



Εθνικό & Καποδιστριακό Πανεπιστήμιο Αθηνών
Τμήμα Φυσικής
Τομέας Αστροφυσικής, Αστρονομίας & Μηχανικής

Μοντέλα Εκλάμψεων σε Quasars

Μεταπτυχιακό Δίπλωμα Ειδίκευσης

Φλώρου Ιουλία
Α.Μ: 201542

Επιβλέπων: Απόστολος Μαστιχιάδης
Καθηγητής Πανεπιστημίου Αθηνών

Αθήνα 2017



Εθνικό & Καποδιστριακό Πανεπιστήμιο Αθηνών
Τμήμα Φυσικής
Τομέας Αστροφυσικής, Αστρονομίας & Μηχανικής

Μοντέλα Εκλάμψεων σε Quasars

Τριμελής Εξεταστική Επιτροπή

Καθηγητής Απόστολος Μαστιχιάδης
Αναπληρώτρια Καθηγήτρια Δέσποινα Χατζηδημητρίου
Αναπληρωτής Καθηγητής Νεκτάριος Βλαχάκης

Η εργασία εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή την 28η Ιουνίου 2017

Περιεχόμενα

| | |
|--|-----------|
| Ευχαριστίες | 4 |
| Περίληψη | 5 |
| 1 Ενεργοί Γαλαξιακοί Πυρήνες | 7 |
| 1.1 Βασικά χαρακτηριστικά ενός Ενεργού Γαλαξία | 7 |
| 1.2 Κατηγοριοποίηση Ενεργών Γαλαξιών | 10 |
| 2 Φυσικές Διεργασίες | 14 |
| 2.1 Εκπομπή απο σχετικιστικά κινούμενες πηγές | 14 |
| 2.2 Απορρόφηση φωτονίου φωτονίου | 19 |
| 2.3 Ακτινοβολία Σύγχροτρον | 21 |
| 2.3.1 Ακτινοβολία απο ηλεκτρόνια και πρωτόνια | 21 |
| 2.3.2 Ισοκατανομή ενεργειών | 24 |
| 2.3.3 Αυτοαπορρόφηση Σύγχροτρον | 25 |
| 2.4 Αδρονικές αλληλεπιδράσεις | 26 |
| 3 Μοντελοποίηση φασμάτων των Ενεργών Γαλαξιακών Πυρήνων | 28 |
| 3.1 Μοντελοποίηση φασμάτων Blazars | 28 |
| 3.2 Λεπτονικό και Αδρονικό μοντέλο | 29 |
| 3.2.1 Λεπτονικό Μοντέλο | 29 |
| 3.2.2 Αδρονικό μοντέλο | 30 |
| 3.3 Ο Αριθμητικός Κώδικας | 32 |
| 3.4 Μοντελοποίηση φάσματος του 3C279 | 34 |
| 3.4.1 Γενικά χαρακτηριστικά του Blazar 3C279 | 34 |
| 3.4.2 Η έκλαμψη στις 16 Ιουνίου 2015 | 35 |
| 3.4.3 Μοντέλα της έκλαμψης τους Ιουνίου 2015 | 36 |
| 4 Αδρονικό μοντέλο κατανομής λογαριθμικής παραβολής | 42 |
| 4.1 Ανεξαρτησία των φασμάτων απο τον χρόνο | 42 |
| 4.2 Χρονική μεταβλητότητα στα φάσματα | 48 |
| 4.2.1 Απουσία νεφών ΠΠΓΕ | 48 |
| 4.2.2 Λαμβάνοντας υπόψιν τα φωτόνια των νεφών της ΠΠΓΕ | 55 |
| 4.3 Μοντέλο ανομοιογενούς πυκνότητας φωτονίων στα νέφη | 59 |
| 4.4 Συμπεράσματα | 69 |
| 4.4.1 Σύγκριση των δύο μοντέλων των νεφών της ΠΠΓΕ | 69 |
| 4.4.2 Γενικά συμπεράσματα | 71 |

| | |
|--|-----------|
| 5 Παράρτημα | 73 |
| 5.1 Υπολογισμός κανονικοποίησης μιας κατανομής σωματιδίων λογαριθμικής παραβολής | 73 |
| 5.2 Υπολογισμός της ελάχιστης ισχύος ενός σχετικιστικού πίδακα | 74 |
| Bibliography | 78 |

Ευχαριστίες

Θα ήθελα να ευχαριστήσω απο καρδιάς τον καθηγητή μου, κύριο Μαστιχιιάδη για την αγάπη που μου ενέπνευσε για την Αστροφυσική Υψηλών Ενεργειών καθώς επίσης για το ενδιαφέρον του, τις χρήσιμες συμβουλές και τη βοήθειά του καθόλη τη διάρκεια της εκπόνησης της εργασίας μου. Ευχαριστώ πολύ επίσης την δρ. Μαρία Πετροπούλου για τις χρήσιμες επισημάνσεις της πάνω στο υπολογιστικό κομμάτι της εργασίας μου και τους καθηγητές μου κύριο Βλαχάκη και κυρία Χατζηδημητρίου για τις βοηθητικές παρατηρήσεις τους κατα τη διάρκεια της εξέτασής μου. Οφείλω επίσης ένα μεγάλο ευχαριστώ στον δρ. Κώστα Σαμπουτζή για τον απεριόριστο προσωπικό χρόνο που αφιέρωσε ώστε να διορθωθούν ορισμένα προβλήματα του υπολογιστή μου και να εγκατασταθεί ο κώδικας των Mastichiadis & Kirk [19] με τον οποίο δούλεψα. Ακόμα, ευχαριστώ πολύ την διδακτορική φοιτήτρια Στέλλα Μπουλά για τον χρόνο που περάσαμε μαζί και τις συζητήσεις μας σχετικά με τη φυσική των Ενεργών Γαλαξιών και όχι μόνο, τους συμφοιτητές μου Ελένη Τουρβά και Φαίδωνα Στυλιανίδη για τη συνεργασία μας στα πρώτα βήματα εκμάθησης του κώδικα του κυρίου Μαστιχιιάδη και την κυρία Σοφία Ζαρμπούτη για τη φιλική της διάθεση και για κάθε εξυπηρέτηση που μας προσέφερε. Τέλος, χρωστάω ένα μεγάλο ευχαριστώ στην μητέρα μου που πίστεψε στην αγάπη μου για την Αστροφυσική και με στήριξε ώστε να πραγματοποιήσω τις μεταπτυχιακές μου σπουδές τα δύο αυτά χρόνια.

Περίληψη

Οι Blazars είναι ενεργοί γαλαξίες με πίδακες που οι άξονες τους σχηματίζουν μικρή γωνία με την ευθεία παρατήρησης. Παρουσιάζουν ισχυρή εκπομπή ακτινοβολίας με έντονη μεταβλητότητα σε όλα τα μήκη κύματος του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος. Ο 3C279 είναι ένας από τους πιο καλά μελετημένους Blazars. Τον Ιούνιο του 2015 ο ανιχνευτής Fermi LAT παρατήρησε μια ισχυρή εκλάμψη ακτίνων γάμμα από το αντικείμενο αυτό, με μεταβλητότητα μερικών λεπτών. Στην παρούσα εργασία εξετάζεται κατά πόσο ένα λεπτοαδρονικό μονοζωνικό μοντέλο θα μπορούσε να αναπαράξει το πολυκυματικό φάσμα της συγκεκριμένης έκλαμψης. Θεωρείται πως τα φωτόνια ακτίνων γάμμα έχουν παραχθεί μέσω της σύγχροτρον ακτινοβολίας σχετικιστικών πρωτονίων, τα οποία έχουν μια κατανομή λογαριθμικής παραβολής μέσα στην πηγή. Αποδεικνύεται ότι η κατανομή λογαριθμικής παραβολής μοντελοποιεί το φάσμα καλύτερα από ότι ένας απλός νόμος δύναμης και ελαχιστοποιεί την απόλυτη ισχύ του πίδακα, η οποία ωστόσο υπολογίζεται μια τάξη μεγέθους μεγαλύτερη από την λαμπρότητα Eddington της πηγής. Για να εξηγηθεί η ολιγόλεπτη μεταβλητότητα της πηγής, θεωρείται ότι η εκπομπή ακτινοβολίας προέρχεται από μια μικρή σφαιρική περιοχή που κινείται με μεγάλο παράγοντα Doppler. Τέλος, ελέγχεται κατά πόσο η απορρόφηση των φωτονίων υψηλών ενεργειών της πηγής από τα χαμηλοενεργειακά εξωτερικά φωτόνια επηρεάζει το πολυκυματικό φάσμα και γίνεται προσπάθεια μείωσής της.

Λέξεις κλειδιά: Blazar, Αδρονικό Μοντέλο, ακτινοβολία σύγχροτρον, κατανομή Log Parabola , απορρόφηση φωτονίου φωτονίου

Abstract

Flat Spectrum Radio Quasars, a sub class of Blazars, are strong emitters of electromagnetic radiation, with jets pointing close to our line of sight, strong broad emission lines and a rapid variability ranging from minutes to several hours. Quasar 3C279 is one of the most extensively studied FSRQs. In June 2015 the source underwent a giant outburst with a minute scale variability that was observed by Fermi Large Area Telescope. In this project we investigate whether a one-zone proton synchrotron model could describe the origin of the observed GeV flare. Specifically we assume that high energy photons are produced by relativistic protons whose distribution is a Log Parabolic function. We find that a Log Parabolic distribution is preferred in this case over a Power Law as it produces a better fit to the observational data and it minimizes the total jet power. In order to explain the fast variability, we assume a small emitting region, which is fast moving with Doppler factors greater than $\delta = 50$. The gamma rays are assumed to be produced at the outer edge of the Broad Line Region in order to prevent their absorption on soft photons. Finally, the total jet power is calculated to be about one order of magnitude greater than the Eddington Luminosity of the source while the particles and magnetic fields are found to be in rough equipartition.

Keywords : Blazar, hadronic model, synchrotron emission, Log Parabolic distribution, photon photon absorption

Κεφάλαιο 1

Ενεργοί Γαλαξιακοί Πυρήνες

1.1 Βασικά χαρακτηριστικά ενός Ενεργού Γαλαξία

Οι Ενεργοί Γαλαξιακοί Πυρήνες (ΕΓΠ) είναι συμπαγείς περιοχές στις οποίες βρίσκονται υπερμεγέθεις μελανές οπές. Φιλοξενούνται στα κέντρα γαλαξιών που ονομάζονται ενεργοί γαλαξίες. Απο τους γαλαξίες αυτούς εκπέμπεται ακτινοβολία σε όλα τα μήκη κύματος του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος. Ορισμένοι εξ αυτών εκπέμπουν ισχυρή ράδιο εκπομπή. Μπορεί να παρατηρηθεί επίσης εκπομπή ακτίνων γάμμα, ενέργειας φωτονίων μέχρι και TeV, έντονη μεταβλητότητα στο φάσμα, καθώς και ύπαρξη πλατιών ή στενών γραμμών εκπομπής στο οπτικό κομμάτι του φάσματος και στο υπεριώδες. Τα πολυκυματικά φάσματα που παρατηρούνται παρουσιάζουν μεγάλο ενδιαφέρον στην επιστημονική κοινότητα καθώς η μελέτη τους θα μπορούσε να προσφέρει πληροφορίες για τους φυσικούς μηχανισμούς που επικρατούν σε αυτές τις εξωγαλαξιακές πηγές. Παρακάτω θα αναφερθούν ορισμένα βασικά χαρακτηριστικά των ενεργών γαλαξών.

Υπολογίζεται ότι οι υπερμεγέθεις μελανές οπές στα κέντρα των ΕΓΠ έχουν μέγεθος 10^6 με 10^{10} ηλιακές μάζες. Γύρω από τη μελανή οπή βρίσκεται ύλη η οποία λόγω του βαρυτικού δυναμικού της μαύρης τρύπας έλκεται προς το μέρος της. Η πρόσπτωση της ύλης έχει ως αποτέλεσμα τη μετατροπή της σε ακτινοβολία.

Έστω μια μελανή οπή, με μάζα M και ακτίνα R . Μπορεί να αποδειχτεί ότι ύλη από το γύρω περιβάλλον έλκεται προς το μέρος της λόγω των δυνάμεων παγκόσμιας έλξης, μετατρέπεται σε θερμότητα και τελικά ακτινοβολείται σύμφωνα με τη σχέση

$$L_{acc} = \frac{GM\dot{M}}{R} \quad (1.1)$$

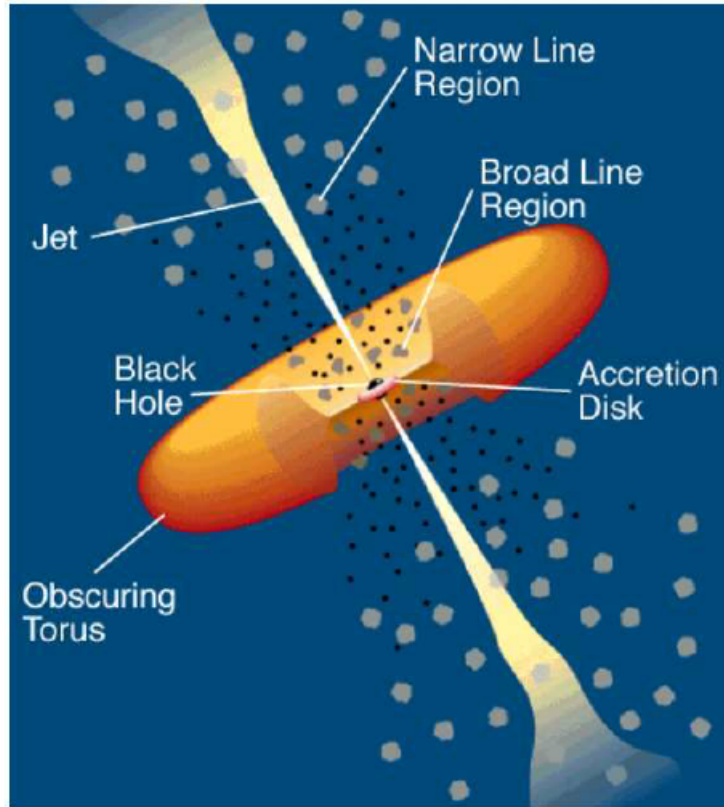
Επίσης αν η ακτίνα Schwarzschild δίνεται από τη σχέση

$$r_g = \frac{2GM}{c^2} \quad (1.2)$$

η λαμπρότητα της μελανής οπής γράφεται ως

$$L_{acc} = \eta \dot{M} c^2 \quad (1.3)$$

όπου $\eta = \frac{r_g}{2R}$ η απόδοση με την οποία η μάζα ηρεμίας μετατρέπεται σε θερμότητα. Παρατηρείται πως η λαμπρότητα της μελανής οπής είναι ανάλογη της ποσότητας \dot{M} . Ωστόσο δεν θα αυξάνεται επ' άπειρο εξαιτίας της πρόσπτωσης ύλης. Υπάρχει μια τιμή που αποτελεί ανώριο λαμπρότητας που επιτρέπεται να έχει ένα αστρικό αντικείμενο σε σταθερή κατάσταση και ονομάζεται λαμπρότητα Eddington.



Σχήμα 1.1: Γραφική αναπαράσταση των βασικών χαρακτηριστικών ενός Ενεργού Γαλαξία. Στο κέντρο βρίσκεται μια μελανή οπή γύρω από την οποία σχηματίζεται ο δίσκος προσαύξησης. Σε μεγαλύτερες αποστάσεις απλώνεται ο τόρος. Από τη μελανή οπή καταχόρυφα στο επίπεδο του δίσκου ξεκινά ένας πίδακας, ο οποίος διασχίζει τα διάφορα είδη νεφών που παρατηρούνται μέσω των γραμμών εκπομπής.

Έστω ότι η δύναμη που δέχεται η ύλη γύρω από τη μελανή οπή σε απόσταση r λόγω της πίεσης της ακτινοβολίας της είναι

$$F_{rad} = \frac{L\sigma_T}{4\pi r^2 c} \quad (1.4)$$

όπου σ_T η ενεργός διατομή Thomson. Η βαρυτική δύναμη που δέχονται τα ίδια σωματίδια ορίζεται ως ¹

$$F_g = \frac{Gm_p M}{r^2} \quad (1.5)$$

Η πρόσπτωση της ύλης υπερισχύει της πίεσης ακτινοβολίας όταν ισχύει η συνθήκη

$$F_g \gg F_{rad}$$

Όταν ικανοποιείται η ισότητα των δύο δυνάμεων $F_g = F_{rad}$ προκύπτει η λαμπρότητα Eddington.

$$L_{edd} = \frac{4\pi G c m_p M}{\sigma_T} \simeq 1.3 \cdot 10^{38} \frac{M}{M_\odot} \frac{erg}{sec} \quad (1.6)$$

Το υλικό που προσπίπτει έχει στροφορμή και οι φυγόκεντρες δυνάμεις που αναπτύσσονται το διατηρούν σε κυκλική τροχιά. Ως αποτέλεσμα σχηματίζεται ένας δίσκος που περιστρέφεται γύρω από το κεντρικό αντικείμενο. Οι δίσκοι που δημιουργούνται λόγω προσαύξησης μάζας,

¹ $F_g = \frac{G(m_p + m_e)M}{r^2}$, $m_p \gg m_e$

προσομοιώνονται συνήθως απο ένα καθιερωμένο μοντέλο Shakura & Sunyaev [1]. Η ακτίνα του δίσκου υπολογίζεται να είναι ίση με μερικές ακτίνες r_g . Τοπικά ο δίσκος μπορεί να θεωρηθεί ως τέλειο μέλαν σώμα καθώς εκπέμπει θερμική ακτινοβολία στις μαλακές ακτίνες X στα εσωτερικά του στρώματα και στο υπέρυθρο και το οπτικό στα εξωτερικά του στρώματα. Ο δίσκος θεωρείται ότι περιβάλλεται απο στέμμα θερμού πλάσματος.

Η προσαύξηση ύλης στην κεντρική περιοχή του ΕΓΠ και η ιδιοπεριστροφή της μελανής οπής μπορούν να δημιουργήσουν έναν ισχύρα εστιασμένο πίδακα, που ξεκινά απο τη μελανή οπή και διατηρεί την κατευθυντικότητα του σε μεγάλες αποστάσεις (\sim kiloparsec) [2]. Σύμφωνα με το μοντέλο αυτό, αν αυξηθεί η προσαύξηση μάζας, αυξάνεται η πυκνότητα της ύλης γύρω απο την κεντρική περιοχή. Θεωρείται πως ισχύει η συνθήκη της ισοκατανομής μεταξύ της ενεργειακής πυκνότητας της ύλης και του μαγνητικού πεδίου της περιοχής. Συνεπώς με την αύξηση της πυκνότητας αυξάνεται η ισχύς του μαγνητικού πεδίου. Ως αποτέλεσμα η ενέργεια περιστροφής της μελανής οπής παρουσιάζει αύξηση. Ένα μέρος αυτής μετατρέπεται στην κινητική ενέργεια του πίδακα. Η πρόσπτωση μάζας λοιπόν, δεν οδηγεί μόνο στην έκλυση θερμότητας και ακτινοβολίας αλλά και στην παραγωγή πιδάκων.

Σύμφωνα με τις αρχές της μαγνητουδροδυναμικής, θεωρείται πως στη βάση του πίδακα υπερσχύει η ενέργεια του μαγνητικού πεδίου και σε αυτή οφείλεται η επιτάχυνσή του. Όσο αυξάνεται η απόσταση που διανύει ο πίδακας, αρχίζει και παίζει σημαντικό ρόλο η κινητική ενέργεια της ύλης. Εσωτερικά του πίδακα τα σωματρία μπορούν να επιταχύνονται μέσω κρουστικών κυμάτων ή μαγνητικής επανασύνδεσης. Αυτά που έχουν επιταχυνθεί πιστεύεται πως μπορούν να ακτινοβολήσουν το πολυκυματικό φάσμα που λαμβάνεται απο τους ΕΓΠ.

Επιπλέον γύρω απο την κεντρική περιοχή του ΕΓΠ σε διάφορες αποστάσεις κατανέμονται ιονισμένα νέφη. Το συμπέρασμα αυτό προέκυψε λόγω εύρεσης στενών και φαρδιών γραμμών εκπομπής μέσω φασματοσκοπικών παρατηρήσεων στο ορατό μέρος του φάσματος ορισμένων ενεργών γαλαξιών. Για να παραχθούν γραμμές εκπομπής θα πρέπει να υπάρχουν ιονισμένα άτομα και ελεύθερα ηλεκτρόνια τα οποία όταν επανασυνδεθούν εκπέμπουν φωτόνια. Οι αέριες μάζες που βρίσκονται γύρω απο την κεντρική περιοχή του ΕΓΠ ιονίζονται λόγω της θερμικής εκπομπής του δίσκου προσαύξησης² και τελικά παράγονται φωτόνια τα οποία θεωρείται πως κατανέμονται ισοτροπικά την περιοχή. Η διαφορετική μορφολογία των γραμμών οδήγησε στο συμπέρασμα ότι η διαδικασία παραγωγής των φωτονίων πραγματοποιείται σε διαφορετικές αποστάσεις απο τον ΕΓΠ.

Οι πλατιές γραμμές εκπομπής δημιουργούνται απο μια περιοχή με ιονισμένη ύλη που θεωρείται πως βρίσκεται σε απόσταση λιγότερη απο ένα parsec απο την κεντρική περιοχή και ονομάζεται περιοχή πλατιών γραμμών εκπομπής (ΠΠΓΕ) -Broad Line Region. Λόγω του ισχυρού βαρυτικού πεδίου κοντά στη μελανή οπή, τα νέφη κινούνται με μεγάλες ταχύτητες και έτσι οι γραμμές εκπομπής είναι φαρδιές. Η αριθμητική πυκνότητα των ελεύθερων ηλεκτρονίων της περιοχής υπολογίζεται να είναι περίπου 10^8 cm^{-3} .

Οι πιο λεπτές γραμμές εκπομπής που ανιχνεύονται στα φάσματα των ΕΓΠ πιστεύεται πως δημιουργούνται σε πιο μακρινές αποστάσεις απο την κεντρική περιοχή, όπου έχει εξασθενήσει το βαρυτικό πεδίο της μελανής οπής και η ιονισμένη ύλη δεν κινείται με μεγάλες ταχύτητες (ΠΛΓΕ) -Narrow Line Region. Υπολογίζεται πως η ΠΛΓΕ εκτείνεται έως και 100 – 300 parsec απο την κεντρική περιοχή και η πυκνότητα των ηλεκτρονίων της είναι $10^3 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$.

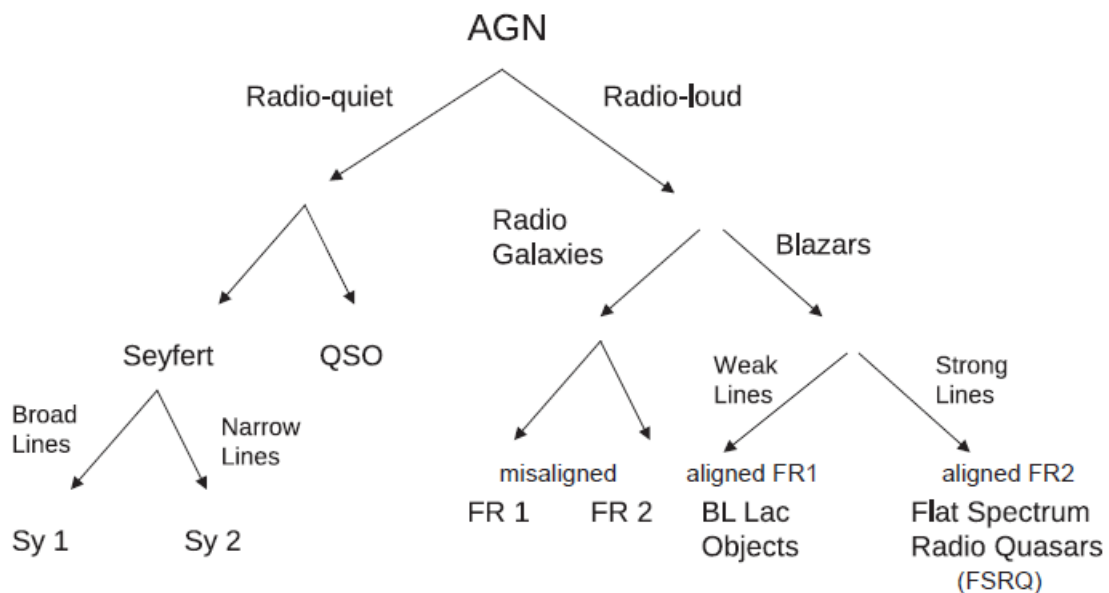
Ένα τελευταίο χαρακτηριστικό των ενεργών γαλαξιών είναι ο τόρος, μια περιοχή που εκτείνεται μέχρι 100 parsec απο την μελανή οπή και αποτελείται απο αέριες μάζες και μεγάλα ποσοστά σκόνης. Αυτή η σύστασή του δικαιολογεί την εκπομπή του στο υπέρυθρο. Ενδείξεις της υπαρχής και της μορφολογίας του τόρου υπάρχουν μέσω της παρατήρησής του στα περισσότερα μήκη κύματος.

²όπως η υπεριώδης ακτινοβολία

1.2 Κατηγοριοποίηση Ενεργών Γαλαξιών

Οι ενεργοί γαλαξίες περιλαμβάνουν πολλές κατηγορίες αντικειμένων, που δημιουργήθηκαν λόγω των διαφορετικών χαρακτηριστικών που παρουσιάζουν αλλά και των ποικίλων τρόπων παρατήρησής τους. Ο διαχωρισμός τους είναι αρκετά περίπλοκος και στηρίζεται κυρίως στην ιστορική σειρά ανακάλυψής τους και όχι τόσο στις φυσικές διαφορές που παρουσιάζουν. Μια ευρέως αποδεκτή θεωρία που προσπαθεί να ενοποιήσει τους ΕΓΠ με βάση ορισμένες κοινές ιδιότητες που παρουσιάζουν είναι το μοντέλο ενοποίησης των Ενεργών Γαλαξιών των Urry & Padovani [3]. Σύμφωνα με το μοντέλο αυτό, όλοι οι ΕΓΠ έχουν τις ίδιες ιδιότητες και η κύρια παράμετρος διαφοροποίησής τους είναι η γωνία παρατήρησής τους καθώς επίσης η εκπομπή ισχυρής ροής στα ραδιοκύματα.

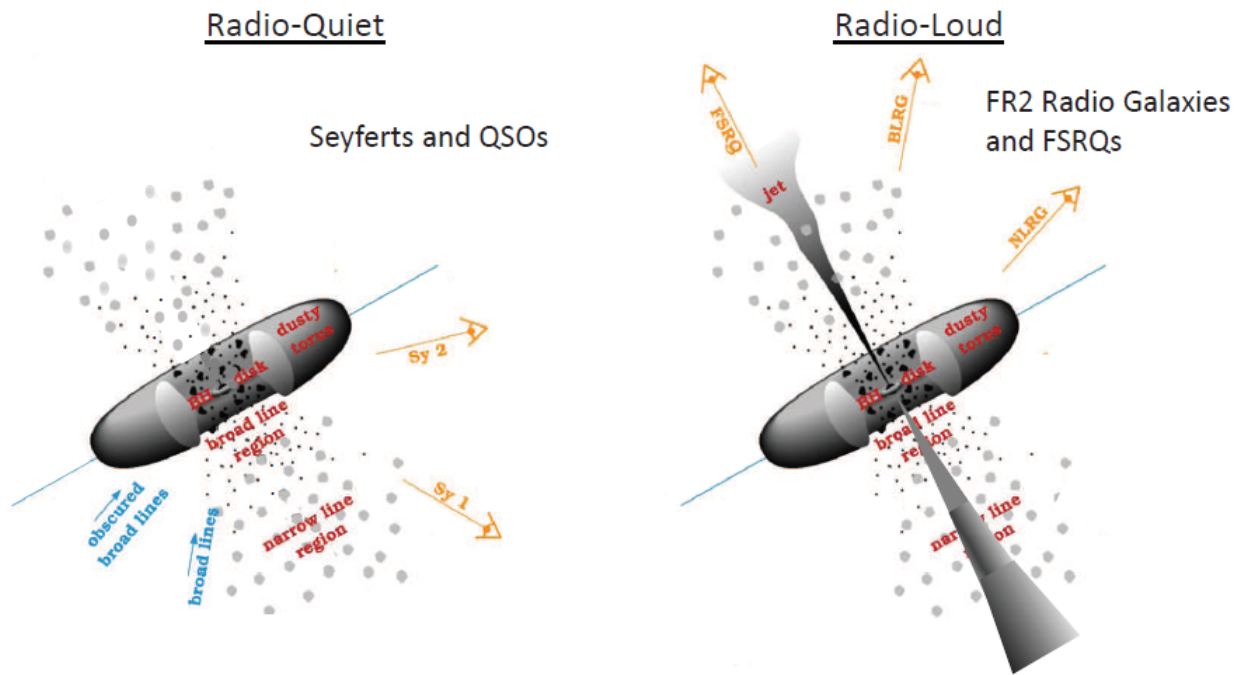
Όσον αφορά τη πιο γενική κατηγοριοποίηση των ενεργών γαλαξιών με βάση τη ροή ακτινοβολίας στις ραδιο συχνότητες, αν η μετρούμενη ροή στα 5 GHz είναι δέκα τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη από την αντίστοιχη ροή στις συχνότητες του οπτικού, τότε οι γαλαξίες αυτοί ονομάζονται ραδιο ισχυροί [4]. Βασικό τους χαρακτηριστικό είναι ο σχηματισμός πιδάκων και ραδιολοβών. Σε αντίθετη περίπτωση οι γαλαξίες ονομάζονται ραδιο ήσυχτοι.



Σχήμα 1.2: Κατηγοριοποίηση των Ενεργών Γαλαξιών με βάση την παρατήρησή τους στις ραδιο συχνότητες και την ύπαρξη ή μη γραμμών εκπομπής στα φάσματά τους [4].

Οι ραδιο ήσυχτοι γαλαξίες δεν εμφανίζουν εκπομπή από πίδακα και χωρίζονται σε δύο βασικές υποκατηγορίες, τους Seyfert και τους Quasars (QSO).³ Οι Seyfert κατηγοριοποιούνται επιπλέον στους Seyfert 1 και τους Seyfert 2. Η κατηγοριοποίηση αυτή γίνεται με βάση το πλάτος των γραμμών εκπομπής, κάτι που εξαρτάται έμμεσα από τη γωνία παρατήρησης. Αν η ευθεία παρατήρησης είναι κοντά στον άξονα περιστροφής του δίσκου προσαύξεσης, παρατηρούνται στενές και πλατιές γραμμές εκπομπής από τα νέφη καθώς και υπέρυθη ακτινοβολία από τον τόρο. Επίσης, ο παρατηρητής λαμβάνει ακτίνες X από το κέντρο του ΕΓΠ. Αυτή είναι η περίπτωση των Seyfert 1. Αντίθετα, στους Seyfert 2, παρατηρούνται μόνο στενές γραμμές εκπομπής, καθώς η ευθεία παρατήρησης είναι στο επίπεδο του τόρου και οι πλατιές γραμμές εκπομπής απορροφώνται από αυτόν. Επίσης δεν παρατηρούνται ακτίνες X λόγω του ότι απορροφώνται από το αέριο του τόρου. Παρόμοιες φασματικές ιδιότητες με τους Seyfert 1, εμφανίζουν και οι QSO εκπέμποντας ωστόσο πολύ μεγαλύτερη λαμπρότητα.

³Υπάρχει και ένα μικρό ποσοστό Quasars περίπου 10% που ανήκει στην ομάδα των ραδιο ισχυρών γαλαξιών.

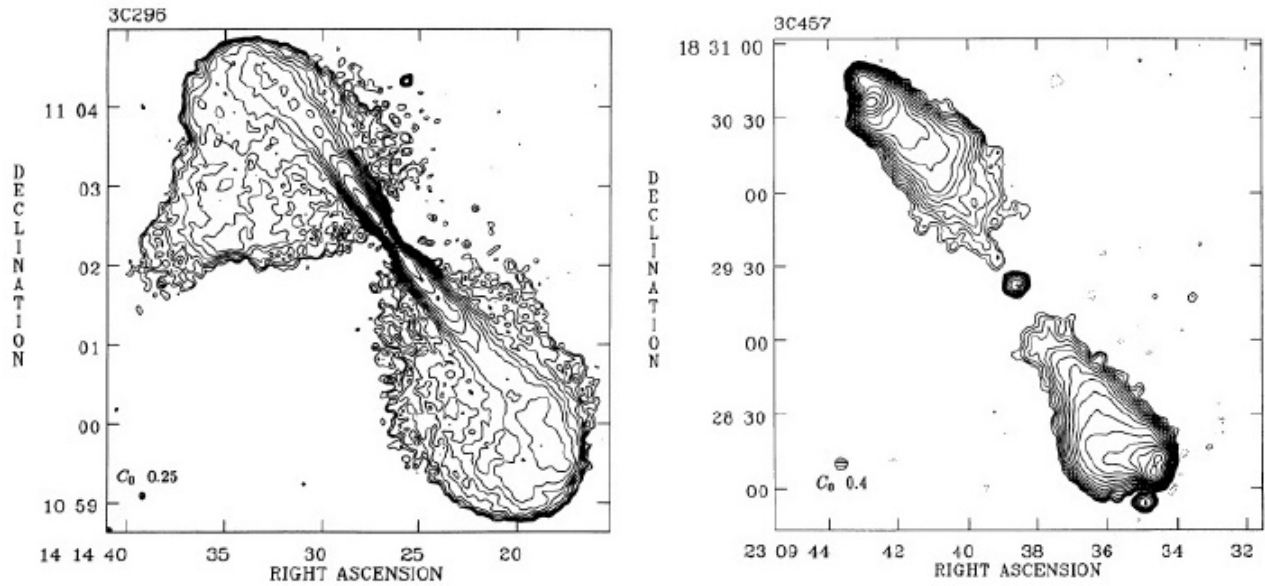


Σχήμα 1.3: Αναπαράσταση του ενοποιημένου μοντέλου των ΕΓΠ [4].

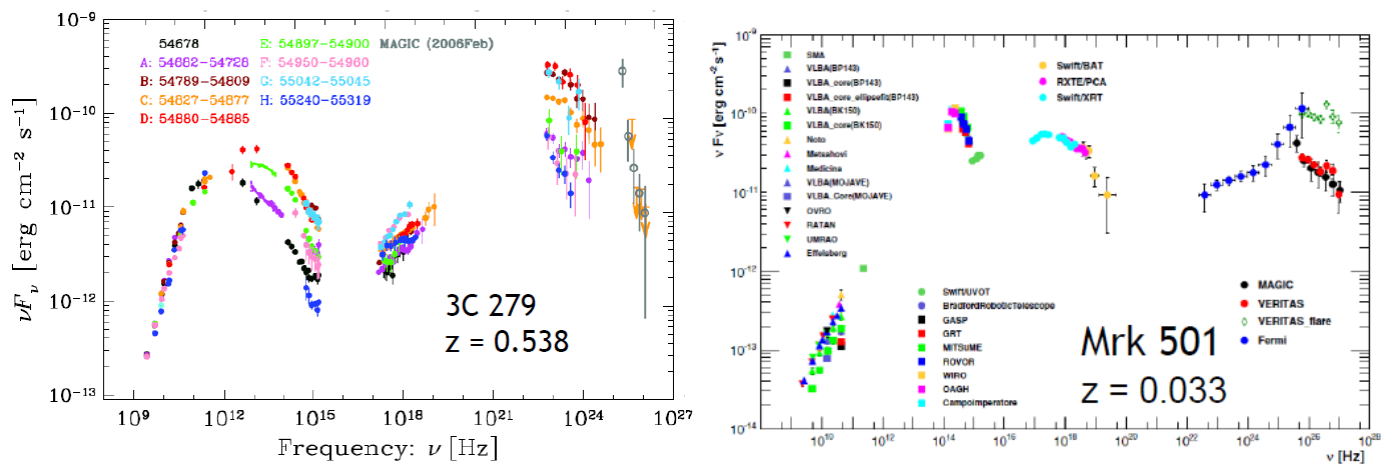
Οι ραδιο ισχυροί γαλαξίες χωρίζονται επίσης σε δύο μεγάλες υποκατηγορίες, τους ραδιογαλαξίες και τους Blazars. Η μορφολογία τους χαρακτηρίζεται από δύο σχετικιστικούς πίδακες που εκτοξεύονται αντιδιαμετρικά ο ένας με τον άλλο και παράγουν, σε αντίθεση με τους ραδιο ήσυχους γαλαξίες, μη θερμική ακτινοβολία σε ένα μεγάλο εύρος συχνοτήτων, από ραδιο έως ακτίνες γάμμα. Οι ραδιογαλαξίες εμφανίζουν δύο συμμετρικούς ραδιο λοβούς οι οποίοι ενώνονται με τη κεντρική περιοχή μέσω των πιδάκων. Η κατηγοριοποίηση των ραδιο ισχυρών γαλαξιών οφείλεται και πάλι στην θέση της ευθείας παρατήρησης σε σχέση με την διεύθυνση των πιδάκων. Στους ραδιογαλαξίες, αν η ευθεία παρατήρησης είναι κάθετη στον πίδακα παρατηρούνται μόνο στενές γραμμές εκπομπής στο οπτικό, όπως και στους Seyfert 2, λόγω απορρόφησης στο επίπεδο που βρίσκεται ο τόρος. Όσο η ευθεία παρατήρησης πλησιάζει τον άξονα εκπομπής του πίδακα εμφανίζονται και πλατιές γραμμές εκπομπής. Υπήρξε η ανάγκη για μια επιπλέον κατηγοριοποίηση στους ραδιογαλαξίες [5], στους FRI που οι πίδακες στις ραδιο συχνότητες είναι πιο λαμπροί στο κέντρο και στους FRII που αντίστοιχα οι πίδακες στις ραδιο συχνότητες είναι λιγότερο λαμπροί στο κέντρο και εμφανίζουν έντονη λαμπρότητα στα άκρα προς τους λοβούς (σχήμα 1.4).

Όσον αφορά τη δεύτερη υποκατηγορία των ραδιο ισχυρών γαλαξιών, οι Blazars εμφανίζουν σχετικιστικούς πίδακες οι οποίοι σχηματίζουν πολύ μικρή γωνία με την ευθεία παρατήρησης. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα να εμφανίζονται σχετικιστικά φαινόμενα τα οποία να οδηγούν στην ενίσχυση της ακτινοβολίας τους και θα εξηγηθούν στο δεύτερο κεφάλαιο. Η ακτινοβολία τους είναι μη θερμική, εκτείνεται σε όλες τις ενεργειακές περιοχές του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος και εμφανίζει έντονη μεταβλητότητα. Συγκεκριμένα, το φάσμα τους αποτελείται από δύο συνιστώσες, εκ των οποίων η πρώτη εμφανίζει μέγιστο σε χαμηλές συχνότητες, από το υπέρυθρο μέχρι τις μαλακές ακτίνες X, ενώ η δεύτερη συνιστώσα εμφανίζει μέγιστο στις ακτίνες γάμμα, ενέργειας μέχρι και μερικών TeV .

Οι Blazars με τη σειρά τους χωρίζονται σε δύο υποκατηγορίες, τα BL Lac αντικείμενα και τους ραδιο ισχυρούς Quasars με επίπεδο φάσμα -Flat Spectrum Radio Quasars (FSRQs). Και στις δύο υποκατηγορίες παρατηρούνται υψηλές τιμές στην ροή ακτινοβολίας, έντονη μεταβλητότητα και ισχυρή πόλωση. Η βασική τους διαφορά βρίσκεται στην ύπαρξη γραμμών εκπομπής



Σχήμα 1.4: Παράδειγμα της διαφορετικής μορφολογίας που παρουσιάζουν οι ραδιογαλαξίες. Στα αριστερά αναπαρίστανται η εικόνα ενός FR I ραδιογαλαξία (3C296) ενώ η δεξιά εικόνα αναπαριστά έναν FR II ραδιογαλαξία (3C457) [6].

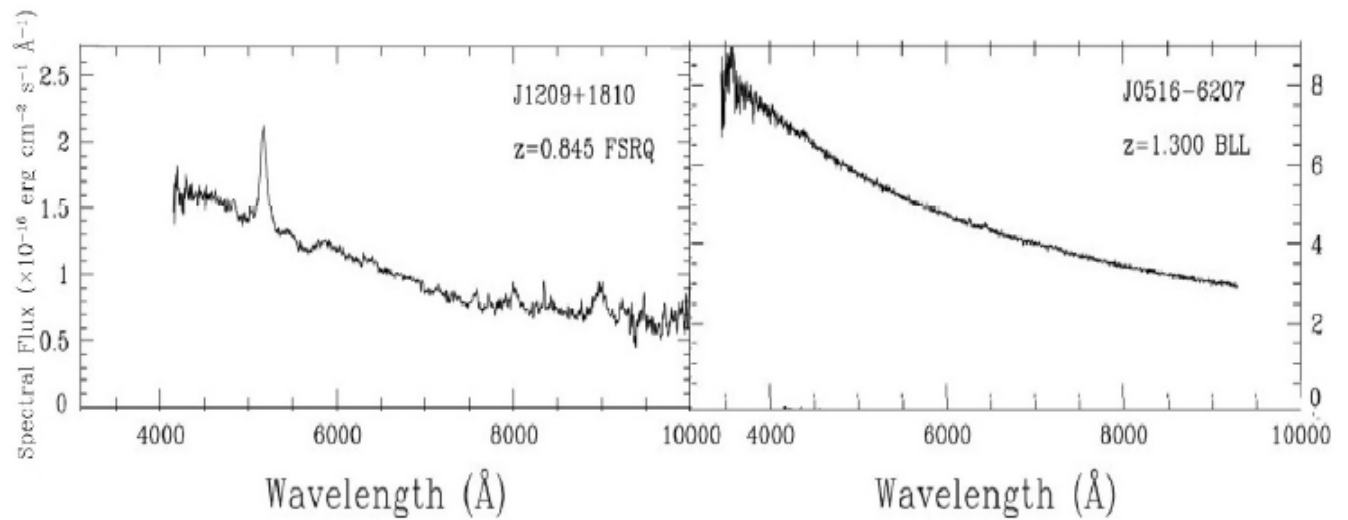


Σχήμα 1.5: Πολυκυματικά φάσματα Blazars. Αριστερά απεικονίζεται η εκπομπή σε περίοδο έκλαμψης και μη του 3C279 (FSRQ αντικείμενο). Δεξιά απεικονίζεται το πολυκυματικό φάσμα του Mrk 501 (BL Lac αντικείμενο) παρατηρούμενο από διάφορα τηλεσκόπια τον Μάρτιο και τον Αύγουστο του 2009 [4].

στο οπτικό. Οι FSRQs εμφανίζουν έντονες γραμμές εκπομπής ενώ το οπτικό φάσμα των BL Lac αντικειμένων είναι χωρίς γραμμές εκπομπής ή αυτές είναι πολύ αμυδρές. Επίσης, οι FSRQs είναι πιο λαμπρά αντικείμενα [7] και βρίσκονται σε μεγαλύτερες αποστάσεις. Υπάρχουν θεωρίες που υποστηρίζουν πως η κατηγοριοποίηση των Blazars στις παραπάνω δύο κατηγορίες, δεν πρέπει να βασίζεται πάνω στην ύπαρξη ή μη γραμμών εκπομπής καθώς τα οπτικά φάσματα επηρεάζονται από το φαινόμενο της σχετικιστικής ενίσχυσης και από την έντονη μεταβλητότητα της ροής τους και μπορεί να οδηγήσουν σε εσφαλμένα συμπεράσματα.

Αν κατανεμηθούν γαλαξίες των δύο κατηγοριών που έχουν παρατηρηθεί με βάση την ερυθρομετατόπισή τους, φαίνεται ότι οι περισσότεροι FSRQs βρίσκονται σε ερυθρομετατόπιση $z = 1.0$, ενώ οι περισσότεροι BL Lac σε ερυθρομετατόπιση $z < 0.6$ [8]. Ωστόσο, παρατηρείται έλλειψη δεδομένων σχετικά με την ερυθρομετατόπιση των BL Lac με αποτέλεσμα να

προκαλείται αβεβαιότητα σχετικά με τις αποστάσεις των αντικειμένων αυτών.



Σχήμα 1.6: Παράδειγμα οπτικού φάσματος δύο Blazar. Αριστερά βρίσκεται το οπτικό φάσμα ενός FSRQs αντικειμένου ενώ δεξιά ενός BL Lac [9].

Μια ακόμα διαφορά των δύο υποκατηγοριών των Blazar είναι ότι στο πολυκυματικό φάσμα των FSRQs, το μέγιστο της πρώτης συνιστώσας εμφανίζεται σε χαμηλές συχνότητες (υπέρυθρο και οπτικό) ενώ στους BL Lac το μέγιστο της πρώτης συνιστώσας του φάσματος εμφανίζεται σε υψηλές συχνότητες (ακτίνες X). Η διαφορά αυτή μπορεί να διαπιστωθεί στο σχήμα ;; όπου αριστερά απεικονίζεται ένας FSRQ και δεξιά ένας BL Lac.

Κεφάλαιο 2

Φυσικές Διεργασίες

Η μικρή γωνία που σχηματίζει ο πίδακας που εκτοξεύει ένας Blazar με τον άξονα παρατήρησης οδηγεί στην εκπομπή πολύ ισχυρής ακτινοβολίας. Το φαινόμενο αυτό καθώς και η κίνηση του πίδακα στηρίζονται σε σχετικιστικά φαινόμενα. Στο κεφάλαιο αυτό θα αναφερθούν ορισμένες αρχές της ειδικής σχετικότητας με σκοπό την ανάλυση των φαινομένων αυτών καθώς επίσης οι διεργασίες της Αστροφυσικής Υψηλών Ενεργειών που έχουν χρησιμοποιηθεί για την εκπόνηση της εργασίας.

2.1 Εκπομπή απο σχετικιστικά κινούμενες πηγές

Η γεωμετρική απεικόνιση που χρησιμοποιείται για να περιγραφεί η ακτινοβολία της πηγής στους Ενεργούς Γαλαξίες είναι ένας σφαιρικός θύλακας πλάσματος, ο οποίος απομακρύνεται απο τον ΕΓΠ μέσα σε έναν πίδακα και ακτινοβολεί φωτόνια. Ο πίδακας κινείται με σχετικιστικές ταχύτητες συνεπώς εμφανίζονται σχετικιστικά φαινόμενα. Έστω ότι ο παράγοντας Lorentz του πίδακα είναι

$$\Gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \gg 1 \quad (2.1)$$

Απο τη σχέση 2.1, προκύπτει επίσης μια έκφραση για τον παράγοντα β αν εφαρμοστεί το θεώρημα Taylor ($\frac{1}{\Gamma^2} \ll 1$)

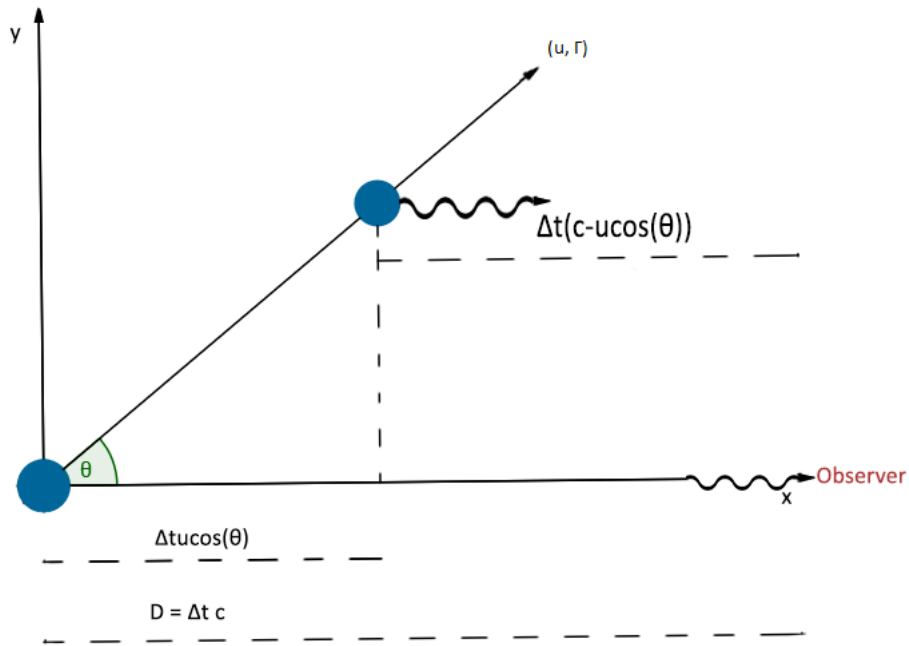
$$\beta = 1 - \frac{1}{2\Gamma^2} \quad (2.2)$$

Ένα σχετικιστικό φαινόμενο που εμφανίζεται σε σχετικιστικά κινούμενους πίδακες είναι η υπέρφωτη κίνηση, η εφαρμογή της οποίας στις αστροφυσικές πηγές προβλέφθηκε το 1960 [Rees 1966]. Η παρατήρηση της υπέρφωτης κίνησης στους πίδακες των Blazars αποδεικνύει την σχετικιστική τους κίνηση. Έστω ότι ένας θύλακας πλάσματος που κινείται με ταχύτητα $u = \beta c$ και σχηματίζει με την ευθεία παρατήρησης γωνία ϑ_{obs} , εκπέμπει ένα φωτόνιο σε απόσταση D απο έναν ακίνητο παρατηρητή. Η χρονική στιγμή που διαφεύγει το φωτόνιο απο τον θύλακα είναι $t_{1,emission} = 0$ και η χρονική στιγμή που θα φτάσει στον παρατηρητή

$$t_{1,arrival} = \frac{D}{c}$$

Μετά απο κάποιο χρονικό διάστημα εκπέμπεται ένα δεύτερο φωτόνιο $t_{2,emission} = \Delta t$, το οποίο φτάνει στον παρατηρητή τη χρονική στιγμή

$$t_{2,arrival} = \Delta t + \frac{D}{c} - \beta \Delta t \cos(\vartheta)$$



Σχήμα 2.1: Γραφική αναπαράσταση του φαινομένου της υπέρφωτης κίνησης. Η γαλάζια σφαίρα είναι ο θύλακας πλάσματος που ακτινοβολεί σε δύο διαφορετικές θέσεις.

Το χρονικό διάστημα μεταξύ των αφήξεων των δύο φωτονίων στο σύστημα του παρατηρητή είναι

$$\Delta t_{obs} = t_{2,arrival} - t_{1,arrival} = \Delta t(1 - \beta \cos(\vartheta))$$

Στο χρονικό αυτό διάστημα, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.1 ο θύλακας έχει προχωρήσει ως προς τον παρατηρητή κατά

$$x = c\beta\Delta t\cos(\vartheta), \quad \beta = \frac{u}{c}$$

Στο επίπεδο του ουρανού (άξονας y) η αντίστοιχη μετατόπιση είναι

$$y = c\beta\Delta t\sin(\vartheta)$$

Η ταχύτητα του θύλακα μετρημένη στο επίπεδο του ουρανού είναι

$$u_{app} = \frac{y}{\Delta t_{obs}} \rightarrow \beta_{app} = \frac{\beta \sin(\vartheta)}{1 - \beta \cos(\vartheta)} \quad (2.3)$$

Ισχύει ότι $[1 - \beta \cos(\vartheta)] \ll 1$ συνεπώς στη σχέση 2.3, $\beta_{app} \gg 1$ δηλαδή η ταχύτητα του θύλακα που μετράται στο επίπεδο του ουρανού είναι μεγαλύτερη απο την ταχύτητα του φωτός και για αυτόν τον λόγο η κίνηση χαρακτηρίζεται ως υπέρφωτη. Το αποτέλεσμα αυτό μπορεί να βρεθεί και παρατηρησιακά.

Χρησιμοποιώντας τη σχέση 2.2 καθώς επίσης τις προσεγγίσεις Taylor για μικρές γωνίες ϑ

$$\cos(\vartheta) \simeq 1 - \frac{\vartheta^2}{2}$$

και

$$\sin(\vartheta) \simeq \vartheta$$

υπολογίζεται πως το β_{app} εκφράζεται σαν

$$\beta_{app} = \frac{2\vartheta}{\vartheta^2 + \Gamma^{-2}} \quad (2.4)$$

Φαίνεται πως όταν ισχύει ότι $\frac{1}{\Gamma} < \vartheta_{obs} \ll 1$, απο τη σχέση 2.4 υπολογίζεται πως $\beta_{app} = \frac{2}{\vartheta} \gg 1$. Συνεπώς τότε η κίνηση είναι υπέρφωτη. Για να παρατηρηθεί, λοιπον, υπέρφωτη κίνηση πρέπει ο πίδακας μέσα στον οποίο βρίσκεται ο θύλακας πλάσματος να κινείται σχετικιστικά και η γωνία που σχηματίζει με την ευθεία παρατήρησης να είναι πολύ μικρή. Η υπέρφωτη κίνηση έχει ανιχνευτεί παρατηρησιακά στα ραδιοκύματα. Γίνονται προσπάθειες να μετρηθεί η ταχύτητα β_{app} για πηγές που εκπέμπουν υψηλότερες συχνότητες με σκοπό να παρθούν πληροφορίες για την τιμή του παράγοντα Lorentz Γ του πίδακα που τις επιταχύνει και τον υπολογισμό του παράγοντα Doppler. Παρακάτω θα δειχτεί η σημασία της γνώσης της τιμής του παράγοντα Lorentz για τη μελέτη της ακτινοβολίας μιας πηγής.

Η σχετικιστική κίνηση της πηγής έχει ως αποτέλεσμα την ενίσχυση Doppler φυσικών μεγεθών που σχετίζονται με την ακτινοβολία της. Έστω μια πηγή, όπως στην παραπάνω περίπτωση, σε απόσταση D απο έναν ακίνητο παρατηρητή K , που κινείται σχετικιστικά με ταχύτητα $u = \beta c$ και σχηματίζει γωνία ϑ με την ευθεία παρατήρησης. Ένας συγκινούμενος με την πηγή παρατηρητής K' θα αντιλαμβάνεται διαφοροποιημένα τα φυσικά μεγέθη σε σχέση με τον παρατηρητή K κατα έναν παράγοντα Doppler ή πολλαπλάσιά του. Ο παράγοντας Doppler ορίζεται σαν

$$\delta = \Gamma^{-1}(1 - \beta \cos(\vartheta))^{-1} \quad (2.5)$$

Αν υποθέσουμε οτι η πηγή κινείται σχετικιστικά με μεγάλο παράγοντα Lorentz Γ , καθώς επίσης ότι η γωνία κλίσης ϑ με την ευθεία παρατήρησης είναι μικρη, μπορεί να χρησιμοποιηθούν η σχέση 2.2, και η προσέγγιση Taylor για την ποσότητα $\cos(\vartheta)$, που δίνουν οτι ο παράγοντας Doppler γράφεται

$$\delta = \frac{2\Gamma}{1 + \Gamma^2 \vartheta^2} \quad (2.6)$$

Παρακάτω λαμβάνονται μερικές χαρακτηριστικές τιμές της γωνίας ϑ με σκοπό να εξεταστεί πως μεταβάλλεται ο παράγοντας Doppler.

- Στην περίπτωση που $\vartheta \rightarrow 0$

$$\delta = 2\Gamma \quad (2.7)$$

- Στην περίπτωση που $\vartheta < \frac{1}{\Gamma}$

$$\delta \simeq \Gamma \quad (2.8)$$

- Στην περίπτωση που $\vartheta > 1$

$$\delta \simeq \frac{1}{\Gamma} \quad (2.9)$$

Συνεπώς για μικρές γωνίες κλίσης ϑ , ο παράγοντας Doppler είναι πολλαπλάσιο του παράγοντα Lorentz Γ , ενώ για σχετικιστικές εκροές που δεν είναι στραμμένες προς τον ακίνητο παρατηρητή, ο παράγοντας Doppler απενισχύεται. Παρακάτω θα παρουσιαστεί πως μεταβάλλονται τα φυσικά μεγέθη απο σύστημα σε σύστημα λόγω σχετικιστικής κίνησης για μια τυχαία γωνία ϑ .

Απο το φαινόμενο Doppler είναι γνωστό ότι οι συχνότητες που αντιλαμβάνεται ένας ακίνητος παρατηρητής απο μια πηγή που ακτινοβολεί και κινείται προς το μέρος του, είναι ενισχυμένες κατα δ , δηλαδή

$$d\nu = \delta d\nu' \quad (2.10)$$

ενω ο χρόνος μετασχηματίζεται αντίστοιχα

$$dt = \Gamma(1 - \beta \cos(\vartheta)) dt' \quad (2.11)$$

Μια δεύτερη εκδοχή μετασχηματισμού του χρόνου είναι αυτή απο την ειδική θεωρία σχετικότητας, σύμφωνα με την οποία ο χρόνος στο ακίνητο σύστημα παρατήρησης παρουσιάζει διαστολή

$$dt = \Gamma dt' \quad (2.12)$$

ενω παράλληλα η διάσταση στην οποία επιταχύνεται η πηγή συστέλλεται $dx = \Gamma^{-1} dx'$. Λόγω της συστολής μήκους, η αριθμητική πυκνότητα των σωματιδίων του μέσου στη διάσταση που επιταχύνεται η πηγή ενισχύεται στο ακίνητο σύστημα αναφοράς K.

$$n = \Gamma n' \quad (2.13)$$

Επίσης, παρατηρείται ενίσχυση στην ενέργεια της ακτινοβολίας στο ακίνητο σύστημα παρατήρησης, ενω η συνολική ισχύς της πηγής παραμένει σταθερή καθώς αποτελεί αναλλοίωτο μέγεθος.

$$dW = \delta dW' \quad (2.14)$$

Η στερεά γωνία εκπομπής της ακτινοβολίας $d\Omega$ μετασχηματίζεται απο το συγκινούμενο στο ακίνητο σύστημα αναφοράς. Λόγω αποπλάνησης του φωτός ισχύει ότι

$$\mu = \frac{\mu' + \beta}{1 + \beta\mu'} \rightarrow d\mu = \frac{d\mu'}{\Gamma^2(1 + \beta\mu')^2}, \quad \mu = \cos(\vartheta) \quad (2.15)$$

Η στερεά γωνία εκφράζεται σαν $d\Omega = \sin(\vartheta) d\vartheta d\varphi$. Η συντεταγμένη $d\varphi$ παραμένει αναλλοίωτη σε κάθε σύστημα αναφοράς, δηλαδή $d\varphi = d\varphi'$, συνεπώς απο τη σχέση 2.15 προκύπτει ότι η στερεά γωνία στο συγκινούμενο σύστημα παρατήρησης είναι

$$d\Omega' = \delta^2 d\Omega \quad (2.16)$$

Γνωρίζοντας τα παραπάνω μπορεί να υπολογιστεί πως μετασχηματίζεται η ροή ακτινοβολίας και η συνολική λαμπρότητα στα δύο συστήματα παρατήρησης.

Έστω υλικό το οποίο εκπέμπει μονοχρωματική ακτινοβολία, έχοντας συντελεστή εκπομπής j_ν . Ο συντελεστής εκπομπής ορίζεται σαν η ενέργεια που εκπέμπεται απο το υλικό ανα μονάδα όγκου, στερεάς γωνίας, χρόνου και συχνότητας

$$j_\nu = n \frac{dW}{d\Omega dt d\nu} \quad (2.17)$$

Η παραπάνω σχέση αφορά τον συντελεστή εκπομπής στο ακίνητο σύστημα αναφοράς. Χρησιμοποιώντας τις σχέσεις 2.10, 2.12, 2.13, 2.14, 2.16 υπολογίζεται οτι ο συντελεστής εκπομπής μετασχηματίζεται στο συγκινούμενο σύστημα αναφοράς σαν

$$j'_\nu = \delta^{-2} \cdot j_\nu \quad (2.18)$$

Αν η δέσμη ακτινοβολίας προσπέσει σε μια επιφάνεια dA του υλικου και ταξιδέψει απόσταση ds μέσα σε αυτό, η ειδική ένταση ακτινοβολίας, αφότου η δέσμη διασχίσει τον όγκο $dV = dA \cdot ds$, θα έχει ενισχυθεί κατα ¹

¹Στη συγκεκριμένη περίπτωση, το μέσο είναι αραιό και θεωρείται πως η απορρόφηση είναι μηδενική. Συνεπώς η εξίσωση διάδοσης ακτινοβολίας γράφεται $\frac{dI_\nu}{ds} = j_\nu$

$$dI_\nu = j_\nu ds \rightarrow dI_\nu = j_\nu \frac{dV}{dA} \quad (2.19)$$

Η συνολική ιστροπική ροή ακτινοβολίας ανα συχνότητα υπολογίζεται σαν

$$F_\nu = \int I_\nu d\Omega \quad (2.20)$$

Χρησιμοποιώντας τις σχέσεις 2.18, 2.19, φαίνεται πως η συνολική ροή μετασχηματίζεται απο το ακίνητο σύστημα αναφοράς στο συγκινούμενο

$$F_\nu = \int j_\nu \frac{dV}{D^2}, \quad d\Omega = \frac{dA}{D^2} \quad (2.21)$$

$$F_\nu = \int \delta^3 j'_\nu \frac{dV'}{D^2} \rightarrow F_\nu = \delta^3 F'_\nu \quad (2.22)$$

Το μέγεθος αυτό προσφέρει τη δυνατότητα υπολογισμού της συνολικής λαμπρότητας της πηγής καθώς ισχύει η σχέση

$$L = 4\pi D^2 \int F_\nu d\nu \rightarrow L = \delta^4 L' \quad (2.23)$$

όπου $L' = 4\pi D^2 \int F'_\nu d\nu'$ η συνολική λαμπρότητα της πηγής όπως την αντιλαμβάνεται ο συγκινούμενος παρατηρητής.

Συμπερασματικά, η ροή ανα συχνότητα που καταγράφουν τα όργανα παρατήρησης και συνεπώς η λαμπρότητα του αστροφυσικού αντικειμένου παρουσιάζουν ενίσχυση Doppler. Στο συγκινούμενο σύστημα οι αντίστοιχες τιμές είναι πολύ μικρότερες. Η ύπαρξη της ενίσχυσης Doppler επιβεβαιώθηκε με την ανίχνευση ισχυρών ακτίνων γάμμα απο Ενεργούς Γαλαξίες και απο Εκλάμψεις Ακτίνων Γάμμα [Gamma Ray Bursts] και την επίλυση του προβλήματος συμπαγότητας. Το πρόβλημα συμπαγότητας σχετίζεται με την απορρόφηση των ισχυρών ακτίνων γάμμα απο τα χαμηλοενεργειακά φωτόνια και θα αναφερθεί στην επόμενη ενότητα.

2.2 Απορρόφηση φωτονίου φωτονίου

Μια απο τις πιο βασικές διαδικασίες της Αστροφυσικής Υψηλών Ενεργειών είναι η αλληλεπίδραση φωτονίου-φωτονίου που έχει σαν αποτέλεσμα την παραγωγή ζεύγους ηλεκτρονίου ποζιτρονίου.

$$\gamma \gamma \rightarrow e^- + e^+$$

Για να πραγματοποιηθεί η απορρόφηση φωτονίου φωτονίου θα πρέπει να ισχύει μια συνθήκη κατωφλίου, σύμφωνα με την οποία

$$\epsilon_2 \geq \frac{2m_e^2 c^4}{\epsilon_1(1 - \cos(\theta))} \quad (2.24)$$

δηλαδή η ελάχιστη απαραίτητη ενέργεια που πρέπει να έχει ένα φωτόνιο το οποίο συγκρούεται υπο γωνία ϕ με κάποιο άλλο φωτόνιο ενέργειας ϵ_1 και απορροφάται, είναι η ϵ_2 και δίνεται απο τη σχέση 2.24. Αν θεωρηθεί οτι οι κρούσεις των φωτονίων είναι μετωπικές, δηλαδή $\theta = \pi$, η παραπάνω σχέση γίνεται

$$\epsilon_2 \geq \frac{m_e^2 c^4}{\epsilon_1} \quad (2.25)$$

Συνεπώς μπορούν να υπολογιστούν ζεύγη ενός χαμηλοενεργειακού και ενός υψηλοενεργειακού φωτονίου για τα οποία πραγματοποιείται η αντίδραση. Στο σύμπαν υπάρχουν πολλά υπόβαθρα φωτονίων που θα μπορούσαν να απορροφήσουν ακτινοβολία υψηλής ενέργειας. Εκτός απο το πολύ γνωστό μικροκυματικό υπόβαθρο (CMB), για την απορρόφηση φωτονίου φωτονίου είναι επίσης σημαντικά το υπόβαθρο υπέρυθρης ακτινοβολίας (CIB) και το υπόβαθρο υπεριώδους ακτινοβολίας (CUVOB). Το υπόβαθρο των υπέρυθρων ακτίνων πιστεύεται πως είναι το φως των πρώτων γαλαξιών που εξέπεμπαν στο υπεριώδες, ωστόσο λόγω της διαστολής του σύμπαντος οι ακτίνες αυτές ερυθρομετατοπίστηκαν στο υπέρυθρο. Και τα τρία υποψήφια υπόβαθρα χαμηλοενεργειακών φωτονίων μπορούν να απορροφήσουν σκληρές ακτίνες γάμμα, σύμφωνα με τη σχέση 2.24.

Για να απορροφηθούν οι ακτίνες γάμμα απο τα χαμηλοενεργειακά φωτόνια θα πρέπει το μέσο στο οποίο εμπεριέχονται να χαρακτηρίζεται απο οπτική αδιαφάνεια. Η αδιαφάνεια στην Αστροφυσική και το ποσοστό της απορρόφησης ορίζονται μέσω του οπτικού βάθους.

$$\tau_\nu = \int_0^R \alpha_\nu dr \quad (2.26)$$

όπου α_ν ο συντελεστής απορρόφησης και dr η διαδρομή για την οποία μελετάται η απορρόφηση. Ανάλογα με το μέσο στο οποίο πραγματοποιείται η απορρόφηση ο συντελεστής α_ν μεταβάλλεται. Επειδή

$$\alpha_\nu = n(\epsilon) \cdot \sigma \quad (2.27)$$

όπου $n(\epsilon)$ η ενεργειακή πυκνότητα των χαμηλοενεργειακών φωτονίων του μέσου και σ η ενεργός διατομή αλληλεπίδρασης. Ανάλογα με το μέσο μεταβάλλονται και αυτές οι ποσότητες. Στην περίπτωση της απορρόφησης φωτονίου φωτονίου η ενεργός διατομή $\sigma_{\gamma\gamma}$ υπολογίζεται απο την Κβαντοηλεκτροδυναμική. Συνολικά το οπτικό βάθος για την απορρόφηση φωτονίου φωτονίου δίνεται απο τη σχέση

$$\tau_{\gamma\gamma} = \int_0^R dr \int_{\epsilon_{min}}^{\epsilon_{max}} n(\epsilon) d\epsilon \int \sigma_{\gamma\gamma}(1 - \cos(\phi)) d\Omega \quad (2.28)$$

Η ενεργός διατομή $\sigma_{\gamma\gamma}$ προσομοιώνεται με μια συνάρτηση δέλτα

$$\sigma_{\gamma\gamma} = \sigma_0 \delta[\epsilon_\gamma \epsilon(1 - \mu) - 2]$$

ή με μια συνάρτηση βήματος

$$\sigma_{\gamma\gamma} = \sigma_0 \frac{\Theta[\epsilon_\gamma \epsilon (1 - \mu) - 2]}{\epsilon_\gamma \epsilon (1 - \mu)}$$

Όταν $\tau_{\gamma\gamma} \geq 1$ το μέσο είναι αδιαφανές και πραγματοποιείται η απορρόφηση των ακτίνων γάμμα. Η πιθανότητα απόδρασης μιας ακτίνας γάμμα απο το μέσο αυτό είναι

$$P_{esc} = e^{-\tau_{\gamma\gamma}} \quad (2.29)$$

Όσο το οπτικό βάθος αυξάνεται η πιθανότητα απόδρασης μειώνεται. Σε αντίθετη περίπτωση, όταν $\tau_{\gamma\gamma} \leq 1$ το μέσο είναι διαφανές και η πιθανότητα να αποδράσει μια ακτίνα γάμμα που διαπερνά το μέσο είναι μεγαλύτερη.

Στην περίπτωση μιας οπτικά αραιής πηγής που εκπέμπει ισοτροπικά, η αριθμητική πυκνότητα μπορεί να υπολογιστεί απο τη λαμπρότητα της πηγής σύμφωνα με τη σχέση

$$L = 4\pi R^2 c \int en(\epsilon) d\epsilon \quad (2.30)$$

Γνωρίζοντας τη λαμπρότητα της πηγής μπορεί να οριστεί ο αδιάστατος λόγος

$$l = \frac{L\sigma_T}{4\pi R m_e c^3} \quad (2.31)$$

σαν συμπαγότητα της πηγής όπου R η ακτίνα της. Όταν $l \geq 1$ η πηγή είναι συμπαγής και οι ακτίνες γάμμα απορροφόνται απο τα χαμηλοενεργειακά φωτόνια

Η ακτίνα της πηγής υπολογίζεται στο σύστημα του ακίνητου παρατηρητή K , απο τον χρόνο που κάνει το σήμα της να φτάσει στον παρατηρητή, δηλαδή απο τη σχέση

$$R \leq \delta \cdot c \cdot \Delta t_{obs} / (1 + z) \quad (2.32)$$

Ο όρος $(1 + z)$ είναι διορθωτικός και οφείλεται στην διαστολή του σύμπαντος, ενώ δ είναι ο παράγοντας Doppler που χρησιμοποιείται λόγω του ότι θεωρείται πως η πηγή κινείται σχετικιστικά. Αν αρχικά αγνοηθούν η ενίσχυση Doppler και η διόρθωση λόγω ερυθρομετατόπισης υπολογίζεται ότι η ακτίνα της πηγής είναι $R \simeq c \cdot \Delta t_{obs}$

Αν χρησιμοποιηθεί η πληροφορία ότι η χρονική μεταβλητότητα ορισμένων Κβάζαρ είναι $\Delta t_{obs} = 1$ μέρα και η συνολική τους λαμπρότητα $L = 10^{48} \frac{erg}{sec}$ υπολογίζεται ότι η συμπαγότητα της πηγής που παρήγαγε την ακτινοβολία τους θα έπρεπε να έχει τιμή $l = 10^3$, δηλαδή $l \gg 1$ συνεπώς η πηγή είναι συμπαγής και οι υψίσυχνες ακτίνες που λαμβάνονται απο τους Κβάζαρ θα έπρεπε να έχουν απορροφηθεί. Τη θεώρηση αυτή ενισχύει ο υπολογισμός του οπτικού βάθους.

Μπορεί να αποδειχτεί πως το οπτικό βάθος για την απορρόφηση φωτονίου φωτονίου είναι ανάλογο της συμπαγότητας και της ενέργειας των υψηλοενεργειακών φωτονίων ²

$$\tau_{\gamma\gamma} \propto l \cdot \epsilon_\gamma^{s-1}$$

Αν μια τυπική ακτίνα γάμμα που προέρχεται απο έναν Quasar έχει ενέργεια $\epsilon_\gamma = 10 \text{ GeV}$, τότε το οπτικό βάθος της πηγής που την παρήγαγε θα έπρεπε να είναι $\tau_{\gamma\gamma} > 10^4 \gg 1$. Συνεπώς η πηγή είναι αδιαφανής και οι ακτίνες γάμμα θα έπρεπε να είχαν απορροφηθεί απο τα χαμηλοενεργειακά φωτόνια. Παρόλα αυτά παρατηρούνται. Το παραπάνω ονομάστηκε πρόβλημα συμπαγότητας και λύθηκε με τη βοήθεια της ενίσχυσης Doppler.

Αν θεωρηθεί ότι η πηγή κινείται σχετικιστικά, με τη χρήση των σχέσεων 2.14, 2.12, 2.23 που δείχνουν πως μετασχηματίζεται η ενέργεια, η λαμπρότητα και ο χρόνος λόγω της ενίσχυσης

²Αν θεωρήσουμε οτι τα χαμηλοενεργειακά φωτόνια έχουν κατανομή νόμου δύναμης το s ο είναι ο φασματικός δείκτης της κατανομής. Έστω $s=2$ για απλούστευση.

Doppler, υπολογίζεται πως η συμπαγότητα της πηγής στο συγκινούμενο σύστημα είναι πολύ μικρότερη απο αυτή που υπολογίζεται στο σύστημα του ακίνητου παρατηρητή

$$l' = \frac{l}{\delta^5} \quad (2.33)$$

Επίσης, το οπτικό βάθος της αλληλεπίδρασης φωτονίου φωτονίου στο σύστημα της πηγής υπολογίζεται μειωμένο σε σχέση με το σύστημα του ακίνητου παρατηρητή.

$$\tau'_{\gamma\gamma} = \frac{\tau_{\gamma\gamma}}{\delta^6} \quad (2.34)$$

Συνεπώς, για να διαφεύγουν οι ακτίνες γάμμα απο την πηγή και να παρατηρούνται στη Γη θα πρέπει το οπτικό βάθος της σχέσης 2.34 να είναι $\tau'_{\gamma\gamma} < 1$. Αν χρησιμοποιηθούν οι παραπάνω τιμές παραμέτρων για έναν τυπικό Quasar υπολογίζεται ότι η πηγή θα είναι οπτικά διαφανής αν κινείται σχετικιστικά με παράγοντα Doppler $\delta > 6$.

Όπως ήδη αναφέρθηκε η οπτική αδιαφάνεια της πηγής οδηγεί στην απορρόφηση των ακτίνων γάμμα απο τα χαμηλοενεργειακά φωτόνια και στην παραγωγή ζεύγους ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου. Τα σωματλια αυτά θα υποβληθούν σε άλλες λεπτονικές αλληλεπιδράσεις που θα περιγραφούν στις επόμενες ενότητες.

2.3 Ακτινοβολία Σύγχροτρον

2.3.1 Ακτινοβολία απο ηλεκτρόνια και πρωτόνια

Η ακτινοβολία σύγχροτρον αποτελεί έναν απο τους πιο γνωστούς μηχανισμούς εκπομπής μη θερμικής ακτινοβολίας στην Αστροφυσική Υψηλών Ενεργειών. Σχετικιστικά σωματλια με θετικό ή αρνητικό φορτίο επιταχύνονται παρουσία μαγνητικού πεδίου και ακτινοβολούν φωτόνια σύγχροτρον. Στην εργασία αυτή θα μελετηθεί η σύγχροτρον εκπομπή απο πρωτόνια και ηλεκτρόνια. Στις σχέσεις που ακολουθούν, όπου $q = e$ είναι το φορτίο και των δύο σωματιών, όπου m είναι η μάζα των πρωτονίων m_p ή των ηλεκτρονίων m_e αντίστοιχα και όπου γ είναι οι παράγοντες Lorentz των πρωτονίων γ_p και των ηλεκτρονίων γ_e αντίστοιχα.

Η κίνηση των πρωτονίων και των ηλεκτρονίων μέσα στο μαγνητικό πεδίο είναι σπειροειδής με ακτίνα Larmor

$$r_L = \frac{E}{eB} \quad (2.35)$$

Τα σωματλια κινούνται μέσα στο μαγνητικό πεδίο έχοντας γυροσυχνότητα

$$\nu_g = \frac{eB}{\gamma mc} \quad (2.36)$$

και ακτινοβολούν συνεχή ακτινοβολία, η οποια μεγιστοποιείται για συχνότητες κοντά στην κρίσιμη συχνότητα

$$\nu_c = \frac{3}{4\pi} \frac{eB\gamma^2 \sin(\alpha)}{mc} \quad (2.37)$$

όπου γ οι παράγοντες Lorentz των ηλεκτρονίων και των πρωτονίων και α η σταθερή γωνία που σχηματίζουν τα σωματλια με τις γραμμές του μαγνητικού πεδίου. Μια πιο διεξοδική μελέτη του φάσματος σύγχροτρον ενός μονοχρωματικού ηλεκτρονίου ή πρωτονίου δείχνει πως αυτό χαρακτηρίζεται απο τη συνάρτηση

$$j_{syn}(\nu) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin(\alpha)}{mc^2} F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) \quad (2.38)$$

όπου $F(x) = x \int_x^\infty K_{\frac{5}{3}}(\xi) d\xi$ μια ειδική συνάρτηση με το $K_{\frac{5}{3}}(\xi)$ να αποτελεί μια τροποποιημένη συνάρτηση Bessel. Η $F(x)$ παρουσιάζει ασυμπτωτική συμπεριφορά

- Για $x \ll 1$ $F(x) \simeq \frac{4\pi}{3^{\frac{1}{2}} 2^{\frac{1}{3}} \Gamma(\frac{1}{3})} x^{\frac{1}{3}} \rightarrow F(x) \propto x^{\frac{1}{3}}$
- Για $x \gg 1$ $F(x) \simeq (\frac{\pi}{2})^{\frac{1}{2}} e^{-x} x^{\frac{1}{2}} \rightarrow F(x) \propto e^{-x} x^{\frac{1}{2}}$

Η συνάρτηση $j_{syn}(\nu)$ εμφανίζει μέγιστο το οποίο προσεγγιστικά παρουσιάζεται στην συχνότητα

$$\nu_0 \approx \frac{1}{2\pi} \frac{eB}{mc} \gamma^2 \quad (2.39)$$

δηλαδή η συχνότητα μέγιστης εκπομπής είναι ανάλογη του μαγνητικού πεδίου και του παράγοντα Lorentz στο τετράγωνο. Στην περίπτωση των ηλεκτρονίων η παραπάνω σχέση γίνεται $\nu_0 \approx 2.8 \cdot 10^6 B \gamma^2 \text{ Hz}$.

Συνεπώς η ενέργεια ενός μέσου φωτονίου που παράγεται λόγω ακτινοβολίας σύγχροτρον σχετικιστικών ηλεκτρονίων ή πρωτονίων είναι σε αδιάστατη μορφή

$$\epsilon_{syn} = \frac{h\nu_0}{mc^2} \quad (2.40)$$

Ορίζεται σαν κρίσιμη ένταση μαγνητικού πεδίου η ιδεατή ένταση για την οποία ένα μη σχετικιστικό ηλεκτρόνιο ακτινοβολεί τη μάζα ηρεμίας του

$$B_{cr} = \frac{2\pi m_e^2 c^3}{eh}, \quad B_{cr} = 4.4 \cdot 10^{13} \text{ Gauss} \quad (2.41)$$

Οι σχέσεις 2.39, 2.41 μπορούν να χρησιμοποιηθούν στην έκφραση 2.40 της αδιάστατης ενέργειας φωτονίου σύγχροτρον με αποτέλεσμα αυτή να γραφτεί σαν

$$\epsilon_{syn} = \frac{B}{B_{cr}} \gamma_e^2 \quad (2.42)$$

αν παράχθηκε απο ακτινοβολία σύγχροτρον ηλεκτρονίου και

$$\epsilon_{syn} = \frac{m_e}{m_p} \frac{B}{B_{cr}} \gamma_p^2 \quad (2.43)$$

αν παράχθηκε απο ακτινοβολία σύγχροτρον πρωτονίου.

Για να υπολογιστεί η εκπομπή απο μια κατανομή σωματιδίων και όχι απο ένα μονοχρωματικό σωματίο, ολοκληρώνεται το φάσμα της σχέσης 2.38 για όλες τις ενέργειες των σωματιδίων. Αν, λοιπόν, $\frac{dN}{d\gamma}$ η κατανομή τους το συνολικό φάσμα σύγχροτρον που προκύπτει περιγράφεται απο το ολοκλήρωμα

$$I_{syn} = \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} d\gamma \frac{dN}{d\gamma} j_{syn}(\nu) \quad (2.44)$$

Στην περίπτωση που το μονοενεργητικό φάσμα αντι για τη σχέση 2.38 προσομοιωθεί στα μαθηματικά με μια συνάρτηση δέλτα

$$j_{syn}(\nu) \approx A \epsilon_0 \delta(\epsilon - \epsilon_0)$$

το ολοκλήρωμα της σχέσης 2.44 υπολογίζεται εύκολα για μια οποιαδήποτε κατανομή σωματιδίων. Αν για παράδειγμα η κατανομή είναι ένας απλός νόμος δύναμης

$$\frac{dN}{d\gamma} = k \gamma^{-p} \quad (2.45)$$

προκύπτει πως το φάσμα των φωτονίων σύγχροτρον είναι επίσης ένας νόμος δύναμης με κλίση $a = \frac{p-1}{2}$. Στην περίπτωση που το φάσμα προέρχεται απο ηλεκτρόνια κατανομής νόμου δύναμης υπολογίζεται ότι

$$I_{syn}^{pl}(\epsilon) = \frac{1}{6} k_e \frac{\sigma_T m_e c^2}{eh} \left[\frac{\hbar e}{m_e c} \right]^a B^{\frac{p+1}{2}} \epsilon^{-a} \quad \epsilon_{min} < \epsilon < \epsilon_{max} \quad (2.46)$$

και φαίνεται η εξάρτηση της έντασης ακτινοβολίας απο την ενέργεια με μορφή νόμου δύναμης $I_{syn}^{pl} \propto \epsilon^{-a}$.

Κατα τη διάρκεια του μηχανισμού σύγχροτρον, τα σχετικιστικά ηλεκτρόνια και τα πρωτόνια καθώς ακτινοβολούν ψύχονται. Η ισχύς ακτινοβολίας των ηλεκτρονίων υπολογίζεται απο τη σχέση

$$P_e = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma_e^2 U_B \quad (2.47)$$

όπου $U_B = \frac{B^2}{8\pi}$ η ενεργειακή πυκνότητα του μαγνητικού πεδίου. Παρατηρείται και πάλι τετραγωνική εξάρτηση απο τον παράγοντα Lorentz των ηλεκτρονίων.

Για να υπολογιστεί η αντίστοιχη ισχύς ακτινοβολίας για τα πρωτόνια θα πρέπει αρχικά να εξεταστεί ο ορισμός της ενεργού διατομής Thomson. Αυτή δίνεται απο τον τύπο

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m_e c^2} \quad (2.48)$$

Συνεπώς η αντίστοιχη ενεργός διατομή για τα πρωτόνια θα είναι ένα υποπολλαπλάσιο της ενεργού διατομής Thomson καθώς

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m_p c^2} \rightarrow \sigma = \frac{m_e^2}{m_p^2} \sigma_T \quad (2.49)$$

δηλαδή η ενεργός διατομή των πρωτονίων είναι πολύ μικρότερη της ενεργού διατομής Thomson.³

Σε μια πηγή με ισχύ μαγνητικού πεδίου ίση με αυτή της περίπτωσης των ηλεκτρονίων και με ταχύτητες πρωτονίων ίσες με τις αντίστοιχες των ηλεκτρονίων $\gamma_e = \gamma_p$, η ισχύς ακτινοβολίας των πρωτονίων υπολογίζεται

$$P_p = \frac{4}{3} \sigma c \gamma_p^2 U_B \rightarrow P_p = \left(\frac{m_e}{m_p} \right)^2 P_e \quad (2.50)$$

Απο τη σχέση 2.50 προκύπτει το συμπέρασμα ότι η ακτινοβολία των ηλεκτρονίων είναι πολλές τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη απο την ακτινοβολία των πρωτονίων. Αρα για να ακτινοβολήσουν εξίσου τα πρωτόνια θα πρέπει να επιταχυνθούν με τέτοιο τρόπο ώστε να αποκτήσουν πολύ πιο υψηλές ταχύτητες.

Γνωρίζοντας την ισχύ της ακτινοβολία σύγχροτρον μπορεί να υπολογιστεί ο χρόνος ψύξης των σωματιδίων. Για τα ηλεκτρόνια υπολογίζεται ότι

$$\tau_{syn,e} = \frac{E_e}{P_e} = \frac{6\pi m_e c^2}{\sigma_T c \gamma_e B^2} \quad (2.51)$$

ενω αντίστοιχα ο χρόνος ψύξης για τα πρωτόνια λόγω ακτινοβολίας σύγχροτρον είναι

$$\tau_{syn,p} = \frac{E_p}{P_p} = \frac{6\pi m_p c^2}{\sigma c \gamma_p B^2} \quad (2.52)$$

³ Αυτό γιατί $\frac{m_e}{m_p} = 5 \cdot 10^{-4}$. Τα πρωτόνια χρειάζονται πολύ μεγαλύτερο οπτικό βάθος ώστε να σχεδαστούν σε σχέση με τα ηλεκτρόνια.

Αν ισχύουν οι παραπάνω συνθήκες για το μαγνητικό πεδίο και τις ταχύτητες των σωματιδίων της πηγής, φαίνεται πως ο χρόνος ψύξης των πρωτονίων είναι πολύ μεγαλύτερος καθώς

$$\frac{\tau_{syn,p}}{\tau_{syn,e}} = \left(\frac{m_p}{m_e}\right)^3 \quad (2.53)$$

Απο τις παραπάνω σχέσεις προκύπτει το συμπέρασμα ότι τα σχετικιστικά πρωτόνια ψύχονται πολύ πιο αργά απο τα ηλεκτρόνια. Επίσης φαίνεται ότι τα υψηλοενεργειακά σωματλια χάνουν πολύ πιο γρήγορα ενέργεια σε σχέση με τα χαμηλοενεργειακά διότι ο χρόνος ψύξης είναι αντιστρόφως ανάλογος του παράγοντα Lorentz γ των σωματιδίων.

2.3.2 Ισοκατανομή ενεργειών

Επειδή στις περισσότερες περιπτώσεις η ένταση του μαγνητικού πεδίου στις κοσμικές πηγές δεν είναι γνωστή, γίνεται η υπόθεση της ισοκατανομής της μαγνητικής ενέργειας με την ενέργεια που περικλείεται στα σωματλια. Η υπόθεση αυτή ισοδυναμεί με την ελαχιστοποίηση της ενέργειας στην πηγή, κάτι που θα αποδειχτεί παρακάτω. Οι σχέσεις που ακολουθούν υπολογίζονται στο σύστημα της πηγής, συνεπώς δεν θα ληφθεί υπόψιν η ενίσχυση Doppler.

Η ολική ενέργεια του μαγνητικού πεδίου βρίσκεται αν είναι γνωστή η ενεργειακή πυκνότητα του μαγνητικού πεδίου και ο όγκος της πηγής στην οποία εμπεριέχεται. Αν λοιπόν η πηγή έχει ακτίνα R υπολογίζεται ότι

$$E_B = \frac{B^2}{8\pi} \cdot \frac{4\pi}{3} R^3 \quad (2.54)$$

Έστω οτι τα ηλεκτρόνια βρίσκονται μέσα στην πηγή έχοντας κατανομή νόμου δύναμης (σχέση 2.45)

$$\frac{dN_e}{d\gamma} = k_e \gamma^{-p}$$

και κάθε ηλεκτρόνιο εκπέμπει ακτινοβολία σύγχροτρον ισοτροπικά σύμφωνα με τη σχέση 2.38. Το συνολικό θεωρητικό φάσμα θα είναι ένας νόμος δύναμης και θα εξισωθεί με τη ροή φωτονίων που παρατηρείται. Αυτό γίνεται με σκοπό να υπολογιστεί μια σχέση που να δίνει τον παράγοντα k_e

$$F_\nu = \frac{I_{syn}^{pl}}{4\pi D^2} \rightarrow F_0 \left(\frac{\nu_0}{\nu}\right)^a = \frac{1}{6} \frac{k_e}{4\pi D^2} \frac{\sigma_T m_e c^2}{eh} \left[\frac{\hbar e}{m_e c}\right]^a B^{\frac{p+1}{2}} h^{-a} \nu^{-a} \quad (2.55)$$

$$k_e = F_0 \nu_0^a h^a \frac{4\pi D^2}{C} B^{-(\frac{p+1}{2})}, \quad C = \frac{1}{6} \frac{\sigma_T m_e c^2}{eh} \left[\frac{\hbar e}{m_e c}\right]^a \quad (2.56)$$

Έτσι προκύπτει μια σχέση για τον παράγοντα k_e , στην οποία όλες οι παράμετροι πλην του μαγνητικού πεδίου είναι γνωστές απο παρατηρήσεις ή λόγω του ότι είναι φυσικές σταθερές. Η συνολική ενέργεια των ηλεκτρονίων είναι

$$E_e = (m_e c^2)^2 \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} \gamma k_e \gamma^{-p} d\gamma \rightarrow E_e = (m_e c^2)^2 \frac{k_e}{2-p} [\gamma_{max}^{2-p} - \gamma_{min}^{2-p}] \quad (2.57)$$

Οι τιμές των γ_{max} και γ_{min} υπολογίζονται απο τη σχέση 2.42 ενώ ο παράγοντας k_e αντικαθίσταται απο τη σχέση 2.56. Η συνολική ενέργεια των ηλεκτρονίων μπορεί να γραφτεί σαν

$$E_e = C_1 B^{-(\frac{p+1}{2})} C_2 B^{(\frac{p-2}{2})} \rightarrow E_e = C_3 B^{-\frac{3}{2}} \quad (2.58)$$

όπου

$$C_3 = C_1 \cdot C_2$$

$$C_1 = F_0 \nu_0^a h^a \frac{4\pi D^2}{C}$$

$$C_2 = \frac{(m_e c^2)^2}{2-p} \left(\frac{h B_{cr}}{m_e c^2} \right)^{\frac{2-p}{2}} [\nu_{max}^{\frac{2-p}{2}} - \nu_{min}^{\frac{2-p}{2}}]$$

Στην ενέργεια των σωματιδίων συνεισφέρουν και τα πρωτόνια. Απο θεωρίες επιτάχυνσης τα πρωτόνια επιταχύνονται είτε στην ίδια ταχύτητα με τα ηλεκτρόνια, συνεπώς $E_p = \frac{m_p}{m_e} E_e$, είτε στην ίδια ενέργεια με τα ηλεκτρόνια, συνεπώς $E_p = E_e$. Αν συνδυαστούν οι δύο παραπάνω σχέσεις, η ενέργεια των πρωτονίων υπολογίζεται σαν

$$E_p = k E_e, \quad 1 \leq k \leq \frac{m_p}{m_e}$$

Η συνολική ενέργεια του συστήματος δίνεται απο τη σχέση

$$E = E_B + (1+k)E_e \rightarrow E = (1+k) C_3 B^{-\frac{3}{2}} + C_4 B^2, \quad C_4 = \frac{R^3}{6} \quad (2.59)$$

και ελαχιστοποιείται όταν η παράγωγός της ως προς το μαγνητικό πεδίο μηδενιστεί, δηλαδή όταν $\frac{dE}{dB} = 0$. Υπολογίζεται ότι η σχέση ικανοποιείται όταν

$$E_B = \frac{3}{4}(1+k)E_e \quad (2.60)$$

όταν δηλαδή η ενέργεια κατανέμεται σχεδόν ισάξια ανάμεσα στα σωματίδια και το μαγνητικό πεδίο. Η τιμή του μαγνητικού πεδίου για την οποία πραγματοποιείται η ισοκατανομή υπολογίζεται

$$B_{eq} = \left(\frac{3}{4} \right)^{\frac{2}{7}} (1+k)^{\frac{2}{7}} \left(\frac{C_3}{C_4} \right)^{\frac{2}{7}} \quad (2.61)$$

2.3.3 Αυτοαπορρόφηση Σύγχροτρον

Κατα τη διάρκεια της ακτινοβολίας σύγχροτρον παρατηρείται απορρόφηση φωτονίων συγκεκριμένων χαμηλών συχνοτήτων απο το ίδιο το σύστημα. Δηλαδή η ενέργεια των φωτονίων αυτών μεταφέρεται στα ηλεκτρόνια που τα παρήγαγαν. Η διαδικασία αυτή ονομάζεται αυτοαπορρόφηση σύγχροτρον.

Αν το φάσμα σύγχροτρον είναι ένας νόμος δύναμης $F_\nu \propto \nu^{-a}$, όπως αυτός που χρησιμοποιήθηκε παραπάνω (σχέση 2.55) τότε αποδεικνύεται πως αυτό θα αλλοιωθεί για συχνότητες μικρότερες της κρίσιμης συχνότητας αυτοαπορρόφησης $\nu < \nu_{ssa}$ αποκτώντας σταθερή κλίση $F_\nu \propto \nu^{\frac{5}{2}}$. Η διαδικασία αυτή παρατηρείται στα φωτόνια ραδιοσυχνοτήτων. Ο συντελεστής απορρόφησης υπολογίζεται ότι είναι

$$a_\nu = \frac{\sqrt{3}e^3}{8\pi m_e} \left(\frac{3e}{2\pi m^3 c^5} \right)^{\frac{p}{2}} C (B \sin(\alpha))^{\frac{p+2}{2}} \Gamma\left(\frac{3p+2}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3p+22}{12}\right) \nu^{-\frac{p+4}{2}} \quad (cm^{-1}) \quad (2.62)$$

όπου C συντελεστής που σχετίζεται με στον αριθμό των ηλεκτρονίων.

Η αυτοαπορρόφηση σύγχροτρον λαμβάνεται υπόψιν κατα την παραγωγή των φασμάτων στο μοντέλο της παρούσας εργασίας, το οποίο αναλύεται στο τέταρτο κεφάλαιο. Περισσότερες λεπτομέρειες για την παραπάνω φυσική διαδικασία μπορεί κανείς να βγει στο εγχειρίδιο του M. Longair, στο όγδοο κεφάλαιο της τρίτης έκδοσης [10].

2.4 Αδρονικές αλληλεπιδράσεις

Τα πρωτόνια είναι σωμάτια με ηλεκτρικό φορτίο και όπως αναφέρθηκε παραπάνω ακτινοβολούν φωτόνια σύγχροτρον αν βρεθούν μέσα σε μαγνητικό πεδίο. Πέρα από αυτή τη διαδικασία ακτινοβολίας, τα πρωτόνια υπόκεινται και σε μια σειρά αδρονικών αλληλεπιδράσεων, οι οποίες χωρίζονται στις αλληλεπιδράσεις των σχετικιστικών πρωτονίων με την ύλη και με τα φωτόνια. Στην εργασία αυτή θα χρησιμοποιηθούν οι αντιδράσεις των πρωτονίων που κυρίως επικρατούν στα περιβάλλοντα των ενεργών γαλαξιών, δηλαδή οι φωτοαδρονικές, μιας και η πυκνότητα της ύλης εκεί είναι χαμηλή.

Μια αντίδραση που ανήκει στην κατηγορία των φωτοαδρονικών αλληλεπιδράσεων είναι η φωτοπαραγωγή ζεύγους



σύμφωνα με την οποία αν ένα σχετικιστικό πρωτόνιο συγκρουστεί με ένα φωτόνιο, υπο το δυναμικό του πεδίο, μπορεί να παραχθεί ζεύγος ηλεκτρονίου ποζιτρονίου. Για να πραγματοποιηθεί η αντίδραση αυτή θα πρέπει να ικανοποιηθεί η σχέση κατωφλίου [11] σύμφωνα με την οποία ο ελάχιστος παράγοντας Lorentz που πρέπει να έχει το σχετικιστικό πρωτόνιο δίνεται από τον τύπο

$$\gamma_{min} = \frac{\Delta mc^2}{2 \langle \epsilon \rangle} \left[1 + \frac{\Delta m}{2m_p} \right] \quad (2.64)$$

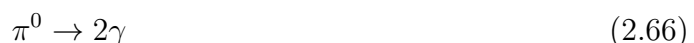
όπου Δm η μάζα των δευτερογενών σωματιδίων, σε αυτή την περίπτωση $\Delta m = 2m_e$ και $\langle \epsilon \rangle$ η ενέργεια του φωτονίου στο σύστημα του ακίνητου παρατηρητή. Χαρακτηριστική εφαρμογή της συνθήκης κατωφλίου για την αντίδραση της φωτοπαραγωγής ζεύγους είναι ο υπολογισμός της ενέργειας των πρωτονίων που θα αλληλεπιδρούσαν με το μικροκυματικό υπόβαθρο, τα φωτόνια του οποίου έχουν ενέργεια $\langle \epsilon \rangle = 7 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$. Εφαρμόζοντας τη σχέση 2.64 υπολογίζεται ότι ο παράγοντας Lorentz των πρωτονίων αυτών πρέπει να είναι $\gamma_p \geq 7 \cdot 10^8$.

Μια ακόμα αδρονική αντίδραση που είναι σημαντική σε περιβάλλοντα ενεργών γαλαξιών είναι η φωτοπαραγωγή πιονίων.



Όταν η ενέργεια των φωτονίων στο σύστημα ηρεμίας του πρωτονίου υπερβαίνει τη μάζα ηρεμίας των πιονίων, τότε δημιουργούνται πιόνια και τα πρωτόνια χάνουν μέρος της ενέργειάς τους. Πρώτο παράγεται το ουδέτερο πιόνιο π^0 , λόγω μικρότερης μάζας και έπειτα τα φορτισμένα πιόνια π^\pm . Η συνθήκη κατωφλίου της αντίδρασης είναι η ίδια με αυτή της φωτοπαραγωγής ζεύγους 2.64, μόνο που στην περίπτωση αυτή Δm είναι η μάζα των πιονίων. Υπάρχει περίπτωση μετά την αλληλεπίδραση να μην προκύψει πρωτόνιο αλλά νετρόνιο, για αυτόν τον λόγο στη σχέση 2.65 στα προϊόντα υπάρχει ο όρος N που αντιπροσωπεύει τα νουκλεόνια.

Τα πιόνια είναι ασταθή σωμάτια και διασπώνται σε άλλα δευτερογενή. Το ουδέτερο πιόνιο, που έχει ενέργεια ηρεμίας $\epsilon_{\pi^0} = 135 \text{ MeV}$ διασπάται σε δύο φωτόνια τα οποία είναι ακτίνες γάμμα, μιας και στο σύστημα του πιονίου θα έχουν ενέργεια η κάθε μία $\epsilon_\gamma = \frac{135}{2} \text{ MeV} \simeq 70 \text{ MeV}$.



Τα θετικά φορτισμένα πιόνια, έχουν μεγαλύτερο χρόνο ζωής από τα ουδέτερα και διασπώνται σε θετικά μιονία και μιονικά νετρίνα. Αντίστοιχα τα αρνητικά φορτισμένα πιόνια διασπώνται σε αρνητικά μιονία και μιονικά αντινετρίνα.



Τα μίονια με τη σειρά τους διασπώνται σε ελαφρύτερα σωμάτια. Η διάσπαση του θετικού μιονίου δίνει ένα ποζιτρόνιο, ένα νετρίνο και ένα μιονικό αντινετρίνο. Αντίστοιχα, η διάσπαση του αρνητικού μιονίου δίνει ένα ηλεκτρόνιο, ένα αντινετρίνο και ένα μιονικό νετρίνο.

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (2.69)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (2.70)$$

Επίσης, το νετρίνιο που μπορεί να προκύψει από την φωτοπαραγωγή πιονίων μπορεί να μετατραπεί σε πρωτόνιο, ποζιτρόνιο και αντινετρίνο σύμφωνα με την αντίδραση

$$n \rightarrow p + e^+ + \nu_e \quad (2.71)$$

Αν η ισχύς του μαγνητικού πεδίου είναι μικρή, $B \leq 10 \text{ Gauss}$ και ο παράγοντας Lorentz των πρωτονίων δεν υπερβαίνει το $\gamma_p = 10^8$, τα πόνια διασπώνται σχεδόν αμέσως σε φωτόνια, ηλεκτρόνια, ποζιτρόνια και νετρίνα. Για υψηλότερα μαγνητικά πεδία, τα πόνια και τα μίονια θα ψυχθούν μέσω ακτινοβολίας σύγχροτρον πριν διασπαστούν.

Συγκρίνοντας τις δύο αντιδράσεις σχετικιστικών πρωτονίων με φωτόνια, η φωτοπαραγωγή ζεύγους έχει 400 φορές μεγαλύτερη ενεργό διατομή από ότι η φωτοπαραγωγή φωτονίων. Συνεπώς οι αλληλεπιδράσεις 2.63 είναι περισσότερες από ότι οι 2.65. Ωστόσο σε κάθε αλληλεπίδραση φωτοπαραγωγής ζεύγους χάνεται μικρότερο ποσό ενέργειας από ότι κατά την φωτοπαραγωγή πιονίων που σε κάθε χρούση οι απώλειες είναι σημαντικές. Συνεπώς, ο χρόνος ψύξης των πρωτονίων μέσω της πρώτης αντίδρασης είναι μεγαλύτερος. Τελικά αποδεικνύεται ότι και οι δύο διαδικασίες έχουν τις ίδιες απώλειες.

Κεφάλαιο 3

Μοντελοποίηση φασμάτων των Ενεργών Γαλαξιακών Πυρήνων

3.1 Μοντελοποίηση φασμάτων Blazars

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, οι Blazars αποτελούν ένα μικρό αλλά πολύ ενδιαφέρον ποσοστό του πληθυσμού των ΕΓΠ καθώς είναι φυσικά εργαστήρια μελέτης της επιτάχυνσης των σωματιδίων, της σχετικιστικής μαγνητουδροδυναμικής και της φυσικής των μελανών οπών. Η λεπτομερής μοντελοποίηση των παρατηρησιακών δεδομένων που λαμβάνονται από τους Blazars προσφέρει τη δυνατότητα προσδιορισμού των φυσικών παραμέτρων της περιοχής που ακτινοβολεί. Μπορούν να υπολογιστούν παράμετροι όπως η ακτίνα της πηγής, το μαγνητικό της πεδίο, η ενεργειακή πυκνότητα των σωματιδίων που εμπεριέχονται σε αυτή. Από τις τιμές αυτές προσφέρονται επίσης πληροφορίες για την ισχύ του πίδακα που εκτοξεύεται από την κεντρική περιοχή του Blazar. Γνωρίζοντας τις παραμέτρους αυτούς μπορούν να προκύψουν συμπεράσματα για τη φυσική των εξωγαλαξιακών αυτών αντικειμένων.

Ένα πολυχρησιμοποιημένο μοντέλο που προσπαθεί να αναπαραστήσει τα φάσματα των Blazar είναι το μονοζωνικό μοντέλο (one zone model). Σύμφωνα με το μοντέλο αυτό, θεωρείται πως η ακτινοβολία που παρατηρείται προέρχεται από μία συγκεκριμένη περιοχή του πίδακα που εκτοξεύεται από την μελανή οπή του Blazar. Το μονοζωνικό μοντέλο αποτελεί μια απλούστευση της σύνθετης μορφολογίας της περιοχής ή των περιοχών εκπομπής ακτινοβολίας σε έναν Blazar. Ωστόσο, το γεγονός ότι απαιτούνται λίγες ελεύθερες παράμετροι, αποτελεί σημαντικό πλεονέκτημα για τη χρήση του. Σύμφωνα με αυτό, ένας σφαιρικός θύλακας ακτίνας R κινείται κατά μήκος ενός πίδακα πλάσματος με παράγοντα Lorentz Γ (σχέση 2.1) και ακτινοβολεί. Αν ο πίδακας σχηματίζει γωνία θ_{obs} με την ευθεία παρατήρησης τότε ο παράγοντας Doppler που προκύπτει δίνεται από τον τύπο 2.5. Επειδή η γωνία θ_{obs} είναι πολύ μικρή, ο ακίνητος εξωτερικός παρατηρητής «βλέπει» την ακτινοβολία από τον θύλακα πλάσματος ενισχυμένη κατά δ^4 , τις συχνότητες των φωτονίων που εκπέμπονται ενισχυμένες κατά δ και τους χρόνους μειωμένους κατά δ^{-1} .

Συνολικά το πρόβλημα παραγωγής και διάδοσης ακτινοβολίας στους Blazars περιγράφεται μαθηματικά μέσω των κινητικών εξισώσεων. Μέσα στον θύλακα πλάσματος εγχέονται ισοτροπικά με κάποια κατανομή ηλεκτρόνια και πρωτόνια τα οποία έχουν επιταχυνθεί σε υψηλές ενέργειες και ανάλογα με τις συνθήκες που επικρατούν στην πηγή ακτινοβολούν. Καθώς ακτινοβολούν τα σωματάρια αυτά ψύχονται. Έχουν επίσης τη δυνατότητα να διαφύγουν από την πηγή. Τα φωτόνια που παράγονται διαφεύγουν μετά από κάποιο χρονικό διάστημα επίσης από την πηγή, ωστόσο μπορεί να απορροφηθούν λόγω απορρόφησης φωτονίου φωτονίου και να μην φτάσουν στον παρατηρητή. Οι κινητικές εξισώσεις περιγράφουν τη μεταβολή της αριθμητικής κατανομής και της ενεργειακής πυκνότητας των σωματιδίων μέσα στην πηγή καθώς αυτά επιταχύνονται, ακτινοβολούν και διαφεύγουν. Η γενική μορφή των εξισώσεων αυτών περιγράφεται

απο την σχέση

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{n_i}{t_{esc}} = \frac{\partial}{\partial E}(b(E) n_i) + Q_i \quad (3.1)$$

όπου n_i η αριθμητική πυκνότητα του πληθυσμού που μας ενδιαφέρει κάθε φορά, παράδειγματος χάριν πρωτόνια, ηλεκτρόνια ή φωτόνια. Επίσης, $b(E)$ είναι ένας όρος που σχετίζεται με τον ρυθμό που κερδίζουν ή χάνουν ενεργειακά τα σωματίδια ανάλογα αν υπάρχει μηχανισμός απωλειών ή κέρδη λόγω επιτάχυνσης, t_{esc} είναι ο χρόνος δραπέτευσης του εκάστοτε πληθυσμού απο το σύστημα, Q_i ο ρυθμός έγχυσης των σωματιδίων μέσα στην πηγή. Στην εξίσωση μπορούν να προστεθούν και άλλοι όροι ανάλογα με το πρόβλημα που μελετάται.

Για να κατασκευαστούν τα φάσματα των Blazars χρησιμοποιείται πολλές φορές ένα μοντέλο σταθερής κατάστασης. Απαιτείται δηλαδή μια κατάσταση ισορροπίας μεταξύ της έγχυσης σωματιδίων στο σύστημα, της ψύξης τους λόγω ακτινοβολίας και της πιθανής διαφυγής τους απο τη σφαιρική πηγή.

Κατα τη μοντελοποίηση των φασμάτων ένα σημαντικό ζήτημα είναι το είδος των σωματιδίων που εμπεριέχονται στην πηγή και ακτινοβολούν. Είναι γενικά αποδεκτό ότι η εκπομπή των χαμηλοενεργειακών φωτονίων -ράδιο ακτινοβολία, υπεριώδεις και μαλακές ακτίνες X- προέρχεται απο τη σύγχροτρον ακτινοβολία σχετικιστικών ηλεκτρονίων μέσα στον πίδακα πλάσματος. Αντίθετα η προέλευση των υψηλοενεργειακών φωτονίων -σκληρές ακτίνες X και οι ακτίνες γαμμα- είναι ένα ανοιχτό ζήτημα. Υπάρχουν δύο εντελώς διαφορετικές προσεγγίσεις που προσπαθούν να εξηγήσουν την ακτινοβολία αυτή οι οποίες αναφέρονται παρακάτω.

3.2 Λεπτονικό και Αδρονικό μοντέλο

3.2.1 Λεπτονικό Μοντέλο

Μια προσέγγιση που προσπαθεί να εξηγήσει την παραγωγή των υψηλοενεργειακών φωτονίων απο τους Blazars είναι το Λεπτονικό μοντέλο. Στο μοντέλο αυτό τα σωματίδια που είναι υπεύθυνα για την παραγωγή του φάσματος ακτινοβολίας είναι τα σχετικιστικά ηλεκτρόνια, και πιθανόν τα ποζιτρόνια. Τα πρωτόνια που μπορεί να υπάρχουν στην πηγή δεν έχουν επιταχυνθεί αρκετά ώστε να ακτινοβολήσουν. Η υψηλοενεργειακή εκπομπή θεωρείται ότι προέρχεται απο τον αντίστροφο σκεδασμό Compton. Υπάρχουν δύο πιθανοί πληθυσμοί χαμηλοενεργειακών φωτονίων που παίζουν τον ρόλο των στόχων στη διαδικασία αυτή. Η μια εκδοχή είναι ο αντίστροφος σκεδασμός Compton των χαμηλοενεργειακών φωτονίων που παράχθηκαν απο τα υψηλοενεργειακά ηλεκτρόνια λόγω σύγχροτρον ακτινοβολίας με τα ίδια σχετικιστικά ηλεκτρόνια. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται Synchrotron Self Compton (SSC) [12] [13].

Μια άλλη εκδοχή είναι ο εξωτερικός αντίστροφος σκεδασμός Compton, όπου τα ενεργητικά ηλεκτρόνια σκεδάζουν εξωτερικά χαμηλοενεργειακά φωτόνια τα οποία μπορεί να είναι τα φωτόνια του δίσκου προσαύξεσης [14], τα φωτόνια της ΠΠΓΕ [15], τα φωτόνια της υπέρυθρης εκπομπής του τόρου του ΕΓΠ [16]. Σε ένα πλήρες πρόβλημα θα πρέπει να ληφθεί υπόψη η απορρόφηση φωτονίου φωτονίου και η παραγωγή ζεύγους ηλεκτρονίου ποζιτρονίου, καθώς επίσης η αυτοαπορρόφηση σύγχροτρον. Οι διαδικασίες αυτές αναφέρονται αναλυτικά στο δεύτερο κεφάλαιο αυτής της εργασίας.

Οι κινητικές εξισώσεις που περιγράφουν πρόβλημα διάδοσης ακτινοβολίας (3.1) στο λεπτονικό μοντέλο είναι οι παρακάτω:

Η κινητική εξίσωση για τα ηλεκτρόνια του λεπτονικού μοντέλου θα μπορούσε να γραφτεί

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{n_e}{t_{e,esc}} = L_e^{synch} + L_e^{ics} + Q_e^{\gamma\gamma} + Q_e^{inj} \quad (3.2)$$

όπου L_e^{synch} , L_e^{ics} οι απώλειες των ηλεκτρονίων λόγω ακτινοβολίας σύγχροτρον και αντίστροφου σχεδασμού Compton και $Q_e^{\gamma\gamma}$, Q_e^{inj} ο ρυθμός δημιουργίας ηλεκτρονίων απο την παραγωγή ζεύγους ηλεκτρονίου ποζιτρονίου και λόγω της εγχυσης σωματιδίων.

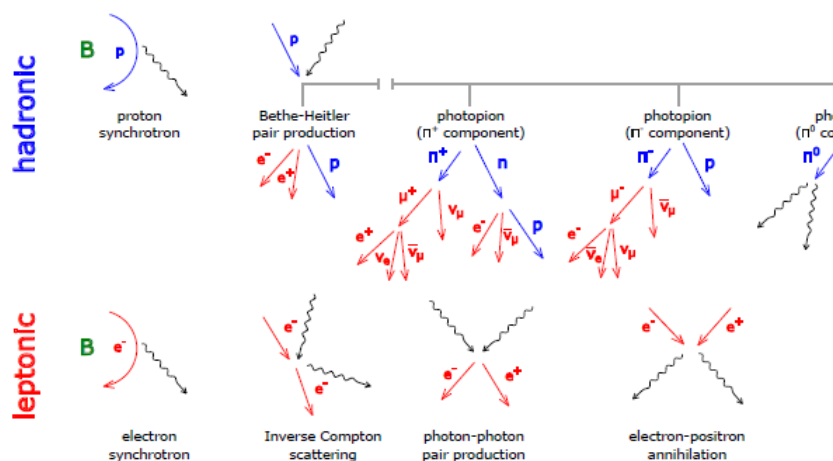
Αντίστοιχα για τα φωτόνια η κινητική εξίσωση είναι

$$\frac{\partial n_\gamma}{\partial t} + \frac{n_\gamma}{t_{\gamma,esc}} = L_\gamma^{\gamma\gamma} + L_\gamma^{ssa} + Q_\gamma^{synch} + Q_\gamma^{ics} \quad (3.3)$$

όπου $L_\gamma^{\gamma\gamma}$, L_γ^{ssa} οι απώλειες των φωτονίων σύγχροτρον που παράγονται λόγω απορρόφησης και λόγω της αυτοαπορρόφησης σύγχροτρον και Q_γ^{synch} , Q_γ^{ics} ο ρυθμός δημιουργίας των φωτονίων λόγω ακτινοβολίας σύγχροτρον και αντίστροφου σχεδασμού Compton.

Η κατανομή των ηλεκτρονίων κατα την έγχυση τους στην πηγή μπορεί να κατασκευαστεί μέσω μηχανισμών επιτάχυνσης, όπως είναι η επιτάχυνση Fermi πρώτης τάξης. Μπορεί ωστόσο να χρησιμοποιηθεί ένας έτοιμος απλός ή ένας «σπασμένος» νόμος δύναμης ως κατανομή ηλεκτρονίων 2.45.

3.2.2 Αδρονικό μοντέλο



Σχήμα 3.1: Οι φυσικές διεργασίες στο λεπτονικό και το αδρονικό μοντέλο

Μια άλλη προσέγγιση που χρησιμοποιείται για την αναπαραγωγή των παρατηρησιακών φασμάτων των Blazars είναι το αδρονικό μοντέλο, γνωστό και ως λεπτοαδρονικό. Στην περίπτωση αυτή τα ηλεκτρόνια και τα πρωτόνια επιταχύνονται σε σχετικιστικές ενέργειες, απαραίτητες για να ακτινοβολήσουν και οι δύο πληθυσμοί. Όπως αναφερθηκε και παραπάνω είναι κοινά αποδεκτό πως τα ηλεκτρόνια παράγουν μέσω της ακτινοβολίας σύγχροτρον τα χαμηλοενεργειακά φωτόνια του φάσματος. Η υψηλοενεργειακή εκπομπή θεωρείται πως οφείλεται στην εκπομπή σύγχροτρον των σχετικιστικών πρωτονίων [17]. Τα πρωτόνια αλληλεπιδρούν με τα φωτόνια και χάνουν επίσης ενέργεια μέσω των διαδικασιών της φωτοπαραγωγής ζεύγους (Bethe Heitler) και της φωτοπαραγωγής πιονίων. Όπως αναφέρθηκε και στο δεύτερο κεφάλαιο η φωτοπαραγωγή ζεύγους έχει σαν αποτέλεσμα τη δημιουργία ζευγών ηλεκτρονίων ποζιτρονίων τα οποία με τη σειρά τους μπορούν τα παράξουν ακτινοβολία σύγχροτρον. Η φωτοπαραγωγή πιονίων έχει σαν αποτέλεσμα την δημιουργία πολλών ασταθών δευτερογενών σωματιδίων, τα οποία διασπώνται σε άλλα ελαφρύτερα σώματα. Επίσης προκύπτουν ακτίνες γάμμα λόγω της διάσπασης των ουδέτερων πιονίων. Στις αντιδράσεις αυτές πρέπει να συνυπολογίσουμε την παραγωγή νετρίνων και νετρονίων. Τα νετρίνα μπορούν να αποδράσουν απο την πηγή, ενώ τα νετρόνια μπορούν να αλληλεπιδράσουν, να διασπαστούν ή να διαφύγουν απο την πηγή.

Το σύστημα που δημιουργήθηκε είναι πολύ πιο περίπλοκο απο αυτό του λεπτονικού μοντέλου. Το πρόβλημα παραγωγής και διάδοσης ακτινοβολίας στο αδρονικό μοντέλο επιλύεται μέσω των κινητικών εξισώσεων (3.1) για κάθε ένα πληθυσμό μέσα στην πηγή. Προκύπτουν πέντε διαφορετικές εξισώσεις η επίλυση των οποίων δείχνει τη συμπεριφορά των πρωτονίων, των ηλεκτρονίων/ ποζιτρονίων, των φωτονίων, των νετρονίων και των νετρίνων μέσα στο σύστημα. Το πλήρες σύστημα εμπεριέχει και άλλες φυσικές διεργασίες όπως είναι η αυτο-απορρόφηση σύγχροτρον, η απορρόφηση φωτονίου φωτονίου και ο αντίστροφος σχεδασμός Compton. Οι διαδικασίες αυτές περιγράφονται αναλυτικά στο δεύτερο κεφάλαιο της παρούσας εργασίας. Μπορεί κανείς να ανατρέξει στο άρθρο [18] για περισσότερες λεπτομέρειες.

Με βάση την παραπάνω περιγραφή των φυσικών διεργασιών στο αδρονικό μοντέλο, η κινητική εξίσωση για τα πρωτόνια γράφεται σαν ¹

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \frac{n_p}{t_{p,esc}} + L_p^{synch} + L_p^{BH} + L_p^{photopion} = Q_p^{inj} + Q_p^{photopion} + Q_p^{ndecay} \quad (3.4)$$

Αντίστοιχα για τα ηλεκτρόνια η κινητική εξίσωση γράφεται

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{n_e}{t_{e,esc}} + L_e^{synch} + L_e^{ics} = Q_e^{ext-inj} + Q_e^{photopion} + Q_e^{ndecay} + Q_e^{\gamma\gamma} + Q_e^{BH} \quad (3.5)$$

Η κινητική εξίσωση των νετρονίων είναι

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} + \frac{n_n}{t_{n,esc}} + L_n^{photopion} + L_n^{ndecay} = Q_n^{photopion} \quad (3.6)$$

Για τα φωτόνια η κινητική εξίσωση γράφεται

$$\frac{\partial n_\gamma}{\partial t} + \frac{n_\gamma}{t_{\gamma,esc}} + L_\gamma^{\gamma\gamma} + L_\gamma^{ssa} = Q_\gamma^{synch} + Q_\gamma^{photopion} + Q_\gamma^{psynch} + Q_\gamma^{ics} + Q_\gamma^{ann} \quad (3.7)$$

Τέλος η κινητική εξίσωση των νετρίνων γίνεται

$$\frac{\partial n_\nu}{\partial t} + \frac{n_\nu}{t_{\nu,esc}} = Q_\nu^{photopion} + Q_\nu^{ndecay} \quad (3.8)$$

Συνήθως, στις διάφορες εργασίες όπου χρησιμοποιούνται αδρονικά μοντέλα για τη μοντελοποίηση φασμάτων, τα πρωτόνια εισάγονται στην πηγή όντας μονοενεργητικά ή έχοντας μια έτοιμη κατανομή απλού ή σπασμένου νόμου δύναμης. Οι κατανομές αυτές μπορούν να κατασκευαστούν επίσης μέσω μηχανισμών επιτάχυνσης, όπως στην περίπτωση των ηλεκτρονίων.

¹Οι συντομογραφίες των φυσικών διαδικασιών που αναγράφονται στις κινητικές εξισώσεις είναι οι εξής: *BH* η φωτοπαραγωγή ζεύγους, *photopion* η φωτοπαραγωγή πιονίων, *inj* η έγχυση σωματιδίων, *ndecay* η διάσπαση νετρονίου, *γγ* η απορρόφηση φωτονίου φωτονίου, *psyn* η ακτινοβολία σύγχροτρον απο πρωτόνια

3.3 Ο Αριθμητικός Κώδικας

Οι κινητικές εξισώσεις που παρουσιάστηκαν παραπάνω μπορούν να λυθούν με αριθμητικούς κώδικες. Στην παρούσα εργασία για την επίλυση αυτών των μερικών διαφορικών εξισώσεων χρησιμοποιήθηκε ο κώδικας των Mastichiadis & Kirk, ο οποίος είναι γραμμένος σε γλώσσα Fortran [19] [20] [21].

Ο κώδικας θεωρεί μια πηγή ακτίνας R , με μαγνητικό πεδίο B , μέσα στην οποία υπάρχουν ηλεκτρόνια, πρωτόνια και φωτόνια. Όλα τα φυσικά μεγέθη που χαρακτηρίζουν τους πληθυσμούς των σωματιδίων εισάγονται με αδιάστατη μορφή στον κώδικα. Η αριθμητική πυκνότητα των πρωτονίων, των ηλεκτρονίων και των φωτονίων σε αδιάστατη μορφή γράφεται σαν

$$n_p(\gamma_p, \tau) = \tilde{n}_p(\tilde{E}_p, \tau) \cdot \sigma_T R, \quad \gamma_p = \frac{\tilde{E}_p}{m_p c^2} \quad (3.9)$$

$$n_e(\gamma_e, \tau) = \tilde{n}_e(\tilde{E}_e, \tau) \cdot \sigma_T R, \quad \gamma_e = \frac{\tilde{E}_e}{m_e c^2} \quad (3.10)$$

$$n_\gamma(\epsilon_\gamma, \tau) = \tilde{n}_\gamma(\tilde{\epsilon}_\gamma, \tau) \cdot \sigma_T R, \quad \epsilon_\gamma = \frac{\tilde{E}_e}{m_e c^2} \quad (3.11)$$

αν οι φυσικές ποσότητες συμβολίζονται με $\tilde{}$ και τ ο χρόνος κανονικοποιημένος ως προς τον χρόνο που χρειάζεται ένα φωτόνιο να διασχύσει την πηγή

$$t_{cross} = \frac{R}{c}, \quad \tau = \frac{t}{t_{cross}}$$

Επίσης όπως φαίνεται στη σχέση 3.11 οι ενέργειες των φωτονίων έχουν αδιάστατη μορφή καθώς είναι κανονικοποιημένες ως προς τη μάζα ηρεμίας του ηλεκτρονίου.

Τα σωματάρια εισάγονται στην πηγή με ρυθμό Q_{inj} , ο οποίος όπως αναφέρθηκε στην προηγούμενη παράγραφο μπορεί να είναι μια έτοιμη συνάρτηση όπως ένας απλός νόμος δύναμης, ένας «σπασμένος» νόμος δύναμης, μια συνάρτηση λογαριθμικής παραβολής -Log Parabola που χρησιμοποιήθηκε σε αυτή την εργασία κ.α. Μπορεί επίσης να παράγεται μέσω μηχανισμών επιτάχυνσης. Επειδή ο ρυθμός εισαγωγής των σωματιδίων στην πηγή έχει φυσική οντότητα, η αδιάστατη μορφή με την οποία γράφεται στον κώδικα είναι

$$l_{inj} = \frac{1}{3} \int Q_{inj} \cdot \gamma d\gamma \quad (3.12)$$

όπου l_{inj} είναι ένα αδιάστατο μέγεθος, το οποίο ονομάζεται συμπαγότητα (σχέση 2.31) και η διαστατικοποίηση του δίνει τη λαμπρότητα ή την ενέργεια των σωματιδίων που εισάγονται στην πηγή. Αυτό προκύπτει από τη σχέση

$$l_i = \frac{L_i \cdot \sigma_T}{4\pi R m_e c^3} \cdot A_i \quad (3.13)$$

όπου $i = p, e, \gamma$ δείκτης που καθορίζει τον εκάστοτε πληθυσμό σωματιδίων, L_i η λαμπρότητα των σωματιδίων αυτών. Επίσης $A_i = \frac{m_e}{m_p}$ αν $i = p$ και $A_i = 1$ αν $i = e, \gamma$.

Στην περίπτωση των φωτονίων, από τη συμπαγότητά τους, υπολογίζεται η λαμπρότητά τους και από εκεί η συνολική τους ροή, καθώς ισχύει ότι

$$L = 4\pi D^2 F$$

όπου D η απόσταση μεταξύ πηγής και παρατηρητή. Θα πρέπει στο σημείο αυτό να επισημανθεί πως λόγω σχετικιστικών φαινομένων, θα παρατηρηθεί ενίσχυση Doppler κατά δ^4 στη συνολική

ροή και κατά δ στην ενέργεια των φωτονίων (σχέσεις 2.23, 2.10). Συνεπώς θα πρέπει να ληφθούν και αυτοί οι παράγοντες υπόψη κατά τη διαστατικοποίηση των τιμών που προκύπτουν από τον κώδικα. Η συνολική ροή στο ακίνητο σύστημα του παρατηρητή θα υπολογιστεί από τη σχέση

$$F = \delta^4 \frac{l_\gamma \cdot R m_e c^3}{\sigma_T D^2} \quad (3.14)$$

Η μαγνητική ενέργεια και η ενέργεια των εξωτερικών φωτονίων μπορούν να εισαχθούν επίσης στον κώδικα με αδιάστατη μορφή μέσω της συμπαγότητας. Όσον αφορά την μαγνητική ενέργεια, αν η ενεργειακή πυκνότητα του μαγνητικού πεδίου είναι $U_B = \frac{B^2}{8\pi}$, η συμπαγότητα του γράφεται σαν

$$l_B = \frac{U_B \sigma_T R}{m_e c^2} \quad (3.15)$$

Επιπρόσθετα, αν η ενεργειακή πυκνότητα των εξωτερικών φωτονίων είναι U_{ext} , η αδιάστατη μορφή της που διαβάζει ο κώδικας περιγράφεται μέσω της συμπαγότητας σαν

$$l_{ext} = \frac{U_{ext} \sigma_T R}{m_e c^2} \quad (3.16)$$

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, στις κινητικές εξισώσεις μπορεί να συμπεριληφθεί εκτός από την εισαγωγή σωματιδίων στην πηγή με κάποιον ρυθμό, η απόδρασή τους σε κάποιον χαρακτηριστικό χρόνο t_{esc} . Ο χρόνος αυτός στον κώδικα είναι επίσης αδιάστατος καθώς κανονικοποιείται ως προς τον χρόνο που κάνει ένα φωτόνιο να διασχίσει την πηγή

$$t_{esc} = \frac{\tilde{t}_{esc}}{t_{cross}}$$

Με σκοπό να μειωθούν οι ελεύθερες παράμετροι, συνήθως τίθεται ότι $t_{p,esc} = t_{e,esc}$, δηλαδή οι χρόνοι απόδρασης των πρωτονίων και των ηλεκτρονίων είναι ίσοι. Για τον ίδιο σκοπό τίθεται ότι οι ελάχιστοι παράγοντες Lorentz των σωματιδίων είναι $\gamma_{e,min} = \gamma_{p,min} = 1$ σε λογαριθμική κλίμακα. Οι μέγιστοι παράγοντες Lorentz των σωματιδίων καθορίζονται από τις παραμέτρους του προβλήματος αρκεί να μην υπερβαίνουν το όριο Hillas, σύμφωνα με το οποίο η ακτίνα Larmor των σωματιδίων 2.35, η οποία εξαρτάται από την ενέργειά τους αρα και από τον παράγοντα Lorentz, δεν πρέπει να ξεπερνά την ακτίνα της πηγής, αλλιώς τα σωματίδια δεν θα μπορούν να βρίσκονται μέσα σε αυτή [22].

Αν όλες οι παράμετροι που περιγράφηκαν παραμείνουν σταθερές στον χρόνο, το σύστημα μετά από κάποιο χρονικό διάστημα θα φτάσει σε κατάσταση ισορροπίας. Στην περίπτωση αυτή θα πραγματοποιηθεί μοντελοποίηση μιας πηγής σε σταθερή κατάσταση. Ωστόσο, σε ορισμένες περιπτώσεις, όπως για παράδειγμα κατά τη μοντελοποίηση ισχυρών εκλάμψεων, απαιτείται παραγωγή φασμάτων που εμφανίζουν χρονική μεταβλητότητα με σκοπό να υπάρχει συμβατότητα με τις παρατηρήσεις. Συνεπώς πρέπει να προκληθούν μικρομεταβολές σε μια ή περισσότερες παραμέτρους του προβλήματος με σκοπό να επιτευχθεί η εξάρτηση του πολυχωματικού φάσματος από τον χρόνο.

Ο κώδικας των Mastichiadis & Kirk [19], έχει τη δυνατότητα παραγωγής φασμάτων σταθερής κατάστασης αλλά και χρονοεξαρτώμενων φασμάτων. Μια συνήθης τεχνική παραγωγής χρονικής μεταβλητότητας στα φάσματα είναι η δημιουργία διαταραχών σε συνιστώσες συστημάτων που βρίσκονται σε σταθερή κατάσταση. Μοντέλα που μελετάνε την χρονική μεταβλητότητα των φασμάτων θέτουν διαταραχές στον χρόνο στον ρυθμό εισαγωγής των σωματιδίων στην πηγή Q_{inj} , στο μέγιστο παράγοντα Lorentz που αυτά αποκτούν $\gamma_{max}^{e,p}$ ή στην ένταση του

μαγνητικού πεδίου [20] [23] [18]. Ένα προφίλ διαταραχής που θα χρησιμοποιηθεί στην παρούσα εργασία είναι η λορεντζιανή [18]

$$f(t; t_0, w, n) = 1 + (n - 1) \frac{w^2}{(4(t - t_0)^2 + w^2)} \quad (3.17)$$

Η παραπάνω συνάρτηση φτάνει σε μέγιστο όταν $t = t_0$, παίρνοντας την τιμή

$$f(t_0; t_0, w, n) = n, \quad n > 1$$

και προσομοιώνει μια έκλαμψη. Η ποσότητα w λέγεται πλάτος στο μέσου του μεγίστου μιας και ισχύει ότι

$$f(t_0 \pm w; t_0, w, n) = \frac{n + 1}{2}$$

3.4 Μοντελοποίηση φάσματος του 3C279

3.4.1 Γενικά χαρακτηριστικά του Blazar 3C279

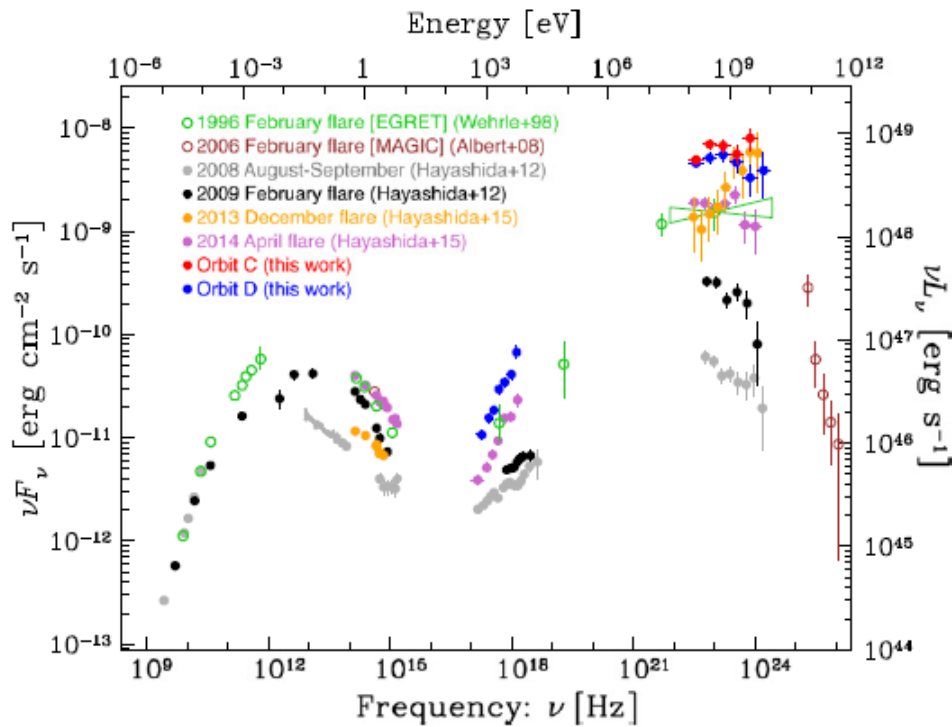
Στην παρούσα εργασία θα μοντελοποιηθεί το πολυκυματικό φάσμα του 3C279 που αντιστοιχεί σε μια πολύ ισχυρή έκλαμψη του ενεργού αυτού γαλαξία. Ο 3C279 είναι ένας από τους πιο καλά μελετημένους Blazars. Ανήκει στην κατηγορία των FSRQs έχοντας ερυθρομετατόπιση $z = 0.536$ και εμφανίζοντας φαρδιές γραμμές εκπομπής. Η ακτινοβολία του που παρουσιάζει έντονη μεταβλητότητα, έχει παρατηρηθεί σε όλες τις ενεργειακές μπάνες του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος. Ένα βασικό χαρακτηριστικό του είναι η εκπομπή ισχυρών ακτίνων γάμμα, κάτι που είχε πρωτοπαρατηρηθεί από το EGRET κατά τη διάρκεια του CGRO(1992). Το EGRET παρατήρησε, σε χρονικό διάστημα περίπου 8 ωρών, τη ροή του 3C279 να μεταβάλεται κατά δύο τάξεις μεγέθους για ενέργειες φωτονίων μεγαλύτερες των 100 MeV .

Παρατηρήσεις στο οπτικό και στο υπεριώδες δίνουν πληροφορίες για την λαμπρότητα του δίσκου του, η οποία υπολογίζεται $L_{disk} = 6 \cdot 10^{45} \frac{erg}{sec}$. Η λαμπρότητα των γραμμών εκπομπής δίνει πληροφορίες για την μάζα της κεντρικής μελανής οπής του, που υπολογίζεται περίπου $3 - 8 \cdot 10^8 M_{\odot}$. Επίσης, ο 3C279 παρουσιάζει έναν ισχυρό ράδιο πυρήνα. Παρατηρήσεις πολλών χρόνων από το VLBA στα 43 GHz έδειξαν ότι η ράδιο πηγή παρουσιάζει υπέρφωτη κίνηση και έδωσαν μια εκτίμηση για την τιμή του παράγοντα Lorentz της ράδιο πηγής, περίπου $\Gamma_j = 15.5 \pm 2.5$, όταν ο πίδακα που την επιταχύνει σχηματίζει γωνία με το επίπεδο του παρατηρητή γωνία $\theta_{obs} = 2.1 \pm 1.1^\circ$. Από τις τιμές αυτές υπολογίζεται ότι ο παράγοντας Doppler είναι $\delta = 24.1 \pm 6.5$.

Η παραγωγή των ακτίνων γάμμα στα φάσματα του 3C279 έχει μελετηθεί με λεπτονικά και αδρονικά μοντέλα, με το SSC να αποτελεί πιο συχνή εξήγηση δημιουργίας της δεύτερης συνιστώσας του φάσματος. Η προέλευση των ακτίνων X αποτελεί μυστήριο στον 3C279 όπως και σε άλλους Blazars . Οι πρώτες παρατηρήσεις του EGRET στις ακτίνες γάμμα και του RXTE στις ακτίνες X, έδωσαν την εντύπωση της συσχέτισης της εκπομπής στις δύο συχνότητες. Υπήρχε δηλαδή η θεώρηση πως οι ακτίνες X δημιουργούνται επίσης λόγω του SSC του ίδιου πληθυσμού ηλεκτρονίων που παράγει και τις ακτίνες γάμμα [24]. Πιο εκτενείς παρατηρήσεις που πραγματοποιήθηκαν αργότερα με το Fermi LAT σε συνεργασία με το NuSTAR, το Swift και επίγεια τηλεσκόπια έδειξαν πως η ροή στις ακτίνες γάμμα δεν μπορεί να συσχετιστεί πάντα με τη ροή στις ακτίνες X με αποτέλεσμα η προέλευση των τελευταίων να μην είναι σαφής [25].

Το Fermi από το ξεκίνημα του το 2008 συνέβαλε πολύ ενεργά στην αστρονομία ακτίνων γάμμα. Όσον αφορά τον 3C279, παρατήρησε μια σειρά από έντονες εκλάμψεις που ξεκίνησαν στα τέλη του 2013, συνεχίστηκαν τον Απρίλιο του 2014 και έφτασαν να είναι οι ισχυρότερες σε ροή που είχε καταγράψει το τηλεσκόπιο για το αντικείμενο αυτό. Μάλιστα σε κάποιες εξ αυτών η λαμπρότητα στις ακτίνες γάμμα έφτασε $L_{\gamma} = 6 \cdot 10^{48} \frac{erg}{sec}$ για ενέργειες μεγαλύτερες των 9

GeV και μεταβλητότητα 2 ωρών [26]. Τις τιμές αυτές ξεπέρασε μια έκλαμψη που καταγράφηκε απο το Fermi τον Ιούνιο του 2015.



Σχήμα 3.2: Το πολυκυματικό φάσμα του 3C279 [27]. Απεικονίζονται παρατηρήσεις του Fermi LAT στις ακτίνες γάμμα για την έκλαμψη του 2015, κόκκινες και μπλέ κουκίδες, καθώς επίσης παρατηρήσεις του ενεργού γαλαξία απο την αρχή της λειτουργίας του τηλεσκοπίου. Σε αυτές συμπεριλαμβάνονται και κάποιες απο τα τηλεσκόπια EGRET και MAGIC

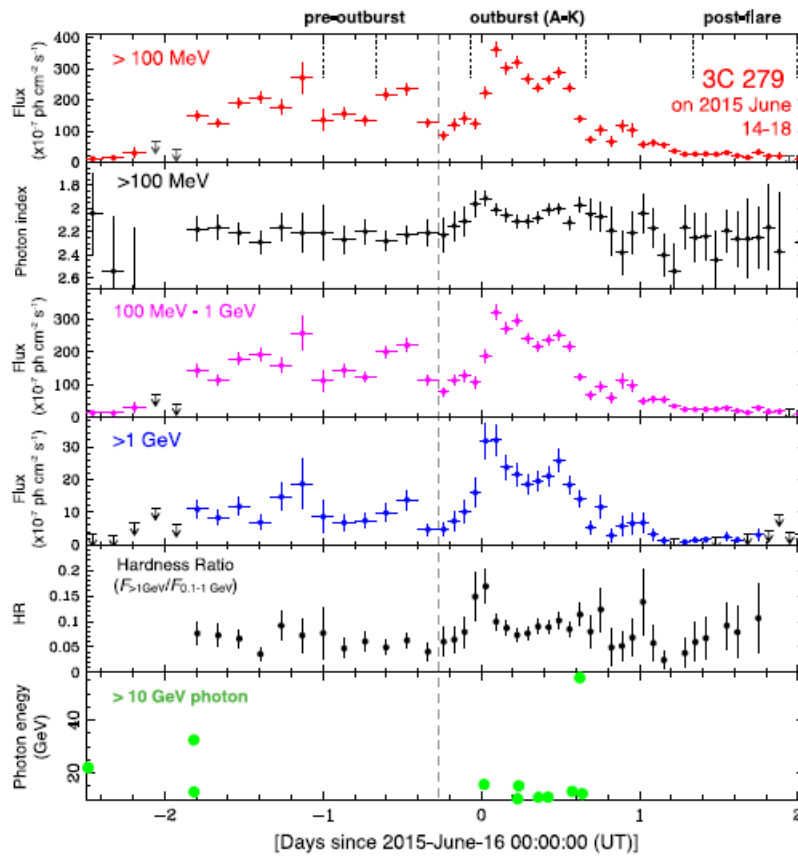
3.4.2 Η έκλαμψη στις 16 Ιουνίου 2015

Τον Ιούνιο του 2015 ο 3C279 βρέθηκε ξανα σε πολύ ενεργητική κατάσταση, και μάλιστα ακτινοβόλησε μια πολύ πιο ισχυρή έκλαμψη απο αυτές των δύο προηγούμενων χρόνων, λαμπρότητας $L_\gamma = 10^{49} \frac{\text{erg}}{\text{sec}}$ στις ακτίνες γάμμα. Η ροή ακτινοβολίας στις ακτίνες γάμμα έφτασε να είναι $\sim 3.5 \cdot 10^{-5} \frac{\#}{\text{cm}^2 \text{sec}^{-1}}$ για ενέργειες φωτονίων $E > 100 \text{ MeV}$, καθιστώντας την έκλαμψη ως την ισχυρότερη του 3C279 που έχει παρατηρηθεί απο το Fermi. Είναι επίσης η δεύτερη ισχυρότερη μεταξύ των εκλάμψεων όλων των Blazars που παρατηρεί το τηλεσκόπιο, ύστερα απο του 3C454.3 τον Νοέμβριο του 2010.

Για πρώτη φορά επίσης το Fermi κατέγραψε σήμα χρονικά μικρότερο απο την περίοδο της τροχιάς του ². Η μεταβλητότητα της ροής των ακτίνων γάμμα κράτησε λίγο λιγότερο απο 5 λεπτά. Η μικρότερης διάρκειας μεταβλητότητα των FSRQ αντικείμενων που είχε καταγράψει μέχρι τότε ήταν της τάξης της μιας ώρας. Είναι η δεύτερη φορά που παρατηρείται ένας τόσο μικρός χρόνος μεταβλητότητας, καθώς το 2010 το τηλεσκόπιο Cherenkov MAGIC κατέγραψε μια μεταβαλλόμενη ροή ακτίνων γάμμα διάρκειας 10 λεπτών απο τον PKS 1222+216.

Ο χρόνος μεταβλητότητας μπορεί να καθορίσει τις διαστάσεις της πηγής που ακτινοβολεί

²περίοδος τροχιάς 95.4 min



Σχήμα 3.3: Παρατηρήσεις στις ακτίνες γάμμα της ισχυρής έκλαμψης του 3C279 το 2015 απο το Fermi LAT. Απο πάνω προς τα κάτω απεικονίζονται σαν συνάρτηση του χρόνου η ροή φωτονίων ενεργειών $E > 100 \text{ MeV}$, ο φασματικός δείκτης αυτών, η ροή φωτονίων για ενέργειες έως $E \sim 1 \text{ GeV}$, η ροή φωτονίων για ενέργειες $E > 1 \text{ GeV}$, ο βαθμός σκληρότητας τους (hardness ratio) και φωτόνια ενεργειών $E > 10 \text{ GeV}$ [27].

λόγω του ότι ισχύει η σχέση 2.32

$$R \simeq \frac{\delta \cdot c \cdot t_{var,obs}}{(1+z)} \quad (3.18)$$

όπου $t_{var,obs}$ ο παρατηρούμενος χρόνος μεταβλητότητας και z η ερυθρομετατόπιση του αντικειμένου. Ένας τόσο μικρός παρατηρούμενος χρόνος υποδεικνύει ότι η πηγή που παρήγαγε την ακτινοβολία πρέπει να είναι πολύ συμπαγής. Ανάλογα με το μοντέλο που χρησιμοποιείται υπολογίζονται τιμές για τις παραμέτρους του προβλήματος, ανάμεσα στις οποίες είναι ο παράγοντας Doppler και η ακτίνα της πηγής.

3.4.3 Μοντέλα της έκλαμψης τους Ιουνίου 2015

Στην παράγραφο αυτή θα παρουσιαστούν δύο επιστημονικές εργασίες στις οποίες γίνεται προσπάθεια μοντελοποίησης του φάσματος της ισχυρότατης έκλαμψης του 3C279 τον Ιούνιο του 2015.

Το πρώτο μοντέλο που θα παρουσιαστεί είναι αυτό των [Bottachini et. al. 2016] [28] οι οποίοι χρησιμοποίησαν παρατηρήσεις απο το κοντινό υπέρυθρο έως τις ακτίνες γάμμα του INTEGRAL, του SMARTS, του SWIFT XRT και του Fermi LAT. Το πολυχωματικό φάσμα προσομοιώνεται με ένα λεπτονικό και ένα αδρονικό μοντέλο και έπειτα γίνεται σύγκριση των παραμέτρων των δύο μοντέλων. Και στις δύο προσεγγίσεις χρησιμοποιείται ένα μονοζωνικό μοντέλο παραγωγής ακτινοβολίας, το οποίο παράγει φάσματα σταθερής κατάστασης.

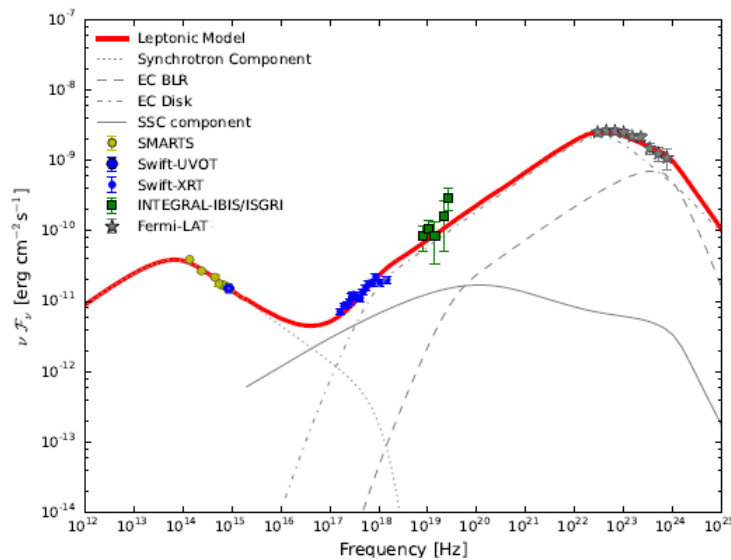
Στην περίπτωση του λεπτονικού μοντέλου, θεωρείται μια πηγή ακτίνας R που κινείται με παράγοντα Lorentz Γ , έχοντας ένα μαγνητικό πεδίο B. Στην πηγή εγχέονται σχετικιστικά ηλεκτρόνια με κατανομή νόμου δύναμης.

$$Q_{inj}^e = Q_{inj,0}^e \cdot \gamma^{-p} \quad [cm^{-3}sec^{-1}] \quad (3.19)$$

για $\gamma_{e,1} < \gamma_e < \gamma_{e,2}$

Όπως είναι γνωστό σε κάθε λεπτονικό μοντέλο η χαμηλοενεργειακή συνιστώσα στο πολυκυματικό φάσμα ακτινοβολίας θεωρείται πως οφείλεται στην ακτινοβολία σύγχροτρον των σχετικιστικών ηλεκτρονίων. Στην εργασία [28] η υψηλοενεργειακή συνιστώσα θεωρείται πως δημιουργήθηκε λόγω SSC καθώς επίσης απο αντίστροφο σχεδασμό Compton των σχετικιστικών ηλεκτρονίων με τα φωτόνια του δίσκου και τα εξωτερικά φωτόνια της ΠΠΓΕ.

Στο μοντέλο αυτό θεωρείται επίσης πως το μαγνητικό πεδίο έχει ισχύ $B = 1G$, η πηγή κινείται με παράγοντα Lorentz $\Gamma = 20$ και βρίσκεται σε απόσταση $z = 0.011 pc$ από την κεντρική μελανή οπή, δηλαδή $z_d = 3 \cdot 10^{16} cm$ εντός της ΠΠΓΕ. Παρατηρείται πως οι ακτίνες X και γάμμα από τις παρατηρήσεις μπορούν να μοντελοποιηθούν κυρίως μέσω του αντίστροφου σχεδασμό Compton των ηλεκτρονίων με τα εξωτερικά φωτόνια του δίσκου και της ΠΠΓΕ.



Σχήμα 3.4: Το πολυκυματικό φάσμα του 3C279 μοντελοποιημένο από το λεπτονικό μοντέλο των [28] (κόκκινη γραμμή). Η γκρι συνεχόμενη γραμμή αποδίδεται στο SSC, ενώ οι γκρι διακεκομμένες στον αντίστροφο σχεδασμό Compton των φωτονίων του δίσκου και της ΠΠΓΕ με τα σχετικιστικά ηλεκτρόνια.

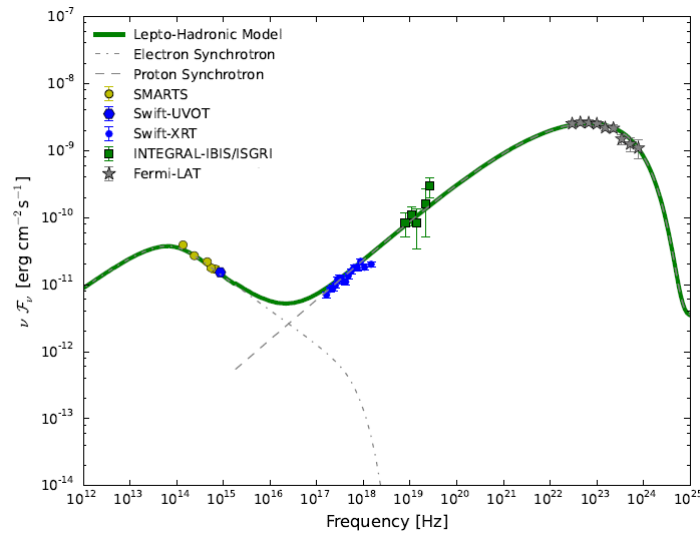
Υπολογίζεται επίσης η παράμετρος μαγνήτισης $\epsilon_B = \frac{L_B}{L_e} = 0.095$. Βγαίνει το συμπέρασμα λοιπόν ότι με την προσέγγιση αυτή η κινητική ενέργεια υπερσχύει κατά παράγοντα 10 της μαγνητικής, δηλαδή δεν πραγματοποιείται η θεώρηση της ισοκατανομής των ενεργειών.

Στην περίπτωση του αδρονικού μοντέλου, θεωρείται ξανά μια σφαιρική πηγή που κινείται με παράγοντα Lorentz $\Gamma = 20$, έχοντας ένα μαγνητικό πεδίο $B = 100 G$, στην οποία εγχέονται ρελατιβιστικά ηλεκτρόνια και πρωτόνια με κατανομή νόμου δύναμης. Η κατανομή πρωτονίων είναι

$$Q_{inj}^p = Q_{inj}^{p,0} \cdot \gamma^{-p} \quad [cm^{-3}sec^{-1}] \quad (3.20)$$

για $\gamma_{p,1} < \gamma_p < \gamma_{p,2}$

Οι ακτίνες X και γάμμα θεωρείται πως προέρχονται απο ακτινοβολία σύγχροτρον πρωτονίων σε συνδυασμό με μια συνεισφορά της φωτοπαραγωγής πιονίων. Τα φωτόνια στόχοι με τα οποία σκεδάζονται τα σχετικιστικά πρωτόνια για να παραχθούν τα πιόνια είναι τα φωτόνια σύγχροτρον των σχετικιστικών ηλεκτρονίων. Η ύπαρξη ισχυρού μαγνητικού πεδίου οδηγεί στην υπερίσχυση της ακτινοβολίας σύγχροτρον σε σχέση με τον αντίστροφο σκεδασμό Compton. Η θεώρηση αυτή συνοδεύεται με το ότι η πηγή ακτινοβολίας βρίσκεται εκτός της ΠΠΓΕ, $z_d \geq 0.1 pc$, με αποτέλεσμα να μην παρατηρείται απορρόφηση των πολύ υψηλής ενέργειας ακτίνων γάμμα, οι οποίες διαφεύγουν ανενόχλητες προς τον παρατηρητή λόγω διαφάνειας.



Σχήμα 3.5: Το πολυκυματικό του 3C279 μοντελοποιημένο απο το αδρονικό μοντέλο των [28] (πράσινη γραμμή)

Υπολογίζεται ότι η παράμετρος μαγνήτισης $\epsilon_B = \frac{L_B}{L_e} = 0.9$, δηλαδή πραγματοποιείται η συνθήκη ισοκατανομής της κινητικής και της μαγνητικής ενέργειας. Ωστόσο το μοντέλο παρουσιάζει ορισμένες τιμές παραμέτρων που δεν μπορούν να εξηγηθούν φυσικά. Το βασικό πρόβλημα είναι η συνολική ισχύς του πίδακα που στο συγκεκριμένο μοντέλο υπολογίζεται $P_j = 3 \cdot 10^{48} \frac{erg}{sec}$ καθιστώντας την πηγή υπερ Eddington καθώς η λαμπρότητα Eddington για την πηγή αυτή υπολογίζεται να είναι $L_{ed} = 5 \cdot 10^{46} \frac{erg}{sec}$.³

Η δεύτερη εργασία είναι αυτή των [Petropoulou et. al., 2016] [29], στην οποία οι συγγραφείς εξετάζουν κατα πόσο ένα αδρονικό μοντέλο, με όσο το δυνατόν μικρότερη απόλυτη ισχύ πίδακα, θα μπορούσε να εξηγήσει την ολιγόλεπτη έκλαμψη του 3C279 τον Ιούνιο του 2015.

Σύμφωνα με το μοντέλο αυτό η προέλευση των GeV φωτονίων θα μπορούσε να είναι η ακτινοβολία σύγχροτρον σχετικιστικών πρωτονίων σε συνδυασμό τη διάσπαση δευτερογενών σωματιδίων που προκύπτουν απο τις φωτοαδρονικές αλληλεπιδράσεις. Εξετάζεται αυτή η ιδέα θεωρώντας μια σφαιρική πολυ συμπαγή πηγή, παρόμοια σε διαστάσεις με την κεντρική περιοχή του ενεργού γαλαξία, ακτίνας $R_b \sim 10^{14} cm$. Η τιμή της ακτίνας της πηγής προκύπτει απο την παρατηρούμενη ολιγόλεπτη μεταβλητότητά της, $t_{var,obs} \sim 5 min$ (σχέση 3.18). Στην πηγή έχουν εισαχθεί σχετικιστικά ηλεκτρόνια και πρωτόνια με χρόνοεξαρτώμενες κατανομές νόμου δύναμης, όπως αυτές των σχέσεων 3.19 και 3.20. Στο μοντέλο αυτό το σύστημα βρισκόταν σε σταθερή κατάσταση, όπως στην προηγούμενη εργασία, μέχρι να εισαχθούν επιπλέον σωματίδια στο σύστημα και να προκληθούν μεταβολές. Ως αποτέλεσμα τα φάσματά του μοντέλου παρουσιάζουν εξάρτηση απο τον χρόνο. Ο φασματικός δείκτης των νόμων δύναμης που χρησιμοποιείται είναι $p_i = 2.1$, όπου $i = e, p$.

³Περισσότερα για την απόλυτη ισχύ των πιδάκων των ενεργών γαλαξιών αναγράφονται στο Παράρτημα

Σκοπός είναι η εύρεση παραμέτρων που θα μειώσουν την τιμή της απόλυτης ισχύος του σχετικιστικού πίδακα και θα καταστήσουν την πηγή υπο Eddington και το αδρονικό μοντέλο αποδεκτό. Με βάση την εργασία [29] υπολογίζεται ότι το μαγνητικό πεδίο που θα ελαχιστοποιήσει την συνεισφορά της μαγνητικής ενέργειας στη συνολική ισχύ του πίδακα και παράλληλα θα ικανοποιεί την θεώρηση ισοκατανομής των ενεργειών είναι $B'_{min} \sim 2 \text{ kG}$. Αντίστοιχα υπολογίζεται και ο απαραίτητος παράγοντα Doppler του πίδακα $\delta_{min} \sim 20$.

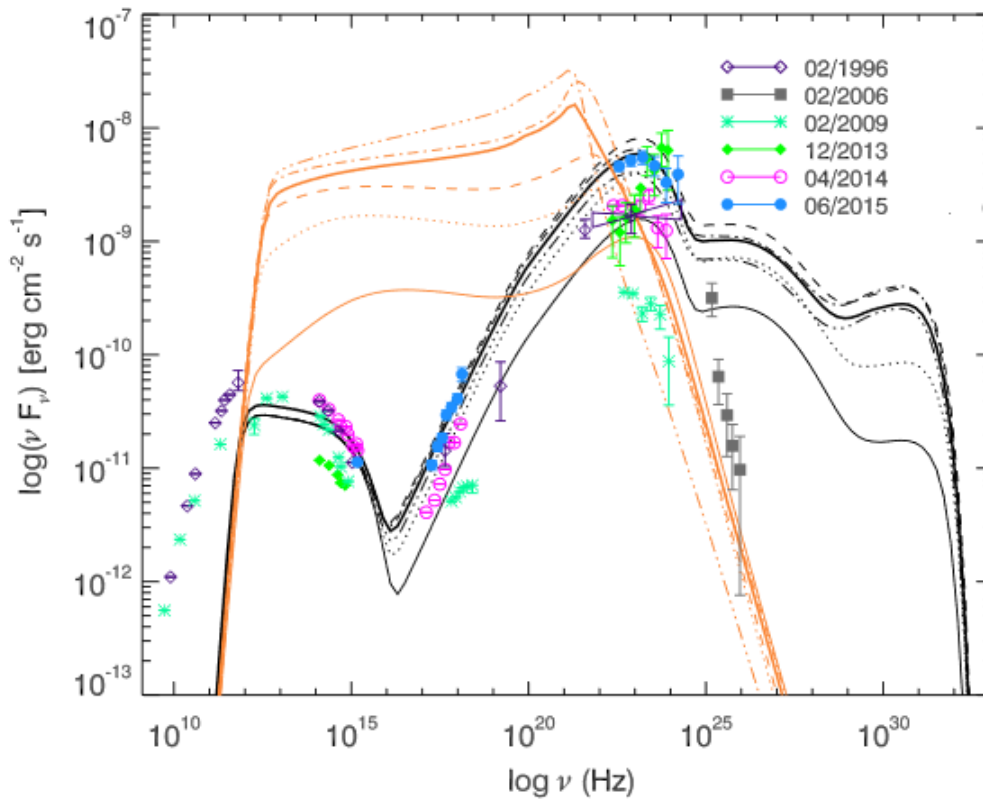
Τα πρωτόνια επιταχύνονται μέσα στο ισχυρό μαγνητικό πεδίο, έχοντας μέγιστη ενέργεια $E'_{p,max} = 50 \text{ PeV}$ και παράγουν ακτίνες γάμμα λόγω ακτινοβολίας σύγχροτρον. Είναι πιθανόν οι ακτίνες γάμμα που παράγονται να μην αποδράσουν από την πηγή αλλά να απορροφηθούν από χαμηλοενεργειακά φωτόνια οδηγώντας στη δημιουργία ζευγών και στην αλλαγή του συνολικού φάσματος. Τα χαμηλοενεργειακά φωτόνια στόχοι που χρησιμοποιούνται για την απορρόφηση φωτονίου φωτονίου είναι τα εσωτερικά φωτόνια σύγχροτρον που παράγονται από τα σχετικιστικά ηλεκτρόνια της πηγής, καθώς επίσης τα εξωτερικά χαμηλοενεργειακά φωτόνια της ΠΠΓΕ.

Υπολογίζονται τα οπτικά βάθη για τις διαδικασίες απορρόφησης φωτονίου φωτονίου και τις φωτοαδρονικές αλληλεπιδράσεις με σκοπό να βρεθεί πότε παρατηρείται αδιαφάνεια και για ποιές ενέργειες φωτονίων πραγματοποιείται η απορρόφηση. Οι ενέργειες φωτονίων που παράγονται αρχικά με συχνότητες $\nu > 5 \cdot 10^{24} \text{ Hz}$ φαίνεται πως θα απορροφηθούν από τα πεδία φωτονίων σύγχροτρον των ηλεκτρονίων και των πρωτονίων. Όσον αφορά τα φωτόνια της ΠΠΓΕ, φαίνεται πως αυτά παίζουν τον σημαντικότερο ρόλο στην απορρόφηση των ακτίνων γάμμα και στην μεταποίηση του φάσματος ακτινοβολίας. Στο σχήμα 3.6 η μαύρη συνεχόμενη καμπύλη αντιστοιχεί στην περίπτωση που δεν λαμβάνεται υπόψη η απορρόφηση των ακτίνων γάμμα και το θεωρητικό φάσμα συμπίπτει με τα παρατηρησιακά σημεία. Αντίθετα, όταν λαμβάνεται υπόψη η ύπαρξη των εξωτερικών χαμηλοενεργειακών φωτονίων, αυτά απορροφούν τις ακτίνες γάμμα, το θεωρητικό φάσμα μετατοπίζεται σε χαμηλότερες ενέργειες και μεταβάλλεται αισθητά. Η δεύτερη περίπτωση αναπαρίσταται από την πορτοκαλί συνεχόμενη καμπύλη.

Για να βελτιωθεί το φάσμα θα πρέπει να μειωθεί η παραγωγή ζευγών ηλεκτρονίων, ποζιτρονίων κατά την απορρόφηση φωτονίου φωτονίου των γάμμα ακτίνων από τα εξωτερικά χαμηλοενεργειακά φωτόνια. Πρέπει δηλαδή να μειωθεί το οπτικό βάθος $\tau_{\gamma\gamma}$ της πηγής. Επειδή το οπτικό βάθος είναι αντιστρόφως ανάλογο του παράγοντα Doppler δ , η αύξηση της ταχύτητας της πηγής θα οδηγούσε στην μείωση της απορρόφησης φωτονίου φωτονίου. Στην εργασία αυτή, η αύξηση του παράγοντα δ συνεπάγεται με την μείωση της έντασης του μαγνητικού πεδίου με σκοπό να ισχύει ότι η ισχύς του πίδακα είναι ίση ή μεγαλύτερη από την ελάχιστη δυνατή, $P_j \geq P_{j,min}$, όταν $B \leq B'_{min}$ και $\delta \geq \delta_{min}$ [30].

Υπολογίζεται, λοιπόν, μια δεύτερη περίπτωση παραμέτρων με λίγο μικρότερο μαγνητικό πεδίο, μεγαλύτερο παράγοντα Doppler δ και λίγο μεγαλύτερη συνολική απόλυτη ισχύ του πίδακα και επαναλαμβάνεται η μοντελοποίηση της πολυκυματικής εκπομπής του 3C279. Παρατηρείται πως όντως η απορρόφηση των ακτίνων γάμμα μειώνεται στο φάσμα της δεύτερης περίπτωσης και η καμπύλη του μοντέλου βελτιώνεται αισθητά. Το αδρονικό μοντέλο ταυτίζεται με τα παρατηρησιακά σημεία εκτός από την περιοχή ενεργειών μερικών keV όπου λόγω της απορρόφησης φωτονίου φωτονίου των υψηλοενεργειακών φωτονίων από τα φωτόνια της ΠΠΓΕ το φάσμα μεταβάλλεται. 3.7 Προκύπτει, λοιπόν, το συμπέρασμα ότι ένας τρόπος για να διορθωθεί η αλλαγή του φάσματος στις ενέργειες των μαλακών ακτίνων X και να πραγματοποιηθεί η μοντελοποίηση με το παραπάνω αδρονικό μοντέλο, είναι η τοποθέτηση της πηγής εκτός της περιοχής των πλατιών γραμμών εκπομπής.

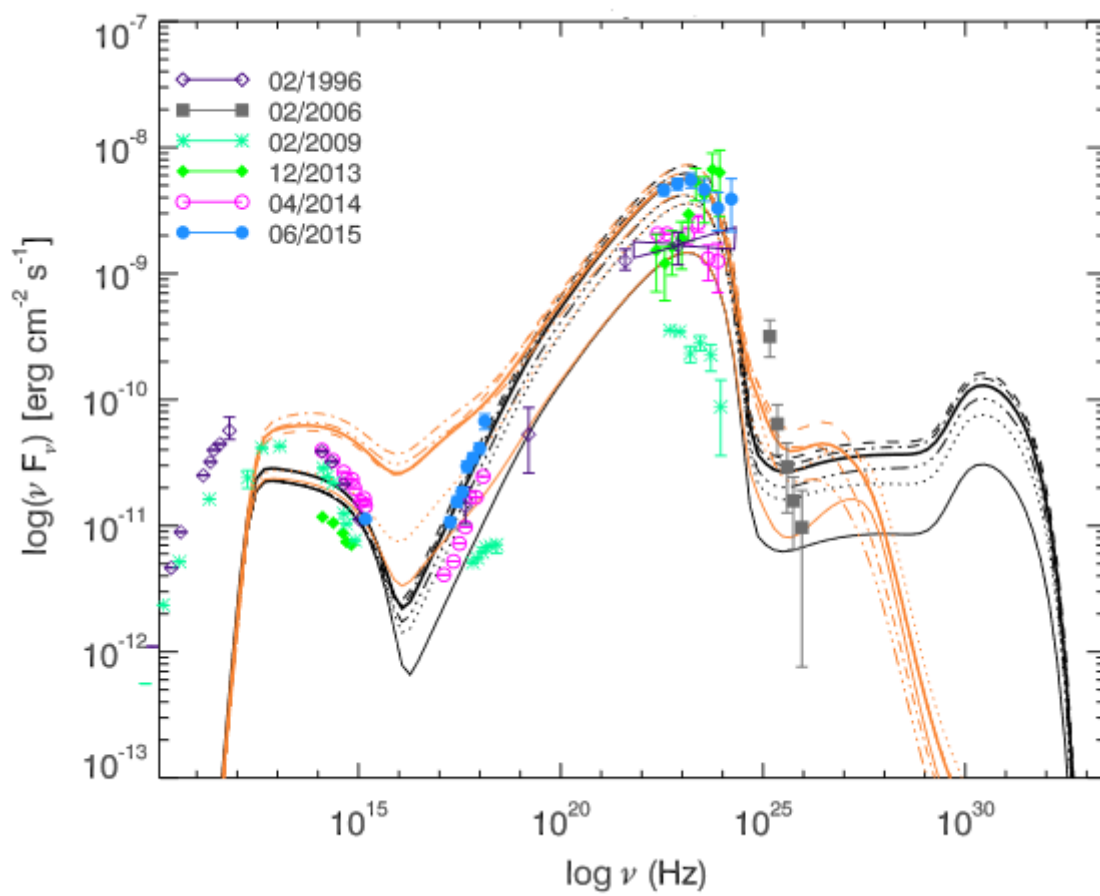
Οι τιμές των παραμέτρων που χρησιμοποιήθηκαν στις δύο περιπτώσεις αναγράφονται στον πίνακα 3.1. Παρατηρείται και στις δύο περιπτώσεις πως πραγματοποιείται η συνθήκη ισοκατανομής των ενεργειών. Ωστόσο, η απόλυτη ισχύς του πίδακα που επιταχύνει την σφαιρική πηγή ακτινοβολίας είναι και πάλι υπερ Eddington $P_j = 10^{48} \frac{\text{erg}}{\text{sec}}$



Σχήμα 3.6: Μοντελοποίηση του πολυκυματικού φάσματος της έκλαμψης του 3C279 τον Ιούνιο του 2015. Τα παρατηρησιακά σημεία παριστάνονται με γαλάζιες κουκίδες και είναι στο υπεριώδες, στις ακτίνες X και στις ακτίνες γάμμα. Οι ακτίνες γάμμα είναι παρατηρήσεις κατά τη διάρκεια της D τροχιάς του Fermi LAT. Στο συγκεκριμένο αδρονικό μοντέλο κατανομής νόμου δύναμης η πορτοκαλί συνεχόμενη καμπύλη αντιστοιχεί στο φάσμα όταν λαμβάνεται υπόψιν η απορρόφηση φωτονίου φωτονίου, ενώ η μαύρη συνεχόμενη καμπύλη είναι το φάσμα χωρίς να υπάρχει απορρόφηση φωτονίου φωτονίου [29].

| Τιμές παραμέτρων [Petropoulou et.al. 2016] | | |
|--|---|---|
| Παράμετροι | Πρώτη Περίπτωση | Δεύτερη Περίπτωση |
| Παράγοντας Doppler | $\delta = 19.5$ | $\delta = 50$ |
| Παράγοντας Lorentz | $\Gamma = 9.9$ | $\Gamma = 25$ |
| Μαγνητικό πεδίο | $B = 2200$ Gauss | $B = 800$ Gauss |
| Ακτίνα πηγής | $R_b = 1.7 \cdot 10^{14}$ cm | $R_b = 4.4 \cdot 10^{14}$ cm |
| Ενεργειακή πυκνότητα Μ.Π. | $U_b = 2 \cdot 10^5 \frac{erg}{cm^3}$ | $U_b = 2.6 \cdot 10^4 \frac{erg}{cm^4}$ |
| Ενεργειακή πυκνότητα πρωτονίων | $U_p = 2.6 \cdot 10^5 \frac{erg}{cm^3}$ | $U_p = 7 \cdot 10^3 \frac{erg}{cm^3}$ |
| Ολική ισχύς πίδακα | $P_j = 8.3 \cdot 10^{47} \frac{erg}{sec}$ | $P_j = 10^{48} \frac{erg}{sec}$ |

Πίνακας 3.1: Τιμές παραμέτρων που χρησιμοποιούνται για την μοντελοποίηση των φασμάτων των σχημάτων 2.6 και 2.7 [29] για δύο διαφορετικές περιπτώσεις που περιγράφηκαν αναλυτικά παραπάνω.



Σχήμα 3.7: Μοντελοποίηση του πολυχρωματικού φάσματος του 3C279 με τις τιμές των παραμέτρων της δεύτερης περίπτωσης [29]. Παρατηρείται η μείωση της μεταβολής της πορτοκαλί καμπύλης σε σχέση με αυτή του σχήματος 2.4 και καλύτερη μοντελοποίηση του φάσματος.

Κεφάλαιο 4

Αδρονικό μοντέλο κατανομής λογαριθμικής παραβολής

Η παρούσα εργασία θα βασιστεί στα αποτελέσματα των [29] και θα επαναληφθεί η διαδικασία μοντελοποίησης του φάσματος της έκλαψης του 3C279 τον Ιούνιο του 2015 με ένα αδρονικό μοντέλο. Θα θεωρηθεί δηλαδή ότι οι ακτίνες γάμμα έχουν παραχθεί μέσω σύγχροτρον ακτινοβολίας σχετικιστικών πρωτονίων, ενώ η χαμηλοενεργειακή συνιστώσα του πολυκυματικού φάσματος μέσω σύγχροτρον ακτινοβολίας ηλεκτρονίων. Η διαφορά με την παραπάνω δουλειά θα είναι η χρήση μιας άλλης κατανομής πρωτονίων και τα ηλεκτρονίων αντι ενός νόμου δύναμης. Τελικοί στόχοι είναι η μείωση της τιμής της απόλυτης ισχύος του πίδακα P_j που υπολογίζεται από τους [29], ώστε να προσεγγίσουμε ακόμα περισσότερο την τιμή της λαμπρότητας Eddington και η βελτιστοποίηση της καμπύλης του πολυκυματικού φάσματος όταν λαμβάνεται υπόψη η απορρόφηση φωτονίου φωτονίου.

4.1 Ανεξαρτησία των φασμάτων από τον χρόνο

Θα εξεταστεί αρχικά η περίπτωση που ένα σύστημα σε σταθερή κατάσταση θα μπορούσε να αναπαραστήσει το φάσμα της έκλαψης που μελετάται. Η μοντελοποίηση γίνεται με τη χρήση ενός μονοζωνικού μοντέλου ακτινοβολίας.

Έστω ένας σφαιρικός θύλακας πλάσματος ακτίνας R_b , που κινείται σχετικιστικά με παράγοντα Lorentz Γ εσωτερικά ενός πίδακα και ακτινοβολεί. Ο πίδακας εκτοξεύεται από την κεντρική μελανή οπή του ενεργού γαλαξίας μάζας $M_{BH} = 4 \cdot 10^8 M_{\odot}$. Μέσα στον θύλακα πλάσματος εγχέονται με κάποιον μηχανισμό σχετικιστικά πρωτόνια και ηλεκτρόνια. Ο ρυθμός με τον οποίο εισέρχονται τα σωματίδια στην πηγή περιγράφεται από μια συνάρτηση λογαριθμικής παραβολής (ΛΠ) της μορφής

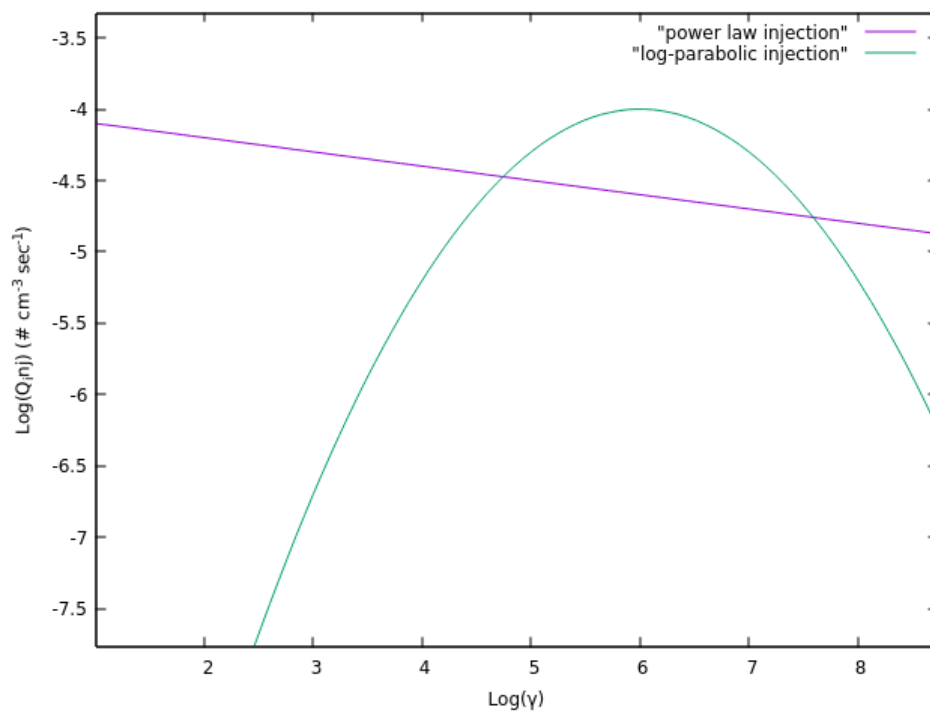
$$Q_{inj} = Q_{inj,0} \cdot \left(\frac{\gamma}{\gamma_{peak}} \right)^{-b \cdot \log_{10} \left(\frac{\gamma}{\gamma_{peak}} \right)} \quad (4.1)$$

όπου γ_{peak} η ταχύτητα των σωματιδίων που αντιστοιχεί στην ενέργεια φωτονίων μέγιστης λαμπρότητας και b μια παράμετρος καμπυλότητας της συνάρτησης. Ο θύλακας πλάσματος έχει μαγνητικό πεδίο B και τα σωματίδια ακτινοβολούν μέσα σε αυτόν ισοτροπικά σύμφωνα με τις αντιδράσεις που ισχύουν στα αδρονικά μοντέλα.

Ένα πρόβλημα των αδρονικών μοντέλων είναι ότι τα πρωτόνια που εισάγονται στην πηγή πρέπει να έχουν επιταχυνθεί σε πολύ υψηλές ενέργειες για να ακτινοβολήσουν. Όταν η συνάρτηση Q_{inj} των πρωτονίων είναι ένας νόμος δύναμης, υψηλότερος είναι ο ρυθμός έγχυσης των χαμηλοενεργειακών πρωτονίων σε σχέση με τα υψηλοενεργειακά (σχήμα 4.1). Απαραίτητα για την παραγωγή ακτίνων γάμμα μέσω σύγχροτρον εκπομπής είναι τα υψηλοενεργειακά πρωτόνια. Συνεπώς, ένα μικρό μέρος της συνολικής ενέργειας των πρωτονίων που εισάγονται στην πηγή

θα αξιοποιηθεί για να παραχθεί η επιθυμητή ακτινοβολία. Τα τεράστια ποσά ενέργεια που εισάγονται συνολικά μέσω των πρωτονίων έχουν ως αποτέλεσμα την αύξηση της απόλυτης ισχύος του πίδακα που παράγεται απο τον ΕΓΠ. Πολλές φορές η τιμή του μπορεί να υπερβεί την τιμή της λαμπρότητας Eddington της πηγής, κάτι που απαγορεύεται απο τις αρχές της φυσικής.

Ο λόγος που χρησιμοποιήθηκε η συνάρτηση ΛΠ (4.1) στον ρυθμός έγχυσης των σωματιδίων στον θύλακα πλάσματος είναι η προσπάθεια εισαγωγής λιγότερης συνολικής ενέργειας στην πηγή και η μείωση της απόλυτης ισχύος του πίδακα. Η συνάρτηση ΛΠ έχει το πλεονέκτημα ότι ο μέγιστος ρυθμός εισαγωγής πρωτονίων μπορεί να καθορισθεί έτσι ώστε να αντιστοιχεί στην απαραίτητη ενέργεια για να ακτινοβολήσουν αυτά ακτίνες γάμμα. Τα πρωτόνια χαμηλότερων ενεργειών εισέρχονται με μικρότερο ρυθμό, η κατανομή φτάνει σε ένα μέγιστο και έπειτα μειώνεται για πολύ υψηλές ενέργειες πρωτονίων. Συνεπώς μια συνάρτηση ΛΠ θα μπορούσε να είναι πιο συμφέρουσα ενεργειακά.



Σχήμα 4.1: Στο σχήμα αναπαρίστανται δύο τυχαίες κατανομές νόμου δύναμης και ΛΠ σε συνάρτηση με τους παράγοντες Lorentz γ των σωματιδίων. Οι άξονες είναι λογαριθμικοί. Για χαμηλοενεργειακά σωματρία, $\gamma < 10^5$ ο ρυθμός έγχυσης Q_{inj} στην περίπτωση της ΛΠ είναι πολύ πιο χαμηλός από ότι ο αντίστοιχος ρυθμός του νόμου δύναμης.

Οι παράμετροι της συνάρτησης ΛΠ που χρησιμοποιήθηκαν στον ρυθμό έγχυσης των ηλεκτρονίων και των πρωτονίων για τη μοντελοποίηση του φάσματος της έκλαμψης που μελετάμε αναγράφονται στον πίνακα 4.1.

| $\gamma_{peak,e}$ | b_e | $\gamma_{peak,p}$ | b_p |
|-------------------|-------|-------------------|-------|
| $10^{1.25}$ | 1.4 | 10^6 | 0.3 |

Πίνακας 4.1: Τιμές παραμέτρων των συναρτήσεων ΛΠ στον ρυθμό έγχυσης σωματιδίων Q_{inj} .

Ο χρόνος στον οποίο θα φτάσει στον παρατηρητή η εκπομπή απο τον θύλακα αυτόν θεωρείται πως υπολογίζεται απο τη σχέση 2.32 και είναι ¹

¹Η ερυθρομετατόπιση του 3C279 υπολογίζεται $z = 0.563$

$$t_{var,obs} = \frac{R_b}{\delta c} \cdot (1 + z) \quad (4.2)$$

$$t_{var,obs} = \frac{1.5 \cdot 10^{-10}}{3} \cdot \frac{R_b}{\delta} \quad (4.3)$$

Η συγκεκριμένη έκλαμψη που μελετάται πραγματοποιήθηκε σε χρόνο [27]

$$t_{var,obs} \sim 5 \text{ min}$$

Χρησιμοποιώντας το δεδομένο αυτό και τη σχέση 4.3, μπορούν να υπολογιστούν ζεύγη τιμών της ακτίνας της πηγής και του παράγοντα Doppler που θα ικανοποιούν την εξίσωση. Κάποιο ζεύγος τιμών θα ανήκει στις παραμέτρους για τη μοντελοποίηση του πολυκυματικού φάσματος. Οι τιμές που χρησιμοποιήθηκαν είναι $R_b = 4 \cdot 10^{14} \text{ cm}$ και $\delta = 56$. Επίσης η τιμή του μαγνητικού πεδίου του θύλακα πρέπει να είναι $B > 100 \text{ Gauss}$ [29]. Η τιμή που χρησιμοποιήθηκε στην μοντελοποίηση είναι $B = 500 \text{ Gauss}$, συγκρίσιμη με την δεύτερη περίπτωση τιμών των [29] (Πίνακας 3.1).

Όπως αναφέρθηκε στην αρχή του κεφαλαίου, τα φωτόνια ακτίνων γάμμα, συχνοτήτων $10^{22} \text{ Hz} < \nu < 10^{25} \text{ Hz}$, θεωρείται πως παράγονται λόγω της ακτινοβολίας σύγχροτρον των σχετικιστικών πρωτονίων. Αν ισχύει αυτό μπορεί να υπολογιστούν οι παράγοντες Lorentz των πρωτονίων που παράγουν τα φωτόνια αυτά. Συνεπώς για $\nu_{peak} = 10^{23} \text{ Hz}$, χρησιμοποιώντας τη σχέση 2.43, ισχύει ότι στο συγκινούμενο σύστημα

$$x'_{peak,p} = \frac{h\nu_{peak}}{\delta m_e c^2} = \frac{m_e}{m_p} \cdot \frac{B}{B_{cr}} \cdot \gamma_{peak,p}^2 \quad (4.4)$$

όπου $B_{cr} = 4.4 \cdot 10^{13} \text{ Gauss}$ το κρίσιμο μαγνητικό πεδίο και $x'_{peak,p} = 14.75$.

Απο τη σχέση 4.4 υπολογίζεται ότι $\gamma_{peak,p} = 5 \cdot 10^7$ και συνεπώς η ενέργεια των πρωτονίων αυτών στο σύστημα της πηγής υπολογίζεται

$$E'_p = \gamma_{peak,p} \cdot m_p c^2 = 50 \text{ PeV}$$

Απο την ενέργεια των πρωτονίων μπορεί να υπολογιστεί και η ακτίνα Larmor τους μέσα το μαγνητικό πεδίο της πηγής. Ισχύει ότι

$$r'_{L,p} = 7 \cdot 10^{12} \text{ cm}$$

Η ακτίνα Larmor είναι μικρότερη απο την ακτίνα της πηγής κατα παράγοντα 0.017. Συνεπώς ικανοποιείται το κριτήριο Hillas [22] δηλαδή τα πρωτόνια δεν θα διαφύγουν απο την πηγή κατευθείαν.

Τα ηλεκτρόνια λόγω της ύπαρξης υψηλού μαγνητικού πεδίου ψύχονται παράγοντας φωτόνια σύγχροτρον, συχνοτήτων $\nu_{peak} \sim 10^{15} \text{ Hz}$. Συνεπώς, χρησιμοποιώντας τη σχέση 2.42, στο συγκινούμενο σύστημα ισχύει ότι

$$x'_{peak,e} = \frac{h\nu_{peak}}{\delta m_e c^2} = \frac{B}{B_{cr}} \cdot \gamma_{peak,e}^2 \quad (4.5)$$

όπου $x'_{peak,e} = 1.45 \cdot 10^{-7}$.

Απο τη σχέση 4.5 υπολογίζεται ότι $\gamma_{peak,e} = 110$ και συνεπώς η ενέργεια των ηλεκτρονίων στο σύστημα της πηγής είναι

$$E'_e = \gamma_{peak,e} \cdot m_e c^2 = 50 \text{ MeV}$$

Μπορεί να γίνει αντιληπτό πως οι τιμές των παραμέτρων του πίνακα 4.1 για τη μοντελοποίηση του φάσματος λήφθηκαν ύστερα απο τους παραπάνω υπολογισμούς των παραγόντων Lorentz των ηλεκτρονίων και των πρωτονίων.

Επειδή χρησιμοποιείται αδρονικό μοντέλο, εκτός απο την ακτινοβολία σύγχροτρον πρωτονίων θα πραγματοποιηθούν επιπλέον φωτοαδρονικές αλληλεπιδράσεις, όπως περιγράφεται αναλυτικότερα στα προηγούμενα κεφάλαια. Μια διαδικασία που λαμβάνεται υπόψιν είναι η φωτοπαραγωγή πιονίων. Έστω ότι τα σχετικιστικά πρωτόνια αλληλεπιδρούν με τα φωτόνια σύγχροτρον $x'_{peak,e}$ και παράγονται πιόνια $\pi^{\pm/0}$. Ο ελάχιστος παράγοντας Lorentz που πρέπει να έχουν τα πρωτόνια αυτά για να πραγματοποιηθεί η αντίδραση υπολογίζεται απο τη σχέση κατωφλίου 2.64 και βρίσκεται ότι είναι περίπου

$$\gamma_{p,min} \simeq 9 \cdot 10^8$$

Οι ακτίνες Larmor των πρωτονίων αυτών υπολογίζονται να είναι περίπου της τάξης της ακτίνας της πηγής, $r'_L \sim 10^{14} \text{ cm}$, συνεπώς δεν παραβιάζεται το κριτήριο Hillas. Τα πρωτόνια με παράγοντα Lorentz $\gamma_{peak,p} = 5 \cdot 10^7$ μπορούν επίσης να παράξουν πιόνια αν, σύμφωνα με τη σχέση 2.64 αλληλεπιδράσουν με φωτόνια ενέργειας $x'_\gamma = 1.98$. Η αδιάστατη ενέργεια αυτή αντιστοιχεί στο σύστημα του ακίνητου εξωτερικού παρατηρητή σε ενέργεια και συχνότητα φωτονίων

$$\epsilon_\gamma = 78 \text{ eV}, \nu_\gamma = 2 \cdot 10^{16} \text{ Hz}$$

τα οποία στο συγκεκριμένο μοντέλο παράγονται απο ακτινοβολία σύγχροτρον ηλεκτρονίων, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.2.

Τα πιόνια διασπώνται τελικά σε ηλεκτρόνια και ποζιτρόνια (2.67) τα οποία παράγουν ακτινοβολία σύγχροτρον. Αυτή παρουσιάζει μέγιστο, στο σύστημα της πηγής για αδιάστατες ενέργειες

$$x' = \frac{B}{B_{cr}} \cdot (\eta_{pe} \gamma_{peak,p})^2 \quad (4.6)$$

όπου $\eta_{pe} = 150$ [18]

Απο τη σχέση 4.6 υπολογίζεται ότι $x' = 6.4 \cdot 10^8$ και τα φωτόνια σύγχροτρον θα έχουν ενέργεια στο συγκινούμενο σύστημα

$$\epsilon'_{\pi^\pm, syn} = m_e c^2 x' = 3 \cdot 10^{14} \text{ eV}$$

και στο σύστημα του παρατηρητή

$$\epsilon_{\pi^\pm, syn} = \delta \epsilon'_{\pi^\pm, syn} = 2 \cdot 10^{16} \text{ eV}$$

Συνεπώς δημιουργούνται σκληρές ακτίνες γάμμα ενέργειας PeV οι οποίες ωστόσο δεν παρατηρούνται λόγω απορρόφησης φωτονίου φωτονίου απο χαμηλοενεργειακά φωτόνια που βρίσκονται μέσα στην πηγή. Απο τη σχέση 2.24 υπολογίζεται πως φωτόνια που προέκυψαν απο την ακτινοβολία σύγχροτρον ηλεκτρονίων με ενέργειες $\epsilon'_\gamma = 1.6 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$ στο σύστημα της πηγής, μπορούν να απορροφήσουν αυτές τις ακτίνες γάμμα.

Επιπλέον τα πιόνια π^0 διασπώνται σε ακτίνες γάμμα. Οι αδιάστατες ενέργειές τους στο σύστημα της πηγής υπολογίζονται

$$x' = \eta_{p\gamma} \gamma_{peak,p} \quad (4.7)$$

όπου $\eta_{p\gamma} = 350$ [18]

Δηλαδή $x' = 1.75 \cdot 10^{10}$, αρα οι ενέργειες των ακτίνων γάμμα που προκύπτουν είναι στο σύστημα του παρατηρητή

$$\epsilon_{\pi,\gamma} = \delta \epsilon'_{\pi,\gamma} = 5 \cdot 10^{17} \text{ eV}$$

και επίσης δεν παρατηρούνται λόγω της απορρόφησής τους απο τα χαμηλοενεργειακά φωτόνια της πηγής.

Αν ληφθεί υπόψιν η διαδικασία φωτοπαραγωγής ζεύγους, προκύπτουν ηλεκτρόνια των οποίων οι ταχύτητες είναι $\gamma_{e,BH} = \gamma_p$. Τα ηλεκτρόνια αυτά παράγουν επίσης σύγχροτρον ακτινοβολία. Τα φωτόνια που παράγονται θα έχουν ενέργειες περίπου

$$x' = \frac{B}{B_{cr}} \cdot (\gamma_{peak,p})^2 \quad (4.8)$$

και υπολογίζεται ότι $x' = 2.8 \cdot 10^4$. Συνεπώς οι αντίστοιχες ενέργειες στο σύστημα του παρατηρητή είναι

$$\epsilon_{e,BH} = \delta \epsilon'_{e,BH} = 8 \cdot 10^{11} \text{ eV}$$

και είναι της τάξης των εκατοντάδων GeV.

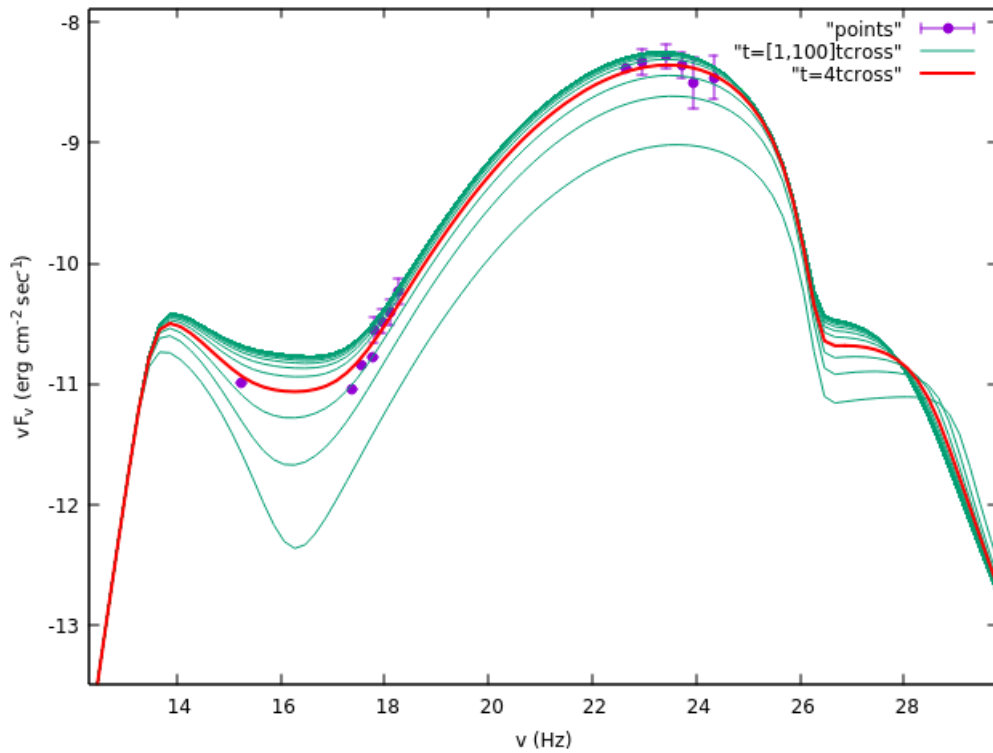
Όπως έγινε αντιληπτό παραπάνω, στις φυσικές διεργασίες μέσα στην πηγή συμπεριλαμβάνεται η απορρόφηση φωτονίου φωτονίου και η δημιουργία ζευγών ηλεκτρονίου ποζιτρονίου. Τα χαμηλοενεργειακά φωτόνια στόχοι είναι τα φωτόνια σύγχροτρον που παράγονται απο τα ηλεκτρόνια που εγχέονται στην πηγή ή απο τα δευτερογενή ηλεκτρόνια που παράγονται απο τις φωτοαδρονικές αλληλεπιδράσεις. Στη συγκεκριμένη παράγραφο, στα φάσματα δεν συνυπολογίζεται η συνεισφορά των εξωτερικών φωτονίων της περιοχής των πλατιών γραμμών εκπομπής στην απορρόφηση φωτονίου φωτονίου.

Το πολυκυματικό φάσμα παράγεται με τη λύση των κινητικών εξισώσεων για τα πρωτόνια, τα ηλεκτρόνια και τα φωτόνια της πηγής, (σχέσεις 3.4, 3.5, 3.7). Οι μερικές διαφορικές επιλύονται αριθμητικά μέσω του κώδικα των Mastichiadis & Kirk. Συνοψίζοντας τα μέχρι τώρα αποτελέσματα, οι κινητικές εξισώσεις επιλύονται για μια πηγή ακτίνας $R'_b = 4 \cdot 10^{14} \text{ cm}$, με μαγνητικό πεδίο $B = 500 \text{ Gauss}$, μέσα στην οποία εγχέονται πρωτόνια και ηλεκτρόνια κατανομής ΛΠ (4.1). Τα σωματΙΑ ψύχονται ακτινοβολώντας. Ορισμένα εξ αυτών διαφεύγουν απο την πηγή σε κάποιο χρονικό διάστημα t_{esc} .

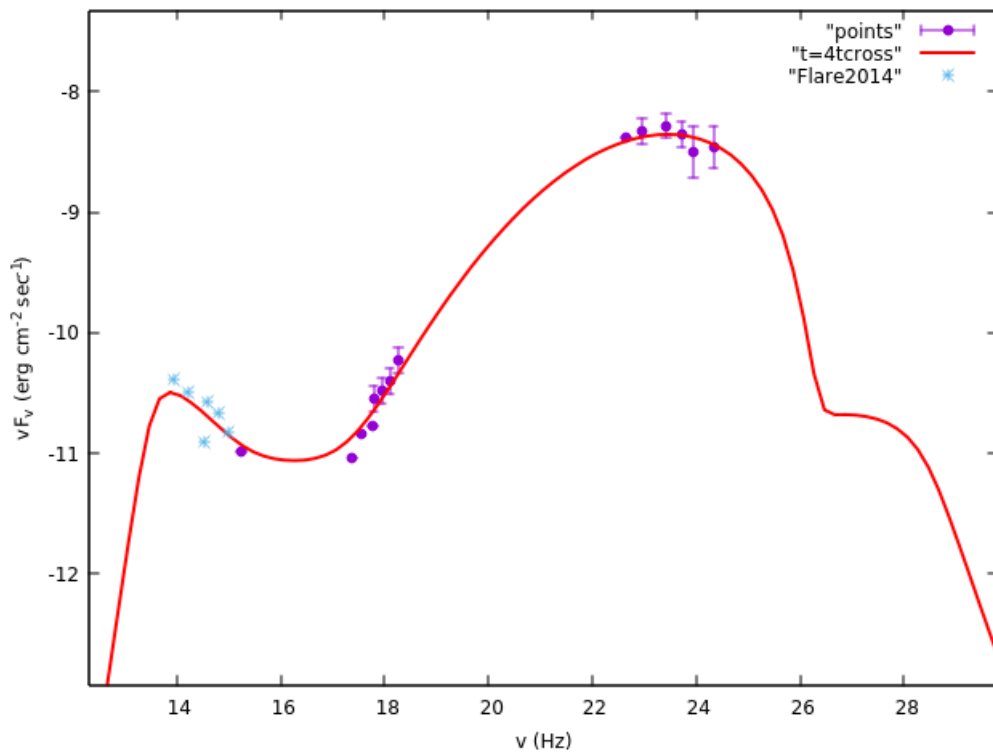
Όπως φαίνεται στο σχήμα 4.2, όσο περνά ο χρόνος τόσο περισσότερα φωτόνια παράγονται απο τις αλληλεπιδράσεις των πρωτονίων και των ηλεκτρονίων και αρα τόσο αυξάνεται η ροή των φωτονίων στο πολυκυματικό φάσμα. Το σύστημα μετά απο αρκετούς χρόνους κώδικα t_{cross} φτάνει σε σταθερή κατάσταση παρουσιάζοντας μια μέγιστη ροή. Έστω ότι θα βρεθεί σε σταθερή κατάσταση ύστερα απο $t = 100t_{cross}$ χρόνους του κώδικα. Οι λύσεις για κάθε χρονική στιγμή t_{cross} αναπαρίστανται στο σχήμα 4.2. Παρατηρώντας το παρακάτω σχήμα συμπεραίνουμε πως η μοντελοποίηση των παρατηρησιακών σημείων πραγματοποιείται πριν το σύστημα βρεθεί σε σταθερή κατάσταση, συγκεκριμένα για χρόνο κώδικα $t = 4t_{cross}$. Συνεπώς η συγκεκριμένη έκλαμψη δεν μπορεί να περιγραφεί με ένα μοντέλο σταθερής κατάστασης και το πολυκυματικό φάσμα πρέπει να παραχθεί απο κάποιο μοντέλο εξαρτώμενο απο τον χρόνο.

Στο σχήμα 4.2 γίνεται αντιληπτό πως στις περιοχές των συχνοτήτων $\nu \sim 10^{26} \text{ Hz}$ καθώς επίσης $10^{16} < \nu < 10^{18} \text{ Hz}$ οι καμπύλες προσεγγίζουν τη σταθερή κατάσταση πιο αργά απο ότι για $\nu \sim 10^{14} \text{ Hz}$ και $\nu \sim 10^{23} \text{ Hz}$. Προκύπτει, λοιπον, το συμπέρασμα οτι οι πρώτες κατα σειρά συχνότητες που αναφέρθηκαν αντιστοιχούν σε φωτόνια που παράγονται απο τη σύγχροτρον ακτινοβολία των δευτερογενών σωματιδίων.

Υπολογίζεται επίσης, πως η ενεργειακή πυκνότητα των πρωτονίων στο σύστημα της πηγής για τη χρονική στιγμή που πραγματοποιείται η μοντελοποίηση είναι $U'_p = 3.12 \cdot 10^3 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}$, ενώ η ενεργειακή πυκνότητα του μαγνητικού πεδίου $U'_B = 9.9 \cdot 10^3 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}$. Συνεπώς, το σύστημα τη χρονική αυτή στιγμή βρέθηκε σε κατάσταση ισοκατανομής ενεργειών.



Σχήμα 4.2: Το πολυκυματικό φάσμα της έκλαμψης του 3C279 για διαφορετικά στιγμιότυπα ($1t_{cross}$ το κάθε ένα). Το τελευταίο στιγμιότυπο αντιστοιχεί στη στιγμή που το σύστημα φτάνει σε σταθερή κατάσταση. Παρατηρείται μοντελοποίηση του φάσματος στον χρόνο $t = 4t_{cross}$ δηλαδή πολύ πιο πριν επέλθει η σταθερή κατάσταση του συστήματος.



Σχήμα 4.3: Μεμονωμένο το στιγμιότυπο $t = 4t_{cross}$ στο οποίο πραγματοποιείται η μοντελοποίηση του φάσματος. Οι γαλάζιες κουκίδες είναι παρατηρησιακά σημεία της έκλαμψης του 3C279 το 2014.

4.2 Χρονική μεταβλητότητα στα φάσματα

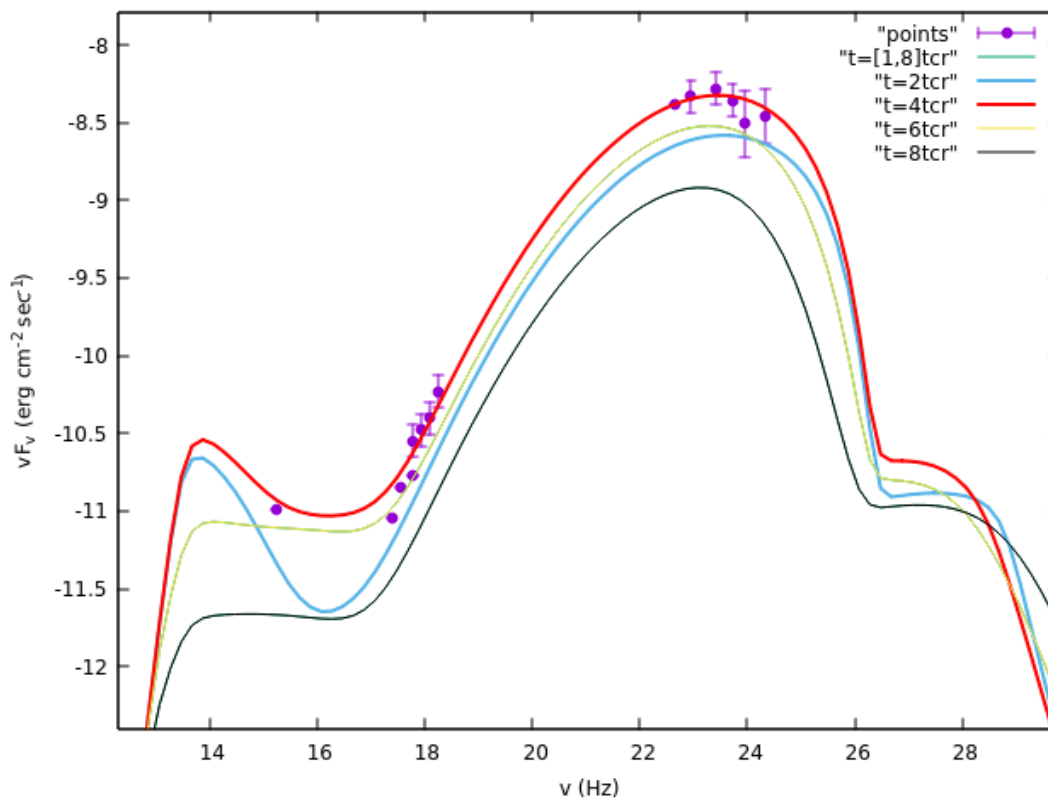
4.2.1 Απουσία νεφών ΠΠΓΕ

Με σκοπό την πιο σωστή περιγραφή και μοντελοποίηση μιας έκλαμψης, τα φάσματα που παράγονται πρέπει να έχουν εξάρτηση απο τον χρόνο. Για να πραγματοποιηθεί αυτό, ο ρυθμός με τον οποίο εισάγονται τα σωματίδια στην πηγή θα μπορούσε να έχει εξάρτηση απο τον χρόνο. Στην παράγραφο αυτή θα μελετηθούν δύο συναρτήσεις που προκαλούν χρονοεξάρτηση στο Q_{inj} , η συνάρτηση βήματος και η λορεντζιανή (3.17). Όλες οι υπόλοιπες παράμετροι της πηγής και οι φυσικές διεργασίες παραμένουν ως έχουν.

Έστω ότι στην πηγή εισέρχονται πρωτόνια και ηλεκτρόνια τα οποία έχουν κατανομή ΛΠ και ο ρυθμός έγχυσης τους καθορίζεται απο έναν τετραγωνικό παλμό

$$Q_{inj}(t) = Q_{inj,0} \cdot \left(\frac{\gamma}{\gamma_{peak}}\right)^{-b \cdot \log_{10}\left(\frac{\gamma}{\gamma_{peak}}\right)} \cdot \Theta(t - t_0) \quad (4.9)$$

δηλαδή για χρόνους $0 < t < t_0$ η έγχυση είναι μια ΛΠ συνάρτηση ενώ για $t > t_0$ η έγχυση μηδενίζεται. Στο χρονικό διάστημα $0 < t < t_0$ θεωρούμε πως πραγματοποιείται η έκλαμψη. Το συγκεκριμένο $Q_{inj}(t)$ χρησιμοποιείται στις κινητικές εξισώσεις των πρωτονίων και των ηλεκτρονίων, οι οποίες επιλύονται με τον κώδικα των Mastichiadis & Kirk. Θεωρούμε ότι για χρόνο κώδικα $t_0 = 4t_{cross}$ η έγχυση των σχετικιστικών σωματιδίων διακόπτεται.²



Σχήμα 4.4: Τα στιγμιότυπα με τις λύσεις των κινητικών εξισώσεων όταν παρουσιάζεται χρονοεξάρτηση στον ρυθμό εισαγωγής σωματιδίων στο σύστημα Q_{inj} . Η χρονοεξάρτηση περιγράφεται απο μια συνάρτηση βήματος. Τα στιγμιότυπα φτάνουν μέχρι τον χρόνο $t = 8t_{cross}$ και η χρονική διαφορά δύο διαδοχικών στιγμιότυπων είναι $t = 2t_{cross}$.

Αν διακοπεί η εισαγωγή των πρωτονίων και των ηλεκτρονίων πριν το σύστημα βρεθεί σε σταθερή κατάσταση, τότε μέχρι εκείνη τη χρονική στιγμή θα παράγονται όλο και περισσότερα

²Χρησιμοποιούμε το $t_0 = 4t_{cross}$ ώστε να υπάρχει μια σύνδεση με το προηγούμενο παράδειγμα

φωτόνια και το φάσμα ακτινοβολίας θα παρουσιάζει μεγαλύτερη ροή σε κάθε στιγμιότυπο. Για χρόνους μετά τη διακοπή της έγχυσης δεν υπάρχουν άλλα νέα πρωτόνια και ηλεκτρόνια συνεπώς δεν θα παράγονται φωτόνια με τον ίδιο αυξητικό ρυθμό. Τα ήδη υπάρχοντα σωματίδια στην πηγή που δεν έχουν ψυχθεί ή διαφύγει από το σύστημα συνεχίζουν να ακτινοβολούν φωτόνια, ωστόσο η ροή ακτινοβολίας μειώνεται. Η αναπαράσταση του συστήματος αυτού φαίνεται στο σχήμα 4.4, όπου επιτυγχάνεται η μοντελοποίηση του φάσματος στον χρόνο $t = 4t_{cross}$.

Ωστόσο η εισαγωγή σωματιδίων στην πηγή με τη μορφή τετραγωνικού παλμού δεν μπορεί να αναπαραστήσει την συγκεκριμένη έκλαμψη. Παρόλο που επιτυγχάνεται η μοντελοποίηση του πολυκυματικού φάσματος, στο διάγραμμα λαμπρότητας φωτονίων σε συνάρτηση με τον χρόνο φαίνεται πως το εύρος του παλμού που δημιουργείται και αντιστοιχεί στο χρονικό διάστημα που πραγματοποιείται η έκλαμψη, είναι πολύ μεγαλύτερο του αντίστοιχου παρατηρούμενου χρόνου.

Η δεύτερη συνάρτηση που χρησιμοποιείται για την δημιουργία χρονοεξάρτησης στον ρυθμό εισαγωγής των σωματιδίων στο σύστημα είναι μια λορεντζιανή. Όλες οι υπόλοιπες παράμετροι της πηγής και οι φυσικές διεργασίες παραμένουν ως έχουν. Έστω ότι μια πηγή σε σταθερή κατάσταση περιέχει πρωτόνια και ηλεκτρόνια με κατανομή ΛΠ. Εισάγονται στην πηγή με έναν αυξητικό αρχικά ρυθμό έγχυσης επιπλέον πρωτόνια και ηλεκτρόνια. Ο ρυθμός έγχυσης φτάνει σε ένα μέγιστο και έπειτα μειώνεται. Συνολικά το Q_{inj} των πρωτονίων και των ηλεκτρονίων σε αυτή την περίπτωση περιγράφεται από την συνάρτηση

$$Q_{inj}(t) = \left(\frac{\gamma}{\gamma_{peak}}\right)^{-b \cdot \log_{10}\left(\frac{\gamma}{\gamma_{peak}}\right)} \cdot (1 + (n - 1) \cdot \frac{w^2}{4 \cdot (t - t_0)^2 + w^2}) \quad (4.10)$$

όπου

$$g(t) = (1 + (n - 1) \cdot \frac{w^2}{4 \cdot (t - t_0)^2 + w^2})$$

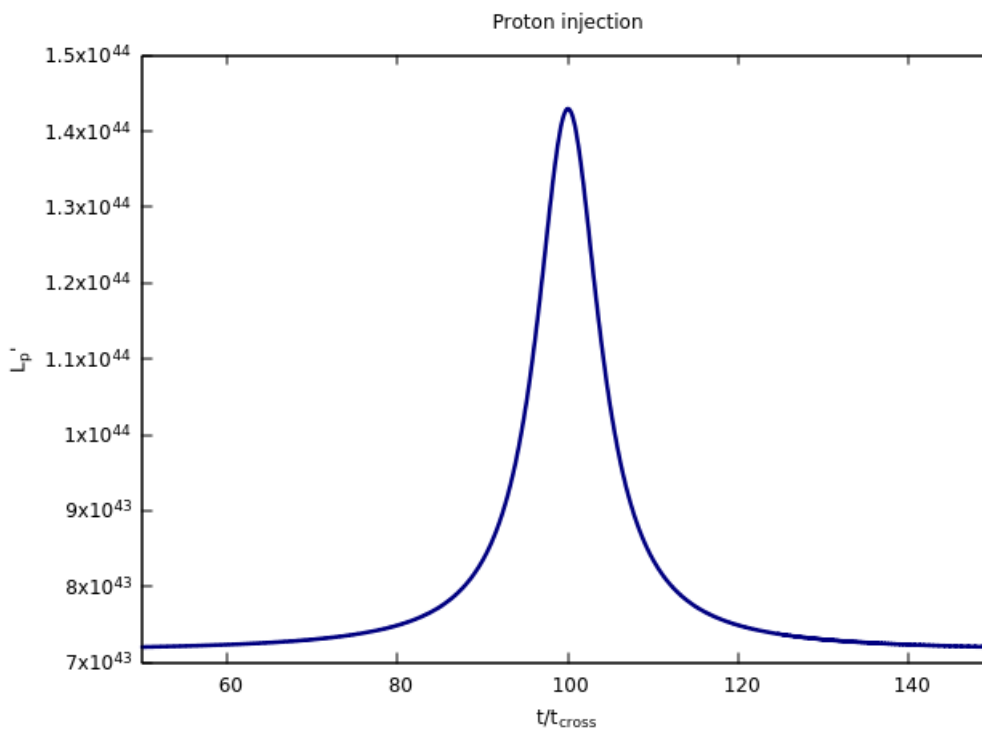
μια λορεντζιανή, n είναι μια παράμετρος κανονικοποίησης, w το εύρος στο μέσο του μεγίστου και t_0 η χρονική στιγμή που μεγιστοποιείται η συνάρτηση. Για χρόνους πολύ μικρότερους ή πολύ μεγαλύτερους του t_0 , η λορεντζιανή ισούται με μονάδα, $g(t) \sim 1$. Συνεπώς τα σωματίδια στην πηγή έχουν μια ΛΠ κατανομή όπως στην περίπτωση της σχέσης 4.1.

Ο ρυθμός έγχυσης που περιγράφεται από την παραπάνω σχέση χρησιμοποιείται στις κινητικές εξισώσεις οι οποίες λύνονται με τον κώδικα των Mastichiadis and Kirk. Οι τιμές των παραμέτρων της σχέσης 4.10 που χρησιμοποιήθηκαν στην μοντελοποίηση του πολυκυματικού φάσματος αναγράφονται στον παρακάτω πίνακα 4.2.

| Τιμές παραμέτρων έγχυσης σωματιδίων | |
|-------------------------------------|----------------|
| Παράμετροι | Τιμές |
| γ_{peak}^p | 10^6 |
| γ_{peak}^e | $10^{1.25}$ |
| b_p | 0.3 |
| b_e | 1.4 |
| n_p | 2 |
| n_e | 4 |
| w_p | $9t_{cross}$ |
| w_e | $9t_{cross}$ |
| t_0 | $100t_{cross}$ |

Πίνακας 4.2: Οι παράμετροι που χρησιμοποιούνται στο χρονοεξαρτώμενο μοντέλο όπου ο ρυθμός έγχυσης σωματιδίων εξαρτάται από μια λορεντζιανή (βλέπε σχέση 4.10)

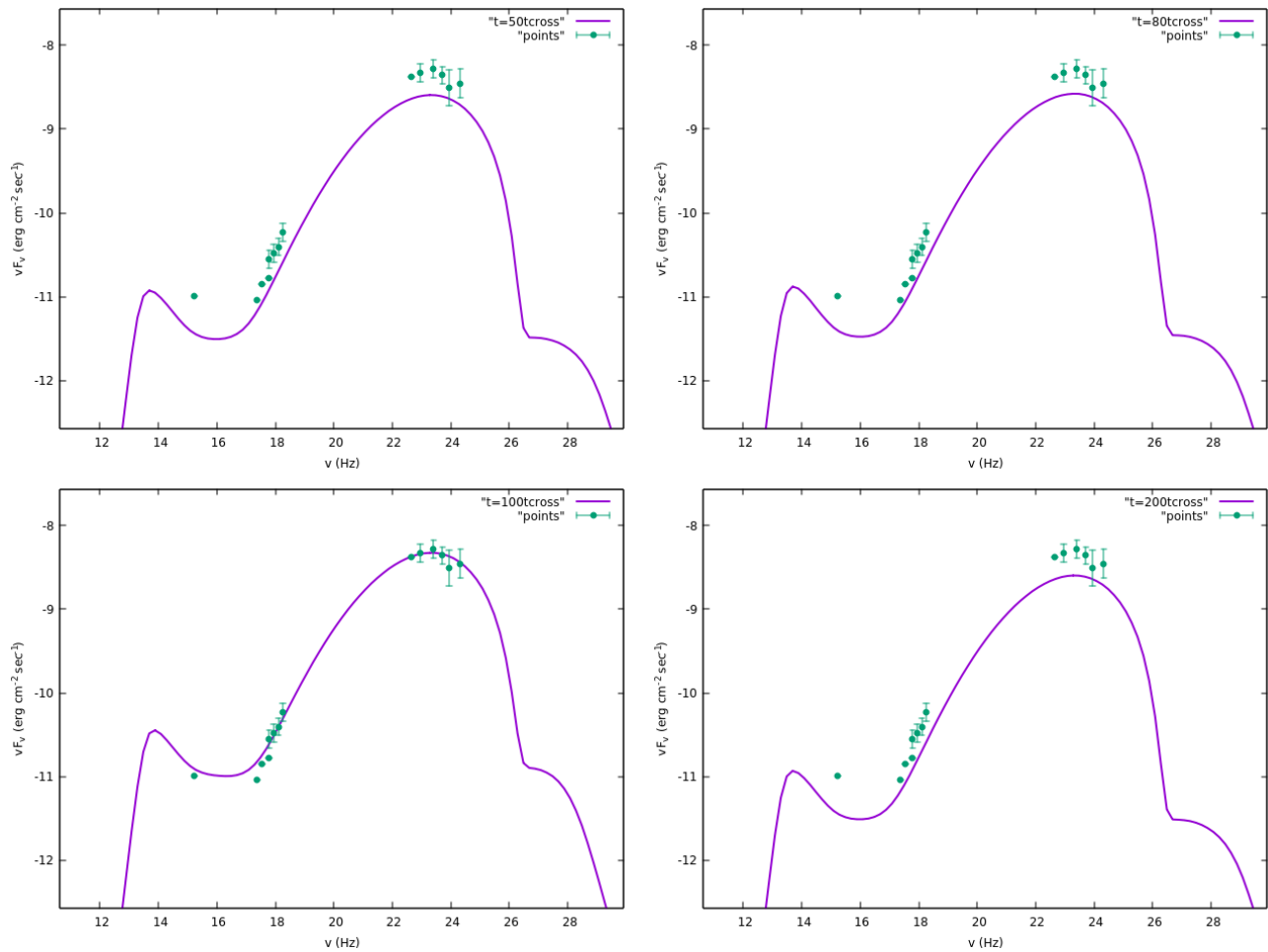
Στο σχήμα 4.5 απεικονίζεται η χρονοεξαρτώμενη έγχυση πρωτονίων στην πηγή με τη μορφή λορετζιανής. Αρχικά η λαμπρότητα των πρωτονίων είναι σταθερή και ίση με $L'_p = 7 \cdot 10^{43} \frac{\text{erg}}{\text{sec}}$ στο σύστημα της πηγής. Για $t > 50t_{\text{cross}}$ η λαμπρότητα αρχίζει να παρουσιάζει αύξηση, κορυφώνεται για $t = 100t_{\text{cross}}$ και έπειτα μειώνεται μέχρι να φτάσει στην αρχική της τιμή. Η μετάπτωση αυτή στη λαμπρότητα θεωρείται πως οδηγεί στην έκλαμψη που μελετάται. Αν ολοκληρωθεί η συνάρτηση του σχήματος 4.5 ως προς όλους τους χρόνους, μπορεί να βρεθεί η ενέργεια που εισάγεται στο σύστημα μέσω της έγχυσης των νέων πρωτονίων με τη μορφή της λορετζιανής. Υπολογίζεται ότι η ενέργεια αυτή είναι $\epsilon' = 1.5 \cdot 10^{46} \text{ erg}$ στο σύστημα της πηγής.



Σχήμα 4.5: Η χρονοεξαρτώμενη έγχυση πρωτονίων στην πηγή με μορφή λορετζιανής. Ο άξονας y απεικονίζει τη λαμπρότητα των πρωτονίων στο σύστημα της πηγής.

Το φάσμα ακτινοβολίας αναπαράγεται για 50 στιγμιότυπα, όπου το κάθε στιγμιότυπο διαφέρει από το προηγούμενο χρόνο $t = 4t_{\text{cross}}$. Η μοντελοποίηση του πολυκυματικού φάσματος πραγματοποιείται στον χρόνο $t = 100t_{\text{cross}}$. Όπως φαίνεται στο σχήμα 4.8 για στιγμιότυπα μέχρι τον χρόνο $t = 100t_{\text{cross}}$ η ροή των φωτονίων αυξάνεται σταδιακά λόγω της αυξανόμενης εισαγωγής σχετικιστικών πρωτονίων και ηλεκτρονίων στο σύστημα τα οποία συνεχώς ακτινοβολούν. Μέγιστο στη ροή φωτονίων παρατηρείται στο στιγμιότυπο $t = 100t_{\text{cross}}$ όπου είναι και το μέγιστο του ρυθμού έγχυσης των σωματιδίων. Έπειτα, η μείωση του ρυθμού έγχυσης σωματιδίων επιφέρει μείωση στη ροή ακτινοβολίας των φωτονίων. Το σύστημα φτάνει ξανά σε σταθερή κατάσταση για $t = 200t_{\text{cross}}$.

Η λορετζιανή, (σχέση 4.10), προσομοιώνει την έκλαμψη που μελετάμε διότι εκτός από την μοντελοποίηση του πολυκυματικού φάσματος στα παρακάτω σχήματα, πραγματοποιείται και η μοντελοποίηση της καμπύλης στο διάγραμμα ροής ακτινοβολία σε συνάρτηση με τον χρόνο. Το αποτέλεσμα φαίνεται στο σχήμα 4.9. Το εύρος της καμπύλης στο μέσο του μεγίστου ταυτίζεται με τον παρατηρούμενο χρόνο στον οποίο πραγματοποιήθηκε η έκλαμψη.



Σχήμα 4.6: Ξεχωριστά τα στιγμιότυπα $t = 50t_{cross}$, $t = 80t_{cross}$, $t = 100t_{cross}$ και $t = 200t_{cross}$ που δείχνουν την χρονική εξέλιξη του συστήματος. Η μοντελοποίηση του πολυκυματικού φάσματος πραγματοποιείται στον χρόνο $t = 100t_{cross}$

Ύστερα απο τη μοντελοποίηση του πολυκυματικού φάσματος είναι δυνατόν να υπολογιστούν διάφορες παράμετροι του προβλήματος. Η ενεργειακή πυκνότητα των πρωτονίων στο σύστημα της πηγής υπολογίζεται $U'_p = 3.5 \cdot 10^3 \frac{erg}{cm^3}$, ενώ του μαγνητικού πεδίου $U'_B = 9 \cdot 10^3 \frac{erg}{cm^3}$. Η σύγκριση των δύο αυτών τιμών δείχνει πως στην πηγή επικρατεί σχεδον η ισοκατανομή της κινητικής και της μαγνητικής ενέργειας όταν παράγεται το φάσμα ακτινοβολίας. Αφού επικρατεί ισοκατανομή ενεργειών, η συνολική ενέργεια της πηγής ελαχιστοποιείται. Μπορεί λοιπόν να υπολογιστεί και η ελάχιστη ισχύς του πίδακα πλάσματος.

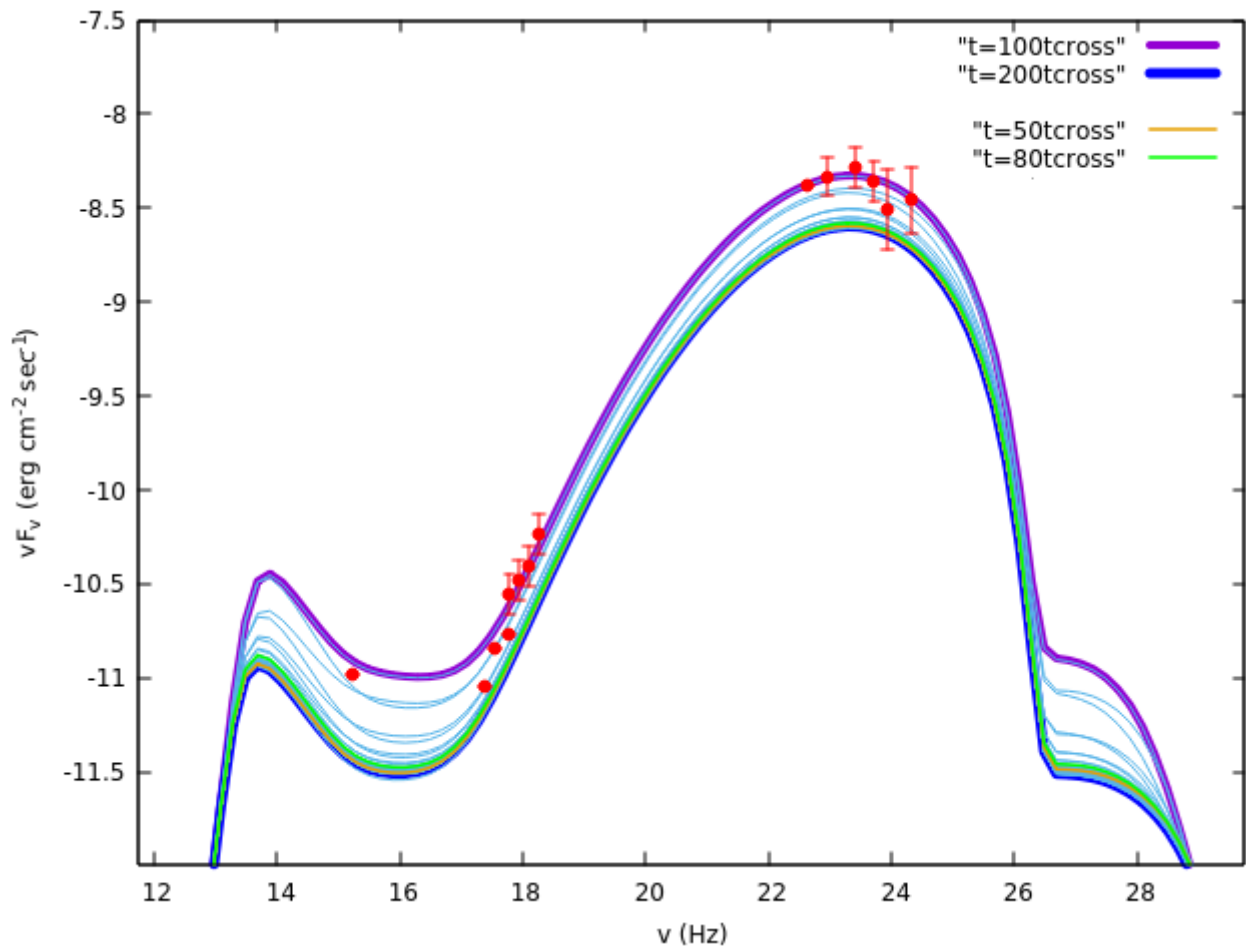
Αν θεωρήσουμε ότι ο πίδακας κινείται σχετικιστικά και η γωνία που σχηματίζει ο άξονάς του με το επίπεδο του παρατηρητή είναι πολύ μικρή $\vartheta_{obs} \rightarrow 0$, ο παράγοντας Doppler του πίδακα δίνεται απο τη σχέση

$$\delta = 2\Gamma \rightarrow \Gamma = \frac{\delta}{2}$$

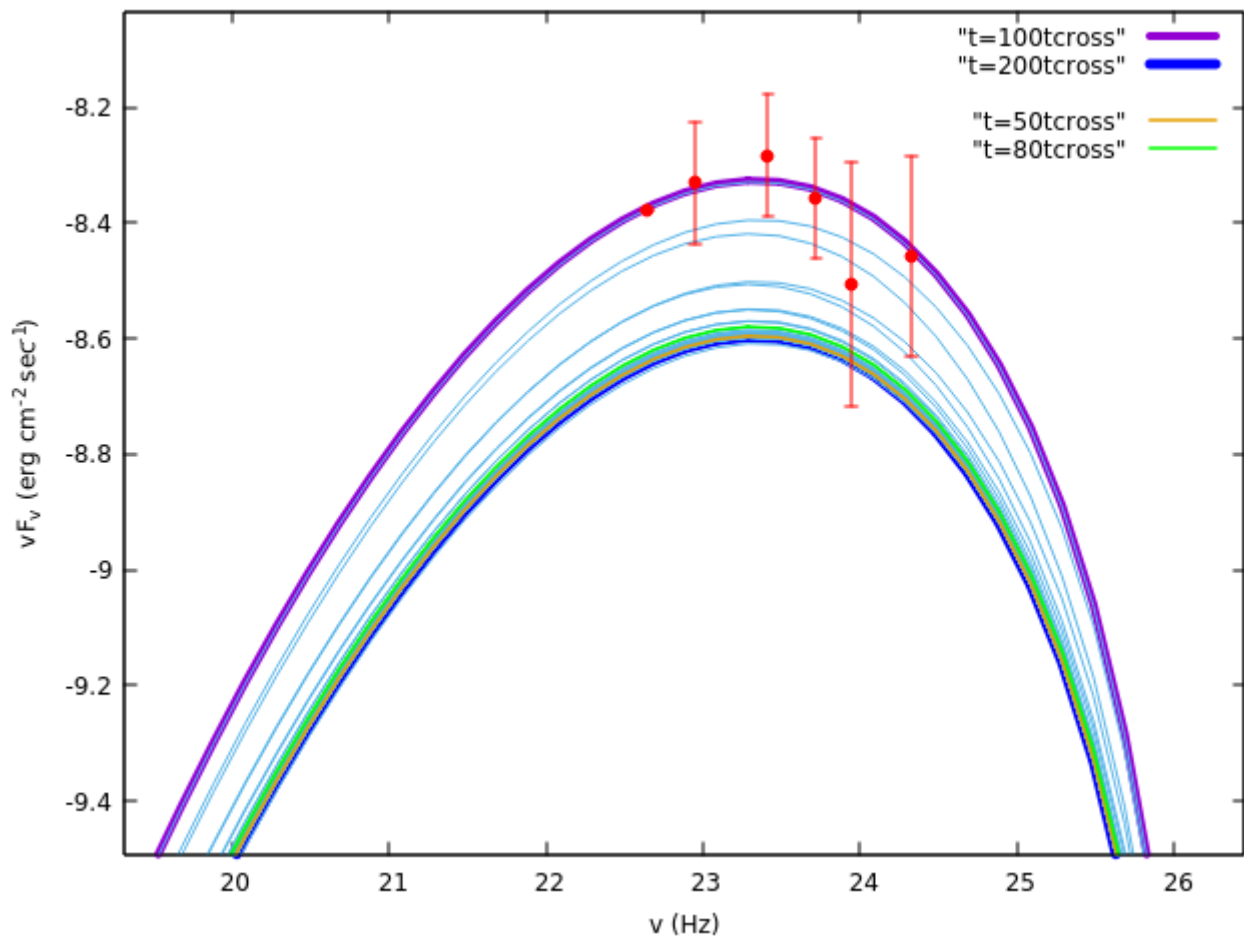
Στην μοντελοποίηση ο παράγοντας Doppler που χρησιμοποιήθηκε ήταν $\delta = 56$. Αρα ο παράγοντας Lorentz είναι $\Gamma = 28$.

Στην ισχύ του πίδακα συμβάλλουν η ενεργεια του μαγνητικού πεδίου και η ενεργεια των σωματιδίων, ένα μέρος της οποίας θα μετατραπεί σε ακτινοβολία. Το ποσοστό της ισχύος που οφείλεται στην κίνηση των σχετικιστικών πρωτονίων που εκπέμπουν μη θερμική ακτινοβολία μέσα στον πίδακα υπολογίζεται (βλέπε Παράρτημα (5.2))

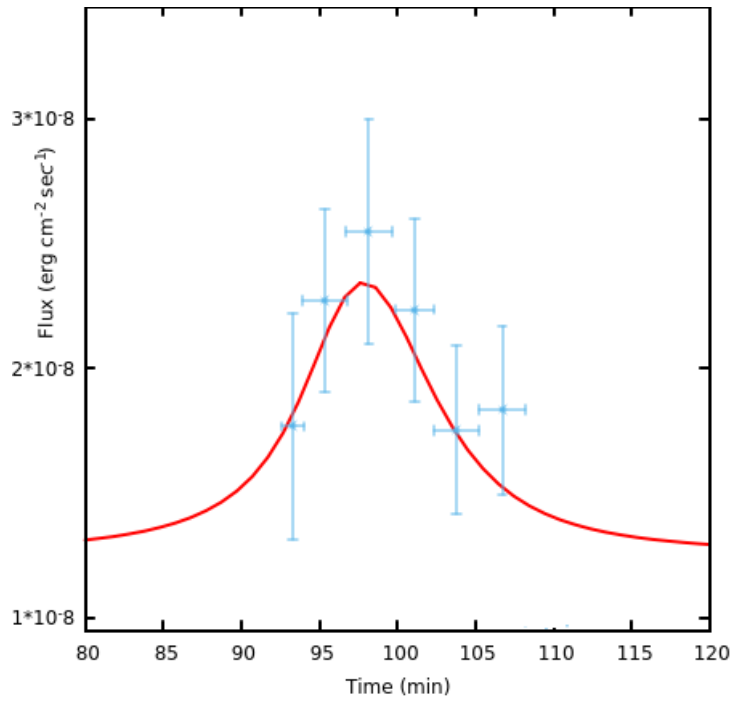
$$P_p = 2\pi \cdot R_b^2 \cdot \Gamma^2 \cdot cU'_p \rightarrow P_p = 10^{47} \frac{erg}{sec} \quad (4.11)$$



Σχήμα 4.7: Το φάσμα ακτινοβολία που αναπαρίσταται για 50 στιγμιότυπα τα οποία διαφέρουν χρονικά μεταξύ τους $t = 4t_{cross}$. Η μοντελοποίηση των παρατηρησιακών σημείων πραγματοποιείται στον χρόνο $t = 100t_{cr}$ ενώ στον χρόνο $t = 200t_{cr}$ το σύστημα φτάνει σε κατάσταση ισορροπίας



Σχήμα 4.8: Η εικόνα 4.7 με έμφαση στις συχνότητες των ακτίνων γάμμα.



Σχήμα 4.9: Η καμπύλη φωτός της τροχιάς D του Fermi LAT και η μοντελοποίησή της απο το χρονοεξαρτώμενο αδρονικό μοντέλο.

και το ποσοστό της ισχύος που οφείλεται στην ενέργεια του μαγνητικού πεδίου του πίδακα

$$P_B = 2\pi \cdot R_b^2 \cdot \Gamma^2 \cdot cU'_B \rightarrow P_B = 2.8 \cdot 10^{47} \frac{\text{erg}}{\text{sec}} \quad (4.12)$$

Υπάρχει επίσης συνεισφορά στην ισχύ του πίδακα απο τα σχετικιστικά ηλεκτρόνια η οποία είναι πολύ μικρότερη λόγω της χαμηλότερης ενεργειακής τους πυκνότητας και δεν λαμβάνεται υπόψιν. Τέλος, δεν έχει ληφθεί υπόψιν η συνεισφορά των μη επιταχυμένων πρωτονίων στην ισχύ του πίδακα. Αυτό συνέβη διότι έχει χρησιμοποιηθεί η υπόθεση των [30] η οποία παρουσιάζεται στο παράρτημα (5.2). Η απόδοση του μηχανισμού που επιτάχυνε τα σωματίδια πριν εισαχθούν με τη μορφή της σχέση 4.10 στην πηγή θεωρείται ίση με τη μονάδα και συνεπώς δεν υπάρχουν καθόλου μη σχετικιστικά πρωτόνια. Συνολικά

$$P_j = P_B + P_p \quad (4.13)$$

δηλαδή υπολογίζεται ότι $P_j = 3.8 \cdot 10^{47} \frac{\text{erg}}{\text{sec}}$, η συνολική ισχύς του πίδακα. Η τιμή της ισχύος στην συγκεκριμένη περίπτωση θέτει την πηγή και πάλι υπερ Eddington. Ωστόσο η διαφορά είναι λιγότερη απο μία τάξη μεγέθους διότι $\frac{P_j}{L_{\text{edd}}} = 7.6$.

Η τιμή αυτή μπορεί να συγκριθεί με την ισχύ του πίδακα της περίπτωσης B της εργασίας των [Petropoulou et. al. 2016] (πίνακας 3.1). Υπολογίζεται ότι είναι κατα έναν παράγοντα τρία μεγαλύτερη απο την ισχύ του πίδακα της παρούσας εργασίας. Φαίνεται δηλαδή οτι η κατανομή ΛΠ είναι πιο ενεργειακά συμφέρουσα σε σχέση με την κατανομή νόμου δύναμης. Επίσης, όπως μπορεί να παρατηρηθεί στα σχήματα 4.7 και 3.7, η κατανομή ΛΠ μοντελοποιεί καλύτερα το πολυκυματικό φάσμα σε σχέση με την κατανομή νόμου δύναμης.

Παρακάτω παρατίθεται ένας πίνακας όπου συγκρίνονται όλες οι τιμές των παραμέτρων που υπολογίστηκαν για την περίπτωση της κατανομής ΛΠ με τις παραμέτρους της εργασίας των [Petropoulou et.al 2016].

Αν συγκριθούν οι τιμές των υπόλοιπων παραμέτρων, η τιμή του μαγνητικού πεδίου της πηγής που έχει χρησιμοποιηθεί στην παρούσα εργασία είναι πιο μικρή απο ότι της περίπτωσης B. Η μείωση του μαγνητικού πεδίου έχει ως επακόλουθο την αύξηση του παράγοντα Doppler

| Παράμετροι | Τιμές παραμέτρων | |
|--------------------------------|---|---|
| | LP | PL |
| Παράγοντας Doppler | $\delta = 56$ | $\delta = 50$ |
| Παράγοντας Lorentz | $\Gamma = 28$ | $\Gamma = 25$ |
| Μαγνητικό πεδίο | $B = 500 \text{ Gauss}$ | $B = 800 \text{ Gauss}$ |
| Ακτίνα πηγής | $R_b = 4.4 \cdot 10^{14} \text{ cm}$ | $R_b = 4.4 \cdot 10^{14} \text{ cm}$ |
| Ενεργειακή πυκνότητα Μ.Π. | $U_b = 9 \cdot 10^3 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}$ | $U_b = 2.6 \cdot 10^4 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}$ |
| Ενεργειακή πυκνότητα πρωτονίων | $U_p = 3.5 \cdot 10^3 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}$ | $U_p = 7 \cdot 10^3 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}$ |
| Ολική ισχύς πίδακα | $P_j = 3.8 \cdot 10^{47} \frac{\text{erg}}{\text{sec}}$ | $P_j = 10^{48} \frac{\text{erg}}{\text{sec}}$ |

Πίνακας 4.3: Πίνακας τιμών για τη μοντελοποίηση της έκλαμψης του 3C279 με ένα μοντέλο νόμου δύναμης και ένα μοντέλο κατανομής ΛΠ .

ώστε να παραμείνει σταθερή η απαιτούμενη ροή ακτινοβολίας και να συνεχίσει να ταυτίζεται η θεωρητική καμπύλη με τις παρατηρήσεις στην περιοχή των X και γ συχνοτήτων. Η αύξηση του παράγοντα Doppler έχει σαν αποτέλεσμα στο σύστημα της πηγής να παράγονται ακτίνες γάμμα χαμηλότερων ενεργειών ώστε στο ακίνητο σύστημα οι ενέργειές τους να ταυτίζονται με τις παρατηρήσιμες $\epsilon = \delta \cdot \epsilon'$ (2.14). Συνεπώς η παραγωγή λιγότερο σκληρών ακτίνων γ στην πηγή θα έχει ως αποτέλεσμα αυτές να βρεθούν κάτω απο το κατώφλι της αντίδρασης φωτονίου φωτονίου, να είναι λιγότερη η απορρόφηση τους και να μην αλλοιώνεται το φάσμα.

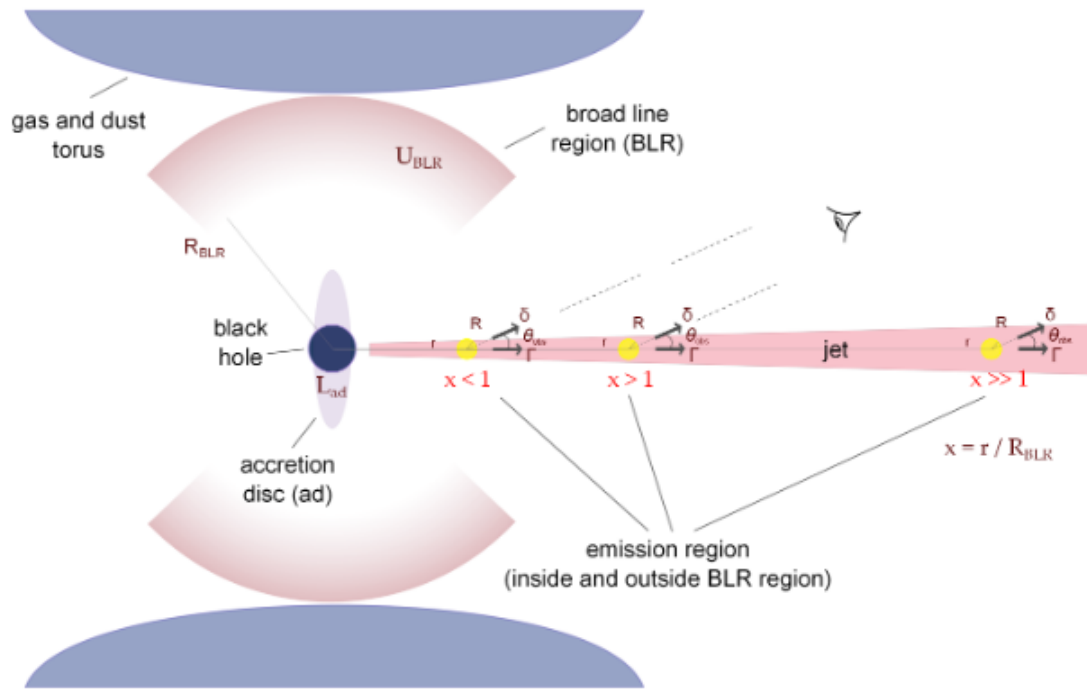
4.2.2 Λαμβάνοντας υπόψιν τα φωτόνια των νεφών της ΠΠΓΕ

Έχει ήδη αναφερθεί πως τα χαμηλοενεργειακά φωτόνια στόχοι που είναι υπεύθυνα για την απορρόφηση των ακτίνων γάμμα στο μοντέλο αυτής της εργασίας είναι τα φωτόνια σύγχροτρον που παράγονται εσωτερικά της πηγής και τα εξωτερικά φωτόνια της ΠΠΓΕ. Στα φάσματα της προηγούμενης ενότητας δεν έχει ληφθεί υπόψιν η ύπαρξη των εξωτερικών χαμηλοενεργειακών φωτονίων. Συνεπώς πρέπει να εξεταστεί αν το πολυκυματικό φάσμα που κατασκευάστηκε μεταβάλλεται στην περίπτωση που η πηγή ακτινοβολίας βρίσκεται εντός της ΠΠΓΕ και τα φωτόνια της αλληλεπιδρούν με τα φωτόνια του θύλακα πλάσματος. Σχηματικά, η γεωμετρία του προβλήματος αναπαριστάται στο σχήμα 4.10. Η περίπτωση που περιγράψαμε στην προηγούμενη ενότητα αφορά την αδιάστατη απόσταση $x \gg 1$ του σχήματος, που ο θύλακας πλάσματος έχει απομακρυνθεί αρκετά απο την κεντρική περιοχή του ΕΓΠ και το πεδίο των φωτονίων της ΠΠΓΕ είναι πολύ ασθενές οπότε δεν λαμβάνεται υπόψιν. Παρακάτω θα μελετηθεί η περίπτωση που $x \ll 1$.³

Τα φωτόνια ακτίνων γάμμα κινούνται σχετικιστικά μαζί με την πηγή με παράγοντα Lorentz Γ του πίδακα. Στο μοντέλο αυτό τέθηκε $\Gamma = 28$. Όταν η πηγή διασχίσει την περιοχή των πλατιών γραμμών εκπομπής, στο συγκινούμενο σύστημα οι ενέργειες των φωτονίων της περιοχής ενιχύνονται κατα Γ . Συνεπώς για τα φωτόνια ακτίνων γάμμα, τα χαμηλοενεργειακά φωτόνια έχουν ενέργειες $\epsilon'_{blr} = \Gamma \cdot \epsilon_{blr}$, θερμοκρασία $T' = \Gamma \cdot T$ και ενεργειακή πυκνότητα $U'_{blr} = \Gamma^2 \cdot U_{blr}$, όπου ϵ_{blr} , T και U_{blr} οι αντίστοιχες τιμές στο σύστημα του παρατηρητή.

Τα νέφη της ΠΠΓΕ στον κώδικα των Mastichiadis & Kirk προσομοιώνονται με ένα μέλαν

³ $x = \frac{r}{R_{blr}}$ Αδιάστατη απόσταση θύλακα πλάσματος σε σχέση με τα νέφη της ΠΠΓΕ



Σχήμα 4.10: Αναπαράσταση του μονοζωνικού μοντέλου ακτινοβολίας σε έναν Blazar. Όπου $x = \frac{r}{R_{blr}}$ η αδιάστατη απόσταση του θύλακα πλάσματος από τη κεντρική περιοχή του ΕΓΠ, σε σύγκριση με τη θέση της ΠΠΓΕ [31].

σώμα με θερμοκρασία

$$T' = \frac{\Gamma \varepsilon_{blr}}{k_B} \quad (4.14)$$

Αν θεωρηθεί ότι η ενέργεια των φωτονίων της ΠΠΓΕ είναι $\varepsilon_{blr} = 10 \text{ eV}$, μια τυπική ενέργεια των γραμμών εκπομπής [29] υπολογίζεται ότι $T' = 3.3 \cdot 10^6 \text{ K}$ στο συγκινούμενο σύστημα.

Η λαμπρότητα της ΠΠΓΕ του 3C279 είναι γνωστή $L_{blr} = 6 \cdot 10^{44} \frac{\text{erg}}{\text{sec}}$ [32] και θεωρείται ότι η ακτίνα του είναι $R_{blr} = 2.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}$ [33]. Η ενεργειακή πυκνότητα των νεφών στο σύστημα της πηγής υπολογίζεται από τον τύπο

$$U'_{blr} = \Gamma^2 \cdot \frac{L_{blr}}{4\pi c R_{blr}^2} \quad (4.15)$$

δηλαδή $U'_{blr} = 20.68 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}$ για τη συγκεκριμένη περίπτωση. Όπως φαίνεται στο σχήμα 4.11, η τιμή της ενεργειακής πυκνότητας των χαμηλοενεργειακών φωτονίων είναι αρκετή ώστε να ενεργοποιηθεί η απορρόφηση των σκληρών ακτίνων γάμμα από τα φωτόνια της ΠΠΓΕ και να αλλοιωθεί το φάσμα. Η γαλάζια καμπύλη απεικονίζει τον τρόπο που μεταβάλλεται το φάσμα στις ακτίνες X και στο υπεριώδες. Για να ενεργοποιηθεί η διαδικασία μέσα στην πηγή θα πρέπει να ισχύει η συνθήκη κατωφλίου της αντίδρασης φωτονίου φωτονίου (2.24)

$$\epsilon'_\gamma \cdot \epsilon'_{blr} \geq 2 \cdot (m_e c^2)^2 \quad (4.16)$$

$$\epsilon'_\gamma \geq \frac{2 \cdot (m_e c^2)^2}{3k_B T'} \quad (4.17)$$

Απο τη σχέση 4.17 υπολογίζεται

$$\epsilon'_\gamma \geq 6 \cdot 10^{10} \text{ eV} \rightarrow \nu'_\gamma \geq 1.45 \cdot 10^{25} \text{ Hz}$$

| Ακτίνα ΠΠΓΕ R_{blr} (cm) | Ενεργειακή Πυκνότητα της ΠΠΓΕ U'_{blr} ($\frac{erg}{cm^3}$) |
|----------------------------|---|
| $2.5 \cdot 10^{17}$ | 20.68 |
| $5 \cdot 10^{17}$ | 5.17 |
| 10^{18} | 1.29 |
| $3 \cdot 10^{18}$ | 0.14 |
| $5 \cdot 10^{18}$ | $5.2 \cdot 10^{-2}$ |

Πίνακας 4.4: Η μεταβολή της ενεργειακής πυκνότητας των φωτονίων της ΠΠΓΕ στο συγκινο-
ύμενο σύστημα σε συνάρτηση με τη μεταβολή μόνο της ακτίνας του 4.15

οι ακτίνες γάμμα που θα απορροφηθούν απο τα φωτόνια της ΠΠΓΕ στο σύστημα της πηγής. Στο σύστημα του ακίνητου παρατηρητή οι ακτίνες γάμμα που απορροφόνται έχουν συχνότητες

$$\nu_\gamma = \delta \cdot \nu'_\gamma \geq 8 \cdot 10^{26} \text{ Hz}$$

Απο την απορρόφηση θα προκύψει ζεύγος ηλεκτρονίου ποζιτρονίου με ενέργειες στο σύστημα της πηγής

$$\gamma_e = \frac{\epsilon'_\gamma}{2 \cdot m_e c^2} = 6 \cdot 10^3$$

τα οποία παράγουν φωτόνια σύγχροτρον ενέργειας στο σύστημα του παρατηρητή

$$\epsilon_{syn,q} = \delta \cdot \epsilon'_{syn,q} = \delta \cdot m_e c^2 \cdot \frac{B}{B_{cr}} \cdot \gamma_e^2 \quad (4.18)$$

Απο τη σχέση 4.18 υπολογίζεται ότι η συχνότητα των φωτονίων σύγχροτρον που προκύπτουν στο σύστημα του παρατηρητή είναι περίπου $\nu_{syn,q} \simeq 10^{19} \text{ Hz}$. Στο σχήμα 4.11 φαίνεται πως όντως για αυτή τη συχνότητα η πορτοκαλί και η γαλάζια καμπύλη παρουσιάζουν διαφοροποίηση.

Ο κώδικας των Mastichiadis & Kirk δεν υπολογίζει την απορρόφηση φωτονίου φωτονίου που θα πραγματοποιηθεί απο τη στιγμή που τα φωτόνια (γαλάζια καμπύλη του σχήματος 4.11) δραπετεύσουν απο τη πηγή, μέχρι να φτάσουν στον παρατηρητή. Σε αυτή τη περίπτωση η συνθήκη κατωφλίου για την αντίδραση γράφεται ⁴

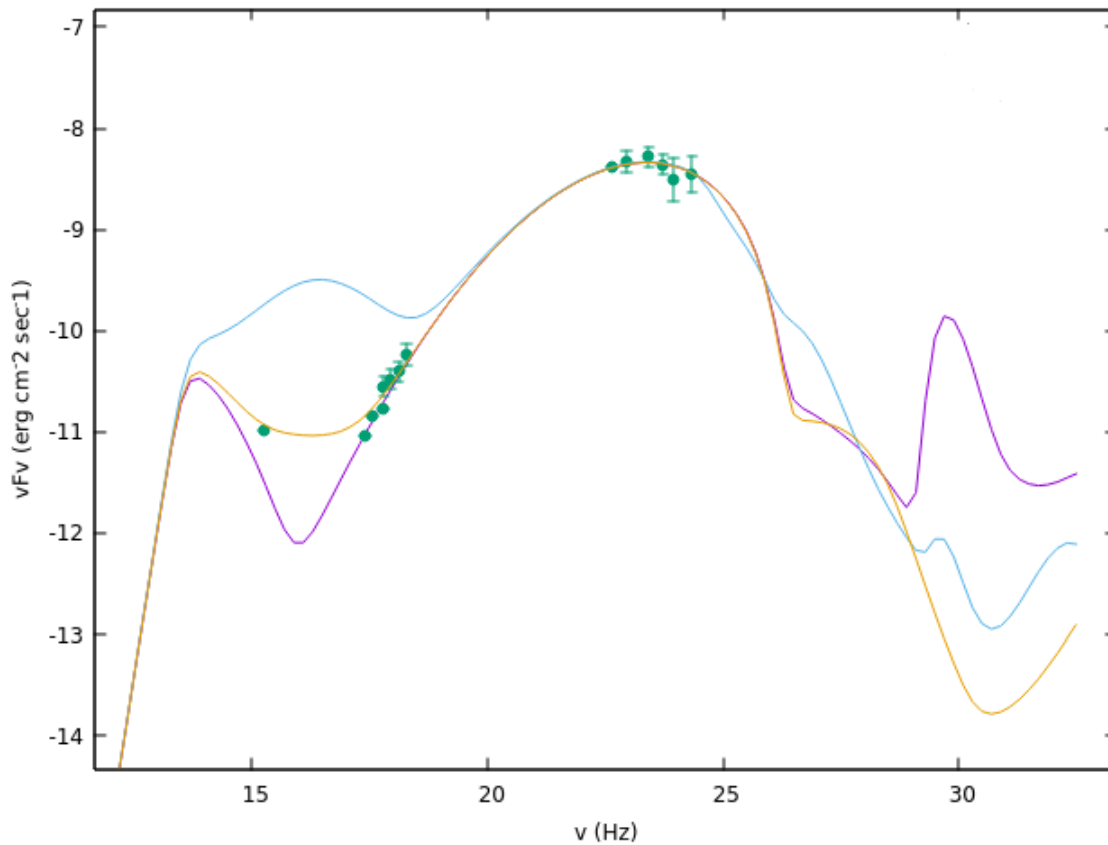
$$\epsilon_\gamma \geq \frac{2 \cdot (m_e c^2)^2}{\epsilon_{blr}} \quad (4.19)$$

Απο τη σχέση 4.19 υπολογίζεται ότι θα πραγματοποιηθεί επιπλέον απορρόφηση φωτονίου φωτονίου στις ακτίνες γάμμα με συχνότητες $\nu_\gamma \geq 5 \cdot 10^{26} \text{ Hz}$ στο σύστημα του παρατηρητή, όταν τα φωτόνια δραπετεύσουν απο την πηγή.

Είναι χρήσιμο να εξεταστεί σε ποιά απόσταση απο την κεντρική μελανή οπή η πηγή δεν θα επηρεάζεται απο την ύπαρξη των φωτονίων της ΠΠΓΕ, δηλαδή δεν θα παίζει σημαντικό ρόλο η απορρόφηση φωτονίου φωτονίου. Απο τη σχέση 4.15 φαίνεται ότι αν αυξηθεί η ακτίνα R_{blr} , η ενεργειακή πυκνότητα των φωτονίων μειώνεται. Σε ένα πιο αραιό μέσο η απορρόφηση θα είναι μικρότερη αρα η θεωρητική καμπύλη του πολυκυματικού φάσματος θα μεταβάλλεται λιγότερο.

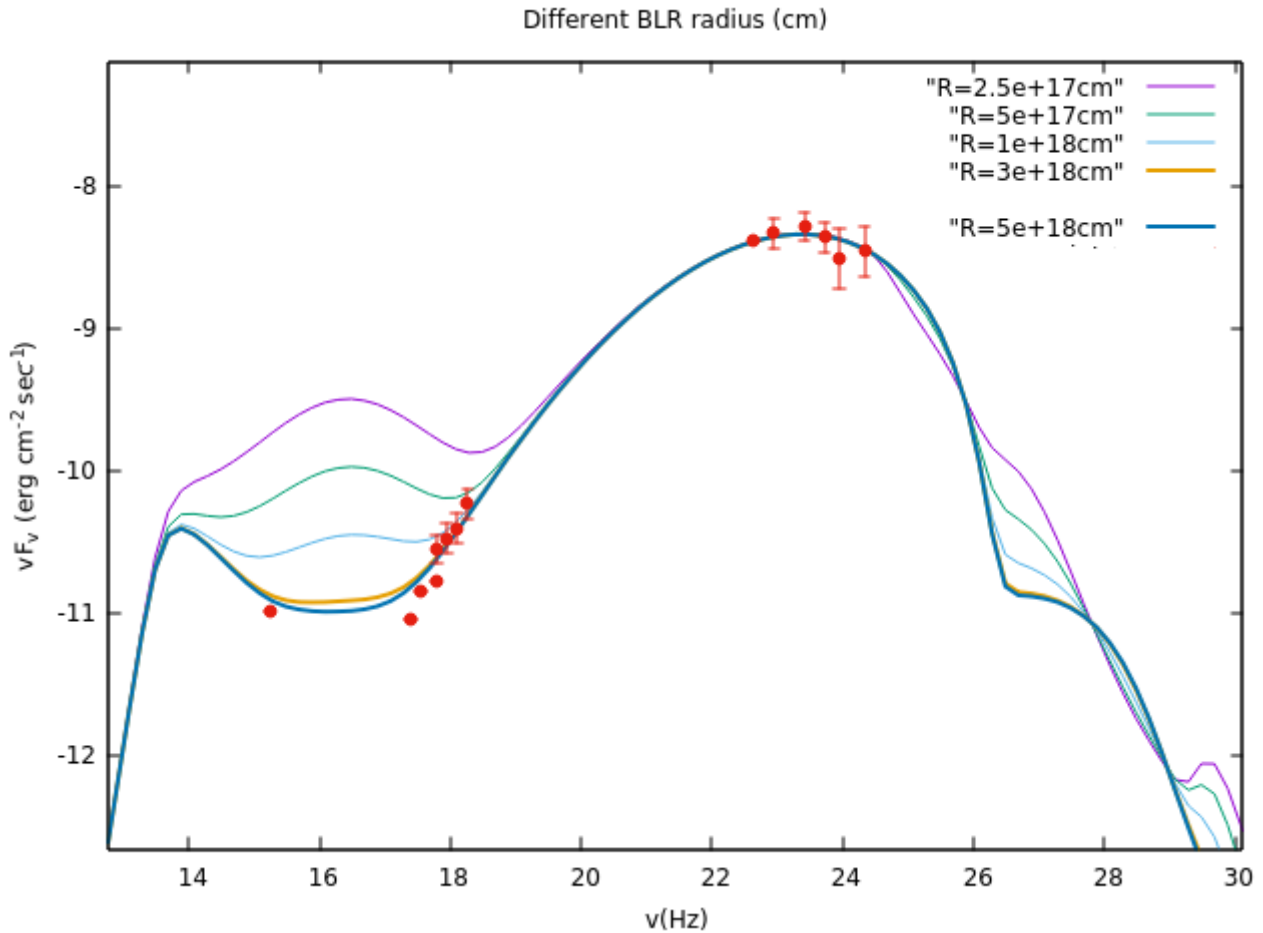
Στον πίνακα 4.4 παρουσιάζεται η μείωση της ενεργειακής πυκνότητας των χαμηλοενεργειακών φωτονίων με την αύξηση της ακτίνας των νεφών. Τα πολυκυματικά φάσματα που

⁴ Οι ενέργειες των εξωτερικών χαμηλοενεργειακών φωτονίων είναι στο σύστημα του ακίνητου παρατηρητή



Σχήμα 4.11: Το στιγμιότυπο $t = 97t_{cross}$ για το οποίο πραγματοποιείται η μοντελοποίηση του πολυκυματικού φάσματος λαμβάνοντας και μη υπόψιν την απορρόφηση των ακτίνων γάμμα από τα εξωτερικά χαμηλοενεργειακά φωτόνια της ΠΠΓΕ (γαλάζια και πορτοκαλί καμπύλη αντίστοιχα). Η μώβ καμπύλη αντιστοιχεί στην περίπτωση που δεν υπάρχει καθόλου απορρόφηση στην πηγή

παράγονται για κάθε μια περίπτωση φαίνονται στο σχήμα 4.12. Μπορεί να παρατηρήσει κανείς ότι όταν η ακτίνα των νεφών γίνει $R_{blr} \geq 3 \cdot 10^{18}$ cm μειώνεται η αλλοίωση του φάσματος λόγω της απορρόφησης φωτονίου φωτονίου στην περιοχή των ακτίνων X. Ωστόσο η τιμή αυτή για την ακτίνα των νεφών είναι μια τάξη μεγέθους μεγαλύτερη από αυτή που υπολογίζεται για τον 3C279 ($R_{blr} = 2.5 \cdot 10^{17}$ cm) [33]. Συνεπώς, η καλύτερη δυνατή μοντελοποίηση πραγματοποιείται εκτός της περιοχής των πλατιών γραμμών εκπομπής.



Σχήμα 4.12: Το μοντελοποιημένο πολυχρωματικό φάσμα για διαφορετικά οπτικά βάρη.

4.3 Μοντέλο ανομοιογενούς πυκνότητας φωτονίων στα νέφη

Στην προηγούμενη ενότητα τα νέφη της ΠΠΓΕ προσομοιώθηκαν με ένα μελανό σώμα θερμοκρασίας

$$T = \frac{\varepsilon_{blr}}{k_B} \quad (4.20)$$

όπου $\varepsilon_{blr} \simeq 10eV$, μια τυπική ενέργεια των γραμμών εκπομπής που παράχθηκαν από ιονισμένα νέφη, τα οποία κατανέμονται σφαιρικά συμμετρικά και εκπέμπουν ισοτροπικά σε έναν όγκο ακτίνας R_{blr} .

Στην συγκεκριμένη ενότητα θα θεωρηθεί πως τα παραπάνω νέφη είναι ανομοιογενώς καταμεμημένα στον ίδιο όγκο. Για τον σκοπό αυτό χρησιμοποιείται ένα μοντέλο ανέμου που ξεκινά από τον δίσκο προσαύξησης και εκτείνεται σε μεγάλες αποστάσεις [34]. Ο άνεμος αποτελείται από σωματίδια των οποίων η αριθμητική πυκνότητα μεταβάλλεται ακτινικά σαν

$$n_i = n_0 \frac{r_0}{r} \quad (4.21)$$

όπου n_0 η αριθμητική πυκνότητα των σωματιδίων στην ακτίνα r_0 και $r_0 \sim 3r_g$.⁵ Για μια συμπαγή μελανή οπή μάζας $M_{BH} = 4 \cdot 10^8 M_\odot$ υπολογίζεται ότι $r_0 = 3.6 \cdot 10^{14} \text{ cm}$ και $n_0 \simeq 10^{11} \text{ cm}^{-3}$.

⁵ $r_g = \frac{2GM_{BH}}{c^2}$ η ακτίνα Schwarzschild της μελανής οπής. Η απόσταση $r_0 \sim 3r_g$ αντιστοιχεί στην ακτίνα του εσωτερικού δίσκου προσαύξησης.

Λόγω της θερμικής εκπομπής του δίσκου προσαύξησης, τα άτομα των σωματιδίων του ανέμου ιονίζονται και παράγονται φωτόνια. Τα φωτόνια αυτά έχουν το ίδιο προφίλ αριθμητικής πυκνότητας με τα σωματίδια του ανέμου, δηλαδή η αριθμητική τους πυκνότητα μεταβάλλεται επίσης ακτινικά.

$$n_{ph} = n_{ph,0} \frac{r_0}{r} \quad (4.22)$$

όπου $n_{ph,0}$ η μέγιστη αριθμητική πυκνότητα των φωτονίων που προκύπτουν από τον ιονισμό του ανέμου, στην απόσταση r_0 . Αν το μέσο είναι οπτικά αραιό, ο συντελεστής εκπομπής των φωτονίων θα μεταβληθεί επίσης ακτινικά σαν

$$j_\nu \propto \frac{1}{r}$$

Θα θεωρηθεί ότι τα φωτόνια που προκύπτουν από τον ιονισμό του ανέμου είναι τα εξωτερικά χαμηλοενεργειακά φωτόνια των νεφών της ΠΠΓΕ.

Εστω ένας πίδακας που εκτοξεύεται από την κεντρική περιοχή του ενεργού γαλαξία. Εσωτερικά του πίδακα επιταχύνεται ένας θύλακας πλάσματος που ακτινοβολεί σύμφωνα με το μονοζωνικό μοντέλο της προηγούμενης ενότητας. Είναι ενδιαφέρον να εξεταστεί πως θα αλληλεπιδράσουν τα υψηλοενεργειακά φωτόνια του θύλακα με τα ανομοιογενώς κατανομημένα φωτόνια των νεφών της ΠΠΓΕ. Για τον σκοπό αυτό πρέπει να υπολογιστεί η ενεργειακή πυκνότητα του δεύτερου πληθυσμού.

Αρχικά θα υπολογιστεί η ειδική ένταση ακτινοβολίας των εξωτερικών χαμηλοενεργειακών φωτονίων και έπειτα η ενεργειακή πυκνότητα τους από τη σχέση ⁶

$$U = \int d\Omega \int \frac{I_\nu}{c} d\nu \quad (4.23)$$

Στο σχήμα 4.13 αναπαρίσταται ένας πίδακας πλάσματος που εκτοξεύεται από το σημείο Π όπου βρίσκεται μια μελανή οπή. Σε ένα ύψος Z βρίσκεται ένας θύλακας πλάσματος που ακτινοβολεί. Σε όλο τον γύρω χώρο κατανέμονται ανομοιογενώς φωτόνια ενέργειας ϵ_{blr} σύμφωνα με το μοντέλο που παρουσιάστηκε παραπάνω. Στο σημείο A βρίσκεται το όριο του ανέμου. Θεωρήθηκε πως αυτό αντιστοιχεί στην ακτίνα $R = 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}$. Επίσης ως (ZA) ορίζεται μια τυχαία απόσταση s και ϑ μια γωνία μεταξύ του άξονα του πίδακα και της απόστασης s.

Θα θεωρήσουμε ότι το μέσο είναι οπτικά διαφανές, δηλαδή το οπτικό βάθος είναι μικρότερο της μονάδας. Τότε η ειδική ένταση ακτινοβολίας των φωτονίων της ΠΠΓΕ που παράγεται κατά μήκος της τυχαίας διαδρομής s είναι

$$I_\nu(s) = \int_0^s j_\nu(s') ds \quad (4.24)$$

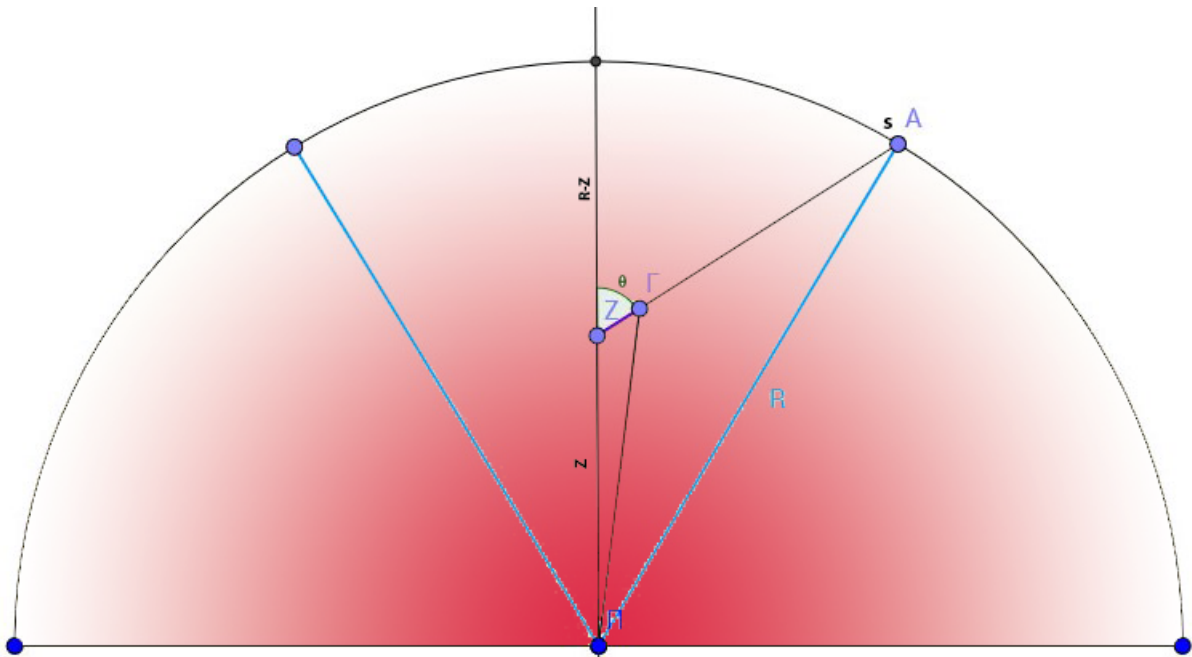
Αναφέρθηκε παραπάνω πως ο συντελεστής εκπομπής των φωτονίων μειώνεται επίσης με την ακτινική απόσταση σαν $j_\nu = j_0 \frac{r_0}{r}$, όπου j_0 μια σταθερά κανονικοποίησης.

Για μια συγκεκριμένη γωνίας ϑ η απόσταση s μπορεί να εκφραστεί από τον νόμο συνημιτόνων στο τρίγωνο AZΠ (σχήμα 4.13)

$$R^2 = z^2 + s^2 - 2sz \cos(\omega), \quad \omega = \pi - \vartheta \quad (4.25)$$

$$s^2 - 2sz \cos(\omega) + z^2 - R^2 = 0 \quad (4.26)$$

⁶Ο αναγνώστης μπορεί να ανατρέξει στο εγχειρίδιο "Radiative Processes in Astrophysics" των G. Rybicki & A. Lightman για περισσότερες πληροφορίες.



Σχήμα 4.13: Γεωμετρική απεικόνιση του προβλήματος

Η παραπάνω εξίσωση λύνεται ως προς s και εμφανίζει μια διπλή ρίζα

$$s_{1,2} = z \cos(\omega) \pm \sqrt{z^2(\cos^2(\omega) - 1) + R^2}$$

εκ των οποίων θα χρησιμοποιηθεί η λύση

$$s = z \cos(\omega) + \sqrt{z^2(\cos^2(\omega) - 1) + R^2} \quad (4.27)$$

Έστω ότι τα υψηλοενεργειακά φωτόνια του θύλακα πλάσματος στο σημείο Z έρχονται σε επαφή με τα χαμηλοενεργειακά φωτόνια του ανέμου. Θεωρείται πως όταν $\vartheta = 0$ η σύγκρουση των δύο πληθυσμών είναι μετωπική. Τότε η ω , που ορίζεται ως η παραπληρωματική γωνία της ϑ , θα είναι $\omega = \pi$. Έστω $\mu = \cos(\omega)$. Κατα την μετωπική σύγκρουση, $\mu = -1$ και συνεπώς $s = R - z$. Αντίστοιχα, θεωρείται πως όταν $\vartheta = \pi$ και $\omega = 0$, η χρούση είναι ακόλουθη. Στην περίπτωση αυτή $\mu = 1$ και $s = R + z$.

Υπολογίζουμε την ειδική ένταση ακτινοβολίας για την διαδρομή s (σχέση 4.24). Δεν είναι γνωστός ο τρόπος που μεταβάλλεται ο συντελεστής εκπομπής κατά μήκος της απόστασης s καθώς αυτή δεν αποτελεί ακτίνα του κύκλου (Π, R) . Στο σημείο Z του σχήματος 4.13 ο συντελεστής εκπομπής είναι

$$j_\nu = j_0 \frac{r_0}{Z}$$

Στο σημείο Γ ο συντελεστής εκπομπής είναι

$$j_\nu = j_0 \frac{r_0}{(\Pi\Gamma)}$$

Συνεπώς αν αθροιστούν οι συντελεστές εκπομπής κάθε σημείου της διαδρομής s ή αλλιώς αν ολοκληρωθεί ο συντελεστής εκπομπής με βήμα μια απειροστή απόσταση $(Z\Gamma) = x$ της διαδρομής s , θα είναι εφικτός ο υπολογισμός της ειδικής έντασης ακτινοβολίας για την διαδρομή αυτή.

Απο τον νόμο των συνημιτόνων στο τρίγωνο $\Gamma\Pi Z$ του σχήματος 4.13 υπολογίζεται ότι

$$(\Pi\Gamma) = (x^2 + z^2 - 2xz \cos(\omega))^{\frac{1}{2}}$$

Συνεπώς ο συντελεστής εκπομπής μπορεί να γραφτεί για μια απειροστή απόσταση x πάνω στη διαδρομή s σαν

$$j_\nu = j_0 \frac{r_0}{(x^2 + z^2 - 2xz \cos(\omega))^{\frac{1}{2}}} \quad (4.28)$$

Η σχέση 4.28 αντικαθίσταται στο ολοκλήρωμα της σχέσης 4.24 και υπολογίζεται η ένταση ακτινοβολίας για τη διαδρομή s

$$I_\nu(x) = \int_0^s j_0 \frac{r_0}{\sqrt{(x^2 + z^2 - 2xz\mu)}} dx, \quad \mu = \cos(\omega) \quad (4.29)$$

Το ολοκλήρωμα αυτό έχει αναλυτική λύση η οποία είναι η παρακάτω

$$I_\nu(x) = j_0 r_0 [\ln(\sqrt{x^2 + z^2 - 2xz\mu} + x - z\mu)]_0^s \quad (4.30)$$

Υπολογίζεται επίσης απο τη σχέση 4.27 ότι

$$s^2 = z^2 \mu^2 - z^2 + R^2 + z^2 \mu^2 + 2z\mu \sqrt{z^2(\mu^2 - 1) + R^2} \quad (4.31)$$

$$zs\mu = z^2 \mu^2 + z\mu \sqrt{z^2(\mu^2 - 1) + R^2} \quad (4.32)$$

Για $x = s$ η αναλυτική λύση 4.30 θα γραφτεί, λαμβάνοντας υπόψιν τις σχέσεις 4.31, 4.32, σαν

$$I_\nu(s) = \ln[R + \sqrt{z^2(\mu^2 - 1) + R^2}]$$

Για $x = 0$, η αναλυτική λύση θα γραφτεί αντίστοιχα σαν

$$I_\nu(0) = \ln[\sqrt{z^2 + 0} - z\mu] = \ln[z(1 - \mu)]$$

Αρα συνολικά η σχέση 4.30 γίνεται

$$I_\nu = j_0 r_0 \cdot \ln\left[\frac{R + \sqrt{z^2(\mu^2 - 1) + R^2}}{z(1 - \mu)}\right] \quad (4.33)$$

Όταν η κρούση είναι μετωπική, όπως αναφέρθηκε παραπάνω, $\omega = \pi$, $\mu = -1$

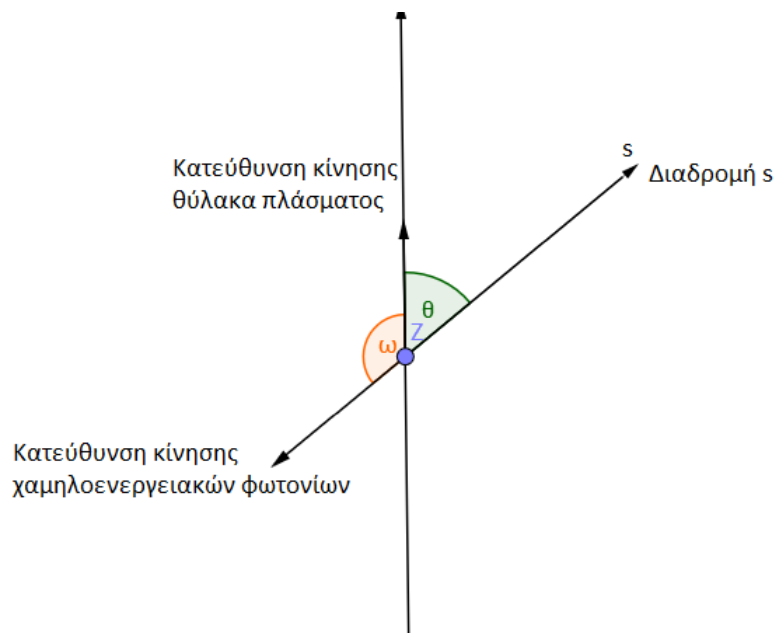
$$I_\nu = j_0 r_0 \cdot \ln\left[\frac{R}{z}\right] \quad (4.34)$$

ενω όταν η κρούση είναι ακόλουθη, $\omega = 0$, $\mu = 1$ παρατηρείται απροσδιοριστία στη σχέση 4.33 και απειρισμός.

$$\lim_{(\mu \rightarrow 1)} \ln\left[\frac{R + \sqrt{z^2(\mu^2 - 1) + R^2}}{z(1 - \mu)}\right] \rightarrow \infty \quad (4.35)$$

Το αποτέλεσμα της σχέσης 4.35 είναι λογικό διότι σε αυτή την περίπτωση τα χαμηλοενεργειακά φωτόνια διασχίζουν την απόσταση $s = R + z$ για να φτάσουν στον θύλακα πλάσματος και να αλληλεπιδράσουν με τα υψηλοενεργειακά φωτόνια. Συνεπώς διασχίζουν το κέντρο της σφαίρας, Π όπου η ροή ακτινοβολίας απειρίζεται.

Στο σημείο αυτό θα εξεταστεί πως μεταβάλλεται η έκφραση της ειδικής έντασης ακτινοβολίας στο κινούμενο σύστημα του πίδακα. Ένας παρατηρητής, συγκινούμενος με τον σχετικιστικά κινούμενο θύλακα πλάσματος, αντιλαμβάνεται ότι τα χαμηλοενεργειακά φωτόνια ταξιδεύουν προς το μέρος του με τον παράγοντα Lorentz Γ του θύλακα ενω ο ίδιος είναι ακίνητος. Λόγω



Σχήμα 4.14: Γεωμετρική αναπαράσταση της σύγκρουσης των υψηλοενεργειακών φωτονίων του θύλακα πλάσματος (θέση Z) με τα χαμηλοενεργειακά φωτόνια του μοντέλου του ανομοιογενούς ανέμου. Η γωνία σύγκρουσης συμβολίζεται ως ω .

της σχετικιστικής κίνησης του θύλακα θα παρατηρηθεί ενίσχυση Doppler (βλέπει δεύτερο Κεφάλαιο) και τα φυσικά μεγέθη θα μεταβληθούν στο συγκινούμενο σύστημα σε σχέση με το σύστημα του ακίνητου εξωτερικού παρατηρητή.

Ο ακίνητος παρατηρητής, θα «δεί» τη ροή ακτινοβολίας των χαμηλοενεργειακών φωτονίων να μεταβάλλεται σύμφωνα με τη σχέση 2.22 και τις συχνότητες σύμφωνα με τη σχέση 2.10. Οι ποσότητες αυτές μεταβάλλονται ανάλογα με τη γωνία σύγκρουσης των δύο πληθυσμών. Αναφέρθηκε παραπάνω πως τέθηκε σαν γωνία μετωπικής κρούσης η $\omega = \pi$ και ακόλουθης κρούσης η $\omega = 0$. Ο παράγοντας Doppler (2.5) στην περίπτωση αυτή θα οριστεί ως

$$\delta = [\Gamma(1 - \beta \cos(\omega))]^{-1} \quad (4.36)$$

Εστω ότι τα φωτόνια που προέρχονται από τον ιονισμό του ανέμου είναι μονοχρωματικά, με συχνότητα $\nu_{blr} = \frac{\epsilon_{blr}}{h}$, στο σύστημα του ακίνητου εξωτερικού παρατηρητή K. Άρα η ειδική ένταση ακτινοβολίας ανα συχνότητα γράφεται σαν

$$I_\nu(s) = \int j_\nu(s) ds \cdot \delta(\nu - \nu_{blr}) \quad (4.37)$$

Από τις σχέσεις του δεύτερου Κεφαλαίου που περιγράφουν πως μεταβάλλεται η συχνότητα και η ροή ακτινοβολίας λόγω ενίσχυσης Doppler, αν ο παράγοντας Doppler δ δίνεται από τη σχέση 2.5 και ισχύει η αναλλοίωτη σχέση

$$\frac{I_\nu}{\nu^3} = \frac{I'_{\nu'}}{\nu'^3}$$

προκύπτει ότι

$$I_\nu = \delta^3 \cdot I'_{\nu'} \quad (4.38)$$

δηλαδή στο ακίνητο σύστημα αναφοράς, η ειδική ένταση ακτινοβολίας φαίνεται πως έχει μεταβληθεί κατά έναν παράγοντα δ^3 .

Συνεπώς η ειδική ένταση ακτινοβολίας ανα συχνότητα (4.37) για τον συγκινούμενο με τον θύλακα παρατηρητή μπορεί σύμφωνα με την παραπάνω θεώρηση να γραφτεί

$$I'_{\nu'}(s) = \frac{1}{\delta^3} \int j_{\nu}(s) ds \cdot \delta(\nu - \nu_{blr}) \quad (4.39)$$

και αν στη σχέση αυτή αντικατασταθεί η σχέση 4.35 η ειδική ένταση ακτινοβολίας γράφεται

$$I'_{\nu'} = \Gamma^3(1 - \beta \cos(\omega))^3 j_0 r_0 \cdot \ln \left[\frac{R + \sqrt{z^2(\mu^2 - 1) + R^2}}{z(1 - \mu)} \right] \delta(\nu - \nu_{blr}) \quad (4.40)$$

Το παραπάνω αποτέλεσμα ολοκληρώνεται ως προς τη συχνότητα

$$I'(\Omega') = \int I'_{\nu'} d\nu' = \int I \cdot \delta(\nu - \nu_{blr}) \cdot \Gamma(1 - \beta \cos(\omega)) d\nu$$

$$I'(\Omega') = \Gamma^4(1 - \beta \cos(\omega))^4 j_0 r_0 \cdot \ln \left[\frac{R + \sqrt{z^2(\mu^2 - 1) + R^2}}{z(1 - \mu)} \right] \quad (4.41)$$

Η παραπάνω σχέση για την ειδική ένταση ακτινοβολίας αφορά μια συγκεκριμένη διεύθυνση ϑ . Το επόμενο βήμα είναι να ολοκληρωθεί η σχέση 4.41 ως προς όλες τις στερεές γωνίες.

$$d\Omega' = \sin(\vartheta') d\vartheta' d\phi = -\sin(\omega') d\omega' d\phi = d\cos(\omega)' d\phi$$

$$I' = \int I'(\Omega') d\Omega'$$

Η σχέση 2.15 είναι η σχέση αποπλάνυσης του φωτός και δείχνει πως θα μεταβληθεί η γωνία σύγκρουσης των δύο φωτονίων απο σύστημα σε σύστημα λόγω ενίσχυσης Doppler. Δηλαδή θα ισχύει ότι

$$d\cos(\omega)' = \frac{d\cos(\omega)}{\Gamma^2(1 - \beta \cos(\omega))^2} \quad (4.42)$$

$$I' = 2\pi \int_{-1}^1 \Gamma^4(1 - \beta \cos(\omega))^4 \cdot j_0 r_0 \cdot \ln \left[\frac{R + \sqrt{z^2(\cos^2(\omega) - 1) + R^2}}{z(1 - \cos(\omega))} \right] d\cos(\omega)' \quad (4.43)$$

Τελικά η ειδική ένταση ακτινοβολίας των χαμηλοενεργειακών φωτονίων ολόκληρης της σφαιρικής περιοχής στο συγκινούμενο σύστημα υπολογίζεται

$$I' = 2\pi \int_{-1}^1 \Gamma^2(1 - \beta \cos(\omega))^2 \cdot j_0 r_0 \cdot \ln \left[\frac{R + \sqrt{z^2(\cos^2(\omega) - 1) + R^2}}{z(1 - \cos(\omega))} \right] d\cos(\omega) \quad (4.44)$$

Το ολοκλήρωμα της σχέσης 4.44 γράφεται σαν

$$I' = 2\pi \Gamma^2 j_0 r_0 \cdot \int f(\mu) d\mu \quad (4.45)$$

όπου

$$f(\mu) = (1 - \beta\mu)^2 \ln \left[\frac{R + \sqrt{z^2(\mu^2 - 1) + R^2}}{z(1 - \mu)} \right], \quad \mu = \cos(\omega) \quad (4.46)$$

και υπολογίζεται αριθμητικά με την μέθοδο του τραπεζίου.

Πρωτού γίνει αυτό θα ελεγχθεί η ασυμπτωτική συμπεριφορά του αποτελέσματος 4.44 στα όρια. Θεωρήθηκε εξ αρχής ότι η κίνηση του θύλακα πλάσματος είναι σχετικιστική με παράγοντα Lorentz $\Gamma \gg 1$ και συνεπώς ισχύει η σχέση 2.2 για τον παράγοντα β .

Αν $\vartheta \rightarrow 0$, στην περίπτωση μετωπικής σύγκρουσης των φωτονίων, $\mu = 1$ και στο σύστημα των υψηλοενεργειακών φωτονίων τα χαμηλοενεργειακά έχουν ένταση ακτινοβολίας ενισχυμένη κατα παράγοντα Γ^2 καθώς η σχέση 4.44 γίνεται

$$I' = 2\pi\Gamma^2(1 + \beta)^2 j_0 r_0 \cdot \ln\left[\frac{R}{z}\right] \quad (4.47)$$

$$I' = 2\pi\Gamma^2\left(4 + \frac{1}{4\Gamma^4} - \frac{2}{\Gamma^2}\right) j_0 r_0 \cdot \ln\left[\frac{R}{z}\right] \simeq 8\pi\Gamma^2 j_0 r_0 \cdot \ln\left[\frac{R}{z}\right] \quad (4.48)$$

Συνεπώς κατα αν η σύγκρουση γίνεται μετωπικά, παρατηρείται ενίσχυση στην ειδική ένταση ακτινοβολίας και συνεπώς και στην ενεργειακή πυκνότητα των χαμηλοενεργειακών φωτονίων στο σύστημα του κινούμενου παρατηρητή. Αν $z = R$, δηλαδή όταν ο θύλακας πλάσματος φτάσει στο όριο του ανέμου και δεν υπάρχουν άλλα χαμηλοενεργειακά φωτόνια για μετωπική σύγκρουση, τότε η σχέση 4.48 γίνεται

$$I' = 8\pi\Gamma^2 \cdot j_0 r_0 \ln[1] = 0 \quad (4.49)$$

Ο συγκινούμενος παρατηρητής δεν «βλέπει» άλλα φωτόνια για αυτό μηδενίζεται και η ένταση ακτινοβολίας. Αντίστοιχα για $z = r_0$, δηλαδή όταν ο θύλακας πλάσματος ξεκινά από τον δίσκο προσάυξης η σχέση 4.48 γίνεται

$$I' = 8\pi\Gamma^2 \cdot j_0 r_0 \ln\left[\frac{R}{r_0}\right] \quad (4.50)$$

Μάλιστα αν ισχύει ότι $R = r_0 + \Delta R$

$$I' = 8\pi\Gamma^2 \cdot j_0 r_0 \ln\left[1 + \frac{\Delta R}{r_0}\right] \simeq 8\pi\Gamma^2 \cdot j_0 r_0 \frac{\Delta R}{r_0}$$

Αν η σύγκρουση των φωτονίων είναι ακόλουθη, έχει ήδη δείχτεί από τη σχέση 4.35 ότι στην έκφραση της ειδικής έντασης ακτινοβολίας παρουσιάζεται απροσδιοριστία. Το πρόβλημα μπορεί να λυθεί μέσω της αριθμητικής ολοκλήρωσης της σχέσης 4.44. Για να πραγματοποιηθεί η ολοκλήρωση το διάστημα $\mu \in [-1, 1]$ χωρίζεται σε $h = \frac{2}{n}$ βήματα και η παράμετρος μ αυξάνεται σαν $\mu = -1 + i \cdot h$ όπου $i = 0, n - 1$. Με αυτόν τον τρόπο αποφεύγεται η τιμή $\mu = 1$. Αν $n = 1000$ η τελευταία τιμή που παίρνει το μ είναι $\mu = 0.998$ και για αυτή την τιμή υπολογίζεται η ειδική ένταση ακτινοβολίας.

Συνεπώς για $\mu = 0.998$ η σχέση 4.44 γίνεται

$$I' = \frac{\pi}{2\Gamma^2} \cdot j_0 r_0 \ln\left[\frac{R + \sqrt{z^2(0.996 - 1) + R^2}}{z(1 - 0.998)}\right] \quad (4.51)$$

Παρατηρείται δηλαδή ότι η ειδική ένταση ακτινοβολίας απενισχύεται αν η σύγκρουση των δύο φωτονίων είναι ακόλουθη, δηλαδή για μεγάλες γωνίες ϑ .

Αν επιπρόσθετα $z = R$

$$I' = \frac{\pi}{2\Gamma^2} \cdot j_0 r_0 \ln\left[\frac{R \cdot (1 + \sqrt{0.996})}{R \cdot 0.002}\right] \simeq 10 \cdot \frac{1}{\Gamma^2} j_0 r_0 \quad (4.52)$$

Επίσης αν $z = r_0$

$$I' = \frac{\pi}{2\Gamma^2} \cdot j_0 r_0 \ln\left[\frac{\frac{R}{r_0} + \sqrt{(0.996 - 1) + \frac{R^2}{r_0^2}}}{r_0(1 - 0.998)}\right] \simeq \frac{\pi}{2\Gamma^2} \cdot j_0 r_0 \ln\left[\frac{\frac{R}{r_0} + \sqrt{\frac{R^2}{r_0^2}}}{0.002 \cdot r_0}\right]$$

$$I' \simeq \frac{\pi}{2\Gamma^2} \cdot j_0 r_0 \cdot (\ln\left[\frac{R}{r_0^2}\right] + 6.9) \quad (4.53)$$

Τελευταίο βήμα πριν την παρουσίαση των αποτελεσμάτων της αριθμητικής ολοκλήρωσης της σχέσης 4.46 είναι ο υπολογισμός της σταθεράς κανονικοποίησης του συντελεστή εκπομπής j_0 . Στην ενότητα αυτή έχει θεωρηθεί ότι η περιοχή των πλατιών γραμμών εκπομπής δεν είναι ομογενής αλλά η αριθμητική πυκνότητα των φωτονίων της μειώνεται ακτινικά, συνεπώς και ο συντελεστής εκπομπής των φωτονίων αυτών. Η λαμπρότητα της ΠΠΓΕ του 3C279 είναι $L_{blr} = 6 \cdot 10^{44} \frac{erg}{sec}$ [Celotti et.al 1997] και αν ισχύει το μοντέλο που παρουσιάστηκε θα υπολογίζεται από τη σχέση

$$L_{blr} = 4\pi \int_{r_0}^R r^2 \cdot j_0 r_0 \cdot \frac{1}{r} dr \quad (4.54)$$

Ο μόνος άγνωστος της παραπάνω εξίσωσης είναι ο όρος $j_0 r_0$. Λύνοντας ως προς αυτόν υπολογίζεται ότι $j_0 r_0 \simeq 10^5$.

Ανακεφαλαιώνοντας σύμφωνα με το γενικό αδρονικό μοντέλο που έχει χρησιμοποιηθεί στην εργασία για τη μοντελοποίηση του φάσματος του 3C279 του Ιουνίου του 2015, ένας θύλακας πλάσματος ακτίνας $R_b = 4 \cdot 10^{14} cm$ που κινείται με παράγοντα Lorentz $\Gamma = 28$, παράγει ένα πολυκυματικό φάσμα. Τα υψηλοενεργειακά φωτόνια αυτού μπορεί να αλληλεπιδράσουν μέσω απορρόφησης φωτονίου φωτονίου με τα χαμηλοενεργειακά φωτόνια που είναι ανομοιογενώς κατανομημένα στην ΠΠΓΕ και να απορροφηθούν. Αν ο θύλακας βρίσκεται κάθε φορά σε διαφορετική γνωστή απόσταση Z από την κεντρική περιοχή του ΕΓΠ, ενώ το όριο του μοντέλου φωτονίων είναι η απόσταση $R = 3 \cdot 10^{19} cm$, μπορεί να υπολογιστεί η ειδική ένταση ακτινοβολίας των φωτονίων αυτών στο συγκινούμενο σύστημα, από το ολοκλήρωμα της σχέσης 4.44.

Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, για να ολοκληρωθεί τη συνάρτηση $f(\mu)$ ως προς όλα τα μ , χρησιμοποιήθηκε η μέθοδο του τραπεζίου, σύμφωνα με την οποία το αποτέλεσμα του ολοκληρώματος δίνεται από τη σχέση

$$A = \frac{h}{2} \cdot (f(\mu_1) + 2f(\mu_2) + 2f(\mu_3) + \dots + f(\mu_n))$$

Από τον υπολογισμό της ειδικής έντασης ακτινοβολίας μπορεί κανείς να υπολογίσει και την συνολική ενεργειακή πυκνότητα των χαμηλοενεργειακών φωτονίων όπως αυτή μετράται στο συγκινούμενο σύστημα παρατήρησης από τη σχέση 4.23. Παρακάτω παρατίθεται πίνακας όπου αναγράφεται πως μεταβάλλεται η ενεργειακή πυκνότητα με βάση την απόσταση Z του θύλακα πλάσματος από την κεντρική περιοχή του ΕΓΠ, αν αυτός κινείται με παράγοντα Lorentz $\Gamma = 28$. Πρέπει να αναφερθεί πως παρα την αλλαγή στην ενεργειακή πυκνότητα, η θερμοκρασία των φωτονίων της ΠΠΓΕ παραμένει ίδια και υπολογίζεται από τη σχέση 4.14.

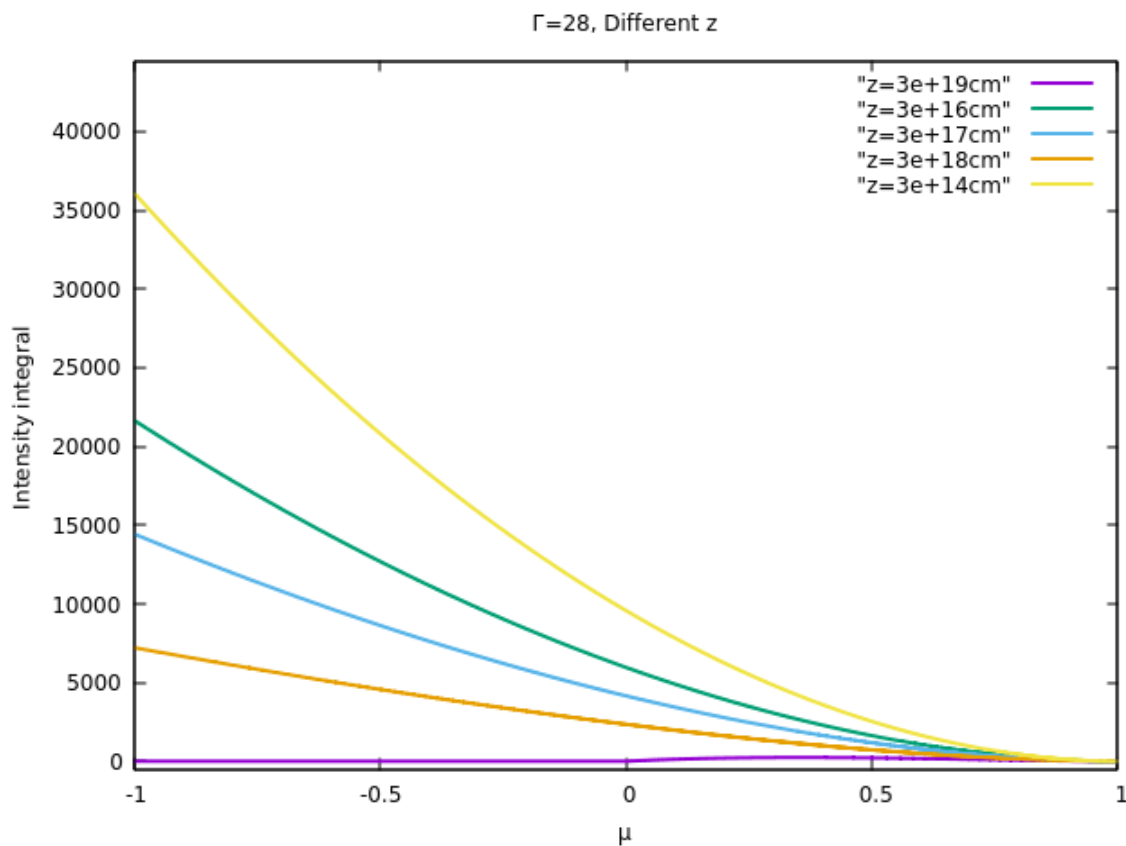
| $z [cm]$ | $I' [\frac{erg}{cm^2 sec}]$ | $U'_{blr} [\frac{erg}{cm^3}]$ |
|-------------------|-----------------------------|-------------------------------|
| $3 \cdot 10^{16}$ | $9.5 \cdot 10^9$ | 0.3 |
| 10^{17} | $7.8 \cdot 10^9$ | 0.26 |
| $3 \cdot 10^{17}$ | $6.5 \cdot 10^9$ | 0.22 |
| $5 \cdot 10^{17}$ | $5.8 \cdot 10^9$ | 0.19 |
| 10^{18} | $4.9 \cdot 10^9$ | 0.16 |
| $3 \cdot 10^{18}$ | $3.45 \cdot 10^9$ | 0.11 |

Πίνακας 4.5: Πίνακας τιμών της ειδικής έντασης ακτινοβολίας και της ενεργειακής πυκνότητας των φωτονίων της ΠΠΓΕ στο συγκινούμενο σύστημα παρατήρησης σε συνάρτηση με τη θέση Z του θύλακα πλάσματος.

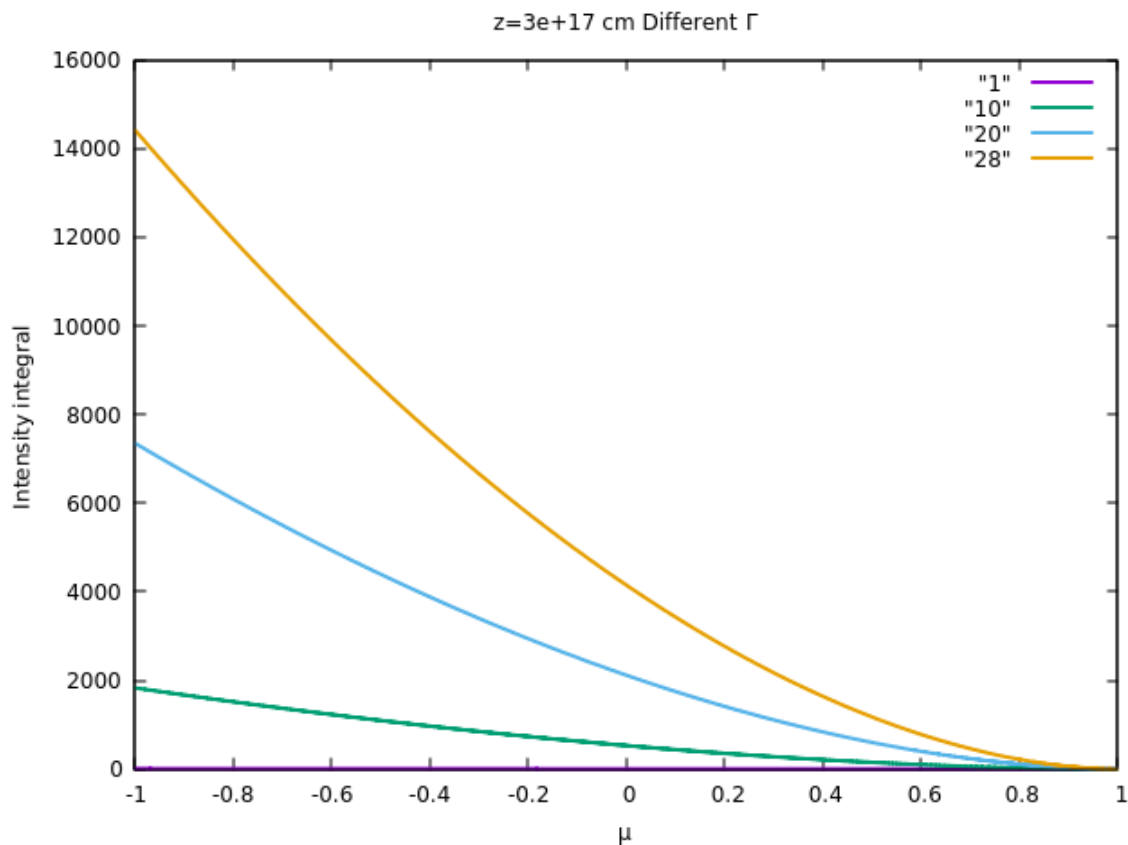
Επίσης παρατίθενται διαγράμματα της συνάρτησης $f(\mu)$ 4.46 σε εξάρτηση από το συνημίτονο της γωνίας σύγκρουσης μ για διαφορετικές αποστάσεις Z του θύλακα πλάσματος από τον δίσκο προσάυξης, καθώς επίσης καμπύλες της συνάρτησης αυτής για διάφορες τιμές του παράγοντα Lorentz.

Αν $\Gamma = 28$, όπως θεωρήθηκε στο μοντέλο της παρούσας εργασίας, παρατηρείται στο σχήμα 4.15 πως για γωνίες σύγκρουσης με συνημίτονα κοντά στην τιμή $\mu = -1$, η ένταση ακτινοβολίας των εξωτερικών φωτονίων είναι υψηλότερη σε σχέση με την αντίστοιχη για μεγαλύτερες τιμές συνημιτόνων. Αυτό επιβεβαιώνει το αποτέλεσμα των σχέσεων 4.48 και 4.52. Η καμπύλη καταλήγει ασυμπτωτικά στον άξονα x για τιμές συνημιτόνων $\mu \rightarrow 1$ διότι όπως φάνηκε και στην μαθηματική ανάλυση για την τιμή αυτή η συνάρτηση της έντασης ακτινοβολίας απειρίζεται. Αν ο θύλακας πλάσματος βρίσκεται κοντά στην μελανή οπή, για παράδειγμα στην περίπτωση που $z = 3 \cdot 10^{14} \text{ cm}$, τότε τα εξωτερικά φωτόνια είναι περισσότερα και πιο πυκνά ενεργειακά σε σχέση με μια πιο έξω περιοχή, μεγαλύτερης απόστασης Z , και συνεπώς η έντασή τους είναι υψηλότερη. Όσο αυξάνεται η απόσταση του θύλακα από την κεντρική περιοχή του ΕΓΠ τόσο πέφτει και η ένταση ακτινοβολίας των φωτονίων των νεφών. Για $Z = R$ και στην περίπτωση που η σύγκρουση των δύο πληθυσμών είναι μετωπική, ο θύλακας πλάσματος δεν θα συναντήσει άλλα εξωτερικά φωτόνια μπροστά του άρα στο διάγραμμα η ένταση ακτινοβολίας τους μηδενίζεται και επαληθεύεται το αποτέλεσμα της σχέσης 4.49. Αν τα εξωτερικά φωτόνια συγκρούονται όχι από μπροστά αλλά υπο από άλλες μικρότερες γωνίες με τον θύλακα, η ένταση των εξωτερικών φωτονίων αυξάνεται ελάχιστα όπως φαίνεται και στη σχέση 4.52.

Στο σχήμα 4.16 φαίνεται πως όταν $\Gamma = 1$ όταν δηλαδή δεν παρατηρείται καθόλου σχετικιστική κίνηση, η ένταση ακτινοβολίας των εξωτερικών φωτονίων είναι ίδια υπο οποιαδήποτε γωνία και αν αυτά προσέσουν πάνω στον θύλακα πλάσματος. Αντίθετα, όσο αυξάνεται ο παράγοντας Lorentz, τα φωτόνια των νεφών που συγκρούονται μετωπικά με τον πίδακα δείχνουν να έχουν μεγαλύτερη ένταση ακτινοβολίας από τα φωτόνια που συγκρούονται υπο άλλες μικρότερες γωνίες.

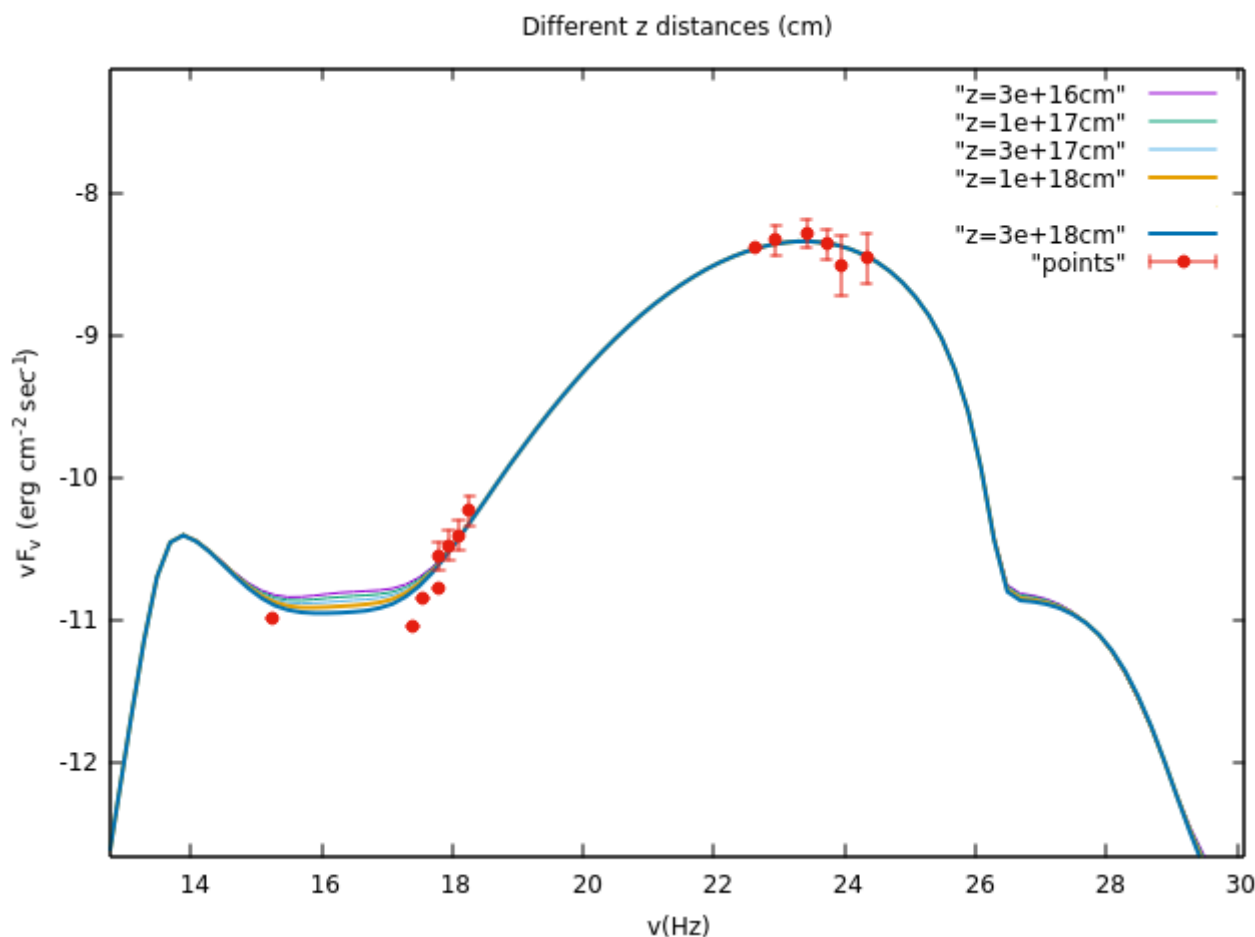


Σχήμα 4.15: Αναπαράσταση της σχέσης 4.46 σε συνάρτηση με το συνημίτονο της γωνίας ω για διαφορετικές θέσεις Z του θύλακα πλάσματος. Όταν $\mu = -1$ η κρούση των υψηλοενεργειακών φωτονίων του θύλακα με τα χαμηλοενεργειακά της ΠΠΓΕ είναι μετωπική, ενώ όταν $\mu = 1$ η κρούση είναι ακόλουθη



Σχήμα 4.16: Αναπαράσταση της σχέσης 4.46 σε συνάρτηση με το συνημίτονο της γωνίας ω για διαφορετικές τιμές του παράγοντα Lorentz του θύλακα πλάσματος, ενώ βρίσκεται σε συγκεκριμένη θέση Z .

Στο σχήμα 4.17 παρουσιάζεται το θεωρητικό φάσμα της έκλαμψης του 3C279 που δημιουργήθηκε σύμφωνα με το μοντέλο της παρούσας ενότητας. Στις φυσικές διαδικασίες λαμβάνεται υπόψιν η απορρόφηση φωτονίου φωτονίου των υψηλοενεργειακών φωτονίων που παράγει η πηγή με τα χαμηλοενεργειακά εσωτερικά φωτόνια και τα φωτόνια της ΠΠΓΕ. Η ενεργειακή πυκνότητα των τελευταίων μεταβάλλεται σύμφωνα με το μοντέλο του ανέμου που χρησιμοποιήθηκε (πίνακας 4.5). Στο σχήμα φαίνεται πως αλλάζει το πολυχυμμάτικο φάσμα εκπομπής καθώς ο θύλακας πλάσματος απομακρύνεται από τη μελανή σπή. Όπως φαίνεται, η απορρόφηση φωτονίου φωτονίου επηρεάζει λιγότερο τα φάσματα του μοντέλου αυτού, ωστόσο δεν πραγματοποιείται μοντελοποίηση των παρατηρησιακών σημείων στην περιοχή των keV φωτονίων. Αυτές οι ακτίνες X, λοιπόν μπορεί να μην παράχθηκαν μέσω ακτινοβολίας σύγχροτρον των σχετικιστικών πρωτονίων της πηγής, ή μπορεί να μην παράχθηκαν καν από την ίδια πηγή ακτινοβολίας.



Σχήμα 4.17: Μοντελοποίηση πολυκυματικού φάσματος ακτινοβολίας για διαφορετικές θέσεις Z του θύλακα πλάσματος. Συνυπολογίζεται στις φυσικές διαδικασίες η απορρόφηση φωτονίου φωτονίου μεταξύ των υψηλοενεργειακών φωτονίων του πίδακα και των εξωτερικών μαλακών φωτονίων της ΠΠΓΕ.

4.4 Συμπεράσματα

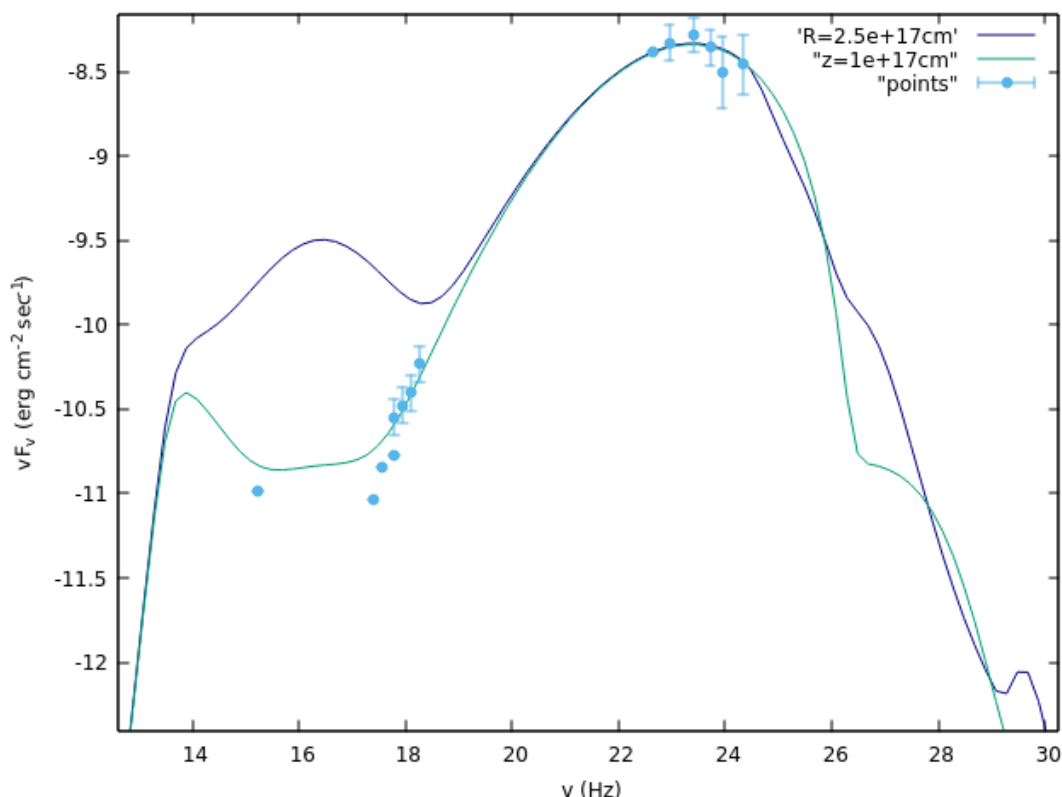
4.4.1 Σύγκριση των δύο μοντέλων των νεφών της ΠΠΓΕ

Παρουσιάστηκαν δύο μοντέλα προσομοίωσης των νεφών της ΠΠΓΕ. Στο ένα μοντέλο τα νέφη βρίσκονται σε μια περιοχή, σταθερής ακτίνας R_{blr} στην οποία κατανομούνται σφαιρικά συμμετρικά και ισοτροπικά φωτόνια ενέργειας ϵ_{blr} . Στο άλλο μοντέλο η περιοχή των νεφών έχει θεωρηθεί ανομοιογενής. Τα φωτόνια δημιουργούνται λόγω του ιονισμού ανέμου μεταβαλλόμενης πυκνότητας και έχουν ενέργεια ϵ_{blr} . Ο άνεμος εκτείνεται σε μεγάλες αποστάσεις. Συγκεκριμένα τέθηκε ως όριο για τον άνεμο η ακτίνα $R = 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}$. Δημιουργείται λοιπόν μια διαστρωμάτωση φωτονίων διαφορετικής ενεργειακής πυκνότητας.

Αν ο θύλακας πλάσματος βρεθεί σε απόσταση $Z = 10^{17} \text{ cm}$ από τη μελανή οπή, θα βρίσκεται στο εξωτερικό τμήμα των νεφών της ΠΠΓΕ, ακτίνας $R_{blr} = 2.7 \cdot 10^{17} \text{ cm}$. Στην περίπτωση του πρώτου μοντέλου, για τη συγκεκριμένη ακτίνα, υπολογίζεται ότι η ενεργειακή πυκνότητα των φωτονίων των νεφών είναι ογδόντα φορές μεγαλύτερη από ότι στο δεύτερο μοντέλο (πίνακες 4.5, 4.4) στο σύστημα του θύλακα πλάσματος. Το γεγονός αυτό καθιστά την απορρόφηση των υψηλοενεργειακών φωτονίων της πηγής από τα εξωτερικά χαμηλοενεργειακά φωτόνια λιγότερη στην περίπτωση του δεύτερου μοντέλου.

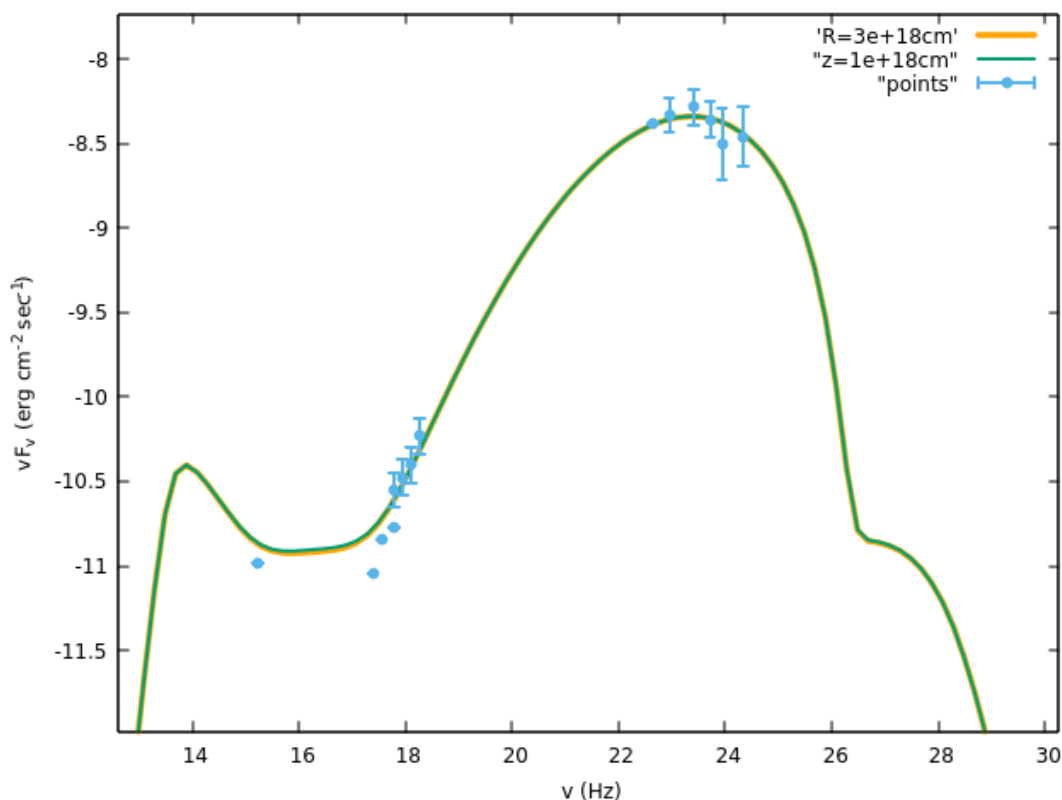
Στο σχήμα 4.18 παρατηρείται πως το πολυκυματικό φάσμα (γαλάζια καμπύλη) που κατα-

σκευάστηκε σύμφωνα με το δεύτερο μοντέλο προσομοίωσης των νεφών είναι πολύ λιγότερο επηρεασμένο από την εκπομπή των δευτερογενών σωματιδίων που παράγονται λόγω απορρόφησης φωτονίου φωτονίου. Ωστόσο στην περιοχή των χαμηλών συχνοτήτων, μέχρι τις μαλακές ακτίνες X το φάσμα αλλοιώνεται.



Σχήμα 4.18: Η μπλε καμπύλη είναι το πολυχρωματικό φάσμα της έκλαμψης του 3C279 στην περίπτωση που τα νέφη της ΠΠΓΕ είναι κατανομημένα ομοιογενώς. Η γαλάζια καμπύλη αφορά το πολυχρωματικό φάσμα στην περίπτωση που τα νέφη της ΠΠΓΕ περιγράφονται από το μοντέλο του ανέμου.

Εξετάζεται επίσης η διαφοροποίηση των φασμάτων των δύο μοντέλων για την τιμή της ακτίνας της σφαιρικά συμμετρικής περιοχής που πραγματοποιήθηκε η καλύτερη δυνατή μοντελοποίηση. Σύμφωνα με το πρώτο μοντέλο αυτή είναι η $R = 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}$ (σχήμα 4.12). Η ακτίνα αυτή είναι μεγαλύτερη κατά μια τάξη μεγέθους της ακτίνας της ΠΠΓΕ [33]. Συνεπώς αν η πηγή ακτινοβολίας βρίσκεται σε αυτή την απόσταση θα έχει μόλις εξέλθει από τα νέφη. Αν ο θύλακας είναι στη θέση $Z = 10^{18} \text{ cm}$ θα βρίσκεται στην περιοχή αυτή. Όπως φαίνεται στο σχήμα 4.19 οι καμπύλες των δύο μοντέλων, που περιγράφουν το πολυχρωματικό φάσμα της έκλαμψης του 3C279, σχεδόν ταυτίζονται. Ωστόσο και πάλι, παρόλο που έχει μειωθεί αρκετά η ενεργειακή πυκνότητα των εξωτερικών φωτονίων, πραγματοποιείται απορρόφηση φωτονίου φωτονίου και αλλοιώνεται το φάσμα ακτινοβολίας στην περιοχή των μαλακών ακτίνων X.



Σχήμα 4.19: Η πράσινη καμπύλη είναι το πολυκυματικό φάσμα της έκλαμψης του 3C279 στην περίπτωση που τα νέφη της ΠΠΓΕ είναι κατανομημένα ομοιογενώς. Η πορτοκαλί καμπύλη αφορά το πολυκυματικό φάσμα όταν αυτό παράγεται με την ύπαρξη των νεφών της ΠΠΓΕ που περιγράφονται από το μοντέλο του ανέμου.

4.4.2 Γενικά συμπεράσματα

Το αδρονικό μονοζωνικό μοντέλο όπου ο ρυθμός έγχυσης σωματιδίων είναι μια χρονοεξαρτώμενη συνάρτηση ΛΠ (4.5) μοντελοποιεί το πολυκυματικό φάσμα της έκλαμψης του Ιουνίου του 2015 του 3C279 πιο ικανοποιητικά από ότι ένα αντίστοιχο μοντέλο κατανομής νόμου δύναμης στα σωματίδια.⁷ Το πρόβλημα και στις δύο περιπτώσεις εμφανίζεται στην μοντελοποίηση των παρατηρησιακών δεδομένων στις συχνότητες των μαλακών ακτίνων X. Αυτό οφείλεται στην απορρόφηση φωτονίου φωτονίου των υψηλοενεργειακών φωτονίων της πηγής κυρίως από τα εξωτερικά χαμηλοενεργειακά φωτόνια της ΠΠΓΕ με αποτέλεσμα την παραγωγή ζευγών που με τη σειρά τους ακτινοβολούν. Παρατηρήθηκε πως ακόμα και στην περίπτωση που η πηγή βρεθεί εκτός των νεφών, το πολυκυματικό φάσμα συνεχίζει να είναι ελάχιστα αλλοιωμένο λόγω της απορρόφησης των υψηλοενεργειακών φωτονίων από τα εσωτερικά χαμηλοενεργειακά φωτόνια σύγχροτρον της πηγής.

Συνοψίζοντας τα αποτελέσματα όλης της εργασίας, η καλύτερη δυνατή μοντελοποίηση του πολυκυματικού φάσματος της έκλαμψης του 3C279 πραγματοποιείται αν ισχύουν οι εξής προϋποθέσεις: Η πηγή πρέπει να είναι πολύ συμπαγής, με ακτίνα της τάξης μερικών ακτίνων Schwarzschild, πρέπει να βρίσκεται σε απόσταση $z_d \geq 10^{18} \text{ cm}$ από τον δίσκο προσαύξης ώστε η ακτινοβολία της να μην απορροφάται από το εξωτερικό πεδίο φωτονίων, το μαγνητικό της πεδίο απαιτείται να έχει τιμή $B > 100 \text{ Gauss}$ και ο παράγοντας Doppler να παίρνει τιμές $\delta \geq 50$. Αν ισχύει ότι η γωνία που σχηματίζει ο άξονας του πίδακα με την ευθεία παρατήρησης στον 3C279 είναι $\vartheta_{obs} = 0.036 \text{ rad}$ [25] και ο θύλακας πλάσματος βρίσκεται έξω από τα νέφη της ΠΠΓΕ, για παράδειγμα $Z = 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}$, υπολογίζεται ότι το μήκος του τόξου που αντιστοιχεί στην

⁷Σε παρόμοια συμπεράσματα για την κατανομή ΛΠ λεπτονικών μοντέλων έχουν καταλήξει και οι [35], [36]

γωνία $2\theta_{obs}$ είναι $l = 2 \cdot 10^{17}$ cm. Είναι συνεπώς δύσκολο απο άποψη φυσικής να εξηγηθεί η εκπομπή τόσο ισχυρής ακτινοβολίας⁸ απο μια πηγή ακτίνας $R_b = 4 \cdot 10^{14}$ cm, σε τόσο μακρινή απόσταση απο την κεντρική περιοχή και σε μια περιοχή τριών τάξεων μεγέθους μεγαλύτερης των διαστάσεών της πηγής.

Σε παραπλήσια αποτελέσματα οδήγησε και το μοντέλο των [29]. Η διαφορά των δύο μοντέλων είναι η μικρότερη απόλυτη ισχύς του πίδακα που προσφέρει η περίπτωση της κατανομής ΛΠ. Συνεπώς η κατανομή ΛΠ θα μπορούσε να είναι πιο ενεργειακά συμφέρουσα απο ότι μια κατανομή νόμου δύναμης. Παρόλα αυτά η ισχύς του πίδακα πλάσματος υπολογίζεται να είναι υπερ Eddington, κατι που είναι απαγορευτικό απο τις αρχές της φυσικής.

Γενικότερα, στην περίπτωση που παρατηρείται κυρίαρχη η εκπομπή στις GeV ακτίνες στο πολυκυματικό φάσμα, όπως στην περίπτωση των FSRQs, η ισχύς του πίδακα που χρειάζεται να παραχθούν αυτές ξεπερνάει κατα μια ή δύο τάξεις την λαμπρότητα Eddington [31], [29] προκαλώντας πρόβλημα στη χρήση του αδρονικού μοντέλου.

⁸ $L_\gamma = 10^{49} \frac{erg}{sec}$ η λαμπρότητα στις ακτίνες γάμμα

Κεφάλαιο 5

Παράρτημα

5.1 Υπολογισμός κανονικοποίησης μιας κατανομής σωματιδίων λογαριθμικής παραβολής

Η συνάρτηση που επιλέγεται να περιγράψει την κατανομή των πρωτονίων και των ηλεκτρονίων μέσα στην πηγή είναι μια συνάρτηση ΛΠ [36].

$$\gamma_i^2 N_i = \gamma_{peak,i}^2 N_i(\gamma_{peak,i}) \left(\frac{\gamma_i}{\gamma_{peak,i}} \right)^{-b \cdot \log_{10} \left(\frac{\gamma_i}{\gamma_{peak,i}} \right)} = K y^{-b \log(y)} \quad (\text{Π1.1})$$

όπου γ_{peak} ο παράγοντας Lorentz των σωματιδίων που αντιστοιχεί στην ενέργεια φωτονίων μέγιστης λαμπρότητας, b μια παράμετρος καμπυλότητας της συνάρτησης, $K = \gamma_{peak,i}^2 N_i(\gamma_{peak,i})$ η σταθερά κανονικοποίησης, και ο αδιάστατος όρος $y = \frac{\gamma_i}{\gamma_{peak,i}}$.

Ο συνολικός αριθμός των σωματιδίων στην πηγή υπολογίζεται απο το ολοκλήρωμα

$$N_{i,0} = \int_1^\infty d\gamma' N'(\gamma') = \int_1^\infty d\gamma' \frac{K}{\gamma'^2} y^{-b \log(y)} = \int_0^\infty dy \gamma_{peak} \frac{K}{\gamma_{peak}^2 \frac{\gamma'^2}{\gamma_{peak}^2}} y^{-b \log(y)} \quad (\text{Π1.2})$$

Απο τη σχέση Π1.2 η σταθερά κανονικοποίησης εκφράζεται σαν

$$K = \frac{N_{i,0} \cdot \gamma_{peak}}{I} \quad (\text{Π1.3})$$

όπου I το παρακάτω ολοκλήρωμα με $\bar{b} = \frac{b}{\ln 10}$

$$I = \int_0^\infty y^{-2-b \log(y)} dy = \int_0^\infty y^{-2-\bar{b} \ln(y)} dy = \int_0^\infty y^{-\bar{b} \ln(y)} dy = 10^{1/4b} \sqrt{\frac{\pi \ln(10)}{b}} dy \quad (\text{Π1.4})$$

Αρα η σχέση Π1.3 γίνεται

$$K = \frac{N_{i,0} \cdot \gamma_{peak} 10^{-1/4b}}{\sqrt{\frac{\pi \ln(10)}{b}}} \quad (\text{Π1.5})$$

5.2 Υπολογισμός της ελάχιστης ισχύος ενός σχετικιστικού πίδακα

Όπως αναφέρθηκε στο πρώτο κεφάλαιο οι ράδιο ισχυροί γαλαξίες συνοδεύονται από σχετικιστικούς πίδακες, η δημιουργία των οποίων θεωρείται ότι μπορεί να βασίζεται στον μηχανισμό Blandford & Znajek [2]. Σύμφωνα με αυτόν η σφαιρικά συμμετρική πρόσπτωση μάζας προς το κέντρο του ΕΓΠ δεν οδηγεί μόνο στην έκλυση θερμότητας και ακτινοβολίας αλλά και στην παραγωγή πιδάκων.

Η ισχύς του πίδακα που δημιουργείται υπολογίζεται σύμφωνα με τους [37], [38] από τον τύπο

$$P_j = 2\pi R_b'^2 \beta \Gamma^2 \Sigma(U_i') + P_j^{rad} + P_j^{cold} \quad (\text{Π2.1})$$

Στην τιμή της απόλυτης ισχύος ενός πίδακα συνεισφέρει η ενέργεια του μαγνητικού πεδίου, η ενέργεια των σχετικιστικών σωματιδίων που παράγουν μη θερμική ακτινοβολία, η ενέργεια των μη σχετικιστικών σωματιδίων που παράγει θερμική ακτινοβολία, και η ενέργεια της συνολικής λαμπρότητας των φωτονίων που παράγονται. Στην παραπάνω σχέση ο παράγοντας 2 δείχνει την ύπαρξη των δύο αντιδιαμετρικών πιδάκων που εκτοξεύονται από έναν Blazar, R_b' είναι η ακτίνα του θύλακα του μονοζωνικού μοντέλου, U_i' είναι η ενεργειακή πυκνότητα των σχετικιστικών σωματιδίων και του μαγνητικού πεδίου, P_j^{rad} είναι η ισχύς λόγω ακτινοβολίας και P_j^{cold} είναι η ισχύς που προσφέρουν στον πίδακα τα πρωτόνια που δεν είναι σχετικιστικά και βρίσκονται στην πηγή. Τα μεγέθη υπολογίζονται στο σύστημα της πηγής. Ο παράγοντας που καθορίζει την ισχύ λόγω ακτινοβολίας είναι πιο χαμηλός σε σχέση με τους υπόλοιπους. Αυτό διότι στην αντίθετη περίπτωση όλη η κινητική ενέργεια θα μετατρέποταν σε ακτινοβολία και ο πίδακας δεν θα μπορούσε να επεκταθεί μέχρι τις αποστάσεις που γίνεται παρατηρήσιμος. Επίσης ο παράγοντας P_j^{cold} θα μπορούσε να αγνοηθεί αν θεωρηθεί πως η απόδοση του μηχανισμού επιτάχυνσης των πρωτονίων είναι πολύ υψηλός και όλα τα σωματίδια είναι σχετικιστικά.

Στο δεύτερο κεφάλαιο υπολογίστηκε η συνθήκη για την οποία πραγματοποιείται η ελαχιστοποίηση της ενέργειας μιας πηγής δηλαδή η ισοκατανομή των ενεργειών (2.60). Στο σημείο αυτό θα υπολογιστεί η ελάχιστη τιμή της ισχύος που μπορεί να έχει ένας σχετικιστικός πίδακας στην κατάσταση αυτή. Για απλότητα θα θεωρηθεί πως τα σχετικιστικά ηλεκτρόνια και πρωτόνια έχουν μια μονοενεργητική κατανομή [30]

$$\frac{dN_i(\gamma_i')}{d\gamma_i'} = N_i \delta(\gamma_i' - \bar{\gamma}_i') \quad (\text{Π2.2})$$

και η ενεργειακή πυκνότητα των σωματιδίων αυτών στο συγκινούμενο με την πηγή σύστημα γράφεται σαν

$$U_i' = \frac{m_i c^2 \bar{\gamma}_i' N_i'}{\frac{4\pi}{3} R_b'^3} \quad (\text{Π2.3})$$

Αν η πηγή εκπέμπει ακτινοβολία σύγχροτρον, η λαμπρότητά της στο ακίνητο σύστημα παρατήρησης είναι

$$L_{s,i} = \delta^4 \frac{1}{6\pi} \xi_i N_i A_i^2 c \sigma_T B'^2 \bar{\gamma}_i'^2 \quad (\text{Π2.4})$$

όπου $A_p = \frac{m_e}{m_p}$ και $A_e = 1$. Επίσης, ο όρος ξ_i δείχνει την απόδοση των σωματιδίων που ακτινοβολούν μη θερμική ακτινοβολία σε σχέση με το σύνολο των σωματιδίων που βρίσκονται στην πηγή. Με τη χρήση της έκφρασης της λαμπρότητας σύγχροτρον και της σχέσης 2.32 η ενεργειακή πυκνότητα των σωματιδίων της πηγής (Π2.3) γίνεται

$$U_i' = \frac{9m_i c^2 L_{s,i}}{2\xi_i A_i^2 \sigma_T B'^2 \delta^7 c^4 t_{var}^3 \bar{\gamma}_i'} \quad (\text{Π2.5})$$

Γνωρίζοντας της ενεργειακή πυκνότητα μπορεί να προκύψει η έκφραση της ισχύος του πίδακα πλάσματος λόγω της ύπαρξης των σχετικιστικών ηλεκτρονίων και πρωτονίων που ακτινοβολούν. Η συνεισφορά των ηλεκτρονίων στην ισχύ μπορεί να γραφτεί αδιάστατα σαν

$$P_e = B_1 x^{-\frac{3}{2}} y^{-\frac{5}{2}} \cdot \left(1 + \frac{2B_1}{L_{s,e}} x^{-\frac{2}{3}} y^{-\frac{1}{2}}\right) \quad (\text{Π2.6})$$

όπου χρησιμοποιήθηκαν οι παρακάτω αδιάστατες ποσότητες στην θέση του μαγνητικού πεδίου και του παράγοντα Doppler

$$x = \frac{B}{B_{cr}} \quad (\text{Π2.7})$$

$$y = \delta \quad (\text{Π2.8})$$

επίσης ορίζεται σαν B_1 η σταθερά που μπορεί να υπολογιστεί από τις παρατηρησιακές τιμές, καθώς η λαμπρότητα σύγχροτρον και η ενέργεια που παρατηρείται το μέγιστο αυτής $\epsilon_{s,e}$ βρίσκονται από το πολυχυματικό φάσμα. Επίσης είναι γνωστός και ο χρόνος μεταβλητότητας t_{var} από τα παρατηρησιακά δεδομένα.

$$B_1 = \frac{3\sqrt{3}\pi}{\sqrt{2}} \cdot \frac{m_e c^2 L_{s,e}}{c \sigma_T B_{cr}^2 t_{var} \sqrt{\epsilon_{s,e}}} \quad (\text{Π2.9})$$

Αντίστοιχα η συνεισφορά των σχετικιστικών πρωτονίων, που παράγουν ακτινοβολία σύγχροτρον, στη συνολική ισχύ της πηγής δίνεται από τη σχέση

$$P_p = B_2 x^{-3} y^{-4} \cdot \left(1 + \frac{2B_2}{L_{s,p}} x^{-3} y^{-4}\right) \quad (\text{Π2.10})$$

όπου η σταθερά B_2 υπολογίζεται επίσης από τιμές παρατηρήσεων και ορίζεται σαν

$$B_2 = 3\pi \frac{(m_p c^2)^2 \eta L_{s,p}}{c^2 e \sigma_T B_{cr}^3 t_{var}^2 A_p^2} \quad (\text{Π2.11})$$

και $\eta = \frac{r'_L}{R'_b}$

Η συνεισφορά του μαγνητικού πεδίου στην εξίσωση Π2.1 μπορεί να γραφτεί σαν

$$P_B = \Lambda x^2 y^4 \quad (\text{Π2.12})$$

αν όπως είναι γνωστό η ενεργειακή πυκνότητα του μαγνητικού πεδίου στο συγχινούμενο σύστημα είναι $U_B = \frac{B^2}{8\pi}$ και η σταθερά Λ υπολογίζεται από τη σχέση

$$\Lambda = \frac{c^3 t_{var}^2 B_{cr}^2}{12} \quad (\text{Π2.13})$$

Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, στην συνολική ισχύ υπολογίζεται και η συνεισφορά των πρωτονίων που δεν έχουν φτάσει σε απαραίτητες ενέργειες ώστε να ακτινοβολήσουν. Αν ισχύει η θεώρηση σύμφωνα με την οποία κάθε μη σχετικιστικό πρωτόνιο αντιστοιχεί σε ένα ηλεκτρόνιο, δηλαδή

$$n_{cold,p} = n_e = \frac{U'_e}{m_e \gamma'_e c^2} \quad (\text{Π2.14})$$

τότε το μέρος της ισχύος αυτών των πρωτονίων θα γραφτεί σαν

$$P_j^{cold} = 2\pi R'_b{}^2 c \Gamma^2 n_{cold,p} m_p c^2 \quad (\text{Π2.15})$$

Στην παρούσα εργασία θα θεωρηθεί ότι $\xi_p = 1$ και συνεπώς $P^{cold} \rightarrow 0$.

Τέλος η ισχύς της ακτινοβολίας των σωματιδίων δίνεται απο τον τύπο [42].

$$P_j^{rad} = \frac{\kappa L_{s,i}}{\delta^2} \quad (\text{Π2.16})$$

και αδιάστατα μπορεί να γραφτεί σαν

$$P_j^{rad} = \frac{\Psi}{y^2} \quad (\text{Π2.17})$$

όπου $\Psi = \kappa L_{s,i}$ και κ παράγοντας που δηλώνει την ισχύ της σύγχροτρον ακτινοβολίας απο τα σχετικιστικά πρωτόνια σε σχέση με την ακτινοβολία λόγω SSC και λόγω εξωτερικού σκεδασμού Compton.

Σε ένα αδρονικό μοντέλο, όπως αυτό που μελετάται στην παρούσα εργασία, μπορεί να θεωρηθεί πως το ποσοστό της ενέργειας του πίδακα πλάσματος λόγω της ύπαρξης των σχετικιστικών ηλεκτρονίων είναι πολύ μικρότερο σε σχέση με την ενέργεια των σχετικιστικών πρωτονίων, του μαγνητικού πεδίου, και του πεδίου ακτινοβολίας. Συνεπώς μπορεί να μηδενιστεί ο λεπτονικός όρος στην εξίσωση Π2.1, καθώς επίσης να τεθεί $B1 \rightarrow 0$. Η απόλυτη ισχύς του πίδακα θα υπολογίζεται απο το άθροισμα $P_j = P_j^{rad} + P_B + P_p$ και μπορεί να παρατηρηθεί πως εμφανίζει εξάρτηση απο τις αδιάστατες ποσότητες x και y . Συνεπώς, είναι δυνατόν η συνάρτηση της απόλυτης ισχύος του πίδακα να παραγωγιστεί ως προς κάθε μία απο τις ποσότητες αυτές και να μηδενιστεί η παράγωγος αυτής με σκοπό την εύρεση, της σχέσης που δίνει το μαγνητικό πεδίο και τον παράγοντα Doppler που αντιστοιχούν σε πίδακα ελάχιστης ισχύος.

Υπολογίζεται ότι

$$y_{min} = (6\Psi) \frac{5}{14} (2\Lambda)^{-\frac{3}{14}} (3B_2)^{-\frac{1}{7}} \quad (\text{Π2.18})$$

Διαστατικοποιώντας τη σχέση Π2.18 βρίσκεται ότι ο παράγοντας Doppler που είναι

$$\delta_{min} = (6.9\kappa) \frac{5}{14} (t_{var,3})^{-\frac{1}{7}} (\eta)^{-\frac{1}{7}} L_{45}^{\frac{5}{14}} L_{\gamma,45}^{-\frac{1}{7}} \quad (\text{Π2.19})$$

όπου $t_{var,3}$ ο χρόνος μεταβλητότητας της πηγής κανονικοποιημένος ως προς το $t_{var} = 10^3$, ενώ L_{45} και $L_{\gamma,45}$ η λαμπρότητα των δύο συνιστωσών του παρατηρησιακού πολυκυματικού φάσματος, κανονικοποιημένη ως προς $10^{45} \frac{erg}{sec}$. Επίσης θεωρείται πως $\eta = 1$ διότι μια μεγαλύτερη της μονάδας τιμή θα μπορούσε να αυξήσει την συνολική ισχύ του πίδακα.

Αντίστοιχα υπολογίζεται

$$x_{min} = (6\Psi)^{-\frac{4}{7}} (2\Lambda)^{\frac{1}{7}} (3B_2)^{\frac{3}{7}} \quad (\text{Π2.20})$$

και το μαγνητικό πεδίο υπολογίζεται

$$B_{min} = (147\kappa)^{-\frac{4}{7}} (t_{var,3})^{-\frac{4}{7}} (\eta)^{\frac{3}{7}} L_{45}^{-\frac{4}{7}} L_{\gamma,45}^{\frac{3}{7}} \quad (\text{Π2.21})$$

Μέσω των σχέσεων Π2.19, Π2.21 υπολογίζεται οτι η ελάχιστη ισχύς του πίδακα πρέπει να είναι

$$P_{min} = (6\Psi)^{\frac{2}{7}} (2\Lambda)^{\frac{3}{7}} (3B_2)^{\frac{2}{7}} \quad (\text{Π2.22})$$

$$P_{min} = 1.6 \cdot 10^{44} (\kappa t_{var,3} L_{\gamma,45} L_{45})^{\frac{2}{7}} \frac{erg}{sec} \quad (\text{Π2.23})$$

υπολογίζεται καθαρά απο παρατηρησιακές ποσότητες.

Ο υπολογισμός της ελάχιστης ισχύος του πίδακα για μια ΛΠ κατανομή σωματιδίων σε ένα λεπτονικό μοντέλο περιγράφεται στην εργασία των [39]. Ο αντίστοιχος υπολογισμός για σωματίδια κατανομής νόμου δύναμης σε λεπτονικό μοντέλο μπορεί να βρεθεί στο βιβλίο "High Energy Radiation from Black Holes"¹

¹C. Dermer "High Energy Radiation from Black Holes", κεφάλαιο 7

Bibliography

- [1] 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. June 1976.
- [2] R. D. Blandford and R. L. Znajek. Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes. May 1977.
- [3] C. M. Urry and P. Padovani. Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei. September 1995.
- [4] C. Dermer and Giebels B. Active galactic nuclei at gamma-ray energies. February 2016.
- [5] B. L. Fanaroff and J. M. Riley. The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity. May 1974.
- [6] J. P. Leahy and R. A. Perley. VLA images of 23 extragalactic radio sources. August 1991.
- [7] P. Padovani. Is there a relationship between BL Lacertae objects and flat-spectrum radio quasars? August 1992.
- [8] E. Massaro, P. Giommi, C. Leto, P. Marchegiani, A. Maselli, M. Perri, S. Piranomonte, and S. Scavi. VizieR Online Data Catalog: Multifrequency catalogue of blazars, Roma-BZCAT (Massaro+, 2009). November 2009.
- [9] M. S. Shaw, R. W. Romani, G. Cotter, S. E. Healey, P. F. Michelson, A. C. S. Readhead, J. L. Richards, W. Max-Moerbeck, O. G. King, and W. J. Potter. Spectroscopy of Broad-line Blazars from 1LAC. March 2012.
- [10] M. Longair. *High Energy Astrophysics*. 2011.
- [11] K. Mannheim and R. Schlickeiser. Interactions of cosmic ray nuclei. June 1994.
- [12] 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. November 1985.
- [13] L. Maraschi, G. Ghisellini, and A. Celotti. A jet model for the gamma-ray emitting blazar 3C 279. September 1992.
- [14] C. D. Dermer and R. Schlickeiser. Model for the High-Energy Emission from Blazars. October 1993.
- [15] 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? January 1994.

- [16] M. Błażejowski, M. Sikora, R. Moderski, and G. M. Madejski. Comptonization of Infrared Radiation from Hot Dust by Relativistic Jets in Quasars. December 2000.
- [17] F. A. Aharonian. TeV gamma rays from BL Lac objects due to synchrotron radiation of extremely high energy protons. November 2000.
- [18] S. Dimitrakoudis, A. Mastichiadis, R. J. Protheroe, and A. Reimer. The time-dependent one-zone hadronic model. First principles. October 2012.
- [19] A. Mastichiadis and J. G. Kirk. Self-consistent particle acceleration in active galactic nuclei. March 1995.
- [20] A. Mastichiadis and J. G. Kirk. Variability in the synchrotron self-Compton model of blazar emission. April 1997.
- [21] J. G. Kirk, F. M. Rieger, and A. Mastichiadis. Particle acceleration and synchrotron emission in blazar jets. May 1998.
- [22] A. M. Hillas. The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays. 1984.
- [23] A. Mastichiadis, M. Petropoulou, and S. Dimitrakoudis. Mrk 421 as a case study for TeV and X-ray variability in leptohadronic models. September 2013.
- [24] Wehrle et. al. Multiwavelength Observations of a Dramatic High-Energy Flare in the Blazar 3C 279. April 1998.
- [25] M. Hayashida, G. M. Madejski, and et. al. Nalewajko. The Structure and Emission Model of the Relativistic Jet in the Quasar 3C 279 Inferred from Radio to High-energy γ -Ray Observations in 2008-2010. August 2012.
- [26] M. Hayashida and et. al. Nalewajko. Rapid Variability of Blazar 3C 279 during Flaring States in 2013-2014 with Joint Fermi-LAT, NuSTAR, Swift, and Ground-Based Multiwavelength Observations. July 2015.
- [27] M. Ackermann, M. Ajello, and Baldini et. al. Fermi Large Area Telescope Detection of Extended Gamma-Ray Emission from the Radio Galaxy Fornax A. July 2016.
- [28] E. Bottacini, M. Böttcher, E. Pian, and W. Collmar. 3C 279 in Outburst in 2015 June: A Broadband SED Study Based on the INTEGRAL Detection. November 2016.
- [29] M. Petropoulou, K. Nalewajko, M. Hayashida, and A. Mastichiadis. A hadronic minute-scale GeV flare from quasar 3C279. May 2017.
- [30] M. Petropoulou and C. D. Dermer. Properties of Blazar Jets Defined by an Economy of Power. July 2016.
- [31] M. Petropoulou and S. Dimitrakoudis. Constraints of flat spectrum radio quasars in the hadronic model: the case of 3C 273. September 2015.
- [32] A. Celotti, P. Padovani, and G. Ghisellini. Jets and accretion processes in active galactic nuclei: further clues. April 1997.
- [33] G. Ghisellini and F. Tavecchio. The blazar sequence: a new perspective. 2008.
- [34] K. Fukumura, D. Kazanas, I. Contopoulos, and E. Behar. Magnetohydrodynamic Accretion Disk Winds as X-ray Absorbers in Active Galactic Nuclei. May 2010.

- [35] E. Massaro, P. Giommi, M. Perri, and R. Nesci. Log-parabolic spectra and particle acceleration in the BL Lac object Mkn 421: Spectral analysis of the complete BeppoSAX wide band X-ray data set. May 2003.
- [36] C. D. Dermer, M. Cerruti, B. Lott, C. Boisson, and A. Zech. Equipartition Gamma-Ray Blazars and the Location of the Gamma-Ray Emission Site in 3C 279. February 2014.
- [37] A. Celotti and A. C. Fabian. September 1993.
- [38] A. A. Zdziarski. The minimum jet power and equipartition. December 2014.
- [39] C. D. Dermer, D. Yan, L. Zhang, J. D. Finke, and B. Lott. Near-equipartition Jets with Log-parabola Electron Energy Distribution and the Blazar Spectral-index Diagrams. August 2015.
- [40] M. Böttcher, A. Reimer, K. Sweeney, and A. Prakash. Leptonic and Hadronic Modeling of Fermi-detected Blazars. May 2013.
- [41] M. Böttcher and P. Els. Gamma-Gamma Absorption in the Broad Line Region Radiation Fields of Gamma-Ray Blazars. April 2016.
- [42] A. Celotti and G. Ghisellini. The power of blazar jets. March 2008.
- [43] G. Ghisellini and F. Tavecchio. Canonical high-power blazars. August 2009.
- [44] G. Ghisellini, F. Tavecchio, L. Maraschi, A. Celotti, and T. Sbarrato. The power of relativistic jets is larger than the luminosity of their accretion disks. November 2014.
- [45] M. Petropoulou and A. Mastichiadis. Implications of automatic photon quenching on compact gamma-ray sources. August 2011.
- [46] M. Petropoulou and A. Mastichiadis. An estimation method for the minimum Doppler factor and energy content of quasar 3C 279. December 2012.
- [47] J. Poutanen and B. Stern. GeV Breaks in Blazars as a Result of Gamma-ray Absorption Within the Broad-line Region. July 2010.
- [48] B. E. Stern and J. Poutanen. The Mystery of Spectral Breaks: Lyman Continuum Absorption by Photon-Photon Pair Production in the Fermi GeV Spectra of Bright Blazars. October 2014.