσαρμογή δεδομένων από το SOPHIA

Οι κατανομές από φωτοαδρονικές αλληλεπιδράσεις υπολογίζονται έμμεσα από τα αποτελέσματα του Monte Carlo κώδικα SOPHIA. Πρωτόνια τριών διακριτών ενεργειών, ($\gamma_{\rm p} = 10^{6.1}, \gamma_{\rm p} = 10^{9.1}, \gamma_{\rm p} = 10^{12}$, όπου το p αναφέρεται σε πρωτόνια) αλληλεπιδρούν με ισοτροπικά κατανεμημένα φωτόνια-στόχους με ενέργειες που κυμαίνονται από $\xi = 10^{-9.1}$ έως $\xi = 10^{0.1}$ σε λογαριθμικά βήματα 0.1. Αυτό μας δίνει τους ρυθμούς αλληλεπίδρασης και τις ενεργειαχές κατανομές όλων των δευτερευόντων σωματιδίων, συμπεριλαμβανομένων των πρωτονίων (εφόσον θεωρήσαμε ότι τα αρχικά πρωτόνια υπέστησαν καταστροφικές απώλειες) για τις τρεις αυτές συγκεκριμένες αρχικές ενέργειες πρωτονίων. Πιο συγκεκριμένα, αποκτούμε έναν όρο ενεργειαχών απωλειών για τα πρωτόνια και νετρίνα. Τα τελευταία προχύπτουν από τη διάσπαση πιονίων και μιονίων, που υποθέτουμε ότι γίνεται στιγμιαία. Στη περίπτωση όπου έχουμε υψηλά μαγνητικά πεδία, ένας ενδιάμεσος όρος εισροής φωτονίων προχύπτει από αχτινοβολία σύγχροτρον των μιονίων, με αντίστοιχη αρνητική επίπτωση στην ενεργειαχή κατανομή των τελευταίων.

Τα ενεργειαχά πλέγματα που χρησιμοποιούμε στο πρόγραμμά μας είναι ισοχατανεμημένα στο λογάριθμο του γ, με διαχριτιχή ιχανότητα δέχα bins ανά δεχάδα για πρωτόνια χαι ηλεχτρόνια χαι πέντε bins ανά δεχάδα για φωτόνια. Το χαμηλότερο σημείο του πλέγματος για τα πρωτόνια χαι τα ηλεχτρόνια είναι $\gamma_{\min} = 10^{0.1}$, ενώ για τα ηλεχτρόνια λαμβάνεται ως $x_{\min} = b\gamma_{\min}^2$, διότι τα πιό 'απαλά' φωτόνια παράγονται από αχτινοβολία σύγχροτρον των ηλεχτρονίων. Το $b = B/B_c$ είναι το μαγνητιχό πεδίο σε μονάδες του χρίσιμου πεδίου $B_c = m_e^2 c^3/(e\hbar) = 4,414 \times 10^{13}$ G.

Ο όρος εισροής κάθε σωματιδίου υπολογίζεται ως το πηλίκο του όρου ενεργειακής κατανομής από τη SOPHIA δια το χρόνο αλληλεπίδρασης για το αρχικό πρωτόνιο και φωτόνιο, επί τις αριθμητικές πυκνότητες των πρωτονίων και φωτονίων αυτών, όλα

κανονικοποιημένα στις αδιάστατες μονάδες μας,

$$Q_i^{photopion}(\gamma, t) = \frac{d(\gamma, \xi, \gamma') n_{\rm N}(\gamma', t) n_{\gamma}(\xi, t)}{\tau_{\rm N\pi}(\gamma', \xi)}$$
(4.77)

όπου $d(\gamma, \xi, \gamma')$ είναι ο όρος ενεργειακής κατανομής, $\tau_{N\pi}(\gamma', \xi)$ είναι ο χρόνος αλληλεπίδρασης, N είναι ο τύπος νουκλεονίου, *i* είναι ο τύπος σωματιδίου και το γ αντικαθίσταται με x για φωτόνια και με E_{ν}/m_ec^2 για νετρίνα.

Εφόσον τα παραγόμενα φάσματα εξαρτώνται από το γινόμενο $\gamma_{\rm p} \cdot \xi$, για χάθε πρωτόνιο ενέργειας $\gamma_{\rm p}$ που αλληλεπιδρά με ένα φωτόνιο ενέργειας ξ το αποτέλεσμα θα είναι ισοδύναμο με αυτό ενός πρωτονίου ενέργειας $\gamma_{\rm p}^*$ που αλληλεπιδρά με ένα φωτόνιο ενέργειας $\xi^* = \xi \gamma_{\rm p} / \gamma_{\rm p}^*$. Η μόνη διαφορά είναι ότι οι ενέργειες των δευτερευόντων θα μετατοπιστούν χατά $\gamma_{\rm p}^* / \gamma_{\rm p}$. Συνεπώς, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τις τρεις διαχριτές ενέργειες πρωτονίων ($\gamma_{\rm p} = 10^{6.1}, \gamma_{\rm p} = 10^{9.1}, \gamma_{\rm p} = 10^{12}$) για να υπολογίσουμε τις παραγόμενες χατανομές για πρωτόνια όλων των ενδιάμεσων ή χατώτερων ενεργειών με αυτή την εφαρμογή διαβάθμισης (δείτε το Παράρτημα για περισσότερες λεπτομέρειες). Οι τρεις αυτές ενέργειες επιλέχθηχαν για τεχνιχούς λόγους (σε όλες τις μελέτες μας οι ενέργειες των εισρεόμενων πρωτονίων είναι $\gamma_p \ll 10^{12}$). Με την μέθοδο αυτή επιβαρυνόμαστε με μία πολύ μιχρή απώλεια αχρίβειας αλλά χερδίζουμε πολύ σε υπολογιστιχό χρόνο χαι μνήμη.

Όταν το αρχικό νουκλεόνιο είναι νετρόνιο αντί για πρωτόνιο μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τα ίδια δεδομένα αλλά με αλλαγμένες ταμπέλες - νετρόνια αντί για πρωτόνια και όλα τα παραγόμενα σωματίδια αλλαγμένα με τα αντισωματίδιά τους. Από συγκρίσεις με τα αποτελέσματα του κώδικα SOPHIA για αλληλεπιδράσεις νετρονίουφωτονίου βλέπουμε ότι η μέθοδος αυτή είναι αρκετά ακριβής, εφόσον το σφάλμα στις ενέργειες για τις ισοδύναμες κατανομές δεν είναι παραπάνω από 3.5%.

4.7 Γενικές Δοκιμές

Για να δοχιμάσουμε τις προσθήχες στον χώδιχα τρέξαμε δοχιμές διαχριτών αλληλεπιδράσεων χαθώς και πλήρη τρεξίματα του χώδιχα για διάφορες περιπτώσεις μονοενεργειαχών πρωτονίων που εισάγονται σε πεδία αχτινοβολίας μέλανος σώματος. Στο σχήμα 4.5 δείχνουμε τις χατανομές που προχύπτουν από αλληλεπιδράσεις μονοενεργητιχών πρωτονίων παράγοντα Lorentz $\gamma_{\rm p} = 10^{6.1}$ με φωτόνια $\xi = 10^{-2.8}$. Το 95.6% της ενέργειας του πρωτονίου διατηρείται στα δευτερεύοντα σωματίδια, οι χατανομές των οποίων αντιστοιχούν σχεδόν τέλεια με αυτές των δεδομένων του χώδιχα SOPHIA, όπως φαίνονται στο σχήμα 4.6. Εάν τρέξουμε την ίδια δοχιμή με φωτόνια ενέργειας $\xi = 10^{-3.8}$ χαι $\xi = 10^{-0.2}$, που αντιστοιχούν στη χαμηλότερη χαι υψηλότερη ενέργεια φωτονίων για τις οποίες μπορούμε να συγχρίνουμε τα αποτελέσματά μας, η ενέργεια διατηρείται στα δευτερεύοντα σωματίδια σε ποσοστό 90% χαι 98%, αντίστοιχα.



ΣΧΗΜΑ 4.5: Δοχιμαστικές κατανομές από την αλληλεπίδραση μονοενεργειαχών πρωτονίων ενέργειας ($\gamma_p = 10^{6.1}$) με φωτόνια ενέργειας ($\xi = 10^{-2.8}$) όπως παράγονται από τον αριθμητικό κώδικα. Οι μονάδες στον άξονα y είναι αυθαίρετες. Βρίσκονται σε συμφωνία με τα αποτελέσματα του χώδικα SOPHIA.



ΣΧΗΜΑ 4.6: Κατανομές της ίδιας αλληλεπίδρασης όπως στο σχήμα 4.5 από τα αποτελέσματα του χώδικα SOPHIA. Οι μονάδες στον άξονα y ειναι αυθαίρετες.



ΣΧΗΜΑ 4.7: Μέσοι χρόνοι ενεργειαχών απωλειών για πρωτόνια που αλληλεπιδρούν με αχτινοβολία μέλανος σώματος θερμοχρασίας 3×10^5 K σε περιοχή αχτίνας $R = 10^{15}$ cm, που θεωρήσαμε για αυτό το σχοπό. Η διαχεχομμένη γραμμή αντιστοιχεί στη παραγωγή ζευγών ενώ η πλήρης γραμμή αντιστοιχεί σε φωτοαδρονιχές αλληλεπιδράσεις. Οι μονάδες στον άξονα y είναι αδιάστατες, κανονιχοποιημένες στο χρόνο διέλευσης φωτός.

Στο σχήμα. 4.7 δείχνουμε τις ενεργειακές απώλειες πρωτονίων σε ένα πεδίο ακτινοβολίας μέλανος σώματος από φωτοαδρονικές αλληλεπιδράσεις και παραγωγή ζευγών. Η σχετική συνεισφορά κάθε διαδικασίας για κάθε ενέργεια πρωτονίων είναι εντός των προβλεπόμενων ορίων [Stanev et al., 2000b].

Κεφάλαιο 5

ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΣΤΟΥΣ ΕΝΕΡΓΟΥΣ ΓΑΛΑΞΙΑΚΟΥΣ ΠΥΡΗΝΕΣ

Έχοντας εκτελέσει τις απαραίτητες δοκιμές για να βεβαιωθούμε ότι ο κώδικας είναι αξιόπιστος, μπορούμε πλέον να στραφούμε σε πιο πρακτικές μελέτες. Η πρώτη και κυριότερη εξ αυτών είναι η μελέτη της συμπεριφοράς των αδρονικών συστημάτων για παραμέτρους που αντιστοιχούν σε ΕΓΠ.

5.1 Εισροή μονοενεργειαχών πρωτονίων

5.1.1 Φασματικές υπογραφές

Εφόσον υιοθετούμε τη τυπική εικόνα ενός μοντέλου μονοζωνικής ακτινοβολίας, μπορούμε να υποθέσουμε ότι έχουμε έναν σφαιρικό όγκο ακτίνας R και ένα πεπλεγμένο μαγνητικό πεδίο ισχύος B. Θα λάβουμε υπόψιν τη περίπτωση όπου εισάγονται μόνο πρωτόνια στο σύστημα, οπότε θέτουμε την εξωτερική εισροή ηλεκτρονίων ίση με το μηδέν. Ο απλούστερος τρόπος αντιμετώπισης της εισροής πρωτονίων στην εξίσωση Eq. (4.6) είναι να υποθέσουμε ότι τα πρωτόνια εισάγονται με μία συνάρτηση $-\delta$ σε κάποια ενέργεια γ_0 . Αυτό είναι αρκετό για ορισμένες δοκιμές των ακτινοβολιών για τις διάφορες αδρονικές διαδικασίες που αναφέραμε προηγουμένως. Συνεπώς γράφουμε:

$$Q_{\rm p}^{\rm inj}(\gamma_{\rm p}) = Q_{\rm p,0}\delta(\gamma_{\rm p} - \gamma_0) \tag{5.1}$$

όπου $Q_{\rm p,0}$ είναι η κανονικοποίηση των πρωτονίων, θεωρημένη ως χρονοανεξάρτητη. Στη παρούσα εξέταση το βρίσκουμε βολικότερο αντί του $Q_{\rm p,0}$ να ορίσουμε μία ισοδύναμη συμπαγότητα πρωτονίων, η οποία δίνεται από τη σχέση

$$\ell_{\rm p} = \frac{m_{\rm p}}{3m_{\rm e}} \int d\gamma_{\rm p} (\gamma_{\rm p} - 1) Q_p^{\rm inj}(\gamma_{\rm p}).$$
(5.2)

Με την παραδοχή της συνάρτησης $-\delta$, μπορούμε να γράψουμε

$$Q_{\rm p,0} = \frac{3m_{\rm e}}{m_{\rm p}} \frac{\ell_{\rm p}}{(\gamma_0 - 1)}.$$
(5.3)

Η πραγματική εισρε
όμενη λαμπρότητα πρωτονίων συνδέεται με το $\ell_{\rm p}$ με τη σ
χέση

$$L_{\rm p} = \frac{4\pi R m_{\rm p} c^3}{\sigma_{\rm T}} \ell_{\rm p}.$$
(5.4)

Θα καταστεί χρήσιμο να ορίσουμε εδώ, κατά παρόμοιο τρόπο, τις συμπαγότητες

$$\ell_i = \frac{m_{\rm p}}{3m_{\rm e}} \int d\gamma_{\rm p} (\gamma_{\rm p} - 1) L_{\rm p}^i(\gamma_{\rm p}).$$
(5.5)

όπου το *i* αναφέρεται σε κάθε διεργασία που δημιουργεί έναν όρο απώλειας στην εξίσωση (4.6).

Πέρα από τα γ_0 , ℓ_p , και $t_{p,esc}$, χρειάζεται να καθοριστούν οι αρχικές συνθήκες για τους πέντε αγνώστους (πρωτόνια, νετρόνια, φωτόνια, ηλεκτρόνια και νετρίνα) για να καθοριστεί πλήρως το σύστημα. Χωρίς απώλεια της γενικότητας, μπορούνε να υποθέσουμε ότι για t = 0, $n_p(\gamma_p, 0) = n_e(\gamma_e, 0) = n_\gamma(x, 0) = n_n(\gamma_n, 0) = n_\nu(E_\nu, 0) = 0$. Στη συνέχεια μπορούμε να ολοκληρώσουμε το σύστημα χρονικά.

Ποιοτικά, αναμένεται ότι για t > 0 τα πρωτόνια θα αρχίσουν να συσσωρεύονται στη πηγή. Ταυτόχρονα, σύμφωνα με την εξίσωση (4.6), τα πρωτόνια θα χάνουν ενέργεια λόγω ακτινοβολίας synchrotron και, πιθανώς, λόγω παραγωγής φωτοζεύγων και φωτοπιονίων, ενώ ένα ποσοστό τους θα αποδράσει με ρυθμό $t_{p,esc}^{-1}$ από τη περιοχή της πηγής. Σε αυτή τη περίπτωση θα δημιουργηθούν δευτερεύοντα σωματίδια, καθιστώντας τις εξισώσεις (4.7) έως (4.10) σημαντικές για την εξέλιξη του συστήματος.

Σαν ένα πρώτο παράδειγμα, θα δείξουμε τα αποτελέσματα που προχύπτουν υπό τις συνθήχες $R = 3 \times 10^{16}$ cm, B = 1 G, $\ell_p = 0.4$, $t_{p,esc} = t_{cr}$, και $\gamma_0 = 2.5 \times 10^6$. Η ισχύς του μαγνητικού πεδίου είναι αυτή που αναμένει κανείς σε απόσταση περίπου 0.1pc από τη βάση του πίδαχα (Komissarov et al. [2007], O'Sullivan and Gabuzda [2009]). Οι παράμετροι επιλέχθηχαν χατά τέτοιο τρόπο ώστε τα αχτινοβολούμενα φωτόνια να προχαλούν πολύ μιχρές απώλειες στα πρωτόνια, με συνέπεια η σταθερή χατάσταση της χατανομής των πρωτονίων να είναι πολύ εγγύς σε αυτή που λαμβάνεται από την εξίσωση (4.6) όταν παραμελούνται όλοι οι όροι απωλειών, δηλαδή

$$n_{\rm p}(\gamma_{\rm p}) = \frac{3m_{\rm e}}{m_{\rm p}} \frac{\ell_{\rm p} t_{\rm p,esc}}{\gamma_0 - 1} \delta(\gamma_{\rm p} - \gamma_0).$$
(5.6)

Αυτή η απλή μορφή της συνάρτησης κατανομής πρωτονίων βοηθά στην έρευνα ορισμένων σημαντικών πραγμάτων σχετικά με τα φάσματα ηλεκτρονίων και φωτονίων που



ΣΧΗΜΑ 5.1: Ρυθμός παραγωγής δευτερευόντων ηλεκτρονίων για $R = 3 \times 10^{16}$ cm, B = 1 G, $\ell_p = 0.4$, $t_{p,esc} = t_{cr}$ και $\gamma_0 = 2.5 \times 10^6$. Η πλήρης γραμμή αναπαριστά την εισροή που προκύπτει από τη διάσπαση φορτισμένων πιονίων ενώ η μακρά-διακεκομμένη γραμμή είναι η εισροή φωτοζεύγων (Bethe-Heitler). Η μικρή-διακεκομμένη γραμμή αναπαριστά τα ζεύγη που εισρέουν από απορρόφηση $\gamma\gamma$, η οποία είναι αμελητέα για το συγκεκριμένο σετ αρχικών παραμέτρων που έχει επιλεγεί.

προχύπτουν. Για αυτό το λόγο δεν λαμβάνουμε υπόψιν τη παρουσία μίας εξωτερικής κατανομής φωτονίων. Τόσο σε αυτήν όσο και στις υπόλοιπες δοχιμές αυτού του χεφαλαίου οι στόχοι για τα πρωτόνια είναι τα φωτόνια που προχύπτουν από αχτινοβολία σύγχροτρον των πρωτονίων.

Σε χαμηλές συμπαγότητες, όπως αυτές που εξετάζουμε εδώ, τα ηλεκτρόνια εισρέουν στο σύστημα ως δευτερεύοντα σωματίδια μέσω, κυρίως, δύο καναλιών (i) από φωτοζεύγη και (ii) από φωτοπιόνια. (Σε υψηλότερες συμπαγότητες η παραγωγή ζεύγους από αλληλεπιδράσεις φωτονίου-φωτονίου γίνεται σημαντική, αλλά μπορούμε να την αγνοήσουμε επί του παρόντος.) Αυτές οι δύο διαδικασίες είναι σε άμεσο ανταγωνισμό μεταξύ τους και η σχετική τους σημασία εξαρτάται από παραμέτρους όπως το γ_0 και τα απαλά φωτόνια που δρουν σαν στόχοι. Το σχήμα 5.1 πλοτάρει τις συναρτήσεις εισροής των δύο αυτών διαδικασιών για τις αρχικές παραμέτρους που δίνονται παραπάνω. Παρατηρούμε ότι οι δύο κατανομές έχουν διαφορετικά χαρακτηριστικά. Η συνάρτηση εισροής των ηλεκτρονίων φωτοζεύγων είναι πιο πλατιά και έχει κορυφή στις ενέργειες $\gamma_e \simeq \gamma_p$. Η συνάρτηση εισροής των ηλεκτρονίων φωτοπιονίων, από την άλλη, είναι πιο επίπεδη και εμφανίζει κορυφή σε πολύ υψηλότερες ενέργειες, της τάξης του $\gamma_e = \eta_{\pi e} \gamma_p$, με $\eta_{\pi e} \simeq 150$.

ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΣΤΟΥΣ ΕΝΕΡΓΟΥΣ ΓΑΛΑΞΙΑΚΟΥΣ ΠΥΡΗΝΕΣ

Στη περίπτωση που εξετάζουμε εδώ, το φάσμα φωτονίων εμφανίζει τέσσερα διακριτά χαρακτηριστικά. Δύο από αυτά συνδέονται με την ακτινοβολία σύγχροτρον των εισρεόντων ηλεκτρονίων που αναφέραμε προηγουμένως, ενώ τα άλλα δύο χαρακτηριστικά σχετίζονται με την ακτινοβολία σύγχροτρον πρωτονίων και τη διάσπαση $-\pi^0$. Θέτοντάς τα όλα σε μία λίστα, με αύξουσα σειρά συχνότητας, έχουμε

60

- 1. Ακτινοβολία σύγχροτρον πρωτονίων: Εφόσον η συνάρτηση κατανομής των πρωτονίων είναι μία συνάρτηση δ για γ_0 , το ακτινοβολούμενο φάσμα φωτονίων θα έχει κορυφή στην ενέργεια $x \simeq \frac{m_{\rm e}}{m_{\rm p}} b \gamma_0^2$ (όπου $b = B/B_{\rm c}$, $B_{\rm c} = m_{\rm e}^2 c^3/(e\hbar)$).
- 2. Ακτινοβολία σύγχροτρον από ηλεκτρόνια φωτοζεύγους: Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, η συνάρτηση εισροής ηλεκτρονίων που προκύπτει από αλληλεπιδράσεις φωτοζεύγους είναι αρκετά πλατιά, με κορυφή στην ενέργεια $\gamma_{\rm e} \simeq \gamma_{\rm p}$. Η ψύξη των ηλεκτρονίων από σύγχροτρον και η συνεπαγόμενη ακτινοβολία οδηγεί σε ένα φάσμα φωτονίων με κορυφή στο $x \simeq b \gamma_0^2$.
- 3. Ακτινοβολία σύγχροτρον από ηλεκτρόνια φωτοπιονίου: Σε πλήρη αναλογία με το φωτοζεύγος, η κορυφή αυτής της κατανομής θα είναι στην ενέργεια $x \simeq b(\eta_{\pi e} \gamma_0)^2$.
- 4. Ακτίνες -γ από διάσπαση -π⁰-: Μία μονοενεργειακή κατανομή πρωτονίων παράγει μία καλά ορισμένη κορυφή στην ενέργεια $x \simeq \eta_{\pi\gamma}\gamma_0$, με $\eta_{\pi\gamma} \simeq 350$.

Έχει ενδιαφέρον να παρατηρηθεί ότι η αναλογία των θέσεων των τριών πρώτων κορυφών είναι σταθερή, δηλαδή (m_e/m_p) : 1 : $\eta_{\pi e}^2 = 5 \times 10^{-4}$: 1 : 3×10^4 , που συνεπάγεται ότι η κορυφή του πρωτονικού σύγχροτρον θα είναι πάντα περίπου οκτώ τάξεις μεγέθους κάτω από τη κορυφή σύγχροτρον των ηλεκτρονίων από φωτοπιόνια. Μόνο οι ακτίνες γ από διάσπαση ουδέτερων πιονίων δεν συνδέονται με τις άλλες τρεις – εφόσον δεν σχετίζονται με το μαγνητικό πεδίο, αλλά για όλες τις αστροφυσικά σχετιζόμενες τιμές έντασης μαγνητικού πεδίου θα είναι πάντα η υψηλότερη ενεργειακή κορυφή. Αυτά τα χαρακτηριστικά μπορούν να ιδωθούν στο σχήμα 5.2 όπου πλοτάρεται το πολυκυματικό (multi-wavelength, MW) φάσμα που αντιστοιχεί στις παραμέτρους που υιοθετήσαμε παραπάνω. Η συνιστώσα από αντίστροφο σκεδασμό Compton των ηλεκτρονίων είναι αμελητέα.

5.1.2 Αυξάνοντας την ενέργεια των εισρεόντων πρωτονίων: Η μετάβαση από φωτοζεύγη σε φωτοαδρόνια

Αν και τα πρωτόνια θα ακτινοβολούν πάντα μέσω ακτινοβολίας σύγχροτρον, εξαρτάται από τις αρχικές συνθήκες το αν και κατά πόσο θα παράγουν φωτοζεύγη ή φωτοπιόνια. Ο ρυθμός αυτών των διαδικασιών φτάνει στο μέγιστο όταν η ενέργεια της σύγκρουσης της κορυφής του παραγόμενου φάσματος της ακτινοβολίας σύγχροτρον



ΣΧΗΜΑ 5.2: Πολυχυματικό φάσμα φωτονίων σταθερής κατάστασης που προχύπτει από μονοενεργειαχή εισροή πρωτονίων με ελάχιστη ψύξη. Οι παράμετροι είναι οι ίδιοι με αυτές του προηγούμενου σχήματος. Η πλήρης γραμμή είναι το φάσμα σύγχροτρον που αντιστοιχεί στα ηλεκτρόνια που εισρέουν από φωτοζέυγη (στικτή γραμμή) και φωτοπιόνια (στικτήδιακεχομμένη γραμμή) – βλ. προηγούμενο σχήμα. Η μαχρά-διακεχομμένη γραμμή είναι η συνιστώσα σύγχροτρον από πρωτόνια ενώ η βραχεία-διακεχομμένη γραμμή είναι οι ακτίνες γ που προχύπτουν από διάσπαση π⁰.

πρωτονίου με τα σχετικ
ιστικά πρωτόνια ξεπερνά τα σχετικά κατώφλια. Εάν ορίσου
με την τυπική ενέργεια σύγχροτρον πρωτονίου ως $x_{\rm psyn}=\frac{m_{\rm e}}{m_{\rm p}}b\gamma_0^2,$
τότε αν

$$x_{\rm psyn}\gamma_0 < 2,\tag{5.7}$$

προφανώς οι συγκρούσεις πρωτονίου-φωτονίου δεν μπορούν να παράγουν σημαντικές ποσότητες φωτοζευγών, καθότι οι περισσότερες συγκρούσεις γίνονται κάτω από το κατώφλι για αυτή τη διαδικασία. Εάν

$$2 < x_{\rm psyn} \gamma_0 < \frac{m_\pi}{m_{\rm e}} (1 + \frac{m_\pi}{2m_{\rm p}}), \tag{5.8}$$

τότε οι συγκρούσεις μεταξύ x_{psyn} και γ_0 είναι πάνω από το κατώφλι για φωτοζεύγη αλλά όχι για φωτοπιόνια. Η ακτινοβολία σύγχροτρον από παραγόμενα φωτοζεύγη, όμως, μπορεί να παράγει φωτοπιόνια, οπότε αναμένουμε μία τέτοια συνιστώσα ακόμα και σε αυτή τη περίπτωση, αν και σε χαμηλό επίπεδο. Τέλος, για

$$\frac{m_{\pi}}{m_{\rm e}}(1 + \frac{m_{\pi}}{2m_{\rm p}}) < x_{\rm psyn}\gamma_0 \tag{5.9}$$

αναμένουμε ότι τα πρωτόνια μπορούν να παράγουν τόσο φωτοζεύγη όσο και πιόνια σε συγκρούσεις με τα φωτόνια της ακτινοβολίας σύγχροτρον από τα πρωτόνια.

Οι πιο πάνω σχέσεις μας βοηθούν να ορίσουμε δύο χαρακτηριστικές ενέργειες πρωτονίων, που είναι συναρτήσεις μόνο του μαγνητικού πεδίου:

$$\gamma_{\rm p,pair} = \left(\frac{2}{b} \frac{m_{\rm p}}{m_{\rm e}}\right)^{1/3} \tag{5.10}$$

και

$$\gamma_{\rm p,pion} = \left(\frac{1}{b} \frac{m_{\rm p} m_{\pi}}{m_{\rm e}^2} \left(1 + \frac{m_{\rm p}}{2m_{\pi}}\right)\right)^{1/3}.$$
 (5.11)

Ανάλογα με την εισρεόμενη ενέργεια πρωτονίων γ_0 σε σχέση με τα $\gamma_{p,pair}$ και $\gamma_{p,pion}$, τα πρωτόνια μπορούν να παράγουν είτε μόνο φωτοζεύγη είτε και φωτοζεύγη και φωτοπιόνια. Πρέπει να δοθεί έμφαση, όμως, στο ότι οι παραπάνω χαρακτηριστικές ενέργειες πρωτονίων είναι απλά ενδεικτικές. Εφόσον χρησιμοποιούμε τις πλήρεις ενεργειακές εκπομπές, αντί για προσεγγίσεις με συναρτήσεις-δ για τις ενέργειες των δευτερευόντων σωματιδίων και φωτονίων, μπορούμε να έχουμε φωτοζεύγη ακόμα και αν η εξίσωση (5.7) δεν ισχύει, κατά αυστηρό τρόπο, μια και σχετικιστικά πρωτόνια μπορούν πάντα να παράγουν ζεύγη με την ουρά της κατανομής σύγχροτρον.

Η εικόνα 5.3 δείχνει το MW φάσμα φωτονίων στη περίπτωση μονοενεργειακής εισροής πρωτονίων με $\gamma_0 = 3 \times 10^5$, 3×10^6 , και 3×10^7 , ενώ όλες οι άλλες παράμετροι
5.1. Εισροή μονοενεργειαχών πρωτονίων

έχουν διατηρηθεί σταθερές στις τιμές που δόθηκαν στη προηγούμενη παράγραφο. Η εκτέλεση για $\gamma_0 = 3 \times 10^5$ μόλις που ικανοποιεί τη συνθήκη για φωτοζεύγη αλλά όχι τη συνθήκη για φωτοπιόνια. Έτσι το φάσμα φωτονίων αποτελείται από τη κορυφή σύγχροτρον από πρωτόνια και την εκπομπή από σύγχροτρον φωτοζευγών. Η εκτέλεση για $\gamma_0 = 3 \times 10^6$ ικανοποιεί και τις δύο συνθήκες, και το φάσμα φωτονίιων δειίχνει και τα τέσσερα χαρακτηριστικά, όπως συζητήθηκαν στο προηγούμενο τμήμα. Τέλος, η εκτέλεση για $\gamma_0 = 3 \times 10^7$ έχει πολύ ισχυρότερο φωτοπιονικό συστατικό παρά φωτοζεύγους και, ως αποτέλεσμα, η ακτινοβολία σύγχροτρον του τελευταίου βρίσκεται πολύ πιο κάτω από αυτή του πρώτου, εμφανίζοντας μία μόνο κορυφή για το φάσμα σύγχροτρον, τη φωτοπιονική.

Για να συστηματοποιήσουμε τα παραπάνω αποτελέσματα πλοτάραμε τις εισρεόμενες συμπαγότητες χάθε διαδιχασίας που προχύπτει από τα πρωτόνια (όπως ορίζονται στην εξίσωση (5.2), αλλά για $Q_{\rm p}^{\rm inj}(\gamma)$ που αντιστοιχεί σε κάθε συγκεκριμένη διαδικασία, αντί για τη συνολική εισροή πρωτονίων) στην εικόνα 5.4 ως συνάρτηση του γ₀, ενώ όλες οι άλλες παράμετροι διατηρήθηκαν σταθερές. Για την εισρεόμενη συμπαγότητα πρωτονίων προσμετρήσαμε το άθροισμα των ακτίνων γ και των ηλεκτρονίων που προέχυψαν από τη διάσπαση ουδέτερων χαι φορτισμένων πιονίων, αντίστοιχα, εφόσον και τα δύο συνεισφέρουν στο φάσμα φωτονίων. Παρατηρούμε ότι αν και ο όρος σύγχροτρον πρωτονίων χυμαίνεται γραμμιχά με την εισρεόμενη ενέργεια, οι όροι από φωτοζεύγη και φωτοπιόνια επιδεικνύουν μία πολύ πιο πολύπλοκη συμπεριφορά. Και οι δύο αρχικά αυξάνουν, φτάνοντας σε ένα μέγιστο, και στη συνέχεια ελαττώνονται. Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, η διαδικασία φωτοζεύγους είναι σημαντικότερη για χαμηλότερες εισρεόμενες ενέργειες πρωτονίων, αλλά όσο η εισρεόμενη ενέργεια αυξάνει η διαδικασία φωτοπιονίου γίνεται κυρίαρχη. - για το θεωρούμενο μαγνητικό πεδίο, $\gamma_{\rm p,pair}=5 imes 10^5$, ενώ $\gamma_{\rm p,pion}=5 imes 10^6$. Παρατηρούμε αχόμα ότι η διαδιχασία σύγχροτρον πρωτονίου είναι σημαντικότερη σαν διαδικασία απώλειας/εισροής από τις άλλες δύο για όλες τις ενέργειες, αλλά αυτό εξαρτάται από τη τιμή της συμπαγότητας των εισρεόμενων πρωτονίων. Όπως θα δείξουμε στο επόμενο τμήμα η τάση αυτή αλλάζει όταν η συμπαγότητα των πρωτονίων αυξάνεται.

5.1.3 Αυξάνοντας τη συμπαγότητα των εισρεόμενων πρωτονίων: από τη γραμμική στη μη-γραμμική ψύξη

Ας εξερευνήσουμε τώρα τις επιπτώσεις που έχει η συμπαγότητα των εισρεόμενων πρωτονίων στα φάσματα φωτονίων. Στη περίπτωση της εισροής αποκλειστικά πρωτονίων, που εξετάζουμε εδώ, παρατηρούνται κάποιες βαθιές αναλογίες με τη σχέση σύγχροτρον - SSC ενός λεπτονικού συστήματος. Εκεί τα ηλεκτρόνια ακτινοβολούν φωτόνια από σύγχροτρον και στη συνέχεια τα σκεδάζουν σε υψηλότερες ενέργειες μέσω αντίστροφου σκεδασμού Compton. Όσο η ενεργειακή πυκνότητα του μαγνητικού πεδίου κυριαρχεί επί της ενεργειακής πυκνότητας των φωτονίων σύγχροτρον το σύ-



ΣΧΗΜΑ 5.3: Πολυχυματικό φάσμα φωτονίων σε σταθερή κατάσταση, όπως έχει προκύψει από εισροή μονοενεργειακών πρωτονίων με $\gamma_0 = 3 \times 10^5$ (στικτή γραμμή), 3×10^6 (πλήρης γραμμή), και 3×10^7 (διακεκομμένη γραμμή). Οι άλλες παράμετροι είναι $R = 3 \times 10^{16}$ cm, B = 1 G, $\ell_{\rm p} = 0.4$, και $t_{\rm p,esc} = t_{\rm cr}$.



ΣΧΗΜΑ 5.4: Η συμπαγότητα πρωτονικών διαδικασιών για μία εισροή πρωτονίων με μορφή συνάρτησης-δ, συναρτήσει της ενέργειας γ_0 . Η πλήρης γραμμή αντιστοιχεί σε σύγχροτρον πρωτονίων, η διακεκομμένη γραμμή αντιστοιχεί σε φωτοζεύγη και η στικτή γραμμή σε φωτοπιόνια. Για αυτή τη διαδικασία, πλοτάρεται το άθροισμα των εισροών φωτονίων και ηλεκτρονιων, ως αποτέλεσμα της διάσπασης ουδέτερων και φορτισμένων πιονίων. Οι υπόλοιπες παράμετροι είναι $R = 3 \times 10^{16}$ cm, B = 1 G, $\ell_p = 0.4$ και $t_{p,esc} = t_{cr}$.

5.1. Εισροή μονοενεργειαχών πρωτονίων

στημα μπορεί να θεωρηθεί ότι βρίσκεται στη γραμμική περιοχή. Αυτή η κατάσταση αλλάζει όταν η πυκνότητα φωτονίων σύγχροτρον κυριαρχεί και το σύστημα γίνεται μη-γραμμικό, οδηγώντας στη καταστροφή Compton.

Κάτι ανάλογο μπορεί να θεωρηθεί και για το σύστημα που αντιμετωπίζουμε εδώ (όπως και στη §2 στο Petropoulou and Mastichiadis [2012b]). Σε αδρονικά συστήματα, και για το παράδειγμα που εξετάσαμε παραπάνω, μπορεί να υποστηριχθεί ότι το σύστημα βρίσκεται στη γραμμική περιοχή επειδή τα πρωτόνια ακτινοβολούν μέσω σύγχροτρον και τα φωτόνια που παράγονται κατά αυτό τον τρόπο χρησιμοποιούνται σαν στόχοι για παραγωγή φωτοζευγών και φωτοπιονίων. Όπως φαίνεται από το σχήμα 5.4, η λαμπρότητα σύγχροτρον κυριαρχεί, που σημαίνει ότι η ψύξη, όσο μικρή και αν είναι, καθορίζεται από αυτή τη διαδικασία. Το σχήμα 5.4 μπορεί να ιδωθεί και υπό το πρίσμα των χρονικών κλιμάκων απώλειας ενέργειας για κάθε διαδικασία. Αν και οι συμπαγότητες εξαρτώνται από τη πυκνότητα των πρωτονίων, η πολύ χαμηλή αποδοτικότητα του συστήματος (στην οποία θα αναφερθούμε πιο λεπτομερώς στην επόμενη ενότητα) έχει ως αποτέλεσμα η πυκνότητα των πρωτονίων, δοθέντος μίας σταθερής εισροής τους, να παραμένει πρακτικά σταθερή. Τότε, για κάθε εισροή πρωτονίων

$$Q_{\rm p}^{\rm inj}(\gamma_{\rm p}) = \frac{n_{\rm p}}{t_{\rm p,esc}},\tag{5.12}$$

οι όροι απώλειας θα είναι

$$L_{\rm p}^i(\gamma_{\rm p}) = \frac{n_{\rm p}}{t_i} \tag{5.13}$$

όπου το i μπορεί να ειναι 'syn', 'BH' ή 'pγ' (φωτοπιόνιο). Αντικαθιστώντας στις εξισώσεις (5.2) και (5.5), βρίσκουμε

$$\frac{t_i}{t_{\rm p,esc}} = \frac{\ell_{\rm p}}{\ell_i}.$$
(5.14)

Συνεπώς, η σημαντική ερώτηση είναι τι γίνεται στο σύστημα αν η εισρεόμενη συμπαγότητα των πρωτονίων αυξάνεται περαιτέρω ενώ το μαγνητικό πεδίο διατηρείται σταθερό. Πρακτικά, αυτό θα σημαίνει ότι η πυκνότητα φωτονίων του συστήματος αυξάνεται σε σχέση με αυτή του μαγνητικού πεδίου και, ως αποτέλεσμα, οι απώλειες φωτοζεύγους και οι απώλειες/εισροές φωτοπιονίων θα αυξάνονται γρηγορότερα από αυτές του σύγχροτρον πρωτονίων. Αυτό συμβαίνει διότι ενώ η λαμπρότητα σύγχροτρον εξαρτάται από τη πυκνότητα πρωτονίων οι λαμπρότητες φωτοζευγών και φωτοπιονίων εξαρτώνται και από τη πυκνότητα πρωτονίων και από τη πυκνότητα φωτονίων. Εφόσον η πυκνότητα φωτονίων εξαρτάται από τη πυκνότητα των πρωτονίων, συμπεραίνουμε ότι οι πιο πάνω διαδικασίες έχουν τετραγωνική εξάρτηση από τη πυκνότητα πρωτονίων, φτάνει και οι δύο να χρησιμοποιούν τα φωτόνια από σύγχροτρον πρωτονίου για στόχους, κάτι που ισχύει όσο $\gamma_0 > \gamma_{p,pion}$ (από την εξίσωση 5.11).

Το παραπάνω φαίνεται στο σχήμα 5.5, που δείχνει το πολυχυματικό φάσμα σταθερής κατάστασης στη περίπτωση που η συμπαγότητα εισροής πρωτονίων λαμβάνει τις τιμές $\ell_{\rm p}$ =0.4, 1.3, 4, 13, και 40 (από κάτω προς τα πάνω). Παρατηρούμε ότι με την αύξηση της συμπαγότητας εισροής το συστατικό της ακτινοβολίας σύγχροτρον αυξάνεται γραμμιχά ενώ τα συστατιχά φωτοζευγών χαι φωτοπιονίων αυξάνονται τετραγωνικά. Παρόλα αυτό, για $\ell_{\rm p}\simeq 40$, το σύστημα υφίσταται μία μεταβολή και η λαμπρότητα πρωτονίων αυξάνεται χατά έναν παράγοντα 104. Αυτού του είδους οι μεταβολές δείχνουν ότι το σύστημα γίνεται υπερχρίσιμο, χαι προχαλούνται από διάφορους μηγανισμούς ανάδρασης, όπως ο χύχλος παραγωγής ζεύγους - σύγχροτρον [Kirk and Mastichiadis, 1992] και αυτός του αυτόματου quenching φωτονίων [Stawarz and Kirk, 2007, Petropoulou and Mastichiadis, 2011], που προχαλούν μία πολύ γρήγορη, μη-γραμμική ψύξη των πρωτονίων με ταυτόχρονα εκθετική αύξηση στον αριθμό των δευτερευόντων σωματιδίων. Το σύστημα πλέον μπορεί είτε να φτάσει σε μία σταθερή χατάσταση, όπως στο παράδειγμα που δείξαμε παραπάνω, είτε να παρουσιάσει οριαχούς χύχλους [Stern and Svensson, 1991, Mastichiadis et al., 2005, Petropoulou and Mastichiadis, 2012b]. Μία πιο συστηματική έρευνα των επιπτώσεων αυτής της κατάστασης θα γίνει στο επόμενο κεφάλαιο.

Από τη στιγμή που η συμπεριφορά που φαίνεται στο σχήμα 5.5 είναι η τυπική, με τις συνιστώσες που έχουν αναφερθεί μέχρι τώρα, θα υπάρχει πάντα μία τιμή του ℓ_p πάνω από την οποία το σύστημα θα γίνεται υπερκρίσιμο. Ορίζουμε αυτή τη τιμή ως $\ell_{p,cr}(R, B, \gamma_{max})$ και θα την αναφέρουμε στην §5.3. Ένα τελευταίο σχόλιο σχετικά με το παραπάνω σχήμα είναι ότι ο λόγος των ρυθμών εισροής φωτοζευγών και φωτοπιονίων, που παρέμενε σταθερός όσο το σύστημα ήταν στην υποκρίσιμη περιοχή, αρχίζει να μεταβάλλεται όταν το σύστημα γίνεται υπερκρίσιμο. Αυτό συμβαίνει επειδή το φάσμα των φωτονίων-στόχων αλλάζει, προχαλώντας μία αντίστοιχη αλλαγή στους σχετικούς ρυθμούς.

Το σχήμα 5.6 δείχνει την εισρεόμενη λαμπρότητα από κάθε διαδικασία στην οποία μετέχουν τα πρωτόνια. Παρατηρούμε ότι το σύγχροτρον παραμένει συνεχώς γραμμικό, ενώ τα φωτοζεύγη και τα φωτοπιόνια είναι αρχικά τετραγωνικά, μέχρι που γίνονται άχρως μη-γραμμικά όταν η πυκνότητα πρωτονίων εισέρχεται στη μη-γραμμική περιοχή.

Ένα ενδιαφέρον αποτέλεσμα της παραπάνω ανάλυσης είναι το αχόλουθο. Στις περιπτώσεις όπου $\gamma_{p,pair} < \gamma_0 < \gamma_{p,pion}$ (η ανοιχτή γχρίζα περιοχή στο σχήμα 5.7), τότε, σύμφωνα με όσα συζητήθηκαν στη προηγούμενη ενότητα, τα πρωτόνια μπορούν να παράγουν φωτοζεύγη αλληλεπιδρώντας με τα φωτόνια πρωτονιχού σύγχροτρον, αλλά όχι φωτοπιόνια. Τα τελευταία, όμως, μπορούν να δημιουργηθούν από την αχτινοβολία σύγχροτρον των παραγόμενων φωτοζευγών. Έτσι, χάθε απόχλιση στον ρυθμό εισροής θα προχαλέσει μία γραμμική μεταβολή στα φωτόνια πρωτονιχού σύγχροτρον,



ΣΧΗΜΑ 5.5: Πολυχυματικό φάσμα φωτονίων σταθερής κατάστασης για εισροή πρωτονίων συνάρτησης-δ με ενέργεια $\gamma_0 = 2.5 \times 10^6$ και συμπαγότητες εισροής $\ell_{\rm p} = 0.4, 1.3, 4, 13,$ και 40 (από κάτω προς τα πάνω). Οι άλλες παράμετροι είναι $R = 3 \times 10^{16}$ cm, B = 1 G, $t_{\rm p,esc} = t_{\rm cr}$.



ΣΧΗΜΑ 5.6: Οι συμπαγότητες των διαδιχασιών απώλειας ενέργειας πρωτονίων για μία εισροή πρωτονίων συνάρτησης-δ, συναρτήσει της συμπαγότητας πρωτονίων ℓ_p . Η πλήρης γραμμή αντιστοιχει στο σύγχροτρον πρωτονίων, η διαχεχομμένη γραμμή είναι για φωτοζεύγη και η στιχτή γραμμή είναι για φωτοπιόνια. Για τη τελευταία πλοτάρεται το άθροισμα των εισροών ηλεχτρονίων και φωτονίων που προχύπτουν από τη διάσπαση φορτισμένων πιονίων. Οι υπόλοιπες παράμετροι είναι όπως και στο προηγούμενο σχήμα.



ΣΧΗΜΑ 5.7: Η περιοχή με ανοιχτό γχρι χρώμα υποδηλώνει τον χώρο παραμέτρων για χυβιχή εξάρτηση των φωτοπιονίων από την εισροή πρωτονίων. Στη περιοχή με λευχό χρώμα έχουμε τετραγωνιχή εξάρτηση ενώ στη περιοχή με σχούρο γχρι χρώμα βρισχόμαστε χάτω από το χατώφλι για αλληλεπιδράσεις πρωτονίου-φωτονίου.

τετραγωνική μεταβολή στα φωτοζεύγη (όπως έχει ήδη εξηγηθεί) και κυβική μεταβολή στα φωτοπιόνια, επειδή ο ρυθμός δημιουργίας τους εξαρτάται από τα πρωτόνια και τα φωτοζεύγη. Θα επανέλθουμε σε αυτό το θέμα στη §6. Μία εποπτική εικόνα της αλληλεπίδρασης όλων των συνιστωσών που αναφέρθηκαν μέχρι τώρα φαίνεται στο σχήμα 5.8.

5.2 Εισροή πρωτονίων με νόμο δύναμης

Ας εξετάσουμε τώρα τη περίπτωση που τα εισρεόμενα πρωτόνια έχουν τη μορφή νόμου δύναμης, οπότε η συνάρτηση εισροής γίνεται

$$Q_{\rm p}^{\rm inj}(\gamma) = Q_{\rm p,0}\gamma^{-s}H(\gamma - \gamma_{\rm p,min})H(\gamma_{\rm p,max} - \gamma)$$
(5.15)

όπου $\gamma_{p,\min}$ και $\gamma_{p,\max}$ είναι τα κάτω και άνω όρια της κατανομής πρωτονίων, αντίστοιχα, $Q_{p,0}$ είναι η κανονικοποίηση των πρωτονίων (θεωρούμενη, προς το παρόν, ως χρονοανεξάρτητη), και H(x) είναι η συνάρτηση Heaviside. Από την εξίσωση 5.15 μπορούμε να ορίσουμε μία συμπαγότητα πρωτονίων σε πλήρη αναλογία με την μονοενεργειακή περίπτωση, όπως στην εξίσωση 5.2.

Το σχήμα 5.9 δείχνει τα φάσματα των φωτονίων, νετρονίων και νετρίνων όλων των γεύσεων που προκύπτουν από μία πηγή με παραμέτρους $\gamma_{p,min} = 10$, $\gamma_{p,max} = 10^6$,



ΣΧΗΜΑ 5.8: Εποπτική επισκόπηση των κύριων αντιδράσεων όσο το σύστημα βρίσκεται στην υποκρίσιμη περιοχή. (a) Η ακτινοβολία πρωτονικού σύγχροτρον παράγει έναν αρχικό πληθυσμό φωτονίων γ_1 . (b) Αυτά τα φωτόνια δρουν σαν στόχοι για τα αρχικά πρωτόνια, εάν ξεπερνιέται το ενεργειακό κατώφλι για παραγωγή ζευγών. Σε αυτή τη περίπτωση, ένας νέος πληθυσμός φωτονίων, ο γ_2 , ανακύπτει μέσω ακτινοβολίας σύγχροτρον από τα φωτοζεύγη. (c) Εάν ξεπερνιέται το κατώφλι για φωτοαδρονικές αλληλεπιδράσεις με τα φωτόνια γ_1 , τότε δημιουργούνται πιόνια με τετραγωνική εξάρτηση από την συμπαγότητα εισροής των πρωτονίων. (d) Τα ουδέτερα πιόνια διασπώνται σε φωτόνια πολύ υψηλών ενεργειών (πληθυσμός γ_4) ενώ (e) τα φορτισμένα πιόνια διασπώνται σε μιόνια και νετρίνα, καταλήγοντας και σε φωτόνια μέσω ακτινοβολίας σύγχροτρον των δευτερευόντων ηλεκτρονίων. (πληθυσμός γ_3). (f) Εάν οι φωτοαδρονικές αλληλεπιδράσεις δεν είναι εφικτές με τα φωτόνια γ_1 αλλά είναι εφικτές με τα φωτόνια γ_2 , τότε η εξάρτηση των πιονίων (και των φωτονικών πληθυσμών γ_3 και γ_4) είναι κυβική. Οι συνθήκες για το (f) φαίνονται στο σχήμα 5.7

 $R = 3 \times 10^{16}$ cm, B = 1 G, s = 2, $\ell_{\rm p} = 30$, και $t_{\rm p.esc} = t_{\rm cr}$. Για λόγους σύγκρισης πλοτάραμε και το φάσμα των εισρεόμενων πρωτονίων. Το φάσμα νετρίνων σχηματίζει χορυφή σε υψηλές ενέργειες και η κατανομή του μοιάζει με αυτή των ακτίνων γ που προχύπτουν από διάσπαση $-\pi^0$. Τα νετρόνια, από την άλλη, έχουν πιο μυτερή χορυφή με το μέγιστο της χατανομής τους να είναι πολύ χοντά στο γ_{p.max}. Άλλο ένα ενδιαφέρον χαρακτηριστικό είναι αυτό της αποδοτικότητας, δηλαδή του ποσοστού της λαμπρότητας που καταλήγει σε ακτινοβολία, νετρόνια και νετρίνα σε σχέση με τη συνολική ισχύ που εγχέεται στα πρωτόνια. Αυτή η αποδοτικότητα είναι πολύ χαμηλή, τουλάχιστον για τις παραμέτρους του παρόντος παραδείγματος. Έτσι, τα φωτόνια προσλαμβάνουν περίπου το 10⁻⁷ της διαθέσιμης λαμπρότητας από τα πρωτόνια, ενώ ένα συγχρίσιμο ποσό πηγαίνει στα νετρόνια χαι τα νετρίνα. Για τέτριες χαμηλές συμπαγότητες τα νετρόνια διαφεύγουν από τη πηγή πρακτικά ανεπηρέαστα χαι εναποθέτουν την ενέργειά τους στην τριγύρω περιοχή μόλις διασπασθούν πάλι σε πρωτόνια [Kirk and Mastichiadis, 1989b, Giovanoni and Kazanas, 1990b]. Η προχύπτουσα ακτινοβολία θα σχηματίζει μέγιστο σε UHE ενέργειες από διάσπαση π^0 και σε VHE ενέργειες από ψύξη σύγχροτρον των παραγόμενων πρωτονίων [Mastichiadis and Protheroe, 1990].

Στο σχήμα 5.10, που είναι παρόμοιο με το σχήμα 5.3 για τη περίπτωση μονοενεργειαχής εισροής, αντιμετωπίζουμε το $\gamma_{p,max}$ σαν ελεύθερη παράμετρο, που λαμβάνει τιμές από $10^{5.5}$ έως 10^8 με λογαριθμικό βήμα 0.5. Για $\gamma_{p,max} = 10^{5.5}$ το κατώφλι φωτοζεύγους μόλις που ικανοποιείται για συγκρούσεις μεταξύ φωτονίων από πρωτονικό σύγχροτρον και πρωτονίων. Αχόμα και έτσι, υπάρχει ένα χαμηλής λαμπρότητας συστατικό φωτοπιονίων από συγκρούσεις μεταξύ φωτονίων από αχτινοβολία σύγχροτρον των ηλεκτρονίων φωτοζεύγους και πρωτονίων. Γενικά, σε αναλογία με την μονοενεργειαχή περίπτωση, βρίσχουμε ότι καθώς το $\gamma_{p,max}$ αυξάνει, η διαδικασία φωτοπιονίου αρχίζει να χυριαρχεί επί της διαδικασίας φωτοζεύγους. Σε πολύ μεγάλες ενέργειες εισροής πρωτονίων, όμως, το φάσμα αρχίζει να υφίσταται κορεσμό καθώς η απορρόφηση φωτονίου-φωτονίου γίνεται κυρίαρχη.

Στο σχήμα 5.11 πλοτάρουμε τα φάσματα σταθερής κατάστασης συναρτήσει της αρχικής λαμπρότητας πρωτονίων. Είναι αντίστοιχο με το σχήμα 5.5 και παρατηρούνται πάλι τα δύο βασικά χαρακτηριστικά που σχολιάστηκαν για εκείνο το σχήμα, δηλαδή η τετραγωνική φύση των διαδικασιών φωτοζεύγους και φωτοπιονίου σε αντίθεση με τη γραμμική συμπεριφορά της ακτινοβολίας πρωτονικού σύγχροτρον και η μη-γραμμική μεταβολή του συστήματος σε υψηλές λαμπρότητες όταν τα πρωτόνια φτάσουν κάποια κρίσιμη πυκνότητα.

Στο σχήμα 5.12 αντιμετωπίζουμε τη κλίση των εισρεόμενων πρωτονίων σαν ελεύθερη παράμετρο. Εφόσον σε κάθε περίπτωση η λαμπρότητα των εισρεόμενων πρωτονίων είναι η ίδια, εισροή με σκληρότερους νόμους δύναμης θα έχει ως αποτέλεσμα τη συγκέντρωση περισσότερης λαμπρότητας σε υψηλές ενέργειες, με αποτέλεσμα πιο επίπεδα φάσματα για το συστατικό από πρωτονικό σύγχροτρον καθώς και μία αύ-



ΣΧΗΜΑ 5.9: Φάσματα φωτονίων (βραχεία διακεκομμένη γραμμή), νετρονίων (μακρά διακεκομμένη γραμμή) και νετρίνων (πλήρης γραμμή) που αποδρούν από τη πηγή για αρχικές παραμέτρους: s = 2, $\ell_{\rm p} = 30$, $t_{\rm p,esc} = t_{\rm cr}$, $\gamma_{\rm p,min} = 10$, $\gamma_{\rm p,max} = 10^6$, $R = 3 \times 10^{16}$ cm, και B = 1 G. Για σύγκριση πλοτάραμε το εισρεόμενο φάσμα πρωτονίων με στικτή γραμμή.



ΣΧΗΜΑ 5.10: Φάσματα φωτονίων σταθερής κατάστασης που προκύπτουν από εισροή πρωτονίων νόμου δύναμης με παραμέτρους: s = 2, $\ell_p = 0.3$, $t_{p,esc} = t_{cr}$, $\gamma_{p,min} = 10$, και $\gamma_{p,max} = 10^{5.5} - 10^8$ με λογαριθμικό βήμα 0.5 (από κάτω προς τα πάνω). Οι άλλες παράμετροι είναι $R = 3 \times 10^{16}$ cm και B = 1 G.



ΣΧΗΜΑ 5.11: Πολυκυματικά φάσματα φωτονίων σταθερής κατάστασης που προκύπτουν από εισροή πρωτονίων νόμου δύναμης με παραμέτρους: $\gamma_{p,min} = 10$, $\gamma_{p,max} = 10^6$, s = 2, $t_{p,esc} = t_{cr}$, και με το ℓ_p να λαμβάνει τιμές από 0.3 μέχρι 100 με λογαριθμικό βήμα 0.5 (από κάτω προς τα πάνω). Οι άλλες παράμετροι είναι $R = 3 \times 10^{16}$ cm και B = 1 G.

ξηση της λαμπρότητας που πηγαίνει στα συστατικά από φωτοζεύγη και φωτοπιόνια. Το τελευταίο φαίνεται καθαρότερα στο σχήμα 5.13, όπου οι προκύπτουσες λαμπρότητες πλοτάρονται συναρτήσει του s. Επειδή επιλέξαμε μία μεγάλη τιμή για το άνω ενεργειακό όριο των πρωτονίων ($\gamma_{p,max} = 10^8$), τα φωτοπιόνια κυριαρχούν επί της παραγωγής φωτοζευγών για επίπεδα φάσματα εισροής, ενώ οι δύο διαδικασίες γίνονται συγκρίσιμες για πιο απότομα φάσματα.

Τα νετρίνα που εκπέμπονται από αυτούς τους νόμους δύναμης πρωτονίων πλοτάρονται στο σχήμα 5.14. Κοντά στο άνω τους όριο μοιάζουν με νόμους δύναμης, που είναι σκληρότεροι από αυτούς των πρωτονίων κατά έναν παράγοντα περίπου (s - 0.5)/2.5.

5.3 Χρονική μεταβλητότητα

Το αριθμητικό σύστημα εξισώσεων που παρουσιάστηκε στις εξισώσεις (4.6) έως (4.10) μπορεί να προσομοιώσει χρονική μεταβλητότητα, αντιμετωπίζοντας μία ή παραπάνω από τις ελεύθερες παραμέτρους ως χρονοεξαρτώμενη. Εδώ υιοθετούμε τη τυπική διαδικασία που ακολουθείται σε τέτοιες καταστάσεις, δηλαδή χρησιμοποιούμε αρχικά μία σταθερή εισροή μέχρι το σύστημα να φτάσει σε μία σταθερή κατάσταση, έπειτα προσθέτουμε μία διαταραχή σε μία από τις παραμέτρους και καταγράφουμε τα φάσματα φωτονίων που παράγονται σε κάθε στιγμή μετά από αυτό.



ΣΧΗΜΑ 5.12: Πολυχυματικά φάσματα φωτονίων σταθερής κατάστασης που προχύπτουν από εισροή πρωτονίων μεταβλητού νόμου δύναμης με παραμέτρους: $\gamma_{p,min} = 10$, $\gamma_{p,max} = 10^8$, $\ell_p = 0.1$, $t_{p,esc} = t_{cr}$, $R = 3 \times 10^{16}$ cm, B = 1 G, και με το s να λαμβάνει τιμές από 1.5 μέχρι 2.5 με λογαριθμικό βήμα 0.25 (από πάνω προς τα κάτω).



ΣΧΗΜΑ 5.13: Λαμπρότητα σταθερής κατάστασης φωτονίων που παράγονται από πρωτονικό σύγχροτρον (πλήρης γραμμή), ηλεκτρονικό σύγχροτρον από φωτοζεύγη (μακρά διακεκομμένη γραμμή) και ηλεκτρονικό σύγχροτρον από φωτοπιόνια (βραχεία διακεκομμένη γραμμή), πλοταρισμένα συναρτήσει του s. Όλες οι άλλες αρχικές παράμετροι είναι όπως στο προηγούμενο σχήμα.



ΣΧΗΜΑ 5.14: Πολυχυματικό φάσμα σταθερής κατάστασης των (ηλεκτρονικών και μιονικών) νετρίνων που προχύπτουν από εισροή πρωτονίων μεταβλητού νόμου δύναμης, όπως στο σχήμα 5.12.

Σαν ενδεικτικό παράδειγμα, επιλέξαμε πρώτα σαν αρχικές παραμέτρους αυτές που οδήγησαν στη σταθερή κατάσταση του σχήματος $5.2 - \delta$ είτε ακόμα τη κάτω καμπύλη στο σχήμα 5.5. Επιλέξαμε αυτό το συγκεκριμένο παράδειγμα επειδή, για αυτή τη περίπτωση, κάθε αδρονικό συστατικό αφήνει μία καθαρή υπογραφή στο πολυκυματικό φάσμα, διευκολύνοντας έτσι τη μελέτη των συστατικών αυτών στο χρόνο. Η χρονική μεταβολή που εισάγουμε είναι στη παράμετρο εισροής των πρωτονίων $Q_{\rm p}^{\rm inj}$, και έχει τη μορφή ενός Λορεντζιανού προφίλ

$$f_{\rm L}(t;t_0,w,n) = 1 + (n-1)\frac{w^2}{4(t-t_0)^2 + w^2}.$$
(5.16)

Η παραπάνω ποσότητα εμφανίζει μέγιστο για $t = t_0$, δηλαδή $f_L(t_0; t_0, w, n) = n$, υποθέτοντας ότι n > 1. Η ποσότητα w Είναι το πλάτος στο ημιμέγιστο, εφόσον $f_L(t_0 \pm w; t_0, w, n) = (n+1)/2$. Για την παρούσα εφαρμογή, οι παράμετροι που χρησιμοποιήθηχαν είναι n = 3.16, $t_0 = 100t_{\rm cr}$ και $w = 10t_{\rm cr}$.

Το σχήμα 5.15 δείχνει τις κεντραρισμένες στη μέγιστη ενέργεια (δηλαδή με τον οριζόντιο άξονα κεντραρισμένο στο χρόνο όπου η ενέργεια εισροής πρωτονίων γίνεται μέγιστη) καμπύλες φωτός φωτονίων που προκύπτουν για ενέργειες (εκπεφρασμένες σε λογάριθμο) $x_1 = -3.84$, $x_2 = -1.24$ και $x_3 = 3.15$. Σύμφωνα με τη συζήτηση που έγινε μετά το σχήμα 5.2, για τις αρχικές συνθήκες που χρησιμοποιήθηκαν, η σύγχροτρον πρωτονίου συνεισφέρει κυρίως στο x_1 , ενώ η σύγχροτρον από ηλεκτρόνια μόνο φωτοπιονίων συνεισφέρει στο x_2 και η σύγχροτρον από ηλεκτρόνια μόνο



ΣΧΗΜΑ 5.15: Καμπύλες φωτός, κεντραρισμένες στη μέγιστη ενέργεια, για ενέργειες φωτονίων $x_1 = 10^{-3.85}$ (διακεχομμένη γραμμή), $x_2 = 10^{-1.25}$ (στικτή-διακεχομμένη γραμμή) και $x_3 = 10^{3.15}$ (βραχεία διακεχομμένη γραμμή) που προκύπτουν από μία Λορεντζιανή μεταβολή της παραμέτρου εισροής των πρωτονίων $Q_p^{\rm inj}$ με n = 3.2 και $w = 10t_{\rm cr}$, που αναπαρίσταται εδώ με πλήρη γραμμή. Αυτή η μεταβολή εισήχθηκε σε μία προϋπάρχουσα σταθερή κατάσταση που λήφθηκε με τις παραμέτρους του σχήματος 5.2 (ή, ισοδύναμα, από το σχήμα 5.5, κάτω χαμπύλη.) Για αυτό το παράδειγμα, οι γραμμές για x_2 και x_3 πραχτικά συμπίπτουν.

οποία συνεισφέρει η σύγχροτρον από πρωτόνια, ακολουθεί τη μεταβολή της εισροής πρωτονίων πολύ κοντινά. Οι υπόλοιπες ενέργειες έχουν καθαρά τετραγωνική εξάρτηση ως προς την μεταβολή των πρωτονίων, σε συμφωνία με τη συζήτηση που έγινε στη §5.1.1.

Στο σχήμα 5.16 επαναλαμβάνουμε τους υπολογισμούς, αλλά τώρα λαμβάνουμε μία τιμή της ενέργειας εισροής πρωτονίων που να ικανοποιεί τη συνθήκη $\gamma_{p,pair} < \gamma_0 < \gamma_{p,pion}$. Η κάτω πλήρης καμπύλη, που αντιστοιχεί στην ακτινοβολία σύγχροτρον πρωτονίων, μεταβάλλεται γραμμικά, ενώ η μεσαία και η άνω καμπύλη, που αντιστοιχούν στις χαραητηριστικές ενέργειες σύγχροτρον ηλεκτρονίων από φωτοζεύγη και φωτοπιόνια αντίστοιχα, μεταβάλλονται τετραγωνικά και (σχεδόν) κυβικά. Ο λόγος πίσω από αυτή τη συμπεριφορά έχει εξηγηθεί στη §5.1.1.

Τα παραπάνω αποτελέσματα ισχύουν όταν το σύστημα είναι στην υποκρίσιμη περιοχή. Η κατάσταση αλλάζει όταν το σύστημα εισέρχεται στην υπερκρίσιμη περιοχή. Για παράδειγμα, το σχήμα 5.17 δείχνει τις κεντραρισμένες στη μέγιστη ενέργεια καμπύλες φωτός που προκύπτουν από μία τέτοια περίπτωση. Συγκρίνοντας τις παραγόμενες καμπύλες φωτός με αυτές των δύο προηγούμενων σχημάτων παρατηρούμε κάποιες ενδιαφέρουσες διαφορές. (i) Αν και η συμπαγότητα των πρωτονίων έχει αυξηθεί κατά έναν παράγοντα 3, η λαμπρότητα φωτονίων αυξάνει κατά έναν παράγοντα συστήματος. (ii) Οι καμπύλες φωτός εμφανίζουν μέγιστο περίπου 10 $t_{\rm cr}$ μετά το μέγιστο της διαταραχής, ενώ στα προηγούμενα παραδείγματα οι χρονικές υστερήσεις ήταν μικρότερες. (iii) Η σχέση ανάμεσα στα τρία συστατικά που συζητήθηκαν παραπάνω καταστρέφεται από την έναρξη του έντονου ηλεκτρομαγνητικού καταιονισμού που προχαλείται από την υπερκρισιμότητα.

Για να δείξουμε περαιτέρω τη πολύπλοχη συμπεριφορά του συστήματος όταν γίνεται υπερχρίσιμο, πλοτάρουμε στο σχήμα 5.18 μία έχλαμψη που προχαλείται από το άθροισμα δύο πανομοιότυπων Λορεντζιανών με τις χορυφές τους μετατοπισμένες χατά 30t_{cr}. Η προχύπτουσα έχλαμψη είναι ασυμμετριχή, με τη δεύτερη Λορεντζιανή να παράγει πολύ υψηλότερη λαμπρότητα από τη πρώτη.

Συνεπώς, γίνεται προφανές από τα παραπάνω ότι ένα αδρονικό σύστημα επιδεικνύει πολύ πιο πολύπλοκη συμπεριφορά από ότι ένα λεπτονικό σύστημα. Η ακριβής σχέση μεταξύ των κύριων ακτινοβολούντων συστατικών (πρωτονικό σύγχροτρον, φωτοζεύγη και φωτοπιόνια) εξαρτάται από την εισρεόμενη ενέργεια πρωτονίων και από τη λαμπρότητά τους, και χρήζει παρεταίρω έρευνας. Παρόλα αυτά, παρουσιάζουμε παρακάτω, προς χάριν πληρότητας, μία περίληψη των προηγούμενων αποτελεσμάτων:

1. Υποκρίσιμη περιοχή: Για εισροή πρωτονίων $\ell_{\rm p} < \ell_{\rm p,cr}(R, B, \gamma_{\rm max})$ το σύστημα συμπεριφέρεται γραμμικά, δηλαδή μεταβολές στην εισροή πρωτονίων δημιουργούν γραμμικές μεταβολές στο συστατικό πρωτονικού σύγχροτρον. Το συστατικό φωτοζεύγους, όμως, μεταβάλλεται τετραγωνικά, ενώ το συστατικό φωτοπιονίου με-



ΣΧΗΜΑ 5.16: Έκλαμψη που παράγεται στη περίπτωση όπου $\gamma_{p,pair} < \gamma_{p,max} < \gamma_{p,pion}$. Οι πλήρεις γραμμές είναι στις χαρακτηριστικές ενέργειες για εκπομπή σύγχροτρον από πρωτόνια (κάτω), φωτοζεύγη (μέση) και φωτοπιόνια (πάνω).

ταβάλλεται είτε χυβικά (για $\gamma_{p,max} \leq \gamma_{p,pion}$) είτε τετραγωνικά ($\gamma_{p,max} > \gamma_{p,pion}$). Σε κάθε περίπτωση, η αποδοτικότητα του συστήματος είναι χαμηλή.

2. Υπερχρίσιμη περιοχή: Για $\ell_{\rm p} > \ell_{\rm p,cr}(R, B, \gamma_{\rm max})$ το σύστημα υφίσταται μία ξαφνιχή αλλαγή φάσης. Στην απαρχή της, αχόμα χαι μιχρές διαταραχές στην εισροή πρωτονίων μπορούν να προχαλέσουν μεταβολές μεγάλου πλάτους στα δευτερεύοντα. Όπως σε όλα τα δυναμιχά συστήματα, η αχριβής του συμπεριφορά έχει ευαίσθητη χαι μη-γραμμιχή εξάρτηση στις αρχιχές συνθήχες χαι τις παραμέτρους της διαταραχής. Από την άλλη, η σχέση μεταξύ των διάφορων συστατιχών χάνει την χυρίως τετραγωνιχή εξάρτηση που παρατηρείται στην υποχρίσιμη περιοχή λόγω του ηλεχτρομαγνητισμού χαταιονισμού, που συνεισφέρει σε όλες τις ενεργειαχές μπάντες. Τέλος, η αποδοτιχότητα του συστήματος μπορεί να είναι εξαιρετιχά υψηλή.

5.4 Συζήτηση/Περίληψη

Τα αδρονικά μοντέλα έχουν χρησιμοποιηθεί εκτεταμένα για φιτάρισμα της εκπομπής ακτίνων γ των blazars. Σύμφωνα με τις βασικές τους αρχές, οι ακτίνες γ μπορεί να παράγονται είτε κατευθείαν μέσω ακτινοβολίας σύγχροτρον πρωτονίου είτε μέσω της ακτινοβολίας δευτερευόντων που προκύπτουν από φωτοαδρονικές αλληλεπιδράσεις.



ΣΧΗΜΑ 5.17: Έκλαμψη που παράγεται όταν το σύστημα είναι υπερκρίσιμο. Οι παράμετροι για τη Λορεντζιανή είναι όπως και στο σχήμα 5.15. Οι πλήρεις γραμμές είναι συνεισφορές από τις διάφορες διαδικασίες, με την ίδια σειρά όπως στο σχήμα 5.16



ΣΧΗΜΑ 5.18: Έκλαμψη που παράγεται όταν το σύστημα είναι υπερκρίσιμο από το άθροισμα δύο Λορεντζιανών ίδιου πλάτους. Σε αυτή τη περίπτωση n = 2 ενώ οι δύο κορυφές παρατηρούνται για $t_1 = 85t_{\rm cr}$ και $t_2 = 115t_{\rm cr}$ αντίστοιχα. Για σύγκριση με το προηγούμενο σχήμα επιλέξαμε $t_0 = 100t_{\rm cr}$.

5.4. Συζήτηση/Περίληψη

Στη παρούσα εξέταση που, από πολλές απόψεις, είναι μία συνέχεια της προγενέστερης εργασίας των [Mastichiadis and Kirk, 1995] και [Mastichiadis et al., 2005], προσεγγίσαμε το μοντέλο γράφοντας και λύνοντας πέντε συζευγμένες μερικές διαφοριχές εξισώσεις, μία για τα πρωτόνια χαι οι υπόλοιπες για τα τέσσερα σταθερά είδη σωματιδίων που προχύπτουν από φωτοαδρονιχές αλληλεπιδράσεις, δηλαδή ηλεχτρόνια, φωτόνια, νετρόνια και νετρίνα. Έτσι η προσέγγισή μας είναι αυτοσυνεπής, υπό την έννοια ότι διατηρεί την ενέργεια. Η χύρια βελτίωση ως προς τα [Mastichiadis and Kirk, 1995] χαι [Mastichiadis et al., 2005] ήταν η μοντελοποίηση των φασμάτων των δευτερευόντων σωματιδίων από φωτοαδρονικές αλληλεπιδράσεις. Προς αυτό το σκοπό κάναμε συστηματική χρήση των αποτελεσμάτων του κώδικα SOPHIA [Mücke et al., 2000], τα οποία παραμετροποιήθηχαν χαταλλήλως έτσι ώστε οι συναρτήσεις χατανομών των δευτερευόντων να δρουν ως συναρτήσεις πηγής για τις σχετικές εξισώσεις. Έπειτα μοντελοποιήσαμε τις απώλειες πρωτονίων από αυτές τις αλληλεπιδράσεις, έτσι ώστε να διατηρούμε μία λεπτή ισορροπία μεταξύ της ενέργειας που χάνεται από τα πρωτόνια και αυτής που κερδίζεται από τα δευτερεύοντα. Αυτή η προσέγγιση μας δίνει τη δυνατότητα να διερευνήσουμε ζητήματα όπως η σταθερότητα του συστήματος, η αποδοτιχότητα της μετατροπής της λαμπρότητας πρωτονίων σε αχτινοβολία φωτονίων και η σχέση μεταξύ της κατανομής πρωτονίων και των εκπεμπόμενων φασμάτων φωτονίων και νετρίνων.

Θεωρώντας ένα αδρονικό μοντέλο με μονοενεργειακή εισροή πρωτονίων, δείξαμε ότι για χαμηλές ενέργειες πρωτονίων η μοναδική σημαντική διαδικασία, πέρα από την ακτινοβολία πρωτονικού σύγχροτρον, είναι η παραγωγή φωτοζευγών (Bethe-Heitler). Το φάσμα πρωτονίων που προκύπτει εμφανίζει δύο χαρακτηριστικά, αμφότερα από ακτινοβολία σύγχροτρον, το ένα από πρωτόνια και το άλλο από τα παραγόμενα ζεύγη Bethe-Heitler. Για υψηλότερες ενέργειες πρωτονίων οι φωτοαδρονικές αλληλεπιδράσεις γίνονται σημαντικές και το φάσμα φωτονίων εμφανίζει δύο ακόμα χαρακτηριστικά, το ένα λόγω της ακτινοβολίας σύγχροτρον των ηλεκτρονίων και ποζιτρονίων που παράγονται από τη διάσπαση φορτισμένων πιονίων και το άλλο λόγω ακτίνων γ από διάσπαση $-π^0$. (βλ. σχήματα 5.2 και 5.3). Η σχετική σημασία του φωτοζεύγους ή φωτοπιονίου εξαρτάται κατά κρίσιμο τρόπο από την εισρεόμενη ενέργεια πρωτονίων: για χαμηλές ενέργειες πρωτονίων κυριαρχεί το φωτοζεύγος ενώ η κατάσταση αντιστρέφεται για υψηλές ενέργειες (σχήμα 5.4).

Η παραπάνω απλή εικόνα ισχύει όσο η εισρεόμενη λαμπρότητα πρωτονίων (ή συμπαγότητα) είναι χαμηλή και η ψύξη πρωτονίων είναι ελάχιστη, που σημαίνει ότι η συνάρτηση κατανομής πρωτονίων δεν αποκλίνει σημαντικά από τη συνάρτηση εισροής. Σε αυτή τη περίπτωση η λαμπρότητα από πρωτονικό σύγχροτρον κυριαρχεί ενώ οι άλλες δύο διαδικασίες συνεισφέρουν πολύ μικρά ποσοστά στη συνολική εκπεμπόμενη λαμπρότητα. Όμως, όσο η συμπαγότητα των πρωτονίων αυξάνεται, οι απώλειες από φωτοζεύγη και φωτοπιόνια αυξάνουν τετραγωνικά (ή οι μεν τετραγωνικά και οι δε κυβικά, για κάποιες τιμές της ενέργειας πρωτονίων) ενώ το πρωτονικό σύγχροτρον αυξάνει μόνο γραμμικά. Αυτό σημαίνει ότι η σχετική συνεισφορά των δύο αυτών διαδικασιών γίνεται ολοένα και πιο σημαντική. Πέραν αυτού, η συνεισφορά των καταιονισμών φωτονίου-φωτονίου γίνεται σημαντική στην αναδιάταξη της λαμπρότητας των φωτονίων, κάνοντας έτσι πιο πολύπλοκη τη μορφή του φάσματος. Τέλος, πάνω από κάποια κρίσιμη λαμπρότητα πρωτονίων, το σύστημα γίνεται υπερκρίσιμο και, ως αποτέλεσμα, τα ηλεκτρόνια και η ακτινοβολία αυξάνουν με έναν αυτο-ρυθμιστικό τρόπο, προκαλώντας μη-γραμμικές ενεργειακές απώλειες στα πρωτόνια (βλ. σχήματα 5.5 και 5.6).

Αυτή είναι μία πολύ χαρακτηριστική ιδιότητα των αδρονικών συστημάτων, που μπορεί να τα οδηγήσει σε υψηλές αποδοτικότητες. Μία προκαταρκτική μελέτη του συστήματος στην υπερκρίσιμη περιοχή γίνεται στο κεφάλαιο 6.

Τα παραπάνω αποτελέσματα γενικά ισχύουν και στη περίπτωση όπου οι μονοενεργειακές κατανομές πρωτονίων αντικαθίστανται από έναν πιο αστροφυσικά σημαντικό νόμο δύναμης. Σε αυτή τη περίπτωση, η μέγιστη ενέργεια της εισροής πρωτονίων γίνεται μία σημαντική παράμετρος. Επιπρόσθετα, τα αποτελέσματα είναι ευαίσθητα και στην επιλογή της φασματικής κλίσης των πρωτονίων. Μία ενδιαφέρουσα παρατήρηση είναι ότι η υπολογισμένη ροή νετρίνων είναι πιο επίπεδη από τον νόμο δύναμης των πρωτονίων που τα παράγει. Αυτό μπορεί να έχει κάποια σημασία για πειράματα νετρίνων, όπως το Ice Cube, και είναι κάτι στο οποίο θα αναφερθούμε περαιτέρω στο κεφάλαιο 7.

Στη παρούσα εξέταση επιχεντρωθήχαμε στη περίπτωση όπου τα απαλά φωτόνια που χρειάζονται σαν στόχοι για αντιδράσεις φωτοζεύγους και φωτοπιονίου παράγονται από την ακτινοβολία σύγχροτρον των ίδιων των πρωτονίων. Αν και αυτό μπορεί να μην είναι μία ρεαλιστική συνθήκη για κάποιες εφαρμογές – για παράδειγμα, στη περίπτωση όπου υπάρχει ένας συνεπιταχυνόμενος λεπτονικός πληθυσμός τότε τα αχτινοβολούμενα φωτόνια σύγχροτρον από αυτόν θα είναι σε άμεσο ανταγωνισμό με αυτό από πρωτονικό σύγχροτρον για τις αδρονικές αλληλεπιδράσεις – αυτή η προσέγγιση μας έδωσε τη δυνατότητα να διερευνήσουμε τη χρονική μεταβλητότητα κατά έναν ανάλογο τρόπο με τη πιο γνώριμη σύζευξη σύγχροτρον-SSC των λεπτονικών μοντέλων. Βρήκαμε ότι, αν και το πρωτονικό σύγχροτρον παραμένει πάντα γραμμικό ως προς την εισροή πρωτονίων, η ακτινοβολία σύγχροτρον από φωτοζεύγη, που σχηματίζει κορυφή σε υψηλότερες ενέργειες, χυμαίνεται τετραγωνιχά σε σχέση με αυτήν. Έτσι, τα αδρονικά μοντέλα μπορούν να αναπαράγουν τη τετραγωνική συμπεριφορά των SSC λεπτονιχών μοντέλων για τους ίδιους, αχριβώς, λόγους. Ίσως πιο ενδιαφέρον είναι το ότι, υπό ορισμένες συνθήχες, η συνιστώσα φωτοπιονίων, που σχηματίζει χορυφή σε αχόμα υψηλότερες ενέργειες, εμφανίζει χυβιχή εξάρτηση με την εισροή πρωτονίων χαι, κατά συνέπεια, με τη συνιστώσα πρωτονικού σύγχροτρον. Αυτό είναι ένα μοναδικό χαραχτηριστικό των αδρονικών μοντέλων. Εάν λάβουμε υπόψιν και τις εκλάμψεις που παράγονται όταν τα συστήματα αυτά μπαίνουν στην υπερκρίσιμη περιοχή, τότε είναι ξεχάθαρο το ότι η χρονιχή τους συμπεριφορά ενδέχεται να είναι πολύ πληθωριχή.

5.4. Συζήτηση/Περίληψη

Εν κατακλείδι, θα θέλαμε να δώσουμε έμφαση σε δύο κύρια χαρακτηριστικά της προσέγγισής μας που ευελπιστούμε ότι βελτιώνουν τη προοπτική της αδρονικής μοντελοποίησης. (i) Το σχέδιο διατήρησης της ενέργειας που εισήχθηκε μέσω της προσέγγισης των χινητιχών εξισώσεων μπορεί να αντιμετωπίσει με επιτυχία την εγγενή μη-γραμμικότητα του συστήματος. Συνεπώς, αφού οι αρχικές συνθήκες έχουν επιλεχθεί, η επίλυση του συστήματος μπορεί να οδηγήσει είτε σε μία υποκρίσιμη γραμμική λύση είτε σε μία υπερχρίσιμη μη-γραμμιχή λύση που, ορισμένες φορές, μπορεί να υπάγεται σε ταλαντώσεις. Δεν υπάρχει τρόπος να προβλεφθεί εκ των προτέρων η συμπεριφορά του συστήματος. Συνεπώς, χρονο-ανεξάρτητες προσεγγίσεις (όπως η υιοθέτηση μίας σταθερής κατανομής για τα πρωτόνια) ενδέχεται να οδηγήσουν σε ολότελα παραπλανητικά αποτελέσματα. (ii) Η προσεκτική μοντελοποίηση των φωτοζευγών και φωτοπιονίων είναι κρίσιμη. Βρήκαμε ότι η παράλειψη της παραγωγής φωτοζευγών μπορεί να οδηγήσει και αυτή σε εσφαλμένα αποτελέσματα – ακόμα και σε περιπτώσεις όπου η επιλογή των αρχικών παραμέτρων δεν φαίνεται να την ευνοούν – όταν το σύστημα φτάνει σε μία χατάσταση όπου τα εσωτεριχά παραγόμενα απαλά φωτόνια από φωτοζεύγη είναι μη-αμελητέα. Συνεπώς, μοντέλα που δεν την εμπεριέχουν εμφανίζουν ένα σοβαρό μειονέχτημα.

ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΣΤΟΥΣ ΕΝΕΡΓΟΥΣ ΓΑΛΑΞΙΑΚΟΥΣ ΠΥΡΗΝΕΣ

Κεφάλαιο 6

ΥΠΕΡΚΡΙΣΙΜΟΤΗΤΑ

Στο προηγούμενο χεφάλαιο αναφερθήχαμε στη μετάβαση από μία υποχρίσιμη σε μία υπερχρίσιμη χατάσταση, σε ένα αστροφυσιχό σύστημα. Σε αυτό το χεφάλαιο θα εξερευνήσουμε το φασιχό χώρο αυτής της αλλαγής χατάστασης, χαθώς χαι τους μηχανισμούς που υπεισέρχονται στη διαδιχασία αυτή, ορμώμενοι από χάποια προχαταρχτιχά αποτελέσματα στο [Dimitrakoudis et al., 2012b].

Ας θεωρήσουμε πάλι ένα σύστημα με διαστάσεις $R = 3 \times 10^{16} cm$, που μπορεί να αντιστοιχεί στην ακτινοβολούσα περιοχή ενός blazar. Εισάγοντας μονοενεργειακά πρωτόνια διάφορων ενεργειών με διάφορες τιμές του μαγνητικού πεδίου, αναμένουμε ότι η μετάβαση στην υπερκρίσιμη περιοχή θα εξαρτάται από την συμπαγότητα των εισρεόμενων πρωτονίων. Για αυτό το σκοπό εξερευνήσαμε μαγνητικά πεδία που κυμαίνονται από B = 1G έως B = 31.6G με λογαριθμικό βήμα 0.25. Οι ενέργειες των εισρεόμενων πρωτονίων κυμαίνονται από $\gamma_p = 10^6$ έως $\gamma_p = 10^8$ με λογαριθμικό βήμα 0.25. Οι ενέργειες των εισρεόμενων πρωτονίων κυμαίνονται από $\gamma_p = 10^6$ έως $\gamma_p = 10^8$ με λογαριθμικό βήμα 0.25. Οι ενέργειες των εισρεόμενων πρωτονίων κυμαίνονται από $\gamma_p = 10^6$ έως $\gamma_p = 10^8$ με λογαριθμικό βήμα 0.25. Οι ενέργειες των εισρεόμενων πρωτονίων κυμαίνονται από $\gamma_p = 10^6$ έως $\gamma_p = 10^8$ με λογαριθμικό βήμα 0.25. Οι συμπαγότητες των πρωτονίων καθορίζονται με ακρίβεια 0.05 σε κάθε περίπτωση, ξεκινώντας με αρκετά χαμηλές τιμές ώστε το σύστημα να είναι υποκρίσιμο και αυξάνοντάς τις σταδιακά μέχρι να παρατηρηθεί η αλλαγή φάσης. Η αλλαγή αυτή μπορεί να είναι πολύ ευπαρατήρητη για υψηλές ενέργειες, αλλά για συνδυασμούς χαμηλότερων ενεργειών με υψηλά μαγνητικά πεδία η μετάβαση συχνά γίνεται με έναν σχεδόν ομαλό τρόπο. Οι τέσσερις ακραίες περιπτώσεις που εξερευνήσαμε φαίνονται στα σχήματα 6.1 έως 6.4.

Προχαταρχτιχοί υπολογισμοί δείχνουν ότι επενεργούν τουλάχιστον δύο βρόχοι, που μπορούν να εξάγουν αποδοτικά ενέργεια από τα πρωτόνια και να την μεταφέρουν στα λεπτόνια και τα φωτόνια. Αυτοί είναι ο βρόχος πρωτονίου-σύγχροτρον για χαμηλές ενέργειες πρωτονίων [Kirk and Mastichiadis, 1992] και η αυτόματη καταστολή φωτονίων [Stawarz and Kirk, 2007, Petropoulou and Mastichiadis, 2011] σε υψηλότερες ενέργειες. Ο τελευταίος βρόχος μελετήθηκε αναλυτικά από τους Petropoulou και Mastichiadis (2012) Petropoulou and Mastichiadis [2012b]. Επιπρόσθετα, δείχθηκε ότι για τυπικές παραμέτρους blazar αυτός ο βρόχος μπορεί να οδηγήσει στην υιοθέτηση



ΣΧΗΜΑ 6.1: Εξέλιξη του πολυχυματιχού φάσματος φωτονίων για B = 1G και $\gamma_p = 10^6$. Οι πλήρεις γραμμές αντιστοιχούν σε συμπαγότητες $\ell_p = 10^{-1.8}$ έως $\ell_p = 10^{-1.5}$, από κάτω προς τα πάνω με λογαριθμικό βήμα 0.1. Η διακεχομμένη γραμμή αντιστοιχεί σε συμπαγότητα $\ell_p = 10^{-1.65}$. Η μετάβαση στην υπερχρίσιμη κατάσταση γίνεται μεταξύ $\ell_p = 10^{-1.7}$ και $\ell_p = 10^{-1.65}$.



ΣХНМА 6.2: Еξέλιξη του πολυχυματιχού φάσματος φωτονίων για B = 1G και $\gamma_p = 10^8$. Οι πλήρεις γραμμές αντιστοιχούν σε συμπαγότητες $\ell_p = 10^{-1.8}$ έως $\ell_p = 10^{-1.6}$, από κάτω προς τα πάνω με λογαριθμικό βήμα 0.1. Η διακεκομμένη γραμμή αντιστοιχεί σε συμπαγότητα $\ell_p = 10^{-1.75}$. Η μετάβαση στην υπερκρίσιμη κατάσταση γίνεται μεταξύ $\ell_p = 10^{-1.75}$ και $\ell_p = 10^{-1.7}$.



ΣХНМА 6.3: Еξέλιξη του πολυχυματικού φάσματος φωτονίων για B = 31.6G και $\gamma_p = 10^6$. Οι πλήρεις γραμμές αντιστοιχούν σε συμπαγότητες $\ell_p = 10^{-2.3}$ έως $\ell_p = 10^{-1.9}$, από κάτω προς τα πάνω με λογαριθμικό βήμα 0.1. Η διακεκομμένη γραμμή αντιστοιχεί σε συμπαγότητα $\ell_p = 10^{-2.05}$. Η μετάβαση στην υπερκρίσιμη κατάσταση είναι ομαλή και ασαφής, γύρω στο $\ell_p = 10^{-1.65}$.



ΣΧΗΜΑ 6.4: Εξέλιξη του πολυχυματιχού φάσματος φωτονίων για B = 31.6G και $\gamma_p = 10^8$. Οι πλήρεις γραμμές αντιστοιχούν σε συμπαγότητες $\ell_p = 10^{-2.5}$ έως $\ell_p = 10^{-2.2}$, από κάτω προς τα πάνω με λογαριθμικό βήμα 0.1. Η διακεχομμένη γραμμή αντιστοιχεί σε συμπαγότητα $\ell_p = 10^{-2.35}$. Η μετάβαση στην υπερχρίσιμη κατάσταση γίνεται μεταξύ $\ell_p = 10^{-2.4}$ και $\ell_p = 10^{-2.35}$.



ΣΧΗΜΑ 6.5: Διαχωριστικές γραμμές μεταξύ υποκρίσιμης (κάτω) και υπερκρίσιμης (πάνω) περιοχής για κάθε μαγνητικό πεδίο, συναρτήσει της ενέργειας των εισρεόντων πρωτονίων. Τα μαγνητικά πεδία κυμαίνονται από B = 1G έως B = 31.6G, από πάνω προς τα κάτω, και πλοτάρονται εναλλάξ με πλήρεις ή διακεκομμένες γραμμές, για λόγους ευκρίνειας. Για B = 10G, κατ' εξαίρεσιν, η μελέτη επεκτάθηκε σε χαμηλότερες και υψηλότερες ενέργειες πρωτονίων, και η διαχωριστική γραμμή υπερκρισιμότητας πλοτάρεται με έντονη μαύρη γραμμή.

υψηλών παραμέτρων Doppler δ για την εχροή. Χαμηλότερες τιμές του δ υπονοούν υψηλότερες λαμπρότητες πρωτονίων, οδηγώντας το σύστημα στην υπερχρισιμότητα και στην υπερπαραγωγή αχτίνων X [Petropoulou and Mastichiadis, 2012a].

Για μεγάλες συμπαγότητες η μορφή του φάσματος επηρεάζεται εντόνως από τον σχεδασμό Compton πάνω σε ψυχρά ηλεχτρόνια. Έτσι, από το αρχιχά επίπεδο φάσμα προχύπτει μία χαραχτηριστιχή χορυφή σε ενέργειες < 1 MeV.

Κεφάλαιο 7

ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΣΤΟΝ MRK 421

Οι Ενεργοί Γαλαξιαχοί Πυρήνες (ΕΓΠ), ως πιθανές πηγές χοσμικών αχτίνων υψηλών ενεργειών μπορούν να εκληφθούν και ως πηγές νετρίνων υψηλών ενεργειών, καθώς τα αδρονικά μοντέλα εκπομπής ΕΓΠ (π.χ. Mannheim and Biermann [1992], Aharonian [2000], Mücke et al. [2003b], Boettcher [2012]) προϋποθέτουν την επιτάχυνση πρωτονίων σε ενέργειες που είναι τυπικά ανώτερες από το κατώφλι για παραγωγή πιονίων, είτε με ανεξάρτητα παραγόμενα φωτόνια [Sikora et al., 1987] είτε με την ακτινοβολία σύγχροτρον των ίδιων των πρωτονίων σαν στόχους. Συνεπώς, μία ακριβής μοντελοποίηση αυτών των φασμάτων νετρίνων είναι ζωτικής σημασίας για την κατανόηση των παρατηρήσεων από τηλεσκόπια νετρίνων, ιδίως στα πλαίσια της πρόσφατης παρατήρησης νετρίνων ενέργειας της τάξης των PeV από το τηλεσχόπιο IceCube [IceCube Collaboration et al., 2013].

Μία χοινή προσέγγιση είναι το να υποθέτεται μία γενιχή χατανομή πρωτονίων και από αυτή να παράγεται το φάσμα νετρίνων (όπως κάναμε στο κεφάλαιο 5), το οποίο έπειτα μπορεί να ολοχληρωθεί ως προς την ερυθρομετατόπιση των πηγών για να μας δώσει τη συνολική ροή στη Γη. (π.χ., [Rachen and Mészáros, 1998, Mannheim et al., 2001], ή, στα πλαίσια νετρίνων ενέργειας PeV, [Kistler et al., 2013]). Σε αυτό το χεφάλαιο, αντιθέτως, θα επιχεντρωθούμε σε ένα συγχεχριμένο ΕΓΠ, το blazar Mrk 421. Ένα επιπρόσθετο χαρακτηριστικό της εκπομπής των blazar είναι η μεταβλητότητα που παρατηρείται σε σχεδόν όλες τις ενέργειες (βλ. π.χ. Raiteri et al. 2012), που υπονοεί ότι δεν επιχρατούν σταθερές συνθήχες. Η μεταβλητότητα αυτή μπορεί να μας δώσει επιπλέον περιορισμούς στη μοντελοποίηση των πηγών και έτσι να ξεδιαλύνει την αβεβαιότητα μεταξύ λεπτονικών και αδρονικών μοντέλων. Καθώς τα μοντέλα αυτά χρησιμοποιούν πολύ διαφορετικές διαδικασίες με πολύ διαφορετικές κλίμακες ψύξης, περιμένει κανείς ότι το σύστημα θα ανταποχρίνεται με διαφορετιχό τρόπο στη μεταβολή μίας ή παραπάνω παραμέτρων της πηγής. Για παράδειγμα, μία από τις επιτυχίες του μοντέλου SSC είναι ότι μπορεί να αναπαράγει τη τετραγωνική συμπεριφορά μεταξύ των ροών ακτίνων X και ακτίνων γ σε TeV ενέργειες [Mastichiadis and

Kirk, 1997, Krawczynski et al., 2002]. Η έλλειψη, μέχρι πρόσφατα, χρονοεξαρτώμενων αδρονικών μοντέλων απέτρεπε μία ανάλογη μελέτη των προβλεπόμενων ακτινοβολιών. Με βάση όμως το μοντέλο που παρουσιάστηκε στο κεφάλαιο 5 μπορούμε να κάνουμε μία εφαρμογή για το Mrk 421.

7.1 Εφαρμογή του μοντέλου

Για να αναπαράγουμε το χαραχτηριστικό σχήμα των δύο συνιστωσών του SED του Mrk 421 εξετάσαμε τρία μοντέλα, ένα αδρονικό και δύο λεπτοαδρονικά. Στο αδρονικό μοντέλο (μοντέλο Η) εισάγουμε μόνο πρωτόνια, οπότε το φάσμα παράγεται από την αλληλουχία διαδικασιών που αναλύσαμε στο κεφάλαιο 5. Για τα δύο λεπτοαδρονικά μοντέλα υποθέσαμε ότι η συνιστώσα χαμηλής ενέργειας (με κορυφή στις ακτίνες X) προκύπτει από ακτινοβολία σύγχροτρον ενός πληθυσμού ηλεκτρονίων που επιταχύνεται ταυτόχρονα με τα πρωτόνια και εισρέει διαρκώς στη περιοχή της πηγής. Η συνιστώσα υψηλών ενεργειών προκύπτει τότε είτε από ακτινοβολία σύγχροτρον των πρωτονίων πολύ υψηλών ενεργειών (ονομάζουμε αυτό το ενδεχόμενο μοντέλο LHs) είτε από ακτινοβολία σύγχροτρον των ηλεκτρονίων και ποζιτρονίων που προκύπτουν από διάσπαση φορτισμένων πιονίων (μοντέλο LHπ). Σε κάθε περίπτωση, η βασική εφαρμογή του μοντέλου είναι η ίδια. Αλλάζουν μόνο οι ελεύθεροι παράμετροι, οι οποίοι είναι οι εξής:

1. Οι εισρεόμενες λαμπρότητες των πρωτονίων και ηλεκτρονίων, που εκφράζονται σε μορφή συμπαγότητας:

$$\ell_{\rm i}^{\rm inj} = \frac{L_{\rm i}\sigma_{\rm T}}{4\pi R m_i c^3},\tag{7.1}$$

όπου ο δείκτης
 ι υποδεικνύει είτε πρωτόνια είτε ηλεκτρόνια και το
 σ_T είναι η ενεργός διατομή Thomson,

- 2. οι μέγιστοι παράγοντες Lorentz των εισρεόμενων πρωτονίων και ηλεκτρονίων, $\gamma_{p,max}$ και $\gamma_{e,max}$ αντίστοιχα,
- 3.
οι εκθέτες νόμου δύναμης $p_{\rm p}$ και $p_{\rm e}$ των εισρε
όμενων πρωτονίων και ηλεκτρονίων αντίστοιχα,
- 4. η ακτίνα της πηγής R,
- 5. το μαγνητικό της πεδίο, Β,
- 6. ο παράγοντας Doppler της, δ ;

7.2. Φιτάρισμα του SED και παραγωγή σωματιδίων

7. και ο χρόνος διαφυγής για τα δύο σωματίδια, που εκλαμβάνεται ως ανεξάρτητος της ενέργειας και ίσος και για τα δύο $(t_{p,esc} = t_{e,esc})$.

Οι ελάχιστοι παράγοντες Lorentz θεωρούνται $\gamma_{\rm p,min}=\gamma_{\rm e,min}=1.$

Τα σωματίδια στο σύστημα υπόχεινται σε όλες τις αλληλεπιδράσεις που έχουν αναφερθεί στα προηγούμενα χεφάλαια. Η μόνη διαφορά είναι ότι για το φάσμα των νετρίνων πρέπει να λάβουμε υπόψιν τη διάσπαση νετρονίων έξω από τη πηγή,

$$n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_{\rm e}.\tag{7.2}$$

καθότι μπορούν να συνεισφέρουν στις παρατηρήσεις μας, οι οποίες δεν έχουν αρκετά μεγάλη διακριτική ικανότητα ώστε να διαχωρίσουν μεταξύ αυτών και των νετρίνων που έρχονται κατευθείαν από τη πηγή [Engel et al., 2001].

Ανάλογα με τις υποθέσεις που κάνουμε για την εξάρτηση των παραμέτρων από το χρόνο, το παραπάνω μοντέλο μπορεί να εφαρμοστεί για να παρέχει τόσο σταθερές καταστάσεις όσο και χρονοεξαρτώμενες λύσεις. Έτσι, μπορεί κανείς να εφαρμόσει πρώτα τον κώδικα για να εξάγει το SED της πηγής σε σταθερή κατάσταση και έπειτα να προσθέσει διαταραχές σε μία ή παραπάνω από τις παραμέτρους φιταρίσματος ώστε να παρατηρήσει το μοτίβο μεταβλητότητας του πολυκυματικού φάσματος. Παρόμοιες μέθοδοι έχουν εφαρμοστεί στη περίπτωση λεπτονικών μοντέλων [Mastichiadis and Kirk, 1997, Li and Kusunose, 2000, Krawczynski et al., 2002, Böttcher and Chiang, 2002]. Στη περίπτωσή μας, όμως, επεκτείναμε τις προηγούμενες μελέτες μεταβλητότητας των blazar με τη προσθήκη (α) μίας μεταβλητής πηγής με μεταβλητότητα τύπου τυχαίου βήματος και (β) λεπτομερών (λεπτό)αδρονικών μοντέλων. Όσον αφορά τα αδρονικά μοντέλα, βρήκαμε ότι υπάρχουν διάφοροι συνδυασμοί διαδικασιών ακτινοβολίας που μπορούν να δώσουν ικανοποιητικά φιταρίσματα των SED των blazar. Έτσι διαφαίνεται ότι κάθε τέτοιος συνδυασμός θα έχει ξεχωριστή χρονική συμπεριφορά.

7.2 Φιτάρισμα του SED και παραγωγή σωματιδίων

Ως ένα από τα πλησιέστερα blazars στη Γη, ο Mrk 421 έχει υπάρξει στόχος πολυάριθμων πολυφασματικών παρατηρήσεων στη πάροδο του χρόνου. Οι παρατηρήσεις των [Fossati et al., 2008] το 2001 παρήγαγαν εξαιρετικά σύνολα χρονοεξαρτώμενων δεδομένων τόσο στη περιοχή ακτίνων X (RXTE) όσο και στις ενέργειες TeV (Whipple και HEGRA) στη διάρκεια μίας περιόδου 6 ημερών. Για την εργασία αυτή επικεντρωθήκαμε στην έκλαμψη της 22/23 Μαρτίου 2001. Για μεν τη μελέτη της εκπομπής νετρίνων και κοσμικών ακτίνων βασιστήκαμε στη σταθερή κατάσταση του συστήματος, για δε τη μελέτη μεταβλητότητας εφαρμόσαμε τη διαδικασία που αναφέρεται στο §7.3. Το φιτάρισμά μας, που φαίνεται για τα τρία μοντέλα στο σχήμα 7.1 βασίζεται μόνο σε παρατηρήσεις ακτίνων X και TeV, εφόσον δεν υπήρχαν δεδομένα σε



ΣΧΗΜΑ 7.1: Φάσματα φωτονίων που φιτάρουν τη παρατήρηση της 22/23 Μαρτίου 2001 του Mrk 421 (μωβ σημεία), σύμφωνα με το αδρονικό μοντέλο Η (μαύρη γραμμή), το φωτοσύγχροτρον μοντέλο LHs (κόκκινη γραμμή) και το φωτοπιονικό μοντέλο LHπ (μπλε γραμμή). Οι παρατηρήσεις του Fermi (πράσινα σημεία) δεν είναι ταυτόχρονες με τα υπόλοιπα δεδομένα.

GeV ενέργειες το 2001. Για λόγους σύγκρισης, συμπεριλαμβάνουμε στα σχήματά μας τα δεδομένα από το Fermi για τη περίοδο λειτουργίας του IC-40 [Tchernin et al., 2013]. Η προσθήκη επιπρόσθετης φασματικής πληροφορίας, εάν ήταν διαθέσιμη για το ίδιο χρονικό διάστημα με τα άλλα μας δεδομένα, θα άλλαζε ελάχιστα τις τιμές των παραμέτρων μας.

Επιχεντρωνόμενοι στην εχπομπή από σταθερή χατάσταση του Mrk 421, παρατηρούμε ότι μπορούμε να βρούμε πολύ διαφορετιχά σετ παραμέτρων, τα οποία δίνουν πολύ χαλά φιταρίσματα στα δεδομένα μας. Η χαθαρά αδρονιχή περίπτωση, όμως, είναι η πιό ενεργειαχά απαιτητιχή, έχοντας το μεγαλύτερο λόγο ενεργειαχής πυχνότητας σωματιδίων ως προς μαγνητιχού πεδίου $(u_p/u_B \approx 2 \times 10^3)$ χαι την υψηλότερη λαμπρότητα πίδαχα. Στις δύο λεπτοαδρονιχές περιπτώσεις, το οπτιχό χαι οι αχτίνες X φιτάρονται από τη πρωτεύουσα λεπτονιχή συνιστώσα, ενώ η πηγή της εχπομπής σε GeV-TeV είναι διαφορετιχή από το ένα μοντέλο στο άλλο. Για την παραγωγή νετρίνων χαι χοσμιχών αχτίνων θα επιχεντρωθούμε στα δύο λεπτοαδρονιχά μοντέλα, τα οποία θα αναλύσουμε ξεχωριστά, μια χαι οι επιπτώσεις τους είναι εξίσου διαφορετιχές με τις παραμέτρους τους. Τα τρία μοντέλα μαζί θα χρησιμεύσουν στη μελέτη της χρονοεξαρτώμενης συμπεριφοράς του συστήματος.

Παράμετρος	μοντέλο Η	μοντέλο $ m LH\pi$	μοντέλο LHs
$\gamma_{\rm p,max}$	8×10^5	3.2×10^6	6.3×10^9
$\gamma_{ m e,max}$	-	5×10^4	$2.5 imes 10^4$
$p_{ m p}$	1.3	1.3	1.5
$p_{ m e}$	-	0.7	0.7
$\ell_{\rm p}$	1.6×10^{-2}	2×10^{-3}	1.6×10^{-7}
$\ell_{\rm e}$	-	3.16×10^{-5}	8×10^{-5}
R (cm)	3.2×10^{15}	$3.2 imes 10^{15}$	$3.2 imes 10^{15}$
B (G)	20	5	50
δ	16	26.5	21.5

ΠΙΝΑΚΑΣ 7.1: Αρχικές παράμετροι για τα τρία φιταρίσματα.



ΣΧΗΜΑ 7.2: Φάσματα φωτονίων (λεπτή γραμμή) που φιτάρουν τη παρατήρηση της 22/23 Μαρτίου 2001 του Mrk 421 (μαύρα σημεία), νετρίνα όλων των γεύσεων (γκρίζα γραμμή) και μιονικά νετρίνα (παχιά γραμμή) που διαφεύγουν από τη πηγή, σύμφωνα με το φωτοπιονικό μοντέλα LHπ. Οι παρατηρήσεις του Fermi (γκρίζα σημεία) δεν είναι ταυτόχρονες με τα υπόλοιπα δεδομένα. Το όριο των 40 χορδών του IceCube για μιονικά νετρινα [Tchernin et al., 2013] πλοτάρεται με διακεκομμένη-στικτή γραμμή.



ΣΧΗΜΑ 7.3: Σαν το σχήμα 7.2 αλλά για το μοντέλα πρωτονιχού σύγχροτρον LHs.

7.2.1 Το Λεπτοαδρονικό-πιονικό (LHπ) μοντέλο

Σε αυτό το μοντέλο τα δεδομένα σε TeV ενέργειες φιτάρονται από την ακτινοβολία σύγχροτρον των ζευγών ηλεκτρονίων/ποζιτρονίων που προκύπτουν από τη διάσπαση φορτισμένων πιονίων και από την απορρόφηση ακτινων γ από τη διάσπαση ουδέτερων πιονίων. Θα αποκαλέσουμε αυτό το μοντέλο 'LHπ' (Λεπτοαδρονικό-πιονικό). Οι αρχικές του παράμετροι φαίνονται στο σχήμα 7.1 ενώ το φιτάρισμά του στο SED φαινεται στο σχήμα 7.2, μαζί με το φάσμα νετρίνων του.

Ο συνδυασμός χαμηλού μαγνητιχού πεδίου με υψηλή εισρεόμενη συμπαγότητα πρωτονίων οδηγεί σε μία συμπιεσμένη συνιστώσα πρωτονιχού σύγχροτρον χαι σε έντονες συνιστώσες φωτοζευγών χαι φωτοπιονίων. Έτσι το SED δεν εμφανίζει τη συνήθη μορφή των δύο συνιστωσών, χαθότι τα φωτόνια από αχτινοβολία σύγχροτρον των δευτερευόντων φωτοζευγών παράγει μία χαραχτηριστιχή πλατιά συνιστώσα σε ενέργειες MeV⁴. Το φάσμα νετρίνων έχει έντονη χορυφή σε μία ενέργεια περίπου 30 φορές χαμηλότερη από τη μέγιστη ενέργεια πρωτονίων, στο σχήμα 7.2. Σε χαμηλότερες ενέργειες αχολουθεί έναν προσεγγιστιχό νόμο δύναμης με δείχτη p_{ν} , που είναι σχληρότερος από τον νόμο δύναμης των αρχιχών πρωτονίων χατά έναν παράγοντα ~ 1, σε συμφωνία με τη προσεγγιστιχή σχέση $p_{\nu} = (p_{\rm p} - 0.5)/2.5$ του χεφαλαίου 5.

¹Γενικά βρίσκουμε ότι, για τις περισσότερες παραμέτρους φιταρίσματος, τα φωτοζεύγη και τα φωτοπιόνια έχουν περίπου την ίδια σημασία σαν όροι απώλειας ενέργειας των πρωτονίων και, ως εκ τούτου, σαν όροι εισαγωγής δευτερευόντων σωματιδίων.



ΣΧΗΜΑ 7.4: Κατανομές πρωτονίων (πλήρεις γραμμές) και νετρονίων (διακεκομμένες γραμμές) για τα μοντέλα LHπ (αριστερά) και LHs (δεξιά), όπως εξέρχονται από τη πηγή.

Τα νετρίνα από διάσπαση νετρονίων σχηματίζουν μέγιστο σε μία ενέργεια δύο τάξεις μεγέθους χαμηλότερη από αυτή των νετρίνων από διάσπαση μεσονίων (βλέπε κεφάλαιο 4.4) και η λαμπρότητά τους είναι αναλόγως χαμηλότερη. Στη περίπτωση αυτή η συνεισφορά τους είναι παρατηρήσιμη ως μία μικρή κορυφή αριστερά του κυρίως φάσματως νετρίνων στο σχήμα 7.2.

Το μοντέλο LHπ παράγει μία σημαντιχή ροή νετρίνων, που είναι της ίδιας τάξης μεγέθους με τις αχτίνες γ σε TeV χαι σχηματίζει χορυφή σε ενέργειες κοντά στο $E_{\nu,\text{peak}} = 3.3$ PeV. Οι φασματιχές τους παράμετροι, σε σύγχριση με αυτές των άλλων σωματιδίων, δίνονται στον πίναχα 7.1. Οι λαμπρότητες δίνονται στο σύστημα αναφοράς της πηγής. Αν χαι ροή νετρίνων περιέχει τις τρεις γεύσεις σε αναλογία $F_{\nu_e}: F_{\nu_{\mu}}: F_{\nu_{\tau}} = 2:1:0$, μέχρι να φτάσουν στη Γη η αναλογία τους θα έχει αλλάξει σε $F_{\nu_e}: F_{\nu_{\mu}}: F_{\nu_{\tau}} = 1:1:1$ λόγω ταλαντώσεων [Learned and Pakvasa, 1995]. Εφόσον συγχρίνουμε τα φάσματά μας με την ευαισθησία του IceCube για μιονιχά νετρίνα, θα πρέπει να προσαρμόσουμε τα αποτελέσματά μας προς τα χάτω χατά έναν παράγοντα 3. Βλέπουμε, τότε, ότι η εχτιμώμενη ροή νετρίνων είναι μόλις χαμηλότερη από την ευαισθησία του IC-40, χαι θα πρέπει να παράγει παρατηρούμενα νετρίνα για μεταγενέστερες διαρρυθμίσεις με 79 ή 86 χορδές. Πρόσφατες παρατηρήσεις νετρίνων σε αχτίνες PeV από το IceCube [IceCube Collaboration et al., 2013] βρίσχονται σε σύμπνοια με αυτή τη πρόβλεψη, αν χαι η παρατηρούμενη ροή είναι αχόμα υπερβολιχά χαμηλή ώστε να προσφέρει χάποια εχτίμηση για το σχήμα του φάσματος.

7.2.2 Το Λεπτοαδρονικό-σύγχροτρον (LHs) μοντέλο

Σε αυτή τη περίπτωση οι ακτίνες γ στα TeV παράγονται από ακτινοβολία πρωτονικού σύγχροτρον. Θα αποκαλέσουμε αυτό το μοντέλο 'LHs' (Λεπτοαδρονικό-σύγχροτρον). Οι αρχικές του παράμετροι φαίνονται και σε αυτή τη περίπτωση στον πίνακα 7.1 ενώ το φιτάρισμά του στο SED και το φάσμα νετρίνων του φαίνονται στο σχήμα 7.3. Το υψηλό του μαγνητικό πεδίο, μαζί με τη χαμηλή συμπαγότητα εισρεόμενων πρωτονίων, δίνει ως αποτέλεσμα συμπιεσμένες συνιστώσες φωτοζευγών και φωτοπιονίων και δύο διακριτές κορυφές, αμφότερες από ακτινοβολία σύγχροτρον, ηλεκτρονίων στις χαμηλές ενέργειες και πρωτονίων στις υψηλές. Λόγω της χαμηλής αποδοτικότητας των φωτοαδρονικών αλληλεπιδράσεων η ροή νετρίνων στο μοντέλο LHs είναι πολύ χαμηλότερη από αυτή στη περιπτωση LHπ, περίπου 10 φορές μικρότερη από τη ροή στα TeV, και σχηματίζει κορυφή σε ενέργειες 10⁸ GeV.

Αν και τα νετρίνα από αυτό το μοντέλο δεν μπορούν να ανιχνευθούν, τα διαφεύγοντα νετρονια ή, πιο συγχεχριμένα, τα πρωτόνια πολύ υψηλών ενεργειών που παράγονται από τη διάσπασή τους μπορεί να είναι παρατηρήσιμα. Τα νετρόνια που προχύπτουν από φωτοαδρονιχές αλληλεπιδράσεις είναι σημαντιχά για τη διαφυγή πρωτονίων από το σύστημα, καθώς δεν επηρεάζονται από το μαγνητικό του πεδίο και ο χρόνος διάσπασής τους είναι αρχετά υψηλός ώστε αυτά να διαφεύγουν ελεύθερα προτού διασπαστούν σε πρωτόνια. [Kirk and Mastichiadis, 1989a, Begelman et al., 1990, Giovanoni and Kazanas, 1990a, Atoyan and Dermer, 2003]. Ένα επιπλέον πλεονέκτημα είναι ότι δεν επηρεάζονται από τις αδιαβατικές ενεργειακές απώλειες στις οποίες μπορεί να υπόχεινται τα πρωτόνια στο σύστημα όταν αυτό διαστέλλεται. [Rachen and Mészáros, 1998]. Αυτές οι ιδιότητες τα καθιστούν έξοχες πηγές για κοσμικές ακτίνες πολύ υψηλών ενεργειών (UHECR). Στο σχήμα 7.5 δείχνουμε το φάσμα νετρονίων όπως θα φαινόταν στη Γη, έχοντας πρώτα διασπαστεί σε πρωτόνια. Η διάδοσή τους σε ένα ομοιόμορφο διαγαλαξιαχό pG μαγνητιχό πεδίο χαι οι ενεργειακές τους απώλειες από αλληλεπιδράσεις με το κοσμικό μικροκυματικό υπόβαθρο και το υπέρυθρο υπόβαθρο προσομοιώθηχαν με τη χρήση του CRPRopa [Kampert et al., 2013]. Εφόσον σε αυτή την ενεργειαχή περιοχή αυτές οι απώλειες είναι ο χυρίαρχος παράγοντας για τη διαμόρφωση του φάσματος των πρωτονίων και οι επιπτώσεις από διάχυση είναι ελάχιστες, περιοριστήχαμε σε μονοδιάστατες προσομοιώσεις. Τα φάσματα (μαύρα σημεία) συγχρίνονται με παρατηρήσεις από το Auger [The Pierre Auger Collaboration et al., 2011] (ανοιχτά τρίγωνα), το HiRes-I [High Resolution Fly'S Eye Collaboration et al., 2009] (ανοιχτά τετράγωνα) και το Telescope Array [Abu-Zavyad et al., 2013] (x). Τα φάσματα UHECR που προχύπτουν, αγνοώντας όλες τις επιδράσεις από απώλειες ενέργειας ή από διάχυση, πλοτάρονται για λόγους σύγκρισης με διακεκομμένη γραμμή.

Στις ενέργειες $10^{19.5} - 10^{19.8}$ eV οι προβλεπόμενες κοσμικές ακτίνες είναι μόλις πιο κάτω από το όριο του Auger. Υπενθυμίζουμε ότι τα αποτελέσματά μας παρήχθησαν

φιτάροντας τον Mrk 421 σε μία ήσυχη κατάσταση. Κατά τη διάρκεια μία έκλαμψης η παραγόμενη ροή UHECR θα ειναι υψηλότερη². Αυτό ενδέχεται να εξηγεί ένα μέρος της διαφοράς ανάμεσα στα δεδομένα από το Auger στο νότιο ημισφαίριο και τα HiRes-I/Telescope Array στο βόρειο ημισφαίριο σε αυτή την ενεργειακή περιοχή, εφόσον ο Mrk 421 βρίσκεται στον βόρειο ουρανό (στον αστερισμό της Μεγάλης Άρκτου) και είναι αόρατος για το Auger. Έχει ενδιαφέρον να παρατηρήσουμε ότι το ίδιο ισχύει για όλα τα high frequency peaked BL Lac που βρίσκονται εντός μίας απόστασης z = 0.05 [Şentürk et al., 2013], όπως φαίνεται παραστατικά στο σχήμα 7.6.

Είναι πιο δύσκολο να εκτιμήσουμε τη συνεισφορά των διαφευγόντων πρωτονίων στο φάσμα των UHECR. Η ροή πρωτονίων είναι δύο τάξεις μεγέθους υψηλότερη από τη ροή νετρονίων αλλά, σε αντίθεση με τα τελευταία, τα πρώτα υπόκεινται σε αδιαβατικές απώλειες μετά από τη διαφυγή τους από την ενεργό περιοχή. Συγκεκριμένα, αν η περιοχή της ακτινοβολίας βρίσκεται μέσα σε έναν πίδακα που διαστέλλεται τότε τα πρωτόνια που διαφεύγουν θα υπόκεινται σε αδιαβατικές ενεργειακές απώλειες και ενδέχεται να καταλήξουν να μεταφέρουν ένα αμελητέο κλάσμα της ροής UHECR, ενώ η κύρια συνεισφορά στα τελευταία προέρχεται από διάσπαση των νετρονίων. Η μελέτη της συνεισφοράς αυτής βρίσκεται εκτός πλαισίου αυτής της έρευνας, καθώς απαιτεί υποθέσεις για τη γεωμετρία του πίδακα.

Τα νετρόνια που προχύπτουν από φωτοαδρονιχές αλληλεπιδράσεις είναι σημαντικά για τη διαφυγή πρωτονίων από το σύστημα, καθώς δεν επηρεάζονται από το μαγνητικό του πεδίο και ο χρόνος διάσπασής τους είναι αρκετά υψηλός ώστε αυτά να διαφεύγουν ελεύθερα προτού διασπαστούν σε πρωτόνια. Ένα επιπλέον πλεονέχτημα είναι ότι δεν επηρεάζονται από τις αδιαβατικές ενεργειακές απώλειες στις οποίες μπορεί να υπόχεινται τα πρωτόνια στο σύστημα όταν αυτό διαστέλλεται. [Rachen and Mészáros, 1998]. Οι κατανομές πρωτονίων και νετρονίων όπως εξέρχονται από τη πηγή μας φαίνονται στο σχήμα 7.4. Και οι δύο πληθυσμοί σωματιδίων υπόκεινται σε απώλειες μεταξύ αυτού του στιγμιότυπου και της άφιξής τους στη Γη. Δεν έχουμε λάβει υπόψιν κάποια διαστολή της πηγής, αλλά λόγω της μορφολογίας του πίδακα τα πρωτόνια μπορεί να υπόχεινται σε αδιαβατιχές απώλειες αμέσως μετά την έξοδό τους από αυτή. Τα νετρόνια διασπώνται μεν σε πρωτόνια σε μεγάλη απόσταση από τη πηγή, αλλά πλέον υπόχεινται και αυτά σε διάχυση τόσο στον διαγαλαξιακό χώρο όσο και στο δικό μας γαλαξία μέχρι να φτάσουν στη Γη, με ιδιαίτερη επίπτωση στις χαμηλές ενέργειες. Σε πολύ υψηλές ενέργειες, τόσο τα νετρόνια όσο και τα πρωτόνια είναι ευαίσθητα σε φωτοαδρονιχές αλληλεπιδράσεις με τα φωτόνια του μιχροχυματιχού υποβάθρου, γνωστό χαι ως φαινόμενο GZK [Greisen, 1966, Zatsepin and Kuz'min, 1966]. Σε μία απόσταση 0.135Gpc αυτό προχαλεί χαταστροφιχές απώλειες σε ενέργειες πάνω από $10^{19.5} eV$.

²Tov Μάρτιο του 2013 ο Mrk 421 είχε μία μεγάλη έκλαμψη, που παρατηρήθηκε στο οπτικό Gazeas [2013], στις ακτίνες X Kapanadze [2013], σε ενέργειες GeV Paneque et al. [2013] και TeV Cortina and Holder [2013].



ΣΧΗΜΑ 7.5: Φάσματα χοσμιχών αχτίνων που παράγονται από το μοντέλο LHs, λαμβάνοντας υπόψιν τις επιδράσεις της διάδοσής τους με τη χρήση του αριθμητιχού χώδιχα CRPropa Kampert et al. [2013]. Το μη-διορθωμένο φάσμα νετρονίων υψηλών ενεργειών πλοτάρεται με διαχεχομμένη γραμμή. Το φάσμα χοσμιχών αχτίνων, όπως παρατηρείται από τα Auger [The Pierre Auger Collaboration et al., 2011], HiRes-I [High Resolution Fly'S Eye Collaboration et al., 2009] χαι Telescope Array [Abu-Zayyad et al., 2013] πλοτάρεται με γχρίζα ανοιχτά τρίγωνα, μαύρα ανοιχτά τετράγωνα χαι γχρίζα χαντίστοιχα.



ΣΧΗΜΑ 7.6: High-frequency-peaked BL Lac (HBL), χαρτογραφημένα ανάλογα με την απόκλιση και την ερυθρομετατόπιση. Η διάμετρος κάθε σημείου αντιστοιχεί στην λαμπροτητά του [Şentürk et al., 2013].

Παράμετρος	μοντέλο LHπ	μοντέλο LHs
110000000000		
$\gamma_{ m p,max}$	$3.2 imes 10^{\circ}$	$6.3 imes 10^9$
$E_{\nu,\mathrm{peak}}$	$1.3 imes 10^5$	$1.6 imes 10^8$
$p_{ m p}$	1.3	1.5
$p_{ u}$	0.3	0.3
$L_{\rm p}(erg \ s^{-1})$	5.7×10^{45}	4.5×10^{41}
$L_{\rm e}^{inj}(erg \ s^{-1})$	4.6×10^{40}	1.2×10^{41}
$L_{\gamma}(erg \ s^{-1})$	$6.9 imes10^{40}$	$1.3 imes 10^{41}$
$L_{\nu}(erg \ s^{-1})$	$7.9 imes10^{39}$	$4.9 imes 10^{38}$
$L_{\rm n}(erg\ s^{-1})$	$3.8 imes 10^{40}$	1.6×10^{39}
$u_{\rm p}(erg~cm^{-3})$	$1.6 imes 10^3$	9.7×10^{-2}
$u_{\rm B}(erg\ cm^{-3})$	1	100

ΠΙΝΑΚΑΣ 7.2: Παράμετροι νετρίνων σε σύγκριση με τις παραμέτρους των πρωτονίων από τα οποία παρήχθησαν. Οι λαμπρότητες παράγονται όλες σε σταθερή κατάσταση, ενώ συμπεριλαμβάνονται και αυτές των υπόλοιπων σωματιδίων και του μαγνητικού πεδίου.

Στο σχήμα 7.5 δείχνουμε τα φάσματα νετρονίων όπως θα φαίνονταν στη Γη, έχοντας πλέον διασπαστεί σε πρωτόνια, χωρίς να λαμβάνουμε υπόψιν διάχυση στον διαγαλαξιαχό χώρο ή στο διχό μας γαλαξία. Το ζητούμενο είναι να έχουμε μία σύγχριση με τις παρατηρήσεις του φάσματος χοσμιχών αχτίνων από το παρατηρητήριο Pierre Auger [The Pierre Auger Collaboration et al., 2011]. Διορθώνοντας για το φαινόμενο GZK, χάνοντας χρήση των αποτελεσμάτων προσομοιώσεων Monte Carlo από τους Stanev et al. [2000a], μπορούμε να δούμε ότι στο μοντέλο LHs η προβλεπόμενη ροή χοσμιχών αχτίνων που προχύπτουν από διάσπαση νετρονίων είναι μόλις πιο χάτω από το όριο του Auger για ενέργειες πάνω από $10^{19.5} eV$.

Τα νετρίνα από διάσπαση νετρονίων σχηματίζουν μέγιστο σε μία ενέργεια δύο τάξεις μεγέθους χαμηλότερη από αυτή των νετρίνων από διάσπαση μεσονίων και η λαμπρότητά τους είναι αναλόγως χαμηλότερη. Στη περίπτωση LHπ η συνεισφορά τους είναι παρατηρήσιμη ως μία μικρή κορυφή αριστερά του κυρίως φάσματος νετρίνων στο σχήμα 7.2. Στη περίπτωση LHs η κατανομή νετρίνων από διάσπαση μεσονίων είναι αρχετά πλατιά ώστε να καθιστά τη συνεισφορά από διάσπαση νετρονίων αόρατη.

7.3 Χρονική μεταβλητότητα

Στο χεφάλαιο 5 αναφερθήχαμε σε ορισμένα παραδείγματα χρονικής μεταβλητότητας στη περίπτωση ενός χαθαρά αδρονιχού μοντέλου και δείξαμε ότι το σύστημα ανταποχρίνεται όπως το λεπτονιχό SSC, υπό την έννοια ότι η ακτινοβολία πρωτονιχού
σύγχροτρον παράγει τα απαλά φωτόνια που δρουν σαν στόχοι για τις διαδικασίες φωτοζεύγους και φωτοπιονίου. Έτσι, σε πλήρη αναλογία με το λεπτονικό SSC, τα αδρόνια αλληλεπιδρούν με την ίδια τους την ακτινοβολία. Συνεπώς, περιμένει κανείς ότι οι μεταβολές στη παράμετρο εισροής πρωτονίων θα παράγουν μία τετραγωνική σχέση ανάμεσα στις συνιστώσες πρωτονικού σύγχροτρον και φωτονίων που παράγονται από πιόνια.

Αν και με το να εισάγουμε πρωτογενή ηλεκτρόνια αυξάνουμε τον αριθμό ελευθέρων παραμέτρων στο μοντέλο, κάτι που βοηθάει στο φιτάρισμα του φάσματος, αυτό παράλληλα καθιστά τη μελέτη της χρονικής μεταβλητότητας πιο πολύπλοκη, καθώς απαιτούνται δυο νέες ελεύθερες παράμετροι, η πρώτη από τις οποίες έχει να κάνει με το πλάτος των μεταβολών ανάμεσα σε ηλεκτρόνια και πρωτόνια ενώ ο συσχετισμός των φάσεων των δύο μεταβολών. Με άλλα λόγια, ενώ το καθαρά αδρονικό μοντέλο αναμένεται να έχει μία εύκολα προβλεπόμενη χρονική συμπεριφορά, τα λεπτοαδρονικά μοντέλα θα έχουν, κατ' ανάγκη, πολυπλοκότερες χρονικές συμπεριφορές.

Για να προσομοιάσουμε τις χρονικές μεταβολές, υιοθετήσαμε τον παρακάτω αλγόριθμο:

- 1. Πρώτα αποκτούμε φιταρίσματα της χαμηλής κατάστασης του SED του Mrk 421 για καθ' ένα από τα τρία μοντέλα (Η, LHπ, LHs).
- Έπειτα προσθέτουμε μεταβολές κάποιων σημαντικών παραμέτρων (η εισρεόμενη λαμπρότητα ή η μέγιστη ενέργεια των σωματιδίων) και ακολουθούμε χρονικά τις αλλαγές που επάγονται στο SED της πηγής.
- 3. Μιά και οι περισσότερες παρατηρήσεις επικεντρώνονται στη σχέση ανάμεσα στις ακτίνες X και τις ακτίνες γ στα TeV, θα επικεντρωθούμε και εμείς σε αυτές τις ενεργειακές μπάντες ώστε να βρούμε τους συσχετισμούς που αναμένονται από κάθε ένα από τα τρία διαφορετικά μοντέλα.

Οι παρατηρήσεις του Mrk 421 από τους Fossati et al. [2008] έχουν παράσχει πολλά χρονοεξαρτώμενα δεδομένα καλής ποιότητας, τόσο στις περιοχές των ακτίνων X (RXTE) όσο και των ακτίνων γ (H.E.S.S.). Ορμώμενοι από τα αποτελέσματα των μακροχρόνιων μελετών μεταβλητότητας του Mrk 421 και άλλων blazar (π.χ. [Emmanoulopoulos et al., 2010]), εισάγαμε, για τις χρονικές μεταβολές, ένα τυχαίο βήμα σε μία από τις παραμέτρους φιταρίσματος. Έτσι, χρησιμοποιούμε

$$a_{i+1} = a_i + (-1)^{\operatorname{int}(\xi)}, \quad i = 0, 1, 2, \dots$$
 (7.3)

όπου το ξ είναι ένας ομοιόμορφα κατανεμημένος αριθμός στη περιοχή (0,10) και το i αντιπροσωπεύει τον χρόνο, σε μονάδες $t_{\rm cr}$. Η ακέραια παράμετρος a_i διαβαθμίζεται κατά τέτοιο τρόπο ώστε να παράγει την ακόλουθη αλλαγή στη παράμετρο y που επιθυμούμε να μεταβάλλουμε

$$y_i = y_0(1 + Ya_i), \quad i = 1, 2, \dots$$
 (7.4)

όπου y_i είναι η τιμή της παραμέτρου τη χρονιχή στιγμή t_i και Y είναι ένας πολλαπλασιαστιχός παράγοντας – για όλα τα παραδείγματα αυτού του χεφαλαίου έχουμε επιλέξει Y = 0.05, δηλαδή η εν λόγω παράμετρος διαφέρει μόνο κατά 5% ανάμεσα σε δύο χρόνους διέλευσης. Για τις τιμές του y ανάμεσα σε δύο διαδοχικούς χρόνους διέλευσης επιλέξαμε μία μέθοδο γραμμιχής παρεμβολής. Προφανώς λαμβάνουμε $a_0 = 0$, έτσι ώστε η αρχιχή τιμή των παραμέτρων που εξετάζουμε να είναι η ίδια με αυτή στο φιτάρισμα σταθερής κατάστασης, y_0 .

7.3.1 Μεταβάλλοντας το $\ell_{\rm p}^{\rm inj}$

Ένας άμεσος τρόπος δημιουργίας εχλάμψεων είναι η μεταβολή της εισρεόμενης λαμπρότητας των σωματιδίων υψηλών ενεργειών. Έτσι, ξεχινάμε με την χαθαρά αδρονική περίπτωση και επιλέγουμε ως μεταβαλλόμενη παράμετρο την συμπαγότητα εισρεόμενων πρωτονίων $\ell_{\rm p}^{\rm inj}$. Το άνω πλαίσιο του σχήματος 7.7 δείχνει τις χαμπύλες φωτός αχτίνων X (μέση) και TeV (χάτω), γύρω από τα 10^{18} Hz και 2.5×10^{26} Hz αντίστοιχα. Όλες οι επαχόλουθες αναφορές στις ροές αχτίνων X και TeV θα αναφέρονται στις ολοχληρωμένες ροές στις περιοχές ($7.2\times10^{17}-3.6\times10^{18}$) Hz και ($1.6\times10^{26}-10^{27}$) Hz αντίστοιχα. Για λόγους σύγχρισης πλοτάρεται και η εισρεόμενη λαμπρότητα πρωτονίων (άνω χαμπύλη), κατόπιν προσαρμογής στον άξονα y για λόγους ευχρίνειας.

Στο χάτω πλαίσιο του ίδιου σχήματος φαίνονται οι φασματιχές πυχνότητες ισχύος (Power Spectral Density, PDS) της χαμπύλης φωτός των εισρεόμενων σωματιδίων χαι των TeV, με μαύρες και γκρίζες γραμμές αντίστοιχα. Η αντίστοιχη PSD για τη καμπύλη φωτός αχτίνων Χ δεν συμπεριλαμβάνεται στο σχήμα, καθότι είναι παρόμοια με αυτή των TeV, με έναν παράγοντα κανονικοποίησης. Αν και η PSD της χρονοσειράς εισροής μπορεί να φιταριστεί με έναν νόμο δύναμης χλίσης ~ -1.9 , σε συμφωνία με τη χαρακτηριστική κλίση –2 τού κόκκινου (brownian) θορύβου, η PSD της καμπύλης φωτός των TeV φιτάρεται καλύτερα με έναν σπασμένο νόμο δύναμης που έχει την ίδια κλίση με αυτή των εισρεόμενων σωματιδίων σε χαμηλές συχνότητες (μεγάλες χρονικές κλίμακες) αλλά που γίνεται πιο απότομος σε υψηλότερες συχνότητες ($f \gtrsim 0.1$, όπου η f είναι σε μονάδες $t_{
m cr}^{-1}$). Στα δύο λεπτοαδρονικά μοντέλα παρατηρείται η ίδια συμπεριφορά, δηλαδή ένα σπάσιμο της PSD που αντιστοιχεί σε έναν χαραχτηριστικό χρόνο μερικών t_{cr}. Η μελέτη των παραμέτρων φιταρίσματος αποκαλύπτει ότι η συνθήκη $t_{\rm cool} \gg t_{\rm esc} = t_{\rm cr}$ ισχύει για τα πρωτόνια που παράγουν τις ακτίνες γ στα TeV, οπότε το σύστημα ανταποκρίνεται ταχέως στις μεταβολές που δημιουργούνται σε αυτό, λόγω της χαμηλής τιμής του χρόνου απόδρασης πρωτονίων. Τα ηλεκτρόνια που ακτινοβολούν στις ακτίνες Χ έχουν μικρότερο χρόνο ψύξης από ό,τι χρόνο απόδρασης. Παρόλα αυτά, η PSD τους παρουσιάζει και αυτή ένα σπάσιμο σε περίπου την ίδια συχνότητα όπως στη περίπτωση των TeV. Αυτή η συμπεριφορά μοιάζει, από πρώτη άποψη, περίεργη. Θα περίμενε χανείς ότι αν η ψύξη των σωματιδίων είναι γρήγορη, τότε η χαμπύλη φωτός των φωτονίων (των αχτίνων Χ στη περιπτωσή μας) θα

7.3. Χρονική μεταβλητότητα

ακολουθούσε με ακρίβεια τη μεταβλητότητα της πηγής. Επιπλέον, θα περίμενε κανείς να βρει ένα σπάσιμο στο φάσμα της PSD μόνο για τη περίπτωση των TeV, που δεν ισχύει.

Δεν είναι μόνο ο χρόνος ψύξης που καθορίζει τη συμπεριφορά μεταβλητότητας των φωτονίων αλλά και η ελάχιστη κλίμακα χρόνου ανάμεσα στις $t_{\rm esc}$ και $t_{\rm cool}$. Όπως ισχύει για όλα τα μονοζωνικά μοντέλα, η γρηγορότερη δυνατή μεταβολή του συστήματος καθορίζεται από τη χρονική κλίμακα διέλευσης $t_{\rm cr}$. Όταν $\min(t_{\rm esc}, t_{\rm cool}) \approx t_{\rm cr}$, όπως ισχύει στις προσομοιώσεις μας, οι καμπύλες φωτός των φωτονίων ακολουθούν, κατά κύριο λόγο, τις μεταβολές της πηγής. Οι μεταβολές μικρής χρονικής κλίμακας, όμως απαλύνονται. Αχόμα χαι στην αχραία περίπτωση μία εξαιρετιχά γρήγορης ψύξης $(t_{cool} \ll t_{cr})$, τα φωτόνια δεν μπορούν να πλησιάσουν το πλήρες πλάτος των μεταβολών της πηγής, που έχει ως αποτέλεσμα να εμφανίζεται ένα σπάσιμο στη PSD. Αυτό δείχνει ξεκάθαρα ότι το σύστημα σωματιδίων/φωτονίων έχει μία 'αδράνεια' ως προς τις μεταβολές που του προχαλούνται, χαι μας δείχνει το χαραχτηριστιχό χρόνο απόχρισης του συστήματος σε αυτές. Σημειώνουμε ότι δεν επιχειρήσαμε μία μελέτη της σχέσης της συχνότητας σπασίματος της PSD, που στα παραδείγματά μας αντιστοιχεί σε μεριχά $t_{
m cr}$, με άλλες παραμέτρους του μοντέλου, χαθότι αυτό θα ήταν πέραν των αναγκών της παρούσας εργασίας. Μία άλλη παράμετρος που επηρεάζει το σχήμα της PSD των φωτονίων είναι το πλάτος των εφαρμοζόμενων μεταβολών – βλ. παράμετρο Υ στην εξίσωση (7.4). Για χάποια πολύ χαμηλή τιμή του Υ, που στις προσομοιώσεις μας βρήκαμε να είναι Y = 0.001, παρατηρούμε ότι το λεπτοαδρονικό σύστημα μπορεί να αχολουθεί τις μεταβολές των εισρεόμενων σωματιδίων, δηλαδή οι PSD των χαμπύλων φωτός έχουν το ίδιο σχήμα, πέρα από έναν παράγοντα χανονιχοποίησης, με αυτό της PSD των εισρεόμενων σωματιδίων. Για τόσο χαμηλά Υ, όμως, η μεταβλητότητα κυμαίνεται σε πολύ χαμηλά επίπεδα, οπότε η πηγή μοιάζει πρακτικά αμετάβλητη.

Για τις δύο λεπτοαδρονικές περιπτώσεις (LHπ και LHs) εφαρμόσαμε την ίδια μεταβολή³ στο l_p^{inj} , και επιπλέον στο l_e^{inj} , καθώς έχουμε πλέον δύο είδη σωματιδίων που εισρέουν στη πηγή. Οι προσομοιώσεις αυτές παρήγαγαν παρόμοιες καμπύλες φωτός με αυτές που φαίνονται στο σχήμα 7.7. Περισσότερη πληροφορία παρέχουν τα διαγράμματα ροής-ροής, όπως αυτό που φαίνεται στο σχήμα 7.8, όπου η ροή TeV πλοτάρεται ως προς τη ροή ακτίνων X για όλες τις περιπτώσεις που αναφέραμε έως τώρα. Ας εξετάσουμε πρώτα το μοντέλο Η (μαύρη, πλήρης γραμμή). Ενώ οι ακτίνες X ακολουθούν γραμμικά την ακτινοβολία σύγχροτρον πρωτονίων, και ως εκ τούτου τη λαμπρότητα πρωτονίων, η εκπομπή TeV δείχνει μία σχεδόν τετραγωνική εξάρτηση από το l_p^{inj} για τους λόγους που αναπτύχθηκαν στο κεφάλαιο 5. Αν και για χαμηλές ροές βρίσκει κανείς μία ξεκάθαρη τετραγωνική εξάρτηση, αυτή γίνεται πιο επίπεδη σε υψηλότερες ροές λόγω της αυξανόμενης επίδρασης της γγ απορρόφησης,

³Οχι μόνο το είδος της μεταβολής αλλά και οι τυχαίοι αριθμοί που χρησιμοποιήθηκαν σε όλες τις περιπτώσεις είναι τα ίδια, εντός αν αναφέρεται διαφορετικά.



ΣΧΗΜΑ 7.7: Άνω πλαίσιο: Καμπύλες φωτός ακτίνων X (διακεκομμένη γραμμή) και TeV (στικτή γραμμή) για το καθαρά αδρονικό φιτάρισμα που φαίνεται στο σχήμα 7.1, που παρήχθησαν μεταβάλλοντας την ℓ_p^{inj} (έντονη πλήρης γραμμή). Η τελευταία έχει μετακινηθεί κατά 7 τάξεις μεγέθους προς τα κάτω στον άξονα y για λόγους ευκρίνειας. Για τις παραμέτρους που υιοθετήθηκαν, ένα t_{cr} αντιστοιχεί σε $\simeq 1.8$ ώρες στο σύστημα του παρατηρητή. Κάτω πλαίσιο: Φασματικές πυκνότητες ισχύος (PSD) της χρονοσειράς εισροής (μαύρη γραμμή) και της καμπύλης φωτός TeV που προκύπτει από αυτήν (γκρίζα γραμμή). Το f είναι σε μονάδες t_{cr}^{-1} .



ΣΧΗΜΑ 7.8: Πλοτάρισμα των ροών TeV ως προς ακτίνων X που παρήχθησαν με μεταβολή μόνο του ℓ_p^{inj} (στο μοντέλο H) και των ℓ_p^{inj} και ℓ_e^{inj} (μοντέλα LHπ & LHs). Οι ροές κανονικοποιήθηκαν ως προς τις τιμές του φιταρίσματος της κατάστασης πριν την έκλαμψη. Πλοτάρονται επίσης γραμμές διαφορετικών κλίσεων για εποπτικούς λόγους.

που σταδιαχά ελαττώνει τα φωτόνια στη περιοχή των TeV. Άλλο ένα αξιοσημείωτο χαραχτηριστιχό είναι ο στενός συσχετισμός ανάμεσα στις ροές, που λαμβάνεται χωρίς χάποια ανάγχη ειδιχής ρύθμισης παραμέτρων, όπως ισχύει και στη περίπτωση του SSC.

Σε γενικές γραμμές το ίδιο ισχύει και για το μοντέλο LHπ (διακεκομμένη γραμμή), ενώ στη περίπτωση του LHs (γκρίζα πλήρης γραμμή) παρατηρούμε έναν (υπό)γραμμικό συσχετισμό. Στα λεπτοαδρονικά μοντέλα δεν βρίσκουμε σπάσιμο στους συσχετισμούς TeV/ακτίνων X, καθώς η επίδραση της $\gamma\gamma$ απορρόφησης είναι λιγότερο ισχυρή. Αυτό ευθύνεται στο ότι, και στα δύο μοντέλα, παράγαμε ικανοποιητικά φιταρίσματα χρησιμοποιώντας πολύ χαμηλότερα $\ell_p^{\rm inj}$ και υψηλότερους παράγοντες Doppler από ότι στην καθαρά αδρονική περίπτωση – βλ. πίνακα 7.1. Τέλος, σε κανένα από τα τρία μοντέλα δεν παρατηρήθηκε υστέρηση ανάμεσα στα φωτόνια ακτίνων X και TeV.

Προηγούμενες αναλύσεις του Mrk 421 είχαν παρατηρήσει την παρουσία υστερήσεων στη φασματική του εξέλιξη (π.χ. [Takahashi et al., 2000, Fossati et al., 2008, Singh et al., 2012]). Τέτοιες υστερήσεις δεν μπορούν να αναπαραχθούν από μοντέλα με μόνο έναν πληθυσμό σωματιδίων, όπως το καθαρά αδρονικό. Στα λεπτοαδρονικά μοντέλα όμως, όπου δύο πληθυσμοί πρωτογενών σωματιδίων εισρέουν στη πηγή, οι υστερήσεις αυτές μπορούν να προσομοιαστούν με την εισαγωγή μία μετατόπισης N



ΣΧΗΜΑ 7.9: Άνω πλαίσιο: Πλοτάρισμα των ροών TeV ως προς ακτίνων X που παρήχθησαν με το μοντέλο LHπ, με μεταβολή των $\ell_{\rm p}^{\rm inj}$ και $\ell_{\rm e}^{\rm inj}$ για N = 0 (μαύρη γραμμή) και N = 80 (γκρίζα γραμμή). Κάτω πλαίσιο: Όπως και πάνω εκτός από τη γκρίζα γραμμή, που παρήχθη χρησιμοποιώντας δύο αντι-συσχετισμένες χρονοσειρές για τα $\ell_{\rm p}^{\rm inj}$ και $\ell_{\rm e}^{\rm inj}$. Αναγράφονται επίσης οι συντελεστές συσχετισμού Pearson για κάθε περίπτωση.



ΣΧΗΜΑ 7.10: Πλοτάρισμα των ροών TeV ως προς ακτίνων X που παρήχθησαν με το μοντέλο LHs, μεταβάλλοντας τα $l_{\rm p}^{\rm inj}$ και $l_{\rm e}^{\rm inj}$ με N = 0 (μαύρη γραμμή) και N = 80 (γκρίζα γραμμή).

στη χρονική μεταβολή του ℓ_e^{inj} σε σχέση με το ℓ_p^{inj} , δηλαδή $(\ell_e^{inj})_i = (\ell_p^{inj})_{i+N}$, όπου ο δείκτης αναφέρει ότι οι ποσότητες υπολογίζονται για τη χρονική στιγμή t_i (σε μονάδες t_{cr}).

Το σχήμα 7.9 δείχνει τη ροή στα TeV ως προς τη ροή ακτίνων X που προκύπτει από τη περίπτωση LHπ. Και στα δύο πλαίσια, η μαύρη γραμμή αντιστοιχεί στο N = 0, δηλαδή όταν τα $\ell_p^{\rm inj}$ και $\ell_e^{\rm inj}$ είναι εντελώς συσχετισμένα. Η γκρίζα γραμμή στο πάνω πλαίσιο είναι το αποτέλεσμα μίας προσομοίωσης όπου το $\ell_e^{\rm inj}$ παρήχθη με μία σχετική μετατόπιση 80 $t_{\rm cr}$ σε σχέση με το $\ell_p^{\rm inj}$. Κατά αυτό το τρόπο επιβάλαμε λιγότερο συσχετισμένες μεταβολές των εισροών σωματιδίων, με έναν συντελεστή συσχετισμού Pearson $r = 0.63^4$. Χρησιμοποιήσαμε μία ποικιλία θετικά συσχετισμένων $\ell_p^{\rm inj}$, $\ell_e^{\rm inj}$, με διάφορες μετατοπίσεις, π.χ. N = 312,512,1024. Σε όλες τις περιπτώσεις, που δεν παρουσιάζουμε εδώ, εξάγαμε υψηλούς συντελεστές συσχετισμού ($r \gtrsim 0.5$), που υποδηλώνει ότι οι ροές ακτίνων X και TeV διατηρούν τον ισχυρό τους συσχετισμόω και ηλεκτρονίων είναι έντονα αντι-συσχετισμένες. Για να το πετύχουμε αυτό, χρησιμοποιήσαμε δύο σειρές τυχαίων αριθμών με δεικτη συσχέτισης r = -0.7. Ο συσχετισμός των παραγόμενων αχτίνων X/TeV φαίνεται με γκρίζα γραμμή στο κάτω πλαίσιο. Τα αντίστοιχα διαγράμματα για το μοντέλο LHs και για N = 0, N = 80 παρουσιάζονται

⁴Ο συντελεστής συσχετισμού Pearson παρέχει μία ποσοτιχοποίηση της γραμμιχής συσχέτισης μεταξύ δύο μεταβλητών X και Υ, δίνοντας μία τιμή μεταξύ -1 και 1, με τα δύο αυτά άχρα να αντιστοιχούν σε πλήρη αντι-συσχετισμό και πλήρη συσχετισμό. Η μορφή του είναι $r = \frac{\sum_{i=1}^{n} (X_i - \bar{X})(Y_i - \bar{Y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^{n} (X_i - \bar{X})^2} \sqrt{\sum_{i=1}^{n} (Y_i - \bar{Y})^2}}.$

στο σχήμα 7.10.

 Σ ε γενικές γραμμές, η εισαγωγή της μετατόπισης χαλαρώνει τον συσχετισμό $F_{\rm TeV} F_{\rm X}$. Αυτή η επίδραση, όμως, είναι πιο προφανής στη περίπτωση του πρωτονιχού σύγχροτρον, όπου ο συσχετισμός TeV/ακτίνων X σχεδόν καταστρέφεται για N = 80(r = -0.15). Από την άλλη, στο μοντέλο LH π αχόμα χαι αν οι σειρές των εισρεόμενων σωματιδίων είναι αντι-συσχετισμένες βρίσχουμε μία υψηλότερη απόλυτη τιμή για τον συντελεστή συσγέτισης – β λ. σχήμα 7.9. Με άλλα λόγια, αν οι αχτίνες γ μοντελοποιούνται από την εκπομπή δευτερευόντων που παράγονται από φωτοαδρονικές διαδικασίες, και ως εκ τούτου οποιεσδήποτε μεταβολές του F_{TeV} φανερώνουν μόνο έμμεσα τις αλλαγές στο ρυθμό εισροής πρωτονίων, ο συσχετισμός ανάμεσα στις ροές των ακτίνων X και των ακτίνων γ στα TeV διατηρείται εν μέρει. Στο μοντέλο LHs η μεταβλητότητα που παρατηρείται τόσο στις αχτίνες Χ όσο χαι στις αχτίνες γ φανερώνει άμεσα το μοτίβο μεταβλητότητας του ρυθμού εισροής σωματιδίων. Έτσι, εάν υπάρχει χάποιος βαθμός αντι-συσχετισμού στην εισροή, θα φαίνεται και στο διάγραμμα ροής-ροής. Στη περίπτωση του LHπ (άνω πλαισιο) η εισαγωγή της μετατόπισης ελαττώνει τις μέγιστες/ελάχιστες τιμές ροής και στις δύο ενεργειακές μπάντες, καθώς η λαμπρότητα ακτίνων γ εξαρτάται και από την αριθμητική πυκνότητα των απαλών φωτονίων-στόχων, π.χ. φωτονίων από σύγχροτρον στις ακτίνες Χ. Στη περίπτωση LHs, από την άλλη, όπου οι ακτίνες γ προχύπτουν από ακτινοβολία σύγχροτρον πρωτονίων, η ροή ακτίνων γ δεν εξαρτάται από τα φωτόνια ακτίνων Χ, όσο αριθμητική πυκνότητα των αχτίνων X είναι αρχετά χαμηλή ώστε να μην προχαλεί σημαντιχή $\gamma\gamma$ απορρόφηση. Συνεπώς, η γκάμα των μεταβολών ροής παραμένει περίπου η ίδια.

7.3.2 Μεταβάλλοντας το γ_{max}

Παρατηρήσεις του Mrk 421 στη διάρχεια διαφορετιχών περιόδων εχλάμψεων υποδηλώνουν ότι υφίσταται φασματιχή εξέλιξη, και συγκεχριμένα φασματιχή σχλήρυνση στις αχτίνες X ή/χαι στις αχτίνες γ στα TeV (π.χ. [Takahashi et al., 2000, Fossati et al., 2008]). Οι παρατηρήσεις αυτές δεν μπορούν να αναπαραχθούν μόνο με μεταβολές της συμπαγότητας εισροής. Αυτό φαίνεται ιδιαίτερα στο σχήμα 7.11, όπου οι φασματιχοί δείχτες⁵ στις ενεργειαχές μπάντες αχτίνων X (γχρίζα γραμμή) και TeV (μαύρη γραμμή) πλοτάρονται ως προς τις αντίστοιχες ροές, για ένα από τα μοντέλα μας (LHπ). Ο φασματιχός δείχτης αχτίνων X παραμένει περίπου σταθερός κατά τη διάρχεια μεταβολών της ροής, ενώ το χομμάτι του φάσματος στις αχτίνες γ γίνεται απαλότερο χατά τη διάρχεια εχλάμψεων. Αυτό είναι αναμενόμενο, χαθότι οι παρατηρήσεις στα TeV προσαρμόσθηχαν με την αποχοπή της συνιστώσας σύγχροτρον χαι στα τρία μοντέλα. Παρατηρούμε αχόμα ότι όταν η γγ απορρόφηση γίνεται σημαντιχή στη περιοχή TeV, περιμένει χανείς να βρει έναν σχεδόν σταθερό φασματιχό δείχτη,

⁵Ορίζουμε τον φασματικό δείκτη ως $F_{\nu} \propto \nu^{\beta}$.



ΣΧΗΜΑ 7.11: Πλοτάρισμα του φασματικού δείκτη β συναρτήσει της ροής στις ακτίνες Χ (γκρίζα γραμμή) και στις ενέργειες TeV (μαύρη γραμμή) για το μοντέλο LHπ, στη περίπτωση που η συμπαγότητα εισροής είναι η μεταβαλλόμενη παράμετρος. Οι ροές κανονικοποιήθηκαν ως προς τις τιμές που παρήχθησαν για τη σταθερή κατάσταση πριν την έκλαμψη.

αχόμα και αν η εισρεόμενη συμπαγότητα μεταβάλλεται. Αυτά τα δύο χαρακτηριστικά, δηλαδή η απουσία φασματικής εξέλιξης στις ακτίνες Χ ή/και η φασματική απάλυνση στη περιοχή ακτίνων γ, παράγονται και για τη καθαρά αδρονική περίπτωση και για την περίπτωση σύγχροτρον πρωτονίου.

Η δεύτερη μεταβλητή που εξετάσαμε είναι η μέγιστη ενέργεια των πρωτονίων και των ηλεκτρονίων. Διατηρήσαμε σταθερή τη συμπαγότητα εισροής και χρησιμοποιήσαμε την ίδια σειρά τυχαίων αριθμών όπως στη §7.3.1, αυτη τη φορά για τα $\gamma_{e,max}$ και $\gamma_{p,max}$. Στα σχήματα 7.12 και 7.13 δείχνουμε τα αποτελέσματα για τις λεπτοαδρονικές περιπτώσεις. Στη περίπτωση LHs ο γραμμικός συσχετισμός ροής-ροής διατηρείται, σε αντίθεση με τη περιπτωση LHπ. Για τη τελευταία, βρίσχουμε έναν συσχετισμό ανάμεσα στις ροές TeV και ακτίνων X, που είναι πιό απότομος από τον τετραγωνικό συσχετισμό που βρήκαμε με τη μεταβολή των ℓ_e^{inj} και ℓ_p^{inj} . Συγκεκριμένα, ένα φιτάρισμα των αποτελεσμάτων μας δίνει $F_{TeV} \propto F_X^{3.3}$. Στο μοντέλο LHπ η ακριβής κλίση του συσχετισμού ροών TeV/ακτίνων X είναι ευαίσθητη στον εκθέτη νόμου δύναμης της κατανομής ηλεκτρονίων. Εάν ο νόμος δύναμης των ηλεκτρονίων είναι επίπεδος, όπως στο φιτάρισμα LHπ (βλ. πίνακα 7.1), οποιεσδήποτε μεταβολές του $\gamma_{e,max}$ έχουν ως αποτελεσμα μη-αμελητέες μεταβολές του ρυθμού εισροής, καθότι το ℓ_e^{inj} διατηρείται

ΠΙΝΑΚΑΣ 7.3: Κλίση των συσχετισμών TeV/ακτίνων X που ελήφθησαν για μεταβολές δύο παραμέτρων του μοντέλου.

Παράμετρος	Μοντέλο Η	Μοντέλο LH π	Μοντέλο LHs
$\ell_{ m inj}$	γραμμική προς τετραγωνική	τετραγωνική	\sim γραμμική
$\gamma_{ m max}$	τετραγωνική	τετραγωνική προς κυβική	\sim γραμμική

σταθερό. Έτσι, η αριθμητική πυκνότητα των φωτονίων σύγχροτρον που εκπέμπονται από ηλεκτρόνια με $\gamma < \gamma_{\rm e,max}$, που δρουν σαν στόχοι για τα πρωτόνια, μεταβάλεται σημαντικά. Σε μία τέτοια περίπτωση περιμένουμε ότι η εκπομπή ακτίνων γ θα παρουσιάζει μεγάλες μεταβολές, καθώς εξαρτάται τόσο από το πεδίο απαλών φωτονίων όσο και από τη κατανομή πρωτονίων. Από την άλλη, όταν φιτάρουμε το SED με μία πιο απότομη κατανομή ηλεκτρονίων νόμου δύναμης (π.χ. $p_{\rm e} = p_{\rm p} = 1.5$), ο ρυθμός εισροής χαμηλοενεργειακών ηλεκτρονίων παραμένει περίπου σταθερός. Σε αυτή τη περίπτωση, λαμβάνουμε μία τετραγωνική σχέση ανάμεσα στις ροές TeV και ακτίνων X.

Αχολουθώντας την ίδια διαδιχασία όπως στη §7.3.1, μελετήσαμε τις επιπτώσεις των μεριχώς συσχετισμένων μεταβολών των $\gamma_{p,max}$ και $\gamma_{e,max}$ στους συσχετισμούς TeV/αχτίνων X. Βρήχαμε ότι ο βαθμός συσχετισμού ροής TeV/αχτίνων X καταστρέφεται πιο εύχολα στο μοντέλο LHs. Όσο για το μοντέλο LHπ, βρίσχουμε, για την ίδια μετατόπιση, έναν πιο στενό συσχετισμό στη περίπτωση μεταβλητής εισροής παρά στη περίπτωση μεταβλητής ενεργειαχής αποχοπής.

Οι συσχετισμοί TeV/ακτίνων X που βρέθηκαν μέχρι στιγμής (για συσχετισμένες χρονοσειρές εισροής), καταγράφονται συνοπτικά στον πίνακα 7.3. Το σύμβολο '~' χρησιμοποιείται για να δηλώνει πιθανές αποκλίσεις από την ακριβή τάση λόγω φαινομένων που δεν εξαρτώνται από το ίδιο το μοντέλο φιταρίσματος, όπως η γγ απορρόφηση και η επιλογή των ενεργειακών μπάντων.

Το σχήμα 7.13 δείχνει ότι η αύξηση της ροής τόσο στις ακτίνες X (κάτω πλαίσιο) όσο και στις ακτίνες γ (άνω πλαίσιο) συνοδεύεται από μία σκλήρυνση του φάσματος. Αυτή η τάση είναι σε καλή συμφωνία με πολλές παρατηρήσεις σχετικά με τη φασματική μεταβλητότητα του Mrk 421. Το σχήμα 7.13 φανερώνει και μία κατοπτρική συμμετρία ανάμεσα στις περιπτώσεις φωτοπιονίου και σύγχροτρον πρωτονίου, δηλαδή η γκάμα μεταβολών της ροής και του φάσματος είναι μεγαλύτερη στην ενεργειακή μπάντα TeV για το μοντέλο LHπ και στις ακτίνες X για το LHs. Πιο συγκεκριμένα, το γεγονός ότι το $β_X$ κυμαίνεται λιγότερο στη περίπτωση του φωτοπιονίου από ό,τι στη περίπτωση σύγχροτον πρωτονίου μπορει να χρησιμοποιηθεί σαν διαγνωστικό εργαλείο για διαχωρισμό των δύο μοντέλων. Η γκάμα των φασματικών μεταβολών στα δύο μοντέλα



ΣΧΗΜΑ 7.12: Πλοτάρισμα των ροών TeV ως προς ακτίνων X που προέκυψαν από τη μεταβολή των $\gamma_{p,max}$ και $\gamma_{e,max}$ στα μοντέλα LHπ & LHs, με μαύρο και γκρίζο χρώμα αντίστοιχα. Οι ροές κανονικοποιήθηκαν ως προς τις τιμές τους στη κατάσταση πριν την έκλαμψη. Πλοτάρονται επίσης γραμμές διαφορετικών κλίσεων για εποπτικούς λόγους.

φαίνεται καλύτερα στο σχήμα 7.14, όπου ο φασματικός δείκτης στις ενέργειες TeV πλοτάρεται σε σχέση με αυτόν στις ακτίνες X. Αν και το $\beta_{\rm TeV}$ κυμαίνεται περίπου το ίδιο και στα δύο μοντέλα, οι φασματικές μεταβολές στις ακτίνες X είναι πιο εμφανείς στο μοντέλο πρωτονικού σύγχροτρον. Συγκεκριμένα, βρίσκουμε ότι $\beta_{\rm TeV} \propto 3.3\beta_{\rm X}$ και $\beta_{\rm TeV} \propto 1.1\beta_{\rm X}$ για το LHπ και το LHs αντίστοιχα.

Το φάσμα ακτίνων X στη περίπτωση LHπ είναι σχετικά σκληρό και επιδεικνύει μικρότερες φασματικές μεταβολές, λόγω της συνιστώσας Bethe-Heitler. Εάν κλείσουμε, τεχνητά, το κανάλι της παραγωγής φωτοζευγών, βρούμε ένα φιτάρισμα στην ήρεμη κατάσταση του Mrk 421 και έπειτα παράγουμε μεταβολές στο $\gamma_{\rm e,max}/\gamma_{\rm p,max}$ όπως και πριν, βρίσκουμε ότι η γκάμα των μεταβολών τόσο για το $\beta_{\rm X}$ όσο και για το $F_{\rm X}$ αυξάνει. Συγκεκριμένα, τα $\beta_{\rm X}$ και log $F_{\rm X}$ κυμαίνονται μεταξύ (-1.7, -1) και (-9.9, -8.5) αντίστοιχα, ενώ ο νόμος συσχέτισής τους παραμένει αμετάβλητος. Συνεπώς, εάν η εκπομπή από τη διαδικασία Bethe-Heitler δεν ληφθεί υπόψιν, δεν αναμένεται κάποια σημαντική διαφοροποίηση ανάμεσα στα μοντέλα LHπ και LHs.



ΣΧΗΜΑ 7.13: Πλοτάρισμα του φασματικού δείκτη β συναρτήσει της ροής F στην ενεργειακή μπάντα TeV (άνω πλαίσιο) και στις ακτίνες X (κάτω πλαίσιο). Οι μαύρες και γκρίζες γραμμές αντιστοιχούν στις περιπτώσεις LHπ και LHs αντίστοιχα. Για εποπτικούς λόγους μετατοπίσαμε τη γκρίζα καμπύλη στο άνω πλαίσιο προς τα πάνω κατά 0.2 μονάδες.



ΣΧΗΜΑ 7.14: Πλοτάρισμα του φασματικού δείκτη στην ενεργειακή περιοχή TeV (β_{TeV}) ως προς τον αντίστοιχο στις ακτίνες X (β_{X}) για τα μοντέλα LHπ (μαύρη γραμμή) και LHs (γκρίζα γραμμή).

7.4 Συμπεράσματα

Στη παρούσα εργασία υπολογίσαμε την αχριβή φασματική ροή νετρίνων και νετρονίων που προκύπτει από το BL Lac αντικείμενο Mrk 421, δουλεύοντας υπό την υπόθεση του μονοζωνικού λεπτοαδρονικού μοντέλου. Αν και η γεωμετρία που εκλάβαμε για την πηγή ειναι αρκετά απλή, εφαρμόσαμε μία προηγμένη μέθοδο για να υπολογίσουμε με έναν αυτοσυνεπή και χρονοεξαρτώμενο τρόπο τις αντιδράσεις φωτοζευγών και φωτοπιονίων. Για αυτο το σκοπό χρησιμοποιήσαμε τον αριθμητικό κώδικα που παρουσιάσαμε στο Κεφ. 5 και βρήκαμε φιταρίσματα στο MW φάσμα της πηγής αυτής, όπως προέκυψε το 2001 από ταυτόχρονες παρατηρήσεις στο οπτικό, στις ακτίνες X και στις TeV ακτίνες γ. Χρησιμοποιώντας τις παραμέτρους από τα φιταρίσματα αυτά μπορέσαμε να υπολογίσουμε τις προβλεπόμενες ροές νετρονίων και νετρίνων. Στη συνέχεια, ακολουθήσαμε τη διάδοση των πρωτονίων που προκύπτουν από τη διάσπαση των διαφευγόντων νετρονίων, και έτσι υπολογίσαμε τη προβλεπόμενη συνεισφορά του Mrk 421 στις κοσμικές ακτίνες (CR) στη Γη.

Βρήκαμε ότι δύο σύνολα πολύ διαφορετικών παραμέτρων μπορούν να παράγουν καλά φιταρίσματα στο SED της πηγής. Στη πρώτη περίπτωση, οι ακτίνες γ παράγονται από ακτινοβολία σύγχροτρον των δευτερευόντων σωματιδίων που προκύπτουν από φωτοαδρονικές αλληλεπιδράσεις, συνεπώς προέρχονται από πιόνια (το μοντέλο LHπ). Στην άλλη περίπτωση, οι ακτίνες
γ προέρχονται από ακτινοβολία σύγχροτρον πρωτονίων (το μοντέλο LHs).

Τα πρωτόνια που παράγονται από τη διάσπαση των νετρονίων που διαφεύγουν από το σύστημα καταλήγουν, ύστερα από τη διάδοσή τους στο μεσογαλαξιακό χώρο, καταλήγουν στη Γη ως ροή UHECR. Η ροή αυτή είναι πολύ κοντά στις μετρήσεις των HiRes, Auger και Telescope Array σε ενέργειες 30 EeV. Για μικρότερες ενέργειες, όμως, το γενικότερο σχήμα του φάσματος είναι διαφορετικό από αυτό των παρατηρήσεων, όπως φαίνεται στο σχήμα 7.5. Ακόμα και αν κάποιος υποθέσει ότι όλα τα κοντινά BL Lac του βόρειου ημισφαιρίου παράγουν παρόμοιες κατανομές UHECR με το Mrk 421 και κανονικοποιήσει τη παραγωγή κοσμικών ακτίνων τους ως προς τη λαμπρότητά τους σε φωτόνια, η συνεισφορά τους στη συνολική ροή UHECR δεν θα είναι ουσιαστική λόγω του συνδυασμού χαμηλών λαμπροτήτων με τις απώλειες από τη διάδοση των κοσμικών ακτίνων σε μεγαλύτερες αποστάσεις από ότι για το Mrk 421. Υπενθυμίζουμε ότι ο Mrk 421 δεν είναι μόνο ο κοντινότερος blazar αλλά και ο λαμπρότερος, από όσους βρίσκονται εντός ακτίνως z = 0.1 από τη Γη [Şentürk et al., 2013].

Επιπρόσθετα, το μοντέλο LHs παράγει χαμηλή ροή νετρίνων, μια και οι φωτοαδρονικές διαδικασίες δρουν σε ένα επίπεδο πολλές τάξεις μεγέθους χαμηλότερο από το κατώφλι ευαισθησίας του IceCube - δες σχήμα 7.3. Αν και είναι εφικτό να φιτάρει κανείς το SED με πιο απότομες κατανομές πρωτονίων, βρίσκουμε ότι τέτοιες προσεγγίσεις δεν αλλάζουν σε σημαντικό βαθμό τα συμπεράσματά μας σχετικά με τις ροές UHECR και νετρίνων, εφόσον ισχύει $p_{\rm p} < 2.5$.

Το μοντέλο LHπ, από την άλλη, απαιτεί μία μεγάλη (αλλά όχι απαγορευτικά μεγάλη) ισχύ πίδακα για τη λειτουργία του, και ακόμα απαιτεί ο πίδακας αυτός να κυριαρχείται από σωματίδια, αντί για το μαγνητικό πεδίο - δες πίνακα 7.1. Η επίτευξη καλών φιταρισμάτων επιτυγχάνεται υπό την προϋπόθεση ότι τα πρωτόνια επιταχύνονται μόνο μέχρι ενέργειες $E_p \simeq 30$ PeV, συνεπώς δεν μπορούν να συνεισφέρουν στη ροή UHECR. Η ροή παραγόμενων νετρίνων, όμως, είναι ελκυστικά κοντά στο όριο ευαισθησίας του IC-40 για το Mrk 421 [Tchernin et al., 2013] και σχηματίζει μέγιστο κοντά στις ενέργειες όπου παρατηρήθηκαν τα πρώτα PeV νετρίνα από την ομάδα IceCube [IceCube Collaboration et al., 2013]. Ένα μειονέκτημα του μοντέλου LHπ είναι η χαμηλή αποδοτικότητά του. Εάν ορίσουμε τη συνολική αποδοτικότητα ξ ως τον λόγο του αθροίσματος των λαμπροτήτων που διαφεύγουν σε φωτόνια, νετρόνια και νετρίνα προς το άθροισμα των εισρεόμενων λαμπροτήτων, τότε βρίσκουμε $\xi \approx 2 \times 10^{-5}$. Αυτό το μειονέκτημα θα μπορούσε να απαλυνθεί, εν μέρει, εάν υποθέσουμε ότι τα πρωτόνια εισάγονται με χαμηλότερη λαμπρότητα αλλά σιγά συσσωρεύονται στη πηγή.

Για τη μελέτη των χρονικών μεταβολών του συστήματος, εκτός από τα μοντέλα LHπ και LHs εξετάσαμε και το πιό απλό μοντέλο H, όπου όλη η ακτινοβολία προέρχεται από αλληλεπιδράσεις εισρεόμενων πρωτονίων. Εφαρμόσαμε διαταραχές τύπου τυχαίου βήματος, είτε στη συμπαγότητα των εισρεόμενων σωματιδίων είτε στο άνω

7.4. Συμπεράσματα

ενεργειαχό τους όριο. Υποθέσαμε ότι χάθε διαδοχιχή τιμή των παραμέτρων αυτών είτε αυξάνεται είτε μειώνεται χατά 5% ως προς τη προηγούμενή τους τιμή. Όταν συσσωρεύονται πολλές από αυτές τις διαταραχές μιχρού πλάτους, μπορούν να δημιουργήσουν μία 'στατιστιχή' έχλαμψη, χαι επιλέξαμε ένα τέτοιο παράδειγμα για να διερευνήσουμε τη μεταβολή των μοντέλων μας (βλ. σχήμα 7.7). Οι παράμετροι που μεταβάλλονται δεν ξεπερνούν σε χαμία περίπτωση τις αρχιχές τους τιμές χατά περισσότερο από έναν παράγοντα 2. Τροφοδοτώντας τον χώδιχα με τις τιμές τις μεταβαλλόμενης παραμέτρου, παράγαμε μεταβολές στις ενεργειαχές μπάντες των αχτίνων Χ και TeV και αναζητήσαμε συσχετισμούς ανάμεσα στις ροές τους χαι στους φασματιχούς δείχτες.

Στη περίπτωση της μεταβαλλόμενης εισρεόμενης συμπαγότητας, το μοντέλο Η μας δίνει μία χαθαρά τετραγωνιχή σχέση ανάμεσα στις αχτίνες Χ και τις αχτίνες γ στα TeV, χάτι που εξηγείται ευχόλως από το ότι το μοντέλο Η μοιάζει από πολλές απόψεις με το λεπτονικό μοντέλο SSC (βλ. και §5. Ένα ενδιαφέρον χαρακτηριστικό είναι ότι για υψηλές ροές η $\gamma\gamma$ απορρόφηση έχει την τάση να μετατρέπει τον συσχετισμό σε γραμμικό – βλ. σχήμα 7.8. Τα δύο λεπτοαδρονικά μοντέλα απαιτούν τουλάχιστον δυο αχόμα παραμέτρους για τον πλήρη χαθορισμό τις μεταβλητότητάς τους: το πλάτος των μεταβολών των ηλεκτρονίων και η σχετική φάση των μεταβολών των ηλεκτρονίων χαι πρωτονίων. Εδώ διερευνήσαμε τις απλούστερες περιπτώσεις, δηλαδή υποθέσαμε ίσες αλλαγές πλάτους στα δύο είδη σωματιδίων, που μπορούν να είναι είτε ταυτόχρονες είτε με μία χρονική μετατόπιση μερικών t_{cr}. Στη περίπτωση όπου δεν εισάγαμε χρονική υστέρηση, το μοντέλο ${
m LH}\pi$ παράγει έναν τετραγωνικό συσχετισμό ανάμεσα στις ροές, ενώ το LHs παράγει έναν υπό-γραμμικό συσχετισμό (βλ. πίνακα 7.3). Η γγ απορρόφηση είναι πιο έντονη στη δεύτερη περίπτωση από ό.τι στη πρώτη, χάτι που εξηγεί τη καμπυλότητα που παρατηρείται για το μοντέλο LHs. Όταν εισάγαμε χρονικές υστερήσεις παρατηρήσαμε ότι και στα δύο μοντέλα χαλάρωσαν οι συσχετισμοί τους. Βρήχαμε όμως ότι στη περίπτωση του μοντέλου LHπ παραμένει μία τετραγωνική τάση ενώ στο LHs χάνεται κάθε συσχετισμός. Τέλος, και τα τρία μοντέλα αποκτούν πιο απότομα φάσματα στα TeV όσο αυξάνει η ροή – βλ. σχήμα 7.11.

Όταν μεταβάλλαμε τη μέγιστη ενέργεια των κατανομών σωματιδίων, βρήκαμε ότι τα αποτελέσματα είναι παρόμοια με αυτά της μεταβαλλόμενης συμπαγότητας, με τη σημαντική διαφορά ότι όλα τα μοντέλα παράγουν μία φασματική σκλήρυνση τόσο στις ακτίνες X όσο και στις TeV ακτινες γ. Βρήκαμε ακόμα ότι οι χρονικές μετατοπίσεις έχουν τη τάση να αποσυσχετίζουν περισσότερο τις καμπύλες φωτός. Το φαινόμενο αυτό είναι ισχυρότερο στη περίπτωση του LHs από ότι για το LHπ.

Από τις PSD των καμπύλων φωτός, βρίσκουμε ότι μέχρι ένα σπάσιμο που αντιστοιχεί σε μερικά $t_{\rm cr}$ δεν διαφέρουν από αυτή της εισροής σωματιδίων. Συγκεκριμένα, τόσο για τις καμπύλες φωτός ακτίνων X όσο και για αυτές των TeV βρίσκουμε λιγότερη ισχύ στο υψηλοενεργειακό τμήμα των PSD (που αντιστοιχεί σε μεταβολές μικρής χρονικής κλίμακας) σε σχέση με αυτή της πηγής. Με άλλα λόγια, για τις παραμέτρους

που χρησιμοποιήσαμε στη παρούσα εργασία (βλ. πίναχα 7.1), το πεδίο φωτονίων δεν μπορεί να αντιδράσει στις μεταβολές που δημιουργούμε γρηγορότερα από μεριχά $t_{\rm cr}$. Η συχνότητα σπασίματος αντιστοιχεί σε $\sim 0.5 - 1$, που δεν έρχεται σε αντίθεση με άλλα δημοσιευμένα αποτελέσματα (π.χ. Takahashi et al. [2000], Kataoka et al. [2001]).

Αν χαι δεν επεκταθήχαμε στο μηγανισμό επιτάχυνσης, η μοντελοποίηση που υιοθετήσαμε ανταποκρίνεται σε μία φυσική εικόνα κατά την οποία τα σωματίδια πρώτα επιταχύνονται χοντά σε ένα χρουστιχό χύμα χαι έπειτα εισρέουν στη περιοχή εχπομπής. Έτσι, οποιεσδήποτε αλλαγές συμβαίνουν στη περιοχή επιτάχυνσης θα γίνουν ορατές σαν αλλαγές στην εισροή σωματιδίων στη περιοχή εκπομπής. Αυτές, με τη σειρά τους, θα επηρεάσουν την παρατηρούμενη εκπομπή της πηγής. Και στα τρία φιταρίσματα οι καλύτεροι φασματικές δείκτες των πρωτονίων βρέθηκαν να είναι $p_{\rm p} < 2$, κάτι που δεν συνάδει με αυτό που θα περίμενε κανείς από την τυπική επιτάχυνση Fermi πρώτου βαθμού σε χρουστιχό χύμα. Τέτοιοι φασματιχοί δείχτες μπορούν να προχύπτουν από διαφορετιχές διευθετήσεις επιτάχυνσης, όπως λοξά χρουστιχά χύματα (π.χ. Bell et al. [2011]), σχετιχιστικά κρουστικά κύματα (π.χ. Ellison et al. [1990], Niemiec and Ostrowski [2004]), διατμητιχές στρώσεις (π.χ. Rieger and Mannheim [2002]), ή στοχαστική επιτάχυνση (π.χ. Virtanen and Vainio [2005]). Το $p_{\rm p}$ όμως δεν είναι αυστηρά χαθορισμένο. Θα μπορούσαμε να έχουμε πετύχει παρόμοια φιταρίσματα με υψηλότερες τιμές του, εφόσον προσαρμόζαμε τις υπόλοιπες ελεύθερες παραμέτρους αναλόγως.

Όσον αφορά τα νετρίνα και τις κοσμικές ακτίνες, η καινοτομία της παρούσας εργασίας έγχειται στο ότι αντί να μοντελοποιήσουμε ένα γενιχό blazar επιχεντρωθήχαμε σε μία συγκεκριμένη πηγή. Έτσι, η κατανομή πρωτονίων πολύ υψηλών ενεργειών που χρησιμοποιήσαμε για να εξάγουμε τα φάσματα των νετρίνων και των UHECR καθορίζεται από τα φιταρίσματα στο SED του high-peaked blazar Mrk 421. Και τα δύο ομογενή, λεπτοαδρονικά μονοζωνικά μοντέλα μπορούν να δώσουν πολύ καλά φιταρίσματα στις πολυχυματικές παρατηρήσεις του Mrk 421. Μία ερώτηση που αναχύπτει ως συνέπεια των ανωτέρω είναι το κατά πόσο αυτά τα αποτελέσματα μπορούν να γενικευτούν και, σε μία τέτοια περίπτωση, σε ποιο βαθμό. Για παράδειγμα, στους υπολογισμούς μας χρησιμοποιήσαμε αποχλειστιχά ενδογενώς παραγόμενα φωτόνια σαν στόχους για τις φωτοαδρονικές αλληλεπιδράσεις. Αυτό μπορεί να υποτεθεί με κάποια ασφάλεια στη περίπτωση των high-peaked BL Lac αλλά δεν μπορεί να εχληφθεί αυτομάτως σαν γενικός κανόνας. Έτσι, εάν ήταν να μοντελοποιήσουμε κάποια άλλη πηγή, π.χ. ένα FSRQ, που είναι κατά κανόνα πιο λαμπρό από ένα τυπικό BL Lac και λούζεται σε εξωτερικά φωτόνια (π.χ. από τη περιοχή φαρδιών γραμμών εκπομπής), θα χρειαζόμασταν πολύ διαφορετικές παραμέτρους από αυτές που βρήκαμε εδώ.

Κεφάλαιο 8

ΕΠΙΛΟΓΟΣ

Από την εργασία αυτή προέκυψε όχι μόνο ένας λεπτομερέστερος κώδικας για τη μελέτη αλληλεπιδράσεων σωματιδίων σε αστροφυσικές πηγές [Dimitrakoudis et al., 2012a], αλλά και χρήσιμα συμπεράσματα από την εφαρμογή του είτε σε συγκεκριμένα περιβάλλοντα είτε πιο γενικά. Στην υποκρίσιμη περιοχή τέτοιων συστημάτων, ο κώδικας εφαρμόστηκε για τη μοντελοποίηση της εκπομπής του Mrk 421 [Mastichiadis et al., 2013, Dimitrakoudis et al., 2013] και του Centaurus A [Petropoulou et al., 2013], παρέχοντας χρήσιμα στοιχεία για τα παραγόμενα νετρίνα και τις κοσμικές ακτίνες, και παράλληλα διασφαλίζοντας την ακρίβεια στα παραγόμενα φωτόνια. Στην υπερκρίσιμη περιοχή, η χρήση του οδήγησε στην πληρέστερη κατανόηση του φαινομένου, επικουρικά της πιο εξειδικευμένης εργασίας των Petropoulou and Mastichiadis [2012b], και παρουσιάζει μεγάλο ενδιαφέρον σαν πιθανός μηχανισμός παραγωγής του παρατηρούμενου φάσματος της άμεσης εκπομπής των Εκλάμψεων Ακτίνων Γάμμα (Gamma Ray Burst, GRB).

Οι εκλάμψεις αυτές είναι αστρικής κλίμακας φαινόμενα, ενδεχομένως τροφοδοτούμενα με ενέργεια από τη κατάρρευση ενός μεγάλου αστέρα ή από τη σύγκρουση δύο αστέρων νετρονίων, και εμφανίζουν λαμπρότητες της τάξης των $E \sim 10^{52}$ erg/s για χρονικά διαστήματα της τάξης των δευτερολέπτων. Προκαταρκτικές μελέτες με τον κώδικα της παρούσας εργασίας έχουν φανερώσει την ύπαρξη μίας φυσικής διαδικασίας μέσω της οποίας μία αρχική έγχυση πρωτονίων υψηλής ενεργειακής πυκνότητας επαρκεί από μόνη της (σε συνδυασμό με ένα υψηλό μαγνητικό πεδιο) για να παράγει φάσματα σαν αυτά που παρατηρούνται. Η πληρέστερη μελέτη αυτού του μηχανισμού, για την οποία ο σχετικός κώδικας έχει ήδη βελτιωθεί με τη προσθήκη ακτινοβολίας σύγχροτρον για τα μιόνια (κάτι που δεν μπορεί να αγνοείται στα υψηλής έντασης μαγνητικά πεδία των GRB), είναι μεν εκτός των ορίων της παρούσας εργασίας αλλά είναι από τις κληρονομιές της για το άμεσο μέλλον.

ΕΠΙΛΟΓΟΣ

116

Παράρτημα Α'

ΠΡΟΣΑΡΜΟΓΗ ΤΟΥ ΚΩΔΙΚΑ

Α΄.1 Εισαγωγή

Η βασική φιλοσοφία που ακολουθείται στις μετατροπές τον κώδικα είναι απλή. Η υπορουτίνα d02ejf (της βιβλιοθήκης NAG) υπολογίζει την μεταβολή των πυκνοτήτων των διαφόρων σωματιδίων με βάση κάποιες διαφορικές εξισώσεις, στις οποίες οι συνεισφορές από τις διάφορες διαδικασίες μπαίνουν σαν όροι. Στη περίπτωση των φωτομεσονικών αντιδράσεων, οι όροι αυτοί θα εμπεριέχονται σε εξισώσεις για τα πρωτόνια, τα φωτόνια και τα ηλεκτρόνια/ποζιτρόνια, τα νετρόνια και τα νετρίνα. Τα τελευταία δύο δεν λαμβάνονται υπόψιν καθόλου στην προηγούμενη έκδοση του κώδικα, αφού δεν υπήρχαν οι απαραίτητες αλληλεπιδράσεις για την παραγωγή τους (εκτός από τις αντιδράσεις μεταξύ πρωτονίων, αλλά και εκεί το ενδιαφέρον επικεντρωνόταν στα φωτόνια).

Έτσι, στις εξισώσεις για τις παραγώγους των πυχνοτήτων Yprime(n), όπου n=1-80 αντιστοιχεί στα πρωτόνια, n=81,180 αντιστοιχεί στα ηλεκτρόνια, n=181,283 αντιστοιχεί στα φωτόνια και n=284 είναι τα ψυχρά ηλεκτρόνια, προστίθενται οι αντίστοιχοι όροι:

- protpg(n), για πρωτόνια
- elecpg(n), για ηλεκτρόνια,
- photpg(n), gia $\varphi\omega\tau\delta\nu$ ia.

Οι όροι αυτοί υπολογίζονται στην υπορουτίνα Deriv, στη περιοχή που είναι καθορισμένη για τις φωτομεσονικές αντιδράσεις, δηλαδή μεταξύ των αντιδράσεων παραγωγής ζεύγους ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου και των πρωτονίου-πρωτονίου.

Η διαδικασία ξεκινάει με το κάλεσμα δύο υπορουτίνων, των Pij READER(Pij) και

PGPI_READER(Tpg0, Rpg01, Rpg02, Rpg03, Rpg13, Rpg14, Rpg15, Rpg16, Rpg17, Rpg18)

Και οι δύο είναι σημαντικές για τα παρακάτω βήματα, οπότε θα τις παρουσιάσουμε πρώτα.

A'.2 Pij_READER

Η υπορουτίνα αυτή, προτελευταία στον κώδικα, διαβάζει το αρχείο "pij10620.dat", που έχει δημιουργηθεί έκ των προτέρων και παρέχεται μαζί με τον κώδικα. Για τη δημιουργία του pij10620.dat, ένα άλλο πρόγραμμα διάβασε τα δεδομένα από τρία αρχεία των προσομοιώσεων SOPHIA, και τα κατηγοριοποίησε με βάση μία παράμετρο: το κατά πόσο ένα πρωτόνιο κάποιας ενέργειας μπορεί να παραχθεί από αρχικά πρωτόνια μίας άλλης ενέργειας σε αλληλεπίδραση με φωτόνια διαφόρων ενεργειών. Για οικονομία χρόνου και μνήμης χρησιμοποιήθηκαν μόνο τρεις αρχικές ενέργειες πρωτονίων, αυτές των αρχείων pgpi_decd_EP002.dat, pgpi_decd_EP062.dat και pgpi_decd_EP120.dat.

Στα δεδομένα του SOPHIA, οι ενέργειες των πρωτονίων και των παραγόμενων σωματιδίων δίνονται από: $E = 10^{\frac{IS-60.5}{20}}$ GeV ή $\gamma = 10^{\frac{IS-60}{20}}$ (στη περίπτωση πρωτονίων). Τα IS παίρνουν τιμές από 1 μέχρι 300, οι δε αριθμοί που αντιστοιχούν σε κάθε αρχείο μετατρέπονται σε IS με την προσθήκη 180. Έτσι, τα αρχικά μας πρωτόνια αντιστοιχούν στις ενεργειακές καταστάσεις από 181 μέχρι 300.

Στον κώδικά μας, θέλουμε τα πρωτόνια και τα ηλεκτρόνια (και τα άλλα καινούργια σωματίδια) έχουν binning πλάτους εκθέτη 0.1. Για τον σκοπό αυτό, διπλασιάζουμε το binning των δεδομένων της SOPHIA, χρησιμοποιώντας τη μεταβλητή IA, όπου $E = 10^{\frac{IA-30.25}{10}}$, ή $\gamma = 10^{\frac{IA-30}{10}}$.

Τα φωτόνια υποβάθρου, στα δεδομένα του SOPHIA, δίνονται σε ενέργειες $E_{soft} = 10^{-19} 10^{\frac{IE_{SOFT} - 101 + 59}{10}}$, όπου το IE_ SOFT _ 101 λαμβάνει τιμές από 1 έως 101.

Και πάλι θέλουμε διπλάσιο binning από αυτό για τον κώδικά μας, οπότε θέτουμε, σε αντιστοιχία με πριν, $IES = IE_SOFT_101/2$ και έχουμε πλέον: $E_{soft} = 10^{-19}10^{\frac{IES+29.5}{5}}$, ή $x = 10^{-19}10^{\frac{IES+29.5}{5}}$

Έτσι, οι αρχικές ενέργειες πρωτονίων που χρησιμοποιούμε είναι αυτές που αντιστοιχούν σε IA = 91, 121 και 150.

Η υπορουτίνα Pij_READER(Pij) διαβάζει τον ομώνυμο πίναχα Pij(150,50,3), τα στοιχεία του οποίου είναι είτε μηδέν είτε ένα, και ο οποίος δείχνει κατά πόσο πρωτόνια κάποιας ενέργειας (πρώτος όρος μέσα στη παρένθεση) μπορούν να παραχθούν από πρωτόνια μίας εκ των τριών επιλεγμένων ενεργειών (τρίτος όρος) με φωτόνια κάποιας ενέργειας (δεύτερος όρος).

Για να επεκτείνουμε τη χρήση του πίνακα Pij για όλες τις αρχικές ενέργειες πρωτονίων, εφαρμόζουμε το εξής. Για την ενέργεια παραγόμενου πρωτονίου (z) από πρωτόνια ενέργειας ΙΑ με φωτόνια ενέργειας ΙΕS, ανατρέχουμε σε έναν πίνακα Pij για το ίδιο z αλλά για διαφορετικά ΙΑ και ΙΕS, ο συνδυασμός των οποίων δίνει όμοιο αποτέλεσμα με αυτό που θέλουμε. Πιο συγκεκριμένα, ανάλογα με τις εμπλεκόμενες ενέργειες φωτονίων και πρωτονίων, το καινούργιο Pij προκύπτει ως εξής:

$$Q_{z}, Pij_{IA,IES} = \begin{cases} \frac{IA \leq 120}{IES < 25} : Pij_{91(IA/2+IES)}, Q_{(z+IA-1)} \\ \frac{IA \leq 120}{IES > 25} : Pij_{121(IA/2+IES-15)}, Q_{(z+IA-31)} \\ \frac{IA > 120}{IES < 25} : Pij_{121(IA/2+IES-15)}, Q_{(z+IA-31)} \\ \frac{IA > 120}{IES > 25} : Pij_{150(IA/2+IES-30)}, Q_{(z+IA-60)} \end{cases}$$
(A'.1)

όπου Q_z είναι η ενεργειαχή πυχνότητα χάθε τελιχού πρωτονίου z, και βρίσχεται με μία μετατόπιση στην αντίστοιχη χατανομή του χρησιμοποιούμενου συνόλου χατανομών. Μία εποπτιχή ειχόνα της διαδιχασίας, με περαιτέρω επεξήγηση, φαίνεται στο σχήμα Α'.1. Αυτά τα στοιχεία θα αξιοποιηθούν στην υπορουτίνα Deriv, όπως θα εξηγηθεί παραχάτω.

A'.3 PGPI_READER

Αυτή η υπορουτίνα διαβάζει κατευθείαν από τα τρία αρχεία δεδομένων της SOPHIA που αναφέρθηκαν στο προηγούμενο κεφάλαιο. Για κάθε αντιστοιχία πρωτονίου με φωτόνιο διαβάζει τις κατανομές των παραγόμενων σωματιδίων, σε διαφορετικό πίνακα για κάθε σωματίδιο. Τα ονόματα αυτών των πινάκων ακολουθούν τη σύμβαση της SOPHIA στην αρίθμηση σωματιδίων, οπότε έχουμε:

- Rpg01(3,51,75): φωτόνια
- Rpg02(3,51,150): ποζιτρόνια
- Rpg03(3,51,150): ηλεκτρόνια
- Rpg13(3,51,150): πρωτόνια
- Rpg14(3,51,150): νετρόνια
- Rpg15(3,51,150): αντινετρίνα ηλεκτρονικού τύπου
- Rpg16(3,51,150): νετρίνα ηλεκτρονικού τύπου
- Rpg17(3,51,150): αντινετρίνα μιονικού τύπου
- Rpg18(3,51,150): νετρίνα μιονικού τύπου



ΣΧΗΜΑ Α΄.1: Εποπτική εικόνα της διαδικασίας διαβάθμισης ενεργειών που χρησιμοποιούμε στον χώδιχα για την ανάγνωση των δεδομένων του SOPHIA. Οι ενέργειες πρωτονίων υποδηλώνονται με ΙΑ. Το χάθε παραλληλόγραμμο ορίζει ένα σύνολο χατανομών για αλληλεπιδράσεις πρωτονίου αρχικής ενέργειας ΙΑ με φωτόνια ενέργειας ΙΕS. Η πρώτη πράσινη κατακόρυφη γραμμή στο πρώτο παραλληλόγραμμο, για IA=91, δείχνει τις κατανομές που προχύπτουν από αλληλεπιδράσεις πρωτονίων IA=91 με φωτόνια ενέργειας $1 \le IES \le 21$. Η δεύτερη πράσινη καταχόρυφη γραμμή δείχνει ότι για το ίδιο εύρος κατανομών με φωτόνια ενέργειας $1 \le IES \le 21$ αλλά με πρωτόνιο αρχιχής ενέργειας = 92 μπορεί να χρησιμοποιηθεί ένα εύρος φωτονίων $2 \le IES \le 22$ με = 91 είναι ισοδύναμες με τις αλληλεπιδράσεις που θα προέχυπταν από πρωτόνια μεγαλύτερης ενέργειας, IA, εφόσον οι ενεργειαχές πυχνότητες χάθε bin, Q, κανονικοποιούνται σύμφωνα με τη σχέση Α'.1. Οι επόμενες κατακόρυφες γραμμές δείχνουν πως αυτή η διαδικασία συνεχίζεται μέχρις ότου = 121, οπότε και απαιτείται η χρήση του επόμενου συνόλου χατανομών, στο διπλανό παραλληλόγραμμο. Οι αλληλεπιδράσεις με φωτόνια ενέργεια
ς $I\!E\!S>21$ λαμβάνονται από τις τιμές του δεύτερου παραλληλογράμμου, με την αντιστοιχία που υποδειχνύεται με τα γχρίζα βέλη. Η ίδια διαδιχασία αχολουθείται για μεγαλύτερες ενέργειες, κάνοντας χρήση ενός τρίτου συνόλου κατανομών.

A'.4. Deriv

Για όλους τους πίναχες εχτός από τον πρώτο, μετριούνται μαζί ανά δυάδες τα δεδομένα των χατανομών, για να επιτευχθεί το απαιτούμενο binning. Για τα φωτόνια, επειδή εχεί το binning είναι 0.2, μετριούνται μαζί ανά τετράδες, οι δε ενέργειές τους ορίζονται από τη μεταβλητή IB, όπου:

$$E = 10^{\frac{IE-60.5}{20}} \Rightarrow x = 1836 \cdot 10^{\frac{IA-30}{10}} = 1836 \cdot 10^{\frac{IB-15}{5}}$$
(A'.2)

Ο τελευταίος πίνακας, ο Tpg0(3,51), καταγράφει το χρόνο αλληλεπίδρασης για κάθε αντίδραση.

Ο τρόπος που διαβάζονται οι πίναχες αυτοί χατά τη διάρχεια του Deriv για τις συγχεχριμένες εμπλεχόμενες ενέργειες αχολουθεί τις συμβάσεις που αναπτύχθηχαν στο προηγούμενο χεφάλαιο.

A'.4 Deriv

Στην υπορουτίνα Deriv έχουν οριστεί και οι καινούργιες παράμετροι που εισαγάγουμε σε αυτή. Μετέπειτα αργότερα ξεκινάει το τμήμα που αναφέρεται στις φωτομεσονικές αντιδράσεις. Όπως αναφέραμε και προηγουμένως, η διαδικασία ξεκινάει με την κλήση των υπορουτίνων Pij_READER και PGPI_READER. Έπειτα ακολουθούν τρία τμήματα, για τα παραγόμενα πρωτόνια, ηλεκτρόνια και φωτόνια αντίστοιχα.

Στο πρώτο τμήμα, ξεκινάνε do loops για όλες τις ενέργειες δυνητικά παραγόμενων πρωτονίων, για όλες τις ενέργειες φωτονίων και αρχικών πρωτονίων.

do 588 i=1,np ! calculation for all resulting protons do j=1,np ! for all possible initial protons do k = 1,ng ! for all background photons

Έπειτα, για τις παραπάνω τιμές, επιλέγονται οι σταθερές που θα χρησιμοποιηθούν ως διορθώσεις για να εκλάβουμε τις τιμές που θέλουμε από τα Pij, Rpg και Tpg.

```
If (j.LE.30.AND.k.LE.25) then

jjj=1

ij=0

ElseIf (j.LE.30.AND.k.GT.25) then

jjj=2

ij=30

ElseIf (j.GT.30.AND.k.LE.25) then

jjj=2

ij=31
```

ElseIf (j.GT.30.AND.k.GT.25) then jjj=3 ij=60 End If

Τα i,j και k αναφέρονται σε bins ενέργειας όπως αναγνωρίζονται από τον κώδικα Code_2009. Για να αξιοποιήσουμε τα δεδομένα από τη SOPHIA θα πρέπει να τα μετατρέψουμε στην ίδια μορφή. Παρακάτω αναφέρεται η διαδικασία για κάθε περίπτωση.

Για τα φωτόνια υποβάθρου, από τη SOPHIA παίρνουμε:

$$E_{soft} = 10^{-19} 10^{\frac{IE_SOFT_101+59}{10}}$$
(A'.3)

Θέλουμε διπλάσιο binning, οπότε λαμβάνουμε $IES = 2 \cdot IE_{SOFT}$, και έχουμε:

$$x = 10^{-19} 10^{\frac{IES+46}{5}} \tag{A'.4}$$

Στο πρόγραμμά μας, έχουμε φωτόνια: $x = x_{min} \cdot 10^{\frac{n-1}{5}}$, όπου $x_{min} = b \cdot \gamma_{emin}^2$, με $\gamma_{emin} = \gamma_{pmin} = 1$ Για τυπική τιμή $b = 2.266 \cdot 10^{-11}$, έχουμε, αντίστοιχα, $x_{min} = 2.266 \cdot 10^{-11}$. Άρα:

$$IES = n + 5\log x_{min} + 48 \tag{A'.5}$$

ή

$$x = \operatorname{int}(IES - 5\log x_{min} - 48) \tag{A'.6}$$

Το IE_SOFT_101 παίρνει τιμές από 1 - 101, συνεπώς το IES θα παίρνει τιμές από 1 - 51, και το n θα παίρνει τιμές από $-5 \log x_{min} - 47$ μέχρι $-5 \log x_{min} + 3$. Με την τυπική τιμή για το x_{min} , αυτά τα όρια γίνονται: 6.225 - 56.225.

Η γκάμα τιμών του ng στο πρόγραμμά μας είναι από 1 – 83.

Για τα πρωτόνια, από τη SOPHIA παίρνουμε:

$$E = 10^6 \cdot 10^{\frac{IE - 180.5}{20}} \Rightarrow \gamma_p = 10^{\frac{IA - 30}{10}}$$
(A'.7)

Στο πρόγραμμά μας, έχουμε πρωτόνια:

$$\gamma_p = 10^{\frac{n}{10}},\tag{A'.8}$$

άρα σε αυτή τη περίπτωση έχουμε την αντιστοιχία:

$$IA - 30 = n \tag{A'.9}$$

A'.4. Deriv

Το παίρνει τιμές από 1 – 150 (από 91 – 150 για τα αρχικά πρωτόνια), οπότε το
 η κυμαίνεται από -29 – 120.

Η γ
 γάμα τιμών του np στο πρόγραμμά μας είναι απ
ό1-80.

Για τα ηλεκτρόνια, από τη SOPHIA παίρνουμε:

$$E = 10^6 \cdot 10^{\frac{IE - 180.5}{20}} \Rightarrow \gamma_e = 1.955 \cdot 10^{\frac{IA}{10}}$$
(A'.10)

Στο πρόγραμμά μας, αυτό εκφράζεται ως:

$$\gamma_e = 10^{\frac{n}{10}}$$
 (A'.11)

οπότε

$$n = IA + 10\log(1.955) = IA + 2.91 \simeq IA + 3 \tag{A'.12}$$

Το παίρνει τιμές από 1 - 150, οπότε το n χυμαίνεται από 4 - 153. Η γχάμα τιμών του ne στο πρόγραμμά μας είναι από 1 - 100. Για τα παραγόμενα φωτόνια, από τη SOPHIA παίρνουμε:

$$E = 10^6 \cdot 10^{\frac{IE - 180.5}{20}} \Rightarrow x = 1836 \cdot 10^{\frac{IA - 30}{10}} = 1836 \cdot 10^{\frac{IB - 15}{5}}$$
(A'.13)

Στο πρόγραμμά μας, όπως ήδη είδαμε, τα φωτόνιά μας δίνονται από:

$$x = x_{min} \cdot 10^{\frac{n-1}{5}},\tag{A'.14}$$

συνεπώς:

$$n = IB + 2.33 - 5 \cdot \log(x_m in). \tag{A'.15}$$

Για την τυπική τιμή του x_{min} , έχουμε:

$$n = int(IB + 55.55)$$
 (A'.16)

Το ΙΒ παίρνει τιμές από 1 έως 75, οπότε το n θα χυμαίνεται από 57 – 131.

Παρατηρούμε ότι σε όλες, σχεδόν, τις περιπτώσεις υπάρχει μία αναντιστοιχία μεταξύ της γκάμας ενεργειών που παίρνουμε από το SOPHIA και αυτών που έχουμε στο πρόγραμμά μας. Ο λόγος για αυτό είναι ότι οι φωτομεσονικές αντιδράσεις απαιτούν κάποιο ενεργειακό κατώφλι που είναι σχετικά υψηλό σε σχέση με τις ενέργειες που χρησιμοποιούμε στο πρόγραμμά μας, ενώ το SOPHIA δίνει δεδομένα για διαδικασίες υψηλότερων ενεργειών από αυτές που ερευνούμε με αυτό το πρόγραμμα. Στο Deriv κρατούνται επιλεκτικά οι τιμές που εμπίπτουν στα μέτρα του προγράμματός μας.

Με αυτούς τους μετασχηματισμούς υπόψιν, υπολογίζουμε το ρυθμό δημιουργίας σωματιδίων κάθε ενέργειας, από την κατανομή τους, όπως δίνεται από τα δεδομένα

του SOPHIA επί τις πυκνότητες των πρωτονίων και φωτονίων από τα οποία προκύπτουν, δια το χρόνο αλληλεπίδρασης. Ο χρόνος αυτός κανονικοποιείται ώστε να γίνει αδιάστατη ποσότητα, όπως απαιτείται από το πρόγραμμα.

Για τη παραγωγή πρωτονίων έχουμε το loop 588, και ο ρυθμός παραγωγής τους δίνεται από τη παρακάτω σχέση:

 $\begin{array}{l} protpg(i) = protpg(i) + Rpg13(jjj,ngtmp,i+30-(j2-ij))* \\ \$exp(yp(j)+yg(k)-yp(i))*factor*1836.1*(gp(j)*x(k)/gp(i))* \\ \$(deltax*deltap/deltap)/(Tpg0(jjj,ngtmp)*sthom*c) \end{array}$

Για τις ενεργειαχές απώλειες των πρωτονίων, θεωρούμε ότι όποτε υπάρχει αλληλεπίδραση οι απώλειες είναι χαταστροφιχές (εφόσον το ποσοστό των πρωτονίων που παραμένει προχύπτει από τη προηγούμενη διαδιχασία, χατά την οποία λαμβάνονται υπόψιν χαι τα πρωτόνια που μοιάζουν να έχουν προέλθει από τον εαυτό τους). Έτσι, στη περίπτωση που ο χρόνος αλληλεπίδρασης δεν είναι μηδενιχός (τίθεται έτσι από το SOPHIA στις περιπτώσεις που δεν έχουμε αντιδράσεις), ο ρυθμός απωλειών χαταγράφεται (στο loop 589) ώς:

protpg(j) = protpg(j)- exp(yp(j)+yg(k)-yp(j))*
\$factor*1836.1*(gp(j)*x(k)/gp(j))*
\deltax*deltap/deltap)/(Tpg0(jjj,ngtmp)*sthom*c)

Στη περίπτωση των ηλεκτρονίων (loop 590), αυτά προσθέτονται μαζί με τα ποζιτρόνια, η δε διαδικασία είναι ίδια με αυτή της παραγωγής πρωτονίων:

```
elecpg(i) = elecpg(i)+ Rpg02(jjj,ngtmp,ngtmp2) *
$exp(yp(j)+yg(k)-ye(i))*factor*1836.1*(gp(j)*x(k)/ge(i))*
$(deltax*deltap/deltap)/(Tpg0(jjj,ngtmp)*sthom*c)
$ + Rpg03(jjj,ngtmp,ngtmp2)*
$exp(yp(j)+yg(k)-ye(i))*factor*1836.1*(gp(j)*x(k)/ge(i))*
$(deltax*deltap/deltap)/(Tpg0(jjj,ngtmp)*sthom*c)
```

Το ίδιο συμβαίνει και με τα φωτόνια (loop 591), όπου λαμβάνουμε:

```
photpg(i) = photpg(i)+ Rpg01(jjj,ngtmp,ngtmp2)*
$exp(yp(j)+yg(k)-yg(i))*factor*1836.1*(gp(j)*x(k)/x(i))*
$(deltax*deltap/deltax)/(Tpg0(jjj,ngtmp)*sthom*c)
```

Τα protpg, elecpg και photpg χρησιμοποιούνται στις εξισώσεις των Yprime, για τις πρώτες παραγώγους των ενεργειακών πυκνοτήτων των αντίστοιχων πληθυσμών σωματιδίων.

Α΄.5 Νετρόνια και η αντιμετώπισή τους στον κώδικα

Από τις αντιδράσεις:

$$a)p + \gamma \to p + \pi^0 \tag{A'.17}$$

$$b)p + \gamma \to n + \pi^+ \tag{A'.18}$$

προχύπτουν πρωτόνια, νετρόνια χαι δευτερεύοντα σωματίδια από τις διασπάσεις των πιονίων.

Τα παραγόμενα νετρόνια έχουν τις αντίστοιχες αντιδράσεις:

$$c)n + \gamma \to n + \pi^0 \tag{A.19}$$

$$d)n + \gamma \to p + \pi^{-} \tag{A'.20}$$

Τα παραγόμενα προϊόντα είναι ακριβώς τα ίδια όπως στις πρώτες δύο αντιδράσεις, αλλά αντίθετα. Εκεί που καταμετρούσαμε πρωτόνια, τώρα έχουμε νετρόνια, και ούτω καθεξής, όπως φαίνεται παρακάτω:

- πρωτόνια νετρόνια
- ηλεκτρόνια ποζιτρόνια
- ηλεκτρονικά νετρίνα ηλεκτρονικά αντινετρίνα
- μιονικά νετρίνα μιονικά αντινετρίνα

Οι όροι δημιουργίας και εξάλειψης είναι αντίστοιχοι αυτών των πρωτονίων, με κάποιες διαφορές: Για τα νετρόνια υπάρχει όρος απόδρασης με χρόνο $t_{n,esc} = t_{\gamma,esc}$, ο οποίος πρακτικά αποκτά σημασία για ενέργειες νετρονίων $\gamma > \tau$, όπου τ = 886sec, ο χρόνος διάσπασης των νετρονίων σε πρωτόνια και ηλεκτρόνια.

Α΄.6 Δομή του κώδικα

Για την εισαγωγή νετρονίων στον κώδικα, απαιτήθηκαν κάποιες τεχνικές αλλαγές. Στους πίνακες πυκνοτήτων yp(npmax),ye(npmax),yg(npmax), προστέθηκε ο yn(npmax). Τα νετρόνια έχουν τα ίδια ενεργειακά όρια με τα πρωτόνια, οπότε κάνουν χρήση του ίδιου πίνακα gp(npmax) με αυτά. Για τον πίνακα y(ntot), που συμπεριλαμβάνει τις πυκνότητες πρωτονίων, ηλεκτρονίων, φωτονίων και ψυχρών ηλεκτρονίων, προσθέτουμε θέσεις για τα νετρόνια στο τέλος του, αμέσως μετά τα ψυχρά ηλεκτρόνια:

```
ntot=np+ne+ng+1+np
```

και θέτουμε κάποιες αρχικές τιμές στους πίνακες:

yn(1)=yp(1) y(np+ne+ng+1+1)=yn(1)

Η αρχική κατανομή νετρονίων τίθεται όμοια με την αρχική κατανομή πρωτονίων, αλλά με μειωμένες πυκνότητες και χωρίς τη χαρακτηριστική αιχμή στην κατανομή πρωτονίων:

yn(n)=(-3.*rcomp/(rcomp-1.)+2.)* log(gp(n)/gp(1)) + 1 ypmin*log(10.) -85

```
και το ίδιο γίνεται για την γενικευμένη κατανομή γ:
```

y(np+ne+ng+1+n)=yn(n)

Ταυτόχρονα, αντίστοιχη διαδικασία έχει γίνει και για τα νετρίνα, που προκύπτουν σαν παράγωγα των αντιδράσεων. Έτσι ορίζεται ο πίνακας πυκνοτήτων ynt(npmax), ο οποίος χρησιμοποιεί τον πίνακα xe(npmax) για της ενεργειακές βαθμίδες των νετρίνων, οριζόμενος κατά τον ίδιο τρόπο όπως ο πίνακας x(npmax) για τα φωτόνια.

Στην υπορουτίνα derive

Οι πυχνότητες νετρονίων επανορίζονται με βάση τη κατανομή γ

do 404 n=1,np !N yn(n)=y(np+ne+1+n) 404 continue

Όλες οι διαδικασίες για φωτομεσονικές αντιδράσεις μεταξύ πρωτονίων και φωτονίων επαναλαμβάνονται για νετρόνια με φωτόνια, μεταθέτοντας όλα τα παράγωγα καταλλήλως.

Βιβλιογραφία

- A. A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello, W. B. Atwood, M. Axelsson, L. Baldini, J. Ballet, G. Barbiellini, M. G. Baring, D. Bastieri, K. Bechtol, R. Bellazzini, B. Berenji, E. D. Bloom, E. Bonamente, A. W. Borgland, J. Bregeon, A. Brez, M. Brigida, P. Bruel, and et al. Fermi Observations of TeV-Selected Active Galactic Nuclei. *ApJ*, 707:1310–1333, December 2009. doi: 10.1088/0004-637X/707/2/1310.
- A. A. Abdo, M. Ackermann, I. Agudo, M. Ajello, H. D. Aller, M. F. Aller, E. Angelakis, A. A. Arkharov, M. Axelsson, U. Bach, and et al. The Spectral Energy Distribution of Fermi Bright Blazars. *ApJ*, 716:30–70, June 2010. doi: 10.1088/0004-637X/716/1/30.
- A. A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello, L. Baldini, J. Ballet, G. Barbiellini, D. Bastieri, K. Bechtol, R. Bellazzini, B. Berenji, and et al. Multi-wavelength Observations of the Flaring Gamma-ray Blazar 3C 66A in 2008 October. *ApJ*, 726:43, January 2011. doi: 10.1088/0004-637X/726/1/43.
- T. Abu-Zayyad, R. Aida, M. Allen, R. Anderson, R. Azuma, E. Barcikowski, J. W. Belz, D. R. Bergman, S. A. Blake, R. Cady, B. G. Cheon, J. Chiba, M. Chikawa, E. J. Cho, W. R. Cho, H. Fujii, T. Fujii, T. Fukuda, M. Fukushima, W. Hanlon, K. Hayashi, Y. Hayashi, N. Hayashida, K. Hibino, and et al. The Cosmic-Ray Energy Spectrum Observed with the Surface Detector of the Telescope Array Experiment. *ApJ*, 768:L1, May 2013. doi: 10.1088/2041-8205/768/1/L1.
- V. A. Acciari, E. Aliu, T. Arlen, T. Aune, M. Bautista, M. Beilicke, W. Benbow, M. Böttcher, D. Boltuch, S. M. Bradbury, and et al. The Discovery of γ -Ray Emission from the Blazar RGB J0710+591. *ApJ*, 715:L49–L55, May 2010. doi: 10.1088/2041-8205/715/1/L49.
- F. Aharonian, A. G. Akhperjanian, A. R. Bazer-Bachi, B. Behera, M. Beilicke, W. Benbow, D. Berge, K. Bernlöhr, C. Boisson, O. Bolz, V. Borrel, T. Boutelier, I. Braun, E. Brion, A. M. Brown, R. Bühler, I. Büsching, T. Bulik, and et al. An Exceptional Very High Energy Gamma-Ray Flare of PKS 2155-304. *ApJ*, 664:L71–L74, August 2007. doi: 10.1086/520635.

- F. A. Aharonian. TeV gamma rays from BL Lac objects due to synchrotron radiation of extremely high energy protons. *New Astron.*, 5:377–395, November 2000. doi: 10.1016/S1384-1076(00)00039-7.
- J. Albert, E. Aliu, H. Anderhub, P. Antoranz, A. Armada, C. Baixeras, J. A. Barrio, H. Bartko, D. Bastieri, J. K. Becker, W. Bednarek, K. Berger, C. Bigongiari, A. Biland, R. K. Bock, P. Bordas, V. Bosch-Ramon, T. Bretz, I. Britvitch, M. Camara, and et al. Variable Very High Energy γ -Ray Emission from Markarian 501. *ApJ*, 669:862–883, November 2007. doi: 10.1086/521382.
- E. Aliu, T. Aune, M. Beilicke, W. Benbow, M. Böttcher, A. Bouvier, S. M. Bradbury, J. H. Buckley, V. Bugaev, A. Cannon, A. Cesarini, L. Ciupik, M. P. Connolly, W. Cui, G. Decerprit, R. Dickherber, C. Duke, M. Errando, A. Falcone, Q. Feng, G. Finnegan, L. Fortson, A. Furniss, N. Galante, D. Gall, G. H. Gillanders, S. Godambe, S. Griffin, J. Grube, G. Gyuk, D. Hanna, B. Hivick, J. Holder, H. Huan, G. Hughes, C. M. Hui, T. B. Humensky, P. Kaaret, N. Karlsson, M. Kertzman, D. Kieda, H. Krawczynski, F. Krennrich, G. Maier, P. Majumdar, S. McArthur, A. McCann, P. Moriarty, R. Mukherjee, T. Nelson, R. A. Ong, M. Orr, A. N. Otte, N. Park, J. S. Perkins, A. Pichel, M. Pohl, H. Prokoph, J. Quinn, K. Ragan, L. C. Reyes, P. T. Reynolds, E. Roache, H. J. Rose, J. Ruppel, D. B. Saxon, G. H. Sembroski, C. Skole, A. W. Smith, D. Staszak, G. Tešić, M. Theiling, S. Thibadeau, K. Tsurusaki, J. Tyler, A. Varlotta, V. V. Vassiliev, S. P. Wakely, T. C. Weekes, A. Weinstein, D. A. Williams, B. Zitzer, VERITAS Collaboration, S. Ciprini, M. Fumagalli, K. Kaplan, D. Paneque, and J. X. Prochaska. Multiwavelength Observations of the Previously Unidentified Blazar RX J0648.7+1516. *ApJ*, 742:127, December 2011. doi: 10.1088/0004-637X/742/2/127.
- J. R. P. Angel and H. S. Stockman. Optical and infrared polarization of active extragalactic objects. *ARA&A*, 18:321–361, 1980. doi: 10.1146/annurev.aa.18.090180.001541.
- A. Atoyan and C. D. Dermer. High-Energy Neutrinos from Photomeson Processes in Blazars. *Physical Review Letters*, 87(22):221102, November 2001. doi: 10.1103/PhysRevLett.87.221102.
- A. M. Atoyan and C. D. Dermer. Neutral Beams from Blazar Jets. *ApJ*, 586:79–96, March 2003. doi: 10.1086/346261.
- W. I. Axford, E. Leer, and G. Skadron. The acceleration of cosmic rays by shock waves. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 11 of *International Cosmic Ray Conference*, pages 132–137, 1977.
- W. Baade and R. Minkowski. Identification of the Radio Sources in Cassiopeia, Cygnus a, and Puppis a. *ApJ*, 119:206, January 1954. doi: 10.1086/145812.

- W. Bednarek and R. J. Protheroe. The physical parameters of Markarian 501 during flaring activity. *MNRAS*, 310:577–584, December 1999. doi: 10.1046/j.1365-8711.1999.02812.x.
- M. C. Begelman, B. Rudak, and M. Sikora. Consequences of relativistic proton injection in active galactic nuclei. *ApJ*, 362:38–51, October 1990. doi: 10.1086/169241.
- A. R. Bell. The acceleration of cosmic rays in shock fronts. I. *MNRAS*, 182:147–156, January 1978.
- A. R. Bell, K. M. Schure, and B. Reville. Cosmic ray acceleration at oblique shocks. MNRAS, 418:1208–1216, December 2011. doi: 10.1111/j.1365-2966.2011.19571.x.
- V. S. Berezinskii and S. I. Grigor'eva. A bump in the ultra-high energy cosmic ray spectrum. *A&A*, 199:1–12, June 1988.
- H. Bethe and W. Heitler. On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons. *Royal Society of London Proceedings Series A*, 146:83–112, August 1934. doi: 10.1098/rspa.1934.0140.
- R. D. Blandford and J. P. Ostriker. Particle acceleration by astrophysical shocks. *ApJ*, 221:L29–L32, April 1978. doi: 10.1086/182658.
- S. D. Bloom and A. P. Marscher. An Analysis of the Synchrotron Self-Compton Model for the Multi–Wave Band Spectra of Blazars. *ApJ*, 461:657, April 1996. doi: 10.1086/177092.
- G. R. Blumenthal. Energy Loss of High-Energy Cosmic Rays in Pair-Producing Collisions with Ambient Photons. *Phys. Rev. D*, 1:1596–1602, March 1970. doi: 10.1103/PhysRevD.1.1596.
- G. R. Blumenthal and R. J. Gould. Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases. *Reviews of Modern Physics*, 42:237–271, 1970. doi: 10.1103/RevModPhys.42.237.
- M. Boettcher. Modeling the Spectral Energy Distributions and Variability of Blazars. *ArXiv e-prints*, May 2012.
- M. Böttcher and J. Chiang. X-Ray Spectral Variability Signatures of Flares in BL Lacertae Objects. *ApJ*, 581:127–142, December 2002. doi: 10.1086/344155.
- M. Böttcher, A. Reimer, and A. P. Marscher. Implications of the very High Energy Gamma-Ray Detection of the Quasar 3C279. *ApJ*, 703:1168–1175, September 2009. doi: 10.1088/0004-637X/703/1/1168.

- B. H. Bransden, R. G. Moorhouse, and R. H. Capps. The Pion-Nucleon System. *Physics Today*, 26:56, 1973. doi: 10.1063/1.3128364.
- G. D. Şentürk, M. Errando, M. Böttcher, and R. Mukherjee. Gamma-ray Observational Properties of TeV-detected Blazars. *ApJ*, 764:119, February 2013. doi: 10.1088/0004-637X/764/2/119.
- D. B. Chitwood. A measurement of the mean life of the positive muon to a precision of 11 parts per million. PhD thesis, University of Illinois at Urbana-Champaign, 2007.
- M. J. Chodorowski, A. A. Zdziarski, and M. Sikora. Reaction rate and energy-loss rate for photopair production by relativistic nuclei. *ApJ*, 400:181–185, November 1992. doi: 10.1086/171984.
- S. A. Colgate. Photon damping in cosmic-ray acceleration in active galactic nuclei. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 2 of *International Cosmic Ray Conference*, page 230, April 1983.
- P.D.B. Collins. An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics. Cambridge Monographs on Mathematical Physics. Cambridge University Press, 2009. ISBN 9780521110358. URL http://books.google.gr/books?id=x7ihPwAACAAJ.
- W. Collmar, M. Böttcher, T. P. Krichbaum, I. Agudo, E. Bottacini, M. Bremer, V. Burwitz, A. Cuccchiara, D. Grupe, and M. Gurwell. The multifrequency campaign on 3C 279 in January 2006. A&A, 522:A66, November 2010. doi: 10.1051/0004-6361/201014823.
- P. S. Coppi and R. D. Blandford. Reaction rates and energy distributions for elementary processes in relativistic pair plasmas. *MNRAS*, 245:453–507, August 1990.
- J. Cortina and J. Holder. MAGIC and VERITAS detect an unprecedented flaring activity from Mrk 421 in very high energy gamma-rays . *The Astronomer's Telegram*, 4976:1, April 2013.
- C. D. Dermer, R. Schlickeiser, and A. Mastichiadis. High-energy gamma radiation from extragalactic radio sources. *A&A*, 256:L27–L30, March 1992.
- S. Dimitrakoudis, A. Mastichiadis, R. J. Protheroe, and A. Reimer. The time-dependent one-zone hadronic model. First principles. *A&A*, 546:A120, October 2012a. doi: 10.1051/0004-6361/201219770.
- S. Dimitrakoudis, M. Petropoulou, and A. Mastichiadis. The Time-Dependent One-Zone Hadronic Model: First Principles. *International Journal of Modern Physics Conference Series*, 8:19, 2012b. doi: 10.1142/S2010194512004369.

<u>ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ</u>

- S. Dimitrakoudis, M. Petropoulou, and A. Mastichiadis. Self-consistent neutrino and UHE cosmic ray spectra from Mrk 421. *ArXiv e-prints*, October 2013.
- D. Donato, G. Ghisellini, G. Tagliaferri, and G. Fossati. Hard X-ray properties of blazars. *A&A*, 375:739–751, September 2001. doi: 10.1051/0004-6361:20010675.
- A. Donnachie and P. V. Landshoff. Total cross sections. *Physics Letters B*, 296:227–232, December 1992. doi: 10.1016/0370-2693(92)90832-0.
- S. Donnachie, A. Donnachie, and G. Shaw. *Electromagnetic interactions of hadrons*. Number v. 2 in Nuclear physics monographs. Plenum Press, 1978. ISBN 9780306311062. URL http://books.google.gr/books?id=2vDuAAAAIAAJ.
- D. C. Ellison, S. P. Reynolds, and F. C. Jones. First-order Fermi particle acceleration by relativistic shocks. *ApJ*, 360:702–714, September 1990. doi: 10.1086/169156.
- M. Elvis, B. J. Wilkes, J. C. McDowell, R. F. Green, J. Bechtold, S. P. Willner, M. S. Oey, E. Polomski, and R. Cutri. Atlas of quasar energy distributions. *ApJS*, 95:1–68, November 1994. doi: 10.1086/192093.
- D. Emmanoulopoulos, I. M. McHardy, and P. Uttley. On the use of structure functions to study blazar variability: caveats and problems. *MNRAS*, 404:931–946, May 2010. doi: 10.1111/j.1365-2966.2010.16328.x.
- R. Engel, D. Seckel, and T. Stanev. Neutrinos from propagation of ultrahigh energy protons. *Phys. Rev. D*, 64(9):093010, November 2001. doi: 10.1103/PhysRevD.64.093010.
- B. L. Fanaroff and J. M. Riley. The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity. *MNRAS*, 167:31P–36P, May 1974.
- E. Fermi. On the Origin of the Cosmic Radiation. *Physical Review*, 75:1169–1174, April 1949. doi: 10.1103/PhysRev.75.1169.
- R. S. Fletcher, T. K. Gaisser, P. Lipari, and T. Stanev. sibyll: An event generator for simulation of high energy cosmic ray cascades. *Phys. Rev. D*, 50:5710–5731, November 1994. doi: 10.1103/PhysRevD.50.5710.
- G. Fossati, L. Maraschi, A. Celotti, A. Comastri, and G. Ghisellini. A unifying view of the spectral energy distributions of blazars. *MNRAS*, 299:433–448, September 1998. doi: 10.1046/j.1365-8711.1998.01828.x.
- G. Fossati, J. H. Buckley, I. H. Bond, S. M. Bradbury, D. A. Carter-Lewis, Y. C. K. Chow, W. Cui, A. D. Falcone, J. P. Finley, J. A. Gaidos, J. Grube, J. Holder, D. Horan,

D. Horns, M. M. Jordan, D. B. Kieda, J. Kildea, H. Krawczynski, F. Krennrich, M. J. Lang, S. LeBohec, K. Lee, P. Moriarty, R. A. Ong, D. Petry, J. Quinn, G. H. Sembroski, S. P. Wakely, and T. C. Weekes. Multiwavelength Observations of Markarian 421 in 2001 March: An Unprecedented View on the X-Ray/TeV Correlated Variability. *ApJ*, 677:906–925, April 2008. doi: 10.1086/527311.

- K. Gazeas. private communication, 2013.
- V. L. Ginzburg and S. I. Syrovatskii. Cosmic Magnetobremsstrahlung (synchrotron Radiation). *ARA&A*, 3:297, 1965. doi: 10.1146/annurev.aa.03.090165.001501.
- P. Giovanoni and D. Kazanas. Relativistic Neutrons in Steady-State and Time-Variable AGN Models. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 22 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 1307, September 1990a.
- P. M. Giovanoni and D. Kazanas. Flat-spectrum radio sources Cosmic conspiracy or relativistic neutrons? *Nature*, 345:319–322, May 1990b. doi: 10.1038/345319a0.
- J. L. Greenstein and T. A. Matthews. Redshift of the Radio Source 3C 48. *AJ*, 68:279, 1963. doi: 10.1086/109140.
- K. Greisen. End to the Cosmic-Ray Spectrum? *Physical Review Letters*, 16:748–750, April 1966. doi: 10.1103/PhysRevLett.16.748.
- R. C. Hartman, D. L. Bertsch, S. D. Bloom, A. W. Chen, P. Deines-Jones, J. A. Esposito, C. E. Fichtel, D. P. Friedlander, S. D. Hunter, L. M. McDonald, P. Sreekumar, D. J. Thompson, B. B. Jones, Y. C. Lin, P. F. Michelson, P. L. Nolan, W. F. Tompkins, G. Kanbach, H. A. Mayer-Hasselwander, A. Mücke, M. Pohl, O. Reimer, D. A. Kniffen, E. J. Schneid, C. von Montigny, R. Mukherjee, and B. L. Dingus. The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources. *ApJS*, 123:79–202, July 1999. doi: 10.1086/313231.
- J. S. Hey, S. J. Parsons, and J. W. Phillips. Fluctuations in Cosmic Radiation at Radio-Frequencies. *Nature*, 158:234, August 1946. doi: 10.1038/158234a0.
- High Resolution Fly'S Eye Collaboration, R. U. Abbasi, T. Abu-Zayyad, M. Al-Seady, M. Allen, J. F. Amann, G. Archbold, K. Belov, J. W. Belz, D. R. Bergman, S. A. Blake, O. A. Brusova, G. W. Burt, C. Cannon, Z. Cao, W. Deng, Y. Fedorova, J. Findlay, et al., and High Resolution Fly's Eye Collaboration. Measurement of the flux of ultra high energy cosmic rays by the stereo technique. *Astroparticle Physics*, 32:53–60, August 2009. doi: 10.1016/j.astropartphys.2009.06.001.
- J. Hinton. Ground-based gamma-ray astronomy with Cherenkov telescopes. *New Journal* of *Physics*, 11(5):055005, May 2009. doi: 10.1088/1367-2630/11/5/055005.

- F. Hoyle. Radio-source problems. MNRAS, 120:338, 1960.
- S. Hümmer, M. Rüger, F. Spanier, and W. Winter. Simplified Models for Photohadronic Interactions in Cosmic Accelerators. *ApJ*, 721:630–652, September 2010. doi: 10.1088/0004-637X/721/1/630.
- IceCube Collaboration, M. G. Aartsen, R. Abbasi, Y. Abdou, M. Ackermann, J. Adams, J. A. Aguilar, M. Ahlers, D. Altmann, J. Auffenberg, and et al. First observation of PeV-energy neutrinos with IceCube. *ArXiv e-prints*, April 2013.
- S. Inoue and F. Takahara. Electron Acceleration and Gamma-Ray Emission from Blazars. *ApJ*, 463:555, June 1996. doi: 10.1086/177270.
- F. P. Israel. Centaurus A NGC 5128. A&A Rev., 8:237–278, 1998. doi: 10.1007/s001590050011.
- R. C. Jennison and V. Latham. The brightness distribution within the radio sources Cygnus A (19N4A) and Cassiopeia A (23N5A). *MNRAS*, 119:174, 1959.
- K.-H. Kampert, J. Kulbartz, L. Maccione, N. Nierstenhoefer, P. Schiffer, G. Sigl, and A. R. van Vliet. CRPropa 2.0 A public framework for propagating high energy nuclei, secondary gamma rays and neutrinos. *Astroparticle Physics*, 42:41–51, February 2013. doi: 10.1016/j.astropartphys.2012.12.001.
- B. Kapanadze. Extreme X-ray Behaviour of Mrk 421. *The Astronomer's Telegram*, 4918: 1, March 2013.
- J. Kataoka, T. Takahashi, S. J. Wagner, N. Iyomoto, P. G. Edwards, K. Hayashida, S. Inoue, G. M. Madejski, F. Takahara, C. Tanihata, and N. Kawai. Characteristic X-Ray Variability of TeV Blazars: Probing the Link between the Jet and the Central Engine. *ApJ*, 560:659–674, October 2001. doi: 10.1086/322442.
- K. Katarzyński, G. Ghisellini, F. Tavecchio, L. Maraschi, G. Fossati, and A. Mastichiadis. Correlation between the TeV and X-ray emission in high-energy peaked BL Lac objects. A&A, 433:479–496, April 2005. doi: 10.1051/0004-6361:20041556.
- D. Kazanas and D. C. Ellison. The central engine of quasars and active galactic nuclei Hadronic interactions of shock-accelerated relativistic protons. *ApJ*, 304:178–187, May 1986. doi: 10.1086/164152.
- S. R. Kelner and F. A. Aharonian. Energy spectra of gamma rays, electrons, and neutrinos produced at interactions of relativistic protons with low energy radiation. *prd*, 78(3):034013–+, August 2008. doi: 10.1103/PhysRevD.78.034013.

- S. R. Kelner, F. A. Aharonian, and V. V. Bugayov. Energy spectra of gamma rays, electrons, and neutrinos produced at proton-proton interactions in the very high energy regime. *Phys. Rev. D*, 74(3):034018, August 2006. doi: 10.1103/PhysRevD.74.034018.
- J. G. Kirk and A. Mastichiadis. Neutrons from active galactic nuclei. *A&A*, 213:75–79, April 1989a.
- J. G. Kirk and A. Mastichiadis. Neutrons from active galactic nuclei. *A&A*, 213:75–79, April 1989b.
- J. G. Kirk and A. Mastichiadis. X-ray flares from runaway pair production in active galactic nuclei. *Nature*, 360:135–137, November 1992. doi: 10.1038/360135a0.
- M. D. Kistler, T. Stanev, and H. Yuksel. Cosmic PeV Neutrinos and the Sources of Ultrahigh Energy Protons. *ArXiv e-prints*, January 2013.
- S. S. Komissarov, M. V. Barkov, N. Vlahakis, and A. Königl. Magnetic acceleration of relativistic active galactic nucleus jets. *MNRAS*, 380:51–70, September 2007. doi: 10.1111/j.1365-2966.2007.12050.x.
- K. A. Kouzakov and A. I. Studenikin. Bound-state β decay of a neutron in a strong magnetic field. *Phys. Rev. C*, 72(1):015502, July 2005. doi: 10.1103/PhysRevC.72.015502.
- H. Krawczynski, P. S. Coppi, and F. Aharonian. Time-dependent modelling of the Markarian 501 X-ray and TeV gamma-ray data taken during 1997 March and April. *MNRAS*, 336:721–735, November 2002. doi: 10.1046/j.1365-8711.2002.05750.x.
- G. F. Krymskii. A regular mechanism for the acceleration of charged particles on the front of a shock wave. *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, 234:1306–1308, June 1977.
- J. G. Learned and S. Pakvasa. Detecting nu_tau oscillations at PeV energies. *Astroparticle Physics*, 3:267–274, May 1995. doi: 10.1016/0927-6505(94)00043-3.
- H. Li and M. Kusunose. Temporal and Spectral Variabilities of High-Energy Emission from Blazars Using Synchrotron Self-Compton Models. *ApJ*, 536:729–741, June 2000. doi: 10.1086/308960.
- A. P. Lightman and A. A. Zdziarski. Pair production and Compton scattering in compact sources and comparison to observations of active galactic nuclei. *apj*, 319:643–661, August 1987. doi: 10.1086/165485.
- K. Mannheim. The proton blazar. A&A, 269:67–76, March 1993.
- K. Mannheim. Possible Production of High-Energy Gamma Rays from Proton Acceleration in the Extragalactic Radio Source Markarian 501. *Science*, 279:684, January 1998. doi: 10.1126/science.279.5351.684.
- K. Mannheim and P. L. Biermann. Photomeson production in active galactic nuclei. *A&A*, 221:211–220, September 1989.
- K. Mannheim and P. L. Biermann. Gamma-ray flaring of 3C 279 A proton-initiated cascade in the jet? *A&A*, 253:L21–L24, January 1992.
- K. Mannheim, R. J. Protheroe, and J. P. Rachen. Cosmic ray bound for models of extragalactic neutrino production. *Phys. Rev. D*, 63(2):023003, January 2001. doi: 10.1103/PhysRevD.63.023003.
- L. Maraschi, G. Ghisellini, and A. Celotti. A jet model for the gamma-ray emitting blazar 3C 279. *ApJ*, 397:L5–L9, September 1992. doi: 10.1086/186531.
- A. P. Marscher and W. K. Gear. Models for high-frequency radio outbursts in extragalactic sources, with application to the early 1983 millimeter-to-infrared flare of 3C 273. *ApJ*, 298:114–127, November 1985. doi: 10.1086/163592.
- A. Mastichiadis and J. G. Kirk. Self-consistent particle acceleration in active galactic nuclei. *A&A*, 295:613–+, March 1995.
- A. Mastichiadis and J. G. Kirk. Variability in the synchrotron self-Compton model of blazar emission. *A&A*, 320:19–25, April 1997.
- A. Mastichiadis and R. J. Protheroe. Very High Energy Gamma-Ray Emission from Active Galactic Nuclei. *MNRAS*, 246:279, September 1990.
- A. Mastichiadis, R. J. Protheroe, and J. G. Kirk. Spectral and temporal signatures of ultrarelativistic protons in compact sources. I. Effects of Bethe-Heitler pair production. *A&A*, 433:765–776, April 2005. doi: 10.1051/0004-6361:20042161.
- A. Mastichiadis, M. Petropoulou, and S. Dimitrakoudis. Mrk 421 as a case study for TeV and X-ray variability in leptohadronic models. *ArXiv e-prints*, April 2013.
- L. C. Maximon. Simple analytic expressions for the total Born approximation cross section for pair production in a Coulomb field. *J. Res. NBS*, 78B:79, 1968.
- J. W. Motz, H. A. Olsen, and H. W. Koch. Pair Production by Photons. *Reviews of Modern Physics*, 41(581), December 1969.

- A. Mücke and R. J. Protheroe. A proton synchrotron blazar model for flaring in Markarian 501. Astroparticle Physics, 15:121–136, March 2001. doi: 10.1016/S0927-6505(00)00141-9.
- A. Mücke, R. Engel, J. P. Rachen, R. J. Protheroe, and T. Stanev. Monte Carlo simulations of photohadronic processes in astrophysics. *Computer Physics Communications*, 124: 290–314, February 2000. doi: 10.1016/S0010-4655(99)00446-4.
- A. Mücke, R. J. Protheroe, R. Engel, J. P. Rachen, and T. Stanev. BL Lac objects in the synchrotron proton blazar model. *Astroparticle Physics*, 18:593–613, March 2003a. doi: 10.1016/S0927-6505(02)00185-8.
- A. Mücke, R. J. Protheroe, R. Engel, J. P. Rachen, and T. Stanev. BL Lac objects in the synchrotron proton blazar model. *Astroparticle Physics*, 18:593–613, March 2003b. doi: 10.1016/S0927-6505(02)00185-8.
- R. Mukherjee, D. L. Bertsch, S. D. Bloom, B. L. Dingus, J. A. Esposito, C. E. Fichtel, R. C. Hartman, S. D. Hunter, G. Kanbach, D. A. Kniffen, Y. C. Lin, H. A. Mayer-Hasselwander, L. M. McDonald, P. F. Michelson, C. von Montigny, A. Muecke, P. L. Nolan, M. Pohl, O. Reimer, E. Schneid, P. Sreekumar, and D. J. Thompson. EGRET Observations of High-energy Gamma-Ray Emission from Blazars: an Update. *ApJ*, 490:116, November 1997. doi: 10.1086/304851.
- R. Mukherjee, M. Böttcher, R. C. Hartman, P. Sreekumar, D. J. Thompson, W. A. Mahoney, T. Pursimo, A. Sillanpää, and L. O. Takalo. Broadband Spectral Analysis of PKS 0528+134: A Report on Six Years of EGRET Observations. *ApJ*, 527:132–142, December 1999. doi: 10.1086/308057.
- Nakamura, K. et al. (Particle Data Group). 2011 Review of Particle Physics. *Journal of Physics G*, 37(7A):075021, (2010) and 2011 partial update for the 2012 edition. doi: 10.1088/0954-3899/37/7A/075021. URL http://pdg.lbl.gov.
- J. Niemiec and M. Ostrowski. Cosmic-Ray Acceleration at Relativistic Shock Waves with a "Realistic" Magnetic Field Structure. *ApJ*, 610:851–867, August 2004. doi: 10.1086/421730.
- P. L. Nolan, A. A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello, A. Allafort, E. Antolini, W. B. Atwood, M. Axelsson, L. Baldini, J. Ballet, and et al. Fermi Large Area Telescope Second Source Catalog. *ApJS*, 199:31, April 2012. doi: 10.1088/0067-0049/199/2/31.
- D. E. Osterbrock and G. J. Ferland. Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei. 2006.

- S. P. O'Sullivan and D. C. Gabuzda. Magnetic field strength and spectral distribution of six parsec-scale active galactic nuclei jets. *MNRAS*, 400:26–42, November 2009. doi: 10.1111/j.1365-2966.2009.15428.x.
- D. Paneque, F. D'Ammando, M. Orienti, and A. Falcone. Fermi-LAT and Swift-XRT observe exceptionally high activity from the nearby TeV blazar Mrk421. *The Astronomer's Telegram*, 4977:1, April 2013.
- V. Pascalutsa, M. Vanderhaeghen, and S. N. Yang. Electromagnetic excitation of the $\Delta(1232)$ -resonance. *Phys. Rep.*, 437:125–232, January 2007. doi: 10.1016/j.physrep.2006.09.006.
- M. Petropoulou and A. Mastichiadis. Implications of automatic photon quenching on compact gamma-ray sources. *A&A*, 532:A11, August 2011. doi: 10.1051/0004-6361/201116763.
- M. Petropoulou and A. Mastichiadis. On proton synchrotron blazar models: the case of quasar 3C 279. MNRAS, in press; ArXiv e-prints 1207.5227, July 2012a.
- M. Petropoulou and A. Mastichiadis. Temporal signatures of leptohadronic feedback mechanisms in compact sources. *MNRAS*, 421:2325–2341, April 2012b. doi: 10.1111/j.1365-2966.2012.20460.x.
- M. Petropoulou, E. Lefa, S. Dimitrakoudis, and A. Mastichiadis. One-zone SSC model for the core emission of Centaurus A revisited. *ArXiv e-prints*, November 2013.
- L. A. Pozdniakov, I. M. Sobol, and R. A. Siuniaev. Effect of multiple Compton scatterings on an X-ray emission spectrum - Calculations by the Monte Carlo method. *Soviet Ast.*, 21:708–714, December 1977.
- R. J. Protheroe. High Energy Neutrinos from Blazars. In D. T. Wickramasinghe, G. V. Bicknell, and L. Ferrario, editors, IAU Colloq. 163: Accretion Phenomena and Related Outflows, volume 121 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, page 585, 1997.
- R. J. Protheroe and P. A. Johnson. Propagation of ultra high energy protons and gamma rays over cosmological distances and implications for topological defect models. *Astroparticle Physics*, 4:253–269, February 1996. doi: 10.1016/0927-6505(95)00039-9.
- R. J. Protheroe and D. Kazanas. On the origin of relativistic particles and gamma-rays in quasars. *ApJ*, 265:620–624, February 1983. doi: 10.1086/160707.
- J. P. Rachen and P. Mészáros. Photohadronic neutrinos from transients in astrophysical sources. *Phys. Rev. D*, 58(12):123005, December 1998. doi: 10.1103/PhysRevD.58.123005.

- C. M. Raiteri, M. Villata, P. S. Smith, V. M. Larionov, J. A. Acosta-Pulido, M. F. Aller, F. D'Ammando, M. A. Gurwell, S. G. Jorstad, M. Joshi, O. M. Kurtanidze, A. Lähteenmäki, D. O. Mirzaqulov, I. Agudo, H. D. Aller, M. J. Arévalo, A. A. Arkharov, U. Bach, E. Benítez, A. Berdyugin, D. A. Blinov, K. Blumenthal, C. S. Buemi, and et al. Variability of the blazar 4C 38.41 (B3 1633+382) from GHz frequencies to GeV energies. *A&A*, 545:A48, September 2012. doi: 10.1051/0004-6361/201219492.
- G. Reber. Cosmic Static. ApJ, 100:279, November 1944. doi: 10.1086/144668.
- M. M. Reynoso, M. C. Medina, and G. E. Romero. A lepto-hadronic model for high-energy emission from FR I radiogalaxies. *A&A*, 531:A30, July 2011. doi: 10.1051/0004-6361/201014998.
- F. M. Rieger and K. Mannheim. Particle acceleration in rotating and shearing jets from AGN. *A&A*, 396:833–846, December 2002. doi: 10.1051/0004-6361:20021457.
- A. Sandage. Talk at New York A.A.S. Meeting, December 1960.
- A. Sandage. . Sky and Tel., 21:148, 1961.
- M. Schmidt. 3C 273 : A Star-Like Object with Large Red-Shift. *Nature*, 197:1040, March 1963. doi: 10.1038/1971040a0.
- C. K. Seyfert. Nuclear Emission in Spiral Nebulae. *ApJ*, 97:28, January 1943. doi: 10.1086/144488.
- N. I. Shakura and R. A. Sunyaev. Black holes in binary systems. Observational appearance. *A&A*, 24:337–355, 1973.
- M. Siewert, M. Pohl, and R. Schlickeiser. The impact of thermal gas in AGN jets on the low-frequency emission. *A&A*, 425:405–416, October 2004. doi: 10.1051/0004-6361:20040546.
- M. Sikora, J. G. Kirk, M. C. Begelman, and P. Schneider. Electron injection by relativistic protons in active galactic nuclei. *ApJ*, 320:L81–L85, September 1987. doi: 10.1086/184980.
- M. Sikora, M. C. Begelman, and M. J. Rees. Comptonization of diffuse ambient radiation by a relativistic jet: The source of gamma rays from blazars? *ApJ*, 421:153–162, January 1994. doi: 10.1086/173633.
- K. K. Singh, S. Bhattacharyya, N. Bhatt, and A. K. Tickoo. Study of X-ray and γ -ray flare from Mkn-421 during February 2010 using Swift and Fermi observations. *New Astron.*, 17:679–686, November 2012. doi: 10.1016/j.newast.2012.04.005.

- T. Stanev, R. Engel, A. Mücke, R. J. Protheroe, and J. P. Rachen. Propagation of ultrahigh energy protons in the nearby universe. *Phys. Rev. D*, 62(9):093005, November 2000a. doi: 10.1103/PhysRevD.62.093005.
- T. Stanev, R. Engel, A. Mücke, R. J. Protheroe, and J. P. Rachen. Propagation of ultrahigh energy protons in the nearby universe. *Phys. Rev. D*, 62(9):093005–+, November 2000b. doi: 10.1103/PhysRevD.62.093005.
- Ł. Stawarz and J. G. Kirk. Automatic Quenching of High-Energy γ-Ray Sources by Synchrotron Photons. *ApJ*, 661:L17–L20, May 2007. doi: 10.1086/518417.
- B. Stern and R. Svensson. Limit Cycles in Electromagnetic Cascades in Compact Objects. In A. A. Zdziarski and M. Sikora, editors, *Relativistic Hadrons in Cosmic Compact Objects*, volume 391 of *Lecture Notes in Physics*, *Berlin Springer Verlag*, page 41, 1991. doi: 10.1007/3-540-54789-4-51.
- T. Takahashi, J. Kataoka, G. Madejski, J. Mattox, C. M. Urry, S. Wagner, F. Aharonian, M. Catanese, L. Chiappetti, P. Coppi, B. Degrange, G. Fossati, H. Kubo, H. Krawczynski, F. Makino, H. Marshall, L. Maraschi, F. Piron, R. Remillard, F. Takahara, M. Tashiro, H. Terasranta, and T. Weekes. Complex Spectral Variability from Intensive Multiwavelength Monitoring of Markarian 421 in 1998. *ApJ*, 542: L105–L109, October 2000. doi: 10.1086/312929.
- C. Tchernin, J. A. Aguilar, A. Neronov, and T. Montaruli. An exploration of hadronic interactions in blazars using IceCube. *ArXiv e-prints*, May 2013.
- The Pierre Auger Collaboration, P. Abreu, M. Aglietta, E. J. Ahn, I. F. M. Albuquerque, D. Allard, I. Allekotte, J. Allen, P. Allison, J. Alvarez Castillo, and et al. The Pierre Auger Observatory I: The Cosmic Ray Energy Spectrum and Related Measurements. *ArXiv e-prints*, July 2011.
- D. F. Torres and L. A. Anchordoqui. Astrophysical origins of ultrahigh energy cosmic rays. *Reports on Progress in Physics*, 67:1663–1730, September 2004. doi: 10.1088/0034-4885/67/9/R03.
- C. M. Urry and P. Padovani. Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei. *PASP*, 107:803, September 1995. doi: 10.1086/133630.
- J. J. P. Virtanen and R. Vainio. Stochastic Acceleration in Relativistic Parallel Shocks. *ApJ*, 621:313–323, March 2005. doi: 10.1086/427324.
- C. von Montigny, D. L. Bertsch, J. Chiang, B. L. Dingus, J. A. Esposito, C. E. Fichtel, J. M. Fierro, R. C. Hartman, S. D. Hunter, G. Kanbach, D. A. Kniffen, Y. C. Lin,

J. R. Mattox, H. A. Mayer-Hasselwander, P. F. Michelson, P. L. Nolan, H. D. Radecke, E. Schneid, P. Sreekumar, D. J. Thompson, and T. Willis. High-Energy Gamma-Ray Emission from Active Galaxies: EGRET Observations and Their Implications. *ApJ*, 440:525, February 1995. doi: 10.1086/175294.

- G. T. Zatsepin and V. A. Kuz'min. Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays. Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters, 4:78, August 1966.
- A. A. Zdziarski. On the origin of the infrared and X-ray continua of active galactic nuclei. *ApJ*, 305:45–56, June 1986. doi: 10.1086/164227.