

Εθνικό Καποδιστριακό Πανεπιστήμιο Αθηνών Σχολή Θετικών Επιστημών Τμήμα Φυσικής

Τομέας Αστροφυσικής, Αστρονομίας και Μηχανικής

Διπλωματική Εργασία για την απόκτηση Μεταπτυχιακού Διπλώματος Ειδίκευσης

Μοντελοποίηση φασμάτων σε Ενεργούς Γαλαξιαχούς Πυρήνες

Μπουλά Στυλιανή ΑΜ: 201427

Επιβλέπων: Καθηγητής Α.Μαστιχιάδης

Αθήνα 2016

Περιεχόμενα

Π	ερίλ	ηψη	7
1	Ενε	εργοί Γαλαξιακοί Πυρήνες	9
	1.1	Εισαγωγή	10
		1.1.1 Εκπομπή από τις κεντρικές περιοχές των ΕΓΠ	10
		1.1.2 Λαμπρότητα Eddington	11
	1.2	Είδη Ενεργών Γαλαξιαχών Πυρήνων	16
		1.2.1 Γαλαξίες Seyfert	16
		1.2.2 Ραδιογαλαξίες	17
		1.2.3 Quasar	18
		1.2.4 Blazar	18
	1.3	Μοντέλο ενοποίησης ενεργών γαλαξιών	19
		1.3.1 Ραδιοήσυχοι γαλαξίες	20
		1.3.2 Ραδιοισχυροί γαλαξίες	20
	1.4	Παρατηρήσεις Blazar	22
2	$\Phi \upsilon c$	σιχές διεργασίες	23
	2.1	Ακτινοβολία Σύγχροτρον	23
		2.1.1 Το φάσμα σύγχροτρον μίας κατανομής ηλεκτρονίων	24
		2.1.2 Αυτοαπορρόφηση σύγχροτρον	24
	2.2	Αντίστροφος Σχεδασμός Compton	25
		2.2.1 Ενεργειαχές απώλειες Compton	26
		2.2.2 Το φάσμα του αντίστροφου σκεδασμού Compton μίας κατανομής ηλεκτρονίων	26
	2.3	Ακτινοβολία Synchrotron-Self-Compton	27
	2.4	Επιτάχυνση Σωματιδίων	28
		2.4.1 Επιτάχυνση Fermi	29
	2.5	Απορρόφηση φωτονίου-φωτονίου	32
3	Οę	οόλος του ανέμου στους Ενεργούς Γαλαξιακούς Πυρήνες	33
	3.1	Εισαγωγή	33
	3.2	Περιγραφή του Μοντέλου	34
		3.2.1 Το αυτοσυνεπές μαγνητουδροδυναμικό μοντέλο ανέμου από δίσκους προσα-	
		ύξησης	34
		3.2.2 Η δομή ιονισμού του ανέμου	39
4	Mo	ντελοποίηση φασμάτων των Ενεργών Γαλαξιακών Πυρήνων	41
	4.1	Μοντέλα Φασμάτων	41
		4.1.1 Λεπτονικά μοντέλα	42
		4.1.2 Αδρονικά μοντέλα	42
	4.2	Το φάσμα σταθερής χατάστασης	43
		4.2.1 Κινητική εξίσωση ηλεκτρονίων	43
		4.2.2 Ο αριθμητικός κώδικας	43

		4.2.3 Εξωτερικό πεδίο φωτονίων	45
		4.2.4 Το μαγνητικό πεδίο	46
	4.3	Έγχυση ηλεκτρονίων	47
		4.3.1 Νόμος Δύναμης	47
		4.3.2 «Σπασμένος» Νόμος Δύναμης	48
	4.4	Επιτάχυνση ηλεκτρονίων	48
	4.5	Φάσματα ΕΓΠ	50
		4.5.1 Νόμος δύναμης	50
		4.5.2 «Σπασμένος» νόμος δύναμης	51
		4.5.3 Επιτάχυνση ηλεκτρονίων	56
	4.6	Αναπαραγωγή του φάσματος του Mrk421	59
5	Bla	zar Sequence	67
	5.1	Μοντέλα για την ακολουθία Blazar	67
		5.1.1 Η χυριαργία του αντίστροφου σχεδασμού Compton χαι η αχολουθία blazar	69
	5.2	Ο ρόλος του ανέμου	70
	5.3	Μοντελοποίση της αχολουθίας των Blazar	72
		5.3.1 Κατανομή ηλεχτρονίων της μορφής νόμου δύναμης	73
		5.3.2 Κατανομή ηλεχτρονίων με τη μορφή «σπασμένου» νόμου δύναμης	73
		5.3.3 Επιτάχυνση ηλεκτρονίων	74
	5.4	Φασματικοί δείκτες και ακολουθία των Blazar	75
6	Συμ	ιπεράσματα	79
۸,	0.		01
A	UI (ψυσικές σταυέρες	01
B′	Κιν	ητικές εξισώσεις	83
	$\mathrm{B'}.1$	Γενική λύση κινητικής εξίσωσης	83
		Β΄.1.1 Η περίπτωση μονοενεργητικών ηλεκτρονίων: Λύση με τη μέθοδο των χαρα-	
		χτηριστιχών	84
			<u> </u>
		B'.1.2 Η περίπτωση μονοενεργητικών ηλεκτρονίων: Λύση με τη μέθοδο Laplace	85
Γ'	Καν	B'.1.2 Η περίπτωση μονοενεργητικών ηλεκτρονίων: Λύση με τη μέθοδο Laplace νονικοποιήσεις του αριθμητικού κώδικα	85 87
Γ'	Κα ν Γ΄.1	 Β΄.1.2 Η περίπτωση μονοενεργητικών ηλεκτρονίων: Λύση με τη μέθοδο Laplace νονικοποιήσεις του αριθμητικού κώδικα Βασικές κανονικοποιήσεις	85 87 87
Г'	Καν Γ΄.1 Γ΄.2	 Β΄.1.2 Η περίπτωση μονοενεργητικών ηλεκτρονίων: Λύση με τη μέθοδο Laplace νονικοποιήσεις του αριθμητικού κώδικα Βασικές κανονικοποιήσεις	85 87 87 87
Γ' Δ'	Κα Γ΄.1 Γ΄.2	 Β΄.1.2 Η περίπτωση μονοενεργητικών ηλεκτρονίων: Λύση με τη μέθοδο Laplace νονικοποιήσεις του αριθμητικού κώδικα Βασικές κανονικοποιήσεις	 85 87 87 87 87 89
Γ' Δ'	Καν Γ΄.1 Γ΄.2 Οι α Δ΄.1	 Β΄.1.2 Η περίπτωση μονοενεργητικών ηλεκτρονίων: Λύση με τη μέθοδο Laplace . νονικοποιήσεις του αριθμητικού κώδικα Βασικές κανονικοποιήσεις	 85 87 87 87 87 89 89
Γ΄ Δ΄	Κα Γ΄.1 Γ΄.2 Οι α Δ΄.1 Δ΄.2	 Β΄.1.2 Η περίπτωση μονοενεργητικών ηλεκτρονίων: Λύση με τη μέθοδο Laplace . νονικοποιήσεις του αριθμητικού κώδικα Βασικές κανονικοποιήσεις	 85 87 87 87 87 89 89 89
Γ' Δ'	Κα Γ'.1 Γ'.2 Οι α Δ'.1 Δ'.2 Δ'.3	Β΄.1.2 Η περίπτωση μονοενεργητικών ηλεκτρονίων: Λύση με τη μέθοδο Laplace νονικοποιήσεις του αριθμητικού κώδικα Βασικές κανονικοποιήσεις	85 87 87 87 87 89 89 89 90
Γ΄ Δ΄ Ε΄	Κα Γ΄.1 Γ΄.2 Οι α Δ΄.1 Δ΄.2 Δ΄.3 Εξο	Β΄.1.2 Η περίπτωση μονοενεργητικών ηλεκτρονίων: Λύση με τη μέθοδο Laplace νονικοποιήσεις του αριθμητικού κώδικα Βασικές κανονικοποιήσεις	 85 87 87 87 87 89 89 90 93
Γ' Δ' Ε'	Κα ^ν Γ΄.1 Γ΄.2 Οι α Δ΄.1 Δ΄.2 Δ΄.3 Εξα Ε΄.1	Β΄.1.2 Η περίπτωση μονοενεργητικών ηλεκτρονίων: Λύση με τη μέθοδο Laplace νονικοποιήσεις του αριθμητικού κώδικα Βασικές κανονικοποιήσεις	85 87 87 87 89 89 89 90 93 93
Γ΄ Δ΄ Ε΄	Κα Γ'.1 Γ'.2 Οι α Δ'.1 Δ'.2 Δ'.3 Εξα Ε'.1 Ε'.2	Β΄.1.2 Η περίπτωση μονοενεργητικών ηλεκτρονίων: Λύση με τη μέθοδο Laplace νονικοποιήσεις του αριθμητικού κώδικα Βασικές κανονικοποιήσεις	85 87 87 87 89 89 89 90 93 93 93
Γ΄ Δ΄ Ε΄	Καν Γ'.1 Γ'.2 Οι α Δ'.1 Δ'.2 Δ'.3 Εξα Ε'.1 Ε'.2 βλιο	Β΄.1.2 Η περίπτωση μονοενεργητικών ηλεκτρονίων: Λύση με τη μέθοδο Laplace νονικοποιήσεις του αριθμητικού κώδικα Βασικές κανονικοποιήσεις	85 87 87 87 89 89 89 90 93 93 93 93 93

Τριμελής Επιτροπή

Απόστολος Μαστιχιάδης Καθηγητής Νεκτάριος Βλαχάκης Αναπληρωτής Καθηγητής Δέσποινα Χατζηδημητρίου Αναπληρώτρια Καθηγήτρια

Κάθε περιπετεια, κάθε ταξίδι έχει συνοδοιπόρους, έτσι και η διαδρομή για την απόκτηση του ΜΔΕ. Πάντα, πόσο μάλλον στο χώρο της επιστήμης, η αλληλεπίδραση είναι η αιτία της εξέλιξης. Σε αυτή την πορεία στάθηκα ιδιαίτερα τυχερή να έχω ανθρώπους γύρω μου που με ενέπνευσαν κατά την παραμονή μου στο Πανεπιστήμιο Αθηνών.

> "Under clouds, beneath the stars Over snow one winter's morn I turned at last to paths that lead home And though where the road then takes me I cannot tell We came all this way But now comes the day To bid you farewell Many places I have been Many sorrows I have seen But I don't regret Nor will I forget All who took that road with me" 'The last goodbye" - Billy Boyd

Περίληψη

Οι Ενεργοί Γαλαξιαχοί Πυρήνες (ΕΓΠ) είναι συμπαγείς πηγές οι οποίες βρίσχονται στα χέντρα γαλαξιών. Η κατηγορία των blazar, μεταξύ άλλων, χαρακτηρίζεται από την εκπομπή στις ακτίνες γάμμα. Στο πρώτο κεφάλαιο της εργασίας επισημαίνονται τα βασικά χαρακτηριστικά των ΕΓΠ. Οι blazar χαρακτηρίζονται από μη θερμική ακτινοβολία και οι μηχανισμοί οι οποίοι την παράγουν παρουσιάζονται στο χεφάλαιο 2. Επιπλέον, από το δίσχο προσαύξησης των αντιχειμένων αυτών είναι εφιχτή η παραγωγή εστιασμένου μαγνητοϋδροδυναμιχού ανέμου, στο χεφάλαιο 3 παρουσιάζεται το συγχεχριμένο μοντέλο ανέμου, το προφίλ πυχνότητας του οποίου είναι της μορφής $n \propto 1/r$. Το φάσμα των πηγών αυτών αποτελείται από δύο συνιστώσες, μία σε χαμηλές και μία σε υψηλές συχνότητες. Στην περίπτωση του λεπτονικού μοντέλου η πρώτη συνιστώσα σχετίζεται με ακτινοβολία σύγχροτρον, ενώ η δεύτερη από αντίστροφο σχεδασμό Compton πάνω σε φωτόνια τα οποία είναι πιθανόν να παράγονται είτε εκτός είτε εντός της ροής του σχετικιστικού πλάσματος. Στόχος της εργασίας είναι να προταθεί μία φυσική εξήγηση για την παρατηρούμενη ακολουθία των blazar. Το εξωτερικό πεδίο φωτονίων για πρώτη φορά συνδέεται με τον άνεμο από το δίσκο προσαύξησης. Πάνω σε αυτά τα σωματίδια σχεδάζονται φωτόνια του δίσχου, τα οποία λειτουργούν ως στόχοι για τα σχετικιστικά ηλεκτρόνια εντός της περιοχής επιτάχυνσης. Στο κεφάλαιο 4 παρουσιάζεται το θεωρητικό μοντέλο το οποίο αναπτύχθηκε προκειμένου να εξηγηθεί στο κεφάλαιο 5 η ακολουθία blazar. Αντιχείμενα τα οποία έχουν μεγαλύτερη βολομετριχή λαμπρότητα, άρα υψηλότερο ρυθμό πρόσπτωσης μάζας, προχύπτει ότι έχουν και μεγαλύτερο οπτικό βάθος για τα φωτόνια. Επομένως, αυτές οι πηγές έχουν μεγαλύτερη ενεργειαχή πυχνότητα φωτονίων σε σχέση με εχείνες χαμηλότερης λαμπρότητας. Σχετίζοντας όλες τις φυσικές παραμέτρους του προβλήματος με το ρυθμό πρόσπτωσης μάζας m, τελικώς αναπαράγεται η ακολουθία των blazar αλλάζοντας μόνο μία παράμετρο, το \dot{m} .

Λέξεις κλειδιά: Ενεργοί Γαλαξιακοί Πυρήνες, ακολουθία blazar, λεπτονικό μοντέλο, επιτάχυνση σωματιδίων, ακτινοβολία σύγχροτρον, αντίστροφος σκεδασμός Compton, άνεμος δίσκου προσαύξησης

Abstract

Adopting the hypothesis that the nonthermal emission of blazars is primarily due to the acceleration of electrons, we construct a simple leptonic model in order to explain the Blazar Sequence. The acceleration process is assumed to be of the first order Fermi type and the injected electrons and photons in the emitting region of the blazar are described by spatially averaged kinetic equations. According to the leptonic scenario, the spectral energy distributions of blazars have two basic components: a low frequency component, peaking in the optical through X-rays, from synchrotron emission; and a high frequency one, peaking in the γ rays, probably originating from Compton scattering of some seed photon source, either internal (synchrotron self-Compton) and/or external to the jet (external Compton). We find an adequate description of the Blazar Sequence by assuming a wind density profile of the form $n \propto 1/r$. Higher luminosity objects have higher accretion rates, higher optical thicknesses of the wind to Compton scattering and thus higher external photon fields than the lower luminosity ones. Therefore, we present indicative Blazar Sequence models which reproduce the basic observational trends just by varying one parameter, namely the mass accretion rate \dot{m} .

Key words:Active Galactic Nuclei, blazar sequence, leptonic mondel, particles acceleration, synchrotron radiation, inverse Compton scattering, accretion disks wind

Κεφάλαιο 1

Ενεργοί Γαλαξιακοί Πυρήνες

Η αναχάλυψη των quasar το 1963 [Schmidt, 1963] αποτέλεσε ορόσημο στην αστρονομία, καθώς ανέδειξε ένα από τα πλέον ενδιαφέροντα αστρονομικά αντικείμενα, τους ενεργούς γαλαξίες. Οι ενεργοί γαλαξίες διαχωρίζονται από τους συνήθεις με βάση ορισμένα χαρακτηριστικά όπως η λαμπρότητα, η εκπομπή στις ακτίνες γάμμα, η πόλωση της ακτινοβολίας. Τα ποσά ενέργειας τα οποία απελευθερώνονται είναι μεγάλα και εντοπίζονται στα κέντρα των γαλαξιών, τα οποία ονομάζονται Ενεργοί Γαλαξιακοί Πυρήνες (ΕΓΠ). Στο σχήμα 1.1 αναπαρίσταται καλλιτεχνικά ένας ΕΓΠ.

Έχουν προταθεί πολλά μοντέλα στην προσπάθεια εξήγησης αυτών των εξωτικών αστροφυσικών πηγών. Το φαινόμενο αυτό φαίνεται να είναι σπανιότερο στο κοντινό σε εμάς Σύμπαν, ενώ ήταν πιο συχνό στο παρελθόν. Θα ήταν πιθανό οι ΕΓΠ να σχετίζονται με πρώιμες καταστάσεις ενός γαλαξία, όπου και παρατηρείται αυξημένη δραστηριότητα.

Οι ΕΓΠ αποτελούν τους πλέον σημαντιχούς χοσμιχούς επιταχυντές. Το φάσμα αχτινοβολίας τους επεκτείνεται σε όλο το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα ενώ η Αστροφυσική Υψηλών Ενεργειών έχει ως στόχο την κατανόηση των φυσικών διεργασιών που συμβαίνουν στις πηγές αυτές. Στο παρόν κεφάλαιο θα παρουσιαστούν τα φυσικά χαραχτηριστικά ενός ΕΓΠ χαθώς και θα αναλυθούν τα διάφορα είδη ενεργών γαλαξιών και τα χαραχτηριστικά τους. Στη συνέχεια, θα παρουσιαστεί η θεωρία του ενοποιημένου μοντέλου, ενώ στο τέλος θα γίνει ειδική αναφορά στην κατηγορία των blazar, που είναι το αντικείμενο της παρούσας εργασίας.



Σχήμα 1.1: Καλλιτεχνική απεικόνιση ενός Ενεργού Γαλαξιακού Πυρήνα Credit: https://svs.gsfc.nasa.gov.

1.1 Εισαγωγή

Οι Ενεργοί Γαλαξιαχοί Πυρήνες είναι συμπαγείς περιοχές, στις οποίες βρίσχονται υπερμεγέθεις μελανές οπές, της τάξης των $10^6 - 10^{10}$ ηλιαχών μαζών, οι οποίες μέσω της προσαύξησης μάζας μετατρέπουν τη δυναμιχή ενέργεια σε αχτινοβολία με έναν πολύ αποδοτιχό τρόπο χαι το φάσμα που προχύπτει εχτείνεται σε όλο το ηλεχτρομαγνητιχό φάσμα.

Η μελέτη των ΕΓΠ αποτελεί χίνητρο για την επιστημονιχή χοινότητα χαθώς υπάρχουν πολλά ανοιχτά ερωτήματα στην χατανόηση τους χαι η απάντηση σε αυτά, θα βοηθήσει στην πλήρη αντίληψη των φυσιχών διεργασιών στις πηγές αυτές. Ένα ερώτημα το οποίο απασχόλησε πολύ την επιστημονιχή χοινότητα στο παρελθόν είναι η ταξινόμηση των ΕΓΠ χαθώς αποτελούν τις λαμπρότερες εξωγαλαξιαχές πηγές, ενώ ένα μεγάλο μέρος της ηλεχτρομαγνητιχής αχτινοβολίας που παράγεται προέρχεται από αυτές. Οι παρατηρήσεις έχουν δείξει ότι στο χοντινό Σύμπαν, η ποιχιλομορφία των ΕΓΠ μπορεί να χατανοηθεί αν ληφθεί υπόψιν τη γωνία παρατήρησης. Με αυτόν τον τρόπο, γίνεται χατανοητό ότι υπάρχει μία χατηγοριοποίηση σε αυτές τις πηγές χαι προχύπτουν χρήσιμα συμπεράσματα για τα χαραχτηριστιχά τους μέσω στατιστιχής.

Οι ΕΓΠ τροφοδοτούνται από μαγνητισμένο πλάσμα· έναν βασικό στόχο αποτελεί η κατανόηση των ροών που προσπίπτουν στην κεντρική μελανή οπή καθώς και των ιδιοτήτων του περιβάλλοντος γύρω από αυτές. Επιπλέον, οι κεντρικές περιοχές μέσω της μηχανικής και ηλεκτρομαγνητικής τους ενέργειας θερμαίνουν το διαστρικό χώρο με αποτέλεσμα να επηρεάζουν την αστρική δημιουργία και εξέλιξη. Επιπλέον, η εκπομπή φωτονίων στις ακτίνες γάμμα ενέργειας της τάξης των TeV αφήνει ένα αναπάντητο ερώτημα στο πώς έχουν επιταχυνθεί σωματίδια σε τόσο υψηλές ενέργειες κι αν θα μπορούσαν οι ΕΓΠ να αποτελούν πηγές των πολύ υψηλών ενεργειών κοσμικής ακτινοβολίας. Η έρευνα αυτών των αντικειμένων παρουσιάζει ιδιαίτερο ενδιαφέρον σε πολλά τμήματα της Αστροφυσικής. Στη συνέχεια θα γίνει παρουσίαση των βασικών φυσικών χαρακτηριστικών, παρόλο που δεν υπάρχει τεχνολογικά ακόμα η διακριτική ικανότητα να παρατηρηθούν λεπτομέρειες στο εσωτερικό των πυρήνων.

1.1.1 Εκπομπή από τις κεντρικές περιοχές των ΕΓΠ

Η εκπομπή στο ράδιο, το υπέρυθρο, το οπτικό, το υπεριώδες, στις ακτίνες Χ και γάμμα, μπορεί να εξηγηθεί από την κεντρική περιοχή των ΕΓΠ. Παραδείγματος χάριν, οι διαφορετικοί τύποι μπορούν να εξηγηθούν από τη γωνία παρατήρησης σε σχέση με έναν άξονα συμμετρίας, με αυτόν τον τρόπο παρατηρούνται διαφορετικές συνιστώσες των ΕΓΠ. Παρακάτω παρουσιάζονται οι βασικές συνιστώσες εκπομπής και βασικά χαρακτηριστικά τους, (σχήμα 1.2).

Μελανές Οπές

Οι μελανές οπές όλων των μεγεθών είναι πολύ συχνές σε όλο το σύμπαν, γεγονός το οποίο είναι γνωστό εδώ και πολλά χρόνια. Παρόλα αυτά, η κατανόηση της δομής των περισσοτέρων γαλαξιών (ειδικά των πιο απομακρυσμένων¹, δηλαδή των πρώτων που δημιουργήθηκαν), που περιέχουν υπερμεγέθεις μελανές οπές είναι πρόσφατη. Κάποιες από αυτές τις πηγές φαίνεται να έχουν υψηλά ποσοστά προσαύξησης μάζας, η μελέτη των οποίων είναι πολύ σημαντική για την εύρεση απαντήσεων σχετικά με τους μηχανισμούς δημιουργίας των υπερμεγεθών μελανών οπών. Οποιοδήποτε μοντέλο το οποίο αφορά την κεντρική μαύρη τρύπα ενός γαλαξία και μοντέλο του δίσκου προσαύξησης πρέπει να βρίσκεται σε συμφωνία και με τις αντίστοιχες παρατηρήσεις.

Οι βασικές ιδιότητες των μελανών
οπών μπορούν να εκφραστούν μέσω της ακτίνας Schwartzschild
 R_s

$$R_s = 2\frac{GM}{c^2}.\tag{1.1}$$

Επιπλέον, ορίζεται μία στροφορμή s

$$s \sim I\Omega \simeq M r_g^2 \frac{u}{r} \simeq M r_g c,$$
 (1.2)

 $^{^1 {\}rm M}$ αύρες τρύπες μάζας της τάξεω
ς $10^9 M_{\odot}$ παρουσίαζουν ερυθομετάθεση περίπου
 $z\simeq 6.$



Σχήμα 1.2: Η εσωτερική δομή ενός ΕΓΠ. Διακρίνεται η κεντρική μελανή οπή, ο δίσκος προσαύξησης, ο πίδακας, τα νέφη με πλατιές και στενές γραμμές εκπομπής καθώς και ο τόρος. Credit: https://ned.ipac.caltech.edu.

όπου Ω είναι η γωνιαχή ταχύτητα, ενώ ορίζετα η ειδιχή στροφορμή (στροφορμή ανά μονάδα μάζας):

$$s/M \equiv \alpha c \sim r_S c/2. \tag{1.3}$$

Επειδή, οι μάζες των μελανών οπών στα χέντρα γαλαξιών είναι πολύ μεγάλες, θα πρέπει να υπάρχει ένας αποδοτιχός μηχανισμός μέσω του οποίου εισρέει μάζα-αέριο προς το χέντρο. Αέριες μάζες χοντά στο χέντρο, σε αποστάσεις $r \sim 1000 R_s$ δέχονται διαφορετιχού είδους δυνάμεων, χωρίς να σημαίνει απαραίτητα ότι εισρέεουν στην χεντριχή μελανή οπή. Η έρευνα χαι η χατανόηση της δυναμιχής,της θερμοχρασίας και της εχπομπής σχετίζεται με την ισορροπία μεταξύ της βαρύτητας, της πίεσης χαι της δύναμης που προχύπτει από την αχτινοβολία, χαθώς χαι με τις διαδιχασίες οι οποίες αφορούν σφαιριχή πρόσπτωση ύλης, χαθώς και με τις ιδιότητες λεπτών χαι παχέων δίσχων προσαύξησης.

1.1.2 Λαμπρότητα Eddington

Υποθέτοντας ότι η κεντρική πηγή μάζας M εκπέμπει διαφορική λαμπρότητα (ως προς τη συχνότητα) L_ν, η πίεση ακτινοβολίας σε μία απόσταση r που δέχονται σωματίδια είναι

$$f_{rad} = \frac{n_e \sigma_\tau}{4\pi r^2 c} L,\tag{1.4}$$

όπου Lη συνολική λαμπρότητα, n_e η αριθμητική πυκνότητα των ηλεκτρονίων και σ_{τ} η ενεργός διατομή Thomson. Η βαρυτική δύναμη είναι

$$f_g = \frac{GM\mu m_p n_e}{r^2},\tag{1.5}$$

όπου μ είναι το μέσο μοριαχό βάρος². Η σφαιρική πρόσπτωση ύλης υπερισχύει της ακτινοβολίας όσο ισχύει $f_g > f_{rad}$. Η συνθήκη $f_{rad} = f_g$ οδηγεί στην γνωστή «Λαμπρότητα Eddington»:

$$L_{Edd} = \frac{4\pi c G M \mu m_p}{\sigma_{\tau}} \simeq 1.5 \times 10^{38} (M/M_{\odot}) erg s^{-1}, \qquad (1.6)$$

η οποία είναι η μέγιστη επιτρεπόμενη λαμπρότητα για αντιχείμενα τα οποία τροφοδοτούνται από δίσχους που βρίσχονται σε σταθερή χατάσταση. Η L_{Edd} ορίζεται στην περίπτωση του πλήρως ιονισμένου πλάσματος χαι λαμβάνει υπόψιν μόνο τον σχεδασμό Compton όσον αφορά το οπτιχό βάθος της πηγής. Σε περισσότερο ρεαλιστιχές περιπτώσεις θα έπρεπε να συμπεριληφθεί χαι το μεριχώς ουδέτερο αέριο χαι τότε η αδιαφάνεια θα ήταν μεγαλύτερη.

Η λαμπρότητα της πηγής εξαρτάται από το ρυθμό πρόσπτωσης ως εξής $L = \eta \dot{M}c^2$, όπου η είναι ο συντελεστής απόδοσης της μετατροπής της δυναμικής ενέργειας σε ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία. Με βάση τη σχέση αυτή είναι εφικτός ο προσδιορισμός μερικών χρήσιμων ποσοτήτων, όπως είναι το «ποσοστό πρόσπτωσης Eddington», το οποίο ορίζει το ποσοστό που χρειάζεται για να παραχθεί η λαμπρότητα Eddington

$$\dot{M}_{Edd} = \frac{L_{Edd}}{\eta c^2}.$$
(1.7)

Επιπλέον, ορίζεται ο χρόνος Eddington, ο οποίος είναι ο τυπικός χρόνος που συνδέεται με την πρόσπτωση και δίνεται από τη σχέση

$$t_{Edd} = \frac{M}{\dot{M}_{Edd}} \simeq 4 \times 10^8 \eta \text{ χρόνια.}$$
(1.8)

Ο παραπάνω ορισμός επιτρέπει την έχφραση ενός ειδιχού ποσοστού πρόσπτωσης, το οποίο είναι ποσοστό πρόσπτωσης ανά μονάδα μάζας της μελανής οπής

$$\frac{L}{L_{Edd}} \propto \frac{\dot{M}}{\dot{M}_{Edd}}.$$
(1.9)

Έτσι ορίζεται το χανονιχοποιημένο ποσοστό πρόσπτωσης μάζας

$$\dot{m} = \dot{M}/M_{Edd},\tag{1.10}$$

το οποίο θα χρησιμοποιηθεί στην παρούσα εργασία.

Εκπομπή από τον Δίσκο Προσαύξησης

Υπάρχει ένα χαθιερωμένο μοντέλο [Shakura and Sunyaev, 1976] χατά το οποίο υλικό τριγύρω από τη μελανή οπή σχηματίζει έναν δίσκο προσαύξησης ενώ σε μερικές περιπτώσεις έχει ανιχνευθεί εκπομπή από αυτόν [Edelson et al., 2015]. Ο δίσκος ονομάζεται πολυχρωματικός, καθώς τοπικά μπορεί να θεωρηθεί ως τέλειο μέλαν σώμα και εκπέμπει από τις μαλακές ακτίνες X (εσωτερικό του δίσκου) έως το οπτικό/υπέρυθρο (εξωτερικά στρώματα του δίσκου). Η θερμοκρασία σε σχέση με την ακτίνα δίνεται από τον ακόλουθο τύπο

$$T(R) = \left(\frac{3GM\dot{M}}{8\sigma\pi R^3} \left[1 - (\frac{R_{in}}{R})^{1/2}\right]\right)^{1/4}.$$
 (1.11)

Οι διαδιχασίες διάχυσης στο δίσχο προσαύξησης, μεταφέρουν ύλη προς την χεντριχή μελανή οπή χαι στροφορμή προς τα έξω, με αποτέλεσμα τη θέρμανση του δίσχου. Πάνω από τον δίσχο προσαύξησης θεωρείται ότι υπάρχει ένα στέμμα με θερμού πλάσματος. Τα φωτόνια τα οποία προέρχονται από το δίσχο σχεδάζονται μέσω αντίστροφου σχεδασμού Compton (δες χεφάλαιο 2) στις σχληρές αχτίνες Χ. Επιπλέον, από το δίσχο προσαύξησης μπορεί να υπάρχουν έντονοι θερμιχά διεγερμένοι άνεμοι οι οποίοι προέρχονται από τον δίσχο προσαύξησης. Ένα μοντέλο ανέμου θα παρουσιαστεί στο χεφάλαιο 3 χαι θα μελετηθεί η συνεισφορά του στο φάσμα των ΕΓΠ.

²Μέσος αριθμός πρωτονίων και νετρονίων ανά ηλεκτρόνιο, περίπου 1.17 για πλήρως ιονισμένο αέριο ηλιακής σύστασης.



Σχήμα 1.3: Καλλιτεχνική απεικόνιση του δίσκου προσαύξησης και του πίδακα ενός ΕΓΠ. Η σύγκριση γίνεται ως προς την ακτινα Schwartzild, στο σχήμα ορίζεται ως R_g . Διακρίνεται το στέμμα πάνω από το δίσκο, καθώς και οι περιοχές εκπομπής. Credit: http://inspirehep.net/.

Advection Dominated Accretion Flow- Δ ίσχοι ADAF

Στη συγκεκριμένη εργασία θα μελετηθούν θερμικά διεγερμένοι άνεμοι οι οποίοι προέρχονται από δίσκους τύπου ADAF, γι΄ αυτό το λόγο θα γίνει μία μικρή αναφορά στο σημείο αυτό.

Σε περιπτώσεις όπου η πρόσπτωση ύλης είναι υπερ-Eddington τότε υπάρχει μία λύση για του δίσκους προσαύξησης, η περίπτωση των οπτικά πυκνών δίσκων ADAF. Σε αυτή την κατηγορία δίσκων το μεγάλο οπτικό βάθος του αερίου που εισρέει προς τη μελανή οπή, «εγκλωβίζει» την ακτινοβολία και τη μεταφέρει προς αυτή. Ενώ, στην περίπτωση που είναι υπό-Eddington, το αέριο που εισρέει έχει πολύ χαμηλή πυκνότητα και είναι εφικτό να «ψυχθεί» αποδοτικά εντός του χρόνου που διαρκεί η πρόσπτωση. Η ενέργεια του ιξώδους «αποθηκεύεται» στο αέριο ως θερμική αντί να ακτινοβοληθεί και μεταφέρεται στην κεντρική πηγή, αυτός είναι ο οπτικά αραιός δίσκος ADAF, [Narayan et al., 1998].

Παρακάτω θα περιγραφεί εν συντομία η δυναμική των δίσκων ADAF. Έστω μία σταθερή αξισυμμετρική ροή. Η δυναμική περιγράφεται από τις εξισώσεις διατήρησης της μάζας, της ορμής, της στροφορμής και της ενέργειας

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{dR}}(\rho R H \upsilon) = 0, \qquad (1.12)$$

$$v\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{dR}} - \Omega^2 R = -\Omega_K^2 R - \frac{1}{\rho}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{dR}}(\rho c_s^2), \qquad (1.13)$$

$$v\frac{\mathrm{d}(\Omega \mathrm{R}^2)}{\mathrm{d}\mathrm{R}} = \frac{1}{\rho R H} \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\mathrm{R}} \left(\nu \rho R^3 H \frac{\mathrm{d}\Omega}{\mathrm{d}\mathrm{R}}\right),\tag{1.14}$$

$$\rho \nu T \frac{\mathrm{ds}}{\mathrm{dR}} = q^{+} - q^{-} = \rho \nu R^{2} \left(\frac{\mathrm{d}\Omega}{\mathrm{dR}}\right)^{2} - q^{-} \equiv f \nu \rho R^{2} \left(\frac{\mathrm{d}\Omega}{\mathrm{dR}}\right)^{2}, \qquad (1.15)$$

όπου ρ η πυχνότητα του αερίου, R η αχτίνα, $H \sim c_s \Omega_K$ η χλίμαχα ύψους, v η αχτινική ταχύτητα, c_s η ταχύτητα του ήχου, T η θερμοκρασία, Ω η γωνιακή ταχύτητα, Ω_K η κεπλεριανή γωνιακή ταχύτητα, s η ειδική εντροπία του αερίου, q^+ η ενέργεια λόγω ιξώδους ανά μονάδα όγκου και q^- οι απώλειες λόγω αχτινοβολίας ανά μονάδα όγκου. Η παράμετρος f μετράει το βαθμό κατά τον οποίο υπερισχύει η μεταφορά, είναι το ποσοστό που εκφράζει την ποσότητα ενέργειας που μετατρέπεται σε θερμότητα. Το κινηματικό ιξώδες ν συνήθως εξαρτάται από την παράμετρο α των Shakura & Sunayaev

$$\nu \equiv \alpha c_s H = \alpha \frac{c_s^2}{\Omega_K},\tag{1.16}$$

όπου το α είναι ανεξάρτητο του R. Η εξίσωση συνέχειας 1.12 δίνει

$$\dot{M} = (2\pi R)(2H)\rho|v| =$$
σταθερό. (1.17)

Και η εξίσωση ενέργειας μπορεί να γραφτεί ξανά ως εξής

$$q^{adv} = q^+ - q^-, (1.18)$$

όπου q^{adv} αναπαριστά την ενέργεια οι οποία μεταφέρεται. Οπότε ανάλογα με τις τιμές των μεγεθών της τελευταίας εξίσωσης προχύπτουν οι εξής περιπτώσεις

- q⁺ ~ q⁻ >> q^{adv}. Πρόχειται για μία ψυχρή ροή «ψυχρή», όπου όλη η ενέργεια η οποία απελευθερώνεται από το ιξώδες αχτινοβολείται και το ποσό της ενέργειας που μεταφέρεται είναι αμελητέο.
- $q^{adv} \simeq q^+ >> q^-$. Πρόκεται για την περίπτωση δίσκου ADAF όπου όλη η ενέργεια λόγω ιξώδους αποθηκεύεται στο αέριο το οποίο μεταφέρεται στη μελανή οπή. Το ποσό ψύξης είναι αμελητέο σε σχέση με τη θερμότητα. Για δοσμένο \dot{M} , ένας ADAF δίσκος είναι λιγότερο λαμπρός σε σχέση με έναν δίσκο, ο οποίος κυριαρχείται από απώλειες λόγω ψύξης.
- q^{adv} ~ q⁻ >> q⁺. Σε αυτή την εκδοχή υπάρχει ακτινοβολία μέσω τς μετατροπής της εντροπίας του εισρέοντος αερίου, όπως για παράδειγμα η πρόσπτωση Bondi, η οποία όμως δεν αναφέρεται σε δίσκους προσαύξησης.

Συνεχής εκπομπή από το εσωτερικό Πίδακα

Υπάρχουν μοντέλα τα οποία υποστηρίζουν ότι λόγω της πρόσπτωσης δημιουργείται ένας ισχυρά εστιασμένος πίδαχας, ο οποίος διατηρεί την χατευθυντιχότητά του σε μεγάλες αποστάσεις από την χεντριχή πηγή (~ pc). Οι ιδιότητες του πίδαχα δεν είναι απολύτως γνωστές, αλλά πιστεύεται ότι χοντά στη βάση χυριαρχεί το μαγνητιχό πεδίο, ενώ όσο αυξάνεται η απόσταση από αυτή χυριαρχεί η χινητιχή ενέργεια της ύλης. Σωματίδια επιταχύνονται σε ενέργειες της τάξης των Gev – Tev (ο παράγοντας Lorentz των ηλεχτρονίων είναι της τάξης του $\gamma_e = 10^6$) λόγω χρουστιχών χυμάτων ή λόγω μαγνητιχής επανασύνδεσης. Αν θεωρήσουμε ότι η εχπομπή οφείλεται σε σχετιχιστιχά ηλόγω μαγνητιχής επανασύνδεσης. Αν θεωρήσουμε ότι η εχπομπή οφείλεται σε σχετιχιστιχά ηλέχτρονίων σε χαμηλές ενέργειες λόγω αχτινοβολίας συγχροτρον χαι σε υψηλές ενέργειες λόγω αντίστροφου σχεδασμού Compton. Τα ηλεχτρόνια σκεδάζονται είτε σε εξωτεριχό πεδίο φωτονίων (για παράδειγμα από το δίσχο προσαύξησης, τα νέφη εχπομπής χ.α.) είτε σε εσωτεριχό (τα φωτόνια που παράγονται από σύγχροτρον αχτινοβολία). Μέσω της συνεχής εχπομπής από το εσωτεριχό του πίδαχα είναι εφιχτό να μελετηθεί η χρονιχή εξάρτηση της επιτάχυνσης των σωματιδίων.

Νέφη Εκπομπής και Άνεμοι

Οι παρατηρούμενες γραμμές εκπομπής θεωρούνται ότι προέρχονται από ιονισμένα νέφη. Η υπόθεση των νεφών και γενικότερα των συγκεντρώσεων ύλης είναι δικαιολογήμένη λόγω παρατηρήσεων και σε άλλες αστροφυσικές περιοχές, όπως για παράδειγμα από τις ενδογαλαξιακές περιοχές (με εκπομπή HII) και του μεσοαστρικού χώρου. Παρατηρησιακά ανιχνεύονται νέφη με πλατιές και στενές γραμμές εκπομπής. Επιπλέον, η ένταση των γραμμών εκπομπής που έχουν παρατηρηθεί στους ΕΓΠ απαιτούν μεγάλες συγκεντρώσεις,για παράδειγμα τα νέφη με πλατιές γραμμές εκπομπής (BLR - Broad Line Region) έτσι ώστε να παράγονται γραμμές για χαμηλά και υψηλά ποσοστά ιονισμού. Η σταθερότητα των νεφών είναι κάπως περίπλοκη από την άποψη, ότι θα πρέπει να είναι είτε βαρυτικά δεσμευμένα είτε να περιορίζονται από εξωτερικές πιέσεις.

Λεπτομερείς φασματικές αναλύσεις του εύρους των πλατιών γραμμών εκπομπής δείχνουν ότι συνδέονται με περιοχές οι οποίες αναπτύσσουν ταχύτητες της τάξης των μερικών χιλιάδων χιλιομέτρων το δευτερόλεπτο. Προκειμένου να επιτευχθεί ο ιονισμός των νεφών, θα πρέπει να δεχθούν ισχυρή υπεριώδη ακτινοβολία από την κεντρική περιοχή. Η μεταβλητότητα στην πηγή, προκαλεί καθυστέρηση στην ανταπόκριση των νεφών, επομένως μπορεί να προσδιοριστεί η απόσταση που έχουν από αυτή. Τα νέφη με πλατιές γραμμές εκπομπής απέχουν απόσταση μικρότερη του ενός parsec. Ενώ αντίθετα, τα νέφη με στενές γραμμές εκπομπής βρίσκονται σε απόσταση περίπου ένα kpc, με ταχύτητες μερικών εκατοντάδων χιλιομέτρων το δευτερόλεπτο. Σε πρώτης τάξης προσέγγιση αν θεωρήσουμε ότι τα νέφη περιστρέφονται κεπλεριανά γύρω από την κεντρική περιοχή, μπορούμε να προσδιορίσουμε τη μάζα αυτής. Με χρήση της γνωστής σχέσης $M = v^2 r_{veg}/G$ προκύπτει το συμπέρασμα ότι η πηγή έχει μεγάλη συγκέντρωση μάζας.

Εναλλαχτικά, θα μπορούσε αέριο να εκρέει από το κεντρικό δίσχο ή από άλλες περιοχές του πυρήνα με τη μορφή ενός συνεχούς ανέμου. Τέτοιες ροές χαραχτηρίζονται από συνεχείς μεταβολές της πυχνότητας και της ταχύτητας και είναι πολύ διαφορετικές από τα νέφη τα οποία περιγράφηκαν παραπάνω. Η εκπομπή και η απορρόφηση που παρουσιάζει το φάσμα είναι διαφορετική σε σχέση με τα νέφη, εξαιτίας της διαφάνειας, της δομής του ανέμου καθώς και της περιοχής στην οποία αυτά ιονίζονται. Η περίπτωση του ανέμου θα μελετηθεί στο κεφάλαιο 3. Στην παρούσα εργασία μελετάται η περίπτωση το εξωτερικό πεδίο φωτονίων να σχετίζεται με τον άνεμο από το δίσκο προσαύξησης, κεφάλαια 4, 5.



Σχήμα 1.4: Φάσμα ενός ΕΓΠ, τύπου Seyfert, στο οποίο διαχρίνονται πλατιές και στενές γραμμές εκπομπής διαφόρων στοιχείων Credit: http://cheller.phy.georgiasouthern.edu.

Τόρος

Ο τόρος είναι μία περιοχή μεγέθους 1-100pc η οποία πιθανά βρίσκεται σε μεγάλη απόσταση από την κεντρική μελανή οπή και θεωρείται ότι έχει αριθμητική πυκνότητα $10^4 - 10^6$ (σωματίδια) cm^{-3} και η αντίστοιχη πυκνότητα στήλης υδρογόνου είναι της τάξης 10^{25} cm^{-2} κι ακόμα μεγαλύτερη. Η γεωμετρία του τόρου ή της συγκέντρωσης νεφών με μεγάλη πυκνότητα στήλης είναι επίπεδη. Η δομή αυτή βρίσκεται σε μεγάλο εύρος, οπότε και οι φυσικές παράμετροι του προβλήματος είναι αντίστοιχα πολλές. Μακριά από το κέντρο (10 ή ακόμα και 100 pc) το αέριο είναι οπτικά πυκνό και χαμηλής θερμοκρασίας. Μόνο οι ακτίνες Χ μπορούν να διαπεράσουν τα νέφη σε τόσο μεγάλη απόσταση, αλλά περιορίζονται σε τέτοιες αποστάσεις λόγω των σκεδασμών Compton. Οι συνθήκες που επικρατούν τοπικά θα πρέπει να είναι αντίστοιχες με αυτές των μοριακών νεφών στους γαλαξίες. Επιπλέον, τέτοιου είδους περιοχές πρέπει να περιέχουν μεγάλες ποσότητες σκόνης. Η φασματική τους υπογραφή είναι μέσω εκπομπής στο υπέρυθρο καθώς και η απορρόφηση λόγω των χαρακτηριστικών της σχόνης.

Το εσωτερικό αυτής της δομής επεκτείνεται μέχρι την κεντρική περιοχή ακτινοβολίας. Η θερμοκρασία και ο ιονισμός αυτής της περιοχής εξαρτάται από την παράμετρο ιονισμού. Επιπλέον, τα εσωτερικά μέρη από τον τόρο λειτουργούν ως δεξαμενή για ανέμους καθώς και προσαύξηση μάζας προς τη μελανή οπή. Στον πίνακα ;; παρουσιάζονται οι συνιστώσες των ΕΓΠ και κάποια βασικά χαρακτηριστικά τους.

Συνιστώσα	Διάσταση	Πυχνότητα
Δίσκος Προσαύξησης	$10^{-3}pc$	$\sim 10^{15} cm^{-3}$
BLR	$0.01 - 1 \ pc$	$\sim 10^{10} cm^{-3}$
NLR	$100 - 1000 \ pc$	$\sim 10^{3-5} cm^{-3}$
Τόρος	$1 - 10 \ pc$	$\sim 10^{3-6} cm^{-3}$

Πίναχας	1.1:	Oı	συνιστώσες	των	ЕГΠ
---------	------	----	------------	-----	-----

1.2 Είδη Ενεργών Γαλαξιαχών Πυρήνων

Οι ενεργοί γαλαξίες περιλαμβάνουν πολλές κατηγορίες αντικειμένων, οι οποίες οφείλονται στις διαφορετικές μεθόδους παρατήρησης καθώς και στην πληθώρα χαρακτηριστικών τους. Οι Ενεργοί Γαλαξιακοί Πυρήνες χωρίζονται σε δύο βασικές κατηγορίες του ράδιο-ισχυρούς και τους ράδιοήσυχους. Στην περίπτωση των ράδιο-ισχυρών γαλαξιών παρατηρείται πίδακας καθώς και λοβοί (σχήμα 1.7). Στους ράδιο-ήσυχους γαλαξίες δεν υπάρχει εκπομπή από πίδακα. Παρόλα αυτά, υπάρχουν υποκατηγορίες των δύο βασικών κατηγοριών, οι οποίες παρουσιάζονται παρακάτω. Ο διαχωρισμός των ΕΓΠ είναι αρκετές φορές περίπλοκος, συχνά γίνεται περισσότερο λόγω ιστορικών στοιχείων και της σειράς ανακάλυψης αυτών των αντικειμένων, παρά λόγω φυσικών διαφορών, τις οποίες παρουσιάζουν.



Σχήμα 1.5: Φάσματα από διάφορους ΕΓΠ. Διακρίνονται οι πλατιές και στενές γραμμές εκπομπής. Επίσης, σε σύγκριση υπάρχει ένας κανονικός γαλαξίας, του οποίου το φάσμα χαρακτηρίζεται από τον πληθυσμό των αστέρων τα οποία περιέχει.Credit: www.astr.ua.edu.

1.2.1 Γαλαξίες Seyfert

Η πρώτη τάξη ενεργών γαλαξιών αναγνωρίστηκε από τον Seyfert το 1943, όταν εκείνος παρατήρησε μερικούς γαλαξίες (σχήμα 1.6) με πολύ λαμπρούς πυρήνες που παρουσίαζαν πλατιές γραμμές εκπομπής έντονου ιονισμού. Σε αυτή την κατηγορία ανήκει το μεγαλύτερο πλήθος των ΕΓΠ. Η απόστασή τους είναι σχετικά μικρή, οι γαλαξίες που φιλοξενούν αυτές τις πηγές είναι κατά κύριο λόγο σπειροειδείς και αναλόγως το πλάτος των γραμμών εκπομπής τις οποίες παρουσιάζουν διαιρούνται σε δύο υποκατηγορίες. Οι Seyfert 1 έχουν και πλατιές και στενές γραμμές εκπομπής ενώ οι τύπου 2 έχουν μόνο στενές γραμμές εκπομπής. Για το φάσμα εκπομπής αυτών των πυρήνων υπάρχει εκπομπή στο μακρινό υπέρυθρο, στο υπεριώδες, κάποιοι είναι πηγές ακτίνων Χ ενώ παρουσιάζουν και ασθενή ραδιοεκπομπή. Το μέγεθος της κεντρικής περιοχής θεωρείται μικρό καθώς η μεταβλητότητα που παρουσιάζει η ακτινοβολία από αυτήν είναι της τάξης των ωρών.



Σχήμα 1.6: Φωτογραφίες από το τηλεσκόπιο Hubble από πυρήνες ΕΓΠ, τύπου Seyfert Credit: http://csep10.phys.utk.edu/.

1.2.2 Ραδιογαλαξίες

Οι ραδιογαλαξίες είναι πιο μαχρινά αντιχείμενα και σχετίζονται με ελλειπτικούς γαλαξίες, οι οποίοι έχουν μεγαλύτερη μάζα κεντριχής μελανής οπής (δες λαμπρότητα Eddington παραπάνω). Παρουσιάζουν έντονη εκπομπή στα ράδιο, η οποία σχετίζεται με ακτινοβολία σύγχροτρον και ισχυρή πόλωση της ακτινοβολίας. Η δομή αυτού του είδους ΕΓΠ είναι εκτενής στους χάρτες ράδιο ακτινοβολίας. Έχουν έναν χαρακτηριστικό μεγάλης έκτασης σχηματισμό, τους λοβούς. Οι λοβοί είναι διπλοί, συχνά συμμετρικοί, ενώνονται με την κεντρική πηγή μέσω πιδάκων. Το πιο γνωστό παράδειγμα πίδακα είναι ο γιγάντιος γαλαξίας M87 στον αστερισμό της Παρθένου, ο οποίος ενώνει κατευθείαν την κεντρική πηγή με το λοβό και τον τροφοδοτεί, (σχήμα 1.7).

Το 1974 οι ραδιοπηγές χωρίστηκαν σε δύο υποκατηγορίες από τους Fanaroff και Riley, (FRI/FRII), ο διαχωρισμός έγινε με βάση τη μορφολογία του πίδακα. Οι τύπου Ι έχουν πιο λαμπρούς κεντρικούς πίδακες (συμπαγείς πηγές) ενώ οι τύπου ΙΙ έχουν πιο λαμπρούς ραδιολοβούς (εκτεταμένες πηγές). Με αρκετά λεπτομερείς παρατηρήσεις γίνεται κατανοητή η μεταφορά ενέργειας εντός της ραδιοπηγής. Για παράδειγμα τα FRI αντικείμενα είναι πηγές λαμπρές στο κέντρο άρα ακτινοβολούν ένα σημαντικό ποσοστό της ενέργειας τους κατά μήκος της διαδρομής, ενώ τα FRII έχουν αμυδρούς πίδακες με λαμπρές περιοχές στο τέλος των λοβών, οπότε παρουσιάζουν αποδοτική μεταφορά ενέργειας σε αυτό το σημείο. Από την ανάλυση των δεδομένων, υποστηρίζεται ότι τα σωματίδια των FRII κινούνται σχετικιστικά εντός των λοβών (με ταχύτητες τουλάχιστον 0.5c). Η παραπάνω διαφοροποίηση θα μπορούσε να σχετίζεται και με το περιβάλλον των ραδιογαλαξιών. Παρατηρησιακά στους τύπου Ι συνήθως υπάρχουν δύο αμυδρούς πίδακες ενώ στους τύπου ΙΙ εμφανίζεται ένας λαμπρός πίδακας.

Οι ραδιογαλαξίες έχουν πολύ λαμπρούς πυρήνες και όπως και οι γαλαξίες Seyfert τύπου Ι παρουσιάζουν πλατιές (BRLG) και στενές (NRLG) γραμμές εκπομπής, (σχήμα 1.5).



Σχήμα 1.7: Ο Κύχνος Α είναι ένας χαραχτηριστικός ραδιογαλαξίας, στον οποίο μπορούμε να διακρίνουμε δύο πίδαχες, τον πυρήνα χαθώς χαι τους ραδιολοβούς και πως αυτοί αλληλεπιδρούν με το εξωτερικό περιβάλλον Credit: http://www.cefns.nau.edu/.

1.2.3 Quasar

Τη δεκαετία του 1960 ανακαλύφθηκαν πηγές που έμοιαζαν αρκετά με αστέρια καθώς παρουσίαζαν φάσμα με πλατιές και στενές γραμμές, σε άγνωστες θέσεις, (σχήμα 1.8β'). Μετά από 3 χρόνια οι αστρονόμοι αντιλήφθηκαν ότι ήταν οι γνωστές γραμμές οι οποίες έχουν υποστεί μεγάλη ερυθρομετάθεση, (σχήμα 1.8α'). Ο γαλαξίας 3C273 ήταν ο πρώτος ο οποίος ταυτοποιήθηκε από τον Schmidt το 1963 με ερυθρομετάθεση, z = 0.158. Ο 3C273 ήταν η πιο μακρινή πηγή στο Σύμπαν, η οποία είχε παρατηρηθεί μέχρι τότε. Οι πηγές αυτές ονομάστηκαν ημιαστρικές ραδιοπηγές λόγω της έντονης εκπομπής ράδιο κυμάτων και της λάθος ερμηνείας ότι το φάσμα τους σχετιζόταν με αστέρες καθώς και το γεγονός ότι οι πηγές ήταν σημειακές, σε συντομία Quasar (quasi-stellar radio sources). Το γεγονός ότι παρατηρούμε αυτές τις πηγές ενώ βρίσκονται σε τόσο μεγάλη απόσταση, σημαίνει ότι έχουν πολύ μεγάλες λαμπρότητες, σε κάποιες περιπτώσεις θα μπορούσαν να ξεπεράσουν κατά χιλιάδες φορές τη λαμπρότητα του Γαλαξία.

Όσο αυξανόταν η διακριτική ικανότητα των οργάνων και η τεχνολογία εξελισσόταν διαπιστώθηκε ότι μόνο το 10% αυτών των πηγών είναι ραδιοενεργές. Επομένως, δεν είναι βασικό χαρακτηριστικό η ραδιοεκπομπή και η πλειοψηφία τους είναι ραδιο-ήσυχοι γαλαξίες, quasi-stellar objects - QSOs, οι οποίοι μοιάζουν με τα αντικείμενα Seyfert 1 με κύρια διαφορά την απόστασή και τη λαμπρότητα τους. Οι ραδιοισχυροί quasar μοιάζουν μορφολογικά με τους ραδιογαλαξίες αφού παρουσιάζουν συμπαγείς πυρήνες και πίδακες. Το φάσμα των quasar εκτείνεται σε όλο το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα και παρουσιάζει ταχείες μεταβολές.

1.2.4 Blazar

Η πιο ακραία κατηγορία ενεργών γαλαξιών είναι οι blazar, οι οποίοι ήταν μεταξύ πηγών που παρατηρήθηκαν και σε χαμηλές συχνότητες και παρουσίαζαν φάσμα χωρίς γραμμές εκπομπής. Η εξέλιξη της τεχνολογίας στην παρατήρηση ράδιο σημάτων βοήθησε στην ανίχνευση περισσοτέρων αντικειμένων με το παραπάνω χαρακτηριστικό. Επιπλέον, παρατηρήθηκε ότι το γωνιακό μέγεθος όλων αυτών των συμπαγών αντικειμένων είναι πολύ μικρό· επιπρόσθετα παρουσίαζουν μεταβλητότητα σε μία χρονική κλίμακα ετών. Το συμπαγές αυτών των αντικειμένων επιβεβαιώνεται από την εκπομπή στις ακτίνες γάμμα αλλά και μέσω παρατηρήσεων στο ράδιο (Very Long Baseline Interferomery-VLBI) έδειξαν ότι η θερμοκρασία λαμπρότητας αυτών των πηγών είναι $T_b = (\lambda^2/2k)(S_{\nu}/\theta^2 \ge 10^{10}K$, υποδεικνύοντας ότι τα ηλεκτρόνια της πηγής είναι σχετικιστικά. Επομένως οι πηγές αυτές



 (β') Quasar

Σχήμα 1.8: (α') Η γραμμές του φάσματος του 3c273 και η συγκρισή τους με το φάσμα αναφοράς που φανερώνει την έντονη ερυθρομετάθεση. Hubble. Credit:http://www.ast.cam.ac.uk. (β') Εικόνες quasars στο ορατό από το Hubble. Credit: http://hubblesite.org.

μπορούν να χαραχτηριστούν ως χοσμιχοί επιταχυντές με τα σωματίδια να έχουν έντονη εχπομπή στις αχτίνες γάμμα.

Οι blazar χωρίζονται σε δύο βασικές κατηγορίες: τα αντικείμενα BL Lac και τους ραδιοισχυρούς quasar με επίπεδο φάσμα (flat spectrum radio quasas, FSRQs). Τα BL Lac αντικείμενα στο οπτικό μοιάζουν με άστρα χωρίς γραμμές εκπομπής και είναι αρκετά κοντινά αντικείμενα, σε αντίθεση με τα FSRQs τα οποία είναι μακρινά αντικείμενα και παρουσιάζουν αμυδρές γραμμές εκπομπής. Και οι δύο κατηγορίες σχετίζονται με μεγάλους ελλειπτικούς γαλαξίες και παρουσιάζουν έντονη και γρήγορη μεταβλητότητα στη λαμπρότητά τους καθώς και ισχυρή πόλωση. Στον πίνακα ;; παρουσιάζονται βασικά χαρακτηριστικά των διαφόρων ΕΓΠ καθώς και ενός συνήθη γαλαξία.

1.3 Μοντέλο ενοποίησης ενεργών γαλαξιών

Όπως αναφέρθηκε στην προηγούμενη παράγραφο οι διαφορετικοί ΕΓΠ έχουν κάποια φυσικά χαρακτηριστικά τα οποία παρουσιάζουν ομοιότητες. Η κατανόηση αυτών των ομοιοτήτων μπορε-

	Seyfert	Ραδιογαλαξίες	Quasar	Blazar	Συνήθης γαλαξίας
Στενές γραμμές εκπομπής	\checkmark	\checkmark	\checkmark	-	αμυδρές
Πλατιές γραμμές εκπομπής	τύπου Ι	BLRG	\checkmark	πολύ αμυδρές	—
Ραδιοισχυροί	-	\checkmark	10%	\checkmark	_
Πίδαχες	_	\checkmark	μεριχοί	_	_
Μεταβλητότητα	\checkmark	\checkmark	\checkmark	\checkmark	-

Πίνακας 1.2: Τα χαρακτηριστικά των ΕΓΠ σε αντίθεση με έναν κανονικό γαλαξία.



Σχήμα 1.9: Καλλιτεχνική απεικόνιση ενός blazar. Credit: http://www.nasa.gov/.

ί να οδηγήσει στην εύρεση και ελαχιστοποίηση του αριθμού των φυσικών παραμέτρων οι οποίες χαρακτηρίζουν αυτές τις πηγές. Υπάρχει μία κοινά αποδεκτή θεωρία για το ενοποιημένο μοντέλο των Ενεργών Γαλαξιακών Πυρήνων. Σύμφωνα με αυτή τη θεωρία, η εκπομπή είναι ανισοτροπική και η εικόνα που παρουσιάζεται σχετίζεται με τη γωνία παρατήρησης των αντικειμένων αυτών. Το σχήμα ενοποίησης [Urry and Padovani, 1995] έχει ως κύρια παράμετρο διαφοροποίησης τη γωνία παρατήρησης καθώς επίσης και την εκπομπή ή μη στα ράδιο κύματα, (σχήμα 1.10).

1.3.1 Ραδιοήσυχοι γαλαξίες

Η δομή σε ένα ραδιοήσυχο γαλαξία είναι η ακόλουθη. Δεν υπάρχει πίδακας, επομένως ένας παρατηρητής, ο οποίος κοιτάει κοντά στον άξονα περιστροφής του δίσκου, θα δει ακτίνες X και υπεριώδες από το κέντρο του ενεργού γαλαξία. Επιπλέον, θα παρατηρήσει στενές και πλατιές γραμμές εκπομπής από τα αντίστοιχα νέφη, ενώ από τον τόρο υπέρυθρη ακτινοβολία. Τα παραπάνω χαρακτηριστικά όπως έχει προαναφερθεί συσχετίζονται με έναν Seyfert γαλαξία τύπου 1. Αντίθετα, όσο η ευθεία παρατήρησης τείνει να γίνει παράλληλη προς το επίπεδο του τόρου, τότε η ακτινοβολία X και οι πλατιές γραμμές θα έχουν απορροφηθεί και έτσι θα τείνει να παρατηρείται ένας Seyfert γαλαξίας τύπου 2. Αντίστοιχα θα είναι και οι ραδιοήσυχοι quasar με τη μόνη διαφορά ότι θα παρουσιάζουν μεγαλύτερη λαμπρότητα.

1.3.2 Ραδιοισχυροί γαλαξίες

Στους ραδιοισχυρούς γαλαξίες υπάρχουν πίδαχες και ραδιολοβοί. Σε αντιστοιχία με πριν, ένας παρατηρητής που χοιτάει χάθετα στον πίδαχα θα δει στενές γραμμές και πίδαχες με λοβούς, αχριβώς έτσι όπως παρατηρούνται οι NLRG. Όσο η ευθεία παρατήρησης πλησιάζει τον άξονα και η γωνία γίνεται όλο και πιο μιχρή εμφανίζονται και πλατιές γραμμές εκπομπής και φαίνεται ένας BLRG. Όσο



Σχήμα 1.10: Το ενοποιημένο μοντέλο των ΕΓΠ. Credit: http://www.sternwarte.unierlangen.de/ krauss.

η γωνία παρατήρησης γίνεται όλο και πιο μικρή η επίδραση του πίδακα είναι περισσότερο αισθητή, έτσι λόγω σχετικιστικής εστίασης παρατηρείται ένας πίδακας και η ακτινοβολία από το κέντρο του ΕΓΠ γίνεται ορατή και το αντικείμενο φαίνεται ως ένας quasar. Όταν ουσιαστικά ο πίδακας είναι στραμμένος προς τον παρατηρητή, τότε ανιχνεύεται ένας blazar καθώς η ακτινοβολία του πίδακα καλύπτει οποιαδήποτε άλλη συνιστώσα, (σχήμα 1.9).

Ανοιχτό ερώτημα αποτελεί ο διαχωρισμός των ΕΓΠ σε ραδιοήσυχους και ραδιοισχυρούς, ουσιαστικά η κατανόηση του πίδακα, πώς δημιουργείται και ποια είναι η εξέλιξή του. Από μοντέλα [Meier, 2002] φαίνεται ότι η παραγωγή πιδάκων σχετίζεται με την περιστροφή της μελανής οπής, την πρόσπτωση μάζας σε αυτή, καθώς και τη μάζα της. Βεβαίως παρατηρησιακά, το τηλεσκόπιο Fermi, (σχήμα 1.11β'), έχει ανιχνεύσει Seyfert γαλαξίες με εκπομπή ακτίνων γ, οπότε ίσως υπάρχει πίδακας και σε αυτά τα αντικείμενα· γεγονός που περιπλέκει το μοντέλο ενοποίησης. Επειδή τα αντικείμενα αυτά σχετίζονται με σπειροειδείς γαλαξίες, φαίνεται ότι η ύπαρξη πιδάκων είναι ανεξάρτητη του τύπου που έχει ο γαλαξίας που τους φιλοξενεί.

1.4 Παρατηρήσεις Blazar

Στην παρούσα εργασία θα μελετηθούν οι blazar, οι οποίοι όπως ήδη έχουμε αναφέρει εκπέμπουν σε όλο το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα (σχήμα 1.11α') και σχηματίζουν μικρή γωνία παρατήρησης με τον πίδακα, με αποτέλεσμα να υπάρχει εκπομπή στις ακτίνες γάμμα.

Η κυριαρχία των blazar στις υψηλές ενέργειες γίνεται αντιληπτή από την εποχή του ανιχνευτή EGRET [Lin et al., 1999] και τα τελευταία χρόνια εδραιώνεται με τον δορυφόρο Fermi (σχήμα 1.11β') και με τα επίγεια τηλεσκόπια ανίχνευσης ακτινοβολίας Cherenkov HESS, MAGIC και VER-ITAS. Ο τρίτος κατάλογος του Fermi [Abdo et al., 2015] περιλαμβάνει 1591 ΕΓΠ εκ των οποίων το 98% των αντικειμένων είναι blazar.

Τα πολυχυματικά φάσματα των blazar μπορεί να εκτείνονται σε 20 τάξεις μεγέθους, από τις ραδιοσυχνότητες μέχρι τις ακτίνες γάμμα σε ενέργειες της τάξης των TeV. Αποτελούνται από δύο βασικές συνιστώσες, μία σε χαμηλές ενέργειες και μία σε υψηλές. Στο κεφάλαιο 4 γίνεται λεπτομερής παρουσίαση του φάσματός τους. Ανάλογα με την ακριβή θέση του μεγίστου της χαμηλοενεργειακής συνιστώσας χωρίζονται σε υποκατηγορίες FSRQ, LBL (Low frequency peaked BL Lac objects), IBL (Intermediate frequency peaked BL Lac obects και HBL (High frequency peaked BL Lac objects). Στο κεφάλαιο 5 θα παρουσιαστεί μία τάση που έχει παρατηρηθεί στους Blazar κι αφορά τη λαμπρότητα την οποία έχουν και ο τρόπος που αυτή σχετίζεται με το μέγιστο της ενέργειας που παρουσιάζουν οι δύο συνιστώσες, τη γνωστή ακολουθία των blazar.

Ένα άλλο βασικό χαρακτηρισιτκό των blazar είναι η έντονη μεταβλητότητα την οποία παρουσιάζουν σε όλες τις συχνότητες. Γι' αυτό το λόγο είναι πολύ χρήσιμα τα πολυκυματικά φάσματα τα οποία προκύπτουν από συνεργασία πολλών ανιχνευτών. Η εκπομπή στις υψηλές ενέργειες μπορεί να μεταβληθεί κατά έναν παράγοντα ~ 10 μεταξύ διαφορετικών παρατηρήσεων.



 (α') Πολυχυματικές Παρατηρήσεις blazar.Credit: http://veritas.sao.arizona.edu.



(β') Το τηλεσχόπιο ακτίνων γάμμα Fermi.Credit: http://www.nasa.gov/.

Σχήμα 1.11: Βασικό χαρακτηριστικό των blazar είναι η εκπομπή στις ακτίνες γάμμα. Οι παρατηρήσεις στις υψηλές ενέργειες συμβάλλουν καθοριστικά στην κατανόηση των φυσικών διεργασιών στις πηγές αυτές.

Κεφάλαιο 2

Φυσικές διεργασίες

Στο παρόν χεφάλαιο θα παρουσιαστούν οι φυσικές διεργασίες οι οποίες σχετίζονται με το φάσμα αχτινοβολίας των Ενεργών Γαλαξιαχών Πυρήνων και οι οποίες χρησιμοποιούνται στην παρούσα εργασία. Θα γίνει μελέτη του λεπτονιχού μοντέλου, επομένως τα σωματίδια στα οποία θα γίνεται αναφορά είναι ηλεχτρόνια. Σωματίδια τα οποία βρίσχονται εντός μίας σχετιχιστιχής ροής, τα οποία επιταχύνονται σε υψηλές ενέργειες και υπόχεινται σε ενεργειαχές απώλειες λόγω της χίνησης εντός μαγνητιχού πεδίου, τη γνωστή αχτινοβολία σύγχροτρον, χαθώς επίσης απώλειες λόγω αντιστρόφου σχεδασμού Compton εξαιτίας παρουσίας πεδίου φωτονίων. Η προέλευση των φωτονίων μπορεί να είναι είτε εξωτεριχά της ροής (παραδείγματος χάριν φωτόνια από τον δίσχο προσαύξησης, από τα νέφη με πλατιές γραμμές εχπομπής χ.α.) είτε εσωτεριχά από τα σύγχροτρον φωτόνια.

2.1 Ακτινοβολία Σύγχροτρον

Η ακτινοβολία σύγχροτρον εκπέμπεται από σχετικιστικά φορτισμένα σωματίδια τα οποία βρίσκονται εντός μαγνητικού πεδίου. Τα σωματίδια διαγράφουν ελικοειδείς τροχιές γύρω από τις δυναμικές γραμμές του πεδίου, έτσι επιταχύνονται και χάνουν ενέργεια μέσω ακτινοβολίας. Επειδή πρόκειται για σχετικιστικά σωματίδια, η εκπεμπόμενη ακτινοβολία είναι εστιασμένη προς την κατεύθυνση της κίνησής τους¹.

Οι ενεργειαχές απώλειες σχετικιστικού ηλεκτρονίου με παράγοντα Lorentz $\gamma = E/m_ec^2 >> 1$, του οποίου η ταχύτητα σχηματίζει σταθερή γωνία με το μαγνητικό πεδίο B, είναι

$$-\frac{\mathrm{dE}}{\mathrm{dt}}(\theta) = 2\sigma_{\tau} c U_B \sin^2 \theta \gamma^2 \beta^2, \qquad (2.1)$$

όπου σ_{τ} η ενεργός διατομή Thomson, c η ταχύτητα του φωτός². Επιπλέον

$$U_B = \frac{B^2}{8\pi} \tag{2.2}$$

είναι η ενεργειαχή πυχνότητα του μαγνητιχού πεδίου. Για ισοτροπιχή χατανομή ηλεκτρονίων, προχύπτει η σχέση

$$-\frac{\mathrm{dE}}{\mathrm{dt}} = \frac{4}{3}\sigma_{\tau}cU_B\gamma^2\beta^2 \tag{2.3}$$

Ο συντελεστής εκπομπής σύγχροτρον ενός ηλεκτρονίου δίνεται από τη σχέση [Blumenthal and Gould, 1970]:

$$j_s(\nu,\theta) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin\theta}{m_e c^2} g_s\left(\frac{\nu}{\gamma^2 \nu_0 \sin\theta}\right),\tag{2.4}$$

¹Λόγω του ότι στην παρούσα εργασία θα μελετηθούν λεπτονικά μοντέλα, δηλαδή μοντέλα που αναφέρονται σε σχετικιστικά ηλεκτρόνια, όταν λέμε σωματίδια εννοούμε ηλεκτρόνια εκτός κι αν γίνεται κάποια συγκεκριμένη αναφορά.

 $^{^2 \}mathrm{O}$ ι τιμές των σταθερών δίνονται στο παράρτημα A'

όπου e, m_e το φορτίου και η μάζα του ηλεκτρονίου αντίστοιχα και $g_s = x \int_x^\infty dy K_{5/3}(y)$, $K_{5/3}$ είναι η τροποποιημένη συνάρτηση Bessel τάξης 5/3. Η χαρακτηριστική συχνότητα $\nu_0 = \frac{3eB}{4\pi m_e c}$ είναι πολλαπλάσιο της συχνότητας κυκλότρου³. Η εξάρτηση της λαμπρότητας από τη συχνότητα καθορίζεται από τη συνάρτηση $g_s(x)$, $g_s(x << 1) \propto x^{1/3}$, ενώ σε μεγάλες συχνότητες υπάρχει εκθετική μείωση $g_s(x >> 1) \propto x^{1/2}e^{-x}$. Το μέγιστο εμφανίζεται στη συχνότητα $\nu_{max} = \frac{3eB}{4\pi m_e c} \gamma^2 \sin \theta$, όπου η συχνότητα μετριέται σε Hz.

Για ισοτροπική ροή η 2.4 είναι πιο περίπλοκη, αποδεικνύεται ότι [Crusius and Schlickeiser, 1986]

$$j_s(\nu) = \frac{\sqrt{3}e^3 B}{m_e C^2} F_s\left(\frac{\nu}{\gamma^2 \nu_0}\right),\tag{2.5}$$

όπου $F_s(x) = \frac{x^2}{2} \left(K_{4/3}\left(\frac{x}{2}\right) K_{1/3}\left(\frac{x}{2}\right) - \frac{3}{10}x \left(K_{4/3}^2\left(\frac{x}{2}\right) - K_{1/3}^2\left(\frac{x}{2}\right) \right) \right)$. Η F_s έχει παρόμοια μορφή με την g_s και παρουσιάζει μέγιστο στη συχνότητα $\nu_{max} = 2.6 \times 10^6 B\gamma^2$, η οποία μετριέται σε Hz.

2.1.1 Το φάσμα σύγχροτρον μίας κατανομής ηλεκτρονίων

Όταν έχουμε μία κατανομή ηλεκτρονίων $\tilde{N}(\gamma)^4$, το συνολικό φάσμα θα δίνεται από την ολοκλήρωση του φάσματος που εκπέμπει κάθε ηλεκτρόνιο ως προς τις ενέργειες των ηλεκτρονίων

$$J_s(\nu) = \int_1^\infty \mathrm{d}\gamma \tilde{N}(\gamma) j_s(\nu). \tag{2.6}$$

Έστω μία κατανομή ηλεκτρονίων με τη μορφή νόμου δύναμης

$$N(\gamma) = k_e \gamma^{-s} \gamma \alpha \gamma_{min} < \gamma < \gamma_{max}$$
(2.7)

το φάσμα το οποίο προχύπτει είναι

$$J_{s}(\nu) \begin{cases} \nu^{1/3} & \gamma \iota \alpha \nu \leq \gamma_{min}^{2} \nu_{0} \\ \nu^{-p} & \gamma \iota \alpha \gamma_{min}^{2} \nu_{0} \leq \nu \leq \gamma_{max}^{2} \nu_{0} \\ \nu^{1/2} e^{-\nu/\nu_{max}} & \gamma \iota \alpha \nu \geq \gamma_{max}^{2} \nu_{0}. \end{cases}$$
(2.8)

Το παραγόμενο φάσμα σε μικρές συχνότητες έχει τη μορφή του φάσματος μονοενεργητικών ηλεκτρονίων, σε ενδιάμεσες συχνότητες έχει τη μορφή νόμου δύναμης με εκθέτη $p = \frac{s-1}{2}$ και σε μεγάλες συχνότητες μειώνεται εκθετικά, (σχημα 2.1).

2.1.2 Αυτοαπορρόφηση σύγχροτρον

Η εκπομπή σύγχροτρον συνοδεύεται από την απορρόφηση, στην οποία ένα φωτόνιο αλληλεπιδρά με ένα φορτίο εντός του μαγνητικού πεδίου και απορροφάται δίνοντας όλη του την ενέργεια στο φορτίο. Μία άλλη διαδικασία η οποία μπορεί να συμβεί είναι η εξαναγκασμένη εκπομπή ή διαφορετικά η αρνητική απορρόφηση, κατά την οποία ένα σωματίδιο αναγκάζεται να εκπέμπει περισσότερο σε μία συχνότητα. Αυτές οι διαδικασίες μπορούν να υπολογιστού με τους συντελεστές Einstein⁵. Ο συντελεστής αυτοαπορρόφησης σύγχροτρον είναι:

$$\alpha_{\nu} = \frac{\sqrt{3}e^3}{8\pi m_e} \left(\frac{3e}{2\pi m_e c^5}\right)^{p/2} C(B\sin\theta)^{(p+2)/2} \Gamma\left(\frac{3p+2}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3p+22}{12}\right) \nu^{-(p+4)/2}$$
(2.9)

όπου C συντελεστής ο οποίος αναφέρεται στον αριθμό των ηλεκτρονίων.

 $^{^{3}\}mathrm{A}$ ποδεχνύεται ότι $\nu_{0}=\frac{3}{2}\nu_{B},$ όπου
 ν_{B} η συχνότητα χυχλότρου.

⁴To $\tilde{N}(\gamma)$ ορίζεται έτσι ώστε $\tilde{N}(\gamma)$ d γ να είναι ο ολιχός αριθμός ηλεχτρονίων απο γ σε d γ .

⁵Στο εγχειρίδιο των Rybicki & Lightmann, έκδοση 2004 στην παράγραφο 6.8 μπορεί ο αναγνώστης να βρει λεπτομερώς τους υπολογισμούς, [Rybicki and Lightman, 1986].



Σχήμα 2.1: Η λαμπρότητα σύγχροτρον από την κατανομή ηλεκτρονίων νόμου δύναμης. Φαίνονται χαρακτηριστικά τα «σπασίματα» στο φάσμα, λόγω των ορίων στις ενέργειες των ηλεκτρονίων. Η συχνότητα είναι κανονικοποιημένη συχνότητα ως προς m_ec^2 .

2.2 Αντίστροφος Σκεδασμός 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.

Η γεωμετρία της σχέδασης φαίνεται στο σχήμα 2.2. Στο σύστημα του εργαστηρίου θεωρούμε ένα φωτόνιο με ενέργεια ϵ και διεύθυνση \hat{n} που ορίζεται από τις σφαιρικές συντεταγμένες (θ, ϕ) ενώ ορίζουμε και τη μεταβλητή $\mu = \cos \theta$. Ένα ηλεκτρόνιο που κινείται στη διεύθυνση $\hat{n}_e(\theta_e, \phi_e)$ με ταχύτητα βc και παράγοντα Lorentz $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ σκεδάζει το φωτόνιο σε ενέργεια ϵ_1 και διεύθυνση $\hat{n}_1(\theta_1, \phi_1)$ (όλες οι ποσότητες με δείκτη 1 αναφέρονται σε φωτόνια μετά τη σκέδαση). Η διατήρηση της τετραορμής δίνει τη σχέση των ενεργειών του φωτονίου πριν και μετά τη σκέδαση

$$\epsilon_1 = \epsilon \frac{1 - \beta \cos \Phi}{1 - \beta \cos \Phi_1 + \epsilon / \gamma (1 - \mu_{sc})}$$
(2.10)

όπου $\Phi = \arccos(\hat{n} \cdot \hat{n}_e)$ η γωνία που σχηματίζει η αρχική διεύθυνση του φωτονίου με αυτή του ηλεκτρονίου, Φ_1 η γωνία μεταξύ τελικής διεύθυνσης φωτονίου και ηλεκτρονίου και

$$\mu_{sc} = \cos \theta_{sc} = \hat{n} \cdot \hat{n}_1 = \mu \mu_1 + \sqrt{1 - \mu^2} \sqrt{1 - \mu_1^2} \cos(\phi - \phi_1)$$
(2.11)

το συνημίτονο της γωνίας σκέδασης, δηλαδή της γωνίας μεταξύ των διευθύνσεων του φωτονίου πριν και μετά τη σκέδαση.

Η μέγιστη ενέργεια που χερδίζει το φωτόνιο αντιστοιχεί σε μετωπιχή σύγχρουση φωτονίου-



Σχήμα 2.2: Η γεωμετρία του σχεδασμού Compton

ηλεκτρονίου και γωνία μετά τη σκέδαση ίση με του ηλεκτρονίου, οπότε

$$\epsilon_1^{max} = \frac{4\gamma^2\epsilon}{1+4\gamma\varepsilon}.\tag{2.12}$$

Η ποσότητα $\Gamma_e = 4\gamma \varepsilon$ ($\varepsilon = \epsilon/m_e c^2$) που εμφανίζεται στον παρανομαστή καθορίζει το είδος της σχέδασης. Όταν $\Gamma_e << 1$ η σχέδαση γίνεται στο κλασσικό όριο Thomson, δηλαδή είναι ελαστική

και τότε η μέγιστη ενέργεια είναι $\epsilon_1^{max} = 4\gamma^2 \epsilon$. Στο κβαντικό όριο Klein-Nishina, δηλαδή όταν $\Gamma_e >> 1$, το φωτόνιο κερδίζει ένα μεγάλο μέρος της ενέργειας του ηλεκτρονίου, $\epsilon_1^{max} = \gamma m_e c^2$. Η ελάχιστη ενέργεια προκύπτει όταν δε γίνεται σκέδαση, οπότε κι έχουμε $\epsilon_1^{min} = \epsilon$. Συνολικά, τα όρια της ενέργειας του φωτονίου μετά τη σκέδαση είναι

$$\epsilon \le \epsilon_1 \le \frac{4\gamma^2 \epsilon}{1+4\gamma \epsilon} = \begin{cases} 4\gamma^2 \epsilon & \Gamma_e << 1\\ \gamma m_e c^2 & \Gamma_e >> 1 \end{cases}$$
(2.13)

2.2.1 Ενεργειακές απώλειες Compton

Για τον υπολογισμό του παραγόμενου φάσματος ενός ηλεκτρονίου το οποίο βρίσκεται σε μία περιοχή όπου υπάρχει μία κατανομή φωτονίων, χρησιμοποιείται η διαφορική ενεργός διατομή του σκεδασμού Compton όπως αυτή υπολογίζεται στο σύστημα του ηλεκτρονίου (Klein & Nishina, 1929)

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega_1'\mathrm{d}\epsilon_1'} = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{\epsilon_1'}{\epsilon'}\right) F_c\left(\frac{\epsilon'}{\epsilon_1'}, \mu_{sc}'\right) \delta\left(\epsilon_1' - \frac{\epsilon'}{1 + \varepsilon'(1 - \mu_{sc}')}\right)$$
(2.14)

όπου r_e η κλασική ακτίνα του ηλεκτρονίου, $\mu_{sc}' = \hat{n}' \cdot \hat{n_1}$ και

$$F_c(x,y) = 1 + y^2 + \frac{(x-1)^2}{x} = F_c\left(\frac{1}{x}, y\right) = F_c(x,-y).$$
(2.15)

Οι τονούμενες ποσότητες αναφέρονται στο σύστημα αναφοράς του ηλεκτρονίου. Το όρισμα της συνάρτησης δ είναι η σχέση 2.10 εκφρασμένη στο σύστημα του ηλεκτρονίου και περιγράφει τον ευθύ σκεδασμό Compton. Ο διαφορικός ρυθμός παραγωγής φωτονίων στο σύστημα του ηλεκτρονίου δίνεται από τη βασική σχέση

$$\frac{\mathrm{dN}(\gamma)}{\mathrm{dtd}\epsilon_1'\mathrm{d}\Omega_1'} = c \int \mathrm{dn}' \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega_1'\mathrm{d}\epsilon_1'},\tag{2.16}$$

όπου dn' ένα στοιχειώδες τμήμα της κατανομής των φωτονίων-στόχων. Γνωρίζοντας το φάσμα εκπομπής του ενός ηλεκτρονίου μπορούμε να υπολογίσουμε τις ενεργειακές απώλειες των ηλεκτρονίων από τη σχέση

$$-\frac{\mathrm{dE}}{\mathrm{dt}} = \int_0^\infty \mathrm{d}\epsilon_1(\epsilon_1 - \epsilon) \frac{\mathrm{d}\tilde{N}_\gamma}{\mathrm{dtd}\epsilon_1}.$$
(2.17)

Υπολογίζοντας αναλυτικά όλες τις παραπάνω σχέσεις προκύπτει η γνωστή σχέση για τις ενεργειακές απώλειες του αντίστροφου σκεδασμού Compton στο όριο Thomson

$$-\frac{\mathrm{dE}}{\mathrm{dt}} \stackrel{\Gamma_e \leq <1}{=} \frac{4}{3} \sigma_\tau c U_{ph} \gamma^2, \qquad (2.18)$$

όπου είναι ανάλογες του τετραγώνου του παράγοντα Lorentz του ηλεκτρονίου και της ενεργειακής πυκνότητας των φωτονίων

$$U_{ph} = \int_0^\infty \mathrm{d}\epsilon \mathrm{U}(\epsilon). \tag{2.19}$$

Στο όριο Klein-Nishina οι ενεργειαχές απώλειες είναι

$$-\frac{\mathrm{dE}}{\mathrm{dt}} \stackrel{\Gamma_e \ge 1}{=} = \pi e^4 c \int_0^\infty \mathrm{d}\epsilon \frac{\mathrm{n}(\epsilon)}{\epsilon} \left[\ln\left(\frac{4\gamma\epsilon}{\mathrm{m_e}\mathrm{c}^2}\right) - \frac{11}{6} \right]$$
(2.20)

2.2.2 Το φάσμα του αντίστροφου σκεδασμού Compton μίας κατανομής ηλεκτρονίων

Όταν έχουμε μία κατανομή ηλεκτρονίω
ν $N(\gamma),$ το συνολικό φάσμα θα δίνεται όπως και στη σύγχροτρον ακτινοβολία
από τη σχέση

$$J_c(\epsilon) = \int_1^\infty \mathrm{d}\gamma \tilde{N}(\gamma) j_c(\epsilon).$$
(2.21)

Ο συντελεστής εκπομπής για τη διαδικασία Compton είναι $j_c = h\nu_1 \frac{d\bar{N}_{\gamma}}{dtd\epsilon_1}$. Για την κατανομή 2.7, δηλαδή για ένα νόμο δύναμης με εκθέτη s μεταξύ δύο τιμών ενεργειών $\gamma_{min,max}$ το φάσμα που προχύπτει έχει τα ακόλουθα χαρακτηριστικά. Όταν ο σκεδασμός συμβαίνει στο όριο Thomson το φάσμα έχει την εξής μορφή, σε μικρές συχνότητες έχει τη μορφή του φάσματος ενός ηλεκτρονίου, $L_{\nu} \propto \nu$, σε ενδιάμεσες τη μορφή νόμου δύναμης $L(\nu) \propto \nu^{-p}$, με p = (s-1)/2 (όπως και στην περίπτωση σύγχροτρον) ενώ παρουσιάζει ένα «σπάσιμο» στη συχνότητα

$$\nu_{max} = \frac{4\gamma_{max}^2 \epsilon_0/h}{1 + 4\gamma_{max} \varepsilon_0} \tag{2.22}$$

όπου ϵ_0 η ενέργεια των φωτονίων-στόχων. Όταν η ενέγεια ϵ_0 είναι μεγαλύτερη, ένα μέρος του σχεδασμού συμβαίνει στο όριο Klein-Nishina χαι τότε το φάσμα έχει τη μορφή νόμου δύναμης με εχθέτη ίσο με τον εχθέτη των ηλεχτρονίων $L(\nu) \propto \nu^{-s}$.

2.3 Ακτινοβολία Synchrotron-Self-Compton

Όταν τα σύγχροτρον φωτόνια σχεδάζονται σε υψηλότερες ενέργειες από τα σχετικιστικά ηλεκτρόνια προχύπτει ο μηχανισμός Synchrotron-Self Compton ή πιο απλά SSC, (σχήμα 2.3). Προκειμένου αυτή η διαδικασία να είναι σημαντική θα πρέπει ο όγκος της περιοχής που βρίσκονται τα ηλεκτρόνια να είναι πολύ μικρός ή διαφορετικά η πυκνότητα των σωματιδίων να είναι πολύ υψηλή. Στη συνέχεια κάνοντας μερικές υποθέσεις θα υπολογιστεί η λαμπρότητα που παράγεται λόγω αυτής της διεργασίας. Έστω μία κατανομή ηλεκτρονίων, η οποία βρίσκεται εντός μίας σφαιρικής πηγής R, όπου υπάρχει μαγνητικό πεδίο έντασης B⁶.

Για απλοποίηση των υπολογισμών μας θα θεωρηθεί μία μονοενεργητική κατανομή ηλεκτρονίων. Ζητούμενο είναι η κατανόηση του μηχανισμού, όταν τα ηλεκτρόνια έχουν κατανομή νόμου δύναμης δεν αλλάζει η φιλοσοφία, αλλά είναι πιο περίπλοκες οι αναλυτικές πράξεις.

Ο συντελεστής εκπομπής για την ακτινοβολία σύγχροτρον στην περίπτωση μονοενεργητικών ηλεκτρονίων είναι

$$\tilde{j}_s(\epsilon) = \epsilon A_s \delta(\epsilon - \epsilon_0)$$
(2.23)

όπου ο συντελεστής είναι ολοχληρωμένος ως προς στερεά γωνία χι έχει μονάδες erg/(sec erg), ϵ_0 η χαραχτηριστιχή ενέργεια σύγχροτρον. Όταν θέσουμε την ολοχληρωμένη ως προς ενέργεια εκπομπή ίση με τις απώλειες σύγχροτρον τότε βρίσχουμε τη σταθερά χανονιχοποίησης η οποία είναι $A_s = \frac{4}{3}\sigma_{\tau}\frac{BB_{cr}}{8\pi mc^2}c$. Υποθέτοντας ότι η διαφοριχή (ως προς την ενέργεια) αριθμητιχή πυχνότητα των ηλεχτρόνιων είναι $k_e\delta(E-E_0)dE = k'_e\delta(\gamma-\gamma_0)d\gamma$, βρίσχουμε το φάσμα σύγχροτρον από τη σχέση 2.6

$$J_{s}(\epsilon) \int d\gamma mc^{2} \tilde{j}_{s}(\epsilon) N(\gamma) = k'_{e} m_{e} c^{2} A_{s} \epsilon \delta(\epsilon - b\gamma_{0} m_{e} c^{2}).$$
(2.24)

Όπου η ποσότητα $b=B/B_{cr}$ είναι ένα κανονικοποιημένο μαγνητικό πεδίο ως προς την ποσότητα $B_{cr}=m_e^2c^3/(e\hbar)=4.4\times 10^{13}G$ 7 Ο συνολικός αριθμός των ηλεκτρονίων θα είναι

$$N_{tot} = V \int d\gamma N(\gamma) = V k'_e m_e c^2, \quad V = \frac{4\pi}{3} R^3.$$
(2.25)

Τελικώς το φάσμα προκύπτει

$$J_{s}(\epsilon) = \frac{3N_{tot}}{4\pi R^{3}m_{e}c^{2}} \frac{4}{3}\sigma_{\tau} \frac{BB_{cr}m_{e}c^{2}}{8\pi m_{e}c^{2}}c\epsilon\delta(\epsilon - b\gamma^{2}m_{e}c^{2}).$$
 (2.26)

Η αριθμητική πυκνότητα των φωτονίων είναι

$$n_s(\epsilon) = \frac{1}{3} \frac{RJ_s(\epsilon)}{c\epsilon}.$$
(2.27)

⁶Θα αγνοηθεί οποιαδήποτε χρονική εξέλιξη του προβλήματος.

⁷Η ποσότητα B_cr είναι εχείνο το μαγνητικό πεδίο για το οποίο πρέπει να λάβουμε υπόψιν τα χβαντικά φαινόμενα. Η τιμή χαθορίζεται όταν

ένα μη σχετικιστικό σωματίδιο ακτινοβολεί τη μάζα ηρεμίας του, δηλαδή όταν $\omega_{cycl}=m_ec^2$, όπου $\omega_{cycl}=eB/m_ec$.

Από τις 2.26, 2.27 προκύπτει η 2.28

$$n_s(\epsilon) = \frac{1}{3\pi} \frac{N_{tot}}{R^2} \sigma_\tau \frac{BB_{cr}}{8\pi m_e c^2} \delta(\epsilon - b\gamma_0 m_e c^2)$$
(2.28)

όπου η αριθμητική πυκνότητα φαίνεται ότι εξαρτάται σημαντικά από την ακτίνα της πηγής και του συνολικού αριθμού φωτονίων.

Στη συνέχεια θα δούμε πώς γίνεται ο σχεδασμός Compton όταν στόχοι είναι τα μονοενεργητιχά φωτόνια σύγχροτρον. Αντίστοιχα θα υπολογιστεί ο συντελεστής εχπομπής Compton προχειμένου να βρεθεί το φάσμα χαι στη συνέχεια την αριθμητιχή πυχνότητα των φωτονίων Compton. Σε αντιστοιχία με την αχτινοβολία σύγχροτρον, ο συντελεστής εχπομπής είναι

$$\tilde{j}_c(\epsilon) = A_c \epsilon \delta(\epsilon - \epsilon_c),$$
(2.29)

με $\epsilon_c = \frac{4}{3}\epsilon_0\gamma_0^4 = \frac{4}{3}b\gamma_0^4 \sim b\gamma_0^4$ και $m_ec^2A_c\epsilon_c = P_{e,ICS} = \frac{4}{3}\sigma_{\tau cU_{phsyn}\gamma^2}$, όπου η αριθμητική πυκνότητα των φωτονίων σύγχροτρον είναι $U_{phsyn} = \int d\epsilon_{n_s}(\epsilon)\epsilon$. Επομένως προκύπτει $A_c = \frac{4}{9\pi}\frac{N_{tot}}{R^2}\sigma_{\tau}\frac{BB_{cr}}{8\pi m_ec^2}$. Τελικώς το φάσμα των φωτονίων Compton⁸ είναι

$$J_c(\epsilon) = \int \mathrm{d}\gamma \mathrm{m}_{\mathrm{e}} \mathrm{c}^2 \tilde{\mathbf{j}}_{\mathrm{c}}(\epsilon) \mathrm{N}(\gamma) = \frac{1}{3\pi} \frac{\mathrm{N}_{\mathrm{tot}}^2}{\mathrm{R}^3} \sigma_{\tau}^2 \mathrm{c} \frac{\mathrm{BB}_{\mathrm{cr}}}{8\pi \mathrm{m}_{\mathrm{e}} \mathrm{c}^2} \epsilon \delta(\epsilon - \mathrm{b}\gamma_0^4 \mathrm{m}_{\mathrm{e}} \mathrm{c}^2).$$
(2.30)

Στην εξίσωση 2.30 εμφανίζεται η μη γραμμικότητα του προβλήματος. Η αριθμητική πυκνότητα των φωτονίων Compton είναι

$$n_c(\epsilon) = \frac{1}{3} \frac{RJ_c(\epsilon)}{c\epsilon} = \frac{1}{9\pi} \frac{R}{c\epsilon} \frac{N_{tot}^2}{R^5} \sigma_\tau^2 c \frac{BB_{cr}}{8\pi m_e c^2} \epsilon \delta(\epsilon - b\gamma_0^4 m_e c^2).$$
(2.31)

Η αριθμητική πυκνότητα των φωτονίων που παράγονται εμφανίζει μη γραμμική εξάρτηση από τον αριθμό των ηλεκτρονίων και την ακτίνα $U_c^{(1)}(\epsilon) = \int d\epsilon \epsilon n(\epsilon) \propto \frac{N_{tot}^2}{R^4}$. Αν διατηρείται για παράδειγμα ο αριθμός ηλεκτρονίων σταθερός και μειώνεται η ακτίνα τόσο πιο έντονος θα είναι ο μηχανισμός Compton. Ο δείκτης (1) στην αριθμητική πυκνότητα δηλώνει την πρώτη γενιά φωτονίων που παράγονται, καθώς όταν τα φωτόνια Compton αλληλεπιδράσουν με τα ηλεκτρόνια μπορούν να δώσουν δεύτερη γενιά υψηλοενεργειακών φωτονίων (με ενέργεια $b\gamma_0^6 m_e c^2$). Αυτή η διαδικασία ισχύει όσο είμαστε στο όριο Thomson, οπότε όσο πιο μικρό είναι το γ_0 τόσο περισσότερες γεννιές φωτονίων θα παράγονται.

2.4 Επιτάχυνση Σωματιδίων

Οι μηχανισμοί επιτάχυνσης μπορούν να διαχωριστούν σε δυναμικούς, υδροδυναμικούς και ηλεκτρομαγνητικούς. Συχνά ο διαχωρισμός μεταξύ τους δεν είναι εφικτός καθώς τα φορτισμένα σωματίδια συνδέονται με τις μαγνητικές γραμμές. Σε μερικά μοντέλα για παράδειγμα, η επιτάχυνση είναι δυναμική και πραγματοποιείται μέσω συγκρούσεων σε μαγνητικά νέφη. Υδροδυναμικά μοντέλα μπορούν να επιταχύνουν ποσότητες πλάσματος σε σχετικιστικές ταχύτητες. Ενώ, οι ηλεκτρομαγνητικές διαδικασίες επιταχύνουν σωματίδια λόγω ηλεκτρικού πεδίου, παραδείγματος χάριν τα ουδέτερα φύλλα σε ηλεκτρομαγνητικά ή κύματα πλάσματος ή σε μαγνητόσφαιρες αστέρων νετρονίων.

Η γενική έκφραση της επιτάχυνσης φορτισμένων σωματιδίων σε ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο είναι:

$$\frac{d}{dt}(\gamma m \boldsymbol{v}) = e(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B})$$
(2.32)

Η κατανόηση της επιτάχυνσης σωματιδίων σε υψηλές ενέργειες αποτελεί ένα μεγάλο ερωτηματικό, αφήνοντας ανοιχτό το είδος του μηχανισμού που παίζει ρόλο στις περιοχές αυτές, όπως για παράδειγμα σε έναν πίδακα ενός ΕΓΠ.

$$I_{SSC}^{\prime}(\epsilon) = \sigma_{\tau} c \int_{\epsilon_{min}^{\prime}}^{\epsilon_{max}} \mathrm{d}\epsilon^{\prime} \frac{\epsilon}{\mathrm{epsilon}^{\prime}} \mathrm{U}_{\mathrm{phsyn}}(\epsilon^{\prime}) \int_{\gamma_{\mathrm{min}}}^{\gamma_{\mathrm{max}}} \mathrm{d}\gamma \mathrm{N}(\gamma) \delta(\epsilon - \mathrm{b}\gamma_{0}^{4})$$

⁸Ουσιαστικά η συνολική εκπομπή του SSC υπολογίζεται μέσω ενός διπλού ολοκληρώματος [Gould, 1979].

[,] όπου ϵ'_{min} , ϵ'_{max} είναι η ελάχιστη και η μέγιστη ενέργεια των σύγχροτρων φωτονίων αντίστοιχα.



Σχήμα 2.3: Το φάσμα πηγής η οποία περιέχει σχετικιστικά ηλεκτρόνια τα οποία βρίσκονται εντός μαγνητικού πεδίου Β και οι απώλειες περιγράφονται από τους μηχανισμούς σύγχροτρον και SSC.

2.4.1 Επιτάχυνση Fermi

Ο μηχανισμός Fermi προτάθηκε το 1949 για πρώτη φορά ως μία στοχαστική διαδικασία κατά την οποία σωματίδια συγκρούονται με μαγνητικά νέφη τα οποία βρίσκονται στον διαστρικό χώρο και επιταχύνουν σωματίδια σε υψηλές ενέργειες. Στη συνέχεια θα παρουσιαστεί η επιτάχυνση Fermi πρώτης τάξης καθώς είναι εκείνη η οποία θα χρησιμοποιηθεί στην παρούσα εργασία.

Η αρχική ιδέα ήταν ότι φορτισμένα σωματίδια ανακλώνται σε «μαγνητικούς καθρέφτες», οι οποίοι σχετίζονται με ανωμαλίες στην τοπολογία του γαλαξιακού μαγνητικού πεδίου. Οι καθρέφτες κινούνται τυχαία με μία τυπική ταχύτητα V. Ο Fermi έδειξε ότι τα σωματίδια κερδίζουν ενέργεια κατά τη διάρκεια αυτών των ανακλάσεων. Στην περίπτωση όπου τα σωματίδια παραμείνουν στην περιοχή επιτάχυνσης για έναν χαρακτηριστικό χρόνο t_{esc} τότε παρουσίαζεται μία κατανομή νόμου δύναμης όσον αφορά την ενέργεια των σωματιδίων.

Μηχανισμός Fermi δεύτερης τάξης

Στην αρχή θα παρουσιαστεί η γενιχή ιδέα της επιτάχυνσης μέσω του μηχανισμού Fermi δεύτερης τάξης, που ήταν και η αρχιχή ιδέα, αλλά ο οποίος δεν είναι αρχετά αποδοτικός, γι' αυτό στη συνέχεια θα παρουσιαστεί ο μηχανισμός πρώτης τάξης, ο οποίος και μελετάται στην παρούσα εργασία. Με βάση την αρχιχή ιδέα του Fermi, θεωρούμε φορτισμένο σωματίδιο με ενέργεια E_1 , το οποίο χινείται υπό γωνία θ_1 ως προς το μαγνητισμένο νέφος. Στο σύστημα του νέφους η ενέργεια του σωματιδίου είναι

$$E_1' = \gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1), \qquad (2.33)$$

όπου V η ταχύτητα του νέφους, $\beta = V/c$ και $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ ο αντίστοιχος παράγοντας Lorentz. Το σωματίδιο σκεδάζεται ελαστικά εντός του νέφους και εξέρχεται από αυτό με ενέργεια E_2 και υπό γωνία θ_2 . Η ενέργεια του σωματιδίου στο σύστημα αναφοράς του νέφους θα είναι

$$E_2 = \gamma E_2'(1 + \beta \cos \theta_2'). \tag{2.34}$$

Λόγω της ελαστικής σκέδασης θα πρέπει να ισχύει $E'_1 = E'_2$. Επομένως, η μέση αύξηση στην ενέργεια του σωματιδίου μετά από μία κρούση θα είναι

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_2 - E_1}{E_1} = \frac{1 - \beta \cos \theta_1 + \beta \cos \theta_2' - \beta^2 \cos \theta_1 \cos \theta_2'}{1 - \beta^2} - 1.$$
(2.35)

Η παραπάνω σχέση εξαρτάται από τις γωνίες θ , θ'_1 επομένως θα μπορούσε να οδηγήσει είτε σε απώλειες είτε σε κέρδος ενέργειας. Στην περίπτωση όμως, που το σωματίδιο συναντήσει πολλά νέφη τότε θα πρέπει να πάρουμε μία μέση τιμή της 2.35 ως προς όλες τις διευθύνσεις. Εντός του κάθε νέφους το σωματίδιο σχεδάζεται πολλές φορές και στο τέλος η διεύθυνσή του είναι τυχαία, οπότε θα ισχύει $\cos \theta'_2 = 0$. Η μέση τιμή του $\cos \theta_1$ εξαρτάται από το ρυθμό με τον οποίο το σωματίδιο συναντάει τα νέφη κι εξαρτάται από τη σχετική ταχύτητα νέφους-σωματίου, οπότε και προχύπτει $<\cos \theta_1 >= -\beta/3$. Επομένως, η σχέση 2.35 γίνεται

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{1+\beta^2/3}{1-\beta^2} - 1 \stackrel{\beta < <1}{\simeq} \frac{4}{3}\beta^2.$$
(2.36)

Η ενέργεια η οποία χερδίζει το σωματίδιο εξαρτάται από τη δεύτερη δύναμη του β, γι΄ αυτό χαι ο μηχανισμός ονομάζεται δεύτερης τάξης. Ο συγχεχριμένος όμως μηχανισμός δεν είναι αποδοτιχός, διότι το χέρδος της ενέργειας σε χάθε χύχλο είναι πολύ μιχρό.

Μηχανισμός Fermi πρώτης τάξης

Η αρχική ιδέα του Fermi όταν εφαρμοστεί σε κρουστικά κύματα οδηγεί σε πιο αποτελεσματική επιτάχυνση η οποία είναι πρώτης τάξης. Στο σύστημα ηρεμίας του κρουστικού κύματος, το πλάσμα εμπρός από το κρουστικό κύμα κινείται με μία ταχύτητα U_1 , ενώ πίσω από αυτό απομακρύνεται με μία ταχύτητα U_2 . Η σκέδαση των σωματιδίων από τα κύματα Alfven τα εγκλωβίζει σε μία περιοχή γύρω από το κρουστικό κύμα και τα αναγκάζει να περνάνε από τη μία πλευρά στην άλλη, πολλές φορές. Οι μέσες τιμές για τις γωνίες σε αυτή την περίπτωση είναι $<\cos \theta'_2 >= 2/3$ και $<\cos \theta_1 >= -2/3$, οπότε η 2.35 γίνεται

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{1 + 4\beta/3 + 4\beta^2/9}{1 - \beta^2} - 1 \stackrel{\beta < <1}{\simeq} \frac{4}{3}\beta.$$
(2.37)

Σε αυτή την περίπτωση η ταχύτητα ορίζεται ως η σχετική ταχύτητα των ρευστών εμπρος και πίσω από το κύμα $V = U_1 - U_2$. Η δύναμη της ταχύτητας είναι μονάδα και γι΄ αυτό ο μηχανισμός Fermi αυτού του είδους ονομάζεται πρώτης τάξης. Ακριβώς επειδή είναι πιο αποδοτικός, στη συνέχεια της εργασίας όταν θα γίνεται αναφορά σε επιτάχυνση θα είναι πρώτης τάξης Fermi.

Τα σωματίδια χαθώς σχεδάζονται διαχέονται εντός της περιοχής. Ορίζοντας K_2 τον συντελεστή διάχυσης πίσω από το χρουστιχό χύμα, τότε σε χρόνο t η απόσταση διάχυσης θα είναι $\sqrt{K_2 t}$, όμως τα σωματίδια λόγω της ταχύτητάς τους θα έχουν διανύσει χαι μία απόσταση $U_2 t$. Όταν η απόσταση διάχυσης είναι μεγαλύτερη από την απόσταση την οποία διανύουν τα σωματίδια τότε είναι πολύ πιθανό να γυρίσουν στο χρουστιχό χύμα, στην αντίθετη περίπτωση θα έχουν διαφύγει από την περιοχή. Στην περίπτωση όπου οι δύο αποστάσεις είναι ίσες τότε ο λόγος K_2/U_2 ορίζεται ως όριο μεταξύ των σωματιδίων που είναι «παγιδευμένα» στα νέφη χι αυτών που έχουν φύγει. Αντίστοιχα ορίζονται οι σχετιχές αποστάσεις για το εμπρός μέρος του χύματος. Έτσι, ορίζεται μία συνολιχότερη περιοχή επιτάχυνσης μεταξύ των δύο συνόρων, η οποία εξαρτάται από τους συντελεστές διάχυσης χαι είναι

$$X_{acc} = \frac{K_1}{U_1} + \frac{K_2}{U_2}.$$
(2.38)

Έστω ότι η αριθμητική πυκνότητα των σωματιδίων είναι n, τότε nK_2/U_2 είναι ο αριθμός των σωματιδίων ανά μονάδα επιφάνειας στην περιοχή που ορίζεται μεταξύ του ωστικού κύματος και του συνόρου K_2/U_2 . Με βάση την κινητική θεωρία η ροή των σωματιδίων ανά μοναδιαία επιφάνεια είναι nu/4, με u την ταχύτητά τους. Άρα, ο χρόνος παραμονής των σωματιδίων πίσω από το κρουστικό χύμα θα είναι

$$t_2 = \frac{nK_2/U_2}{nu/4} = \frac{4K_2}{uU_2}.$$
(2.39)

Αντίστοιχα ο χρόνος παραμονής εμπρός από το ωστικό κύμα είναι

$$t_1 = \frac{4K_1}{uU_1}.$$
 (2.40)

Ο χρόνος που κάνει ένα σωμάτιο να ολοκληρώσει έναν κύκλο προκύπτει

$$t_{cycl} = \frac{4}{u} \left(\frac{K_1}{U_1} + \frac{K_2}{U_2} \right).$$
(2.41)

Ο χρόνος επιτάχυνσης των σωματιδίων ορίζεται

$$t_{acc} = \frac{E}{\mathrm{dE/dt}} \simeq \frac{E}{\Delta E/t_{cycl}} = \frac{t_{cycl}}{\Delta E/E},$$
(2.42)

χρησιμοποιώντας τις σχέσεις 2.37, 2.41 η γράφεται

$$t_{acc} = \frac{3}{U_1 - U_2} \left(\frac{K_1}{U_1} + \frac{K_2}{U_2} \right) = \frac{3X_{acc}}{U_1 - U_2}.$$
 (2.43)

Από τα nu/4 σωματίδια τα οποία περνάνε πίσω από το κρουστικό κύμα, τα nU_2 διαφεύγουν ενώ τα υπόλοιπα διαχέονται προς το κρουστικό κύμα, για να καταλήξουν εμπρός από αυτό και να κερδίσουν ενέργεια. Οπότε η πιθανότητα διαφυγής είναι

$$P_{esc} = \frac{nU_2}{nu/4} = 4\frac{U_2}{u} \ll 1, \tag{2.44}$$

δηλαδή τα περισσότερα σωματίδια παραμένουν εντός της περιοχής επιτάχυνσης. Ο χαραχτηριστικός χρόνος απόδρασης ενός σωματιδίου από την περιοχή επιτάχυνσης ορίζεται ως ο λόγος του χρόνου για να συμπληρώσει έναν κύκλο προς την πιθανότητα απόδρασης

$$t_{esc} = \frac{t_{cycl}}{P_{esc}} = \frac{X_{acc}}{U_2}.$$
(2.45)

Όπως αναφέρθηκε στο εισαγωγικό τμήμα για την επιτάχυνση, η κατανομή των σωματιδίων καταλήγει να είναι κατανομή νόμου δύναμης. Τα σωματίδια σε κάθε κύκλο κερδίζουν ποσό ενέργειας ανάλογο αυτής που είχαν αρχικά, $\Delta E = \xi E$, με $\xi << 1$. Αν η αρχική ενέργεια είναι E_0 , τότε μετά από k σκεδάσεις θα έχουνε ενέργεια $E_k = E_0(1+\xi)^k$. Δεδομένης της πιθανότητας διαφυγής, η πιθανότητα παραμονής θα είναι $(1 - P_{esc})$. Έτσι αν αρχικά υπήρχαν N_0 σωμάτια, μετά από k σκεδάσεις θα τις δύο σχέσεις διαψύτας το k από τις δύο σχέσεις έχουμε

$$N(E) = N(E > E_0) = N_0 \left(\frac{E_k}{E_0}\right)^{-q}$$
(2.46)

όπου $q = \frac{ln(1 - P_{esc})}{ln(1 + \xi)} \simeq \frac{P_{esc}}{\xi}$, λόγω του ότι $P_{esc}, \xi << 1$. Τελικώς, η διαφορική κατανομή των σωματιδίων θα είναι

$$\frac{\mathrm{dN}}{\mathrm{dE}} \propto E^{-1-q} \tag{2.47}$$

κι ο εκθέτης με αντικατάσταση των 2.37 και 2.44 γράφεται

$$s = 1 + q = 1 + \frac{3U_2}{U_1 - U_2} = 1 + \frac{t_{acc}}{t_{esc}}.$$
(2.48)

Επισημαίνεται ότι η επιτάχυνση Fermi πρώτης τάξης οδηγεί σε κατανομές νόμων δύναμης με εκθέτη που καθορίζεται αποκλειστικά από τους χρόνους επιτάχυνσης και διαφυγής. Αναλυτικά θα παρουσιαστεί στα κεφάλαια που αφορούν τη μοντελοποίηση των φασμάτων από ΕΓΠ στην περίπτωση της επιτάχυνσης.

2.5 Απορρόφηση φωτονίου-φωτονίου

Η αλληλεπίδραση φωτονίου-φωτονίου είναι μία διαδιχασία χατά τη διάρχεια της οποίας φωτόνιο υψηλής ενέργειας αλληλεπιδρά με φωτόνιο χαμηλής ενέργειας χι έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία ενός ζεύγους ηλεχτρονίου-ποζιτρονίου ($\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$). Η διεργασία αυτή είναι σημαντιχή στους blazar χαθώς TeV φωτόνια που έχουν εχπεμφθεί από την πηγή απορροφούνται από φωτόνια χαμηλών ενεργειών έως ότου παρατηρηθούν στη Γη (παραδείγματος χάριν το αστριχό φως).

Για να πραγματοποιηθεί αυτή η διαδικασία θα πρέπει να ισχύει η συνθήκη κατωφλίου και η ενέργεια των φωτονίων στο σύστημα κέντρου μάζας θα πρέπει να είναι τουλάχιστον ίση με τη μάζα ηρεμίας των παραγόμενων σωματιδίων [Gould and Schréder, 1967], δηλαδή:

$$\epsilon_h \epsilon_s (1 - \cos \theta) \ge 2(m_e c^2)^2, \tag{2.49}$$

όπου ϵ_h η ενέργεια των υψηλοενεργειαχών φωτονίων και ϵ_s των χαμηλοενεργειαχών, ενώ θ είναι η μεταξύ τους γωνία.

Η απορρόφηση φωτονίου-φωτονίου καθορίζεται όχι μόνο από τη συνθήκη κατωφλίου αλλά και από το οπτικό βάθος της διαδικασίας. Γι΄ αυτό το λόγο είναι απαραίτητος ο υπολογισμός της ενεργού διατομής της διαδικασίας. Η σχέση που την περιγράφει είναι η ακόλουθη

$$\sigma_{\gamma\gamma} = \frac{3}{16} \sigma_{\tau} (1 - \beta_{\sigma}^2) \left[(3 - \beta_{\sigma}^4) \ln\left(\frac{1 + \beta_{\sigma}}{1 - \beta_{\sigma}}\right) - 2\beta_{\sigma} (2 - \beta_{\sigma}^2) \right], \qquad (2.50)$$

όπου $\beta_{\sigma} = (1 - 2/(\epsilon_h \epsilon_s (1 - \cos \theta)/(m_e c^2)^2))^{1/2} = (1 - 2/s)^{1/2}$. Η ενεργός διατομή φαίνεται στο σχήμα 2.4. Παρατηρούμε μία γρήγορη αύξηση μέχρι την τιμη $\sigma_{\tau}/4$ για s = 4 και μετά φθίνει ως s^{-1} . Το οπτικό βάθος της απορρόφησης φωτονίου-φωτονίου για μία ισοτροπική κατανομή φωτονίων $n(\epsilon_s)$ εντός μία σφαιρικής πηγής ακτίνας R υπολογίζεται ως εξής:

$$\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon_s) = \int_{r_1}^{r_2} \mathrm{dr} \int_{\epsilon_{\min}}^{\epsilon_{\max}} \mathrm{d}\epsilon_s \mathbf{n}(\epsilon_s) \sigma_{\gamma\gamma}(s) (1 - \cos\theta).$$
(2.51)

Το οπτικό βάθος για μία μονοενεργητική κατανομή φωτονίων έχει προσεγγιστικά τη μορφή της ενεργού διατομής, δηλαδή μηδενίζεται σε ενέργειες μικρότερες από το κατώφλι, σχέση (2.49), ενώ σε μεγαλύτερες μειώνεται ως ϵ_1^{-1} .



Σχήμα 2.4: Γραφική παράσταση της ενεργού διατομής $\sigma_{\gamma\gamma}$ για την απορρόφηση φωτονίου-φωτονίου (σε μονάδες της ενεργού διατομής Thomson $\sigma_{\tau} = 6.65 \times 10^{-25} cm^2$ ως συνάρτηση του γινομένου $\epsilon_s \epsilon_h (1 - \cos \theta)$. Credit: Stavros Dimitrakoudis.

Κεφάλαιο 3

Ο ρόλος του ανέμου στους Ενεργούς Γαλαξιακούς Πυρήνες

Στο κεφάλαιο 1 αναφερθήκαμε στην περίπτωση ανέμου από το δίσκο προσαύξησης στους ΕΓΠ. Παραχάτω θα παρουσιαστεί το μοντέλο των [Fukumura et al., 2010] το οποίο μελετάει μαγνητουδροδυναμικούς ανέμους από δίσκους προσαύξησης κι οι οποίοι απορροφούν τις ακτίνες X στους ΕΓΠ. Το ενδιαφέρον με το συγκεκριμένο μοντέλο είναι ότι μπορεί να εφαρμοστεί γενικότερα σε συστήματα ακτίνων X με δίσκους προσαύξησης (για παράδειγμα διπλά συστήματα ακτίνων X). Στην παραπάνω εργασία ερευνάται η σημασία των ανέμων, οι ιδιότητες τους κι η τροφοδότηση της ευρύτερης περιοχής δίνοντας έμφαση στους ΕΓΠ. Μέσω ενός κώδικα φωτοιονισμού (XSTAR) υπολογίζεται η αφθονία των ιόντων διαφόρων στοιχείων και η απορρόφηση την οποία υφίστανται κατά μήκος της ευθείας παρατήρησης (LOS-line of sight). Το προφίλ της πυκνότητας των σωματιδίων του ανέμου πέφτει ακτινικά ως $n(r) \propto 1/r$ κι εξαρτάται από τον ρυθμό πρόσπτωσης μάζας \dot{m} , σχέση 1.10. Η δεύτερη βασική παράμετρος του προβλήματος είναι η γωνία παρατήρησης θ. Επομένως, μέσω του ανέμου μπορούν να περιγραφούν οι γραμμές εκπομπής, οι οποίες παρατήρησης θαι μελετηθεί πως ο άνεμος αυτός συμβάλει στο φάσμα των Ενεργών Γαλαξιακών Πυρήνων, ενώ στο κεφάλαιο 5 θα ερευνηθεί αν η θεωρητική απάντηση στο παρατηρησιαχό Blazar Sequence είναι ο άνεμος.

3.1 Εισαγωγή

Η μελέτη της πρόσπτωσης ύλης ως μηχανισμός τροφοδότησης στους ΕΓΠ εισήχθη ήδη από το 1969, [Lynden-Bell, 1969]. Παρόλα αυτά, αχόμα χαι σήμερα χαταβάλλεται προσπάθεια χατανόησης, μέσω των θεωρητιχών μοντέλων σε συνδυασμό με τις παρατηρήσεις, της φαινομενολογίας χαι των ιδιοτήτων των αντιχειμένων αυτών. Επιπλέον, η μιχρή διαχριτιχή ιχανότητα των οργάνων να παρατηρήσουν τον ορίζοντα γεγονότων της μελανής οπής (μιχρό γωνιαχό μέγεθος), επιβάλει τη μελέτη των φυσιχών παραμέτρων μόνο από το παρατηρούμενο φάσμα.

Η ανάπτυξη της τεχνολογίας για την ανίχνευση αχτίνων Χ μέσω των χατάλληλων φασματογράφων χαθιέρωσε την παρατήρηση φασματικών συνιστωσών από συμπαγείς μάζας (παραδείγματος χάριν υποψήφιες γαλαξιαχές μελανές οπές) μέχρι Ενεργούς Γαλαξιαχούς Πυρήνες. Ειδικά στην τελευταία περίπτωση ήταν εφικτό να προσδιοριστεί η απορρόφηση της ύλης χατά μήχος της ευθείας παρατήρησης χαι των χαραχτηριστικών απορρόφησης στις ισοδύναμες πυχνότητες στήλες υδρογόνου $(N_H \sim 10^{21} - 10^{23} cm^{-2})$, παρόλο τη μετάθεση προς το ιώδες (λόγω της χίνησης των πηγών). Για τη μελέτη των συγκεχριμένων πηγών είναι απαραίτητος ο προσδιορισμός της παραμέτρου ιονισμού. Από θεωρητικής απόψεως, οι περισσότερες προσεγγίσεις για τη μελέτη των γραμμών που παρουσιάζουν οι ΕΓΠ επικεντρώνονται στις εσωτερικές περιοχές της πρόσπτωσης ύλης, περιορίζοντας τη μελέτη των συνθηκών σε ένα στενό χωρικό εύρος. Σε αντίθεση όμως με αυτή τη προσέγγιση, η έρευνα για τη συνεισφορά των μαγηρούμενες ροές βρίσχοντας αυτοόμοιες λύσεις και καλύπτοντας ένα μεγαλύτερο φάσμα αχτίνων [Blandford and Payne, 1982], [Contopoulos and Lovelace, 1994].

Χρησιμοποιώντας τη δομή αυτών των λύσεων οι [Konigl and Kartje, 1994], πρότειναν έναν "μοριακο τόρο", ο οποίος είναι δυναμικός και προέρχεται από τον άνεμο. Επιπλέον, επισήμαναν ότι η δισδιάστατη γεωμετρία των ανέμων (με χαμηλές πυκνότητες στήλης κοντα στον άξονα συμμετρίας $\theta \simeq 0^{\circ}$ και υψηλές στον ισημερινό $\theta \simeq 90^{\circ}$) παρέχει μία φυσική εξήγηση για το ενοποιημένο μοντέλο των γαλαξιών Seyfert τύπου I και II (Κεφάλαιο 1), συνδέοντας κατ' αυτό τον τρόπο τη μεγάλη δομή λόγω φασματικής ταξινόμησης των ΕΓΠ με τη δυναμική της πρόσπτωσης και των εκροών από την κεντρική περιοχή.

Οι αυτοόμοιες λύσεις των εξισώσεων της προσπίπτουσας ροής έχουν λυθεί επίσης από τους Narayan & Yi [Narayan and Yi, 1994], οι οποίοι υπέθεσαν μία δομή πρόσπτωσης θερμής ύλης με χαμηλό ρυθμό ($\dot{m} \lesssim 1$). Εξαιτίας αυτού του χαμηλού ποσοστού, ο χρόνος πρόσπτωσης τ_{acc} είναι πολύ μιχρότερος από τον χρόνο ψύξης του αερίου τ_{cool} , αχολουθώντας τη σχέση $\tau_{acc} = \dot{m}\tau_{cool}$. Επομένως προχύπτει ότι ένα μιχρό ποσοστό \dot{m} της ενέργειας απελευθερώνεται σε χινητική ενέργεια του πλάσματος και αχτινοβολεί μαχριά ενώ το υπόλοιπο προσέρχεται στη μελανή οπή (η περίπτωση των δίσχων ADAF η οποία αναφέρθηκε στο Κεφάλαιο 1). Ως αποτέλεσμα του παραπάνω, η λαμπρότητα της εισροής είναι ανάλογη του \dot{m}^2 . Η υψηλή θερμοχρασία του εσωτεριχού των δίσχων ADAF δίνει μία φυσιχή εξήγηση για τη συνιστώσα των φωτονίων που παράγουν τις παρατηρούμενες αχτίνες Χ. Με αυτό τον τρόπο, δεν είναι μία ανεξάρτητη παράμετρος, αλλά εξαρτάται από τη δυναμική του δίσχου. Με βάση τις παραπάνω εχτιμήσεις οι Fukumura et al μελετησαν την περίπτωση οι αποροφήση των αχτίνων X να προέρχεται από έναν άνεμο, το μοντέλο του οποίου παρουσιάζεται στην επόμενη παράγραφο.

3.2 Περιγραφή του Μοντέλου

Η μελέτη του συγκεκριμένου μοντέλου ανέμου χωρίζεται σε δύο κομμάτια:

1. την εκροή του ανέμου του οποίο η δομή προέρχεται από έναν γεωμετρικά λεπτό δίσκο (έτσι όπως περιγράφεται στο [Contopoulos and Lovelace, 1994],

2. στον ιονισμό του πλάσματος του ανέμου υπό συνθήκες τοπικής θερμοδυναμικής ισορροπίας καθώς και ισορροπίας ιονισμού, χρησιμοποιώντας των αριθμητικό κώδικα φωτοιονισμού XSTAR [Kallman and Bautista, 2001].

Στην παρούσα εργασία θα παρουσιαστεί κατά κύριο λόγο στη δομή του ανέμου, ενώ δε θα γίνει επιγραμματική αναφορά στα αποτελέσματα που αφορούν το κομμάτι του φωτοιονισμού.

3.2.1 Το αυτοσυνεπές μαγνητουδροδυναμικό μοντέλο ανέμου από δίσκους προσαύξησης

Ο μαγνητουδροδυναμικός άνεμος που θα περιγραφεί παρακάτω χαρακτηρίζεται από ένα πολοειδές μαγνητικό πεδίο υπό την επίδραση περιστροφής, βαρύτητας και μαγνητικής πίεσης έτσι όπως περιγράφεται στο [Blandford and Payne, 1982]. Για να απλοποιηθεί αυτή η προσέγγιση γίνεται η υπόθεση ότι ο άνεμος είναι αξισυμμετρικός και οι εξισώσεις της μαγνητουδροδυναμικής μπορούν επιλυθούν στο πολοειδές επίπεδο $(r - \theta)$. Προκειμένου να υπάρξει επιπρόσθετη απλούστευση του προβλήματος τα $r - \theta$ είναι ανεξάρτητα και το μαγνητικό πεδίο καθώς και οι υπόλοιπες φυσικές μεταβλητές του πλάσματος έχουν μία εξάρτηση νόμου δύναμης από την ακτίνα. Λαμβάνοντας υπόψιν όλες τις διατηρούμενες ποσότητες στο πολοειδές επίπεδο (ροή μάζας ανά ροή μαγνητικού πεδίου, ακτινική σρμή, ακτινική ταχύτητα κατά μήκος των δυναμικων γραμμών, ολοκλήρωμα Bernoulli ενώ η εξίσωση Grad-Safranov¹ εξαρτάται από τη γωνία, λύνονται οι εξισώσεις της Μαγνητουδροδυναμικής κανουλοροδυναμικής. Η λύση αποδεικνύει ότι υπάρχει μία ακτινική εξάρτηση των ποσοτήτων (με αντίστοιχη κανουκοποίηση προς την αρχική ακτίνα r_0). Η εξίσωση Grad-Safranov έχει τη μορφή της εξίσωσης ανέμου με κάποια κρίσιμα σημεία, με το πιο σημαντικό να είναι το σημείο Alfven, το οποίο επιτυγχάνεται διαλέγοντας κατάλληλες συνοριαχες συνθήκες στην επιφάνεια του δίσκου.

Οι φορμαλιστικά αναλυτικές λύσεις για τον άνεμο υπάρχουν στην εργασία [Fukumura et al., 2010].

¹Η εξίσωση Grad-Safranov είναι η προβολή της εξίσωσης ορμής χάθετα στην πολοειδή γραμμή.

Το πρόβλημα είναι χρονοανεξάρτητο, αξισυμμετρικό, μη σχετικιστικό, χρησιμοποιεί ιδεατή μαγνητουδροδυναμική και περιλαμβάνει βαρύτητα και πίεση του αερίου. Συνοψίζοντας τα βασικά χαρακτηριστικά τα οποία αναφέρθηκαν παραπάνω, λύνονται τις μαγνητουδροδυναμικές εξισώσεις

$$\nabla \cdot \rho \boldsymbol{v} = 0 \; (\Delta ι \alpha \tau \eta \rho \eta \sigma \eta \; \mu \alpha \zeta \alpha \varsigma), \tag{3.1}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{B} = \frac{4\pi}{c} \boldsymbol{J} \text{ (Nóµoç Ampere,)}$$
 (3.2)

$$\boldsymbol{E} + \frac{v}{c} \times \boldsymbol{B} = 0$$
 (Ιδεατή Μαγνητουδροδυναμική), (3.3)

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = 0 \text{ (Nóµoç Faraday)}, \tag{3.4}$$

$$\rho(\boldsymbol{v}\cdot\nabla)\boldsymbol{v} = -\nabla\boldsymbol{p} - \rho\nabla\boldsymbol{\Phi}_g + \frac{1}{c}(\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{B}) \ (\Delta \text{ιατήρηση ορμής}), \tag{3.5}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0, \tag{3.6}$$

όπου η ταχύτητα ανέμου του πλάσματος είναι v, η ροή είναι "παγωμενη' κατά μήκος των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου B, E είναι το ηλεκτρικό πεδίο, J η πυκνότητα ρεύματος και c η ταχύτητα του φωτός. Η πίεση του αερίου είναι p και συνδέεται με την πυκνότητα μάζας ρ μέσω της καταστατικής εξίσωσης

$$p = K \rho^{\Gamma} \tag{3.7}$$

όπου K και Γ είναι η αδιαβατική σταθερά και ο πολυτροπικός δείκτης αντίστοιχα. Η υπόθεση της συμμετρίας στον άξονα επιτρέπει την ξεχωριστή γραφή του πολοειδούς μαγνητικού πεδίου από το τοροειδές, οπότε έχουμε $B = B_p + B_{\phi}$ και $v = v_p + v_{\phi}$ με:

$$\boldsymbol{B_p} = \frac{1}{r\sin\theta} \nabla \Psi \times \hat{\phi},\tag{3.8}$$

όπου Ψ(r, θ) η συνάρτηση της μαγνητικής ροής². Η συνάρτηση Ψ είναι σταθερή κατά μήκος των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου. Επιπλέον, λόγω της χρονοανεξαρτησίας υπάρχουν κι άλλες ποσότητες οι οποίες εξαρτώνται από το Ψ και διατηρούνται σταθερές κατά μήκος των δυναμικών γραμμών

$$4\pi\rho \frac{v_p}{B_p} \equiv F(\Psi),\tag{3.9}$$

$$\frac{1}{r\sin\theta}\left(\upsilon_{\phi} - \frac{F}{4\pi\rho}B_{\phi}\right) \equiv \Omega(\Psi),\tag{3.10}$$

$$r\sin\theta(B_{\phi} - v_{\phi}F) \equiv H(\Psi), \qquad (3.11)$$

$$\int_{\Psi=const} (\mathrm{d}\rho/\rho) + \frac{1}{2}\upsilon^2 + \Phi_{\rm g} - \mathrm{r}\sin\theta, \upsilon_{\phi}\Omega \equiv \mathrm{J}(\Psi), \qquad (3.12)$$

$$k_B(\Gamma - 1)^{-1} ln(K) \equiv S(\Psi),$$
 (3.13)

όπου $F(\Psi)$ ο λόγος της μάζας προς την μαγνητική ροή, Ω_{Ψ} η γωνιακή ταχύτητα των γραμμών του μαγνητικού πεδίου, η $H(\Psi)$ αναφέρεται στην ειδική γωνιακή ορμή³, J_{Ψ} το ολοκλήρωμα (Bernoulli) της ενέργειας και $S(\Psi)$ η ειδική εντροπία. Επιπλέον, k_B είναι η σταθερά Boltzmann και Φ_g είναι το Νευτώνιο βαρυτικό δυναμικό. Η ταχύτητα του πεδίου του ανέμου είναι v και συνδέεται με το μαγνητικό πεδίο B ως εξής

$$\boldsymbol{v} = r\sin\theta\Omega\hat{\phi} + \frac{F}{4\pi\rho}\boldsymbol{B}.$$
(3.14)

 $^{^2 \}Gamma$ ίνεται χρήση των σφαιριχών συντεταγμένων (r, θ, ϕ)

³Περιλαμβάνει μαγνητικές ροπές

Στην εργασία των [Contopoulos and Lovelace, 1994] αποδεικνύεται ότι οι λύσεις του παραπάνω προβλήματος έχουν την εξής μορφή

$$\boldsymbol{B}(r,\theta) \equiv (r/r_0)^{q-2} \boldsymbol{b}(\theta) B_0, \qquad (3.15)$$

$$\boldsymbol{v}(r,\theta) \equiv (r/r_0)^{-1/2} \boldsymbol{v}(\theta) v_0, \qquad (3.16)$$

$$p(r,\theta) \equiv (r/r_0)^{2q-4} \mathcal{P}(\theta) B_0^2, \qquad (3.17)$$

$$\rho(r,\theta) \equiv (r/r_0)^{2q-3} \mathcal{R}(\theta) B_0^2 v_0^{-2}.$$
(3.18)

Εδώ το r_0 είναι η ακτίνα του χαρακτηριστικού πεδίου/ροής στη βάση του ανέμου, σε γωνία $θ = 90^\circ$, ενώ B_0 , v_0 είναι αντίστοιχα το μέγεθος των κάθετων συνιστωσών του μαγνητικού πεδίου και της αρχικής περιστροφικής ταχύτητας του ανέμου στο ίδιο σημείο της βάσης. Ακόμη, τα **b**, **v** είναι αδιάστατα μεγέθη με $b_z(90^\circ) = v_\phi(90^\circ) \equiv 1$, ενώ τα \mathcal{P} , και \mathcal{R} δείχνουν τη γωνιακή εξάρτηση της πίεσης και της πυκνότητας του ανέμου αντίστοιχα. Ο εκθέτης q είναι μία ελεύθερη παράμετρος η οποία ελέγχει την ακτινική εξάρτηση του μαγνητικού πεδίου. Κάποιος εύκολα μπορεί να διακρίνει περιπτώσεις ανάλογα με κάποια όρια του εκθέτη. Όταν q > 1, το rB_ϕ μεγαλώνει με το r και ο άνεμος επεκτείνεται συμμετρικά ως προς τον άξονα, ενώ όταν q < 1, $rB_\phi \to 0$ για $r \to \infty$ ο άνεμος έχει μία αξονική συνιστώσα.

Προφανώς τότε ισχύει

$$\Psi(r,\theta) = (r/r_0)^q \psi(\theta) \Psi_0, \qquad (3.19)$$

όπου $\psi(\theta)$ είναι αδιάστατη ποσότητα, ισχύει $\psi(90^\circ) = 1$ και $\Psi_0 \equiv B_0 r_0^2 b_z(90^\circ) q^{-1}$ είναι η πολοειδής μαγνητική ροή κατά μήκος της ακτίνας r_0 . Οι παραπάνω κλίμακες χαρακτηρίζουν τις γραμμές όλου του πεδίου. Ο λόγος είναι ότι οι γραμμές αυτές είναι αυτοόμοιες σε μία χαρακτηριστική γραμμή, την $r = r_0$ και για $\theta = 90^\circ$ (στο δίσκο). Τα ολοκληρώματα που περιγράψαμε προηγουμένως λόγω της αυτοομοιότητας γίνονται

$$F(\Psi) = (\Psi/\Psi_0)^{1-3/2q} F_0 B_0 v_0^{-1}, \qquad (3.20)$$

$$\Omega(\Psi) = (\Psi/\Psi_0)^{-3/2q} \Omega_0 v_0 r_0^{-1}, \qquad (3.21)$$

$$H(\Psi) = (\Psi/\Psi_0)^{1-1/q} H_0 B_0 v_0, \qquad (3.22)$$

$$J(\Psi) = (\Psi/\Psi_0)^{-1/q} J_0 v_0^2, \qquad (3.23)$$

$$S(\Psi) = k_B (\Gamma - 1)^{-1} [\{ (2 - 4/q) - \Gamma (2 - 3/q) \} ln(\Psi/\Psi_0) + ln\mathcal{K}], \qquad (3.24)$$

όπου $\mathcal{K} = \mathcal{P}(\theta) / \mathcal{R}(\theta)^{\Gamma}$ είναι η αδιάστατη αδιαβατική σταθερά. Η αδιαβατική ταχύτητα του ήχου σε αυτές τις κλίμακες είναι

$$c_s(r,\theta) \equiv \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_{\Psi=const}^{1/2} = (\Psi/\Psi_0)^{-1/2q} [\mathcal{K}\Gamma\mathcal{R}(\theta)^{\Gamma-1}]^{1/2} v_0 = (\Psi/\Psi_0)^{-1/2q} c_s(\theta) v_0.$$
(3.25)

Με βάση χάποιες υποθέσεις (δες [Fukumura et al., 2010] για λεπτομέρειες) οι παραπάνω εξισώσεις λύνονται αριθμητιχά προχειμένου η λύση του ανέμου να περνάει από το χρίσιμο σημείο Alfven, όπως φαίνεται χαι στα διαγράμματα 3.1, 3.2. Αυτό το οποίο είναι αξιοσημείωτο είναι η σημασία της ελεύθερης παραμέτρου q.

Όπως έχει συζητηθεί και στο [Contopoulos and Lovelace, 1994], διαφορετικές τιμές του εκθέτη επιτρέπουν διαφορετικές γεωμετρίες στο πολοειδές επίπεδο, οι οποίες είναι συνδεδεμένες με παρατηρούμενες ποσότητες, για παράδειγμα η πυκνότητα των σωματιδίων. Αρχικά, ο άνεμος εκρέει από ένα λεπτό κεπλεριανό δίσκο, με μία μικρή συνιστώσα (εκτός δίσκου) ταχύτητα. Καθώς ο άνεμος αφήνει τον δίσκο, οι μαγνητικές ροπές επίδρούν πάνω στο πλάσμα και η μαγνητική ενέργεια μετατρέπεται με αποδοτικό τρόπο σε κινητική ενέργεια του ανέμου, κατά μήκος του άξονα συμμετρίας. Το μαγνητικό πεδίο επίσης παίζει σημαντικό ρόλο στην εστίαση του ανέμου σε μεγάλες αποστάσεις. Σε αυτή την ειδική περίπτωση ο άνεμος φαίνεται να αποκτάει μία τελική ταχύτητα η οποία έχει τιμή πολλαπλάσια


Σχήμα 3.1: Η μαγνητουδροδυναμική λύση της εξίσωσης G-S στο πολοειδές επίπεδο, (a) η πολοειδής ταχύτητα u_p και η τοροειδής ταχύτητα U_{ϕ} (κανονικοποιημένες ως προς $u_0 = u_K$) ως συνάρτηση της απόστασης $Z = (r/r_0) \cos \theta$ και (b) το τοροειδές μαγνητικό πεδίο $|B_{\phi}|$ (κανονικοποιημένο ως προς B_0) επίσης ως συνάρτηση της απόστασης Z, κατά μήκος μίας χαρακτηριστικής γραμμής ροής. Οι κατακόρυφες γραμμές δείχνουν το σημείο Alfven, [Fukumura et al., 2010].

της αρχικής περιστροφικής ταχύτητας και παραμένει υπό της γρήγορης μαγνητοηχητικής ταχύτητας. Η πυκνότητα των σωματιδίων μπορεί να περιγραφεί από το ακτινικό και γωνιακό τμήμα, μιας και οι ποσότητες που περιγράφτηκαν παραπάνω είναι διαχωρισμένες ως προς την ακτίνα και τη γωνία. Έτσι η αριθμητική πυκνότητα των σωματιδίων είναι

$$n(r,\theta) \equiv \frac{\rho(r,\theta)}{\mu m_p} = n_0 x^{2q-3} \mathcal{N}(\theta), \qquad (3.26)$$

όπου $n_0 \equiv B_0^2 \mathcal{R}(90^\circ)/(\mu m_p v_0^2)$ είναι η αριθμητική πυκνότητα κανονικοποιημένη στην αρχική χαρακτηριστική ακτίνα r_0 , $\mathcal{N}(\theta) \equiv \mathcal{R}(\theta)/\mathcal{R}(90^\circ)$ είναι η κανονικοποιημένη γωνιακή εξάρτηση της αριθμητικής πυκνότητας του ανέμου και $x = r/r_0$ η αδιάστατη συνιστώσα της ακτίνας. Όσον αφορά τη μάζα του πρωτονίου είναι το m_p και $\mu = 1.26$ είναι το μέσο μοριακό βάρος του ανέμου.

Από εδώ και στο εξής η χαρακτηριστική ακτίνα r_0 είναι ίση με την ακτίνα Schwarzchild, $r_0 = R_s$. Υπενθυμίζεται ότι $R_s \simeq 3 \times 10^5 \hat{M}$, $\hat{M} \equiv M/M_{\odot}$. Για ελεύθερη σφαιρική πτώση ύλης στο όριο Eddington ($\dot{m} = 1$) το οπτικό βάθος Thomson είναι μονάδα στην ακτίνα Schwarzchild. Με βάση τα παραπάνω πρόκύπτει ότι η κανονικοποιημένη αριθμητική πυκνότητα των σωματιδίων του ανέμου είναι

$$n_0 = \frac{\eta_w \dot{m}}{2\sigma_\tau R_s} \tag{3.27}$$

όπου η_w είναι το ποσοστό της εκροής μάζας του ανέμου προς την εισροή μάζας \dot{m} , προσεγγιστικά ισχύει ότι $\eta_w = 1$ και σ_τ η διατομή Thomson. Είναι σημαντικό να σημειωθεί ότι επειδή το ποσοστό πρόσπτωσης μάζας εξαρτάται από την ακτίνα, η κανονικοποιημένη παράμετρος \dot{m} αναφέρεται πάντα στην τιμή που έχει στο εσωτερικό μέρος, δηλαδή για $x \simeq 1$.

Το διάγραμμα 3.3 δείχνει κατά μήκος της ευθείας παρατήρησης την εξάρτηση της πυκνότητας του ανέμου από τη γωνία θ με προφίλ $n(\theta)_{\Psi=\Psi_0}$ από τον πόλο $(\theta = 0^\circ)$ προς τον ισημερινό $(\theta = 90^\circ)$ κατά μήκος της χαρακτηριστικής γραμμής ροής $\Psi = \Psi_0$, κανονικοποιημένο ως προς τη μέιστη τιμή $(\theta = 90^\circ)$ έτσι όπως προέκυψε από την αυτοομοιότητα των λύσεων. Η παραπάνω κατανομή δείχνει τη σημαντική αλλαγή της πυκνότητας με βάση τη γωνία παρατήρησης (αντίστοιχα και για την πυκνότητα στήλης).

Επιπλέον για την πυκνότητα στήλης του υδρογόνου N_H κατά μήκος της ευθείας παρατήρησης για μία κλίμακα μήκος Δr προκύπτει

$$N_{H}(\Delta r, \theta) \equiv \int_{\Delta r} n(r, \theta) \mathrm{dr} = \eta_{\mathrm{w}} \mathcal{N}(\theta) \frac{\dot{\mathrm{m}}}{2\sigma_{\tau}} \times \begin{cases} \frac{1}{2(q-1)} x^{2(q-1)} |_{\Delta x} & \text{ean } q \neq 1, \\ \ln x |_{\Delta x} & \text{ean } q = 1, \end{cases}$$



Σχήμα 3.2: Οι ιδιότητες του ανέμου κατά μήκος μίας γραμμής ροής ως συνάρτηση της γωνίας θ της ευθείας παρατήρησης, (a) το προφίλ της πυκνότητας $n(\theta)_{\Psi=\Psi_0}$ και (b) η ταχύτητα του ανέμου πάνω στην ίδια χαρακτηριστική γραμμή ροής, [Fukumura et al., 2010].

όπου ο άνεμος επεκτείνεται από μία εσωτερική ακτίνα $r = r_{in} = r_0 \simeq R_s$ σε μία κλίμακα μήκους παραπάνω από $\Delta r \equiv \Delta x \cdot R_s$ κατά μήκος της ευθείας παρατήρησης.

Πρέπει να τονιστεί ότι για εχθέτη q = 1 υπάρχει μία ενδιαφέρουσα συμπεριφορά, ότι η πυχνότητα στήλης μεταβάλλεται λογαριθμικά, έχει την ίδια τιμή ανά δεχάδα αχτίνας, δηλαδή dN_H/d log r = σταθερό $\propto \mathcal{N}(\theta)$, όπως φαίνεται χαι στο διάγραμμα 3.3. Για $\dot{m} = 1, \theta = 90^{\circ}$ οι άνεμοι αυτοί έχουν μία πυχνότητα στήλης της τάξης $\sim 10^{24}$ cm⁻² ανά δεχάδα αχτίνας. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα, ότι για αχτίνες που εχτείνονται αρχετά πιο μαχριά το μέσο μπορεί να είναι οπτιχά πυχνό, αχόμα χαι για $\dot{m} << 1$. Όσον αφορά το εξαρτημένο προφίλ πυχνότητας από τη γωνία, χαλή προσαρμογή σε αυτό παρουσιάζει η σχέση $n(\theta)|_{\Psi=\Psi_0\simeq e^{-(\theta-90^\circ)/13^\circ}}$ για $\theta \ge 10^\circ$, χάτι το οποίο συμφωνεί με την παραπάνω διαπίστωση.



Σχήμα 3.3: Προφίλ ανέμου, [Fukumura et al., 2010].

3.2.2 Η δομή ιονισμού του ανέμου

Ο ιονισμός του ανέμου είναι ιδιαίτερα σημαντικός καθώς είναι η παρατηρησιακή υπογραφή του ανέμου. Θα αναφερθούν πολύ βασικά χαρακτηριστικά καθώς οι παραπάνω λεπτομέρειες ξεφεύγουν από το πνεύμα της παρούσας εργασίας.

Θεωρώντας μία πηγή αχτίνων X στο χέντρο χαι με βάση την χινηματιχή που δημιουργείται στο πολοειδές επίπεδο, μελετάται η δομή ιονισμού του ανέμου. Εφαρμόζοντας έναν χώδιχα φωτοιονισμού (XSTAR), ο οποίος λύνει αυτοσυνεπώς τον ιονισμό αλλά χαι τη θερμιχή ισορροπία τοπιχά του ανέμου, προχύπτουν χρήσιμα συμπεράσματα τα οποία μπορούν να ελεγχθούν με παρατηρήσεις. Ο ιονισμός τοπιχά χαθορίζεται από τη ροή φωτονίων ανά τη ροή ηλεχτρονίων, μία προσέγγιση του ιονισμού επιτυγχάνεται από την παράμετρο ιονισμού $\xi \equiv L/(nr^2)$, με L τη λαμπρότητα της ιονίζουσας πηγής. Επιπλέον, πρέπει να επιλυθεί η εξίσωση διάδοσης της αχτινοβολίας χατά μήχος της ευθείας παρατήρησης χι εξαρτάται από τις σχεδάσεις χαι απορροφήσεις. Προχειμένου να υπολογιστούν λεπτομερών τα φάσματα απορρόφησης των γραμμών θα πρέπει να είναι γνωστό το προφίλ της πυχνότητας του ανέμου n(r, θ) χαθώς χαι της ταχύτητάς του v(r, θ). Τέλος, το ευρύ φάσμα της πυχνότητας του ανέμου, σε σχέση με την αχτίνα, οδηγεί σε ιόντα με διάφορες χαταστάσεις ιονισμού χι αυτό θα μπορούσε να συμβάλει στον χαθορισμό του ανέμου αχτινιχά.

Λαμβάνοντας υπόψιν τα παραπάνω, στην εργασία τους οι [Fukumura et al., 2010] πραγματοποίησαν μία σειρά υπολογισμών για βασικά στοιχεία (H, He, Ca, Na, O, Ne, Mg, Si καιFe) και υπολόγισαν τον ιονισμό των στοιχείων αυτών κι έβγαλαν χρήσιμα συμπεράσματα τα οποία μπορούν να αξιοποιηθούν παρατηρησιακά.

Κεφάλαιο 4

Μοντελοποίηση φασμάτων των Ενεργών Γαλαξιακών Πυρήνων

Η θεωρητική αστροφυσική επιβεβαιώνεται μέσω των παρατηρήσεων των αντικειμένων. Η εξέλιξη της τεχνολογίας έχει συνεισφέρει στη μοντελοποίηση της θεωρίας, την εύρεση παραμέτρων και την προσαρμογή των παραγόμενων φασμάτων στις παρατηρήσεις· με τελικό στόχο την κατανόηση των φυσικών διεργασιών στις αστροφυσικές πηγές. Η βασική σκέψη είναι η εφαρμογή των διαδικασιών, με χρήση όσο το δυνατόν λιγότερων φυσικών παραμέτρων έτσι ώστε να αναπαραχθούν φάσματα τα οποία ικανοποιούν τις παρατηρήσεις από διάφορα όργανα σε όλα τα μήκη κύματος. Επιπλέον, οι παρατηρήσεις στο πέρασμα του χρόνου βελτιώνονται, αυξάνοντας τη διακριτική ικανότητα και δίνοντας στους αστροφυσικούς τη δυνατότητα του ελέγχου, της απόρριψης και της αποδοχής θεωρητικών μοντέλων.

Σε αυτό το κεφάλαιο θα παρουσιαστούν εν τάχει οι βασικές ιδέες μοντέλων που ήδη υπάρχουν για τους blazar. Με χρήση του αριθμητικού κώδικα [Mastichiadis and Kirk, 1995] λύνονται οι κινητικές εξισώσεις των σωματιδίων¹, υπολογίζοντας βασικές φυσικές διεργασίες, όπως ακτινοβολία σύγχροτρον, αντίστροφο σκεδασμό Compton και άλλες. Στη συνέχεια, θα μελετηθεί η συνεισφορά του ανέμου που περιγράφηκε στο κεφάλαιο 3 στα πολυκυματικά φάσματα των blazar. Στο τέλος του κεφαλαίου, θα παρουσιαστεί η προσαρμογή των αποτελεσμάτων σε συγκεκριμένες πηγές blazar.

4.1 Μοντέλα Φασμάτων

Το φάσμα των blazar είναι πολυχυματικό και ιδιαίτερο, αφού χαρακτηρίζεται από δύο συνιστώσες, η μία σε χαμηλές ενέργειες και η άλλη σε υψηλές. Η συνιστώσα που επεκτείνεται από τα ράδιο έως τις ακτίνες X και παρουσιάζει μέγιστο από το οπτικό ως τις μαλακές ακτίνες X συνδέεται με σύγχροτρον ακτινοβολία από ηλεκτρόνια. Η επόμενη βασική συνιστώσα έχει μέγιστο στις ακτίνες γ και υπάρχουν θεωρητικά μοντέλα που υποθέτουν ότι μπορεί να προέρχεται από τελείως διαφορετικές διεργασίες. Στην περίπτωση όπου η ακτινοβολία προέρχεται μόνο από σχετικιστικά ηλεκτρόνια αναφερόμαστε στα λεπτονικά μοντέλα. Σε αυτά, η υψηλοενεργειακή συνιστώσα σχετίζεται με αντίστροφο σκεδασμό Compton και αναφέρεται στον ίδιο πληθυσμό ηλεκτρονίων που παράγουν και τη σύγχροτρον ακτινοβολία. Όταν εντός της πηγής τα πρωτόνια επιταχύνονται, φθάνουν σε υψηλές ενέργειες και ακτινοβολούν, τότε η δεύτερη συνιστώσα της συχνοτήτας μπορεί να προέρχεται από ακτινοβολία σύγχροτρον πρωτονίων. Τα πρωτόνια μπορούν να οδηγήσουν στην εκπομπή ακτίνων γάμμα μέσω αντιδράσεων πρωτονίου-πρωτονίου ή πρωτονίου-φωτονίου. Μέσω των πρωτονίων είναι δυνατή η παραγωγή ζευγών ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων, πιονίων, φωτονίων καθώς και νετρίνων. Λόγω του ότι η χαμηλοενεργειακή συνιστώσα προέρχεται από ηλεκτρόνια, τα μοντέλα αυτά λέγονται λεπτοαδρονικά ή πιο απλά αδρονικά.

¹Μέσω των κινητικών εξισώσεων δεν αναφερόμαστε σε εξισώσεις που έχουν να κάνουν με τη δυναμική του προβλήματος, αλλά ουσιαστικά αποτελούν τις εξισώσεις συνέχειας.

4.1.1 Λεπτονικά μοντέλα

Όπως αναφέρθηκε και παραπάνω στην περίπτωση των λεπτονικών μοντέλων η εκπομπή των υψηλών ενεργειών παράγεται λόγω αντιστρόφου σχεδασμού Compton, ενώ η χαμηλών ενεργειών από σύγχροτρον ακτινοβολία. Το πεδίο φωτονίων που λειτουργει ως στόχος για τα σχετικιστικά ηλεχτρόνια μπορεί να είναι είτε «εσωτεριχό», δηλαδή να είναι φωτόνια που παράγονται εντός της περιοχής επιτάχυνσης (σύγχροτρον φωτόνια), οπότε αναφερόμαστε στη διαδικασία SSC, παράγραφος 2.3 [Marscher and Gear, 1985], [Maraschi et al., 1992], [Bloom and Marscher, 1996], είτε «εξωτεριχό» από διάφορες πηγές φωτονίων εχτός της πηγής. Πιθανές πηγές εξωτεριχών φωτονίων είναι φωτόνια που προέρχονται από το δίσκο προσαύξησης [Dermer et al., 1992], [Dermer and Schlickeiser, 1993], από την περιοχή με τις πλατιές γραμμές εκπομπής [Sikora et al., 1994], [Blandford and Levinson, 1995], [Ghisellini and Madau, 1996], [Dermer et al., 1997], [Finke, 2013] από την υπέρυθρη εκπομπή του τόρου [Błażejowski et al., 2000], εκπομπή σύγχροτρον από άλλες περιοχές του πίδαχα [Georganopoulos and Kazanas, 2003], [Ghisellini and Tavecchio, 2008b]. Στην παρούσα εργασία θα μελετήσουμε την περίπτωση το εξωτεριχό πεδίο φωτονίων να αναφέρεται σε φωτόνια του δίσχου τα οποία σχεδάζονται στα σωματίδια του ανέμου που προέρχεται από το δίσχο προσαύξησης. Άλλη εργασία που αφορά το εξωτεριχο πεδίο φωτονίων ήταν των [Böttcher and Dermer, 1998], στην οποία μελέτησαν τη περίπτωση τα συγχροτρον φωτόνια να αναχλώνται στα νέφη που περιβάλλουν τον ΕΓΠ και να λειτουργούν ως εξωτερικοί στόχοι.

Στην πιο απλή προσέγγιση η κατανομή των ηλεκτρονίων θεωρείται γνωστή. Συνήθως είναι ένας απλός ή ένας «σπασμένος» νόμος δύναμης μεταξύ δύο ακραίων ενεργειών. Μέσω αυτών των μοντέλων πολλές φορές δίνεται εξήγηση των παρατηρούμενων φασμάτων [Ghisellini et al., 1998a] αλλά στερούνται της αυτοσυνέπειας. Αυτή επιτυγχάνεται, αν θεωρηθεί ότι η κατανομή των ηλεκτρονίων προέρχεται από τη λύση της σταθερής κατάστασης των κινητικών εξισώσεων στην οποία περιλαμβάνεται και η επιτάχυνση των σωματιδίων καθώς και όλοι οι μηχανισμοί απώλειας ενέργειας [Ghisellini and Tavecchio, 2009b], [Acciari and Aliu, 2009], [Weidinger and Spanier, 2010].

Στην περίπτωση κατά την οποία ένα λεπτονικό μοντέλο θέλει να εξηγήσει την έντονη μεταβλητότητα των blazar, θα πρέπει αυτοσυνεπώς να ακολουθεί τη χρονοεξαρτώμενη εξέλιξη των ηλεκτρονίων και των φωτονίων. Στην περίπτωση του SSC τέτοια μοντέλα είναι [Mastichiadis and Kirk, 1997], [Ka-taoka et al., 2000], [Krawczynski et al., 2002], ενώ στην περίπτωση παρουσίας εξωτερικού πεδίου φωτονίων [Sikora et al., 2001], [Böttcher and Chiang, 2002].

4.1.2 Αδρονικά μοντέλα

Στην περίπτωση των αδρονιχών μοντέλων εχτός από τον πληθυσμό των σχετιχιστιχών ηλεκτρονίων υπάρχουν χαι σχετιχιστιχά πρωτόνια. Ενώ για τη συνιστώσα χαμηλών συχνοτήτων ισχύει ότι για τα λεπτονιχά χαι στα αδρονιχά μοντέλα η αχτινοβολία προέρχεται από σύγχροτρον ηλεκτρονίων, ενώ η συνιστώσα υψηλών συχνοτήτων οφείλεται σε σύγχροτρον πρωτονίων χαι φορτισμένων μιονίων, τα οποία παράγονται σε αντιδράσεις πρωτονίου-φωτονίου εντός του πίδαχα.

Αν ικανοποιείται το κατώφλι² για την παραγωγή πιονίων μέσω των αντιδράσεων πρωτονίου-φωτονίου τότε θα δημιουργηθεί ένας καταιονισμός σωματιδίων [Mannheim and Biermann, 1992]. Η επιτάχυνση των πρωτονίων στους blazar απαιτεί ισχυρά μαγνητικά πεδία. Η ισχυρή ένταση του μαγνητικού πεδίου οδηγεί σε σύγχροτρον ακτινοβολία των πρωτογενών πρωτονίων, καθώς και των δευτερογενών ηλεκτρονίων, μιονίων και μεσονίων. Λαμβάνοντας όλες τις διεργασίες υπόψιν έχουμε ένα πλήρες αδρονικό μοντέλο [Dimitrakoudis et al., 2014], [Petropoulou et al., 2014], [Petropoulou and Dimitrakoudis, 2015], [Petropoulou et al., 2015], [Petropoulou et al., 2016]. Η υπογραφή των αδρονικών μοντέλων είναι νετρινικής φύσεως, γι' αυτό το λόγο όσο η αστρονομία νετρίνων αναπτύσσεται, αναμένεται να ελεγχθεί η ισχύς των αδρονικών μοντέλων.

²Ένα σημαντικό μέρος της ενέργειας του πίδακα χρησιμοποιείται για να επιταχύνει τα πρωτόνια σε υψηλές ενέργειες

4.2 Το φάσμα σταθερής κατάστασης

4.2.1 Κινητική εξίσωση ηλεκτρονίων

Προχειμένου να χατανοηθεί το φάσμα αχτινοβολίας των ΕΓΠ είναι απαραίτητη η περιγραφή των φυσιχών διεργασιών που αχολουθεί ο αριθμός των σωματιδίων χαι των φωτονίων. Αυτό επιτυγχάνεται με τη χρήση μεριχών διαφοριχών εξισώσεων, οι οποίες περιγράφουν τη χρονική μεταβολή των αριθμητιχών πυχνοτήτων των σωματιδίων χαθώς χαι την ενεργειαχή τους χατανομή. Ονομάζονται χινητιχές εξισώσεις χαι η γενιχή τους μορφή είναι

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{n_i}{t_{esc}} = L_i + Q_i \tag{4.1}$$

όπου n η αριθμητική πυκνότητα του πληθυσμού στον οποίο γίνεται αναφορά (ο δείκτης i αναφέρεται είτε σε φωτόνια είτε σε ηλεκτρόνια), ο όρος t_{esc} αφορά τη «δραπέτευση» του πληθυσμού από το σύστημα. Ο ορος L_i αφορά τις απώλειες ενώ ο όρος Q_i τον ρυθμό έγχυσης. Ακόμα ισχύει $t_{\gamma,esc} = t_{cr} = \frac{R}{c}$, όπου το t_{cr} είναι ο χρόνος που χρειάζονται τα ηλεκτρόνια να διασχίσουν την πηγή. Αν ληφθεί υπόψιν τη γεωμετρία της πηγής ότι είναι σφαίρα ισχύει $t_{\gamma,esc} = t_{cr} = \frac{R}{c}$.

Λόγω της μαθηματικής φύσης των εξισώσεων και των φυσικών διεργασιών (που συχνά τις κάνουν ιδιαίτερα πολύπλοκες, για παράδειγμα ολοκληροδιαφορικές σχέσεις), η επίλυση των εξισώσεων γίνεται αριθμητικά. Στην παρούσα εργασία χρησιμοποιείται ο κώδικας των [Mastichiadis and Kirk, 1995] οποίος παρουσιάζεται στην παράγραφο 4.2.2. Επομένως, δεδομένου των φυσικών παραμέτρων οι οποίες χρησιμοποιούνται, παράγεται το αντίστοιχο φάσμα της πηγής το οποίο συγκρίνεται με τις παρατηρήσεις προκειμένου να επιβεβαιωθούν οι αρχικές υποθέσεις.

4.2.2 Ο αριθμητικός κώδικας

Στην παρούσα εργασία θα μελετηθεί η περίπτωση των λεπτονικών μοντέλων, επομένως αναζητούνται τρόποι επίλυσης των κινητικών εξισώσεων για τα ηλεκτρόνια και τα φωτόνια. Ο αριθμητικός κώδικας των [Mastichiadis and Kirk, 1995] επιλύει τις μερικές διαφορικές εξισώσεις που προκύπτουν, είναι γραμμένος σε fortran ενώ χρησιμοποιεί ρουτίνες της βιβλιοθήκης NAG.

Στον αριθμητικό κώδικα υπολογίζονται κανονικοποιημένες ποσότητες των φυσικών μεγεθών προκειμένου να μη γίνεται άσκοπη κατανάλωση υπολογιστικής ισχύος.

Η αριθμητική πυκνότητα των ηλεκτρονίων είναι κανονικοποιημένη και ισχύει ότι $n_e = \hat{n_e} \sigma_\tau R$, όπου R η ακτίνα της πηγής, $\hat{n_e}$ η αριθμητική πυκνότητα των ηλεκτρονίων και n_e η κανονικοποιημένη αριθμητική πυκνότητα των ηλεκτρονίων, στο παράρτημα Γ΄.1 αναφέρονται οι κανονικοποιήσεις του κώδικα.

Επιπλέον στην αριθμητική προσέγγιση που χρησιμοποιείται, υπάρχει ένα κατώτατο όριο στον παράγοντα Lorentz γ_{min} των σχετικιστικών ηλεκτρονίων. Τα ηλεκτρόνια «ψύχονται» μέχρι αυτό το όριο, οπότε υπάρχει ένας πληθυσμός «ψυχρών» ηλεκτρονίων, των οποίων η (κανονικοποιημένη) αριθμητική πυκνότητα $N_e^{cool}(t)$ καθορίζεται από την εξίσωση:

$$\frac{\mathrm{dN}_{\mathrm{e}}^{\mathrm{cool}}(\mathrm{t})}{\mathrm{dt}} = Q^{e,cool}(n_e, t) + L^{e,cool}(n_e, t)$$
(4.2)

Όσον αφορά τα φωτόνια, εξαρτώνται από την ενέργεια, η οποία είναι κανονικοποιημένη στη μάζα ηρεμίας του ηλεκτρονίου, δηλαδή $x = h\nu/m_ec^2$. Εξαιτίας της κανονικοποίησης που χρησιμοποιείται η ποσότητα $\int dx n_{\gamma}$ είναι συνδεδεμένη με τη συμπαγότητα των φωτονίων η οποία ορίζεται ως εξής $l_{\gamma} = \frac{L_{\gamma}\sigma_{\tau}}{4\pi Rm_ec^3}$. Για μια σφαιρική πηγή ισχύει ότι $l_{\gamma} = \frac{1}{3t_{\gamma esc}} \int dx xn_{\gamma}$.

Φυσικές διεργασίες

Σύγχροτρον ακτινοβολία

Για τη σύγχροτρον ακτινοβολία αναφερθήκαμε και στο κεφάλαιο 2. Με βάση την κανονικοποίηση του κώδικα ο ρυθμός $\eta(x, \gamma)$ με τον οποίο ένα ηλεκτρόνιο εκπέμπει φωτόνια σε ένα εύρος συχνοτήτων dx δίνεται από τον τύπο:

$$\eta(x,\gamma) = \frac{\sqrt{3}\alpha_f b\sin\theta}{x} \left(\frac{Rm_e c}{h}\right) F[2x/(3b\sin\theta\gamma^2)],\tag{4.3}$$

όπου α_f είναι η σταθερά της υπέρλεπτης υφής, θ η γωνία βήματος του σωματιδίου. Όσον αφορά τον ορισμό της συνάρτησης F χρησιμοποιείται η έχφραση από τους [Ginzburg and Syrovatskii, 1965]. Υπό την προϋπόθεση ότι η ενέργεια που εκπέμπει ένα φωτόνιο είναι πολύ μικρότερη από αυτή του του ηλεκτρονίου από το οποίο εκπέμφθηκε, η διαδικασία των απωλειών μπορεί να θεωρηθεί συνεχής και η ενέργεια περιγράφεται από την ακόλουθη σχέση

$$\mathcal{L}^{e}_{syn} = \frac{\partial}{\partial\gamma} \left(n_e(\gamma, t) \int_0^\infty dx \ \eta(x, \gamma) \right) = \frac{4}{3} l_b \frac{\partial}{\partial\gamma} [\gamma^2 n_e(\gamma, t)]. \tag{4.4}$$

Ο όρος l_b είναι η μαγνητική συμπαγότητα και ορίζεται ως εξής

$$l_b = \left(\frac{U_B}{m_e c^2}\right) \sigma_\tau R \tag{4.5}$$

Η σχέση 4.4 περιλαμβάνει τον όρο $4l_b\gamma_{min}^2n_e(\gamma_{min}t)/3$ στον όρο της πηγή
ς $Q^{e,cool}$ των ψυχρών ηλεκτρονίων.

Ο όρος της πηγής στην εξίσωση των φωτονίων εισέρχεται μέσω της πλήρης έχφρασης για την ενέργεια των φωτονίων χαι δίνεται από το ολοχλήρωμα

$$Q_{syn}^{\gamma} \sim \frac{4l_b}{3b} \int_1^\infty \mathrm{d}\gamma n_\mathrm{e}(\gamma, t) F(\mathbf{x}). \tag{4.6}$$

Αυτοαπορρόφηση σύγχροτρον

Ο όρος που αφορά της απώλειες λόγω αυτοαπορρόφησης σύγχροτρον είναι

$$L_{ssa}^{\gamma} \equiv R\alpha_{\nu}n_{\gamma}(x,t) = -\frac{b}{\pi\alpha_{f}x^{2}}\int d\gamma\gamma^{2}F(x)\frac{\partial}{\partial\gamma}\left(\frac{n_{e}}{\gamma^{2}}\right)$$
(4.7)

Στο παράρτημα $\Delta'.2$ παρουσιάζεται η διαφορά της προσέγγισης της αυτοαπορρόφησης σύγχροτρον μέσω δελτα συνάρτησης σε σχέση με την πλήρη έκφραση της ακτινοβολίας σύγχροτρον.

Για μία κατανομή ηλεκτρονίων η οποία βρίσκεται σε ισορροπία για την οποία ισχύει $n_e \propto e^{-\gamma/T}$ (όπου η θερμοκρασία είναι εκπεφρασμένη σε μονάδες $m_e c^2/k_B$, η κατανομή των φωτονίων είναι Rayleigh-Jeans και ισχύει $n_{\gamma}^{RJ} = 4/piR\sigma_{\tau}(mc/h^3)Tx$, για έναν νόμο δύναμης ηλεκτρονίων, το φάσμα των φωτονίων λόγω απορρόφησης έχει τη μορφή $n_{\gamma} \propto x^{3/2}$.

Αντίστροφος σχεδασμός Compton

Υπάρχει μία αναλογία μεταξύ του αντίστροφου σκεδασμού Compton και της ακτινοβολίας σύγχροτρον. Στην περίπτωση της σύγχροτρον ακτινοβολίας η προσέγγιση ότι η ενέργεια των φωτονίων τα οποία εκπέμπονται είναι μικρή σε σχέση με την ενέργεια των ηλεκτρονίων είναι επαρκής κάτω από προϋποθέσεις. Κάτι αντίστοιχο ισχύει και στον αντίστροφο σκεδασμό Comton καθώς υπάρχει το όριο Klein-Nishina. Επομένως, όταν μελετάται ο αντίστροφος σκεδασμός Compton, πρέπει να ελέγχονται και τα δύο όρια.

Για σχεδασμούς στο όριο Thomson χρησιμοποιείται μία μέθοδος σχετικά παρόμοια με την αχτινοβολία σύγχροτρον. Οι απώλειες των ηλεκτρονίων καθορίζονται ως εξής

$$L^{e}_{ics,T} = \frac{4}{3} U_T \frac{\partial}{\partial \gamma} (\gamma^2 n_e(\gamma, t))$$
(4.8)

όπου U_T είναι η ενεργειαχή πυχνότητα των φωτονίων με τα οποία τα ηλεχτρόνια αλληλεπιδρούν στο όριο Thomson, για παράδειγμα φωτόνια ενέργειας $x < x_T \sim 3/(4\gamma)$ χι ορίζεται

$$U_T = \int_0^{x_\gamma} \mathrm{dx'n}_\gamma(\mathbf{x'}, \mathbf{t}) \tag{4.9}$$

Η εξίσωση 4.8 δημιουργεί μία έγχυση ψυχρών ηλεκτρονίων με ένα ρυθμό $4U_T \gamma_{min}^2 n_e(\gamma_{min}, t)/3$. Ο όρος πηγής για τα φωτόνια στο όριο Thomson είναι

$$Q_{ics}^{\gamma}(x,t) = \frac{\sqrt{3}}{4} \int_{0}^{\min[3/(4x),3x/4]} d\mathbf{x}' \mathbf{x}'^{-1/2} \mathbf{x}^{-1/2} \mathbf{n}_{\rm e}(\sqrt{3x/4x'},t) \mathbf{n}_{\gamma}(\mathbf{x}',t).$$
(4.10)

Τα φωτόνια τα οποία έχουν ενέργεια $x > x_T$ αλληλεπιδρούν με τα ηλεκτρόνια ενέργειας γ στο όριο Klein-Nishina. Σε αυτή την περίπτωση γίνεται η υπόθεση ότι τα ηλεκτρόνια χάνουν όλη τους την ενέργεια σε μία μόνο σκεδαση, οπότε και εισέρχονται στον πληθυσμό των ψυχρών ηλεκρτρονίων. Προσεγγίζοντας τη διατομή σκέδασης με τη μορφή $\sigma(x') \simeq \sigma_\tau / x'$, όπου $z' = \gamma x$, οι ενεργειακές απώλειες των ηλεκτρονίων μπορούν να γραφτούν

$$L^{e}_{ics,KN}(\gamma,t) = \frac{n_{e}(\gamma(x,t))}{\gamma} \int_{x_{\tau}}^{\infty} \mathrm{dx}' \frac{\mathbf{n}_{\gamma}, \mathbf{t}}{\mathbf{x}'}.$$
(4.11)

Ο όρος των φωτονίων είναι

$$Q_{ics,KN}^{e}(x,t) = n_{e}(x,t) \int_{3/4x}^{\infty} d\mathbf{x}'(\mathbf{x}\mathbf{x}')^{-1} \mathbf{n}_{\gamma}(\mathbf{x}'t).$$
(4.12)

4.2.3 Εξωτερικό πεδίο φωτονίων

Όπως έχει αναφερθεί ήδη και στα εισαγωγικά τμήματα, στο φάσμα των λεπτονικών μοντέλων για τους blazar, παίζει σημαντικό ρόλο το εξωτερικό πεδίο φωτονίων. Με βάση την εργασία [Finke, 2013] στην προσπάθεια να εξηγηθεί η ακολουθία των blazar (η οποία θα αναλυθεί στο επόμενο κεφάλαιο) γίνεται σύνδεση του φάσματος με την ενεργειακή πυκνότητα φωτονίων τα οποία προέρχονται από τα νέφη με πλατιές γραμμές εκπομπής.

Στην παρούσα εργασία μελετάται η συνεισφορά των φωτονίων του δίσκου προσαύξησης, τα οποία σχεδάζονται στα σωματίδια του ανέμου που αναφέρθηκε στο κεφάλαιο 3 και λειτουργούν ως εξωτερικά φωτόνια για τα σχετικιστικά ηλεκτρόνια του θύλακα πλάσματος. Στο παράρτημα Ε΄ συγκρίνεται η ενεργειακή πυκνότητα των φωτονίων που προέρχονται από τα δύο πεδία παραπάνω και εξηγείται η επιλογή των φωτονίων που σκεδάζονται στον άνεμο. Στη συνέχεια θα παρουσιαστούν οι βασικές παραδοχές του εξωτερικού πεδίου φωτονίων που δημιουργείται.

Το προφίλ της πυχνότητας του ανέμου έχει τη μορφή $n(r) \propto 1/r$, ενώ η ροή της (κανονικοποιημένης) μάζας $\dot{m_w}$ του ανέμου πρέπει να συνδεθεί με την ιονίζουσα λαμπρότητα L. Η πιο απλή υπόθεση είναι ότι $L \propto \dot{m} = \dot{m_d} = \dot{m_w}$, με τον ισχυρισμό ότι η ροή μάζας του ανέμου είναι ανάλογη με τη ροή πρόσπτωσης στην κεντρική μελανή οπή, το οποίο οφείλεται στο ότι η λαμπρότητα L είναι ανάλογη του \dot{m} . Αν όμως αυτό ίσχυε, τότε η ιονισμένη δομή του ανέμου θα ήταν ανεξάρτητη από τη ροή της προσπίπτουσας μάζας αφού θα ίσχυε $\xi = L/nR^2$, υπόθεση που έρχεται σε αντίθεση με τις παρατηρήσεις. Η πιθανότητα η πηγή να είναι αδιαφανής πέφτει με την αύξηση της λαμπρότητας της πηγής. Προκειμένου να συμβαδίζουν οι παρατηρήσεις με τη θεωρία, υιοθετείται η υπόθεση ότι $L \propto \dot{m}^2$. Σημειώνεται ότι η παραπάνω περιγραφή ισχύει για συγκεκριμένα όρια (όπως έχει συζητηθεί στο [Narayan and Yi, 1994] θα πρέπει $\dot{m} \lesssim \alpha^2$, όπου α η παράμετρος του δίσχου για το ιξώδες), για $L \propto \dot{m}$ θα έπρεπε $0.1 \lesssim \dot{m} \lesssim 1$. Επομένως, διατηρείται η υπόθεση ότι $L \propto \dot{m}^2$, με προσοχή οι τιμές να βρίσκονται εντός των επιτρεπόμενων ορίων. Εχφράζοντας τη λαμπρότητας με βάση την τιμή της λαμπρότητα Eddington προχύπτει

$$L \simeq \epsilon \dot{m}^2 L_0 \hat{M} = 2\pi \epsilon \dot{m}^2 \frac{R_s m_p c^3}{\sigma_\tau}$$
(4.13)

όπου $L_0 = 1.5 \times 10^{38} \ erg \ sec^{-1}$ η λαμπρότητα Eddington για μία ηλιαχή μάζα, ε είναι ο συντελεστής αποδοτικότητας της μετατροπής της μάζας σε αχτινοβολία χαι $\dot{m} = 1$. Στους υπολογισμούς για ευχολία όταν αναφέρεται η παράμετρος \dot{m} θα εννοείται το γινόμενο $\epsilon \dot{m}$.

Προχειμένου να βρεθεί το οπτικό βάθος για τα φωτόνια θα πρέπει να υπολογιστεί το αντίστοιχο το ολοχλήρωμα της εξίσωσης 2.51. Σε πρώτης τάξης προσέγγιση³ το οπτικό βάθος θα είναι

$$\tau_{\tau} = \int_{R_1}^{R_2} n(r)\sigma_{\tau} \mathrm{d}\mathbf{r} = \int_{R_1}^{R_2} \sigma_{\tau} \mathbf{n}_0 \left(\frac{\mathbf{R}_0}{\mathbf{r}}\right) = \sigma_{\tau} \mathbf{n}_0 \mathbf{R}_0 \ln\left(\frac{\mathbf{r}}{\mathbf{R}_0}\right). \tag{4.14}$$

Υποθέτοντας μία σφαιρική περιοχή μεταξύ δύο ακτίνων R_1 και R_2 . Όπως συζητείται και στο [Fukumura et al., 2010] η εσωτερική R_0 είναι ίση με την ακτίνα Schwartzchild, δηλαδή $R_0 = R_s$, όπου είναι και το εσωτερικό όριο της εισρέουσας μάζας. Για την πυκνότητα n_0 χρησιμοποιείται η σχέση 3.27. Οπότε τελικώς για το οπτικό βάθος ισχύει

$$\tau_{\tau} = \frac{\dot{m}}{2} \ln \left(\frac{r}{R_s}\right) |_{R_1}^{R_2} \tag{4.15}$$

Ο αριθμός των φωτονίων τα οποία δραπετεύουν από την πηγή είναι $N_0 e^{-\tau_\tau}$ ενώ αυτά τα οποία έχουν «εγκλωβιστεί» λόγω της σκέδασης είναι $N = N_0(1 - e^{-\tau_\tau})$. Το ίδιο ισχύει και για τη λαμπρότητα, επομένως η λαμπρότητα του εξωτερικού πεδίου φωτονίων το οποίο δημιουργείται για το θύλακα πλάσματος εντός του πίδακα είναι

$$L_{ext} = L_{disk} (1 - e^{-\tau_{\tau}}), \tag{4.16}$$

όπου $L_{disk} = \eta_d L_{acc}$ η λαμπρότητα του δίσκου η οποία είναι ένα μέρος της λαμπρότητας πρόσπτωσης που προκύπτει από τη σχέση 4.13, η_d^4 είναι ο συντελεστής αναλογίας μεταξύ των δύο ποσοτήτων. Αυτό το οποίο πρέπει να επισημάνουμε είναι ότι στην περίπτωση κατά την οποία ισχύει $\tau_{\tau} << 1$, με χρήση του θεωρήματος Taylor προκύπτει ότι

$$L_{ext} \stackrel{\tau_{\tau} <<1}{=} \tau_{\tau} L_{disk} = \tau_{\tau} \eta_d L_{acc}. \tag{4.17}$$

Η σχέση 4.17 είναι ιδιαιτέρως σημαντική καθώς δίνει άμεσα μία εποπτεία της εξάρτησης της λαμπρότητας του εξωτερικού πεδίου φωτονίων με το *m*.

Από την παραπάνω σχέση υπολογίζεται η ενεργειαχή πυχνότητα του εξωτεριχού πεδίου φωτονίων, καθώς η λαμπρότητα αυτή από μόνη της δεν έχει κάποια φυσιχή σημασία.

4.2.4 Το μαγνητικό πεδίο

Όσον αφορά το μαγνητικό πεδίο υποθέτουμε ότι φθίνει καθώς μεγαλώνει η απόσταση από την κεντρική πηγή με την εξής σχέση

$$B \propto \frac{1}{R}.\tag{4.18}$$

Προχειμένου να υπολογιστεί η τιμή του μαγνητιχού πεδίου, θεωρείται ισοχατανομή της μαγνητιχής ενέργειας της βάσης με ένα ποσοστό της λαμπρότητας πρόσπτωσης. Επομένως:

$$U_{B_0} = \frac{\eta_b L_{acc}}{A_0 c} \tag{4.19}$$

όπου A_0 η επιφάνεια στη βάση της εκροής, θεωρούμε ότι $R_0 = 3R_s$, επομένως $A_0 = 4\pi R_0^2$ και U_{B_0} η πυκνότητα μαγνητικής ενέργειας στη βάση και η_b ο συντελεστής αναλογίας μεταξύ των δύο

³Σε πρώτης τάξης προσέγγιση, αγνοείται την εξάρτηση από τη γωνία θ ενώ επισημαίνεται η λογαριθμική εξάρτηση του οπτικού βάθους από την ακτίνα. Η πληρότητα του συγκεκριμένου προβλήματος επιτυγχάνεται με υπολογισμό του οπτικού βάθους μέσω κώδικα Monte Carlo.

 $^{^4}$ Από εδώ και στο εξής θα ορίζεται την λαμπρότητα πρόσπτωσης με το σύμβολο L_{acc} κι όλες οι ποσότητες θα σχετίζονται με την τιμή την οποία θα έχει.

ενεργειακών πυκνοτήτων, όπου R_0 η ακτίνα στη βάση της εκροής.. Τελικώς για το μαγνητικό πεδίο στη βάση προκύπτει η σχέση

$$\frac{B_0^2 \left(\frac{R_0}{R}\right)^2}{8\pi} = \frac{\eta_b L_{acc}}{A_o c} \tag{4.20}$$

όπου το μαγνητικό εξαρτάται από το ποσοστό πρόσπτωσης μάζας στην κεντρική μελανή οπή ως εξής

$$B \propto \dot{m}.$$
 (4.21)

Η σχέση 4.21 είναι πολύ σημαντική καθώς δείχνει ότι το μαγνητικό πεδίο είναι ανάλογο της πρόσπτωσης μάζας.

4.3 Έγχυση ηλεκτρονίων

Υποθέτουμε έναν σχετικιστικό πίδακα ο οποίος κυριαρχείται από ροή σχετικιστικών σωματιδίων ταχύτητας βc τα οποία βρίσκονται εντός μίας σφαίρας ακτίνας R_b^{5} , ενώ ο παράγοντας Lorentz για τη ροή είναι $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$. Η γωνία μεταξύ του πίδακα και της ευθείας παρατήρησης είναι θ , επομένως ο παράγοντας Doppler είναι $\delta = [\Gamma(1 - \beta \cos \theta)]^{-1}$. Η μορφή του φάσματος των ηλεκτρονίων εξαρτάται από την ενέργεια. Όσον αφορά τη λαμπρότητα των ηλεκτρονίων θα είναι μέρος της λαμπρότητας που προσπίπτει στην κεντρική πηγή και θα ισχύει

$$L_e = \eta_e L_{acc}.\tag{4.22}$$

Παρακάτω θα μελετηθεί η περίπτωση, όπου τα ηλεκτρόνια ακολουθούν ένα νόμο δύναμης ή έναν «σπασμένο» νόμο δύναμης μεταξύ δύο ορίων. Με χρήση του αριθμητικού κώδικα [Mastichiadis and Kirk, 1995] παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των φυσικών διεργασιών στην πηγή.

4.3.1 Νόμος Δύναμης

Έστω ότι τα ηλεκτρόνια ακολουθούν κατανομή νόμου δύναμης της μορφής

$$Q_e = q_e \gamma^{-s} e^{-\gamma/\gamma_{max}} \quad \gamma_{ia} \gamma_{min} \le \gamma \le \gamma_{max} \tag{4.23}$$

όπου γ είναι ο παράγοντας Lorentz των ηλεκτρονίων, γ_{min} η ελάχιστη και γ_{max} η μέγιστη ενέργειά τους. Το εκθετικό προκύπτει από τη μορφή της λύσης στην περίπτωση της επιτάχυνσης. Η μέγιστη ενέργεια των ηλεκτρονίων καθορίζεται από την εξισορρόπηση των κερδών λόγω επιτάχυνσης με τις απώλειες λόγω σύγχροτρον και αντίστροφο σκεδασμού Compton. Εκφράζοντας αυτή τη σχέση μέσω των ενεργειακών πυκνοτήτων των πεδίων έχουμε

$$\gamma_{max} = \frac{3m_e c^2}{4\sigma_\tau t_{acc} c (U_B + U_{ext} + U_{SSC})},\tag{4.24}$$

όπου Uext η ενεργειαχή πυχνότητα του εξωτεριχού πεδίου φωτονίων, η οποία είναι

$$U_{ext} = \frac{L_{ext}}{4\pi R_2^2 c},\tag{4.25}$$

με R₂ την εξωτερική ακτίνα που υπολογίζεται το οπτικό βάθος για τον άνεμο και U_{SSC} η ενεργειακή πυκνότητα των φωτονίων, τα οποία δημιουργούνται από τη διαδικασία SSC.

Ο χρόνος επιτάχυνσης t_{acc} μπορεί να προσδιοριστεί είτε μέσω χάποιας υπόθεσης, είτε μέσω της επιτάχυνσης Fermi. Στο χεφάλαιο 5 θα γίνει εχτενής αναφορά για τον προσδιορισμό του t_{acc} . Από τις σχέσεις 4.17 και 4.21 φαίνεται ότι η αύξηση της ροής μάζας προς την χεντριχή μελανή οπή, αυξάνει τις ενεργειαχές πυχνότητες του μαγνητιχού πεδίου και του εξωτεριχού πεδίου φωτονίων, άρα το γ_{max} φθίνει με αυξηση του \dot{m} σε πρώτη προσέγγιση⁶ ως εξής

$$\gamma_{max} \propto \dot{m}^{-2}. \tag{4.26}$$

⁵Όλοι οι υπολογισμοί γίνονται στο σύστημα αναφοράς των ηλεκτρονίων.

 $^{^6\}Sigma$ τον υπολογισμό του L_{ext} υπάρχει και ο όρος $(1-e^{- au_ au})$, όπου όταν ισχύει $au_ au <<$, όρος αυτός είναι ίσος με $au_ au$.

4.3.2 «Σπασμένος» Νόμος Δύναμης

Στην περίπτωση του σπασμένου νόμου δύναμης η κατανομή των ηλεκτρονίων ακολουθεί δύο διαφορετικούς νόμους δύναμης, μέχρι μία ενέργεια που χαρακτηρίζεται από ένα γ_{br} ακολουθείται ένας νόμος δύναμης ενώ μετά γίνεται πιο απότομος. Η κατανομή των ηλεκτρονίων έχει τη μορφή

$$Q_e = \begin{cases} k_{e_1} \gamma^{-p} & \text{ yia } \gamma_{min} \leq \gamma \leq \gamma_{br} \\ k_{e_2} \gamma^{-q} e^{-\gamma/\gamma_{max}} & \text{ yia } \gamma_{br} \leq \gamma \leq \gamma_{max} \end{cases}$$
(4.27)

όπου $\gamma_{br} = 0.1 \gamma_{max}$, έτσι όπως καθορίζεται το γ_{max} από τη σχέση 4.24. Οι σταθερές k_{e_1}, k_{e_2} κανονικοποιούν τον αριθμό των ηλεκτρονίων, στο παράρτημα Γ΄.2 παρουσιάζεται ο τρόπος υπολογισμού αυτών στον αριθμητικό κώδικα.

Αυτό που επιτυγχάνεται με αυτή την υπόθεση είναι μία καλύτερη προσαρμογή του φάσματος στις παρατηρήσεις, μιας και εισάγεται μία επιπλέον παράμετρος στην κατανομή των ηλεκτρονίων (η δεύτερη κλίση του νόμου δύναμης). Θα συζητηθεί διεξοδικά όταν αναλυθούν τα φάσματα και συγκριθεί τη μία περίπτωση με την άλλη.

4.4 Επιτάχυνση ηλεκτρονίων

Όπως έχει αναφερθεί τα σωματίδια επιταχύνονται εντός του πίδακα. Η λύση της κινητικής εξίσωσης των ηλεκτρονίων, λαμβάνοντας υπόψιν ως φυσική διεργασία την επιτάχυνσή τους δίνει μία πιο «φυσική» λύση του προβλήματος. Σε αντίθεση με την έγχυση ηλεκτρονίων (που προσδιορίζεται αυθαίρετα) ο υπολογισμός της επιτάχυνση ως φυσικός μηχανισμός στο πρόβλημα καθορίζει αυτοσυνεπώς η κατανομή των ηλεκτρονίων. Η κινητική εξίσωση των ηλεκτρονίων στην περίπτωση της επιτάχυνσης είναι

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[\left(\frac{\gamma}{t_{acc}} - \beta_s \gamma^2 \right) N \right] + \frac{N}{t_{esc}} = Q\delta(\gamma - \gamma_0) \tag{4.28}$$

όπου $\beta_s = \frac{4}{3} \frac{\sigma_\tau}{m_e c} \frac{B^2}{8\pi}$ ο συντελεστής των απωλειών σύγχροτρον. Η εξίσωση 4.28 περιγράφει την επιτάχυνση των ηλεκτρονίων με ρυθμό t_{acc}^{-1} ενώ παρουσιάζουν απώλειες ενέργειας λόγω ακτινοβολίας σύγχροτρον λόγω της παρουσίας μαγνητικού πεδίου. Επιπλέον, τα ηλεκτρόνια μπορούν να διαφύγουν από την πηγή με έναν ρυθμό t_{esc}^{-1} . Σωματίδια εγχέονται εντός της πηγής με ενέργεια γ_0 και με ρυθμό σωματιδίων ανά δευτερόλεπτο Q. Η επιτάχυνση είναι «μίας ζώνης», δηλαδή γίνεται σε μία συγκεκριμένη περιοχή.

Η λύση της εξίσωσης 4.28 για $N(\gamma, t \leq 0) = 0$ και υποθέτοντας οι ο ρυθμός έγχυσης ηλεκτρονίων είναι σταθερός και ξεκινάει τη στιγμή t = 0 είναι [Mastichiadis and Kirk, 1997]

$$N(\gamma, t) = \alpha \frac{1}{\gamma^2} \left(\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{\gamma_{max}} \right)^{(t_{acc} - t_{esc})/t_{esc}} \Theta(\gamma - \gamma_0) \Theta(\gamma_1(t) - \gamma).$$
(4.29)

Η παραπάνω ισχύει για $\gamma_0 < \gamma < \gamma_1(t)$ διαφορετικά $N(\gamma,t) = 0$. Η συνάρτηση $\Theta(x)$ είναι η συνάρτηση βήματος. Επιπλέον ισχύει ότι

$$\alpha = Q_0 t_{acc} \gamma_0^{t_{acc}/t_{esc}} \left(1 - \frac{\gamma_0}{\gamma_{max}}\right)^{-t_{acc}/t_{esc}}$$
(4.30)

και το άνω όριο $\gamma_1(t)$ προσδιορίζεται ως εξής

$$\gamma_1(t) = \left(\frac{1}{\gamma_{max}} + \left[\frac{1}{\gamma_0} - \frac{1}{\gamma_{max}}\right] e^{-t/t_{acc}}\right)^{-1},\tag{4.31}$$

με $\gamma_{max} = (\beta_s t_{acc})^{-1}$. Οι ποσότητες t_{acc}, t_{esc} είναι σταθερές και ανεξάρτητες της ενέργειας σε αυτή τη λύση.

 Σ το διάγραμμα 4.1 φαίνεται η απειχόνιση της λύσης για $t_{acc}\,<\,t_{esc}.\,\,$ Παρατηρείται συσσώρευση

του αριθμού των ηλεκτρονίων στο γ_{max} καθώς τα ηλεκτρόνια επιταχύνονται πιο γρήγορα από ό,τι διαφεύγουν από την πηγή. Από τη σχέση 4.29 φαίνεται ότι η κατανομή των ηλεκτρονίων είναι αντιστρόφως ανάλογη της ενέργειας, επομένως απεικονίζεται η δημιουργία νόμου δύναμης (όπως εξάλλου εχει αναφερθεί στην παράγραφο 2.4.1, ο οποίος εξαρτάται από το λόγο t_{acc}/t_{esc} . Στην τιμή όπου η ενέργεια γίνεται μέγιστη (γ_{max}), οι απώλειες έχουν εξισορροπήσει τα κέρδη λόγω επιτάχυνσης. Στην περίπτωση που υπάρχουν μόνο απώλειες λόγω ακτινοβολίας σύγχροτρον η 4.24 γίνεται

$$\gamma_{max} = \frac{3m_e c^2}{4\sigma_\tau t_{acc} c U_B}.\tag{4.32}$$

Στο διάγραμμα 4.2 αναπαρίσταται η λύση 4.29 για διάφορες τιμές του λόγου t_{acc}/t_{esc} . Πρέπει να επισημανθεί ότι στην περίπτωση οπου $t_{acc} = t_{esc}$ η κατανομή των ηλεκτρονίων είναι ανάλογη του τετραγώνου της ενέργειας και ανεξάρτητη των δύο χρόνων, οπότε ισχύει $N(\gamma) \propto \gamma^{-2}$. Από τη σχέση 4.32 παρατηρείται ότι η μέγιστη ενέργεια των ηλεκτρονίων είναι αντιστρόφως ανάλογη του χρόνου επιτάχυνσης. Αυτό φαίνεται και στο διάγραμμα 4.2 όταν για σταθερό χρόνο διαφυγής t_{esc} , σταθερό μαγνητικό πεδίο B και μεταβαλλόμενο χρόνο επιτάχυνσης t_{acc} μεταβάλλεται αντίστοιχα και η μέγιστη ενέργεια των αλεκτρονίων του του χρόνου τα ηλεκτρόνια καθώς τα κέρδη είναι ο χρόνος επιτάχυνσης τόσο μεγαλύτερη η ενέργεια που θα φτάσουν τα ηλεκτρόνια καθώς τα κέρδη είναι περισσότερα των αντίστοιχων απωλειών. Επιπλέον, εμφανίζεται διαφορετική συμπεριφορά του πληθυσμού των ηλεκτρονίων όταν $\frac{t_{acc}}{t_{esc}} \neq 1$. Στη μία περίπτωση όπου $\frac{t_{acc}}{t_{esc}} < 1$ ο αριθμός ηλεκτρονίων στο όριο του γ_{max} αυξάνεται όπως απεικονίζεται στο διάγραμμα 4.1, ενώ όταν $\frac{t_{acc}}{t_{esc}} > 1$ μειώνεται. Η μείωση οφείλεται στο ότι τη ηλεκτρόνια έχουν πιο μικρό χρόνο διαφυγής, άρα δραπετεύουν από το σύστημα πριν προλάβουν να επιταχυνθούν.



Σχήμα 4.1: Η απειχόνιση της αναλυτικής λύσης 4.29. Η τιμή του χρόνου επιτάχυνσης είναι μικρότερη του χρόνου διαφυγής, γι΄ αυτό παρατηρείται συσσώρευση στην τιμή γ_{max} . Οι μονάδες του αριθμού των ηλεκτρονίων είναι αυθαίρετες, δεν αντιστοιχούν σε πραγματικές τιμές.



Σχήμα 4.2: Η απεικόνιση της αναλυτικής λύσης 4.29. Η ευθεία απεικονίζει τον αριθμό των ηλεκτρονίων για $t_{acc} = t_{esc}$, ενώ για $t_{acc} < t_{esc}$ δημιουργείται συσσώρευση ηλεκτρονίων και αυξάνεται ο αριθμός τους στο εκάστοτε γ_{max} , ενώ για $t_{acc} > t_{esc}$ ο αριθμός των ηλεκτρονίων μειώνεται. Σημείωση: Οι μονάδες του αριθμού των ηλεκτρονίων είναι αυθαίρετες, δεν αντιστοιχούν σε πραγματικές τιμές.

4.5 Φάσματα ΕΓΠ

4.5.1 Νόμος δύναμης

Στη συγκεκριμένη παράγραφο με χρήση του κώδικα [Mastichiadis and Kirk, 1995] για συγκεκριμένες παραμέτρους υπολογίζονται τα φάσματα πηγών που αντιστοιχούν σε Blazar. Οι βασικές παράμετροι ενός φάσματος είναι η λαμπρότητα των ηλεκτρονίων, η μέγιστη ενέργεια τους, ο δείκτης της κατανομής του νόμου δύναμης που ακολουθούν, η ακτίνα της πηγής, το μαγνητικό πεδίο, ο παράγοντας Doppler καθώς και η λαμπρότητα του εξωτερικού πεδίου φωτονίων. Στα διαγράμματα 4.3, 4.5, 4.6, 4.7, 4.8 παρουσιάζεται η μεταβολή του φάσματος αν αλλάξει μία παράμετρος κάθε φορά. Συγκεκριμένα στο διάγραμμα 4.3 προχύπτει ότι η λαμπρότητα των ηλεκτρονίων πλεκτρονίων επηρεάζει τη λαμπρότητα των φωτονίων. Αναμένουμε ότι όσο μεγαλύτερη είναι η λαμπρότητα των φωτονίων τόσο μεγαλύτερη θα είναι και η λαμπρότητα των φωτονίων. Ενδιαφέρουσα είναι και η μεταβολή της συνιστώσας Compton, μιας και τα χαμηλοενεργειακά φωτόνια σκεδάζονται στα σχετικιστικά ηλεκτρόνια, άρα αναμένεται αύξηση της λαμπρότητας Compton, σε σχέση με εκείνης της ακτινοβολίας σύγχροτρον. Στο διάγραμμα 4.4 παρουσιάζεται το φάσμα των ηλεκτρονίων, η μεταβολή του οποίου εξαρτάται μόνο από τον αριθμό των ηλεκτρονίων, που σχετίζεται με την παράμετρο *l*_e, η οποία είναι η κανονικοποιημένη λαμπρότητα των ηλεκτρονίων.

Στο διάγραμμα 4.5 φαίνεται η μεταβολή του μαγνητικού πεδίου. Η λαμπρότητα σύγχροτρον λόγω της μείωσης του *B* μειώνεται, ενώ παρατηρείται μία μικρή αύξηση στην κορυφή της λαμπρότητας Compton, ενώ μειώνεται το κομμάτι της λαμπρότητας που σχετιζεται με τη διαδικασία SSC. Στο διάγραμμα 4.6 η αλλαγή του γ_{max} αλλάζει την ενέργεια που παρουσιάζει μέγιστο η ακτινοβολία σύγχροτρον, επιπλέον επηρεάζεται το μέγιστο της ακτινοβολίας Compton.

Στο διάγραμμα 4.7 η λαμπρότητα του εξωτερικού πεδίου μεταβάλλεται κι αλλάζει τελείως το φάσμα της πηγής, για ίδιο μαγνητικό πεδίο η λαμπρότητα σύγγχροτρον παρουσιάζει μέγιστο σε υψηλότερες ενέργειες, επιπλέον παρατηρείται πιο έντονα η αυτοαπορρόφηση σύγχροτρον. Τα ηλεκτρόνια χάνουν μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας τους λόγω αντιστρόφου σκεδασμού Compton, απ΄ ότι λόγω ακτι-

νοβολίας σύγχροτρον.

Τέλος, στο διάγραμμα 4.8 φαίνεται πως ο παράγοντας Doppler επηρεάζει το φάσμα εκπομπής. Στη συγκεκριμένη περίπτωση ο παράγοντας Lorentz της ροής παραμένει ίδιος, ενώ αλλάζει η γωνία του πίδακα με την ευθεία παρατήρησης. Στην περίπτωση που άλλαζε και το Γ τότε θα άλλαζε η μορφή του φάσματος, καθώς η ενεργειακή πυκνότητα του πεδίου φωτονίων στο σύστημα αναφοράς των ηλεκτρονίων μετασχηματίζεται με έναν παράγοντα Γ^2 . Η συχνότητα στο σύστημα αναφοράς του παρατηρητή μετασχήματιζεται ως $\nu' = \delta \nu$, ενώ η λαμπρότητα $L' = \delta^4 L$.



Σχήμα 4.3: Το φάσμα δύο πηγών για τιμές παραμέτρων B = 1G, $R = 9 \times 10^{15} cm$, $\log \gamma_{max} = 3.8$, $l_{ext} = -2.85$, p = 1.5 ενώ αναφέρεται σε διαφορετική λαμπρότητα ηλεκτρονίων.

4.5.2 «Σπασμένος» νόμος δύναμης

Ο «σπασμένος» νόμος δύναμης όπως φαίνεται στο σχήμα 4.9 έχει πιο «ομαλή» συμπεριφορά, αν συγκριθούν τα φάσματα του απλού νόμου δύναμης με τον «σπασμένο» για παρόμοιες παραμέτρους φαίνεται ότι ο απλός νόμος δύναμης έχει χειρότερη απόδοση. Οι δύο συνιστώσες στην περίπτωση του «σπασμένου» νόμου δύναμης είναι ευδιάκριτες. Βασικές παράμετροι σε αυτή την περίπτωση είναι η λαμπρότητα των ηλεκτρονίων, το μαγνητικό πεδίο, η ενέργεια που εμφανίζεται το «σπάσιμο», η οποία ορίζεται ως γ_{br}, η ακτίνα της πηγής, η λαμπρότητα του εξωτερικού πεδίου καθώς και οι κλίσεις στις κατανομές των ηλεκτρονίων.

Στο διάγραμμα που συγκρίνονται οι δύο περιπτώσεις ο παράγοντας Doppler είναι διαφορετικός, γι΄ αυτό παρουσιάζεται διαφορά στη λαμπρότητα. Σε αυτή την περίπτωση το γ_{br} υπολογίζεται μέσω του γ_{max} με βάση τη σχέση

$$\gamma_{br} = 0.1\gamma_{max} = 0.1 \frac{3m_e c^2}{4\sigma_\tau c t_{acc} (U_B + U_{ext} + U_{SSC})}.$$
(4.33)

Επομένως, πάλι όλες οι ποσότητες συνδέονται μεταξύ τους μέσω του m.

Στο διάγραμμα 4.10 σε αντιστοιχία με τον απλό νόμο δύναμης όταν αλλάζει η λαμπρότητα των ηλεκτρονίων και αντίστοιχα αλλάζει και η λαμπρότητα της πηγής. Τα μέγιστα των συνιστωσών δεν αλλάζουν θέση, καθώς η ακτινοβολία σύγχροτρον εξαρτάται από το μαγνητικό πεδίο, τη μέγιστη



Σχήμα 4.4: Το φάσμα των ηλεκτρονίων για τιμές παραμέτρων B = 1G, $R = 9 \times 10^{15} cm$, $\log \gamma_{max} = 3.8$, $l_{ext} = -2.85$, p = 1.5. Ο αριθμός των ηλεκτρονίων Ν είναι πολλαπλασιασμένος με γ^2 .



Σχήμα 4.5: Το φάσμα δύο πηγών για τιμές παραμέτρων $\log(l_e) = -2.61$, $R = 9 \times 10^{15} cm$, $\log \gamma_{max} = 3.8$, $l_{ext} = -2.85$, p = 1.5 ενώ αναφέρεται σε διαφορετική τιμή μαγνητικού πεδίου

ενέργεια των ηλεκτρονίων και ο αντίστροφος σκεδασμός Compton από την αριθμητική πυκνότητα



Σχήμα 4.6: Το φάσμα δύο πηγών για τιμές παραμέτρων B = 1G, $R = 9 \times 10^{15} cm$, $\log(l_e) = -2.61$, $l_{ext} = -2.85$, p = 1.5 ενώ αναφέρεται σε διαφορετική μέγιστη ενέργεια ηλεκτρονίων.



Σχήμα 4.7: Το φάσμα δύο πηγών για τιμές παραμέτρων B = 1G, $R = 9 \times 10^{15} cm$, $\log \gamma_{max} = 3.8$, $\log(l_e) = -2.61$, p = 1.5 ενώ αναφέρεται σε διαφορετική λαμπρότητα εξωτερικού πεδίου φωτονίων.

των φωτονίων, η οποία διατηρείται σταθερή. Στο διάγραμμα 4.11 παρουσιάζεται το φάσμα των ηλε-



Σχήμα 4.8: Το φάσμα δύο πηγών για τιμές παραμέτρων $R = 9 \times 10^{15} cm$, B = 1G, $\log(l_e) = -2.61$, $\log \gamma_{max} = 3.8$, $l_{ext} = -2.85$, p = 1.5 ενώ αναφέρεται σε διαφορετικό παράγοντα Doppler.

κτρονίων και επιβεβαιώνεται ότι το μέγιστο της ενέργειας δεν έχει αλλάξει.

Στο διάγραμμα 4.12 η αλλαγή του μαγνητικού πεδίου επηρεάζει διαφορετικά τη συνιστώσα σύγχροτρον από ότι του αντίστροφου σκεδασμού. Η λαμπρότητα σύγχροτρον αυξάνεται καθώς εξαρτάται από το μαγνητικό πεδίο, ενώ η συνιστώσα του αντίστροφου σκεδασμού μειώνεται, προκειμένου να διατηρείται η ενέργεια του συστήματος. Επίσης, οι κορυφές των λαμπροτήτων μετατοπίζονται.

Στην περίπτωση που αλλάζει το γ_{br} και κατά συνέπεια το γ_{max} μετατοπίζονται οι κορυφές των συνιστωσών. Αυτό που είναι ενδιαφέρον είναι το αν οι σκεδασμοί μπαίνουν στο όριο Klein-Nishina, (σχήμα 4.13).

Όταν αυξάνεται το εξωτερικό πεδίο φωτονίων τότε ο αντίστροφος σκεδασμός Compton υπερισχύει των απωλειών σύχροτρον, γι' αυτό φαίνεται να υπάρχει μία μείωση στη λαμπρότητα σύγχροτρον, καθώς η ενέργεια των ηλεκτρονίων και στις δύο περιπτώσεις είναι σταθερή, (σχήμα 4.14). Το φάσμα των ηλεκτρονίων στο διάγραμμα 4.15 δείχνει την εξάρτηση των ηλεκτρονίων από τις απώλειες λόγω του σκεδασμού.

Η αλλαγή της ακτίνας της πηγής μεταβάλει τη λαμπρότητα του φάσματος, καθώς αλλάζει η ενεργειακή πυκνότητα και ο όγκος που ακτινοβολεί η πηγή φαίνεται στο σχήμα 4.16. Η ακτίνα εισέρχεται στη μαγνητική συμπαγότητα που υπολογίζει ο κώδικας $l_b \propto R$, επομένως όταν αυξάνεται η ακτίνα, αυξάνονται και οι απώλειες σύγχροτρον, κάτι το οποίο δε συμβαίνει με το εξωτερικό πεδίο φωτονίων καθώς αυτό ορίζεται εξωτερικά στον κώδικα. Επομένως, είναι αναμενόμενο να παρατηρείται μεγαλύτερη μεταβολή στη σύγχροτρον συνιστώσα.

Η διαφορετική κατανομή ηλεκτρονίων καθορίζει το σχήμα του φάσματος καθώς επηρεάζονται αντίστοιχα οι φυσικές διεργασίες, γι΄ αυτό και οι λαμπρότητες διαφοροποιούνται (σχήμα 4.17.





Σχήμα 4.9: Το φάσμα όπως προχύπτει για την περίπτωση του απλού νόμου δύναμης και του «σπασμένου»
για τιμές παραμέτρων $B = 1G, \ R = 9 \times 10^{15} cm, \ l_{ext} = -2.85,$ επίση
ς $\log \gamma_{max_{pl}} = 3.8 = \gamma_{br},$ ενώ $\log \gamma_{max_{brpl}} = 4.8.$ Επιπλέον για τους νόμους δύναμης ισχύει
 p = 1.5, q = 2.0. Όσον αφορά τον παράγοντα Doppler είναι 40 στην περίπτωση του απλού νόμου δύναμης και 35 στον «σπασμένο».



Σχήμα 4.10: Το φάσμα δύο πηγών για τιμές παραμέτρων B = 1G, $R = 9 \times 10^{15} cm$, $\log \gamma_{max} = 3.8$, $l_{ext} = -2.85$, p = 1.5, $\delta = 35$ ενώ αναφέρεται σε διαφορετική λαμπρότητα ηλεκτρονίων.



Σχήμα 4.11: Το φάσμα των ηλεκτρονίων για διαφοετική λαμπρότητα l_e για τιμές παραμέτρων $B = 1G, R = 9 \times 10^{15} cm, \log \gamma_{max} = 3.8, l_{ext} = -2.85, p = 1.5, \delta = 35.$



Σχήμα 4.12: Το φάσμα δύο πηγών για τιμές παραμέτρων $\log(l_e) = -2.61$, $R = 9 \times 10^{15} cm$, $\log \gamma_{max} = 3.8$, $l_{ext} = -2.85$, p = 1.5, $\delta = 35$ ενώ αναφέρεται σε διαφορετική τιμή μαγνητικού πεδίου

4.5.3 Επιτάχυνση ηλεκτρονίων

Για την επιτάχυνση έχει γίνει αναφορά και σε προηγούμενες παραγράφους. Ο χρόνος επιτάχυνσης καθόρίζεται από τη διαδικασία Fermi πρώτης τάξης

$$\tau_{FI} \gtrsim 6 \left(\frac{c}{u_s}\right)^2 \frac{\lambda}{c} \sim 6 \frac{r_{gyr}c}{u_s^2} = 6 \frac{\gamma m_e c^2}{eB} \frac{c}{u_s^2}$$
(4.34)



Σχήμα 4.13: Το φάσμα δύο πηγών για τιμές παραμέτρων B = 1G, $R = 9 \times 10^{15} cm$, $\log(l_e) = -2.61$, $l_{ext} = -2.85$, p = 1.5, $\delta = 35$ ενώ αναφέρεται σε διαφορετική ενέργεια «σπασίματος» και μέγιστη ενέργεια.



Σχήμα 4.14: Το φάσμα δύο πηγών για τιμές παραμέτρων B = 1G, $R = 9 \times 10^{15} cm$, $\log \gamma_{max} = 3.8$, $\log(l_e) = -2.61$, p = 1.5, $\delta = 35$ ενώ αναφέρεται σε διαφορετική λαμπρότητα εξωτερικού πεδίου φωτονίων.



Σχήμα 4.15: Το φάσμα των ηλεκτρονίων για διαφορετική λαμπρότητα του εξωτερικού πεδίου φωτονίων για τιμές παραμέτρων B = 1G, $R = 9 \times 10^{15} cm$, $\log \gamma_{max} = 3.8$, $\log(l_e) = -2.61$, p = 1.5, $\delta = 35$.



Σχήμα 4.16: Το φάσμα δύο πηγών για τιμές παραμέτρων B = 1G, $\log(l_e) = -2.61$, $\log \gamma_{max} = 3.8$, $l_{ext} = -2.85$, p = 1.5, $\delta = 35$ ενώ αναφέρεται σε διαφορετική ακτίνα πηγής.

ενώ η μέγιστη ενέργεια των ηλεκτρονίων εξαρτάται από τις απώλειες όπως φαίνεται στη σχέση 4.24. Η κλίση στο νόμος δύναμης των ηλεκτρονίων εξαρτάται από το λόγο t_{acc}/t_{esc} , σχέση 4.29. Στη



Σχήμα 4.17: Το φάσμα δύο πηγών για τιμές παραμέτρων B = 1G, $\log(l_e) = -2.61$, $\log \gamma_{max} = 3.8$, $l_{ext} = -2.85$, $\log(l_e) = -2.61$, $\delta = 35$ ενώ αναφέρεται σε διαφορετικό νόμο δύναμης των ηλεκτρονίων.

συνέχεια παρουσιάζονται βασικά χαρακτηριστικά των φασμάτων στην περίπτωση της επιτάχυνσης. Στο διάγραμμα 4.18 παρουσιάζονται και οι τρεις τρόποι υπολογισμού του φάσματος. Στην περίπτωση της επιτάχυνσης ευκρινώς παρουσιάζονται οι δύο συνιστώσες, ενώ εμφανίζεται και μία τρίτη που σχετίζεται με το SSC⁷. Λόγω των απωλειών που οφείλονται στις ενεργειακές πυκνότητες του μαγνητικού πεδίου, των πεδίων φωτονίων (εσωτερικά και εξωτερικά) αλλά και τον καθορισμό του t_{acc}, η μέγιστη ενέργεια των ηλεκτρονίων έχει μικρότερη τιμή.

Όσον αφορά την επιτάχυνση όταν διαφοροποιείται το μαγνητικό πεδίο αλλάζει η μέγιστη ενέργεια των ηλεκτρονίων, λόγω των απωλειών. Επιπλέον επειδή μεταβάλλεται η αριθμητική πυκνότητα των σύγχροτρον φωτονίων υπάρχει εμφάνιση της διαδικασίας SSC, (σχήματα 4.19α', 4.21β'). Στην περίπτωση που αλλάζει το εξωτερικό πεδίο φωτονίων η αλλαγή είναι πιο έντονη διότι έχει αλλάζει κατά δύο τάξεις μεγέθους, σε αντίθεση με την αλλαγή του μαγνητικού πεδίου. Στα σχήματα 4.20α', 4.20β' φαίνεται η εξάρτηση των φωτονίων και των ηλεκτρονίων. Αυτό που είναι ενδιαφέρον είναι ότι όταν μεγαλώνει το εξωτερικό πεδίο φωτονίων, επειδή λόγω απωλειών η λαμπρότητα της πηγής μειώνεται. Στην περίπτωση που αλλάζει η ακτίνα της πηγής επειδή υπάρχει η συσχέτιση με τη μαγνητική συμπαγότητα, υπάρχει αύξηση της λαμπρότητας σύγχροτρον και έντονη εμφάνιση της συνιστώσας του SSC, (σχήματα 4.21α', 4.21β'). Όταν αλλάζει ο χρόνος επιτάχυνσης τότε αλλάζει και η λαμπρότητα της πηγής καθώς και οι κορυφές των ενεργειών, (4.22α').

4.6 Αναπαραγωγή του φάσματος του Mrk421

Στο διάγραμμα 4.23 παρουσιάζεται η μοντελοποίηση του φάσματος του Mrk421, ενός BL Lac αντιχειμένου το οποίο απέχει 122 Mpc. Στον πίναχα 4.1 παρουσιάζονται οι παράμετροι που χρησιμοποιήθηχαν για τη μοντελοποίηση του φάσματος σε χάθε περίπτωση.

⁷Ο αριθμός των ηλεκτρονίων στην περίπτωση των νόμων δύναμης με την περίπτωση της επιτάχυνσης δεν είναι ίδιος, γι΄ αυτό υπάρχει η εμφάνιση της συνιστώσας SSC στξμ επιτάχυνση.





Σχήμα 4.18: Το φάσμα όπως προχύπτει για την περίπτωση του απλού νόμου δύναμης, του «σπασμένου» και της επιτάχυνσης των ηλεκτρονίων για τιμές παραμέτρων B = 1G, $R = 9 \times 10^{15} cm$, $l_{ext} - 1.4 \times 10^{-3}$, επίσης $\log \gamma_{max_{pl}} = 3.8 = \gamma_{br}$, ενώ $\gamma_{max_{brpl}} = 4.8$. Επιπλέον για τους νόμους δύναμης ισχύει p = 1.5, q = 2.0. Για την επιτάχυνση ισχύει η ίδια τιμή για το μαγνητικό πεδίο και την ακτίνα, ενώ ο χρόνος επιτάχυνσης είναι $t_{acc} = 0.8$ και ο χρόνος διαφυγής $t_{esc} = 0.64$, κανονικοποιημένοι σε t_{cross} . Ο παράγοντας Doppler είναι 40 στην περίπτωση του απλού νόμου δύναμης και της επιτάχυνσης, ενώ είναι 35 στην περίπτωση του «σπασμένου»

Η πηγή απειχονίζεται χαλύτερα με τον απλό νόμο δύναμης, ενώ ο σπασμένος νόμος δύναμης δεν έχει χαλή εφαρμογή στα ράδιο και τις αχτίνες Χ, ενώ προσαρμόζεται πολύ χαλά στις υψηλές ενέργειες. Όσον αφορά την επιτάχυνση δε γίνεται χαλή προσαρμογή στα ράδιο, αλλά είναι πιο αυτοσυνεπής ως διαδιχασία, παρόλα αυτά υπάρχει «τίμημα». Μία πρόταση για την επιτάχυνση είναι οι χρόνοι επιτάχυνσης και διαφυγής να εξαρτώνται από την ενέργεια, οπότε η μορφή της κατανομής των ηλεχτρονίων θα άλλαζε με την ενέργεια χαι η προσαρμογή του φάσματος θα ήταν χαλύτερη. Παρόλα αυτά, όλα τα μοντέλα δείχνουν ότι οι υψηλές ενέργειες προέρχονται από τη διαδιχασία SSC χι όχι από σχεδασμό σε εξωτεριχό πεδίο φωτονίων. Ενώ, στις χαμηλές ενέργειες η αυτοαπορρόφηση σύγχροτρον επηρεάζει το φάσμα, αν χαι ο απλός νόμος δύναμης εμφανίζει το «σπάσιμο» σε χαμηλότερη συχνότητα αυτοαπορρόφησης ν_{ssa}.

Επιπλέον, στην περίπτωση της επιτάχυνσης η πηγή είναι πιο συμπαγής και το μαγνητικό πεδίο που απαιτείται είναι μεγαλύτερο, σε αντίθεση με την έγχυση ηλεκτρονίων. Παρόλα αυτά επειδή η μαγνητική συμπαγότητα εξαρτάται από την ακτίνα της πηγής $(l_b \propto R_b)$, ουσιαστικά έχει παρόμοια συμπεριφορά μια συμπαγής πηγή με μεγάλο μαγνητικό πεδίο ως προς το φάσμα της ακτινοβολίας που θα παραχθεί σε σχέση με μία πηγή πιο εκτεταμένη με μικρότερο μαγνητικό πεδίο.





Σχήμα 4.19: Τα φάσματα των φωτονίων και των ηλεκτρονίων στην περίπτωση επιτάχυνσης για τιμές παραμέτρων τιμές παραμέτρων $R=9\times 10^{15}~cm, l_{ext}=-2.85,~t_{acc}=0.8,~t_{esc}=0.64,~\delta=40.$ Το μαγνητικό πεδίο μεταβάλλεται στις δύο περιπτώσεις.



(β') Η μορφή των ηλεκτρονίων.

Σχήμα 4.20: Τα φάσματα των φωτονίων και των ηλεκτρονίων στην περίπτωση επιτάχυνσης για τιμές παραμέτρων τιμές παραμέτρων $R=9\times 10^{15}~cm, B=1~G,~t_{acc}=0.8,~t_{esc}=0.64,~\delta=40.$ Το εξωτερικό πεδίο φωτονίων μεταβάλλεται στις δύο περιπτώσεις.



Το φάσμα φωτονίων των δύο πηγών.



Σχήμα 4.21: Τα φάσματα των φωτονίων και των ηλεκτρονίων στην περίπτωση επιτάχυνσης για τιμές παραμέτρων τιμές παραμέτρων $B = 1~G,~l_{ext} = -2.85,~t_{acc} = 0.8,~t_{esc} = 0.64,~\delta = 40,$ ενώ αλλάζει η ακτίνα της πηγής.



Σχήμα 4.22: Τα φάσματα των φωτονίων και των ηλεκτρονίων στην περίπτωση επιτάχυνσης για τιμές παραμέτρων $B=1~G,~l_{ext}=-2.85,~t_{esc}=0.64,~\delta=40,$ ενώ αναφέρεται σε διαφορετικό χρόνο επιτάχυνσης κρατώντας τον χρόνο διαφυγής σταθερό.

Μοντέλο	R_b	B (G)	$\log \gamma_{max}$	$\log l_e$	$\log l_{ext}$	δ
Απλός Νόμος Δύναμης	16.3	0.07	5.0	-5.9	-8.5	10
Σπασμένος Νόμος Δύναμης	16.7	0.03	4.2	-4.7	-8.5	7
Επιτάχυνση	15.0	0.65	-	-	-8.5	10

Πίναχας 4.1: Οι τιμές των παραμέτρων για την αναπαραγωγή του φάσματος του Mrk421.



Σχήμα 4.23: Η μοντελοποίηση του φάσματος του blazar Mrk 421. Το φάσμα αυτής της πηγής στις υψηλές ενέργειες χυριαρχείται από τη διαδιχασία SSC. Στην προχειμένη περίπτωση ο απλός νόμος δύναμης χάνει χαλύτερη προσαρμογή από τα υπόλοιπα μοντέλα.

Κεφάλαιο 5

Blazar Sequence

Τα λεπτονιχά μοντέλα εξηγούν την εχπομπή υψηλών ενεργειών στους blazar μέσω αντιστρόφου σχεδασμού Compton. Όπως έχει ήδη αναφερθεί σε προηγούμενα χεφάλαια το πεδίο φωτονίων μπορεί να είναι είτε «εσωτεριχό» είτε «εξωτεριχό» του πίδαχα. Παρατηρησιαχά έχει επισημανθεί μία αχολουθία των blazar, η οποία έχει τη μορφή FSRQ→LBL→IBL→HBL, σχήμα 5.1, [Ghisellini et al., 1998b],[Fossati et al., 1998]. Σε αυτή την αχολουθία παρατηρείται μία σταδιαχή μείωση της λαμπρότητας των αντιχειμένων από τις FSRQ πηγές στις BL Lac, ενώ οι συχνότητες των μεγίστων των λαμπροτήτων στις συνιστώσες του φάσματος μετατοπίζονται σε υψηλότερες ενέργειες. Συνήθως στους FSRQ blazar ο αντίστροφος σχεδασμός Compton αναφέρεται σε εξωτεριχό πεδίο φωτονίων ενώ στους BL Lac σε SSC. Η εξήγηση αυτή είναι συμβατή χαι με τις γραμμές εχπομπής που παρατηρούνται στα FSRQ αντιχείμενα, ενώ απουσιάζουν από τα BL Lac. Συγχρόνως, το πυχνότερο περιβάλλον γύρω από τους quasar μπορεί να οδηγήσει σε υψηλότερο ρυθμό προσαύξησης, άρα χαι πίδαχες με μεγαλύτερη λαμπρότητα. Αυτό θα μπορούσε να συνδέεται χαι με μία εξελιχτιχή αχολουθία από τις πηγές FSRQ στις BL Lac χαι να έχει να συνδέεται με το υλιχό γύρω από τον πυρήνα που σταδιαχά ελαττώνεται [Böttcher and Dermer, 2002].

Στο παρόν κεφάλαιο θα παρουσιαστούν μοντέλα για την ακολουθία των blazar καθώς δεν έχει ακόμα αποδειχθεί για αν όντως υπάρχει φυσική εξήγηση ή αν πρόκειται για μία «παρατηρησιακή επιλεκτικότητα». Στη συνέχεια θα μελετηθεί η συνεισφορά του ανέμου από τον δίσκο προσαύξησης στο εξωτερικό πεδίο φωτονίων και θα ακολουθήσει η θεωρητική μοντελοποίηση της ακολουθίας blazar σε σύγκριση με τις παρατηρήσεις.

5.1 Μοντέλα για την αχολουθία Blazar

Στο προηγούμενο κεφάλαιο έγινε αναφορά για τα θεωρητικά μοντέλα φασμάτων των blazar. Oι [Fossati et al., 1998], [Ghisellini et al., 1998b] παρουσίασαν πρώτοι μία ενοποιημένη μορφή του φάσματος των blazar, τη γνωστή αχολουθία των blazar. Επισήμαναν ότι υπάρχει σημαντική αντισυσχέτιση μεταξύ της βολομετρικής λαμπρότητας και των συχνοτήτων που παρουσιάζονται οι κορυφές της σύγχροτρον ακτινοβολίας. Αυτή η εκδοχή, για την ακολουθία blazar, έχει γίνει θέμα μελέτης σε πολλές εργασίες ([Giommi et al., 1999], [Georganopoulos et al., 2001], [Cavaliere and D'Elia, 2002], [Padovani et al., 2003], [Maraschi and Tavecchio, 2003], [Nieppola et al., 2006], [Padovani, 2007], [Nieppola et al., 2008], [Xie et al., 2007], [Ghisellini and Tavecchio, 2008a], [Ghisellini and Tavecchio, 2009a], [Meyer et al., 2011], [Chen and Bai, 2011], [Giommi et al., 2012], [Finke, 2013], [Xiong et al., 2015a], [Xiong et al., 2015b], [Raiteri and Capetti, 2016]).

Οι [Ghisellini et al., 1998b] στην εργασία τους ερμήνευσαν την παρατηρησιακή ακολουθία ως απώλειες ακτινοβολίας σχετικιστικών ηλεκτρονίων, των οποίων η ενεργειακή κατανομή παρουσιάζει ένα «σπάσιμο» σε χαμηλότερες ενέργειες. Μία πιο θεωρητική μελέτη συσχέτισε την ενέργεια γ_{peak}¹ με το ποσοστό των απωλειών μέσω ακτινοβολίας. Στην εργασία [Ghisellini and Tavecchio, 2008a], οι συγγραφείς επανεξετάζουν την ακολουθία των blazar και προτείνουν ότι η ισχύς που έχει ο πίδα-

¹Ο παράγοντας Lorentz της κορυφής της κατανομής των ηλεκτρονίων, που συνδέεται με το μέγιστο της εκπομπής του ενεργειακού φάσματος.



Σχήμα 5.1: Η παρατηρησιαχή αχολουθία των BS, Credit: Ghisellini talk, Granada 2013.

κας καθώς και το ενεργειακό φάσμα των πηγών συνδέονται με τη μάζα της μελανής οπής και το ποσοστό πρόσπτωσης ύλης σε αυτή. Στην εργασία [Padovani, 2007] επισημαίνονται τρία βασικά θέματα τα οποία θα έπρεπε να εξεταστούν για να επιβεβαιώσουν ή όχι την ύπαρξη της ακολουθίας των blazar. Επομένως, θα έπρεπε να μελετηθεί η αντισυσχέτιση μεταξύ της βολομετρικής λαμπρότητας και των κορυφών στην ενέργεια σύγχροτρον, η μη ύπαρξη λαμπρών αντικειμένων (HBL) με υψηλή συχνότητα σύγχροτρον και η υπόθεση ότι ο πληθυσμός των BL Lac αντικειμένων με υψηλές συχνότητες χορυφής σύγχροτρον θα έπρεπε να είναι μεγαλύτερος σε σχέση με εχείνες τις BL Lac πηγές χαμηλών συχνοτήτων (LBL). Οι [Nieppola et al., 2008] πρότειναν ότι η ακολουθία των Blazar εξαφανίζεται όταν χρησιμοποιούνται διορθωμένες τιμές για τον παράγοντα Doppler, οπότε η αχολουθία θα μπορούσε να είναι ένα φαινόμενο επιλογής λόγω της παρατήρησης. Οι [Giommi et al., 2012] έδειξαν ότι η αχολουθία των blazar είναι φαινόμενο επιλογής· μέσω της σύγχρισης παρατηρήσεων στα ράδιο και τις ακτίνες Χ επισήμαναν ότι δεν έχουν παρατηρηθεί αντικείμενα με υψηλές σύχροτρον συχνότητες και υψηλές λαμπρότητες διότι οι ερυθρομετατοπίσεις αυτών των αντικειμένων δεν είναι μετρήσιμες. Επιπλέον, στην εργασία [Padovani et al., 2012] μελετάται το φάσμα 11 πηγών blazar στο εγγύς υπέρυθρο, οπτικό, υπεριώδες, ακτίνες Χ και γάμμα και βρίσκονται 4 πηγές οι οποίες παρουσιάζουν υψηλή συχνότητα σύγχροτρον αλλά είναι και λαμπρές. Στις εργασίες [Ghisellini and Tavecchio, 2009a], [Abdo et al., 2009], [Sambruna et al., 2010] βρίσκεται μία συσχέτιση μεταξύ των δείχτη των φωτονίων στις αχτίνες γάμμα, η οποία υποστηρίζει την αχολουθία των blazar. Επιπροσθέτως, οι [Chen and Bai, 2011] επιβεβαιώνουν ότι τα χαμηλής λαμπρότητας αντικείμενα με χαμηλή χορυφή σύγχροτρον (LBL) συνδέονται με μελανές οπές χαμηλότερης μάζας. Ενώ το 2011 στη μελέτη [Meyer et al., 2011] προτείνεται η εξέλιξη των blazar, τα FRI και τα περισσότερα BL Lac αντιχείμενα συνδέονται με μη ισχυρούς πίδαχες ενώ οι χαμηλής συχνότητας συγχροτρον blazar χαι οι FRII πηγές με ισχυρούς. Παρόλα αυτά ο λόγος της λαμπρότητας Compton προς τη λαμπρότητα σύγχροτρον είναι ανεξάρτητος της ερυθρομετατοπίσης, την οποία παρουσιάζουν τα αντιχείμενα. Η μελέτη αυτού είναι καθοριστική στην απάντηση για την ύπαρξη ή όχι της ακολουθίας blazar. Ο Finke μελέτησε τον δεύτερο κατάλογο του Fermi (2LAC) και βρήκε ότι υπάρχει συσχέτιση μεταξύ της χυριαρχίας του μηχανισμού Compton και της κορυφής της συχνότητας σύγχροτρον για όλουςς

τους blazar, αχόμα χαι γι΄ αυτούς που η ερυθρομετατόπιση είναι άγνωστη. Η συγχεχριμένη εργασία θα παρουσιάστεί στην επόμενη παράγραφο χαθώς περιγράφει τον ρόλο του εξωτεριχού πεδίου φωτονίων στην αχολουθία των Blazar.

5.1.1 Η κυριαρχία του αντίστροφου σκεδασμού Compton και η ακολουθία blazar

Οι [Fossati et al., 1998] αφού συνέχριναν αρχετές παρατηρήσεις blazar βρήχαν μία αντισυσχέτιση μεταξύ της λαμπρότητας στην χορυφή της σύγχροτρον αχτινοβολίας L_{pk}^{syn} και της συχνότητας αυτής ν_{pk}^{syn} . Επιπλέον, εντόπισαν αντισυσχετίσεις μεταξύ

- της λαμπρότητας στα 5 GHz, L_{5GHZ} και της ν_{nk}^{syn} ,
- της λαμπρότητας στις ακτίνες γάμμα και της ν_{nk}^{syn} ,
- της «χυριαρχίας» της λαμπρότητας γάμμα² και της ν_{nk}^{syn} .

Αυτές οι συσχετίσεις χρησιμοποιήθηκαν ως απόδειξη για την ακολουθία των blazar, μία συστηματιχή τάση από λαμπρές πηγές με χαμηλή συχνότητα ν_{pk}^{syn} , οι οποίες χυριαρχούνται από εχπομπή ακτίνων γάμμα και ισχυρές γραμμές εκπομπής σε χαμηλότερης λαμπρότητας αντικείμενα, τα οποία έχουν υψηλή συχνότητα ν_{pk}^{syn} με αμυδρές ή καθόλου γραμμές εκπομπής, ενώ η λαμπρότητα στις ακτίνες γάμμα ήταν περίπου ίση με τη λαμπρότητα στην κορυφή της σύγχροτρον ακτινοβολίας. Οι [Ghisellini et al., 1998b] πρότειναν μία φυσική εξήγηση γι΄ αυτές τις αντισυσχετίσεις· εάν το εξωτερικό πεδίο φωτονίων είναι τα νέφη με πλατιές γραμμές εκπομπής και η ισχύς τους συνδέεται με την ισχύ των πιδάχων, τότε θα περίμενε χάποιος ότι οι πιο λαμπρές πηγές θα έχουν πιο ισχυρό πεδίο γραμμών εκπομπής άρα και μεγαλύτερες απώλειες Compton, συνεπώς και μικρότερη ν_{pk}^{syn} , χαθώς η μέγιστη ενέργεια των ηλεκτρονίων εξαρτάται από τις απώλειες, σχέση 4.24. Όσο η ισχύς που εγχέεται στα ηλεκτρόνια μειώνεται, η λαμπρότητα του πεδίου με τις πλατιές γραμμές εκπομπής μειώνεται, άρα οι σχεδασμοί είναι λιγότεροι χαι το μέγιστο της ενέργειας των ηλεχτρονίων μετατοπίζεται προς υψηλότερες ενέργειες. Αυτή η τάση επιβεβαιώνεται κι από το γεγονός ότι χαμηλότερης λαμπρότητας στη συνιστώσα Compton αντιχείμενα συνδέονται με υψηλότερη ν_{pk}^{syn} . Η αντισυσχέτιση $L_{pk}^{syn} - \nu_{pk}^{syn}$ (όπως αναφέρθηκε και παραπάνω) ήταν ένα ερώτημα που απασχόλησε έντονα την επιστημονική κοινότητα. Οι εργασίες που αναφέρονται σε φαινόμενο επιλογής, λόγω του ότι δεν μπορεί να προσδιοριστεί η ερυθρομετατόπιση (z) αυτών των πηγών είναι αρχετές χαι ήταν σημαντιχό για τους υποστηρικτές της θεωρίας της ακολουθίας blazar να βρεθεί μία παράμετρος ανεξάρτητη του z. Αυτό παρουσιάζεται στην εργασία [Finke, 2013] όπου μελετάται ο δεύτερος κατάλογος Fermi

και προσδιορίζεται η παράμετρος $A_c = \frac{L_{pk}^C}{L_{pk}^{syn}}$ και προχύπτει συσχέτιση με τη συχνότητα ν_{pk}^{syn} .

Παρόλο που η αντισυσχέτιση μεταξύ $L_{pk}^{syn} - \nu_{pk}^{syn}$ μπορεί να υπάρχει εξαιτίας του φαινομένου επιλογής, κάτι αντίστοιχο δεν μπορεί να εξηγήσει μία συσχέτιση μεταξύ $A_c - \nu_{pk}^{syn}$. Στο διάγραμμα 5.2 φαίνεται να υπάρχει σχέση μεταξύ $A_c - \nu_{pk}^{syn}$, γεγονός που φαίνεται να έχει φυσική εξήγηση. Θα πρέπει να υπάρχει ένας μηχανισμός στην πηγής που να συνδέει τη λαμπρότητα σύγχροτρον με τη λαμπρότητα Compton.

Ο Finke προκειμένου να εξηγήσει την ακολουθία Blazar συνέδεσε το μαγνητικό πεδίο της πηγής με το εξωτερικό πεδίο φωτονίων³. Επομένως, οποιαδήποτε μεταβολή στο μαγνητικό πεδίο

²Πρόκειται για το λόγο της λαμπρότητας στις ακτίνες γάμμα που παρατηρούσε το EGRET και της λαμπρότητας στην κορυφή της σύγχροτρον ακτινοβολίας.

³Η υπόθεση που χρησιμοποιείται για την εύρεση της σχέσης του μαγνητιχού πεδίου με την ενεργειαχή πυχνότητα του εξωτεριχού πεδίου είναι ότι ένα ποσοστό της ενέργειας του δίσχου προσαύξησης τ σχετίζεται με το U_{ext} . Or Boettcher & Dermer, 2002 υπέθεσαν ότι $\tau \propto L_d$, όπου L_d η λαμπρότητα του δίσχου. Επομένως θα ισχύει $U_{ext} \propto \tau L_d \propto L_d^2$. Από το μηχανισμό Blandford-Znajek ισχύει ότι η ισχύς που παράγεται από μία περιστρεφόμενη μελανή οπή είναι $L_{BZ} \propto B_m^2$, όπου B_m είναι το μαγνητικό πεδίο στη μαγνητικό πεδίο στην περιοχή εχπομπής, τότε εύχολα αποδειχνύεται ότι $U_{ext} \propto B^4$.



Σχήμα 5.2: Η κυριαρχία Compton $A_c = \frac{L_{pk}^C}{L_{pk}^{syn}}$ σε σχέση με τη συχνότητα ν_{pk}^{syn} . Στο διάγραμμα υπάρχουν FSRQ, BL Lac αντικείμενα, πηγές (AGU) οι οποίες είναι άγνωστο σε ποια κατηγορία ανήκουν και πηγές με άγνωστη ερυθρομετατόπιση, [Finke, 2013].

επηρεάζει και τις απώλειες Compton. Υπέθεσε μία έγχυση ηλεκτρονίων της μορφής

$$Q_e(\gamma) = Q_0 \gamma^{-q} H(\gamma; \gamma_1, \gamma_2) \tag{5.1}$$

όπου για τη συνάρτηση βήματος ισχύε
ιH(x;a,b)=1για a < x < bκαιH(x;a,b)=0οποδήποτε
αλλού. Η λαμπρότητα των ηλεκτρονίων είναι

$$L_{inj,e} = m_e c^2 \int_{\gamma_1}^{\gamma_2} \mathrm{d}\gamma \gamma \mathbf{Q}_{\mathbf{e}} \gamma.$$
(5.2)

Το μαγνητικό πεδίο συνδέεται με την ενεργειακή πυκνότητα του εξωτερικού πεδίου φωτονίων ως εξής

$$B = B_0 \left(\frac{u_{ext}}{u_0}\right)^{1/4},\tag{5.3}$$

επομένως το μαγνητικό πεδίο είναι ανάλογο του πεδίου φωτονίων. Όταν το εξωτερικό πεδίο φωτονίων έχει μεγάλη τιμή, τότε υπάρχουν ισχυρές απώλειες Compton. Οι ισχυρές απώλειες δεν επιτρέπουν στα σωμάτια να επιταχυνθούν σε πολύ υψηλές ενέργειες. Με βάση τα παραπάνω προέκυψε το ενεργειακό φάσμα των πηγών το οποίο επιβεβαιώνει την ακολουθία των blazar, (σχήμα 5.3).

5.2 Ο ρόλος του ανέμου

Με βάση την εργασία του Finke υπάρχει μία σύνδεση του εξωτερικου πεδίου φωτονίων με το μαγνητικό πεδίο. Στο κεφάλαιο 4 παρουσιάστηκε η συνεισφορά του ανέμου στη μοντελοποίηση



Σχήμα 5.3: Το ενεργειακό φάσμα της ακολουθίας blazar για γωνία παρατήρησης $\theta = 2$. Οι παρατηρήσεις αναφέρονται στον Mrk421-BL Lac και στον 3c279-FSRQ, [Finke, 2013].

φασμάτων blazar. Το εξωτερικό πεδίο φωτονίων⁴ συνδέεται με το μαγνητικό πεδίο μέσω μίας παραμέτρου, του ποσοστού πρόσπτωσης μάζας *m*. Θα μπορούσε το μοντέλο του συγκεκριμένου ανέμου να είναι η απάντηση στην ακολουθία blazar;

Η ενεργειαχή πυχνότητα του μαγνητιχού πεδίου από τη σχέση 4.19 είναι

$$U_B = \frac{B^2}{8\pi} = \frac{\eta_b L_{acc}}{A_0 c} \propto \dot{m}^2, \tag{5.4}$$

ενώ για την ενεργειαχή πυχνότητα των εξωτεριχών φωτονίων (σχέσεις 4.16, 4.25) ισχύει

$$U_{ext} = \frac{L_{ext}\sigma_{\tau}R_{b}}{4\pi R_{2}^{2}m_{e}c^{2}} \propto \dot{m}^{2}(1 - e^{-\tau_{\tau}}.$$
(5.5)

όπου όταν
 $\tau << 1$ θα ισχύει

$$U_{ext} \propto \dot{m}^3. \tag{5.6}$$

Με βάση τα παραπάνω υπάρχει μία φυσική σύνδεση μεταξύ του μαγνητικού πεδίου και του εξωτερικού πεδίου φωτονίων. Όλες οι ποσότητες⁵ συνδέονται μεταξύ τους με μία μόνο παράμετρο, το *m*. Με κατάλληλη επιλογή του *m* και των αναλογιών που συνδέουν τη λαμπρότητα πρόσπτωσης με το μαγνητικό πεδίο, το πεδίο φωτονίων, τη λαμπρότητα ηλεκτρονίων προκύπτει μία θεωρητική ακολουθία Blazar η οποία ταιριάζει με την παρατηρούμενη.

⁴Υπενθύμιση: φωτόνια που προέρχονται από το δίσκο προσαύξησης σκεδάζονται στα σωματίδια του ανέμου από το δίσκο.

⁵Ποσότητες όπως το μαγνητικό πεδίο, το εξωτερικό πεδίο φωτονίων, η λαμπρότητα των ηλεκτρονίων, η μέγιστη ενέργεια των ηλεκτρονίων.

5.3 Μοντελοποίση της ακολουθίας των Blazar

Στο κεφάλαιο 4 παρουσιάστηκε η μοντελοποίηση φασμάτων blazar μέσω έγχυσης και επιτάχυνσης ηλεκτρονίων. Θα εφαρμοστούν οι συγκεκριμένοι υπολογισμοί προκειμένου να αποτυπωθεί η ακολουθία των blazar,(σχήμα 5.4), αλλάζοντας μόνο την πρόσπτωση μάζας σε κάθε πηγή. Για λόγους πληρότητας παρακάτω παραθέτεται η εξάρτηση όλων των ποσοτήτων από το ρυθμό πρόσπτωσης μάζας

$$U_B \propto \dot{m}^2, \tag{5.7}$$

$$U_{ext} \propto \dot{m}^3,$$
 (5.8)

$$\gamma_{max} \propto \dot{m}^{-2} (1 + \dot{m}), \tag{5.9}$$

$$L_e \propto \dot{m}^2, \tag{5.10}$$

$$t_{acc} \propto \dot{m}^0. \tag{5.11}$$



Σχήμα 5.4: Η παρατηρησιαχή αχολουθία των blazar, [Donato et al., 2001].

Όλες οι πηγές έχουν μία χέντριχή μελανή οπή μάζας $10^9 M_{\odot}$. Οι θύλαχες πλάσματος θεωρούνται σφαιριχοί, αχτίνας $R_b = 10^{15}$ cm, οι οποίοι χινούνται σχετιχιστιχά με ταχύτητα βc , οπότε ο παράγοντας Lorentz των ροών προχύπτει $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} = 20$. Οι πίδαχες σχηματίζουν γωνία θ με τη γωνία παρατήρησης χι ο παράγοντας Doppler υπολογίζεται από τη σχέση $\delta = [\Gamma(1 - \beta \cos \theta)]^{-1}$. Η λαμπρότητα πρόσπτωσης δίνεται από τη σχέση 4.13, $L_{acc} = \dot{m}^2 L_0 \hat{M}$. Ο υπολογισμός του εξωτεριχού πεδίου φωτονίων γίνεται μεταξύ δύο αχτίνων $R_1 = 3R_s$ χαι $R_2 = R_b/3$.
Σε όλα τα μοντέλα δεν υπάρχει προσαρμογή στη ραδιο-εκπομπή λόγω της αυτοαπορρόφησης σύγχροτρον.

5.3.1 Κατανομή ηλεχτρονίων της μορφής νόμου δύναμης

Το μοντέλο για την αχολουθία των blazar στην περίπτωση του νόμου δύναμης βασίζεται στην παράγραφο 4.3.1. Σε αυτή την περίπτωση στον χώδιχα [Mastichiadis and Kirk, 1995] πρέπει να θέσουμε ως δεδομένα την αχτίνα της πηγής, τον παράγοντα Doppler (που στην προχειμένη περίπτωση είναι $\delta_{pl}-37$, το μαγνητιχό πεδίο, τη λαμπρότητα των ηλεχτρονίων, την χλίση του νόμου δύναμης της χατανομής, την ελάχιστη και τη μέγιστη ενέργεια των ηλεχτρονίων, τη λαμπρότητα του εξωτεριχού πεδίου καθώς και τη θερμοχρασία του μελανού σώματος⁶ που σχετίζεται με το εξωτεριχό πεδίο φωτονίων.

Οι περισσότερες ποσότητες καθορίζονται μέσω του m και προκύπτει το διάγραμμα 5.5. Οι τιμές



Spectrum for different log(mdot)=lm, R=9x10¹⁵cm, M_{BH}=10⁹ M₀

Σχήμα 5.5: Η ακολουθία των blazar για απλό νόμο δύναμης.

των παραμέτρων παρουσιάζονται στον πίνακα 5.1, ενώ $\eta_e = 10^{-3}$, $\eta_b = 10^{-3}$, $\eta_{ext} = 10^{-2}$.

5.3.2 Κατανομή ηλεκτρονίων με τη μορφή «σπασμένου» νόμου δύναμης

Η θεωρία για την κατανομή των ηλεκτρονίων με τη μορφή «σπασμένου» νόμου δύναμης παρουσιάστηκε στην παράγραφο 4.3.2. Χρειάζεται να οριστεί η ακτίνα της πηγής, ο παράγοντας Doppler ($\delta_{bpl} = 35$), οι κλίσεις των νόμων δύναμης των ηλεκτρονίων (p = 1.2, q = 2.5) καθώς και οι υπόλοιπες παράμετροι που σχετίζονται με το \dot{m} , (πίνακας 5.2), ενώ $\eta_e = 5 \cdot 10^{-5}$, $\eta_b = 10^{-3}$, $\eta_{ext} = 10^{-3}$. Η αποτύπωση της ακολουθίας blazar (σχήμα 5.6), είναι πάρα πολύ καλή και έρχεται σε συμφωνία με τα παρατηρησιακά χαρακτηριστικά της ακολουθίας, (παράγραφος 5.4.

 $^{^6\}Sigma$ το παράρτημα Ε΄.2 περιγράφεται ο ρόλος του μέλανος σώματος.

$\log \dot{m}$	B (G)	$\log \gamma_{max}$	$\log l_{ext}$	$\log l_e$
-1.0	1.00	3.3	-1.85	-2.6
-1.2	0.47	3.6	-2.70	-3.2
-1.4	0.30	3.8	-3.22	-3.6
-1.8	0.09	4.2	-4.70	-4.6
-2.1	0.06	4.4	-5.30	-5.0

Πίναχας 5.1: Οι τιμές των παραμέτρων για την αναπαράσταση της αχολουθίας των blazar μέσω νόμου δύναμης.



Spectrum for different log(mdot)=lm, R=9x10¹⁵cm, M_{BH}=10⁹ M₀

Σχήμα 5.6: Η αχολουθία των blazar για σπασμένο νόμο δύναμης.

$\log \dot{m}$	B (G)	$\log \gamma_{br}$	$\log l_{ext}$	$\log l_e$
-1.0	2.40	2.90	-2.0	-1.9
-1.2	1.51	3.01	-2.1	-2.3
-1.4	0.95	3.16	-2.5	-2.7
-1.8	0.38	3.50	-3.4	-3.5
-2.1	0.19	3.60	-4.5	-4.1

Πίναχας 5.2: Οι τιμές των παραμέτρων για την αναπαράσταση της αχολουθίας των blazar μέσω «σπασμένου»νόμου δύναμης.

5.3.3 Επιτάχυνση ηλεκτρονίων

Η μοντελοποίηση φάσματος μέσω επιτάχυνσης παρουσιάστηκε στην παράγραφο 4.4. Στη συγκεκριμένη περίπτωση χρησιμοποιείται σταθερός χρόνος επιτάχυνσης και διαφυγής. Επιπλέον, οι κανονικοποίησεις του αριθμού των ηλεκτρονίων γίνεται με βάση αντίστοιχες από τους νόμους δύναμης. Απαιτείται μεγαλύτερος παράγοντας Doppler ($\delta_{acc} = 40$) λόγω του ότι μεγάλος αριθμός ηλεκτρονίων (προκειμένου να παραχθεί η αντίστοιχη λαμπρότητα στα φωτόνια), δημιουργεί ισχυρό SSC, ενώ η αυτοαπορρόφηση σύγχροτρον γίνεται αχόμα πιο έντονη. Αχόμα, ο σταθερός χρόνος επιτάχυνσης δεν είναι ρεαλιστικός, θα πρέπει να εξαρτάται από την ενέργεια, προκείμένου το σύστημα να επιλυθεί αυτοσυνεπώς. Στον πίνακα 5.3 παρουσιάζονται οι παράμετροι του προβλήματος με $\eta_e = 5 \cdot 10^{-3}, \ \eta_b = 10^{-3}, \ \eta_{ext} = 5 \cdot 10^{-4}$ ενώ στο σχήμα 5.7 απεικονίζεται η ακολουθία των blazar έτσι όπως αποτυπώνεται με την επιτάχυνση.



Σχήμα 5.7: Η αχολουθία των blazar στην περίπτωση επιτάχυνσης των ηλεκτρονίων με τον χρόνο επιτάχυνσης ανεξάρτητο της ενέργειας.

$\log \dot{m}$	B (G)	$\log l_{ext}$
-1.0	2.40	-1.7
-1.2	1.51	-2.5
-1.4	0.95	-2.1
-1.7	0.48	-3.7
-1.9	0.30	-4.4

Πίναχας 5	5.3:	Oı	τιμές	των	παραμέτρων	για	την	αναπαράσταση	της	αχολουθίας	των	blazar	μέσω
επιτάχυνσ	σης η	λεκ	τρονία	ων.									

5.4 Φασματικοί δείκτες και ακολουθία των Blazar

Οι blazar,
οι οποίοι ανιχνεύθηκαν τους πρώτους τρεις μήνες λειτουργίας του τηλεσκοπίου Fermi
εμφανίζουν ένα σαφή διαχωρισμό στο διάγραμμα $\alpha_{\gamma} - L_{\gamma}$, όπου α_{γ} είναι
ο φασματικός δείκτης στις ακτίνες γάμμα και L_{γ} η λαμπρότητα στις αντίστοι
χες ενέργειες. Τα FSRQ αντικείμενα ξεχωρίζουν

από τα BL Lac λόγω του φάσματος, το οποίο παρατηρείται. Τα BL Lac αντικείμενα είναι λιγότερο λαμπρά και έχουν πιο «σκληρό» φάσμα από τους blazar με πλατιές γραμμές εκπομπής.

Οι [Ghisellini et al., 2009] χρησιμοποίησαν τη λαμπρότητα στις ακτίνες γάμμα ως προσέγγιση της βολομετρικής λαμπρότητας. Στη συνέχεια συνέδεσαν το όριο μεταξύ των δύο υποκατηγοριών με ένα κατώφλι μεταξύ τους το οποίο σχετίζεται με το δίσκο προσαύξησης. Για παράδειγμα τα μεν αντικείμενα (FSRQ) μπορεί να έχουν οπτικά λεπτούς δίσκους και τα δε (BL Lac) δίσκους οι οποίο δεν ακτινοβολούν αποδοτικά και το ποσοστό πρόσπτωσης είναι της τάξης του 10⁻² της λαμπρότητας Eddington.

Στον πρώτο κατάλογο blazar του τηλεσκοπίου Fermi υπήρχαν περισσότερες από 100 πηγές με βεβαιότητα μεγαλύτερη των 10σ για τους πρώτους τρεις μήνες λειτουργίας του. Από αυτές τις πηγές 57 καταχωρήθηκαν ως FSRQ, 42 ως BL Lac και σε 5 ήταν αδύνατη η ταξινόμηση τους. Με βάση αυτό το δείγμα προσπάθησαν να βγάλουν κάποια συμπεράσματα για τις ιδιότητες των αντικειμένων στις ακτίνες γάμμα. Αυτό επιτεύχθηκε μέσω συσχετίσεων των ροών/λαμπροτήτων στις ακτίνες γάμμα στο εύρος ανίχνευσης του του τηλεσκοπίου Fermi και της λαμπρότητας στα ράδιο.

Στο διάγραμμα μεταξύ του φασματιχού δείχτη και της λαμπρότητας στις ακτίνες γάμμα εμφανίστηκε μία τάση, (σχήμα 5.9). Η τιμή του δείκτη Γ_γ αυξανόταν όσο αυξανόταν η λαμπρότητα των αντικειμένων, γεγονός που συνδεόταν με τις FSRQ πηγές. Ενώ, τα BL Lac αντικείμενα σχετιζόταν με χαμηλότερες λαμπρότητες και πιο μικρούς φασματικούς δείκτες.

Στη συνέχεια υπολογίζεται ο φασματικός δείκτης μέσω παρατηρήσεων από το τηλεσκόπιο Fermi. Λαμβάνοντας τις ροές που καταγράφει το τηλεσκόπιο Fermi υπολογίζεται μία μέση τιμή της παρατηρούμενης ροής και οι λαμπρότητες που προκύπτουν είναι

$$L_{\gamma} = 4\pi d_L^2 \frac{S_{\gamma}(\nu_1, \nu_2)}{(1+z)^{1-\alpha_{\gamma}}},$$
(5.12)

όπου d_L η «απόσταση λαμπρότητας», $S_{\gamma}(\nu_1, \nu_2)$ η παρατηρούμενη ροή στις ακτίνες γάμμα μεταξύ των συχνοτήτων ν_1 , ν_2 , η οποία υπολογίζεται από τη ροή των φωτονίων γάμμα $F_{\gamma}(>100 \text{ MeV})$ [ph cm⁻²s⁻¹]

$$S_{\gamma}(\nu_{1},\nu_{2}) = \frac{\alpha_{\gamma}h\nu_{1}F_{\gamma}}{1-\alpha_{\gamma}} \left[\left(\frac{\nu_{2}}{\nu_{1}}\right)^{1-\alpha_{\gamma}} - 1 \right] \qquad \alpha_{\gamma} \neq 1$$

$$S_{\gamma}(\nu_{1},\nu_{2}) = h\nu_{1}F_{\gamma}ln(\nu_{2}/\nu_{1}) \qquad \alpha_{\gamma} = 1.$$
(5.13)

Θέτοντας $\nu_1 = 2.42 \times 10^{22} \text{ Hz}(0.1 \text{ GeV})$ και $\nu_2 = 2.42 \times 10^{24} \text{ Hz}(10 \text{ GeV})$ και $F_{\gamma} = 10^{-8} F_{\gamma,-8} \text{ ph cm}^{-2\text{s}^{-1}}$, προχύπτει (σε μονάδες erg cm⁻²s⁻¹)

$$S_{\gamma}(\nu_{1},\nu_{2}) = 1.6 \times 10^{-12} \frac{\alpha_{\gamma} F_{\gamma,-8}}{1-\alpha_{\gamma}} [100^{1-\alpha_{\gamma}} - 1] \qquad \alpha_{\gamma} \neq 1$$

$$S_{\gamma}(\nu_{1},\nu_{2}) = 7.38 \times 10^{-12} F_{\gamma,-8} \qquad \alpha_{\gamma} = 1.$$
(5.14)

Στο διάγραμμα 5.8 που προκύπτει φαίνεται ένας σαφής διαχωρισμός των δύο υποκατηγοριών blazar ο οποίος ορίζεται ως εξής $\alpha_{\gamma} > 1.2$ και $L_{\gamma} > 10^{47} erg~s^{-1}$ για τα FSRQ αντικείμενα και $\alpha_{\gamma} < 1.2$ και $L_{\gamma} < 10^{47} erg~s^{-1}$ για τα BL Lac.

Στο διάγραμμα 5.9 φαίνεται το θεωρητικό μοντέλο για την ακολουία blazar, στην περίπτωση του σπασμένου νόμου δύναμης. Επισημαίνεται ότι επιβεβαιώνεται ο παρατηρησιακός διαχωρισμός ανάλογα τη λαμπρότητα και το φασματικό δείκτη των πηγών, στον πίνακα 5.4 υπολογίζονται οι φασματικοί δείκτες έτσι όπως υπολογίζονται στο διάγραμμα 5.9.

$1 - \alpha_{\gamma}$	α_{γ}	Γ_{γ}	$\log(L_{\gamma}) \; (\text{erg/sec})$
-0.28	1.28	2.28	48.1
-0.30	1.30	2.30	47.7
-0.05	1.05	2.05	47.2
0.24	0.76	1.76	46.0
0.45	0.55	1.55	44.7

Πίναχας 5.4: Οι φασματικοί δείκτες στις ακτίνες γάμμα που επιβεβαιώνουν τα παρατηρησιακά χαρακτηριστικά της ακολουθίας των blazar μέσω της έγχυσης ηλεκτρονίων στην περίπτωση κατανομής με τη μορφή «σπασμένου» νόμου δύναμης, οι παράμετροι παρουσιάζονται στον πίνακα 5.2.



Σχήμα 5.8: Η κατανομή των αντικειμένων blazar μετά τους πρώτους τρεις μήνες λειτουργίας του τηλεσκοπίου Fermi στο επίπεδο $\alpha_{\gamma} - L_{\gamma}$,όπου φαίνεται ο διαχωρισμός των δύο υποκατηγοριών [Ghisellini et al., 2009].Με κόκκινο χρώμα είναι οι FSRQ πηγές ενώ με μπλε τα BL Lac αντικείμενα. Με το χρώμα magenta αναπαρίσταται η θέση των αντικειμένων της θεωρητικής ακολουθίας των blazar, η οποία έχει υπολογιστεί, (διάγραμμα 5.9).



Σχήμα 5.9: Η ακολουθία των blazar για σπασμένο νόμο δύναμης και ο υπολογισμός των φασματικών δεικτών μεταξύ των ενεργειών $0.1-10~{\rm GeV}.$

Κεφάλαιο 6

Συμπεράσματα

Η μοντελοποίηση φασμάτων από Ενεργούς Γαλαξιαχούς Πυρήνες απασχολεί εδώ και δεκαετίες την επιστημονική κοινότητα. Οι εργασίες που αναφέρονται σε αυτήν την προσπάθεια είναι πολυάριθμες. Η παρούσα εργασία έχει ως στόχο να παρουσιάσει την εφαρμογή μίας απλής ιδέας, αν θα ήταν εφικτό εξωτερικό πεδίο φωτονίων το οποίο σχετίζεται με τον άνεμο από το δίσκο προσαύξησης να αναπαράγει το φάσμα των blazar. Ο σκοπός του μοντέλου είναι η φυσική εξήγηση της ακολουθίας των blazar, μέσω του ανέμου, μελέτη που δεν είχε πραγματοποιηθεί ως τώρα. Τα αποτελέσματα αυτής της εργασίας είναι ενδιαφέροντα καθώς η εκδοχή του λεπτονικού μοντέλου που παρουσιάστηκε ικανοποιεί την παρατηρούμενη ακολουθία.

Συνοψίζοντας:

- Στα πρώτα τρία κεφάλαια παρουσιάστηκε το θεωρητικό υπόβαθρο του μοντέλου που αναπτύχθηκε στο κεφάλαιο 4.
- Με χρήση του κώδικα [Mastichiadis and Kirk, 1995] είτε με έγχυση ηλεκτρονίων είτε μέσω της επιτάχυνσης αυτών, τα παραγόμενα φάσματα ικανοποιούν τις παρατηρήσεις των blazar. Στο συγκεκριμένο μέρος της εργασίας παρουσιάστηκε η εξάρτηση του μοντέλου από την εκάστοτε φυσική παράμετρο για κάθε εκδοχή του. Επιπλέον, η προσαρμογή των τριών διαφορετικών εκδοχών στον blazar Mrk421 είναι αρκετά ικανοποιητική.
- Στο κεφάλαιο 5 αν και οι υπολογισμοί είναι σε πρώτης τάξης προσέγγιση (όπως επισημαίνεται παρακάτω) τα αποτελέσματα είναι ενθαρρυντικά για περαιτέρω μελέτη του μοντέλου. Η ακολουθία των blazar επιβεβαίωνεται αφήνοντας όλες τις παραμέτρους του προβλήματος ίδιες και μεταβάλλοντας μόνο το ρυθμό πρόσπτωσης μάζας, m.

Αχολουθούν χάποιες επισημάνσεις οι οποίες σχετίζονται με τις υποθέσεις του μοντέλου.

- Το εξωτερικό πεδίο φωτονίων εξαρτάται από από το οπτικό βάθος που δημιουργούν τα σωματίδια του ανέμου ως προς τα φωτόνια τα οποία σκεδάζονται. Αρχικά, ο υπολογισμός αυτής συνεισφοράς του ανέμου έχει γίνει προσεγγιστικά. Το οπτικό βάθος υπολογίζεται σε πρώτη τάξη, ενώ η πληρότητα θα απαιτούσε υπολογισμούς των σκεδάσεων μέσω αριθμητικού κώδικα Monte Carlo.
- Στην εργασία έχει επιλεχθεί ένα συγκεκριμένο προφίλ για την αριθμητική πυκνότητα των σωματιδίων του ανέμου $n \propto 1/r$ το οποίο «εξασφαλίζει» τη λογαριθμική εξάρτηση από την ακτίνα. Υπάρχουν όμως κι άλλα προφίλ που μπορούν να προσαρμοστούν στον άνεμο, όπως για παράδειγμα $n \propto 1/r^{3/2}$, σε αυτή την περίπτωση ίσως ο άνεμος να μην ήταν η απάντηση για το εξωτερικό πεδίο φωτονίων.
- Επιπλέον, ο άνεμος σχετίζεται με δίσκο τύπου ADAF, οποίος παρατηρησιακά φαίνεται να μην έχει την απαραίτητη ισχύ για αντικείμενα όπως οι ΕΓΠ, λόγω του μικρού ρυθμού πρόσπτωσης μάζας. Σε αυτή την περίπτωση όμως, χρησιμοποιείται μεγαλύτερος παράγοντας Doppler προκειμένου το φάσμα στο σύστημα αναφοράς της πηγής να ενισχυθεί και να προκύψει η

παραγόμενη λαμπρότητα. Ίσως φαντάζει αυθαίρετος ο παράγοντας Doppler, αλλά είναι μία παράμετρος άγνωστη.

Στη συνέχεια, παρατίθενται σχόλια για τις τρεις εκδοχές του μοντέλου.

- Στην εργασία παρουσιάστηκαν τα αποτελέσματα των φασμάτων που παράχθηκαν από τον αριθμητικό κώδικα [Mastichiadis and Kirk, 1995] αρχικά για έγχυση ηλεκτρονίων στην πηγή χαι στη συνέχεια για επιτάχυνση των σωματιδίων εντός της πηγής. Όσον αφορά την χατανομή των ηλεχτρονίων, η οποία τοποθετείται ως όρος στην χινητιχή εξίσωση (χαι δε δημιουργείται μέσω της επιτάχυνσης), όπως έχει ήδη επισημανθεί ο «σπασμένος» νόμος δύναμης έχει καλύτερη απόχριση στις παρατηρήσεις των πηγών, χαθώς μπαίνει μία επιπλέον παράμετρος που σχετίζεται με την κλίση των ηλεκτρονίων. Επιπλέον, το συγκεκριμένο μοντέλο συμφωνεί με τα χαραχτηριστικά που παρατηρούνται στις αχτίνες γάμμα (διάγραμμα $\alpha_{\gamma} - L_{\gamma}$), γι' αυτό σε σχέση με τα υπόλοιπα υπερτερεί. Η επιτάχυνση ως μηχανισμός είναι αυτοσυνεπής, αλλά χρειάζεται περισσότερο μελέτη, όχι τόσο όσον αφορά μεμονωμένες πηγές όπου υπάρχει ελευθερία στην επιλογή των παραμέτρων, αλλά στην αποτύπωση της ακολουθίας των blazar. Επομένως, είναι χρήσιμο να μελετηθεί η εξάρτηση της επιτάχυνσης από την ενέργεια μέσω του χρόνου $(t_{acc}(\gamma), t_{esc}(\gamma))$. Ισως αυτή να είναι η απάντηση ώστε η ακολουθία να προσαρμόζεται καλύτερα στις παρατηρήσεις αλλά και να έχει τα χαρακτηριστικά εκείνα που συμφωνούν με τους φασματιχούς δείχτες. Στην επιτάχυνση εμφανίζεται μία τρίτη συνιστώσα λόγω της διαδιχασίας SSC.
- Οι παρατηρήσεις στα ράδιο λόγω της αυτοαπορρόφησης σύγχροτρον δεν μπορούν να αναπαραχθούν. Μία σχέψη είναι ότι ίσως δεν παράγονται από την ίδια περιοχή εχπομπής. Στην περίπτωση όπου ένα μέρος του πληθυσμού των ηλεχτρονίων διαφεύγει χαι αχτινοβολεί από μία σφαιριχή περιοχή με μεγαλύτερη αχτίνα που δε χαραχτηρίζεται από τη συμπαγότητα της περιοχής επιτάχυνσης, τότε θα ήταν εφιχτό η σύγχροτρον αχτινοβολία να έχει μέγιστο σε χαμηλότερες ενέργειες χαι να εμφανίζεται η ραδιοεχπομπή η οποία παρατηρείται.
- Το μαγνητικό πεδίο, η ενεργειακή πυκνότητα του εξωτερικού πεδίου συνδέονται με το ρυθμό πρόσπτωσης μάζας με τέτοιο τρόπο που όταν ο ρυθμός είναι υψηλός, το μαγνητικό πεδίο είναι μεγάλο, το εξωτερικό πεδίο φωτονίων το ίδιο με αποτέλεσμα οι απώλειες να μην επιτρέπουν στα ηλεκτρόνια να φτάσουν σε μεγάλες ενέργειες. Ο λόγος U_{ext}/U_B > 1 οπότε υπάρχει κυριαρχία Compton, ενώ όσο μικραίνει ο ρυθμός αυτό αντιστρέφεται. Όσο το m είναι μικρότερο, οι απώλειες είναι λιγότερες, μειώνεται η λαμπρότητα της πηγής ενώ τα ηλεκτρόνια φθάνουν σε μεγαλύτερες έχουν ίδια μάζα μελανής οπής, ίδια ακτίνα της περιοχής επιτάχυνσης, ίδια χαρακτηριστικά όσον αφορά την κατανομή των ενεργειών (η_{ext}, η_b, η_e), ίδιο παράγοντα Doppler, ίδιους χρόνους επιτάχυνσης και διαφυγής, αντίστοιχα και νόμο δύναμης στα ηλεκτρόνια, ενώ το μαγνητικό πεδίο, το εξωτερικό πεδίο φωτονίων, η λαμπρότητα των ηλεκτρονίων και η μέγιστη ενέργειά τους συνδέονται με το m.

Εν κατακλείδι συνοψίζοντας σε μία πρόταση, ο άνεμος θα μπορούσε να είναι η φυσική εξήγηση της ακολουθίας των blazar.

Παράρτημα Α΄

Οι φυσικές σταθερές

Το σύστημα μονάδως το οποίο χρησιμοποιείται σε όλη την εργασία είναι το cgs. Οι τιμές των φυσικών σταθερών που δίνονται στον πίνακα Α΄.1. Θεωρούνται γνωστές και δεν αναφέρονται στο κυρίως κείμενο της εργασίας.

Σύμβολο	Όνομα	Τιμή
h	Σταθερά Planck	$6,626 \times 10^{-27} \ erg \ sec$
e	Φ ορτίο ηλεκτρονίου	$4,803 \times 10^{-10} \ esu$
c	Ταχύτητα φωτός	$2,998 \times 10^{10} \ cm \ sec^{-1}$
r_e	Κλασική ακτίνα ηλεκτρονίου	$2,818 \times \times 10^{-13} \ cm$
$\sigma_{ au}$	Ενεργός διατομή Thomson	$6,652 \times 10^{-25} \ cm^2$
λ_c	Μήκος κύματος Compton	$2,426 \times 10^{-10} \ cm$
$lpha_f$	Σ ταθερά λεπτής υφής	$7,297 imes 10^{-3}$
$lpha_r$	Σ ταθερά αχτινοβολίας	$7,566 \times 10^{-15} \ erg \ K^{-4} \ cm^{-3}$
σ	Σταθερά Steffan-Boltzmann	$5,670 \times 10^{-5} \ erg \ K^{-4} \ cm^{-2} sec^{-1}$
m_e	Μάζα ηλεκτρονίου	$9,109 \times 10^{-28} g$
m_p	Μάζα πρωτονίου	$1,673 \times 10^{-24} g$
M_{\odot}	Μάζα Ήλιου	$1,989 \times 10^{33} g$
k	Σταθερά Boltzmann	$1,380 \times 10^{-16} \ erg \ K^{-1}$
G	Σταθερά βαρύτητας	$6,673 \times 10^{-8} \ cm^{-3} \ g^{-1} sec^{-2}$
AU	Μέση απόσταση Γης-Ήλιου	$1,496 \times 10^{13} \ cm$
pc	Parsec	$3,086 \times 10^{18} \ cm$

Πίνακας Α΄.1: Οι φυσικές σταθερές

Παράρτημα Β΄

Κινητικές εξισώσεις

Β΄.1 Γενική λύση κινητικής εξίσωσης

Οι χινητιχές εξισώσεις των σωματιδίων ουσιαστιχά αποτελούν την εξίσωση συνέχειας, της οποίας η γενιχή μορφή είναι

$$\frac{\partial \tilde{N}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \gamma} [\tilde{N} \dot{\gamma}(\gamma, t)] + \tilde{N} r(\gamma, t) = Q(\gamma, t)$$
(B'.1)

με αρχική συνθήκη $\tilde{N}(\gamma, 0) = \tilde{N}_0(\gamma)$. Η εξίσωση αυτή εκφράζει τη διατήρηση του αριθμού σωματιδίων $\tilde{N}(\gamma, t)$ με παράγοντα Lorentz γ στο διάστημα ενεργειών $(\gamma, \gamma + d\gamma)$. Η ποσότητα $\dot{\gamma}$ είναι ο ρυθμός μεταβολής της ενέργειας των σωματιδίων, r ο ρυθμός με τον οποίο δραπετεύουν τα σωματίδια από το σύστημα¹ και Q ο ρυθμός έγχυσης των σωματιδίων στο σύστημα.

Η λύση της παραπάνω εξίσωσης μπορεί να γίνει με διάφορες μεθόδους όπως για παράδειγμα τη μέθοδο των χαραχτηριστικών, τη μέθοδο Laplace είτε με χρήση συναρτήσεων Green². Η μέθοδος των χαραχτηριστικών είναι η εύρεση καμπυλών κατά μήκος των οποίων η μερική διαφορική εξίσωση ανάγεται σε συνήθη διαφορική. Στη συνέχεια θα δούμε τον γενικό τρόπο επίλυσης με τη μέθοδο των χαραχτηριστικών, ενώ στη συνέχεια θα επιλύσουμε την κινητική εξίσωση ηλεκτρονίων στην περίπτωση όπου η «ψύξη» (οι απώλειες) των ηλεκτρόνίων είναι γραμμική.

Υποθέτουμε ότι $Nr(\gamma, t) = \tilde{N}/t_{esc}$, όπου t_{esc} ο χρόνος διαφυγής των σωματιδίων στο σύστημα, έστω ότι $t_{esc} \to \infty$ και α ο συντελεστής που περιγράφει τις απώλειες. Πολλαπλασιάζουμε με γ^2 την εξίσωση Β'.1 και θέτοντας $\tilde{N}\gamma^2 = N$, η μερική διαφορική εξίσωση παίρνει τη μορφή

$$\frac{\partial N}{\partial t} - \alpha \gamma^2 \frac{\partial N}{\partial \gamma} = Q \gamma^2. \tag{B'.2}$$

Σκοπός είναι να βρούμε τη χαρακτηριστική εξίσωση, επομένως η παραπάνω εξίσωση θα πρέπει να έχει τη μορφή ενός πλήρους διαφορικού, δηλαδή

$$\frac{\mathrm{dN}}{\mathrm{dt}} = \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\mathrm{d}\gamma}{\mathrm{dt}}\frac{\partial N}{\partial \gamma} = Q\gamma^2. \tag{B'.3}$$

οπότε προχύπτει

$$\frac{\mathrm{d}\gamma}{\mathrm{d}t} = -\alpha\gamma^2 \tag{B'.4}$$

ολοκληρώνουμε την παραπάνω και βρίσκουμε

$$\gamma(t) = \frac{\gamma_0}{1 + \alpha \gamma_0 (t - t_0)} \tag{B'.5}$$

Για να κάνουμε στη συνέχεια τον μετασχηματισμό από τις συντεταγμένες (γ, t) στις γ₀, t, όπου γ₀ είναι η αρχική συνθήκη του προβλήματος των αρχικών τιμών βρίσκουμε

$$\gamma_0 = \frac{\gamma}{1 - \alpha \gamma (t - t_0)}.$$
 (B'.6)

 $^{^1\}Sigma$ την παρούσα εργασία ο ρυθμός με τον οποίο σωματίδια διέφευγαν από το σύστημα ήταν σταθερός.

 $^{^2\}Sigma$ την εργασία των [Blumenthal and Gould, 1970] περιγράφονται οι λύσεις κινητικών εξισώσεων.

Επομένως η εξίσωση Β΄.2 κατά μήκος της χαρακτηριστικής γίνεται

$$\frac{\mathrm{dN}}{\mathrm{dt}} - 2\alpha\gamma(t)N = Q. \tag{B'.7}$$

Η λύση της ομογενού
ς(Q=0)είναι

$$\frac{\mathrm{dN}}{N} = 2\alpha\gamma(t)\mathrm{dt} \Rightarrow \mathrm{N}(\gamma(t), t) = \mathrm{N}(\gamma_0, t_0)(1 + \mathrm{a}\gamma_0(t - t_0))^2 \tag{B'.8}$$

Οπότε με χρήση της Β΄.2 η Β΄.8 γίνεται

$$N(\gamma, t) = N\left[\frac{\gamma}{1 - \alpha\gamma(t - t_0)}, t_o\right] (1 - \alpha\gamma(t - t_o))^{-2}$$
(B'.9)

Από τη λύση της ομογενούς ακι από τη λύση όταν έχω πηγή της μορφής $Q(\gamma, t)$ αντικαθιστούμε τη χαρακτηριστική στην πηγή, δηλαδή $N(\gamma_0, t_0) \to Q(\gamma_0, t_0)$ και στην συνέχεια ολοκληρώνουμε κατά μήκος της χαρακτηριστικής κι έχουμε

$$N(\gamma, t) = \int_{-\infty}^{t} \mathrm{dt}_0 \mathbf{Q} \left[\frac{\gamma}{1 - \alpha \gamma (t - t_0)}, \mathbf{t}_0 \right] (1 - \alpha \gamma (t - t_0))^{-2} \tag{B'.10}$$

Μετατρέποντας το ολοκλήρωμα ως προς ενέργεια και ολοκληρώνοντας ως προς γ_0 προκύπτει

$$N(\gamma, t) = \frac{1}{-\alpha\gamma^2} \int_{\gamma_0(-\infty)}^{\gamma} d\gamma_0 Q \left[\gamma_0, t - \frac{1}{\alpha\gamma} + \frac{1}{\alpha\gamma_0}\right].$$
 (B'.11)

Αν αρχικά ισχύει ότ
ι $\gamma_0(-\infty)=\infty$ τότε η τελευταία γίνεται

$$N(\gamma, t) = \frac{1}{\alpha \gamma^2} \int_{\gamma}^{\infty} d\gamma_0 Q\left(\gamma_0, t - \frac{1}{\alpha \gamma} + \frac{1}{\alpha \gamma_0}\right).$$
(B'.12)

Β΄.1.1 Η περίπτωση μονοενεργητικών ηλεκτρονίων: Λύση με τη μέθοδο των χαρακτηριστικών

Ας υποθέσουμε ότι η μορφή της έγχυσης ηλεκτρονίων είναι

$$Q = Q_0 \delta(\gamma - \gamma_*) \delta(t) \tag{B'.13}$$

τότε η Β΄.12 γίνεται

$$N(\gamma, t) = \frac{Q_0}{\alpha \gamma^2} \int_{\gamma}^{\infty} \mathrm{d}\gamma_0 \delta(\gamma_0 - \gamma_*) \delta\left(t - \frac{1}{\alpha \gamma} + \frac{1}{\alpha \gamma_0}\right). \tag{B'.14}$$

Πρέπει να ισχύει $t - \frac{1}{\alpha \gamma} + \frac{1}{\alpha \gamma_0} > 0$, επομένως θα έχουμε $\gamma_0 < \frac{\gamma}{1 - \alpha \gamma t}$. Το όρια του ολοκληρώματος της Β'.14 γίνονται

$$N(\gamma, t) = \frac{Q_0}{\alpha \gamma^2} \int_{\gamma}^{\frac{\gamma}{1 - \alpha \gamma t}} \mathrm{d}\gamma_0 \delta(\gamma_0 - \gamma_*)$$
(B'.15)

Η λύση της οποίας είναι

$$N(\gamma, t) = \begin{cases} \frac{Q_0}{\alpha \gamma^2} & \text{av } \gamma < \gamma_* < \frac{\gamma}{1 - \alpha \gamma t} \\ \frac{Q_0}{\alpha \gamma^2} & \text{av } \frac{\gamma_*}{1 - \alpha \gamma_* t} < \gamma_* < \gamma_* \end{cases}$$
(B'.16)

Β΄.1.2 Η περίπτωση μονοενεργητικών ηλεκτρονίων: Λύση με τη μέθοδο Laplace

Έστω μία συνάρτηση u(x.t), η οποία ορίζεται για t > 0 και δεδομένου τις συνοριακές συνθήκες, αυτή μπορεί να επιλυθεί με εφαρμογή του μετασχηματισμού Laplace στο t και υποθέτοντας ότι το x είναι παράμετρος. Οπότε

$$L(u(x,t)) = \int_0^\infty e^{-st} u(x,t) dt \equiv U(x.s).$$
 (B'.17)

Όταν ο μετασχηματισμός Laplace εφαρμόζεται στις μερικές διαφορικές εξισώσεις

$$L(u_t(x,t)) = \int_0^\infty e^{-st} u_t(x,t) dt = e^{-st} u(x,t)|_0^\infty + s \int_0^\infty e^{-st} u(x,t) dt = sU(x,s) - u(x,0).$$
(B'.18)

Οπότε προκύπτει

$$L(u_t(x,t)) = sU(x,s) - u(x,0).$$
 (B'.19)

Ακριβώς με τον ίδιο τρόπο προκύπτει

$$L(u_{tt}(x,t)) = s^2 U(x,s) - su(x,0) - u_t(x,0).$$
 (B'.20)

Οι αντίστοιχοι μετασχηματισμο
ί $\omega \varsigma$ προς xείναι

$$L(u_x(x,t)) = \int_0^\infty e^{-st} u_x(x,t) dt = U_x(x,s)$$
 (B'.21)

$$L(u_{xx}(x,t)) = \int_0^\infty e^{-st} u_{xx}(x,t) dt = U_{xx}(x,s).$$
 (B'.22)

Ο παραπάνω τρόπος επίλυσης μπορεί να χρησιμοποιηθεί στην επίλυση των κινητικών εξισώσεων. Η αρχική κινητική εξίσωση ηλεκτρονίων και σε αυτή την περίπτωση είναι η εξίσωση

$$\frac{\partial \tilde{N}(\gamma,t)}{\partial t} - \alpha \frac{\partial}{\partial \gamma} [\gamma^2 \tilde{N}(\gamma,t)] = Q_0 \delta(\gamma - \gamma_0) \delta(t)$$
 (B'.23)

Θέτοντας $\tau = \alpha t$ και $N = \tilde{N} \gamma^2$ η παραπάνω γίνεται

$$\frac{\partial N}{\partial \tau} - \gamma^2 \frac{\partial N}{\partial \gamma} = Q_0 \gamma^2 \delta(\gamma - \gamma_0) \delta(t). \tag{B'.24}$$

Η νέα μεταβλητή του προβλήματος είναι η

$$x = \frac{1}{\gamma} \tag{B'.25}$$

για την οποία θα ισχύει $x_0 = 1/\gamma_0$, άρα η Β΄.24 γίνεται

$$\frac{\partial N}{\partial \tau} + \frac{\partial N}{\partial x} = Q_0 \delta(x - x_0) \delta(t), \qquad (B'.26)$$

η οποία λύνεται απευθείας μέσω μετασχηματισμού Laplace ως προ
ς τ και με συνοριακές συνθήκες $N(\gamma=\infty,t)=N(x=0,t)=0.$ Οπότ
ε βρίσκουμε

$$N(x,t) = Q_0 H[x - x_0]\delta(\tau + x_o - x)$$
(B'.27)

όπου H[x] η συνάρτηση βήματος. Να επισημάνουμε ότι η λύση με τη μέθοδο Laplace και με τη μέθοδο των χαρακτηριστικών είναι ακριβώς ίδια. Το ποια μέθοδος θα χρησιμοποιηθεί αφήνεται στις προτιμήσεις του εκάστοτε λύτη.

Παράρτημα Γ΄

Κανονικοποιήσεις του αριθμητικού χώδιχα

Βασικές κανονικοποιήσεις $\Gamma'.1$

Οι αριθμητικοί κώδικες χρησιμοποιούν ως δεδομένα και εξάγουν αποτελέσματα, τα οποία είναι αδιάστατα. Ο λόγος είναι το χέρδος της υπολογιστιχής ισχύς. Στον χώδιχα [Mastichiadis and Kirk, 1995] χρησιμοποιούνται οι κάτωθι κανονικοποιήσεις. Οι ποσότητες \tilde{x} είναι τα φυσικά μεγέθη, ενώ x είναι τα αδιάστατα. Η αριθμητική πυκνότητα των ηλεκτρονίων

$$n_e = \tilde{n}_e \sigma_\tau R_b m_e c^2. \tag{\Gamma'.1}$$

Η λαμπρότητα των ηλεκτρονίων

$$l_e = \frac{L_e \sigma_\tau}{4\pi R_b m_e c^3}.$$
 (Γ'.2)

Η λαμπρότητα του εξωτεριχού πεδίου φωτονίων

$$l_{ext} = \frac{U_{ext}\sigma_{\tau}R_b}{m_e c^2}.$$
 (Γ'.3)

Η συμπαγότητα του μαγνητικού πεδίου

$$l_b = \frac{\sigma_\tau R_b U_b}{m_e c^2}.\tag{\Gamma'.4}$$

Όσον αφορά τους χρόνους είναι κανονικοποιημένοι ως προς $t_{cross} = rac{R_b}{c}$, επομένως ο χρόνος διαφυγής είναι $t_{esc} = \frac{\tilde{t}_{esc}}{t_{cross}}$ και ο χρόνος επιτάχυνσης $t_{acc} = \frac{\tilde{t}_{acc}}{t_{cross}}$. Επιπλέον ο μέγιστος παράγοντας Lorentz για τα ηλεκτρόνια, με χρήση των παραπάνω, προκύπτει

$$\gamma_{max} = \frac{3}{4t_{acc}(l_b + l_{ext} + l_{ssc})}.$$
 (Γ'.5)

$\Gamma'.2$ «Σπασμένος» νόμος δύναμης

Προχειμένου να βρούμε τις κανονικοποιήσεις των ηλεκτρονίων στον κώδικα [Mastichiadis and Kirk, 1995] στην περίπτωση του σπασμένου νόμου δύναμης, υπολογίζουμε την ισότητα των δύο νόμων δύναμης στο γ_{br}, οπότε χι έχουμε

$$k_{e_1}\gamma_{br}^{-p} = k_{e_2}\gamma_{br}^{-q} \Rightarrow k_{e_1} = k_{e_2}\gamma_{br}^{-q+p}$$

Επιπλέον η κανονικοποιημένη τιμή για τη λαμπρότητα των ηλεκτρονίων θα πρέπει να είναι ίση με το άθροισμα των ολοκληρωμάτων ως προς την ενέργεια των κατανομών των ηλεκτρονίων, δηλαδή

$$l_e = \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{br}} k_{e_1} \gamma^{-p+1} \mathrm{d}\gamma + \int_{\gamma_{br}}^{\gamma_{max}} k_{e_2} \gamma^{-q+1} \mathrm{d}\gamma$$

και μετά από πράξεις καταλήγουμε στο αποτέλεσμα

$$l_e = k_{e_2} \left[\left(\gamma_{br}^{-q+2} \left(\frac{q+p}{(2-p)(q-2)} \right) + \frac{\gamma_{br}^{-q+p} \gamma_{min}^{-p+2}}{p+2} + \frac{\gamma_{max}^{-q+2}}{2-q} \right] \right]$$

Οπότε αντιστρέφοντας την παραπάνω σχέση για τις κανονικοποιήσεις έχουμε

$$k_{e_2} = \left[\left(\gamma_{br}^{-q+2} \left(\frac{q+p}{(2-p)(q-2)} \right) + \frac{\gamma_{br}^{-q+p} \gamma_{min}^{-p+2}}{p+2} + \frac{\gamma_{max}^{-q+2}}{2-q} \right) \right]^{-1} l_e$$

και

$$k_{e_1} = \left[\left(\gamma_{br}^{-q+2} \left(\frac{q+p}{(2-p)(q-2)} \right) + \frac{\gamma_{br}^{-q+p} \gamma_{min}^{-p+2}}{p+2} + \frac{\gamma_{max}^{-q+2}}{2-q} \right) \right]^{-1} l_e \gamma_{br}^{-q+p}.$$

Παράρτημα Δ'

Οι φυσικές διεργασίες μέσω του κώδικα

Δ΄.1 Χαρακτηριστικοί χρόνοι απωλειών

Προχειμένου να βρεθούν οι χαραχτηριστικοί χρόνοι απωλειών διαιρούμε την ενέργεια του σωματιδίου με τις απώλειες

$$t_{loss} = \frac{\gamma m_e c^2}{P_{loss}}.$$
 (Δ '.1)

Οπότε η αναλογία που προκύπτει για τις απώλειες σύγχροτρον και τον αντίστροφο σκεδασμό Compton είναι

$$t_{syn} \propto U_B \gamma$$
 ($\Delta'.2$)

$$t_{ICS} \propto U_{ph} \gamma \tag{\Delta'.3}$$

$\Delta'.2$ Η μορφή της αυτοαπορρόφησης σύγχροτρον

Στον αριθμητικό κώδικα [Mastichiadis and Kirk, 1995] υπολογίζεται η αυτοαπορρόφηση σύγχροτρον μπορεί να περιγραφεί είτε λαμβάνοντας την εκπομπή σύγχροτρον ως μονοχρωματική ακτινοβολία είτε την πλήρη έκφραση της. Στη συνέχεια θα δούμε χρησιμοποιώντας τη δέλτα συνάρτηση στον κώδικα ποια είναι η διαφοροποιήσή του συντελεστή απορρόφησης με την πλήρη έκφραση που περιγράφεται από τη σχέση (6.53) των [Rybicki and Lightman, 1986]

$$\alpha_{\nu} = \frac{\sqrt{3}e^3}{8\pi m} \left(\frac{3e}{2\pi m^3 c^5}\right)^{p/2} C(B\sin\alpha)^{p+2} \Gamma\left(\frac{3p+2}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3p+22}{12}\right) \nu^{-\frac{p+4}{2}}.$$
 (Δ'.4)

Ο συνολικός αριθμός ηλεκτρονίων είναι $n = N(E) dE = CE^{-p} dE$, όπου C η κανονικόποιηση του αριθμού των ηλεκτρονίων η οποία προκύπτει από τον κώδικα για συγκεκριμένες περιπτώσεις κι έχουμε

$$C = \frac{N_{tot}}{\int_{E_{min}}^{E_{max}} dEE^{-p}}.$$
 (Δ'.5)

Οπότε για συγκεκριμένες τιμές του εκθέτη του νόμου δύναμης των ηλεκτρονίων προκυπτει ο πίνακας Δ΄.1 Παρατηρείται μία μικρή διαφορά στις παραπάνω τιμές, οπότε κρίθηκε σκόπιμο να υπολογίζεται η πλήρη έκφραση της αυτοαπορρόφησης σύγχροτρον. Ο συντελεστής αυτοαπορρόφησης είναι

$$\alpha_{\nu} = -\frac{c^2}{8\pi\nu^2} \frac{1}{\sigma_{\tau} R m_e c^2} \int d\gamma \gamma^2 P(\nu, \gamma) \frac{\partial}{\partial \gamma} \left(\frac{\tilde{n_e}}{\gamma^2}\right). \tag{\Delta'.6}$$

Αναλόγως ποια έκφραση χρησιμοποιούμε μπορούμε να θέσουμε είτε $P(\nu, \gamma) = A\delta(\nu - \nu_0)$ (μονοε-νεργητική έκφραση) είτε $P(\nu, E) = 2\pi P(\omega) = \sqrt{3} \frac{e^3 B \sin \alpha}{m_e c^2} F(x).$

p	$ u_{ssa_{code}}$	$ u_{ssa_{theor}}$
-1.5	$7.9 imes 10^{10} Hz$	$1.55 \times 10^{10} Hz$
-2.0	$1.0 \times 10^{11} Hz$	$4.0 \times 10^{10} Hz$
-2.5	$8.0 \times 10^{11} Hz$	$2.5 \times 10^{11} Hz$

Πίνακας Δ΄.1: Σύγκριση θεωρητικής τιμής της συχνότητας αυτο
απορρόφησης με αυτή του κώδικα [Mastichiadis and Kirk, 1995]

Υπολογίζοντας τα αντίστοιχα ολοκληρώματα, στην περίπτωση μονοενεργητικής ακτινοβολίας είναι

$$\alpha_{\nu} = \frac{\pi}{6\alpha_f} x^{-1/2} b^{-1/2} \left[\frac{\partial}{\partial \gamma} \left(\frac{n_e}{\gamma^2} \right) \right]_{\gamma = (x/b)^{1/2}}$$
(\Delta'.7)

όπου $x = \nu/m_e c^2$, ενώ στην πλήρη έκφραση

$$\alpha_{\nu} = \frac{\sqrt{3\pi b}}{\alpha_f} x^{-2} \left[\frac{\partial}{\partial \gamma} \left(\frac{n_e}{\gamma^2} \right) \right]_{\gamma = (x/b)^{1/2}} \tag{\Delta'.8}$$

Δ΄.3 Ο ρόλος τους SSC στη μέγιστη ενέργεια των ηλεκτρονίων

Στην επιτάχυνση με σταθερό χρόνο επιτάχυνσης, σημαντικό ρόλο παίζουν οι απώλειες για τη μέγιστη ενέργεια των ηλεκτρονίων, αν θεωρήσουμε αμελητέο το εξωτερικό πεδίο φωτονίων, τότε ο μέγιστος παράγοντας Lorentz δίνεται από τον τύπο

$$\gamma_{max} = \frac{3m_e c^2}{4\sigma_\tau t_{acc} (U_B + U_{SSC})},\tag{\Delta'.9}$$

όπου U_{SSC} η αριθμητική πυκνότητα των φωτονίων που προέρχονται από τη διαδικασία SSC. Στην περίπτωση την οποία θεωρήσουμε επιτάχυνση Fermi πρώτης τάξης ο χρόνος επιτάχυνσης θα δίνεται από τον τύπο

$$\tau_{FI} \gtrsim 6 \left(\frac{c}{u_s}\right)^2 \frac{\lambda}{c} \sim 6 \frac{r_{gyr}c}{u_s^2} = 6 \frac{\gamma m_e c^2}{eB} \frac{c}{u_s^2} \tag{\Delta'.10}$$

όπου r_{gyr} η γυροακτίνα του ηλεκτρονίου και u_s η ταχύτητα του ωστικού κύματος, την οποία παίρνουμε περίπου c, [Tammi and Duffy, 2009]. Στο διάγραμμα Δ΄.1 παρατηρούμε ότι αυξάνοντας τον αρχικό αριθμό των ηλεκτρονίων το γ_{max} γίνεται όλο και πιο μικρό, για σταθερό μαγνητικό πεδίο.

Γενικότερα οι απώλειες στην περίπτωση της επιτάχυνσης παίζουν καθοριστικό ρόλο στο φάσμα της πηγής. Η κάθε διεργασία συμβάλει με τον δικό της τρόπο στη μέγιστη ενέργεια των ηλεκτρονίων και δεν είναι εύκολο να προβλεφθεί από πριν ποια θα υπερισχύσει.

Όπως φαίνεται και παραπάνω $\Delta'.1$, αν ισχύει $t_{syn} > t_{ICS}$ που εν προκειμένω ο αντίστροφος σκεδασμός Compton σχετίζεται με το SSC και την πυκνότητα φωτονίων που εξαρτώνται από τα σύγχροτρον φωτόνια¹, τότε οι απώλειες λόγω SSC υπερισχύουν και όπως φαίνεται και στο διάγραμμα $\Delta'.1$ καθορίζουν τελικά το μέγιστο της ενέργειας των ηλεκτρονίων.

 $[\]overline{{}^{1}U_{ph}} = \int_{x_{min}}^{x_{max}} dxn_{s}(x)$ όπου n_{s} η αριθμητική πυχνότητα των σύγχροτρον φωτονίων, x κανονικοποιημένη ενέργεια ως προς $m_{e}c^{2}$ και x_{min} , x_{max} αντίστοιχα η ελάχιστη και μέγιστη ενέργεια.



Σχήμα Δ΄.1: Το φάσμα των ηλεκτρονίων σε διαφορετικές περιπτώσεις καθώς η αρχική αριθμητική πυκνότητα (σε κανονικοποιημένη τιμη κώδικα) των ηλεκτρονίων αυξάνεται, ενώ το μαγνητικό πεδίο διατηρείται σταθερό.

Παράρτημα Ε΄

Εξωτερικό πεδίο φωτονίων

Ε'.1 Σύγκριση εξωτερικών πεδίων φωτονίων

Πολλές εργασίες όταν αναφέρονται στο εξωτερικό πεδίο φωτονίων υπολογίζουν τη λαμπρότητα φωτονίων που προέρχονται από τα νέφη με πλατιές γραμμές εκπομπής, όπως για παράδειγμα [Finke, 2013]. Στη συγκεκριμένη εργασία αρχικά ήταν αναγκαίος ο υπολογισμός της ενεργειακής πυκνότητας εξωτερικού πεδίου φωτονίων λόγω του ανέμου σε σχέση με αυτή που προέρχεται από τις περιοχές εκπομπής. Για συγκεκριμένες πηγές έγινε σύγκριση των δύο ενεργειακών πυκνοτήτων και βρέθηκε σημαντικότερη η συνεισφορά του ανέμου στο εξωτερικό πεδίο φωτονίων. Στον πίνακα Ε΄.1 συγκρίνονται οι τιμές. Στην εργασία [Böttcher et al., 2013] παρουσιάζονται βασικά χαρακτηριστικά των πηγών, για R = 0.1 pc, $\Gamma = 10$ υπολογίζονται οι ενεργειακές πυκνότητες. Για την πρόσπτωση μάζας η τιμή είναι $\dot{m} = 0.01$, η οποία είναι αρκετά χαμηλή (σε σχέση με τις τιμές που χρησιμοποιήθηκαν γενικά στην εργασία). Στην περίπτωση της πηγής AO 02351164 (LBL) θα ήταν πιο σωστό να χρησιμοποιηθεί μεγαλύτερος ρυθμός πρόσπτωσης μάζας καθώς είναι IBL πηγή, σε αυτή την περίπτωση το πεδίο φωτονίων που σκεδάζονται στον άνεμο θα ήταν πιο σημαντικό.

Πηγή	Μάζα μελανής οπής	$L_{disk} \ (erg/sec)$	$\log U_{BLR} \ (erg/sec)$	$\log U_{wind} \ (erg/sec)$
BL Lac (LBL)	$6\cdot 10^6 M_{\odot}$	$6.0\cdot10^{44}$	-2.33	-1.49
AO 02351164 (LBL)	$3\cdot 10^6 M_{\odot}$	$3.4 \cdot 10^{44}$	-1.55	-1.97
OJ287 (LBL)	$1\cdot 10^7 M_{\odot}$	$1.1\cdot 10^{45}$	-1.70	-1.00
W Comae (IBL)	$7\cdot 10^6 M_{\odot}$	$7.2 \cdot 10^{45}$	-3.41	-1.31

	Σ'	~	,	~/	,		,	,
HIVAXAC E.I	Συνχοιση	των εζωτε	COLX(I)V	πεοιων	$(0\omega) \tau O V (\omega) V$	$\gamma \alpha$	JUVXEXOLUEVEC	$\pi n \gamma \epsilon c$.
110, 00, 000 D 111					9000000000	1	0.01.000.000.002	

Ε΄.2 Το εξωτερικό πεδίο φωτονίων του κώδικα

Ο χώδιχας [Mastichiadis and Kirk, 1995] έχει τη δυνατότητα υπολογισμού του αντίστροφου σχεδασμού Compton. Το εξωτερικό πεδίο φωτονίων προσομοιάζεται με τη μορφή μέλανος σώματος, η θερμοχρασία του οποίου είναι $\Theta = \frac{kT}{m_ec^2}$ και κανονικοποιημένης συμπαγότητας l_{bb} η οποία είναι ίση με l_{ext} . Για το εξωτερικό πεδίο φωτονίων ισχύει

$$\eta_{bb} = \frac{45l_{bb}}{\pi^4 \Theta^4} \frac{x^2}{e^{x/\Theta} - 1},$$
(E'.1)

όπου x η ενέργεια, κανονικοποιημένη στην ενέργεια του ηλεκτρονίου m_ec^2 . Κατόπιν η εξίσωση λύνεται αριθμητικά και υπολογίζεται το παραγόμενο φάσμα. Είναι σημαντικό να καθορίζεται τι αν οι σκεδάσεις βρίσκονται στο όριο Thomson ή Klein-Nishina.

Τα φωτόνια που αποτελούν στόχους για τα ηλεκτρόνια, λόγω της σχετικιστικής κίνησης της ροής

δέχονται μία ενίσχυση στην ενέργεια κατά ένα παράγοντα doppler δ. Στο σχήμα Ε'.1 φαίνεται η αλλαγή που προκαλείται στο φάσμα μόνο λόγω αλλαγής της θερμοκρασίας του εξωτερικού πεδίου φωτονίων. Για τη θερμοκρασία $T_{bb} = 4 \times 10^4 K$ οι σκεδασμοί γίνονται στο όριο Thomson, είναι πιο ομαλοί και οι ενέργειες των υψηλοενεργειακών φωτονίων φθάνουν σε χαμηλότερες τιμές. Για τη θερμοκρασία $T_{bb} = 4 \times 10^6 K$ οι σκεδασμοί γίνονται στο όριο Klein-Nishina, είναι πιο ενεργητικοί και τα φωτόνια που παράγονται είναι υψηλότερων ενεργειών. Στην ενδιάμεση περίπτωση όπου η θερμοκρασία είναι $T_{bb} = 4 \times 10^5 K$ τότε παρατηρούνται δύο συνιστώσες, η μία είναι στο όριο Thomson και η άλλη στο Klein-Nishina, είναι μία ενδιάμεση κατάσταση που καμία από τις δύο διεργασίες δεν κυριαρχεί, για αυτό το λόγο αποτυπώνονται και οι δύο.

Επομένως, όπως προχύπτει η θερμοχρασία του μέλανος σώματος είναι σημαντιχή (αναλόγως χαι τις υπόλοιπες παραμέτρους του προβλήματος) για το φάσμα το οποίο θα προχύψει.



Σχήμα Ε΄.1: Το φάσμα των ηλεκτρονίων σε διαφορετικές περιπτώσεις θερμοκρασίας μέλανος σώματος για το εξωτερικό πεδίο φωτονίων.

Βιβλιογραφία

- A. A. Abdo, B. T. Allen, T. Aune, D. Berley, C. Chen, G. E. Christopher, T. DeYoung, B. L. Dingus, R. W. Ellsworth, M. M. Gonzalez, J. A. Goodman, E. Hays, C. M. Hoffman, P. H. Hüntemeyer, B. E. Kolterman, J. T. Linnemann, J. E. McEnery, T. Morgan, A. I. Mincer, P. Nemethy, J. Pretz, J. M. Ryan, P. M. Saz Parkinson, A. Shoup, G. Sinnis, A. J. Smith, V. Vasileiou, G. P. Walker, D. A. Williams, and G. B. Yodh. Milagro Observations of Multi-TeV Emission from Galactic Sources in the Fermi Bright Source List., 700:L127–L131, Aug. 2009. doi: 10.1088/0004-637X/700/2/L127.
- A. A. Abdo, M. Ackermann, and M. e. a. Ajello. The Third Catalog of Active Galactic Nuclei Detected by the Fermi Large Area Telescope. , 810:14, Sept. 2015. doi: 10.1088/0004-637X/ 810/1/14.
- V. A. Acciari and e. a. Aliu. Multiwavelength Observations of a TeV-Flare from W Comae. , 707:612–620, Dec. 2009. doi: 10.1088/0004-637X/707/1/612.
- R. D. Blandford and A. Levinson. Pair cascades in extragalactic jets. 1: Gamma rays. , 441: 79–95, Mar. 1995. doi: 10.1086/175338.
- R. D. Blandford and D. G. Payne. Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets., 199:883–903, June 1982. doi: 10.1093/mnras/199.4.883.
- M. Błażejowski, M. Sikora, R. Moderski, and G. M. Madejski. Comptonization of Infrared Radiation from Hot Dust by Relativistic Jets in Quasars. , 545:107–116, Dec. 2000. doi: 10.1086/317791.
- S. D. Bloom and A. P. Marscher. An Analysis of the Synchrotron Self-Compton Model for the Multi–Wave Band Spectra of Blazars. , 461:657, Apr. 1996. doi: 10.1086/177092.
- 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. Böttcher and J. Chiang. X-Ray Spectral Variability Signatures of Flares in BL Lacertae Objects., 581:127–142, Dec. 2002. doi: 10.1086/344155.
- M. Böttcher and C. D. Dermer. On Compton Scattering Scenarios for Blazer Flares. , 501: L51–L54, July 1998. doi: 10.1086/311458.
- M. Böttcher and C. D. Dermer. An Evolutionary Scenario for Blazar Unification. , 564:86–91, Jan. 2002. doi: 10.1086/324134.
- M. Böttcher, A. Reimer, K. Sweeney, and A. Prakash. Leptonic and Hadronic Modeling of Fermi-detected Blazars., 768:54, May 2013. doi: 10.1088/0004-637X/768/1/54.
- A. Cavaliere and V. D'Elia. The Blazar Main Sequence. , 571:226–233, May 2002. doi: 10.1086/ 339778.

- L. Chen and J. M. Bai. Implications for the Blazar Sequence and Inverse Compton Models from Fermi Bright Blazars., 735:108, July 2011. doi: 10.1088/0004-637X/735/2/108.
- J. Contopoulos and R. V. E. Lovelace. Magnetically driven jets and winds: Exact solutions. , 429:139–152, July 1994. doi: 10.1086/174307.
- A. Crusius and R. Schlickeiser. Synchrotron radiation in random magnetic fields. , 164:L16–L18, Aug. 1986.
- C. D. Dermer and R. Schlickeiser. Model for the High-Energy Emission from Blazars., 416:458, Oct. 1993. doi: 10.1086/173251.
- C. D. Dermer, R. Schlickeiser, and A. Mastichiadis. High-energy gamma radiation from extragalactic radio sources. , 256:L27–L30, Mar. 1992.
- C. D. Dermer, S. J. Sturner, and R. Schlickeiser. Nonthermal Compton and Synchrotron Processes in the Jets of Active Galactic Nuclei. , 109:103–137, Mar. 1997. doi: 10.1086/312972.
- S. Dimitrakoudis, M. Petropoulou, and A. Mastichiadis. Self-consistent neutrino and UHE cosmic ray spectra from Mrk 421. Astroparticle Physics, 54:61–66, Feb. 2014. doi: 10.1016/j. astropartphys.2013.10.005.
- D. Donato, G. Ghisellini, G. Tagliaferri, and G. Fossati. Hard X-ray properties of blazars. , 375: 739–751, Sept. 2001. doi: 10.1051/0004-6361:20010675.
- R. Edelson, J. M. Gelbord, K. Horne, I. M. McHardy, B. M. Peterson, P. Arévalo, A. A. Breeveld, G. De Rosa, P. A. Evans, M. R. Goad, G. A. Kriss, W. N. Brandt, N. Gehrels, D. Grupe, J. A. Kennea, C. S. Kochanek, J. A. Nousek, I. Papadakis, M. Siegel, D. Starkey, P. Uttley, S. Vaughan, S. Young, A. J. Barth, M. C. Bentz, B. J. Brewer, D. M. Crenshaw, E. Dalla Bontà, A. De Lorenzo-Cáceres, K. D. Denney, M. Dietrich, J. Ely, M. M. Fausnaugh, C. J. Grier, P. B. Hall, J. Kaastra, B. C. Kelly, K. T. Korista, P. Lira, S. Mathur, H. Netzer, A. Pancoast, L. Pei, R. W. Pogge, J. S. Schimoia, T. Treu, M. Vestergaard, C. Villforth, H. Yan, and Y. Zu. Space Telescope and Optical Reverberation Mapping Project. II. Swift and HST Reverberation Mapping of the Accretion Disk of NGC 5548., 806:129, June 2015. doi: 10.1088/0004-637X/806/1/129.
- J. D. Finke. Compton Dominance and the Blazar Sequence. , 763:134, Feb. 2013. doi: 10.1088/ 0004-637X/763/2/134.
- G. Fossati, L. Maraschi, A. Celotti, A. Comastri, and G. Ghisellini. A unifying view of the spectral energy distributions of blazars. , 299:433–448, Sept. 1998. doi: 10.1046/j.1365-8711. 1998.01828.x.
- K. Fukumura, D. Kazanas, I. Contopoulos, and E. Behar. Magnetohydrodynamic Accretion Disk Winds as X-ray Absorbers in Active Galactic Nuclei. , 715:636–650, May 2010. doi: 10.1088/0004-637X/715/1/636.
- M. Georganopoulos and D. Kazanas. Decelerating Flows in TeV Blazars: A Resolution to the BL Lacertae-FR I Unification Problem. , 594:L27–L30, Sept. 2003. doi: 10.1086/378557.
- M. Georganopoulos, J. G. Kirk, and A. Mastichiadis. The Beaming Pattern and Spectrum of Radiation from Inverse Compton Scattering in Blazars. , 561:111–117, Nov. 2001. doi: 10.1086/323225.
- G. Ghisellini and P. Madau. On the origin of the gamma-ray emission in blazars. , 280:67–76, May 1996. doi: 10.1093/mnras/280.1.67.

- G. Ghisellini and F. Tavecchio. The blazar sequence: a new perspective. , 387:1669–1680, July 2008a. doi: 10.1111/j.1365-2966.2008.13360.x.
- G. Ghisellini and F. Tavecchio. Rapid variability in TeV blazars: the case of PKS2155-304. , 386:L28–L32, May 2008b. doi: 10.1111/j.1745-3933.2008.00454.x.
- G. Ghisellini and F. Tavecchio. Canonical high-power blazars. , 397:985–1002, Aug. 2009a. doi: 10.1111/j.1365-2966.2009.15007.x.
- G. Ghisellini and F. Tavecchio. Canonical high-power blazars. , 397:985–1002, Aug. 2009b. doi: 10.1111/j.1365-2966.2009.15007.x.
- G. Ghisellini, A. Celotti, G. Fossati, L. Maraschi, and A. Comastri. A theoretical unifying scheme for gamma-ray bright blazars. , 301:451–468, Dec. 1998a. doi: 10.1046/j.1365-8711. 1998.02032.x.
- G. Ghisellini, A. Celotti, G. Fossati, L. Maraschi, and A. Comastri. A theoretical unifying scheme for gamma-ray bright blazars. , 301:451–468, Dec. 1998b. doi: 10.1046/j.1365-8711. 1998.02032.x.
- G. Ghisellini, L. Maraschi, and F. Tavecchio. The Fermi blazars' divide., 396:L105–L109, June 2009. doi: 10.1111/j.1745-3933.2009.00673.x.
- V. L. Ginzburg and S. I. Syrovatskii. Cosmic Magnetobremsstrahlung (synchrotron Radiation). , 3:297, 1965. doi: 10.1146/annurev.aa.03.090165.001501.
- P. Giommi, M. T. Menna, and P. Padovani. The sedentary multifrequency survey I. Statistical identification and cosmological properties of high-energy peaked BL Lacs. , 310:465–475, Dec. 1999. doi: 10.1046/j.1365-8711.1999.02942.x.
- P. Giommi, P. Padovani, G. Polenta, S. Turriziani, V. D'Elia, and S. Piranomonte. A simplified view of blazars: clearing the fog around long-standing selection effects. , 420:2899–2911, Mar. 2012. doi: 10.1111/j.1365-2966.2011.20044.x.
- R. J. Gould. Compton and synchrotron processes in spherically-symmetric non-thermal sources. , 76:306–311, July 1979.
- R. J. Gould and G. P. Schréder. Opacity of the Universe to High-Energy Photons. *Physical Review*, 155:1408–1411, Mar. 1967. doi: 10.1103/PhysRev.155.1408.
- T. Kallman and M. Bautista. Photoionization and High-Density Gas., 133:221–253, Mar. 2001. doi: 10.1086/319184.
- J. Kataoka, J. R. Mattox, J. Quinn, H. Kubo, F. Makino, T. Takahashi, S. Inoue, R. C. Hartman, G. M. Madejski, P. Sreckumar, and S. J. Wagner. A Study of High Energy Emission from the TeV blazar Mrk 501 during Multiwavelength Observations in 1996. Advances in Space Research, 25:737–740, 2000. doi: 10.1016/S0273-1177(99)00832-7.
- A. Konigl and J. F. Kartje. Disk-driven hydromagnetic winds as a key ingredient of active galactic nuclei unification schemes. , 434:446–467, Oct. 1994. doi: 10.1086/174746.
- 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., 336:721–735, Nov. 2002. doi: 10.1046/j.1365-8711.2002.05750.x.
- Y. C. Lin, D. L. Bertsch, S. D. Bloom, J. A. Esposito, R. C. Hartman, S. D. Hunter, G. Kanbach, D. A. Kniffen, H. A. Mayer-Hasselwander, P. F. Michelson, R. Mukherjee, A. Mücke, P. L. Nolan, M. Pohl, O. Reimer, E. J. Schneid, D. J. Thompson, and W. F. Tompkins. EGRET Spectral Index and the Low-Energy Peak Position in the Spectral Energy Distribution of EGRET-detected Blazars., 525:191–194, Nov. 1999. doi: 10.1086/307897.

- M. S. Longair. High Energy Astrophysics. Feb. 2011.
- D. Lynden-Bell. Galactic Nuclei as Collapsed Old Quasars. , 223:690–694, Aug. 1969. doi: 10.1038/223690a0.
- K. Mannheim and P. L. Biermann. Gamma-ray flaring of 3C 279 A proton-initiated cascade in the jet?, 253:L21–L24, Jan. 1992.
- L. Maraschi and F. Tavecchio. The Jet-Disk Connection and Blazar Unification. , 593:667–675, Aug. 2003. doi: 10.1086/342118.
- L. Maraschi, G. Ghisellini, and A. Celotti. A jet model for the gamma-ray emitting blazar 3C 279., 397:L5–L9, Sept. 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. , 298: 114–127, Nov. 1985. doi: 10.1086/163592.
- A. Mastichiadis and J. G. Kirk. Self-consistent particle acceleration in active galactic nuclei. , 295:613, Mar. 1995.
- A. Mastichiadis and J. G. Kirk. Variability in the synchrotron self-Compton model of blazar emission., 320:19–25, Apr. 1997.
- D. L. Meier. Theory and Simulation of Relativistic Jet Formation. In American Astronomical Society Meeting Abstracts #200, volume 34 of Bulletin of the American Astronomical Society, page 724, May 2002.
- E. T. Meyer, G. Fossati, M. Georganopoulos, and M. L. Lister. From the Blazar Sequence to the Blazar Envelope: Revisiting the Relativistic Jet Dichotomy in Radio-loud Active Galactic Nuclei., 740:98, Oct. 2011. doi: 10.1088/0004-637X/740/2/98.
- R. Narayan and I. Yi. Advection-dominated accretion: A self-similar solution. , 428:L13–L16, June 1994. doi: 10.1086/187381.
- R. Narayan, R. Mahadevan, and E. Quataert. Advection-dominated accretion around black holes. In M. A. Abramowicz, G. Björnsson, and J. E. Pringle, editors, *Theory of Black Hole Accretion Disks*, pages 148–182, 1998.
- E. Nieppola, M. Tornikoski, and E. Valtaoja. Spectral energy distributions of a large sample of BL Lacertae objects. , 445:441–450, Jan. 2006. doi: 10.1051/0004-6361:20053316.
- E. Nieppola, E. Valtaoja, M. Tornikoski, T. Hovatta, and M. Kotiranta. Blazar sequence an artefact of Doppler boosting. , 488:867–872, Sept. 2008. doi: 10.1051/0004-6361:200809716.
- P. Padovani. The blazar sequence: validity and predictions. , 309:63–71, June 2007. doi: 10.1007/s10509-007-9455-2.
- P. Padovani, E. S. Perlman, H. Landt, P. Giommi, and M. Perri. What Types of Jets Does Nature Make? A New Population of Radio Quasars. , 588:128–142, May 2003. doi: 10.1086/373899.
- P. Padovani, P. Giommi, and A. Rau. The discovery of high-power high synchrotron peak blazars., 422:48–52, May 2012. doi: 10.1111/j.1745-3933.2012.01234.x.
- M. Petropoulou and S. Dimitrakoudis. Constraints of flat spectrum radio quasars in the hadronic model: the case of 3C 273. , 452:1303–1315, Sept. 2015. doi: 10.1093/mnras/stv1380.
- M. Petropoulou, S. Dimitrakoudis, and A. Mastichiadis. Neutrino and Uhecr Spectra from MRK 421. International Journal of Modern Physics Conference Series, 28:1460206, Mar. 2014. doi: 10.1142/S2010194514602063.

- M. Petropoulou, S. Dimitrakoudis, P. Padovani, A. Mastichiadis, and E. Resconi. Photohadronic origin of γ -ray BL Lac emission: implications for IceCube neutrinos. , 448:2412–2429, Apr. 2015. doi: 10.1093/mnras/stv179.
- M. Petropoulou, S. Dimitrakoudis, P. Padovani, E. Resconi, P. Giommi, and A. Mastichiadis. The many faces of blazar emission in the context of hadronic models. *ArXiv e-prints*, Jan. 2016.
- C. M. Raiteri and A. Capetti. Testing the blazar sequence with the least luminous BL Lacertae objects., 587:A8, Mar. 2016. doi: 10.1051/0004-6361/201527679.
- G. B. Rybicki and A. P. Lightman. Radiative Processes in Astrophysics. June 1986.
- R. M. Sambruna, D. Donato, M. Ajello, L. Maraschi, J. Tueller, W. Baumgartner, G. Skinner, C. Markwardt, S. Barthelmy, N. Gehrels, and R. F. Mushotzky. Swift Burst Alert Telescope, Fermi Large Area Telescope, and the Blazar Sequence. , 710:24–28, Feb. 2010. doi: 10.1088/ 0004-637X/710/1/24.
- M. Schmidt. 3C 273 : A Star-Like Object with Large Red-Shift. , 197:1040, Mar. 1963. doi: 10.1038/1971040a0.
- N. I. Shakura and R. A. Sunyaev. A theory of the instability of disk accretion on to black holes and the variability of binary X-ray sources, galactic nuclei and quasars. , 175:613–632, June 1976. doi: 10.1093/mnras/175.3.613.
- 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? , 421:153–162, Jan. 1994. doi: 10.1086/173633.
- M. Sikora, M. Błażejowski, M. C. Begelman, and R. Moderski. Erratum: Modeling the Production of Flares in Gamma-Ray Quasars. , 561:1154–1154, Nov. 2001. doi: 10.1086/323471.
- J. Tammi and P. Duffy. Particle-acceleration time-scales in TeV blazar flares. , 393:1063–1069, Mar. 2009. doi: 10.1111/j.1365-2966.2008.14270.x.
- C. M. Urry and P. Padovani. Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei. , 107: 803, Sept. 1995. doi: 10.1086/133630.
- M. Weidinger and F. Spanier. Modelling the variability of 1ES1218+30.4., 515:A18, June 2010. doi: 10.1051/0004-6361/201014299.
- G. Z. Xie, H. Dai, and S. B. Zhou. The Connections between Accretion, Jets, and Blazar Unification. , 134:1464, Oct. 2007. doi: 10.1086/521552.
- D. Xiong, X. Zhang, J. Bai, and H. Zhang. Basic properties of Fermi blazars and the 'blazar sequence'. , 450:3568–3578, July 2015a. doi: 10.1093/mnras/stv812.
- D. Xiong, X. Zhang, J. Bai, and H. Zhang. From the 'blazar sequence' to unification of blazars and radio galaxies. , 451:2750–2756, Aug. 2015b. doi: 10.1093/mnras/stv1038.