

ΕΘΝΙΚΟ & ΚΑΠΟΔΙΣΤΡΙΑΚΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ
ΣΧΟΛΗ ΘΕΤΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ-ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ
ΤΟΜΕΑΣ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΗΣ ΑΣΤΡΟΝΟΜΙΑΣ & ΜΗΧΑΝΙΚΗΣ



ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΗ ΑΚΤΙΝΩΝ γ
ΣΕ ΣΥΜΠΑΓΕΙΣ ΠΗΓΕΣ ΥΨΗΛΩΝ ΕΝΕΡΓΕΙΩΝ

ΑΡΦΑΝΗ ΔΑΦΝΗ-ΕΥΓΕΝΙΑ / Α.Μ 200830

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ: ΑΠΟΣΤΟΛΟΣ ΜΑΣΤΙΧΙΑΔΗΣ

ΤΡΙΜΕΛΗΣ ΕΠΙΤΡΟΠΗ: Α.ΜΑΣΤΙΧΙΑΔΗΣ, Ν.ΒΛΑΧΑΚΗΣ,
Θ.ΑΠΟΣΤΟΛΑΤΟΣ.

Στον πρώτο και πάντα αγαπημένο μου δάσκαλο στη φυσική, τον
άνθρωπο που μ' έκανε να την αγαπήσω και να τη διαλέξω για μια ζωή,
Θοδωρή Μπρεδήμα.

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον επιβλέποντά μου, καθηγητή και δάσκαλό μου Κο Απόστολο Μαστιχιάδη, για το χρόνο που μου αφιέρωσε, τις σχεδόν ατέλειωτες συζητήσεις μας, όχι μόνο για επιστημονικά θέματα που αφορούσαν την παρούσα εργασία ή και άλλα μας ενδιαφέροντα, αλλά και οτιδήποτε με απασχολούσε σε όλη τη διάρκεια της συνεργασίας μας.

Ευχαριστίες επίσης χρωστάω, στην οικογένειά μου και ιδιαίτερα στη μητέρα μου που όλα μου τα χρόνια, μέσα από όποιες δυσκολίες κι αν αντιμετώπισα, πίστευε σε μένα και με υποστήριζε με κάθε δυνατό τρόπο.

Ευχαριστίες νομίζω χρωστάω ακόμα στη καλή μου φίλη Μαρία Δραγούμη για όλες τις συζητήσεις που κάναμε επί του αντικειμένου όταν τα πράγματα δεν φαινότουσαν και τόσο ελπιδοφόρα, αλλά και στη διδακτορικό και φίλη Μαρία Πετροπούλου για όλες τις συμβουλές και βοήθεια όταν τις χρειάστηκα.

Ευχαριστώ επίσης τους καθηγητές μου και συμμετέχοντες στην Τριμελή επιτροπή κρίσης της μεταπτυχιακής μου εργασίας, Κο Νεκτάριο Βλαχάκη και Κο Θεοχάρη Αποστολάτο για τις παρατηρήσεις και συμβουλές τους που βοήθησαν πολύ στην παρουσίαση ενός κατά το δυνατόν άρτιου αποτελέσματος.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	1
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1 : Αστροφυσικές Πηγές Υψηλών Ενεργειών	
1.1 Ενεργοί Γαλαξιακοί Πυρήνες (AGN's).....	3
1.2 Blazars -BL Lac objects.....	10
1.3 Quasars.....	13
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2 : Οι Φυσικοί Μηχανισμοί	
2.1 Δίδυμη Γένεση $\gamma\gamma \rightarrow e^+ e^-$	20
2.2 Ακτινοβολία Synchrotron.....	23
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: Quenching.....	25
3.1 Quenching μίας ακτίνας γ.....	26
3.1.1 Προσέγγιση ενεργού διατομής με Συνάρτηση Δέλτα Dirac.....	29
3.1.2 Προσέγγιση ενεργού διατομής με Συνάρτηση Βήματος (Step Function Approximation).....	34
3.1.3 Critical Condition στη περίπτωση καταστροφικών απωλειών (Step function Approximation).....	42
3.2 Quenching δύο ακτίνων γ.....	46
3.2.1 Κατάστροση των εξισώσεων.....	48
3.2.2 Critical Condition.....	52
3.3 Quenching τριών ακτίνων γ.....	54
3.3.1 Κατάστροση των εξισώσεων.....	55

3.3.2 Critical Condition.....	59
3.4 Quenching N ακτίνων γ.....	62
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: Παρατηρήσεις στις ακτίνες γ	
4.1 Παρατηρήσεις και προτεινόμενα μοντέλα:	
Επιτυχίες και όρια.....	71
4.2 Ο μηχανισμός του Quenching και οι παρατηρήσεις....	78
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ.....	85

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στην παρούσα εργασία, μελετάμε έναν μη γραμμικό μηχανισμό απορρόφησης ακτίνων γ από αυθόρμητα δημιουργούμενα μαλακά φωτόνια όταν η εισερχόμενη λαμπρότητα των ακτίνων γ ξεπερνάει μια κρίσιμη τιμή, στο περιβάλλον συμπαγών αστροφυσικών πηγών όπως οι Ενεργοί Γαλαξιακοί πυρήνες (AGNs).

Σκοπός μας είναι να προτείνουμε έναν εναλλακτικό τρόπο ερμηνείας των «σπασμένων» νόμων δύναμης στη περιοχή των GeV-TeV ενεργειών των φασμάτων των αντικειμένων αυτών.

Συγκεκριμένα επιλύουμε το πρόβλημα των κινητικών εξισώσεων που περιγράφουν τους υπό θεώρηση πληθυσμούς των σωματιδίων στο σύστημα για την μονοενεργητική περίπτωση εισαγωγής ακτίνων γ και στη συνέχεια γενικεύοντας στη περίπτωση εισαγωγής ακτίνων γ σε δύο, τρεις και τελικά N ενέργειες, εξάγουμε τη κρίσιμη συνθήκη για τη συμπαγότητα των ακτίνων γ προκειμένου ο μη γραμμικός κύκλος του Quenching να λειτουργεί. Τέλος συζητάμε την ισχύ των αποτελεσμάτων μας και προσπαθούμε να συνδέσουμε το μοντέλο μας με τις παρατηρήσεις.

ΛΕΞΕΙΣ ΚΛΕΙΔΙΑ: Ενεργοί Γαλαξιακοί Πυρήνες, ακτίνες γ , μη γραμμική απορρόφηση, μη θερμική ακτινοβολία, κρίσιμη συμπαγότητα .

ABSTRACT

We study a non-linear mechanism for producing intrinsic broken power law spectra in the GeV-TeV energy range in AGNs Spectral Energy Distributions (SEDs), based on the principles of automatic photon quenching, according to which, γ -rays are being absorbed on spontaneously produced soft photons, whenever the injected luminosity in γ -rays lies above a certain critical value.

More specifically, we derive an analytical expression for the critical γ -ray compactness in the monoenergetic case of γ -ray injection and we generalize in the case of injection in two, three and finally in N discrete energies in γ -rays.

We finally discuss our results and the features of the mechanism that can be tested observationally.

KEY WORDS: AGNs, gamma-rays, radiation mechanisms: non thermal , non linear, critical compactness .

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Στην παρούσα εργασία ασχολούμαστε με ένα μη γραμμικό φαινόμενο που αφορά στην απορρόφηση των ακτίνων γ και το οποίο είναι δυνατόν να έχει εφαρμογή σε συμπαγείς πηγές υψηλών ενεργειών όπως οι ενεργοί γαλαξιακοί πυρήνες (AGN's). Το φαινόμενο αυτό παρουσιάζει ιδιαίτερο ενδιαφέρον όχι μόνο εξαιτίας της μη γραμμικής του φύσης η οποία από μόνη της αποτελεί πρόκληση, αλλά και εξαιτίας της προοπτικής που παρουσιάζει να εξηγήσει τα «σπασίματα» στα φάσματα αυτών των πηγών στις υψηλές ενέργειες, ένα ακόμα κατά πολύ ανοικτό ζήτημα.

Στο πρώτο κεφάλαιο, αναφέρουμε τις πηγές υψηλών ενεργειών στις οποίες είναι πιθανό να λαμβάνει χώρα ο μηχανισμός, τις ιδιότητές και τα χαρακτηριστικά τους.

Στο δεύτερο κεφάλαιο, αναλύουμε τις φυσικές διεργασίες που συμμετέχουν στο μηχανισμό χάριν πληρότητας του θέματος και σε περίπτωση όπου ο αναγνώστης δεν είναι ιδιαιτέρως εξοικειωμένος με αυτές.

Στο τρίτο κεφάλαιο ασχολούμαστε αρχικά με το μηχανισμό αυτό για τη περίπτωση μίας ακτίνας γ (σε μία ενέργεια) διακρίνοντας 2 περιπτώσεις για τη θεώρηση της ενεργού διατομής της $\gamma\gamma$ εξαΰλωσης. Η δουλειά αυτή δεν είναι πρωτότυπη, αποτελεί όμως αφετηρία για να προχωρήσουμε στις περιπτώσεις των δύο, τριών κτλ ακτίνων γ , όπου πλέον η θεώρηση της ενεργού διατομής θα είναι η συνάρτηση βήματος ως πιο ρεαλιστική. Εν συντομία, το γενικό πλαίσιο του προβλήματος που αντιμετωπίζουμε είναι το εξής: Θεωρούμε μια σφαιρική περιοχή ακτίνας R , στην οποία ενυπάρχει ομογενές μαγνητικό πεδίο έντασης B και στην οποία με κάποιο τρόπο εισέρχονται ακτίνες γ , σε μία, δύο ή και περισσότερες ενέργειες. Όπως έχει δειχθεί (Stawarz & Kirk 2007, Petropoulou & Mastihiadis 2011), ακόμα και η παρουσία μιας σχεδόν μηδενικής αριθμητικής πυκνότητας μαλακών φωτονίων στη πηγή, ή καλύτερα ακόμα και η αρχική απουσία αριθμητικής πυκνότητας μαλακών φωτονίων στη πηγή, εάν πληρούνται ορισμένα κριτήρια, είναι δυνατόν να οδηγήσει σε έναν μη γραμμικό κύκλο, ο οποίος περιλαμβάνει : $\gamma\gamma$ εξαΰλωση προς σχηματισμό ζευγών ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων και ανατροφοδότηση των μαλακών φωτονίων της διαδικασίας μέσω ακτινοβολίας Synchrotron των ζευγών αυτών. Συγκεκριμένα αποδεικνύεται ότι η λαμπρότητα στις ακτίνες γ της πηγής (ή ισοδύναμα η αντίστοιχη συμπαγότητα) εμφανίζει μία κρίσιμη τιμή πάνω από την οποία η αστάθεια- μη γραμμικότητα εμφανίζεται και η οποία εξαρτάται μόνο από τις διαστάσεις και το μαγνητικό πεδίο της πηγής .

Στη συνέχεια του κεφαλαίου γενικεύουμε την θεώρηση του προβλήματος για τη περίπτωση δύο, τριών και τελικά N διακριτών ενεργειών εισερχομένων ακτίνων γ στη προσέγγιση των καταστροφικών απωλειών Synchrotron, με σκοπό να προσεγγίσουμε τη ρεαλιστική περίπτωση ενός συνεχούς νόμου δύναμης για τις εισερχόμενες ακτίνες γ . Στόχος μας είναι η εξαγωγή, σε κάθε περίπτωση, της κρίσιμης τιμής της συμπαγότητας(ισοδύναμα της λαμπρότητας) των εισερχόμενων ακτίνων γ ώστε ο μη γραμμικός κύκλος του Quenching να αρχίσει να συμβαίνει.

Στο τελευταίο μέρος του τρίτου κεφαλαίου, συζητάμε τα όρια των αναλυτικών μας αποτελεσμάτων και εξάγουμε συμπεράσματα σχετικά με τη βιωσιμότητα των αποτελεσμάτων αυτών.

Τέλος, στο τέταρτο και τελευταίο κεφάλαιο, αναπτύσσουμε τις παρατηρήσεις που έχουμε στη περιοχή των ακτίνων γ για την περίπτωση των ενεργών γαλαξιών, τα κυρίαρχα μοντέλα που υφίστανται για την κατανόησή τους με τις επιτυχίες αλλά και τις αδυναμίες τους, ενώ ταυτόχρονα αναφέρουμε και αρκετά παραδείγματα πηγών που εν γένει ανήκουν στη κατηγορία που μας ενδιαφέρει. Τέλος εξάγουμε μία «ομάδα» χαρακτηριστικών που αναμένουμε να έχουν οι πηγές που μας ενδιαφέρουν, ώστε το μοντέλο που προτείνουμε να μπορεί να έχει εφαρμογή. Μια πιο λεπτομερής αντιμετώπιση του ζητήματος θα αποτελέσει οπωσδήποτε αντικείμενο έρευνας και μετά το πέρας της παρούσης εργασίας.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

1.1 Ενεργοί Γαλαξιακοί Πυρήνες (AGN's)

Ένας ενεργός γαλαξιακός πυρήνας (Active Galactic Nucleus- AGN), είναι μια συμπαγής περιοχή στο κέντρο ενός Γαλαξία, η οποία παρουσιάζει μια «ασυνήθιστα υψηλή» λαμπρότητα (της τάξης των $10^{42} - 10^{48} \text{ erg/sec}$), τουλάχιστον σε ένα τμήμα και πιθανά σε ολόκληρο το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα.

Τέτοια εκπομπή έχει παρατηρηθεί στα ραδιοκύματα, στο υπέρυθρο, στο οπτικό, στο υπεριώδες καθώς και στη περιοχή των ακτίνων Χ και γ του φάσματος, ενώ ο host Γαλαξίας μιας τέτοιας περιοχής, καλείται ενεργός Γαλαξίας.

Στο σχήμα 1, φαίνεται η εκπομπή του ενεργού Γαλαξία Markarian 421, για όλη τη περιοχή του H/M φάσματος, ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα εκπομπής σχεδόν στο σύνολο του φάσματος.

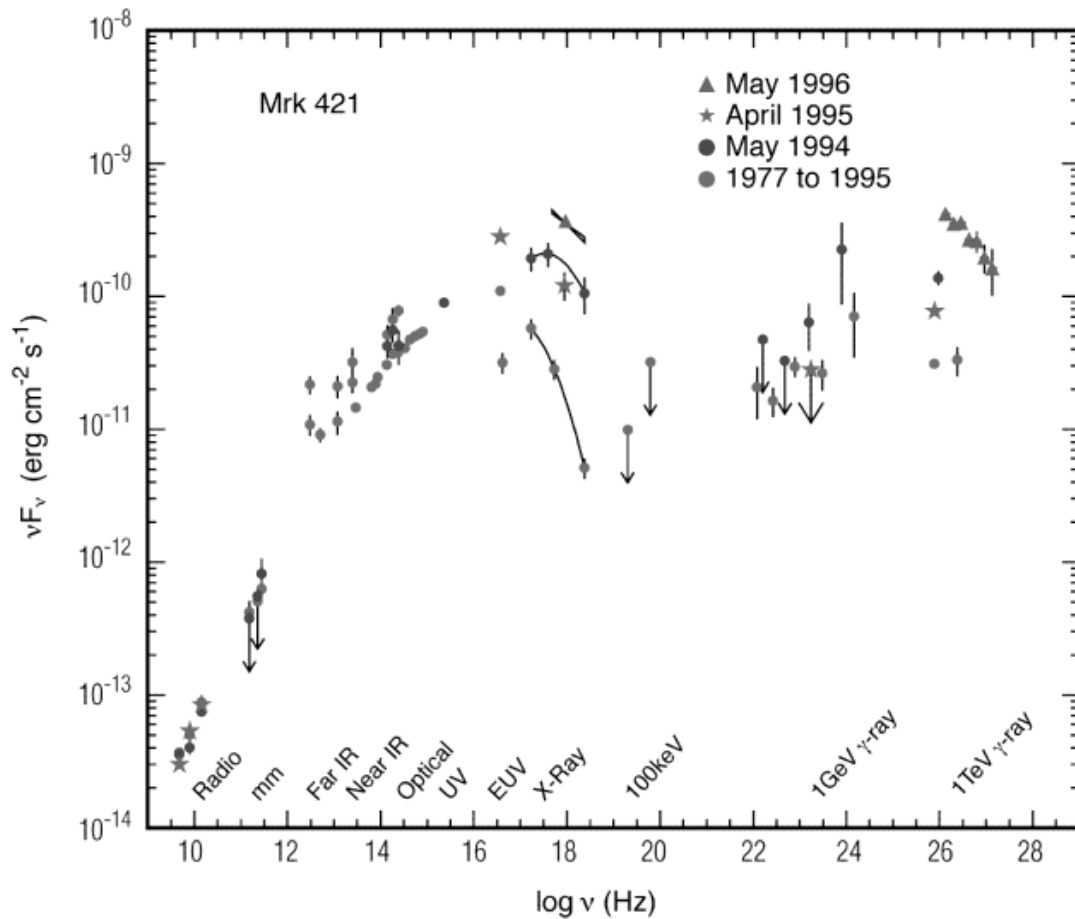
Η ακτινοβολία από έναν AGN, πιστεύεται πως είναι το αποτέλεσμα της συσσώρευσης και τελικά πρόσπτωσης μάζας σε μία υπερμεγέθη μελανή οπή ($M \sim 10^6 - 10^{10} M_{\odot}$) στο κέντρο του Γαλαξία, ενώ τα αντικείμενα αυτά συγκαταλέγονται μεταξύ των πιο λαμπρών πηγών στο Σύμπαν.

ΑΝΑΚΑΛΥΨΗ

Το ζήτημα της δραστηριότητας των γαλαξιακών πυρήνων τέθηκε αρχικά από τον καθηγητή Victor Ambartsumian στις αρχές της δεκαετίας του '50.

Παρόλο που αρχικά η ιδέα σχετικά με την δραστηριότητα των αντικειμένων αυτών έγινε δεκτή με αρκετό σκεπτικισμό, τελικά κέρδισε την αναγνώριση κάτω από τη πίεση των παρατηρήσεων (την ανακάλυψη των quasars, τις ραδιοεκρήξεις των γαλαξιών, τις εκτινάξεις από πυρήνες κ.ο.κ.).

Έτσι, πλέον η έννοια του AGN είναι ευρέως αποδεκτή.



Σχήμα 1: Εκπομπή του Ενεργού Γαλαξία Markarian 421 σε όλο το εύρος του Η/Μ φάσματος και για διάφορες εποχές παρατήρησης. Τα βέλη δηλώνουν πάνω όρια.

ΜΟΝΤΕΛΑ ΓΙΑ AGN'S- ΔΙΣΚΟΙ ΠΡΟΣΑΥΞΗΣΗΣ- ΠΙΔΑΚΕΣ

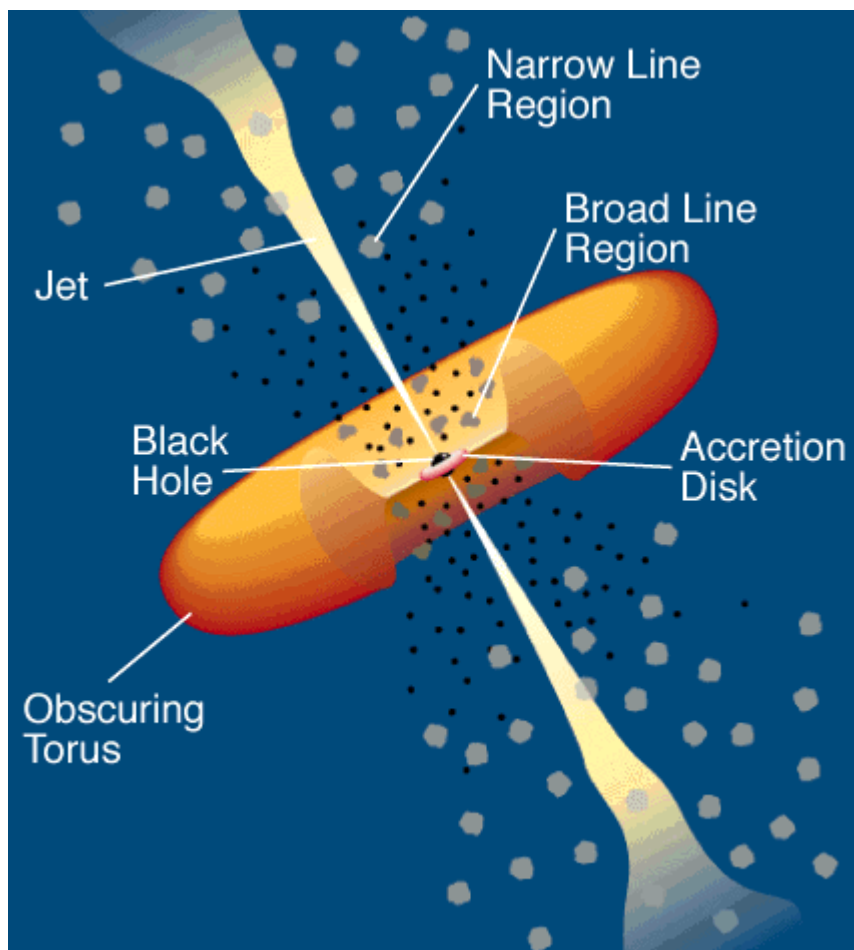
Για ένα μεγάλο χρονικό διάστημα, έχει υποστηριχθεί η άποψη ότι η ακτινοβολία ενός AGN θα πρέπει να πηγάζει από την πρόσπτωση μάζας σε υπερμεγέθεις μελανές οπές, με μάζες μεταξύ 10^6 και $10^{10} M_{\odot}$.

Οι AGN's είναι τόσο συμπαγή όσο και εξαιρετικά λαμπρά αντικείμενα:

Η πρόσπτωση μάζας είναι πιθανά ένας ικανοποιητικός μηχανισμός μετατροπής δυναμικής και κινητικής ενέργειας σε ακτινοβολία ενώ μια μελανή οπή έχει μια μεγάλη λαμπρότητα Eddington και έτσι μπορεί να προσφέρει την παρατηρούμενη υψηλή λαμπρότητα.

Κεντρικές υπερμεγέθεις μελανές οπές πιστεύεται πλέον ότι υπάρχουν στα κέντρα των περισσότερων αν όχι όλων των γαλαξιών μεγάλης μάζας.

Έτσι χαρακτηριστικά σαν αυτά των AGN's αναμένονται όταν υλικό από την πρόσπτωση προωθείται στη σφαίρα επιρροής της κεντρικής μελανής οπής. Στο σχήμα 2 φαίνεται ένας τυπικός AGN, με το δίσκο προσαύξεσης, τους πίδακες, τον τοροειδή δακτύλιο συσκότισης και τις περιοχές από όπου προέρχονται οι στενές αλλά και οι φαρδιές γραμμές του φάσματος.



Σχήμα 2 : Ένας τυπικός AGN και οι περιοχές του.

Στο standard μοντέλο για τους AGN's, ψυχρό υλικό κοντά στη κεντρική μελανή οπή, σχηματίζει ένα δίσκο προσαύξεσης. Διαδικασίες διάχυσης στον δίσκο αυτό, μεταφέρουν ύλη προς τα μέσα και στροφορμή προς τα έξω, ενώ ταυτόχρονα προκαλούν τη θέρμανση του δίσκου.

Το αναμενόμενο φάσμα ενός δίσκου προσαύξεσης γύρω από μια υπερμεγέθη μελανή οπή εμφανίζει μέγιστο στη περιοχή του οπτικού-υπεριώδους. Συμπληρωματικά, ένα στέμμα θερμού υλικού σχηματίζεται πάνω από τον δίσκο το οποίο και μπορεί να σκεδάσει φωτόνια μέσω αντίστροφου σκεδασμού Compton (Inverse Compton Scattering- ICS) μέχρι και τις ακτίνες X.

Η ακτινοβολία από τον δίσκο διεγείρει το ψυχρό ατομικό υλικό κοντά στη μελανή οπή, το οποίο και ακτινοβολεί μέσω γραμμών εκπομπής.

Ένα μεγάλο ποσοστό της αρχικής εκπομπής του AGN μπορεί να απορροφάται από το μεσοαστρικό αέριο και τη σκόνη κοντά στο δίσκο προσαύξεσης, αλλά σε μία ευσταθή κατάσταση αυτό θα επανεκπεμφθεί σε κάποια άλλη περιοχή του Η/Μ φάσματος, πιθανότατα στο υπέρυθρο.

Τουλάχιστον κάποιοι δίσκοι προσαύξεσης δημιουργούν πίδακες (jets), δίδυμες, εντοπισμένες και ταχείες εκροές που εμφανίζονται σε αντίθετες κατευθύνσεις και πηγάζουν κοντά στο δίσκο (η κατεύθυνση της εκπομπής του πίδακα μπορεί να προσδιοριστεί είτε από τον άξονα της στροφορμής του δίσκου είτε από τον άξονα του spin της μελανής οπής). Ο μηχανισμός παραγωγής του jet αλλά και η σύστασή του σε μικρή κλίμακα δεν είναι γνωστά ακόμα, καθώς οι παρατηρήσεις δεν μπορούν να επιβεβαιώσουν με σαφήνεια κάποιο από τα ήδη υπάρχοντα θεωρητικά μοντέλα.

Οι πίδακες παρουσιάζουν τα πιο σημαντικά παρατηρησιακά δεδομένα στη περιοχή των ραδιοκυμάτων όπου η ακτινοβολία που παρατηρούμε είναι βασικά Synchrotron. Παρόλα αυτά, ακτινοβολούν σε όλο το Η/Μ φάσμα, από τα ραδιοκύματα έως τις ακτίνες γ μέσω Synchrotron και ICS ακτινοβολίας.

ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΙΑΚΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ

Δεν υπάρχει μία και μοναδική παρατηρησιακή «ταυτότητα» ενός AGN. Η παρακάτω λίστα καλύπτει μερικά από τα ιστορικά σημαντικά χαρακτηριστικά που οδήγησαν στη ταυτοποίηση ενός αντικειμένου ως AGN.

- Συνεχής Ακτινοβολία στο οπτικό: Αυτή παρατηρείται όποτε έχουμε απευθείας παρατήρηση του δίσκου προσαύξεσης, ενώ σε αυτή τη συνιστώσα είναι δυνατόν να συνεισφέρουν και οι πίδακες. Η ακτινοβολία στο οπτικό παρουσιάζει μια απότομη εξάρτηση νόμου δύναμης από το μήκος κύματος.
- Υπέρυθρη Ακτινοβολία: Αυτή παρατηρείται όποτε ο δίσκος και το περιβάλλον του «καλύπτονται» από αέριο και σκόνη που βρίσκονται κοντά στο πυρήνα και κατά συνέπεια επανακτινοβολούν. Καθώς πρόκειται για θερμική ακτινοβολία, είναι εύκολο να την ξεχωρίσουμε από οποιαδήποτε συνιστώσα του πίδακα ή του δίσκου.
- Φαρδιές οπτικές Γραμμές εκπομπής: Αυτές προέρχονται από ψυχρό υλικό κοντά στην κεντρική μελανή οπή. Είναι φαρδιές επειδή το υλικό που ακτινοβολεί περιστρέφεται γύρω από τη μελανή οπή με υψηλές ταχύτητες εκπέμποντας φωτόνια σε διαφορετικές μετατοπίσεις κατά Doppler.

- Στενές οπτικές γραμμές εκπομπής: Αυτές προέρχονται από ψυχρό υλικό που βρίσκεται πιο μακριά από τη κεντρική μελανή οπή.
- Συνεχής εκπομπή στα ραδιοκύματα: Αυτή η ακτινοβολία οφείλεται πάντα σε κάποιο πίδακα και το φάσμα της είναι χαρακτηριστικό φάσμα Synchrotron ακτινοβολίας.
- Συνεχής εκπομπή στις ακτίνες Χ: Αυτή μπορεί να προέρχεται είτε από πίδακα είτε από το θερμό «στέμμα» του δίσκου προσαύξησης μέσω διαδικασίας σκεδάσεων: Και στις δύο περιπτώσεις εμφανίζει φάσμα νόμου δύναμης. Σε μερικούς ραδιοήσυχους AGN's παρατηρείται κάποιο μαλακό «πλεόνασμα» στην ακτινοβολία Χ, επιπλέον της συνιστώσας του νόμου δύναμης. Η προέλευση αυτής της επιπλέον ακτινοβολίας δεν είναι ακόμα γνωστή.
- Χ – εκπομπή σε γραμμές : Αυτή η εκπομπή είναι αποτέλεσμα του ιονισμού ψυχρών βαρέων στοιχείων από το συνεχές στις ακτίνες Χ. Η διαδικασία αυτή προκαλεί την εμφάνιση διαφόρων γραμμών εκπομπής, η πιο γνωστή από τις οποίες είναι η γραμμή του σιδήρου στα 6.4 keV . Η γραμμή αυτή μπορεί να είναι στενή ή πλατιά. Οι σχετικιστικά πεπλατυσμένες γραμμές σιδήρου μπορούν να χρησιμοποιηθούν για τη μελέτη της δυναμικής των δίσκων πολύ κοντά στον πυρήνα και άρα για τη μελέτη της φύσης της κεντρικής μελανής οπής.
- Ακτινοβολία στις ακτίνες γ: Η συχνή εικόνα που παρουσιάζουν τα μη θερμικά φάσματα στη περιοχή των ακτίνων γ είναι ένας νόμος δύναμης στη περιοχή των GeV, ο οποίος ακολουθείται από ένα σπάσιμο στη περιοχή των TeV και έναν νέο πιο «βαθύ» νόμο δύναμης. Είναι ακριβώς σε αυτήν την εικόνα που το μοντέλο μας φιλοδοξεί να δώσει έναν εναλλακτικό τρόπο ερμηνείας.

ΤΥΠΟΙ ΕΝΕΡΓΩΝ ΓΑΛΑΞΙΩΝ

Είναι σχετικά βολικό να χωρίσουμε τους AGNs σε δύο βασικές κατηγορίες, τους ράδιο-ήσυχους (radio-quiet) και τους ράδιο-ισχυρούς (radio-loud). Στους ράδιο-ισχυρούς γαλαξίες, η συνεισφορά από τους πίδακες και τους λοβούς τους γεμάτους με σχετικιστικό πλάσμα, υπερισχύει στη λαμπρότητα του AGN κυρίως στα ραδιοκύματα αλλά πιθανά και σε μερικές από τις υπόλοιπες περιοχές μηκών κύματος. Οι ράδιο-ήσυχτοι είναι πιο απλά αντικείμενα, καθώς η εκπομπή από τους πίδακες μπορεί να παραλειφθεί.

Η ορολογία των AGNs πολλές φορές μπερδεύει, αφού οι διαφοροποιήσεις μεταξύ των διαφορετικών τύπων AGN αντανακλά συχνά ιστορικές διαφορές στο πως τα αντικείμενα αυτά ανακαλύφθηκαν και όχι πραγματικές φυσικές διαφορές.

➤ ΡΑΔΙΟ-ΗΣΥΧΟΙ AGNs

- Περιοχές γραμμών εκπομπής χαμηλού ιονισμού (Low-ionization nuclear emission-line regions –LINERs):

Όπως υπονοεί και το όνομα, αυτά τα συστήματα παρουσιάζουν μόνο περιοχές ασθενών γραμμών εκπομπής και καμία άλλη «υπογραφή» εκπομπής ενός AGN. Είναι αμφισβητήσιμο το κατά πόσο όλα αυτά τα συστήματα είναι πραγματικοί AGNs (δηλαδή τροφοδοτούνται από συσσώρευση μάζας σε μια υπερμεγέθη μελανή οπή). Εάν είναι, αποτελούν την χαμηλότερης λαμπρότητας κατηγορία των ράδιο-ήσυχων AGNs.

- Seyfert Galaxies: Αυτή ήταν η πρώτη κατηγορία των AGNs που ανακαλύφθηκε. Εμφανίζουν συνεχή εκπομπή στο οπτικό, στενές και (καμιά φορά) φαρδιές γραμμές εκπομπής, (κάποιες φορές) ισχυρή εκπομπή στις ακτίνες X και καμιά φορά έναν ασθενή μικρής κλίμακας ράδιο- πίδακα. Αρχικά χωρίστηκαν σε δύο τύπους, τους Seyfert 1 και 2: Οι Seyfert 1 εμφανίζουν ισχυρές φαρδιές γραμμές εκπομπής ενώ οι Seyfert 2 όχι, και οι Seyfert 1 είναι πιο πιθανό να εμφανίσουν ισχυρή εκπομπή στις ακτίνες X χαμηλών ενεργειών. Οι γαλαξίες που φιλοξενούν τους Seyferts συνήθως είναι σπειροειδείς ή ανώμαλοι.
- Ράδιο-ήσυχτοι Quasars(Radio-Quiet Quasars-QSOs): Αυτοί είναι απαραίτητα πιο λαμπρές εκδοχές των Seyfert 1: Η διάκριση είναι αυθαίρετη και συνήθως εκφράζεται με όρους ενός περιορισμού στο οπτικό μέγεθος. Οι Quasars εμφανίζουν ισχυρή συνεχή εκπομπή στο οπτικό, συνεχή εκπομπή στις ακτίνες X και φαρδιές αλλά και στενές γραμμές εκπομπής στο οπτικό. Κάποιο αστρονόμοι χρησιμοποιούν τον όρο QSO (Quasi-Stellar Object) για αυτή τη κατηγορία AGN, διατηρώντας τον όρο Quasar για τα ράδιο-ισχυρά αντικείμενα , ενώ άλλοι μιλούν για ράδιο-ήσυχους και ράδιο-ισχυρούς quasars. Οι γαλαξίες που φιλοξενούν τους quasars μπορεί να είναι σπειροειδείς, ανώμαλοι ή ελλειπτικοί: Επιπλέον υπάρχει συσχέτιση ανάμεσα στη λαμπρότητα ενός quasar και τη μάζα του γαλαξία που τον φιλοξενεί, έτσι ώστε οι πιο λαμπροί quasars συναντώνται στους πιο μαζικούς (ελλειπτικούς) γαλαξίες.

➤ ΡΑΔΙΟ-ΙΣΧΥΡΟΙ AGNs

- Ράδιο-ισχυροί quasars: Αυτοί συμπεριφέρονται ακριβώς όπως οι ράδιο-ήσυχτοι quasars με την προσθήκη της εκπομπής από ένα πίδακα. Έτσι εμφανίζουν ισχυρή συνεχή εκπομπή, φαρδιές και στενές γραμμές εκπομπής, ισχυρή Χ εκπομπή και συχνά εκτενή ραδιοεκπομπή.
- Blazars (BL-Lac αντικείμενα και OVV Quasars): Αυτές οι πηγές ξεχωρίζουν για την ταχέως μεταβλητή, πολωμένη εκπομπή στο οπτικό, τα ραδιοκύματα και τις ακτίνες Χ. Τα BL-Lac αντικείμενα δεν εμφανίζουν στενές ή φαρδιές γραμμές εκπομπής στο οπτικό, και έτσι οι ερυθρομετατοπίσεις τους μπορούν να προσδιοριστούν μόνο από χαρακτηριστικά των φασμάτων των γαλαξιών που τα φιλοξενούν. Οι OVV Quasars (Optically Violent Variable Quasars, οπτικά ισχυρώς μεταβλητοί quasars) που αποτελούν έναν υπό-τύπο των Blazars, συμπεριφέρονται περισσότερο σαν τους τυπικούς ράδιο-ισχυρούς quasars με την προσθήκη μιας ταχέως μεταβλητής συνιστώσας. Και στις δύο αυτές κατηγορίες αντικειμένων, η μεταβλητή εκπομπή πιστεύεται ότι προέρχεται από ένα σχετικιστικό πίδακα προσανατολισμένο κοντά στη γραμμή παρατήρησης. Τα σχετικιστικά φαινόμενα ενισχύουν τόσο τη λαμπρότητα του πίδακα όσο και το πλάτος της μεταβλητότητας.
- Ραδιογαλαξίες: Αυτά τα αντικείμενα εμφανίζουν εκτενή ραδιοεκπομπή. Μπορούν γενικά να χωριστούν σε δύο κατηγορίες, σε χαμηλής και υψηλής διέγερσης. Τα χαμηλής διέγερσης αντικείμενα δεν εμφανίζουν στενές ή φαρδιές γραμμές εκπομπής, ενώ οι γραμμές εκπομπής που έχουν, πιθανά διεγείρονται από ένα διαφορετικό μηχανισμό. Η εκπομπή τους στο οπτικό και στις ακτίνες Χ συνάδει με το να προέρχεται από πίδακα. Αντιθέτως, τα υψηλής διέγερσης αντικείμενα, παρουσιάζουν φάσματα γραμμών εκπομπής παρόμοια με εκείνα των Seyfert 2. Οι γαλαξίες που φιλοξενούν τους ραδιογαλαξίες, όποιοι κι αν είναι ο τύπος τους, είναι πάντα ελλειπτικοί.

1.1.1 BLAZARS-BL LAC OBJECTS

Όπως ήδη αναφέραμε στη προηγούμενη παράγραφο, οι Blazars αποτελούν μια υποκατηγορία των AGNs: Ένας Blazar είναι ένας AGN με σχετικιστικό πίδακα προσανατολισμένο προς τη γη.

Το όνομά τους προτάθηκε αρχικά το 1978 από τον αστρονόμο Edward Spiegel για να δηλώνει το συνδυασμό δύο κατηγοριών: τους οπτικά ισχυρώς μεταβλητούς (OVV) quasars και τα BL-Lac αντικείμενα (Η γενικά αποδεκτή εικόνα είναι ότι οι OVV quasars είναι εγγενώς ισχυροί ραδιογαλαξίες ενώ τα BL-Lac αντικείμενα είναι ασθενείς ραδιογαλαξίες).

Πολλοί Blazars εμφανίζουν σημαντικά χαρακτηριστικά υπέρφωτης κίνησης εντός των πρώτων parsec των πιδάκων τους που πιθανότατα οφείλονται στα σχετικιστικά μέτωπα των κρουστικών κυμάτων τους.

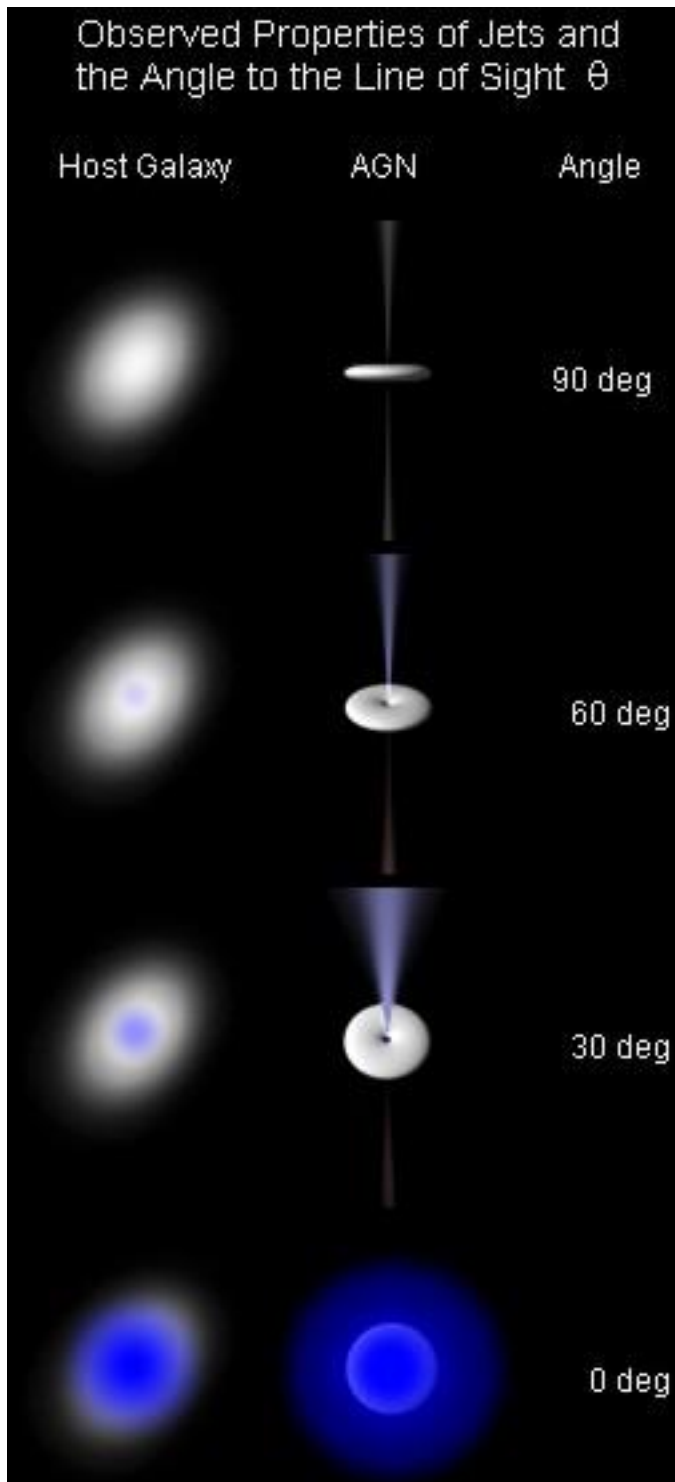
ΔΟΜΗ

Η δομή τους, όπως όλων των AGNs περιλαμβάνει υπερμεγέθη μελανή σπή στο κέντρο και υλικό που προσπίπτει σε αυτήν δημιουργώντας δίσκο προσαύξησης. Επίσης μια μεγαλύτερη αδιαφανή τοροειδή περιοχή αρκετά parsec μακριά από τη κεντρική μελανή σπή που περιέχει θερμό αέριο με ενδιάμεσες περιοχές μεγαλύτερης πυκνότητας. Αυτά τα «νέφη» μπορούν να απορροφήσουν και να επανεκπέμψουν ενέργεια από περιοχές κοντινότερες στη μελανή σπή. Στη γη οι περιοχές αυτές ανιχνεύονται μέσω των γραμμών εκπομπής στο φάσμα του Blazar. Κάθετα στο δίσκο προσαύξησης, ένα ζευγάρι πιδάκων μεταφέρει ισχυρά ενεργητικό πλάσμα μακριά από τον AGN.

Το jet ευθυγραμμίζεται εξαιτίας του συνδυασμού ισχυρών μαγνητικών πεδίων και ισχυρών ανέμων από το δίσκο προσαύξησης και την γύρω τοροειδή περιοχή. Εντός του jet, φωτόνια υψηλών ενεργειών και σωματίδια αλληλεπιδρούν μεταξύ τους αλλά και με το μαγνητικό πεδίο. Αυτά τα σχετικιστικά jets μπορούν να εκτείνονται μακριά έως μερικές δεκάδες kpc από τη μελανή σπή.

Στο σχήμα 3 φαίνονται AGNs με διαφορετικό προσανατολισμό του jet ως προς τη γραμμή παρατήρησης. Η περίπτωση ενός Blazar είναι η τελευταία, όπου παρατηρείται μηδενική γωνία μεταξύ του άξονα των jets και της γραμμής παρατήρησης.

Όλες αυτές οι περιοχές μπορούν να παράγουν μια ποικιλία στην παρατηρούμενη ενέργεια, κυρίως στη μορφή ενός μη θερμικού φάσματος από τα χαμηλής συχνότητας ραδιοκύματα έως τις εξαιρετικά ενεργειακές ακτίνες γ, με μια ισχυρή πόλωση σε μερικές συχνότητες.



Σχήμα 3 : Διαφορετικά χαρακτηριστικά των AGN και των jets τους ανάλογα με τη γωνία που σχηματίζει ο άξονας του jet με τη γραμμή παρατήρησης.

Το μη θερμικό φάσμα παραδοσιακά εξηγείται μέσω ακτινοβολίας Synchrotron στην περιοχή από τα ραδιοκύματα ως τις ακτίνες Χ και Inverse Compton Scattering (ICS) εκπομπή από τις ακτίνες Χ έως τις ακτίνες γ.

Ένα θερμικό peak στη περιοχή του υπεριώδους και αμυδρές γραμμές εκπομπής στο οπτικό παρουσιάζονται επίσης στο φάσμα των OVV quasars, αλλά «σβήνουν» ή ακόμα και εξαφανίζονται στα φάσματα των BL-Lac αντικειμένων.

ΑΝΑΚΑΛΥΨΗ

Πολλοί από τους λαμπρότερους Blazars αρχικά ταυτοποιήθηκαν όχι ως μακρινοί ενεργητικοί γαλαξίες αλλά ως ανώμαλοι μεταβλητοί αστέρες στον δικό μας γαλαξία, καθώς όπως και οι ανώμαλοι μεταβλητοί αστέρες μεταβάλλονταν σε λαμπρότητα σε περιόδους ημερών ή ετών αλλά χωρίς συγκεκριμένο μοτίβο. Από τα τέλη της δεκαετίας του '50 η ανάλυση των ραδιοτηλεσκοπίων ήταν ικανή να ξεχωρίζει συγκεκριμένες ράδιο-πηγές, κάτι που οδήγησε στην ανακάλυψη των quasars.

Οι Blazars αντιπροσωπεύονταν ισχυρά ανάμεσα σε αυτούς τους πρώτους quasars που παρατηρήθηκαν, και όντως, το πρώτο redshift υπολογίστηκε για τον 3C273 έναν ισχυρά μεταβλητό quasar, που είναι επίσης και blazar.

Το 1968 έγινε μια σύνδεση μεταξύ του «μεταβλητού αστέρα» BL Lacertae και μιας ισχυρής ραδιοπηγής (VRO 42.22.01). Ο BL Lacertae εμφάνιζε πολλά από τα χαρακτηριστικά των quasars, αλλά το οπτικό φάσμα στερείτο των φασματικών γραμμών που χρησιμοποιούνται για τον προσδιορισμό του redshift. Αμυδρές αποδείξεις ότι ο BL Lacertae δεν ήταν αστέρας αλλά γαλαξίας βρέθηκαν το 1974, ενώ η εξωγαλαξιακή του φύση δεν αποτέλεσε ιδιαίτερη έκπληξη.

Το 1972 μερικές μεταβλητές οπτικές και ράδιο-πηγές κατηγοριοποιήθηκαν όλες μαζί και προτάθηκαν σαν ένας νέος τύπος γαλαξία: τα αντικείμενα BL Lacertae (Αυτή η ονομασία σύντομα συντομεύτηκε σε BL- Lac). Από το 2003, μερικές εκατοντάδες τέτοια αντικείμενα είναι γνωστά.

ΤΡΕΧΟΥΣΑ ΟΠΤΙΚΗ

Οι Blazars είναι λοιπόν σύμφωνα με την τρέχουσα άποψη, ενεργοί γαλαξιακοί πυρήνες με σχετικιστικούς πίδακες προσανατολισμένους κοντά στη γραμμή παρατήρησής μας.

Αυτός ο «ειδικός» προσανατολισμός του jet εξηγεί τα γενικά παράξενα χαρακτηριστικά: υψηλή παρατηρήσιμη λαμπρότητα, πολύ γρήγορη μεταβλητότητα,

ισχυρή πόλωση (συγκρινόμενη με εκείνη των quasars που δεν είναι blazars) και τη φαινόμενη υπέρφωτη κίνηση κατά μήκος των πρώτων parsec των jets στους περισσότερους blazars.

Μερικά παραδείγματα blazars περιλαμβάνουν τους: 3C454.3 , 3C273 , BL Lacertae, PKS2155-304 , Markarian 421 και Markarian 501. Αυτοί οι δύο τελευταίοι καλούνται “TeV Blazars” για την εκπομπή τους στην TeV περιοχή του φάσματος, στις πολύ υψηλές ακτίνες γ.

1.1.2 QUASARS

Όπως ήδη έχει αναφερθεί, οι Quasars αποτελούν κι αυτοί μια υποκατηγορία των AGNs. Ένας Quasar (Quasi-stellar radio source) είναι ένας πολύ ενεργητικός και μακρινός ενεργός γαλαξιακός πυρήνας. Οι Quasars είναι εξαιρετικά λαμπρές πηγές και αρχικά ανακαλύφθηκαν ως πηγές υψηλής ερυθρομετάθεσης που έμοιαζαν περισσότερο με σημειακές, όπως τα άστρα, παρά εκτεταμένες όπως οι γαλαξίες. Εμφάνιζαν παρόλα αυτά, περίεργα και ιδιαίτερα φάσματα.

Ενώ αρχικά η φύση αυτών των αντικειμένων ήταν διφορούμενη(σχεδόν μέχρι τις αρχές της δεκαετίας του 1980), υπάρχει πλέον μια επιστημονική συμφωνία ότι ένας quasar είναι μια συμπαγής περιοχή στο κέντρο ενός μαζικού γαλαξία, που περιβάλλει την κεντρική υπερμεγέθη μελανή οπή. Η διάσταση της περιοχής αυτής είναι 10-10000 φορές η ακτίνα Schwarzschild της μελανής οπής, ενώ η ισχύς του προέρχεται από έναν δίσκο προσαύξησης γύρω από τη μελανή οπή.

ΚΥΡΙΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ- ΑΝΑΚΑΛΥΨΕΙΣ

Οι Quasars λοιπόν ανήκουν στα πιο λαμπρά και ενεργητικά γνωστά αντικείμενα στο Σύμπαν και μπορούν να εκπέμπουν πάνω από 100 φορές την ενέργεια που εκπέμπει ο γαλαξίας μας. Οι πιο λαμπροί από αυτούς, ακτινοβολούν με ένα ρυθμό που μπορεί να υπερβεί εκείνον του μέσου γαλαξία και αντιστοιχεί σε δύο τρισεκατομμύρια (2×10^{12}) ήλιους.

Η ακτινοβολία αυτή εκπέμπεται σε όλο το μήκος του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος σχεδόν ισοδύναμα, από τις ακτίνες X έως το μακρινό υπέρυθρο με μια κορυφή στη περιοχή του υπεριώδους-οπτικού με μερικούς από αυτούς να είναι επίσης ισχυρές πηγές στα ραδιοκύματα ή στις ακτίνες γ.

Οι περισσότεροι Quasars δεν είναι ορατοί με μικρά τηλεσκόπια, αλλά ο 3C273 (στον αστερισμό της Παρθένου), με ένα μέσο φαινόμενο μέγεθος 12.9 αποτελεί εξαίρεση:

Σε μια απόσταση 2.44 δισεκατομμύρια έτη φωτός, είναι ένα από τα πιο μακρινά αντικείμενα άμεσα παρατηρήσιμα με μη επαγγελματικό εξοπλισμό.

Η ταχεία μεταβλητότητα που επιδεικνύουν πολλά από αυτά τα αντικείμενα στη λαμπρότητά τους, ορίζει ένα πάνω όριο στον όγκο τους: Οι Quasars δεν είναι πολύ μεγαλύτεροι από το ηλιακό μας σύστημα, κάτι που υποδεικνύει μια απίστευτα μεγάλη ενεργειακή πυκνότητα. Ο μηχανισμός πίσω από αυτή τη μεταβλητότητα στη λαμπρότητα πιθανότατα περιλαμβάνει κατευθυντικότητα στους σχετικιστικούς τους πίδακες τέτοια ώστε να «δείχνουν» σχεδόν καταπάνω μας.

Ο Quasar με το υψηλότερο redshift που είναι γνωστός (από τον Ιούνιο του 2011) είναι ο ULAS J1120+0641, με ένα redshift 7.085 που αντιστοιχεί σε μια απόσταση περίπου 29 δισεκατομμύρια έτη φωτός από τη γη. Στο σχήμα 4 φαίνεται η απόδοση ενός καλλιτέχνη του συγκεκριμένου αντικειμένου.

Στους Quasars (όπως και στο σύνολο των AGNs) πιστεύεται ότι ύλη προσπίπτει στην υπερμεγέθη μελανή οπή ($10^6 - 10^9 M_{\odot}$) σχηματίζοντας ένα δίσκο προσαύξησης. Εφόσον το φως δε μπορεί να δραπετεύσει από τις μελανές οπές στα κέντρα των Quasars, η ενέργεια που εκλύεται επί της ουσίας παράγεται έξω από τον ορίζοντα γεγονότων εξαιτίας βαρυτικών τάσεων και τεράστιας τριβής ασκούμενης στο προσπίπτον υλικό.



Σχήμα 4: Καλλιτεχνική απόδοση του Quasar ULAS J1120+0641, ενός πολύ μακρινού αντικειμένου τροφοδοτούμενου από μια μελανή οπή με μάζα 2 δισεκατομμύρια φορές εκείνη του Ήλιου.

Αρκετές δεκάδες κοντινών μεγάλων γαλαξιών, χωρίς ίχνος πυρήνα quasar, έχει αποδειχθεί ότι περιέχουν μια αντίστοιχη μελανή οπή στο κέντρο τους, έτσι πιστεύουμε ότι ένα τέτοιο αντικείμενο υπάρχει σε όλους τους μαζικούς γαλαξίες αλλά μικρό μόνο ποσοστό τους εκπέμπει ισχυρή ακτινοβολία και άρα παρατηρείται ως quasar.

Επιπλέον οι Quasars μπορεί να δημιουργηθούν από απλούς γαλαξίες όταν σε αυτούς υπάρξει μια νέα πηγή ύλης. Μάλιστα υπάρχει η θεωρία ότι ένας quasar θα μπορούσε να σχηματιστεί καθώς ο γαλαξίας της Ανδρομέδας θα συγκρουστεί με τον δικό μας σε περίπου 3-5 δισεκατομμύρια χρόνια.

Πάνω από 200.000 quasars είναι γνωστοί, οι περισσότεροι με τη βοήθεια του SDSS (Sloan Digital Sky Survey), ένα πείραμα χαρτογράφησης του ουρανού.

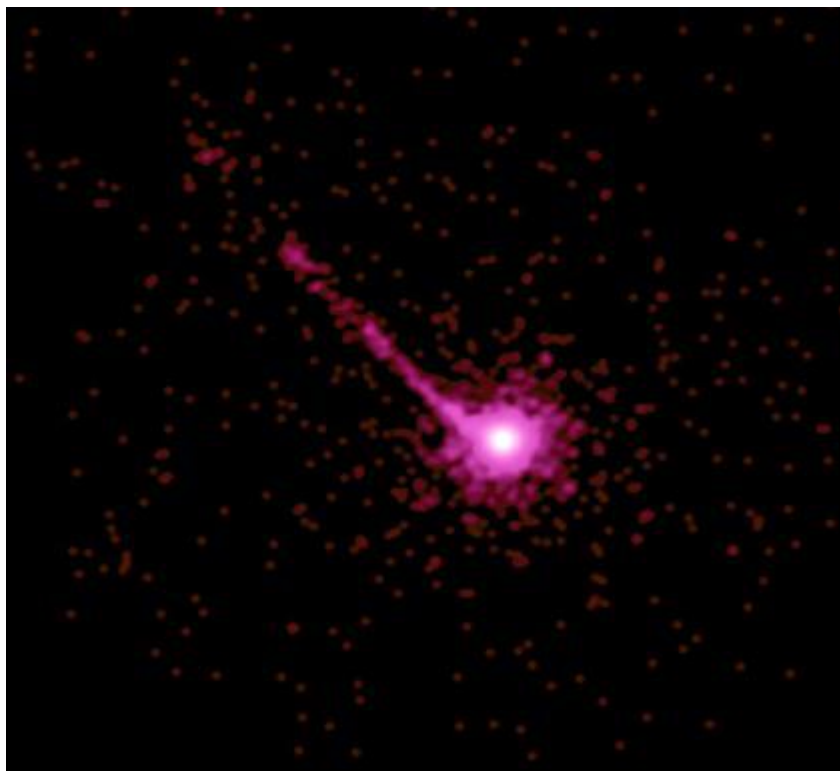
Όλα τα φάσματα των Quasars που έχουν παρατηρηθεί έχουν redshifts μεταξύ 0.056 και 7.085. Εφαρμόζοντας σε αυτά τον νόμο του Hubble μπορεί να δειχθεί ότι αυτοί βρίσκονται μεταξύ 600 εκατομμύρια και 28.85 δισεκατομμύρια έτη φωτός μακριά. Εξαιτίας των μεγάλων αποστάσεων των πιο απομακρυσμένων quasars και τη δεδομένη ταχύτητα του φωτός, παρατηρούμε αυτούς αλλά και τον περιβάλλοντα χώρο τους όπως υπήρξαν στο πολύ πρώιμο Σύμπαν.

Οι Quasars ήταν πολύ πιο κοινοί στο πρώιμο Σύμπαν. Αυτή η ανακάλυψη από τον Maarten Schmidt το 1967 αποτέλεσε ισχυρή απόδειξη ενάντια στην Steady State Κοσμολογία του Fred Hoyle και υπέρ της Κοσμολογίας του Big Bang.

Οι Quasars παρουσιάζουν μεταβλητότητα στη λαμπρότητα σε διάφορες χρονικές κλίμακες. Κάποιοι μεταβάλλονται ανά μερικούς μήνες, εβδομάδες, ημέρες ή και ώρες. Αυτό σημαίνει ότι οι Quasars γεννούν και εκπέμπουν την ενέργειά τους από μια πολύ μικρή περιοχή, καθώς κάθε μέρος του quasar θα έπρεπε να βρίσκεται σε επαφή με τα υπόλοιπα σε τέτοια χρονική κλίμακα ώστε να συντονίζουν τις μεταβολές στη λαμπρότητα. Ως τέτοιος, ένας quasar με μεταβλητότητα σε μια χρονική κλίμακα μερικών εβδομάδων, δεν μπορεί να είναι μεγαλύτερος σε διάμετρο από μερικές εβδομάδες φωτός. Η εκπομπή μεγάλων ποσών ισχύος από μια μικρή περιοχή απαιτεί την ύπαρξη μιας πηγής ισχύος πολύ πιο παραγωγικής από την πυρηνική σύντηξη που τροφοδοτεί τα άστρα. Η έκλυση βαρυτικής ενέργειας από ύλη προσπίπτουσα σε μια μαζική μελανή οπή είναι η μοναδική γνωστή διαδικασία η οποία να μπορεί να παράγει τόσο μεγάλη ισχύ με συνεχή τρόπο. Οι αστρικές εκρήξεις – supernovae και GRBs- μπορούν να πράξουν το ίδιο αλλά μόνο για μερικές εβδομάδες.

Γενικά, οι Quasars έχουν τα ίδια χαρακτηριστικά με τη γενικότερη κατηγορία των ενεργών γαλαξιών αλλά είναι πιο ισχυρές πηγές: Η ακτινοβολία τους είναι κατά ένα σημαντικό μέρος μη θερμική και περίπου κατά 10% παρατηρείται να έχουν επίσης πίδακες και λοβούς όπως αυτούς των ραδιογαλαξιών οι οποίοι επίσης φέρουν σημαντικά ποσά υψηλών ενεργειών (σχετικιστικά) σωματΙΑ (είτε ηλεκτρόνια και πρωτόνια, είτε ηλεκτρόνια και ποζιτρόνια).

Μια μειοψηφία των Quasars εμφανίζουν ισχυρή ραδιοεκπομπή η οποία προέρχεται από πίδακες ύλης που κινείται κοντά στη ταχύτητα του φωτός, αν και στο σύνολό τους μπορούν να ανιχνευθούν σε όλη την έκταση του παρατηρήσιμου Η/Μ φάσματος συμπεριλαμβανομένων του υπεριώθρου, οπτικού, υπεριώδους, ακτίνων Χ και γ. Στο σχήμα 5 φαίνεται εικόνα από το τηλεσκόπιο ακτίνων Χ Chandra, του Quasar PKS 1127-145: Ένας τεράστιος πίδακας ακτίνων Χ εκτείνεται τουλάχιστον 1 εκατομμύριο έτη φωτός μακριά από τον Quasar.



Σχήμα 5: Εικόνα στις ακτίνες Χ από το Chandra του Quasar PKS 1127-145, μια εξαιρετικά λαμπρή πηγή ακτίνων Χ και ορατού φωτός σχεδόν 10 δισεκατομμύρια έτη φωτός μακριά από τη γη. (Ημέρα Παρατήρησης 28/5/2000, όργανο: ACIS).

Οι ερυθρομεταθέσεις των Quasars μετρώνται μέσω των ισχυρών γραμμών εκπομπής που κυριαρχούν στο οπτικό και υπεριώδες φάσμα τους. Οι γραμμές αυτές εμφανίζονται πεπλατυσμένες εξαιτίας των μετατοπίσεων κατά Doppler λόγω των υψηλών ταχυτήτων του αερίου που τις εκπέμπει. Γρήγορες κινήσεις υποδεικνύουν μεγάλη μάζα. Οι γραμμές εκπομπής του υδρογόνου (κυρίως των σειρών Lyman και Balmer), του ηλίου, του άνθρακα, του μαγνησίου, του σιδήρου και του οξυγόνου είναι οι πιο φωτεινές ενώ τα άτομα που τις εκπέμπουν κυμαίνονται από ουδέτερα έως ισχυρώς ιονισμένα.

Αρκετά εντυπωσιακά στοιχεία συνδέονται με τους Quasars: Προκειμένου να δημιουργηθεί μια λαμπρότητα της τάξης των 10^{40} W ή Joule/sec (η τυπική λαμπρότητα ενός Quasar), μια υπερμεγέθους μελανή σπή θα πρέπει να καταναλώνει υλικό ισοδύναμο με 10 αστέρες το χρόνο. Οι πιο λαμπροί γνωστοί Quasars «καταβροχθίζουν» 1000 ηλιακές μάζες ύλης κάθε χρόνο.

Ο μεγαλύτερος γνωστός Quasar εκτιμάται ότι καταναλώνει ύλη ισοδύναμη με 600 φορές τη μάζα της γης, ανά λεπτό!!

Οι Quasars επίσης μας τροφοδοτούν με μερικά στοιχεία ως προς το τέλος της φάσης «επανιονισμού»(reionization epoch) κατά τη Θεωρία της Μεγάλης Έκρηξης.

Οι «αρχαιότεροι» Quasars ($\text{redshift} \geq 6$) εμφανίζουν στο φάσμα τους ένα χαρακτηριστικό, γνωστό ως Gunn-Peterson trough («αυλάκι» των Gunn-Peterson) και έχουν μπροστά τους περιοχές απορρόφησης που υποδεικνύουν ότι το διαγαλαξιακό μέσο (IGM) εκείνη τη περίοδο αποτελείτο από ουδέτερο αέριο.

Αυτό που συμβαίνει είναι να «καταστέλλεται» η H/M εκπομπή του Quasar σε μήκη κύματος μικρότερα εκείνων της Lyman-alpha σειράς στην ερυθρομετάθεση του εκπεμπόμενου φωτός, ένα φαινόμενο που πρωτοπαρατηρήθηκε το 1965 από τους James E. Gunn και Bruce Peterson.

Οι νεότεροι Quasars δεν εμφανίζουν περιοχή απορρόφησης κάτι που υποδεικνύει ότι το IGM έχει ξεπεράσει τη φάση επανιονισμού και ότι το ουδέτερο αέριο υπάρχει μόνο σε μικρά νέφη. Το φαινόμενο παρατηρήθηκε μόλις το 2001, με την ανακάλυψη ενός Quasar ερυθρομετάθεσης $z = 6.28$ από τον Robert Becker με δεδομένα από το SDSS. Αυτή η ανακάλυψη αλλά και η απουσία παρατήρησης του φαινομένου σε Quasars με z λίγο κάτω από 6, παρουσίασε ισχυρές ενδείξεις ότι το υδρογόνο στο Σύμπαν πέρασε από την ουδέτερη στην ιονισμένη φάση γύρω στο $z = 6$. Μετά τη φάση της επανασύνδεσης (Recombination phase), το Σύμπαν αναμενόταν να είναι ουδέτερο έως ότου τα πρώτα αντικείμενα σε αυτό αρχίσουν να εκπέμπουν φως και ενέργεια με αποτέλεσμα τον επανιονισμό του περιβάλλοντος IGM.

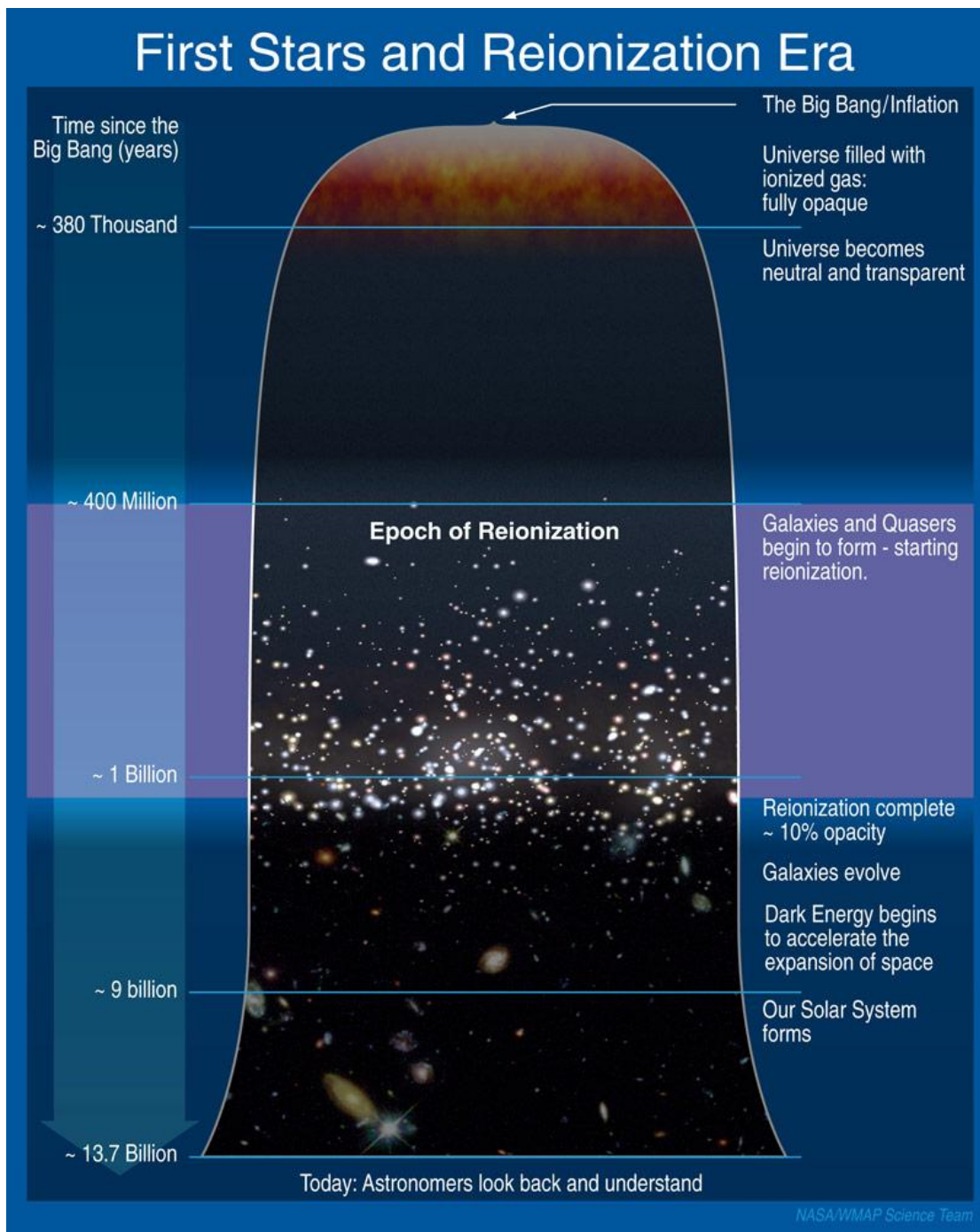
Παρόλα αυτά, καθώς η ενεργός διατομή σκέδασης των φωτονίων με ενέργειες κοντά σε αυτή του ορίου Lyman-alpha με το ουδέτερο υδρογόνο είναι πολύ μεγάλη, ακόμα κι ένα μικρό ποσοστό ουδέτερου υδρογόνου θα κάνει το οπτικό βάθος του IGM αρκετά μεγάλο ώστε να «καταστέλλεται» η παρατηρούμενη εκπομπή. Παρά το γεγονός ότι το ποσοστό του ουδέτερου υδρογόνου προς το ιονισμένο μπορεί να μην ήταν ιδιαιτέρως υψηλό, η χαμηλή παρατηρούμενη ροή πέρα από το όριο Lyman-alpha υποδεικνύει ότι το Σύμπαν βρισκόταν στα τελευταία στάδια επανιονισμού. Στο σχήμα 6 παρατίθεται ένα διάγραμμα των εποχών από τις οποίες διήλθε το Σύμπαν μεταξύ των οποίων και η εποχή της Reionization με την οποία συνδέονται άμεσα και οι Quasars.

Μετά την ανακοίνωση των δεδομένων από την αποστολή WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) το 2003, ο ορισμός του Becker ότι το τέλος του επανιονισμού εμφανίστηκε σε $z = 6$ φάνηκε να έρχεται σε σύγκρουση με εκτιμήσεις που έγιναν λόγω των μετρήσεων της πυκνότητας στήλης του υδρογόνου από το WMAP.

Παρόλα αυτά οι μετρήσεις του WMAP III που ανακοινώθηκαν το 2006 φάνηκε να βρίσκονται σε πολύ καλύτερη συμφωνία με τα όρια που τέθηκαν στη φάση επανιονισμού από το φαινόμενο Gunn-Peterson.

Τέλος, επειδή οι Quasars είναι εξαιρετικά μακρινά, λαμπρά και μικρά με όρους φαινόμενου μεγέθους αντικείμενα, είναι και εξαιρετικά χρήσιμα ως σημεία αναφοράς για τη δημιουργία ενός δικτύου μέτρησης αποστάσεων στον ουρανό. Το Διεθνές Ουράνιο Σύστημα Αναφοράς (International Celestial Reference System, ICRS) βασίζεται σε εκατοντάδες εξωγαλαξιακές ραδιοπηγές, κυρίως Quasars, κατανεμημένες σε ολόκληρο τον ουρανό, αφού οι θέσεις τους μπορούν να μετρηθούν με τη μεγαλύτερη δυνατή ακρίβεια με τη βοήθεια της Συμβολομετρίας (Very Long Baseline Interferometry, VLBI).

Όλα τα προηγούμενα συνηγορούν στο γεγονός ότι οι Quasars αποτελούν ξεχωριστής σημασίας αντικείμενα για πολλές κατηγορίες έρευνας στην Αστροφυσική. Το μοντέλο που αποτελεί το αντικείμενο μελέτης της παρούσης εργασίας, φιλοδοξεί πιθανά να εξηγήσει το τμήμα των φασμάτων τους στις πολύ υψηλές ενέργειες, ή τουλάχιστον να δώσει κάποια όρια για σημαντικές παραμέτρους τους. (Συμπεράσματα σχετικά με τον παράγοντα Doppler του Quasar 3C279 αναφέρονται στο "Implications of automatic photon quenching on compact gamma ray sources"-M. Petropoulou, A.Mastihadis).



Σχήμα 6: Η εποχή του επανιονισμού (Reionization Epoch) στη διάρκεια ζωής του Σύμπαντος.

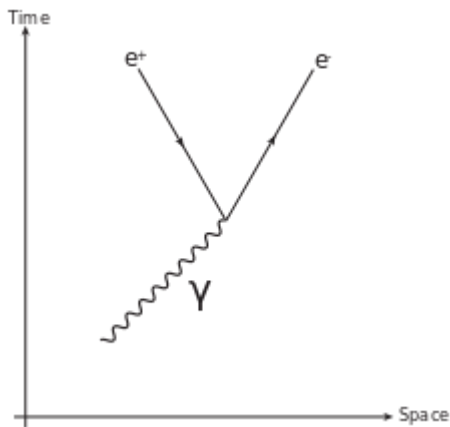
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

2.1 Δίδυμη γένεση $\gamma\gamma \rightarrow e^+ e^-$

Η φυσική διαδικασία της δίδυμης γένεσης, κομμάτι του μοντέλου που θα περιγράψουμε και στη συνέχεια θα επεξεργαστούμε στο επόμενο κεφάλαιο της παρούσας εργασίας, αφορά στη δημιουργία ενός στοιχειώδους σωματίου και του αντισωματίου του, στη περίπτωση μας ενός ηλεκτρονίου (e^-) και ενός ποζιτρονίου (e^+), όταν ένα στοιχειώδες σωματίο συνήθως φωτόνιο (ή άλλο ουδέτερο μποζόνιο) αλληλεπιδρά με την ύλη (πυρήνες).

Κάτι τέτοιο είναι επιτρεπτό, εφόσον είναι διαθέσιμη αρκετή ενέργεια ώστε να δημιουργηθεί το ζεύγος, ίση με τουλάχιστον όση είναι η συνολική ενέργεια μάζας ηρεμίας των δύο σωματίων και επιπλέον εφόσον διατηρούνται τόσο η συνολική ενέργεια όσο και η συνολική ορμή του συστήματος. Όλοι οι υπόλοιποι διατηρούμενοι κβαντικοί αριθμοί (στροφορμή, ηλεκτρικό φορτίο, λεπτονικός αριθμός κ.ο.κ) των παραγόμενων σωματίων θα πρέπει να έχουν άθροισμα μηδέν – έτσι τα παραγόμενα σωματία θα εμφανίζουν αντίθετες τιμές στους αριθμούς αυτούς. Έτσι, αν το ένα σωματίο εμφανίζει ηλεκτρικό φορτίο ή παραξενιά +1, το άλλο θα εμφανίζει -1 κ.ο.κ.

Η πιθανότητα υλοποίησης της δίδυμης γένεσης στην περίπτωση αλληλεπίδρασης φωτονίου- ύλης, αυξάνεται όσο αυξάνεται η ενέργεια του φωτονίου και ο ατομικός αριθμός Z , περίπου ανάλογα του Z^2 .



Σχήμα 7: Διάγραμμα Feynman για τη δίδυμη γένεση.

Για να βρούμε το ενεργειακό κατώφλι παραγωγής του ζεύγους $e^- - e^+$ εργαζόμαστε με βάση τη διατήρηση του αθροίσματος των τετρανουσμάτων ορμής των φωτονίων πριν και του ζεύγους μετά την αλληλεπίδραση.

Έτσι, αν $\vec{P}_1 = \left[\frac{h\nu_1}{c}, \frac{h\nu_1}{c} \hat{e}_1 \right]$ και $\vec{P}_2 = \left[\frac{h\nu_2}{c}, \frac{h\nu_2}{c} \hat{e}_2 \right]$ είναι τα τετρανούσματα ορμής των φωτονίων πριν τη σύγκρουση και $P'_1 = [\gamma_1 m_e c, \gamma_1 m_e \vec{u}_1]$, $P'_2 = [\gamma_2 m_e c, \gamma_2 m_e \vec{u}_2]$ είναι τα τετρανούσματα ορμής των δύο παραγόμενων σωματιών, τότε η διατήρησή τους υποδεικνύει ότι $\vec{P}_1 + \vec{P}_2 = \vec{P}'_1 + \vec{P}'_2$ (1)

Αναζητώντας το ενεργειακό κατώφλι της διαδικασίας δηλαδή την ελάχιστη ενέργεια με την οποία μπορεί να παραχθεί το ζεύγος, απαιτούμε $\vec{u}_1 = \vec{u}_2 = 0$.

Υψώνοντας στο τετράγωνο την (1) και μετά από πράξεις καταλήγουμε ότι

$$\varepsilon_2 = \frac{2m_e c^4}{\varepsilon_1(1-\cos\varphi)} \quad (2)$$

όπου $\varepsilon_1 = h\nu_1$ και $\varepsilon_2 = h\nu_2$ είναι οι ενέργειες των δύο φωτονίων και φ η γωνία που σχηματίζουν οι διευθύνσεις τους.

Η σχέση (2) δίνει την ελάχιστη ενέργεια ε_2 που απαιτείται να έχει ένα φωτόνιο ώστε να δημιουργήσει ζεύγος ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου σε σύγκρουση υπό γωνία φ με ένα άλλο φωτόνιο ενέργειας ε_1 .

Η διαδικασία αυτή δεν δρα μόνο ως μηχανισμός παραγωγής ζευγών αλλά και ως μηχανισμός απορρόφησης φωτονίων: Έτσι, αν θεωρήσουμε μερικές χαρακτηριστικές ενέργειες μαλακών φωτονίων (ε_1), με βάση τη σχέση (2) μπορούμε να βρούμε την ελάχιστη απαιτούμενη ενέργεια (ε_2) των ακτίνων γ ώστε να αλληλεπιδράσουν με αυτά.

Θεωρώντας για απλότητα $\varphi = \pi$ δηλαδή μετωπικές συγκρούσεις, τα αποτελέσματα που παίρνουμε είναι στη περιοχή των ακτίνων γ (με διαβαθμίσεις από $\sim 10^{14} eV$ έως $\sim 10^8 eV$) αν τα μαλακά φωτόνια προέρχονται από το κοσμικό μικροκυματικό υπόβαθρο ή πηγές ακτίνων X αντίστοιχα.

Ένας επιπλέον πολύ σημαντικός παράγοντας στη διαδικασία αυτή της απορρόφησης των ακτίνων γ είναι το οπτικό βάθος, το οποίο στη γενική περίπτωση ορίζεται ως:

$$\tau = \int_{r_1}^{r_2} dr \cdot \kappa \quad (3)$$

με $\kappa = n \cdot \sigma$ (4) ο συντελεστής απορρόφησης, με σ την ενεργό διατομή της αλληλεπίδρασης και n την αριθμητική πυκνότητα των απορροφητών.

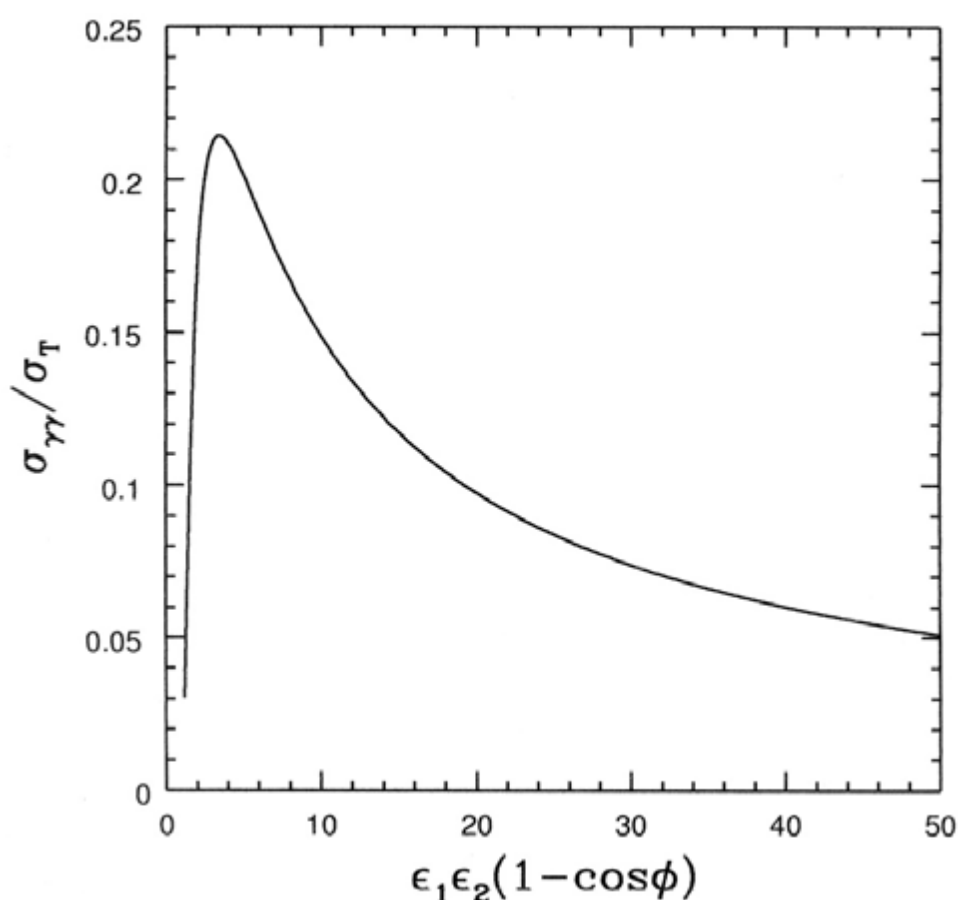
Ανάλογα με τη περίπτωση, η ενεργός διατομή (και άρα και το οπτικό βάθος) μπορεί να εξαρτάται από την ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου. Στη γενική περίπτωση, η απορρόφηση που μελετάμε είναι εκείνη μιας ακτίνας γ ως προς κάποια κατανομή μαλακών φωτονίων πυκνότητας $n(\varepsilon)d\varepsilon$ με $\varepsilon_{min} < \varepsilon < \varepsilon_{max}$ τα οποία συνήθως είναι ισοτροπικά.

Τότε το οπτικό βάθος γράφεται:

$$\tau_{\gamma\gamma} = \int_0^L dr \int_{\varepsilon_{min}}^{\varepsilon_{max}} d\varepsilon \cdot n(\varepsilon) \int \sigma_{\gamma\gamma}(s) d\Omega \quad (5)$$

Στην περίπτωση της αλληλεπίδρασης φωτονίου-φωτονίου, η ενεργός διατομή $\sigma_{\gamma\gamma}$ προκύπτει από την κβαντοηλεκτροδυναμική και έχει την εξής συμπεριφορά η οποία φαίνεται στο σχήμα 10: Για τιμές του γινομένου $s = \varepsilon_1 \varepsilon_2 (1 - \cos \varphi) < 2(m_e c^2)^2$, η ενεργός διατομή $\sigma_{\gamma\gamma}$ είναι μηδέν, εφόσον δεν πληρείται η συνθήκη κατώφλι της διαδικασίας.

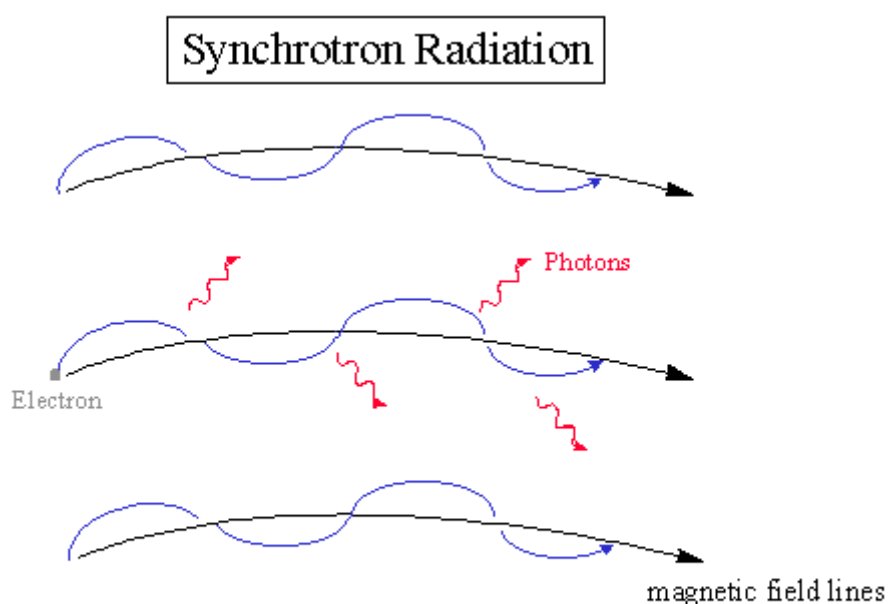
Για τιμές του s λίγο πάνω από το ενεργειακό κατώφλι η ενεργός διατομή αυξάνεται απότομα έως μία μέγιστη τιμή $\sigma_{\gamma\gamma}^{max} = 0.25 \sigma_T$, ενώ στη συνέχεια φθίνει ως s^{-1} .



Σχήμα 8: Η ενεργός διατομή $\sigma_{\gamma\gamma}$ της αλληλεπίδρασης φωτονίου-φωτονίου $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ (σε μονάδες ενεργού διατομής Thompson $\sigma_T = 6.65 \times 10^{-25} \text{cm}^2$) συναρτήσεως του γινομένου $\varepsilon_1 \varepsilon_2 (1 - \cos \varphi)$ όπου ε_1 και ε_2 είναι οι ενέργειες των δύο αλληλεπιδρώντων φωτονίων εκπεφρασμένες σε μονάδες ενέργειας ηρεμίας του ηλεκτρονίου.

2.2 Ακτινοβολία Synchrotron

Πρόκειται αναμφίβολα για τον πιο συχνά απαντώμενο μηχανισμό στα περιβάλλοντα που μελετάει η Αστροφυσική Υψηλών Ενεργειών, ενώ σε αντίθεση πχ με τον αντίστροφο σκεδασμό Compton πρόκειται για έναν καθαρό μηχανισμό ακτινοβολίας, η οποία δημιουργείται εξαιτίας της κίνησης σχετικιστικών φορτίων (e^- , e^+) εντός μαγνητικών πεδίων. Έτσι, τα ζεύγη e^-e^+ διαγράφοντας ελικοειδείς τροχιές εξαιτίας των μαγνητικών πεδίων, επιταχύνονται και λόγω αυτής της επιτάχυνσης ακτινοβολούν. Σχηματικά η φυσική αυτή διαδικασία φαίνεται στο σχήμα 9.



Σχήμα 9: Σχηματική αναπαράσταση της ελικοειδούς κίνησης ενός ηλεκτρονίου εντός μαγνητικού πεδίου και της ακτινοβολίας (Synchrotron) που εκπέμπεται.

Οι ενεργειακές απώλειες ενός ηλεκτρονίου εντός του μαγνητικού πεδίου ακολουθούν τη σχέση $-\frac{dE}{dt} = P = \frac{4}{3}\sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_B$ (6)

όπου γ ο παράγοντας Lorentz του e^- , $\beta = \frac{u}{c}$ όπου u η ταχύτητα του e^- και $U_B = \frac{B^2}{8\pi}$ η ενεργειακή πυκνότητα του μαγνητικού πεδίου.

Η μέγιστη (χαρακτηριστική Synchrotron) συχνότητα στην οποία μπορεί να εκπέμψει ηλεκτρόνιο ενέργειας γmc^2 κινούμενο σε μαγνητικό πεδίο έντασης B , είναι προσεγγιστικά η:

$$\nu_0 \approx \frac{1}{2\pi} \frac{eB}{mc} \gamma^2 \approx 2.8 \times 10^6 B \gamma^2 \text{ Hz} \quad (7) \quad \text{όπου } B \text{ δίνεται σε Gauss.}$$

Μια καλή εκλογή όταν μιλάμε για ενέργεια είναι να την εκφράσουμε σε μονάδες της ενέργειας ηρεμίας του e^- , $m_e c^2$.

Έτσι η ενέργεια ενός μέσου φωτονίου που παράγεται κατά την ακτινοβολία Synchrotron είναι: $\tilde{\epsilon}_{syn} \approx \frac{h\nu_0}{m_e c^2} \approx \frac{B}{B_{cr}} \gamma^2 \approx b \gamma^2 \quad (8)$

όπου $B_{cr} = m^2 c^3 / e \hbar = 4.4 \times 10^{13}$ Gauss είναι η κρίσιμη ένταση του μαγνητικού

πεδίου. Σημειώνουμε ότι η κρίσιμη ένταση του Μ.Π είναι η ιδεατή εκείνη ένταση για την οποία ένα μη σχετικιστικό σωματίο ακτινοβολεί τη μάζα ηρεμίας του.

Περισσότερες λεπτομέρειες ή τυχόν προσεγγίσεις- θεωρήσεις που θα χρησιμοποιηθούν σε σχέση και με τους δύο προαναφερθέντες μηχανισμούς θα αναφερθούν στο επόμενο κεφάλαιο.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

Το αντικείμενο του μοντέλου που καταρχήν εισάγουμε στη παράγραφο 3.1 του παρόντος κεφαλαίου και στη συνέχεια πραγματευόμαστε με διαφορετικές κάθε φορά θεωρήσεις στις επόμενες, αφορά στο συνδυασμό του μηχανισμού εξαΰλωσης φωτονίου-φωτονίου και εκείνου της ακτινοβολίας Synchrotron, σε ένα πλαίσιο όμως που μπορεί να γίνει μη γραμμικός.

Η πιθανότητα φωτόνια υψηλών ενεργειών να αλληλεπιδρούν με μαλακά φωτόνια και να παράγουν ζεύγη e^-e^+ αντί να δραπετεύουν από συμπαγείς πηγές, συζητήθηκε αρχικά από τον Jelley (1966) ενώ ο καθοριστικός παράγοντας πραγματοποίησης ή όχι της απορρόφησης ενός φωτονίου υψηλών ενεργειών αναδείχθηκε ο λόγος L/R (λαμπρότητα /ακτίνα πηγής) από τον Herterich (1974). Ακολούθησαν δουλειές που έπαιρναν υπόψη την εξαΰλωση φωτονίου-φωτονίου όχι μόνο σαν καταβόθρα ακτίνων γ αλλά και σαν πηγή ζευγών e^-e^+ εντός μη θερμικών συμπαγών πηγών (Bonometto & Rees 1971; Guilbert et al. 1983; Kazanas 1984; Zdziarski & Lightman 1985; Svensson 1987). Η γενική ιδέα ήταν πως ακτίνες γ μπαίνουν στιγμιαία με ομογενή τρόπο σε μια πηγή που ήδη περιέχει μαλακά φωτόνια και το σύστημα εξελίσσεται προς την τελική steady-state μέσω της επίλυσης ενός σετ κινητικών εξισώσεων που περιγράφουν τις φυσικές διαδικασίες που λαμβάνουν χώρα.

Μια διαφορετική προσέγγιση όμως, παρουσιάστηκε πιο πρόσφατα, το 2007, από τους Stawarz & Kirk. Η προσέγγιση αυτή είχε σαν κύριο σημείο την μη γραμμικότητα της διαδικασίας και κατάφερε να δείξει πως υπάρχει ένα όριο στη λαμπρότητα των ακτίνων γ που δραπετεύουν από μια πηγή, το οποίο δεν εξαρτάται από τον υπάρχοντα πληθυσμό μαλακών φωτονίων αλλά αντιθέτως αποτελεί ένα θεωρητικό όριο που εξαρτάται μόνο από παραμέτρους όπως το μέγεθος της πηγής και η ένταση του μαγνητικού της πεδίου. Παραβίαση αυτού του ορίου οδηγεί αυτόματα σε quenching των ακτίνων γ .

Αυτό περιλαμβάνει μια συγκεκριμένη αλληλουχία φυσικών διαδικασιών (γγ εξαΰλωση- Synchrotron ακτινοβολία) η οποία μπορεί να γίνει μη γραμμική όταν ικανοποιούνται ορισμένα κριτήρια. Σε αυτή τη περίπτωση τα ζεύγη e^-e^+ αυξάνονται αυθόρμητα στο σύστημα, και τα «επιπλέον» φωτόνια ακτίνων γ απορροφώνται από τα Synchrotron φωτόνια, τα εκπεμπόμενα από τα ζεύγη. Κατά συνέπεια, το σύστημα φτάνει σε μια τελική «steady state» όπου οι ακτίνες γ , τα μαλακά φωτόνια και τα ζεύγη e^-e^+ έχουν όλα φτάσει στην ισορροπία. Επομένως αυτό μπορεί να συμβεί ακόμα και στην υποθετική περίπτωση όπου στη πηγή δεν υπάρχουν μαλακά φωτόνια, τουλάχιστον αρχικά. Η φυσική διαδικασία του quenching παρουσιάζει ιδιαίτερο ενδιαφέρον σε σχέση με τα μοντέλα εκπομπής στις ακτίνες γ , γιατί δίνει ένα άνω όριο στην λαμπρότητα στις ακτίνες γ .

3.1 Quenching μιας ακτίνας γ

Οι Stawarz & Kirk μελέτησαν το δυναμικό σύστημα των φωτονίων (γ φωτόνια και χαμηλοενεργειακά) και των ζευγών χρησιμοποιώντας προσέγγιση συνάρτησης Δέλτα του Dirac για την ενεργό διατομή της εξαϋλώσης και την Synchrotron εκπομπή, ενώ ταυτόχρονα θεώρησαν τις Synchrotron απώλειες ως καταστροφικές. Μια γενίκευση αυτής της δουλειάς ακολούθησε από τους Petropoulou & Mastichiadis, στην οποία και βασιστήκαμε για το πρώτο τμήμα της παρούσης εργασίας και την οποία επαναλάβαμε αναλυτικά.

Κατάστροψη του προβλήματος-Παραδοχές

Θεωρούμε σφαιρική πηγή ακτίνας R και μαγνητικού πεδίου έντασης B . Υποθέτουμε ότι μονοενεργητικές ακτίνες γ ενέργειας ε_γ (σε μονάδες $m_e c^2$) παράγονται ομογενώς από κάποιον απροσδιόριστο μηχανισμό σε όλο τον όγκο της πηγής. Εάν αυτές εισέρχονται με μια λαμπρότητα L_γ^{inj} , τότε η συμπαγότητα στις ακτίνες γ είναι:
$$l_\gamma^{inj} = \frac{L_\gamma^{inj} \sigma_\tau}{4\pi R m_e c^3} \quad (1) \quad \text{με } \sigma_\tau \text{ η ενεργός διατομή Thomson.}$$

Εάν στη πηγή δεν υπάρχει ένας ουσιαστικός πληθυσμός μαλακών φωτονίων τότε οι ακτίνες γ θα δραπετεύσουν. Όπως όμως έδειξαν οι Stawarz και Kirk, η συμπαγότητα των εισερχόμενων ακτίνων γ (και άρα η λαμπρότητά τους) δεν μπορεί να γίνει αυθαίρετα μεγάλη, αφού όταν φτάσει μια κρίσιμη τιμή, τότε αρχίζει να λειτουργεί ο παρακάτω κύκλος: α) Οι ακτίνες γ αλληλεπιδρούν με τα μαλακά φωτόνια παράγοντας ζεύγη ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων (των οποίων η αριθμητική πυκνότητα μπορεί να είναι αυθαίρετα μικρή).

β) Τα παραγόμενα ζεύγη ψύχονται ακτινοβολώντας Synchrotron φωτόνια, δρουν δηλαδή σαν πηγή μαλακών φωτονίων.

γ) Τα μαλακά αυτά φωτόνια αποτελούν νέο στόχο για τη $\gamma\gamma$ αλληλεπίδραση.

Προκειμένου να συμβαίνει αυτός ο κύκλος, θα πρέπει να πληρούνται δύο κριτήρια, τα λεγόμενα feedback criterion και critical condition.

Με τον όρο συνθήκη feedback (feedback condition) εννοούμε την απαίτηση τα Synchrotron φωτόνια που εκπέμπονται από τα ζεύγη να έχουν αρκετή ενέργεια ώστε να παράξουν εκ νέου ζεύγη αλληλεπιδρώντας με τις ακτίνες γ .

Προκύπτει δε, συνδυάζοντας: α) τη συνθήκη κατωφλίου για την απορρόφηση φωτονίου-φωτονίου: $\varepsilon_\gamma \varepsilon_0 \geq 2$.

β) την ισοκατανομή ενέργειας στα ζεύγη $e^- e^+$ δηλαδή $\gamma_\pm = \varepsilon_\gamma / 2$ και

γ) την υπόθεση ότι τα απαιτούμενα χαμηλοενεργειακά φωτόνια (ενέργειας ε_0) για τη διαδικασία $\gamma\gamma \rightarrow e^-e^+$ είναι τα Synchrotron φωτόνια τα ακτινοβολούμενα από τα ζεύγη δηλαδή $\varepsilon_0 = b\gamma^2$ με $b = B/B_{crit}$ και $B_{crit} = 4.4 \times 10^{13} G$.

Συνδυάζοντας τα παραπάνω έχω :

$$\varepsilon_\gamma \frac{B}{B_{crit}} \gamma^2 \geq 2 \Rightarrow \varepsilon_\gamma \frac{B}{B_{crit}} \left(\frac{\varepsilon_\gamma}{2}\right)^2 \geq 2 \Rightarrow B \geq 8B_{crit}\varepsilon_\gamma^{-3} \text{ ή } b\varepsilon_\gamma^3 \geq 8 \quad (2).$$

Η σχέση (2) δηλώνει ότι για ένα δεδομένο μαγνητικό πεδίο στη πηγή, η ενέργεια πάνω από την οποία το φαινόμενο του quenching αρχίζει να συμβαίνει είναι συγκεκριμένη και ίση με $\varepsilon^* = 2/b^{1/3}$. Επιπλέον, από την ίδια σχέση μπορούμε να εκτιμήσουμε την ένταση του μαγνητικού πεδίου για τιμές πάνω από την οποία το φαινόμενο αρχίζει να συμβαίνει και η οποία είναι: $B_q = 8\varepsilon_\gamma^{-3}B_{crit}$.

Επιπλέον αυτής της συνθήκης θα πρέπει να πληρείται ακόμα μία:

Ας υποθέσουμε ότι οι ακτίνες γ δημιουργούν ζεύγη e^-e^+ αλληλεπιδρώντας με κάποια μαλακά φωτόνια και ότι τα παραγόμενα ζεύγη ψύχονται εκπέμποντας Synchrotron φωτόνια. Επειδή ένα ηλεκτρόνιο εκπέμπει αρκετά τέτοια φωτόνια μέχρι να ψυχθεί, η κρίσιμη συνθήκη εμφανίζεται όταν η αριθμητική πυκνότητα των ακτίνων γ, $n(\varepsilon_\gamma)$, είναι τέτοια ώστε τουλάχιστον ένα από τα Synchrotron μαλακά φωτόνια να δίνει ζεύγος e^-e^+ αλληλεπιδρώντας με ακτίνα γ αντί να δραπετεύει

από την πηγή, δηλαδή : $N_s \left(\frac{\varepsilon_\gamma}{2}\right) n(\varepsilon_\gamma) \sigma_{\gamma\gamma} R \geq 1 \quad (3) \text{ critical condition}$

όπου $N_s \left(\frac{\varepsilon_\gamma}{2}\right)$ ο αριθμός των Synchrotron φωτονίων που εκπέμπονται από ένα

ηλεκτρόνιο παράγοντα Lorentz $\gamma (\equiv \varepsilon_\gamma/2)$ πριν αυτό ψυχθεί, $n(\varepsilon_\gamma)$ η αριθμητική πυκνότητα των ακτίνων γ και $\sigma_{\gamma\gamma}$ η ενεργός διατομή της γγ αλληλεπίδρασης.

(Η συνθήκη αυτή είναι ουσιαστικά ισοδύναμη με την $\tau_{\gamma\gamma} \geq 1$)

Αν υποθέσουμε ότι οι αλληλεπιδράσεις που παράγουν τα ζεύγη συμβαίνουν κοντά στο κατώφλι (όπου $\sigma_{\gamma\gamma} \sim 0.25 \sigma_\tau$), θεωρήσουμε μια τιμή για την ενεργό διατομή $\sigma_{\gamma\gamma} \approx \sigma_\tau/3$ και χρησιμοποιήσουμε ότι ο αριθμός των Synchrotron φωτονίων που εκπέμπονται από ένα ηλεκτρόνιο παράγοντα Lorentz γ πριν αυτό ψυχθεί είναι κατά προσέγγιση ίσος με το λόγο της ενέργειας του ηλεκτρονίου προς την ενέργεια του παραγόμενου φωτονίου δηλαδή $N_s \approx \gamma/b\gamma^2$ αλλά και ότι η αριθμητική

πυκνότητα των ακτίνων γ είναι $n(\varepsilon_\gamma) = \frac{L_\gamma^{inj}}{V\varepsilon_\gamma m_e c^2 c}$, τότε

$$\text{η κρίσιμη συνθήκη γίνεται: } \varepsilon_\gamma l_\gamma^{inj} \geq 4 \quad (3')$$

(που περιέχει την συμπαγότητα των ακτίνων γ).

Οι κινητικές εξισώσεις που περιγράφουν τους πληθυσμούς των φωτονίων ακτίνων γ , των μαλακών φωτονίων και των ηλεκτρονίων στη πηγή είναι:

$$\frac{\partial n(\varepsilon_\gamma, \tau)}{\partial \tau} + n(\varepsilon_\gamma) = Q_{inj}^\gamma + \mathcal{L}_{\gamma\gamma}^\gamma \quad (4)$$

$$\frac{\partial n_0(x, \tau)}{\partial \tau} + n_0(x) = Q_{syn}^s \quad (5)$$

$$\frac{\partial n_e(\gamma, \tau)}{\partial \tau} = Q_{\gamma\gamma}^e + \mathcal{L}_{syn}^e \quad (6) \quad \text{όπου}$$

- $n(\varepsilon_\gamma, \tau)$, $n_0(x, \tau)$ και $n_e(\gamma, \tau)$ είναι οι αδιάστατες διαφορικές αριθμητικές πυκνότητες των ακτίνων γ , των μαλακών φωτονίων και των ηλεκτρονίων αντίστοιχα, αναφερόμενες στον αριθμό σωματιδίων σε στοιχείο όγκου $\sigma_\tau R$ (δηλαδή αν \hat{n}_i ο αριθμός σωματιδίων/ $cm^3 erg$ τότε $n_i = \hat{n}_i(\sigma_\tau R)(m_e c^2)$)
- ε_γ , x και γ οι αντίστοιχες ενέργειες κανονικοποιημένες σε μονάδες $m_e c^2$ (αδιάστατες) και
- $\tau = \frac{ct}{R}$ ο χρόνος ο κανονικοποιημένος στο crossing time της πηγής (επίσης αδιάστατος)

Η Synchrotron εκπομπή προσεγγίζεται με συνάρτηση Δέλτα Dirac

$j_{syn}(x) = j_0 \delta(x - \varepsilon_0)$, με $\varepsilon_0 \equiv b\gamma^2$ η κύρια ενέργεια Synchrotron και η εισαγωγή των ακτίνων γ θεωρείται μονοενεργειακή.

Επιπλέον :

- Q_{inj}^γ ο ρυθμός εισαγωγής των ακτίνων γ
- $\mathcal{L}_{\gamma\gamma}^\gamma$ ο ρυθμός απωλειών των ακτίνων γ μέσω της φυσικής διαδικασίας $\gamma\gamma \rightarrow e^- e^+$
- Q_{syn}^s ο ρυθμός παραγωγής μαλακών (Synchrotron) φωτονίων
- $Q_{\gamma\gamma}^e$ ο ρυθμός εισαγωγής ηλεκτρονίων στο σύστημα μέσω της διαδικασίας $\gamma\gamma \rightarrow e^- e^+$
- \mathcal{L}_{syn}^e ο ρυθμός απωλειών μέσω Synchrotron.

3.1.1 Προσέγγιση της ενεργού διατομής της $\gamma\gamma$ αλληλεπίδρασης με συνάρτηση Δέλτα του Dirac

Προσεγγίζουμε την ενεργό διατομή της αλληλεπίδρασης φωτονίου-φωτονίου ως εξής: $\sigma_{\gamma\gamma}(x) = \frac{\sigma_\tau}{3} x \delta\left(x - \frac{2}{\varepsilon_\gamma}\right)$ (Zdziarski&Lightman 1985) Καταρχήν, επειδή κάθε απορρόφηση φωτονίου-φωτονίου (και άρα κάθε απώλεια μιας ακτίνας γ) παράγει ένα ζεύγος e^-e^+ (δύο λεπτόνια) με το καθένα να έχει περίπου $\frac{\varepsilon_\gamma}{2}$ ενέργεια (ισοκατανομή ενέργειας στα ζεύγη) , θα ισχύει:

$Q_{\gamma\gamma}^e = -4\mathcal{L}_{\gamma\gamma}^\gamma$ (7) (με $\mathcal{L}_{\gamma\gamma}^\gamma < 0$ ως ρυθμός απωλειών) δηλαδή ο ρυθμός παραγωγής ζευγών είναι τετραπλάσιος του ρυθμού απώλειας ακτίνων γ .

Τα β' μέλη των εξισώσεων (4), (5) και (6) διαμορφώνονται ως εξής:

- **Για τον όρο $\mathcal{L}_{\gamma\gamma}^\gamma$** : Ξεκινάμε από τη μορφή για την ενεργό διατομή της $\gamma\gamma$ αλληλεπίδρασης, $\frac{d\sigma_{\gamma\gamma}(\varepsilon_\gamma)}{d\gamma dx} \approx \frac{1}{3} \sigma_\tau x \delta\left(\frac{\varepsilon_\gamma}{2} - \gamma\right) \delta\left(\frac{2}{\varepsilon_\gamma} - x\right)$ (Zdziarski &Lightman 1985).

Η συνάρτηση $\delta\left(\frac{\varepsilon_\gamma}{2} - \gamma\right)$ εκφράζει την ισοκατανομή της ενέργειας στα δύο λεπτόνια του ζεύγους, ενώ η $\delta\left(\frac{2}{\varepsilon_\gamma} - x\right)$ την απαίτηση να πληρείται το κατώφλι της $\gamma\gamma$ διαδικασίας.[Είναι προφανές ότι θα ήταν πιο ρεαλιστικό να χρησιμοποιηθεί συνάρτηση βήματος, κάτι που θα αναλυθεί όμως στην επόμενη παράγραφο].

Ολοκληρώνοντας στις ενέργειες (x) των μαλακών φωτονίων ο όρος των απωλειών γίνεται:

$$\mathcal{L}_{\gamma\gamma}^\gamma = \int dx n(\varepsilon_\gamma) n_0(x) \frac{d\sigma_{\gamma\gamma}}{d\gamma dx} = -\frac{2}{3} \frac{\sigma_\tau n(\varepsilon_\gamma)}{\varepsilon_\gamma} n_0\left(\frac{2}{\varepsilon_\gamma}\right) \delta\left(\frac{\varepsilon_\gamma}{2} - \gamma\right) \quad (8)$$

- **Για τον όρο \mathcal{L}_{syn}^e** : Ένας ενδιαφέρων τρόπος να παράξουμε αυτόν τον όρο που αφορά στις απώλειες Synchrotron των ηλεκτρονίων, είναι ο εξής: Είναι γνωστή η γενική μορφή της εξίσωσης συνέχειας $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho u) = 0$, όπου ρ η πυκνότητα και u η ταχύτητα. Στη μία διάσταση (έστω την x), αυτή γίνεται: $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u_x) = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho \dot{x}) = 0$. Σε αυτή τη λογική, αν όπου x έχω την ενέργεια τότε στη θέση της ρ θα βρίσκεται η αριθμητική πυκνότητα (σαν συνάρτηση της ενέργειας), δηλαδή: $\frac{\partial n(\varepsilon_\gamma)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \gamma}(n(\varepsilon_\gamma)\dot{\gamma}) = 0$ (9) με $\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_{syn} = \frac{d\gamma}{dt} = -\frac{4}{3} \sigma_\tau \frac{c}{m_e c^2} U_B \gamma^2$ (ενεργειακές απώλειες Synchrotron) .

Οπότε η (9) γίνεται: $\dot{n}(\varepsilon_\gamma) = +\frac{4}{3} \frac{\sigma_\tau c}{m_e c^2} U_B \frac{\partial}{\partial \gamma} (n(\varepsilon_\gamma) \gamma^2)$ και με την κανονικοποίηση για το χρόνο δηλαδή πολλαπλασιάζοντας με $\frac{R}{c}$, παίρνουμε:

$$\mathcal{L}_{syn}^e = \frac{4}{3} \frac{\sigma_\tau R U_B}{m_e c^2} \frac{\partial}{\partial \gamma} (n(\varepsilon_\gamma) \gamma^2) \Rightarrow \mathcal{L}_{syn}^e = +\frac{4}{3} l_B \frac{\partial}{\partial \gamma} (n(\varepsilon_\gamma) \gamma^2) \quad (10)$$

- **Για τον όρο Q_{syn}^s** : Πρόκειται για τον όρο του ρυθμού εισαγωγής Synchrotron φωτονίων στο σύστημα. Όπως έχει ήδη αναφερθεί, η Synchrotron εκπομπή προσεγγίζεται στην περίπτωση μας από τη σχέση : $j_{syn}(x) = j_0 x \delta(x - \varepsilon_0)$ με $\varepsilon_0 = b \gamma^2$ η κύρια ενέργεια Synchrotron. Η σταθερά j_0 υπολογίζεται από την απαίτηση ο ρυθμός της ακτινοβολούμενης ενέργειας να ισούται με το ρυθμό απώλειας ενέργειας των ηλεκτρονίων, δηλαδή: $\int dx j_{syn}(x) = |\dot{\gamma}|_{syn} \Rightarrow j_0 \varepsilon_0 = \frac{4}{3} \frac{\sigma_\tau c}{m_e c^2} U_B \gamma^2 \Rightarrow$
 $\Rightarrow j_0 = \frac{4}{3} \sigma_\tau \frac{U_B}{m_e c b}$

Ο εν λόγω ρυθμός είναι :

$$Q_{syn}^s = \int d\gamma n_e(\gamma) j_{syn}(x) = \int d\gamma n_e(\gamma) j_0 \delta(x - b\gamma^2).$$

Αντικαθιστώντας τη σταθερά j_0 που ήδη έχουμε υπολογίσει και χρησιμοποιώντας τον μετασχηματισμό $y = b\gamma^2$, καταλήγουμε στο

$$\text{αποτέλεσμα : } Q_{syn}^s = \frac{2}{3} \frac{\sigma_\tau U_B}{m_e c} n_e(\sqrt{x/b}, t) x^{-1/2} b^{-3/2}$$

Και κανονικοποιώντας και πάλι ως προς το χρόνο, το τελικό αποτέλεσμα

$$\text{είναι: } Q_{syn}^s = \frac{2}{3} l_B b^{-3/2} x^{-1/2} n_e(\sqrt{x/b}, \tau) \quad (11)$$

- **Για τον όρο Q_{inj}^Y** : Πρόκειται για τον ρυθμό εισαγωγής ακτίνων γ (σε ενέργεια ε_γ) στο σύστημα. Ο ορισμός που δίνεται από τους Stawarz & Kirk

$$\text{είναι: } Q_{inj}^Y = \frac{L_{inj}^Y}{\varepsilon_\gamma^2 m_e c^2 V}.$$

Οι αλλαγές που πρέπει να γίνουν σε αυτόν τον ορισμό με βάση τα δικά μας δεδομένα είναι η κανονικοποίηση ως προς τον όγκο (πολλ/σμός με $\sigma_\tau R$) και ως προς το χρόνο (πολλ/σμός με $\frac{R}{c}$).

$$\text{Δηλαδή: } Q_{inj}^Y = \frac{L_{inj}^Y}{\varepsilon_\gamma^2 m_e c^2 V} (\sigma_\tau R) \frac{R}{c}.$$

Αντικαθιστώντας και τον όγκο $V = \frac{4}{3} \pi R^3$, παίρνουμε τελικά $Q_{inj}^Y =$

$$\frac{3}{\varepsilon_\gamma^2} \frac{L_{inj}^Y \sigma_\tau}{m_e c^3 4\pi R} \Rightarrow Q_{inj}^Y = \frac{3L_{inj}^Y}{\varepsilon_\gamma^2} \quad (12)$$

Έτσι, οι κινητικές μας εξισώσεις (4), (5) και (6) με βάση τις σχέσεις (8), (9), (10), (11) και (12) πλέον γίνονται:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial n(\varepsilon_\gamma, \tau)}{\partial \tau} = -n(\varepsilon_\gamma, \tau) - \frac{2}{3} \frac{n_0(2/\varepsilon_\gamma, \tau) n(\varepsilon_\gamma, \tau)}{\varepsilon_\gamma} \delta(\varepsilon_\gamma - 2\gamma) + \frac{3l_{inj}^\gamma}{\varepsilon_\gamma^2} \quad (13) \\ \frac{\partial n_0(x, \tau)}{\partial \tau} = -n_0(x, \tau) + \frac{2}{3} l_B b^{-2/3} x^{-1/2} n_e(\sqrt{x/b}, \tau) \quad (14) \\ \frac{\partial n_e(\gamma, \tau)}{\partial \tau} = \frac{4}{3} \frac{n_0(2/\varepsilon_\gamma, \tau) n(\varepsilon_\gamma, \tau)}{\varepsilon_\gamma} \delta(\gamma - \varepsilon_\gamma/2) + \frac{4}{3} l_B \frac{\partial}{\partial \gamma} (\gamma^2 n_e(\gamma)) \quad (15) \end{array} \right.$$

οι οποίες αναφέρονται αντίστοιχα στους πληθυσμούς των ακτίνων γ , των μαλακών φωτονίων και των ηλεκτρονίων.

Ερχόμενοι στο ζήτημα της επίλυσης των εξισώσεων αυτών, οι παρατηρήσεις που μπορούν να γίνουν είναι οι εξής:

- Η τετριμμένη στατική λύση του συστήματος $(\bar{n}, \bar{n}_0, \bar{n}_e)$ αντιστοιχεί στην ελεύθερη διάδοση των ακτίνων γ μέσα στην υπό μελέτη περιοχή. Εάν οι ακτίνες γ δραπετεύουν, τότε αφενός $\bar{n}_0 = 0$ (δεν δημιουργούν πληθυσμό μαλακών φωτονίων) και αφετέρου $\bar{n}_e = 0$ (εφόσον δεν πραγματοποιείται η διαδικασία $\gamma\gamma \rightarrow e^-e^+$)
 - Προκειμένου να εξετάσουμε την ευστάθεια του συστήματος, υποθέτουμε ότι υπάρχουν αρχικά αυθαίρετες μικρές διαταραχές στις πυκνότητες των μαλακών φωτονίων και των ηλεκτρονίων, n_0' και n_e' αντίστοιχα, οι οποίες οδηγούν σε διαταραχές στην πυκνότητα των ακτίνων γ , n' . Θέτοντας λοιπόν
- $$\left. \begin{array}{l} n(\varepsilon_\gamma) \approx \bar{n}(\varepsilon_\gamma) + n'(\varepsilon_\gamma) \\ n_0(x) \approx \bar{n}_0(x) + n_0'(x) \approx n_0'(x) \\ n_e(\gamma) \approx \bar{n}_e(\gamma) + n_e'(\gamma) \approx n_e'(\gamma) \end{array} \right\}$$

και κρατώντας μόνο όρους πρώτης τάξης, παίρνουμε για τις διαταραγμένες αριθμητικές πυκνότητες:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial n'(\varepsilon_\gamma, \tau)}{\partial \tau} = -n'(\varepsilon_\gamma, \tau) - \frac{2}{3} \frac{n_0'(2/\varepsilon_\gamma, \tau) \bar{n}(\varepsilon_\gamma)}{\varepsilon_\gamma} \delta(\varepsilon_\gamma - 2\gamma) \quad (16) \\ \frac{\partial n_0'(x, \tau)}{\partial \tau} = -n_0'(x, \tau) + \frac{2}{3} l_B b^{-3/2} x^{-1/2} n_e'(\gamma, \tau) \quad (17) \\ \frac{\partial n_e'(\gamma, \tau)}{\partial \tau} = \frac{4}{3} \frac{n_0'(2/\varepsilon_\gamma, \tau) \bar{n}(\varepsilon_\gamma)}{\varepsilon_\gamma} \delta(\gamma - \varepsilon_\gamma/2) + \frac{4}{3} l_B \frac{\partial}{\partial \gamma} (\gamma^2 n_e'(\gamma, \tau)) \quad (18) \end{array} \right.$$

Η ανάλυση της ευστάθειας αυτού του συστήματος εξισώσεων μπορεί να γίνει απλούστερη, χρησιμοποιώντας τους μετασχηματισμούς Laplace των αριθμητικών πυκνοτήτων των τριών πληθυσμών του συστήματος. Συγκεκριμένα, οι μετασχηματισμοί αυτοί έχουν ως εξής :

$$\left. \begin{aligned} n'(\varepsilon_\gamma, \tau) &\rightarrow n'(\varepsilon_\gamma, s) = \int_0^\infty d\tau n'(\varepsilon_\gamma, \tau) e^{-s\tau} \\ n'_0(x, \tau) &\rightarrow n'_0(x, s) = \int_0^\infty d\tau n'_0(x, \tau) e^{-s\tau} \\ n'_e(\gamma, \tau) &\rightarrow n'_e(\gamma, s) = \int_0^\infty d\tau n'_e(\gamma, \tau) e^{-s\tau} \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

[Υπενθυμίζουμε τον γενικό ορισμό του μετασχηματισμού Laplace μιας συνάρτησης $f(t)$: $F(s) = \mathcal{L}\{f(t)\} = \int_0^\infty e^{-st} f(t) dt$, καθώς και την ιδιότητα για την παράγωγο $f'(t)$ μιας συνάρτησης: $f'(t) = sF(s) - f(0)$, όπου $F(s)$ ο μετασχηματισμός Laplace της $f(t)$ και $f(0)$ η τιμή της συνάρτησης την χρονική στιγμή $t = 0$. Σημειώνουμε ότι για τη περίπτωση μας, σε $\tau = 0$ (αδιάστατος χρόνος) αντιστοιχεί η injection των ακτίνων γ όπου η μόνη υπαρκτή ποσότητα είναι η $\bar{n} = 3l_{inj}^\gamma / \varepsilon_\gamma^2$, ενώ οι διαταραχές όλων των μεγεθών είναι μηδενικές].

Με αυτά τα δεδομένα αλλά και το γεγονός ότι η συνάρτηση $\delta(\varepsilon_\gamma - 2\gamma)$ της εξίσωσης (16) έχει το μοναδικό φυσικό νόημα της ισοκατανομής της ενέργειας στα ζεύγη (δηλαδή ότι $\gamma_\pm = \varepsilon_\gamma/2$) και άρα ελλείψει παραγωγίσιμης ως προς την ενέργεια μπορεί να παραληφθεί, οι εξισώσεις (16), (17) και (18) με τη χρήση των (19) γίνονται :

$$(s + 1)n'(\varepsilon_\gamma, s) = -\frac{2}{3} \frac{n'_0(2/\varepsilon_\gamma, s) \bar{n}(\varepsilon_\gamma)}{\varepsilon_\gamma} \quad (20)$$

$$(s + 1) n'_0(x, s) = \frac{2}{3} l_B b^{-3/2} x^{-1/2} n'_e(\sqrt{x/b}, s) \quad (21)$$

$$s n'_e(\gamma, s) = \frac{4}{3} \frac{n'_0(2/\varepsilon_\gamma, s) \bar{n}(\varepsilon_\gamma)}{\varepsilon_\gamma} \delta\left(\gamma - \frac{\varepsilon_\gamma}{2}\right) + \frac{4}{3} l_B \frac{\partial}{\partial \gamma} (\gamma^2 n'_e(\gamma, s)) \quad (22)$$

ΣΧΟΛΙΑ

Για μεγάλα τ , τόσο η αριθμητική πυκνότητα των χαμηλοενεργειακών φωτονίων όσο και των ηλεκτρονίων συμπεριφέρονται σαν $e^{s\tau}$.

Εάν $s = -1$ από τις (21) και (22) προκύπτει ότι οι διαταραχές των αριθμητικών πυκνοτήτων τόσο των μαλακών φωτονίων όσο και των ηλεκτρονίων είναι μηδενικές, δηλαδή $n'_e = n'_0 = 0$ και άρα τα φωτόνια ακτίνων γ δραπετεύουν από τη πηγή.

Εάν $s > 0$, οι λύσεις συμπεριφέρονται σαν αύξουσες με το χρόνο (ασταθής περιοχή).

Η ενδιαφέρουσα περίπτωση είναι για $s = 0$, που αντιστοιχεί στην οριακή περίπτωση μεταξύ ευστάθειας ($s < 0$) και αστάθειας ($s > 0$). Για την τιμή αυτή στόχος είναι να υπολογίσουμε την $l_{\gamma,cr}^{inj}$, δηλαδή την κρίσιμη τιμή της συμπαγότητας των εισερχόμενων ακτίνων γ , για την οποία ο μη γραμμικός κύκλος που μας ενδιαφέρει ξεκινά.

Συγκεκριμένα, όταν η συμπαγότητα των εισερχόμενων ακτίνων γ , l_{γ}^{inj} (που πληρεί τη συνθήκη $\varepsilon_{\gamma} l_{\gamma}^{inj} \geq 4$) φτάσει μια κρίσιμη τιμή την $l_{\gamma,cr}^{inj}$, τότε ο μη γραμμικός κύκλος ξεκινά: Αν $l_{\gamma}^{inj} \ll l_{\gamma,cr}^{inj}$ τότε μόνο ένα αμελητέο ποσοστό της λαμπρότητας των ακτίνων γ απορροφάται, δηλαδή η διαταραχή της αριθμητικής πυκνότητας των φωτονίων ακτίνων γ τείνει στο μηδέν ($n'(\varepsilon_{\gamma}) \rightarrow 0$) και άρα και η συμπαγότητα που αναφέρεται στη διαταραχή στα σκληρά φωτόνια, $l_{\gamma}^h \rightarrow 0$. Ισοδύναμα αυτό σημαίνει ότι $l_{\gamma}^h \propto l_{\gamma}^{inj}$, δηλαδή αυτό που παίζει ρόλο είναι μόνο το κύριο (injected) μέρος των σκληρών φωτονίων, $\bar{n} = 3l_{\gamma}^{inj} / \varepsilon_{\gamma}^2$.

Ορίζουμε σαν κρίσιμη την εισερχόμενη λαμπρότητα (ή συμπαγότητα) στις ακτίνες γ , εκείνη που απαιτείται ώστε να ισχύει $l_{\gamma}^h = l_{\gamma}^s$ (ορισμός). Από το σημείο αυτό και μετά, όση περαιτέρω αύξηση στην εισερχόμενη λαμπρότητα των ακτίνων γ και να επιτελεστεί, αυτή θα φανεί σαν αύξηση στη λαμπρότητα των μαλακών φωτονίων ($L_{inj} = L_{cr} + L_{soft}$). Έτσι, αν ονομάσουμε l_{γ}^h την συμπαγότητα της εξερχόμενης ακτινοβολίας σε ενέργεια ε_{γ} , όταν $l_{\gamma}^{inj} \ll l_{\gamma,cr}^{inj}$ τότε $l_{\gamma}^{inj} = l_{\gamma}^h = l_{\gamma}^{out}$ όπου l_{γ}^{out} η συμπαγότητα της εξερχόμενης ακτινοβολίας.

Όταν όμως $l_{\gamma}^{inj} > l_{\gamma,cr}^{inj}$ τότε $l_{\gamma}^{out} = l_{\gamma}^s + l_{\gamma}^h = l_{\gamma}^s + l_{\gamma,cr}^{inj}$ και άρα κάθε αύξηση στην εισερχόμενη ακτινοβολία στο σύστημα φαίνεται στην αύξηση στην ακτινοβολία σε χαμηλότερες ενέργειες.

Επιπλέον $l_{\gamma}^{out} = l_{\gamma}^{inj}$ πάντα, γιατί δεν υπάρχουν καταβόθρες φωτονίων στο σύστημα.

Για την εύρεση του $l_{\gamma,cr}^{inj}$ δουλεύουμε ως εξής: Καταρχήν παίρνουμε τις εξισώσεις (20), (21) και (22) για $s = 0$. Με συνδυασμό των (21) και (22) για $x = 2/\varepsilon_\gamma$ και θέτοντας $\gamma_{cr} \equiv \sqrt{2/b\varepsilon_\gamma}$, παίρνουμε τη διαφορική εξίσωση

$$\frac{\partial}{\partial \gamma} (\gamma^2 n'_e(\gamma)) = -\frac{2}{3} \frac{b^{-3/2}}{\varepsilon_\gamma} \left(\frac{2}{\varepsilon_\gamma}\right)^{-1/2} n'_e(\gamma_{cr}) \bar{n} \delta(\gamma - \varepsilon_\gamma/2).$$

Ολοκληρώνοντας και μετά από πράξεις, καταλήγουμε στην διαταραχή της αριθμητικής πυκνότητας των ηλεκτρονίων που είναι:

$$n'_e(\gamma) = C \left(\frac{\gamma_{cr}}{\gamma}\right)^2 \frac{1}{\gamma_{cr}^2 + \frac{2\bar{n}}{3b^{3/2}\sqrt{2\varepsilon_\gamma}}} \quad (23)$$

Σημειώνουμε ότι το γ των ηλεκτρονίων κυμαίνεται από 1 έως γ_{cr} .

Δουλεύοντας στη συνέχεια με τη συνθήκη

$$l_\gamma^{h'} = l_\gamma^{s'} \Rightarrow \varepsilon_\gamma^2 n'(\varepsilon_\gamma; l_{\gamma,cr}^{inj}) = \int_{2/\varepsilon_\gamma}^{b\varepsilon_\gamma^2/4} dx x n'_0(x; l_{\gamma,cr}^{inj}) \text{ και κάνοντας πράξεις,}$$

$$\text{τελικά καταλήγουμε ότι: } l_{\gamma,cr}^{inj} = \sqrt{2b\varepsilon_\gamma} \quad (24)$$

δηλαδή η κρίσιμη τιμή της συμπαγότητας των ακτίνων γ είναι ανάλογη τόσο του μαγνητικού πεδίου όσο και της ενέργειάς τους ε_γ .

Εδώ θα πρέπει να σημειώσουμε ότι η περίπτωση του Synchrotron cooling (με προσέγγιση της ενεργού διατομής από Δέλτα συνάρτηση του Dirac) εκφυλίζεται στην περίπτωση των καταστροφικών απωλειών όταν η ενέργεια κατωφλίου των μαλακών φωτονίων $x = 2/\varepsilon_\gamma$ (για απορρόφηση $\gamma\gamma \rightarrow e^-e^+$) γίνεται ίση με την μέγιστη-χαρακτηριστική ενέργεια Synchrotron $x_{max} = b \varepsilon_\gamma^2/4$.

3.1.2 Προσέγγιση της ενεργού διατομής της $\gamma\gamma$ αλληλεπίδρασης με συνάρτηση Βήματος (Heaviside function)

Σε αυτή τη παράγραφο θα προσεγγίσουμε την ενεργό διατομή της $\gamma\gamma$ αλληλεπίδρασης με συνάρτηση βήματος (Heaviside), δηλαδή

$$\sigma_{\gamma\gamma} = \sigma_\tau \sigma_0 \frac{\theta(x-\varepsilon_\gamma)}{x\varepsilon_\gamma} \quad (25)$$

$$\text{Η συνάρτηση Heaviside είναι } \theta(x\varepsilon_\gamma - 2) = \begin{cases} 0, & x\varepsilon_\gamma < 2 \\ 1, & x\varepsilon_\gamma \geq 2 \end{cases}$$

Οι αρχικές κινητικές εξισώσεις της προηγούμενης παραγράφου δηλαδή οι εξισώσεις (4), (5) και (6) ισχύουν κι εδώ αυτούσια.

Οι όροι απωλειών και προσθήκης σωματιδίων των β' μελών παραμένουν επίσης αμετάβλητοι πλην του όρου $\mathcal{L}_{\gamma\gamma}^Y$ (και άρα και του $Q_{\gamma\gamma}^e = -4\mathcal{L}_{\gamma\gamma}^Y$) όπου υπεισέρχεται η ενεργός διατομή.

Ο όρος αυτός διαμορφώνεται ως εξής: Καταρχήν, η διαφορική ενεργός διατομή

είναι: $\frac{d\sigma_{\gamma\gamma}}{d\gamma dx} = \sigma_0 \delta(\varepsilon_\gamma - 2\gamma) \frac{\theta(x\varepsilon_\gamma - 2)}{x\varepsilon_\gamma}$ οπότε

$$\mathcal{L}_{\gamma\gamma}^Y = \int n_0(x) n(\varepsilon_\gamma) \sigma_0 \delta(\varepsilon_\gamma - 2\gamma) \frac{\theta(x\varepsilon_\gamma - 2)}{x\varepsilon_\gamma} dx d\varepsilon_\gamma \Rightarrow$$

$\Rightarrow \mathcal{L}_{\gamma\gamma}^Y = n(2\gamma) \sigma_0 \int dx n_0(x) \frac{\theta(x\varepsilon_\gamma - 2)}{x\varepsilon_\gamma}$, όπου αντί να διατηρήσουμε τη συνάρτηση Δέλτα που απλά υπονοεί ότι $\varepsilon_\gamma = 2\gamma$, κάναμε την αντίστοιχη αντικατάσταση.

Έτσι οι κινητικές μας εξισώσεις εδώ διαμορφώνονται ως εξής:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial n(\varepsilon_\gamma, \tau)}{\partial \tau} = -n(\varepsilon_\gamma, \tau) + \frac{3l_\gamma^{inj}}{\varepsilon_\gamma^2} + n(2\gamma) \int \sigma_0 n_0(x) \frac{\theta(x\varepsilon_\gamma - 2)}{x\varepsilon_\gamma} dx \end{array} \right. \quad (26)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial n_0(x, \tau)}{\partial \tau} = -n_0(x, \tau) + \frac{2}{3} l_B b^{-3/2} x^{-1/2} n_e(\sqrt{x/b}, \tau) \end{array} \right. \quad (27)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial n_e(\gamma, \tau)}{\partial \tau} = -4n(2\gamma) \int \sigma_0 n_0(x) \frac{\theta(x\varepsilon_\gamma - 2)}{x\varepsilon_\gamma} dx + \frac{4}{3} l_B \frac{\partial}{\partial \gamma} (n_e(\gamma) \gamma^2) \end{array} \right. \quad (28)$$

Ακριβώς όπως και στη προηγούμενη παράγραφο εξετάζουμε την ευστάθεια του συστήματος των εξισώσεων γύρω από την τετριμμένη στατική λύση

$\left(\bar{n} = \frac{3l_\gamma^{inj}}{\varepsilon_\gamma^2}, \bar{n}_0 = 0, \bar{n}_e = 0 \right)$, η οποία και αντιστοιχεί στην ελεύθερη διάδοση των ακτίνων γ διαμέσου της πηγής.

Έτσι θεωρούμε και πάλι αρχικές αυθαίρετες διαταραχές στις αριθμητικές πυκνότητες των μαλακών φωτονίων n'_0 και των ηλεκτρονίων n'_e , οι οποίες οδηγούν σε διαταραχή στην πυκνότητα των ακτίνων γ, n' .

Οι διαταραγμένες πλέον εξισώσεις μας, κρατώντας όρους μόνο πρώτης τάξης γίνονται:

$$\frac{\partial n'(\varepsilon_\gamma, \tau)}{\partial \tau} = -n'(\varepsilon_\gamma) + \bar{n}(2\gamma) \int \sigma_0 n'_0(x, \tau) \frac{\theta(x\varepsilon_\gamma - 2)}{x\varepsilon_\gamma} dx$$

$$\frac{\partial n'_0(x, \tau)}{\partial \tau} = -n'_0(x, \tau) + \frac{2}{3} l_B b^{-3/2} x^{-1/2} n'_e(\sqrt{x/b}, \tau)$$

$$\frac{\partial n'_e(\gamma, \tau)}{\partial \tau} = -4\bar{n}(2\gamma) \int \sigma_0 n'_0(x) \frac{\theta(x\varepsilon_\gamma - 2)}{x\varepsilon_\gamma} dx + \frac{4}{3} l_B \frac{\partial}{\partial \gamma} (n'_e(\gamma) \gamma^2)$$

Στη συνέχεια μετασχηματίζουμε κατά Laplace όπως και πριν τις αριθμητικές πυκνότητες των πληθυσμών ενώ ως σημειωθεί ότι τα ολοκληρώματα με τη συνάρτηση Βήματος δεν επηρεάζονται από αυτούς δεδομένου ότι η ολοκλήρωση είναι ως προς τις ενέργειες. Έτσι οι εξισώσεις μας γίνονται:

$$(s + 1)n'(\varepsilon_\gamma, s) = \bar{n}(2\gamma, s) \int \sigma_0 n'_0(x, s) \frac{\theta(x\varepsilon_\gamma - 2)}{x\varepsilon_\gamma} dx \quad (29)$$

$$(s + 1)n'_0(x, s) = \frac{2}{3} l_B b^{-3/2} x^{-1/2} n'_e(\sqrt{x/b}, s) \quad (30)$$

$$sn'_e(\gamma, s) = -4\bar{n}(2\gamma) \int \sigma_0 n'_0(x, s) \frac{\theta(x\varepsilon_\gamma - 2)}{x\varepsilon_\gamma} dx + \frac{4}{3} l_B \frac{\partial}{\partial \gamma} (n'_e(\gamma, s) \gamma^2) \quad (31)$$

ΣΧΟΛΙΑ

Για $s = -1$, από τις (29) και (30) είναι εμφανές ότι $n'_0(x) = n'_e(\gamma) = 0$, δηλαδή αναφερόμαστε και πάλι στη περίπτωση της ελεύθερης διάδοσης των ακτίνων γ διαμέσου της πηγής.

Η ενδιαφέρουσα περίπτωση είναι και πάλι για $s = 0$ που αντιστοιχεί στην οριακή περίπτωση μεταξύ ευστάθειας ($s < 0$) και αστάθειας ($s > 0$). Και πάλι λοιπόν θα προσπαθήσουμε να υπολογίσουμε την $l_{\gamma, cr}^{inj}$, δηλαδή την κρίσιμη τιμή της συμπαγότητας των εισερχόμενων ακτίνων γ , για την οποία ξεκινάει ο μη γραμμικός κύκλος που μας ενδιαφέρει.

Για την εύρεση της $l_{\gamma, cr}^{inj}$ ξεκινάμε από τις εξισώσεις (29), (30) και (31) για $s = 0$ [η περίπτωση αντιστοιχεί στην λεγόμενη marginally stable solution] έχουμε:

$$n'(\varepsilon_\gamma, 0) = \bar{n}(2\gamma, 0) \int \sigma_0 n'_0(x, 0) \frac{\theta(x\varepsilon_\gamma - 2)}{x\varepsilon_\gamma} dx \quad (29)'$$

$$n'_0(x, 0) = \frac{2}{3} l_B b^{-3/2} x^{-1/2} n'_e(\sqrt{x/b}, 0) \quad (30)'$$

$$0 = -4\bar{n}(2\gamma, 0) \int \sigma_0 n'_0(x, 0) \frac{\theta(x\varepsilon_\gamma - 2)}{x\varepsilon_\gamma} dx + \frac{4}{3} l_B \frac{\partial}{\partial \gamma} (\gamma^2 n'_e(\gamma, 0)) \quad (31)'$$

Με αντικατάσταση της (30)' στην (31)' και με αλλαγή μεταβλητής $\gamma = \sqrt{x/b} \Rightarrow \Rightarrow x = b\gamma^2 \sim dx = 2b\gamma d\gamma$, καθώς και διακρίνοντας ότι το ολοκλήρωμα επιβιώνει για $b\gamma^2 \varepsilon_\gamma \geq 2 \Rightarrow \gamma \geq \sqrt{2/b\varepsilon_\gamma} \equiv \gamma_{cr}$, τελικά παίρνω:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \gamma} (n'_e(\gamma, 0)\gamma^2) &= 4\bar{n}(2\gamma, 0) \frac{\sigma_0}{b^2 \varepsilon_\gamma} \int n'_e(\gamma, 0) \frac{\theta(b\gamma^2 \varepsilon_\gamma - 2)}{\gamma^2} d\gamma \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{\partial}{\partial \gamma} (n'_e(\gamma, 0)\gamma^2) &= 4\bar{n}(2\gamma, 0) \frac{\sigma_0}{b^2 \varepsilon_\gamma} \int_{\gamma_{cr}}^{\gamma_{max}} \gamma^{-2} n'_e(\gamma, 0) d\gamma \end{aligned} \quad (32)$$

$$\text{Η λύση της (32) θα είναι: } \gamma^2 n'_e(\gamma) = C - A \int_{\gamma_{cr}}^{\gamma_{max}} d\gamma \gamma^{-2} n'_e(\gamma, 0) \quad (33)$$

$$\text{με } A = \frac{2\bar{n}(2\gamma)\sigma_0}{b^2 \varepsilon_\gamma}, \quad \gamma_{cr} = \sqrt{2/b\varepsilon_\gamma}, \quad \gamma_{max} = \varepsilon_\gamma/2.$$

Η εξίσωση (33) μπορεί να λυθεί επαναληπτικά εάν γράψουμε το $n'_e(\gamma)$ σαν ένα άθροισμα προσεγγίσεων δηλαδή: $n'_e(\gamma) = n^{(0)} + n^{(1)} + \dots$

Υποθέτοντας για την πρώτη προσέγγιση ότι είναι της μορφής $n^{(0)} = C \gamma^{-2}$, οι υπόλοιποι όροι θα είναι $n^{(1)} = \lambda \frac{C}{\gamma^2}$, $n^{(2)} = \lambda^2 \frac{C}{\gamma^2}$, κοκ (*). Επιπλέον θα ισχύουν :

$$\left. \begin{aligned} \gamma^2 n^{(0)}(\gamma) &= C & (\alpha) \\ \gamma^2 n^{(1)}(\gamma) &= -A \int_{\gamma_{cr}}^{\gamma_{max}} d\gamma \frac{1}{\gamma^2} n^{(0)}(\gamma) & (\beta) \\ \gamma^2 n^{(2)}(\gamma) &= -A \int_{\gamma_{cr}}^{\gamma_{max}} d\gamma \frac{1}{\gamma^2} n^{(1)}(\gamma) & (\gamma) \\ \dots\dots\dots & \text{ΚΟΚ} \end{aligned} \right\}$$

$$\text{Από την (*) και την (β) υπολογίζω το } \lambda = \frac{A}{3} \left[\frac{1}{\gamma_{max}^3} - \frac{1}{\gamma_{cr}^3} \right].$$

Σε κλειστή μορφή η διαταραχή της αριθμητικής πυκνότητας των e^- είναι:

$$n'_e(\gamma) = \frac{C}{\gamma^2} \sum_{n=1}^{\infty} \lambda^{n-1} = \frac{C}{\gamma^2} \frac{1}{1-\lambda}, \quad |\lambda| < 1 \quad (34)$$

(δεδομένου ότι η άπειρη γεωμετρική σειρά είναι της μορφής $\sum_{n=0}^{\infty} x^n = \frac{1}{1-x}$, για $|x| < 1$)

Για τον υπολογισμό της κρίσιμης τιμής της συμπαγότητας των εισερχόμενων ακτίνων γ θα χρησιμοποιήσω και πάλι την ισότητα $l_{\gamma}^{h'} = l_{\gamma}^{s'}$, με $l_{\gamma}^{h'} = \varepsilon_{\gamma}^2 n'(\varepsilon_{\gamma})$ και $l_{\gamma}^{s'} = \int_{x_{min}}^{x_{max}} dx x n'_0(x)$.

Από την (34) για $\gamma = \sqrt{x/b}$ και την (30) βρίσκω $n'_0(x) = \frac{2}{3} l_B \frac{C}{1-\lambda} b^{-1/2} x^{-3/2}$ και άρα από την (29) υπολογίζω την $n'_e(\gamma)$ [Τα όρια ολοκλήρωσης του ολοκληρώματος ως προς dx είναι $2/\varepsilon_{\gamma} \leq x \leq b\varepsilon_{\gamma}^2/4$].

Με αυτά τα δεδομένα υπολογίζω :

$$l_{\gamma}^{h'} = \frac{2l_B C \varepsilon_{\gamma}^2 |\lambda|}{3(1-\lambda)} \quad (35) \quad \text{και} \quad l_{\gamma}^{s'} = \frac{4l_B}{3} \frac{C \varepsilon_{\gamma}}{2(1-\lambda)} \quad (36)$$

Με εξίσωση των εξισώσεων αυτών και αντικαθιστώντας $\gamma_{max} = \varepsilon_{\gamma}/2$ και $\gamma_{cr} = \sqrt{2/b\varepsilon_{\gamma}}$ καταλήγουμε:

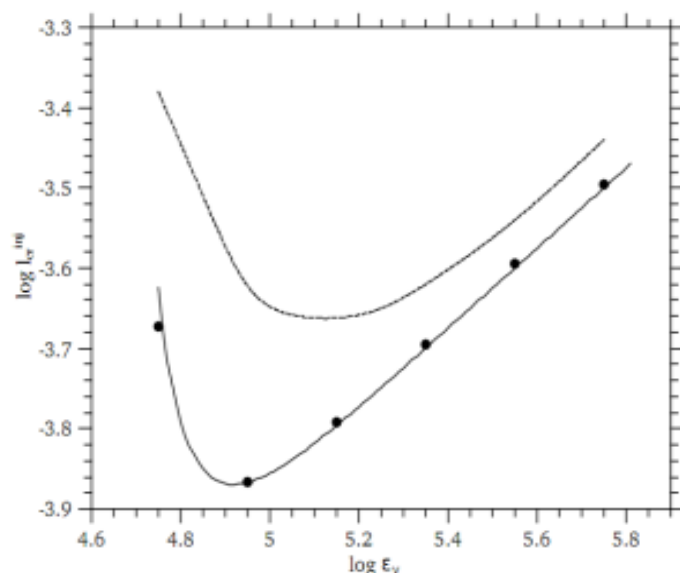
$$l_{\gamma,cr}^{inj} = \frac{\varepsilon_{\gamma}^2 b^2}{2\sigma_0} \left[\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma}}{2} \right)^{3/2} - \frac{8}{\varepsilon_{\gamma}^3} \right]^{-1} \quad (37)$$

ΣΧΟΛΙΑ

Όταν η ενέργεια κατωφλίου για την γγ απορρόφηση, $2/\varepsilon_{\gamma}$, είναι πολύ μικρότερη από τη μέγιστη (κύρια) ενέργεια των μαλακών Synchrotron φωτονίων $b\varepsilon_{\gamma}^2/4$ (δεξιά περιοχή του διαγράμματος, για μεγάλες τιμές της ενέργειας ε_{γ}) τότε η κρίσιμη συμπαγότητα $l_{\gamma,cr}^{inj}(\varepsilon_{\gamma})$ συμπεριφέρεται όπως για την προσέγγιση της ενεργού διατομής με δέλτα συνάρτηση του Dirac (τότε $l_{\gamma,cr}^{inj} = \sqrt{2b\varepsilon_{\gamma}}$). Όταν όμως οι δύο ενέργειες γίνονται συγκρίσιμες, το $l_{\gamma,cr}^{inj}$ απότομα αυξάνει γιατί ο αριθμός των μαλακών φωτονίων που χρησιμοποιούνται σαν στόχοι στην γγ απορρόφηση μειώνεται σημαντικά λόγω της μορφής της ενεργού διατομής της αλληλεπίδρασης. Κινούμενοι δηλαδή αριστερά στο διάγραμμα (όσο η ε_{γ} μειώνεται οι τιμές $2/\varepsilon_{\gamma}$ και $b\varepsilon_{\gamma}^2/4$ γίνονται περισσότερο συγκρίσιμες), η κρίσιμη τιμή της συμπαγότητας $l_{\gamma,cr}^{inj}$ θα πρέπει να είναι ολοένα και μεγαλύτερη ώστε να λειτουργεί ο κύκλος.

Το φαινόμενο αυτό φαίνεται στο διάγραμμα σαν αλλαγή στη καμπυλότητα της συνεχούς καμπύλης που εκφράζει την αναλυτική λύση [Διάγραμμα από “Implications of automatic quenching on compact gamma ray sources”- M.Petropoulou, A.Mastichiadis].

Τα σημεία πάνω στη συνεχή καμπύλη της αναλυτικής λύσης, εκφράζουν τα αριθμητικά αποτελέσματα ,σε πολύ καλή συμφωνία.



Σχήμα 10: Η κρίσιμη συμπαγότητα των ακτίνων γ σαν συνάρτηση της ενέργειας ϵ_γ . Η συνεχής καμπύλη εκφράζει την αναλυτική μας λύση ενώ τα σημεία τα αντίστοιχα αριθμητικά αποτελέσματα. Η διακεκομμένη καμπύλη εκφράζει την αριθμητική λύση του πλήρους προβλήματος.

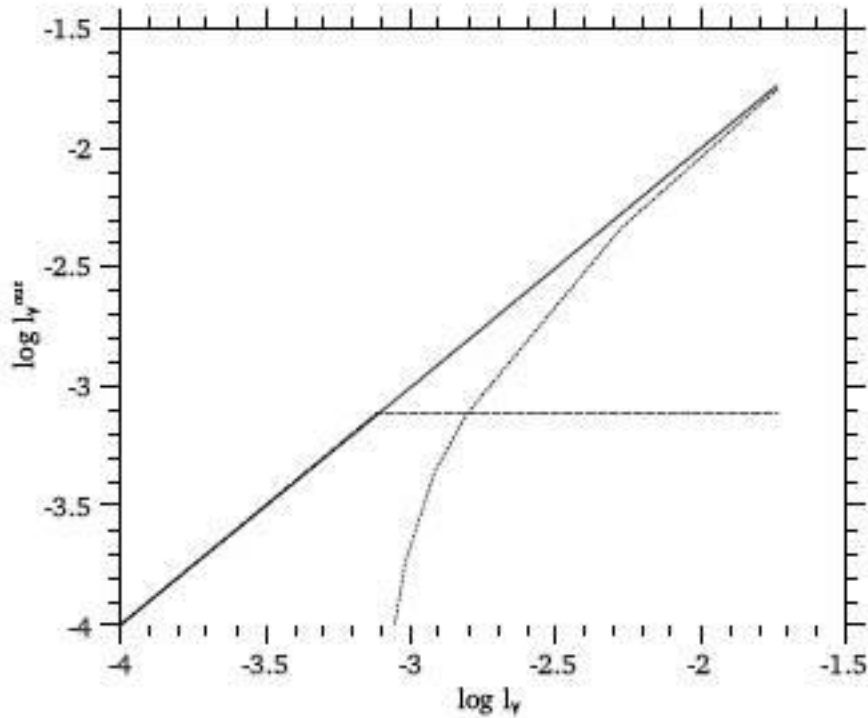
Η διακεκομμένη καμπύλη εκφράζει τα αριθμητικά αποτελέσματα με κώδικα που περιλαμβάνει εκτός των γνωστών μας διαδικασιών και εκείνες του Synchrotron Self-absorption και του Inverse Compton Scattering (ICS) αλλά και τις πλήρεις εκφράσεις τόσο για την ενεργό διατομή της pair production όσο και για την Synchrotron emissivity. (“Implications of automatic photon quenching on compact gamma ray sources”-M. Petropoulou, A. Mastichiadis”, *Astronomy& Astrophysics*, 2011).

Η ποιοτική συμπεριφορά της λύσης του πλήρους προβλήματος φαίνεται να αναπαράγεται αρκετά καλά από την αναλυτική μας λύση όπου θεωρήσαμε την ενεργό διατομή σε προσέγγιση συνάρτησης Βήματος και την Synchrotron εκπομπή σε προσέγγιση συνάρτησης Δέλτα.

Κάτι άλλο που αξίζει να αναφερθεί σε αυτό το σημείο είναι ότι από το σχήμα γίνεται προφανές ότι το φαινόμενο του quenching μπορεί να επηρεάσει όλα τα φωτόνια με ενέργειες που ικανοποιούν τη συνθήκη feedback. Ξεκινώντας κοντά σε αυτή την ενέργεια και προχωρώντας σταδιακά σε υψηλότερες, βρίσκουμε ότι η κρίσιμη συμπαγότητα $l_{\gamma cr}$ αρχικά μειώνεται απότομα μέχρι να φτάσει σε ένα ελάχιστο και στη συνέχεια αυξάνεται ασυμπτωτικά σαν $l_{\gamma cr} \propto \varepsilon_{\gamma}^{1/2}$.

Η τιμή βέβαια του $l_{\gamma cr}$ όπως δείχνει και η σχέση (37) εξαρτάται και από το μαγνητικό πεδίο. Από την feedback condition (σχέση (2) σελ. 32) φαίνεται ότι για ένα μεγαλύτερο μαγνητικό πεδίο η απαιτούμενη ενέργεια ε_{γ} γίνεται μικρότερη ενώ επιπλέον από τη σχέση (37) όσο μεγαλώνει το μαγνητικό πεδίο μεγαλώνει και το $l_{\gamma cr}$. Συνεπώς για μια μεγαλύτερη τιμή του μαγνητικού πεδίου, η αναλυτική μας καμπύλη θα μετατοπίζεται αριστερά και επάνω στο διάγραμμα, διατηρώντας τη μορφή της.

Ενδιαφέρον επίσης παρουσιάζει ως προς τη κατανόηση του μηχανισμού, το σχήμα 11 όπου εμφανίζεται η μεταβολή του l_{γ}^{inj} κρατώντας το ε_{γ} σταθερό. Για ικανοποιητικά μικρές τιμές του l_{γ}^{inj} , όντως όλες οι ακτίνες γ δραπετεύουν από τη πηγή. Καλώντας l_{γ}^h την συμπαγότητα των σκληρών φωτονίων (ακτίνες γ) τότε προφανώς σε αυτή τη περίπτωση- και αν l_{γ}^{out} είναι η συμπαγότητα των εξερχόμενων ακτίνων γ - θα ισχύει $l_{\gamma}^{out} = l_{\gamma}^h = l_{\gamma}^{inj}$ (όσες ακτίνες γ μπαίνουν, τόσες δραπετεύουν). Όμως για μια κρίσιμη τιμή της l_{γ}^{inj} και πάνω, την οποία καλούμε $l_{\gamma cr}^{inj}$, ο κύκλος που έχουμε περιγράψει αρχίζει να λειτουργεί μεταφέροντας τη λαμπρότητα των ακτίνων γ σε ακτινοβολία χαμηλότερης ενέργειας.



Σχήμα 11: Η συμπαγότητα των σκληρών (l_{γ}^h), μαλακών φωτονίων (l_{γ}^s) και της συνολικής ακτινοβολούσας λαμπρότητας l_{γ}^{out} (συνεχής γραμμή) σαν συνάρτηση της εισερχόμενης l_{γ}^{inj} . Οι ακτίνες γ έχουν θεωρηθεί μονοενεργητικές σε ενέργεια $\epsilon_{\gamma} = 2.3 \times 10^4$, η διάσταση της πηγής $R = 3 \times 10^{16} \text{ cm}$ και η ένταση του μαγνητικού πεδίου $B = 40 \text{ G}$. [“Implications of automatic photon quenching on compact gamma ray sources”- M. Petropoulou, A. Mastichiadis, 2011]

Έτσι για $l_{\gamma}^{inj} > l_{\gamma,cr}^{inj}$ θα ισχύει $l_{\gamma}^{out} = l_{\gamma}^s + l_{\gamma}^h = l_{\gamma}^s + l_{\gamma,cr}^{inj}$ όπου l_{γ}^s εννοούμε την συμπαγότητα που αντιστοιχεί στην ακτινοβολία των φωτονίων χαμηλότερης ενέργειας. Αυτό φαίνεται και στο σχήμα 11, όπου η συνεχής καμπύλη αντιστοιχεί στο l_{γ}^{out} που είναι πάντα $l_{\gamma}^{out} = l_{\gamma}^{inj}$ (δεν υπάρχουν καταβόθρες φωτονίων στο σύστημα), η διακεκομμένη στο l_{γ}^h (που όταν φτάσει στη τιμή $l_{\gamma,cr}^{inj}$ παραμένει εκεί) και η διάστικτη στο l_{γ}^s , την συμπαγότητα που αντιστοιχεί στην «μαλακή» ακτινοβολία που είναι αποτέλεσμα του self-quenching του συστήματος.

3.1.3 Critical condition στη περίπτωση καταστροφικών απωλειών (Step Function Approximation)

Στη παράγραφο αυτή, θα προσπαθήσουμε να προσεγγίσουμε το πρόβλημα πολύ πιο απλοποιημένα, με έναν τρόπο όμως που δίνει σημαντικά ποιοτικά αποτελέσματα και θα θέσει τις βάσεις για μια ικανοποιητική προσέγγιση στη περίπτωση των εισερχόμενων ακτίνων γ σε δύο, τρεις και τελικά N διαφορετικές ενέργειες (φάσμα νόμου δύναμης). Η βασική θεώρηση που κάνουμε προκειμένου να καταστρώσουμε τις εξισώσεις μας είναι να θεωρήσουμε τον πληθυσμό των ζευγών ως ενδιάμεσο κάτι που δικαιολογείται από τον λεπτονικό χαρακτήρα των ζευγών. Επιπλέον θεωρούμε ότι η εκπομπή Synchrotron εμφανίζεται μόνο στην κύρια Synchrotron ενέργεια, $x = b\varepsilon_\gamma^2/4$ (δηλαδή θεωρούμε καταστροφικές απώλειες Synchrotron όπως στους Stawarz & Kirk).

Σκοπός μας είναι να εξάγουμε την κρίσιμη εκείνη συνθήκη για την εισερχόμενη αριθμητική πυκνότητα των ακτίνων γ (ή αντίστοιχα για τη συμπαγότητά τους), η οποία αν πληρείται ο μη γραμμικός κύκλος που μας ενδιαφέρει αρχίζει να συμβαίνει και άρα οδηγούμαστε σε μια κατάσταση όπου όση επιπλέον λαμπρότητα στις ακτίνες γ εισέρχεται στο σύστημα (πέραν της κρίσιμης τιμής), αυτή «διαβάζεται» σαν αύξηση της λαμπρότητας των μαλακών φωτονίων.

Σημειώνουμε ότι, μόνο δύο φυσικές διεργασίες λαμβάνονται υπόψη κατά τα γνωστά, η $\gamma\gamma$ απορρόφηση και η Synchrotron ακτινοβολία των παραγόμενων ζευγών: Ο μηχανισμός του αντίστροφου σκεδασμού Compton για τα ζεύγη μπορεί να θεωρηθεί αμελητέος εξαιτίας του ισχυρού μαγνητικού πεδίου που τυπικά απαιτείται για το quenching (υπενθυμίζουμε ότι $B_q = 8\varepsilon_\gamma^{-3} B_{crit}$ το οποίο για ενέργειες ακτίνων γ στη περιοχή των GeV $\text{πχ } 10^{10} \text{ eV}$ προκύπτει να είναι $\sim 40 \text{ G}$), αλλά και εξαιτίας του μεγάλου παράγοντα Lorentz των ηλεκτρονίων (για ενέργειες ακτίνων γ αυτής της τάξης ο παράγοντας Lorentz των ηλεκτρονίων ($\gamma_\pm = \frac{\varepsilon_\gamma}{2}$) είναι της τάξης του 10^4 (!) και άρα μιλάμε πια για το όριο K-N όπου η ενεργός διατομή του σκεδασμού είναι σημαντικά μικρότερη).

Υπενθυμίζουμε ότι έχοντας υποθέσει τα εξής τρία βασικά σημεία:

i) Κατώφλι $\gamma\gamma$ αλληλεπίδρασης: $\varepsilon_\gamma x = 2$

ii) Ισοκατανομή ενέργειας στα ζεύγη: $\gamma_\pm = \frac{\varepsilon_\gamma}{2}$ και

iii) Όλη η ενέργεια των soft φωτονίων «βγαίνει» στη κύρια Synchrotron ενέργεια:

$x = b\gamma^2 = b \frac{\varepsilon_\gamma^2}{4}$, καταλήξαμε ότι η ενέργεια πάνω από την οποία το quenching πραγματοποιείται είναι $\varepsilon^* = 2/b^{1/3}$.

Όσα έχουμε ήδη αναφέρει σχετικά με το αδιάστατο των μεγεθών αλλά και με τους ορισμούς τους, ισχύουν στο ακέραιο. Επιπλέον, χρησιμοποιούμε και πάλι προσέγγιση συνάρτησης Βήματος για την ενεργό διατομή της γγ αλληλεπίδρασης. Δεδομένου ότι αμελούμε τον πληθυσμό των ηλεκτρονίων ως ενδιάμεσο, θα δουλέψουμε με δύο εξισώσεις, μία που θα αναφέρεται στον πληθυσμό των ακτίνων γ και μία σε εκείνον των μαλακών φωτονίων.

Οι εξισώσεις μας θα έχουν τη γενική μορφή:

- $\frac{\partial n(\varepsilon_\gamma, \tau)}{\partial \tau} = -n(\varepsilon_\gamma, \tau) + \frac{3l_\gamma^{inj}}{\varepsilon_\gamma^2} + \mathcal{L}_{\gamma\gamma}^\gamma(x)$
- $\frac{\partial n_0(x, \tau)}{\partial \tau} = -n_0(x, \tau) + Q_{\gamma\gamma}^\gamma(x)$, με $x = \frac{b\varepsilon_\gamma^2}{4}$

όπου $-n(\varepsilon_\gamma, \tau)$: ο escape όρος των ακτίνων γ

$-n_0(x, \tau)$: ο escape όρος των μαλακών φωτονίων

$\frac{3l_\gamma^{inj}}{\varepsilon_\gamma^2}$: ο όρος του ρυθμού εισαγωγής ακτίνων γ στο σύστημα

$\mathcal{L}_{\gamma\gamma}^\gamma$: ο όρος του ρυθμού απωλειών ακτίνων γ μέσω της γγ απορρόφησης

$Q_{\gamma\gamma}^\gamma$: ο όρος του ρυθμού εισαγωγής των μαλακών φωτονίων στο σύστημα

Για τους δύο αυτούς τελευταίους όρους έχουμε:

- $\mathcal{L}_{\gamma\gamma}^\gamma(x) = - \int n_0(x) \delta\left(x - \frac{b\varepsilon_\gamma^2}{4}\right) n(\varepsilon_\gamma) \sigma_0 \frac{\theta(x\varepsilon_\gamma - 2)}{x\varepsilon_\gamma} dx \Rightarrow$
 $\Rightarrow \mathcal{L}_{\gamma\gamma}^\gamma(x) = - \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_\gamma^3} n(\varepsilon_\gamma) n_0\left(\frac{b\varepsilon_\gamma^2}{4}\right)$

όπου το (-) εκφράζει ρυθμό απώλειας.

- $Q_{\gamma\gamma}^\gamma(x) = Q_0 n(\varepsilon_\gamma) n_0(x)$, όπου Q_0 μια σταθερά κανονικοποίησης
 Το Q_0 υπολογίζεται από την απαίτηση να ισχύει:

$\int dx x Q_{\gamma\gamma}^\gamma(x) \delta\left(x - \frac{b\varepsilon_\gamma^2}{4}\right) = \int d\varepsilon \varepsilon \delta(\varepsilon - \varepsilon_\gamma) \mathcal{L}_{\gamma\gamma}^\gamma\left(\frac{b\varepsilon_\gamma^2}{4}\right)$ (δηλαδή η συνολική απώλεια ενέργειας στις ακτίνες γ να ισούται με τη συνολική προσθήκη στα soft) και βρίσκεται να είναι: $Q_0 = \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_\gamma^4}$.

Άρα $Q_{\gamma\gamma}^\gamma(x) = \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_\gamma^4} n(\varepsilon_\gamma) n_0(x)$.

Με αυτά τα δεδομένα οι κινητικές μας εξισώσεις γίνονται:

$$\bullet \frac{\partial n(\varepsilon_\gamma, \tau)}{\partial \tau} = -n(\varepsilon_\gamma, \tau) + \frac{3l_\gamma^{inj}}{\varepsilon_\gamma^2} - \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_\gamma^3} n(\varepsilon_\gamma) n_0\left(\frac{b\varepsilon_\gamma^2}{4}\right) \quad (1)$$

$$\bullet \frac{\partial n_0\left(\frac{b\varepsilon_\gamma^2}{4}, \tau\right)}{\partial \tau} = -n_0\left(\frac{b\varepsilon_\gamma^2}{4}, \tau\right) + \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_\gamma^4} n(\varepsilon_\gamma) n_0\left(\frac{b\varepsilon_\gamma^2}{4}\right) \quad (2)$$

Εφαρμόζω διαταραχή στο πληθυσμό των μαλακών φωτονίων (που οδηγεί σε αντίστοιχη διαταραχή των ακτίνων γ) γύρω από την τετριμμένη στατική λύση $(\bar{n}, 0)$ ώστε να εξετάσω την ευστάθεια του συστήματος:

$$n(\varepsilon_\gamma, \tau) \approx \bar{n}(\varepsilon_\gamma) + n'(\varepsilon_\gamma, \tau) \quad \text{με} \quad \bar{n}(\varepsilon_\gamma) = 3l_\gamma^{inj}/\varepsilon_\gamma^2$$

$$n_0(x, \tau) \approx \bar{n}_0(x) + n'_0(x, \tau) \approx n'_0(x, \tau)$$

Η τιμή $\bar{n}(\varepsilon_\gamma) = 3l_\gamma^{inj}/\varepsilon_\gamma^2$ αντιστοιχεί στην περίπτωση όπου ο ρυθμός εισαγωγής των ακτίνων γ ισούται με το ρυθμό απωλειών φωτονίων από τη πηγή.

Και οι διαταραγμένες εξισώσεις μου διαμορφώνονται ως εξής:

$$\bullet \frac{\partial n'(\varepsilon_\gamma, \tau)}{\partial \tau} = -n'(\varepsilon_\gamma, \tau) - \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_\gamma^3} \bar{n}(\varepsilon_\gamma) n'_0\left(\frac{b\varepsilon_\gamma^2}{4}, \tau\right) \quad (3)$$

$$\bullet \frac{\partial n'_0\left(\frac{b\varepsilon_\gamma^2}{4}, \tau\right)}{\partial \tau} = -n'_0\left(\frac{b\varepsilon_\gamma^2}{4}, \tau\right) + \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_\gamma^4} \bar{n}(\varepsilon_\gamma) n'_0\left(\frac{b\varepsilon_\gamma^2}{4}, \tau\right) \quad (4)$$

όπου έχω κρατήσει διαταρακτικούς όρους μέχρι πρώτης τάξης.

Το σύστημα που έχω να επιλύσω (θέτοντας $\chi \equiv n'(\varepsilon_\gamma, \tau)$ και

$y \equiv n'_0\left(\frac{b\varepsilon_\gamma^2}{4}, \tau\right)$) είναι της μορφής:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\chi}{d\tau} &= -\chi - \alpha y \\ \frac{dy}{d\tau} &= (\beta - 1)y \end{aligned} \right\} \begin{aligned} &\text{με} \quad \alpha = \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_\gamma^3} \bar{n}(\varepsilon_\gamma) \\ &\text{και} \quad \beta = \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_\gamma^4} \bar{n}(\varepsilon_\gamma) \end{aligned}$$

$$\text{ή σε μορφή πινάκων} \quad \frac{dY}{d\tau} = AY, \quad \text{με} \quad Y = \begin{bmatrix} \chi \\ y \end{bmatrix} \quad \text{και} \quad A = \begin{bmatrix} -1 & -\alpha \\ 0 & \beta - 1 \end{bmatrix}$$

Για την εύρεση των ιδιοτιμών του πίνακα A απαιτώ να ισχύει $\det(A - \lambda I) = 0$

$$\Rightarrow (-1 - \lambda)(\beta - 1 - \lambda) = 0 \Rightarrow \begin{cases} \lambda = -1 \\ \lambda = \beta - 1 \end{cases}$$

Δεδομένου ότι από την γραμμική άλγεβρα είναι γνωστό ότι η λύση του προβλήματος $\dot{Y} = AY$ είναι η $Y(\tau) = e^{A\tau} Y$ με A διαγώνιος πίνακας, είναι σαφές ότι προκειμένου να είμαι στην ασταθή περιοχή που με ενδιαφέρει, θα απαιτώ θετικές ιδιοτιμές.

(Η ιδιοτιμή $\lambda = -1$ αντιστοιχεί όπως εύκολα μπορούμε να δούμε, σε μηδενική διαταραχή για τα μαλακά φωτόνια και εκθετική μείωση της αριθμητικής πυκνότητας των ακτίνων γ).

$$\text{Έτσι λοιπόν απαιτώ } \lambda = \beta - 1 > 0 \Rightarrow \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_\gamma^4} \bar{n}(\varepsilon_\gamma) > 1 \Rightarrow$$

$\Rightarrow \bar{n}(\varepsilon_\gamma) > \frac{b^2\varepsilon_\gamma^4}{16\sigma_0} \equiv \bar{n}_{cr}(\varepsilon_\gamma)$ (5) , και αυτή είναι η κρίσιμη τιμή της αριθμητικής πυκνότητας των εισερχόμενων ακτίνων γ ώστε να συμβαίνει ο μη γραμμικός κύκλος που μας ενδιαφέρει.

Εάν επιπλέον θέλουμε να μιλήσουμε με όρους κρίσιμης συμπαγότητας, εύκολα μπορούμε να δούμε ότι:

$$l_\gamma^{inj} > \frac{b^2\varepsilon_\gamma^6}{48\sigma_0} \equiv l_{\gamma,cr}^{inj} \quad (6) \quad \text{που είναι και η κρίσιμη τιμή της συμπαγότητας των}$$

εισερχόμενων ακτίνων γ ώστε να συμβαίνει το φαινόμενο που μας ενδιαφέρει.

Εδώ μπορούμε να αναφέρουμε τη συμφωνία του αποτελέσματός μας με το αντίστοιχο αποτέλεσμα για τη κρίσιμη συμπαγότητα των ακτίνων γ στο άρθρο "Temporal Signatures of leptohadronic feedback mechanisms in compact sources"- M.Petropoulou & A.Mastihadis, Mon. Not. R. Astron. Soc.421, 2325-2341, 2012 όπου εξετάζεται η λειτουργία ενός μη γραμμικού κύκλου (στο πλαίσιο ενός αδρονικού μοντέλου) που περιλαμβάνει proton photon pion production και photon quenching των παραγόμενων ακτίνων γ . Το quenching των ακτίνων γ οδηγεί σε αυθόρμητη παραγωγή μαλακών φωτονίων τα οποία και επανατροφοδοτούν τη ψύξη των πρωτονίων μέσω παραγωγής πιονίων. Στο πλαίσιο του συγκεκριμένου αδρονικού μοντέλου το Ioop περιλαμβάνει τις διαδικασίες: α) ψύξη πρωτονίων υψηλών ενεργειών μέσω αλληλεπίδρασης με μαλακά (εξωτερικά) φωτόνια προς παραγωγή ακτίνων γ και β) quenching των ακτίνων γ μέσω του γνωστού μας μη γραμμικού κύκλου και αυθόρμητη παραγωγή μαλακών φωτονίων η οποία και επανατροφοδοτεί την α).

Οι κινητικές εξισώσεις που επιλύονται είναι αντίστοιχης μορφής με τις δικές μας,

$$\left. \begin{aligned} \dot{n}_h &= Q_h^{inj} - n_h - c_h n_s n_h \\ \dot{n}_s &= -n_s + c_s n_s n_h \end{aligned} \right\}$$

με $c_h = \frac{\sigma_{\gamma\gamma}^{(s)}}{\varepsilon_h \varepsilon_s}$, $c_s = \frac{\sigma_{\gamma\gamma}^{(s)}}{\varepsilon_s^2}$ και $Q_h^{inj} = \frac{3l_h^{inj}}{\varepsilon_h}$.

Η κρίσιμη συμπαγότητα προσδιορίζεται να είναι $l_h^{cr} = \frac{\varepsilon_h}{3c_s}$ ενώ η $\sigma_{\gamma\gamma}^{(s)}$ είναι η δικιά μας σ_0 (κανονικοποιημένη σε μονάδες σ_T). Εκτελώντας τις πράξεις και αντικαθιστώντας $\varepsilon_s = \frac{b\varepsilon_h^2}{4}$, καταλήγουμε ότι $l_h^{cr} = \frac{b^2\varepsilon_h^5}{48\sigma_0}$ που ταυτίζεται με το αποτέλεσμα μας αν λάβουμε υπόψη μας ότι στη περίπτωση μας ο ρυθμός εισαγωγής ακτίνων γ έχει οριστεί ως $Q_h^{inj} = \frac{3l_h^{inj}}{\varepsilon_h^2}$.

3.2 Quenching δύο ακτίνων γ

Το ερώτημα βέβαια που ήταν φυσικό να τεθεί είναι τι ακριβώς θα συμβαίνει εάν στο σύστημα δεν εισέρχονται ακτίνες γ σε μια ενέργεια ε_γ αλλά πχ σε δύο ενέργειες ε_{γ_1} και ε_{γ_2} με $\varepsilon_{\gamma_1} > \varepsilon_{\gamma_2}$. Κι αυτό γιατί μια ρεαλιστική περίπτωση για το σύστημα θα πλησιάζει περισσότερο στην εισαγωγή ακτίνων γ με έναν νόμο δύναμης. Ξεκινάμε λοιπόν με τη περίπτωση ταυτόχρονης εισαγωγής ακτίνων γ σε δύο ενέργειες και με τη πρόθεση να γενικεύσουμε τα αποτελέσματά μας. Η θεώρηση που κάνουμε και πάλι εδώ όπως και στη παράγραφο 3.1.3, είναι η προσέγγιση της Synchrotron εκπομπής με εκπομπή αποκλειστικά στην κύρια ενέργεια Synchrotron για κάθε περίπτωση (ενέργειες $x_1 = \frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}$, $x_2 = \frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}$). Επιπλέον, χάριν απλούστευσης του συστήματος των εξισώσεών μας, παραλείπουμε τους πληθυσμούς των ζευγών e^\pm σαν ενδιάμεσους, δεδομένου ότι ο χρόνος ψύξης όταν αναφερόμαστε σε λεπτόνια είναι πολύ μικρότερος του crossing time της πηγής (Προφανώς μια τέτοια προσέγγιση δεν θα εύρισκε εφαρμογή σε ένα αδρονικό μοντέλο).

Όσα αναφέρθηκαν στην ενότητα 3.1 σχετικά με τη πηγή αλλά και τους ορισμούς βασικών μεγεθών ισχύουν και πάλι εδώ. Έτσι οι αριθμητικές πυκνότητες που χρησιμοποιούνται στις εξισώσεις είναι αδιάστατες δηλαδή αν \hat{n}_i : ο αριθμός σωματιδίων/ $cm^3 \text{ erg}$, τότε $n_i = \hat{n}_i \cdot (\sigma_\tau R)(m_e c^2)$, ο χρόνος είναι κανονικοποιημένος ως προς το crossing time της πηγής: R/c δηλαδή $\tau = tc/R$ (αδιάστατος), η πηγή θεωρείται σφαιρική με ακτίνα R όγκο $V = \frac{4}{3}\pi R^3$ και μαγνητικό πεδίο έντασης B , ενώ οι ενέργειες ε_{γ_1} , ε_{γ_2} , x_1 , x_2 είναι αδιάστατες (σε μονάδες $m_e c^2$).

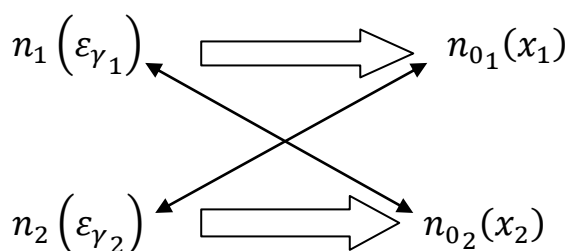
Υποθέτουμε κατά τα γνωστά ότι ακτίνες γ παράγονται μέσω κάποιου απροσδιόριστου μηχανισμού σε ενέργειες $\varepsilon_{\gamma_1}, \varepsilon_{\gamma_2}$.

Εάν αυτές εισέρχονται με λαμπρότητες $L_{\gamma_1}^{inj}, L_{\gamma_2}^{inj}$ αντίστοιχα την $t = 0$ στο

σύστημα, τότε η συμπαγότητα στις ακτίνες γ είναι αντίστοιχα $l_{\gamma_1}^{inj} = \frac{L_{\gamma_1}^{inj} \sigma_{\tau}}{4\pi R m_e c^3}$,

$l_{\gamma_2}^{inj} = \frac{L_{\gamma_2}^{inj} \sigma_{\tau}}{4\pi R m_e c^3}$ όπου σ_{τ} η ενεργός διατομή Thomson.

Όπως και στη περίπτωση της μιας ακτίνας γ , ακόμα κι αν αρχικά στο σύστημα δεν υπάρχει ικανοποιητικός αριθμός μαλακών φωτονίων, εάν οι $l_{\gamma_1}^{inj}$ και $l_{\gamma_2}^{inj}$ αποκτήσουν μια κρίσιμη τιμή τότε ο μη γραμμικός κύκλος αρχίζει να λειτουργεί με τη διαφορά ότι τώρα έχουμε δύο πληθυσμούς ακτίνων γ αλλά και δύο πληθυσμούς μαλακών φωτονίων, οπότε εκτός από τους αναμενόμενους συνδυασμούς $x_1 \varepsilon_{\gamma_1}$ και $x_2 \varepsilon_{\gamma_2}$ μπορεί εν δυνάμει να υπάρξουν και οι διασταυρούμενες διαδικασίες quenching, της ε_{γ_1} με τα μαλακά φωτόνια x_2 και της ε_{γ_2} με τα μαλακά φωτόνια x_1 :



Η κρίσιμη τιμή της συμπαγότητας των ακτίνων γ (ή αντίστοιχα της injected λαμπρότητάς τους), η οποία αν ξεπεραστεί οδηγεί αυτόματα στον κύκλο: απορρόφηση φωτονίου-φωτονίου \rightarrow pair production \rightarrow επανατροφοδοσία μέσω ακτινοβολίας Synchrotron των μαλακών φωτονίων κοκ, δεν εξαρτάται από την υπάρχουσα αριθμητική πυκνότητα των μαλακών φωτονίων αλλά είναι ένα θεωρητικό όριο που εξαρτάται μόνο από παραμέτρους όπως η διάσταση της πηγής και το μαγνητικό της πεδίο.

Η ενεργός διατομή της $\gamma\gamma$ αλληλεπίδρασης σε κάθε περίπτωση θα προσεγγιστεί με συνάρτηση Βήματος:

$$\sigma_{\gamma\gamma} \approx \sigma_{\tau} \sigma_0 \frac{\theta(x_i \varepsilon_{\gamma_i} - 2)}{x_i \varepsilon_{\gamma_i}}, \quad i = 1, 2.$$

Προκειμένου να δούμε ποιες feedback συνθήκες πληρούνται και πότε, χρειάζεται να διερευνήσουμε όλες τις δυνατές περιπτώσεις:

Καταρχήν, με δεδομένο ότι $\varepsilon_{\gamma_1} > \varepsilon_{\gamma_2} \Rightarrow x_1 = \frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4} > x_2 = \frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}$.

Όπως εύκολα μπορούμε να δούμε, εάν πληρείται η συνθήκη κατωφλίου για την ε_{γ_1} , $\varepsilon_{\gamma_1} x_1 \geq 2 \Rightarrow b\varepsilon_{\gamma_1}^3 \geq 8$, δεν εξασφαλίζεται ότι συμβαίνει απαραίτητα καμία από τις υπόλοιπες τρεις διαδικασίες. Αντίθετα, η ενδιαφέρουσα περίπτωση είναι όταν πληρείται η feedback condition για τη μικρότερη από τις δύο ακτίνες γ , την ε_{γ_2} , οπότε και εξασφαλίζεται ότι πληρούνται και όλες οι υπόλοιπες, $\varepsilon_{\gamma_2} x_1 \geq 2$ (αφού $x_1 > x_2$), $\varepsilon_{\gamma_1} x_2 \geq 2$ (αφού $\varepsilon_{\gamma_1} > \varepsilon_{\gamma_2}$) και $\varepsilon_{\gamma_1} x_1 \geq 2$.

3.2.1 Κατάστρωση Εξισώσεων

Με βάση όσα αναφέρθηκαν έως εδώ, είναι σαφές ότι το σύστημά μας περιγράφεται από μια ομάδα τεσσάρων κινητικών εξισώσεων, δύο από τις οποίες θα περιγράφουν τους πληθυσμούς των ακτίνων γ ενώ οι άλλες δύο εκείνους των μαλακών φωτονίων.

Στις κινητικές εξισώσεις των ακτίνων γ προφανώς θα υπάρχει ο όρος του injection, ο όρος του escape αλλά και οι όροι απωλειών λόγω απορρόφησης των εκάστοτε ακτίνων γ (ενέργειας ε_{γ_1} ή ε_{γ_2}) από τα μαλακά φωτόνια (ενέργειας x_1 ή x_2).

Ένα λεπτό σημείο υπεισέρχεται στην κατάστρωση των εξισώσεων των μαλακών φωτονίων. Αν και είναι σαφές ότι εκτός από τους όρους του escape σε κάθε μία θα υπάρχουν και οι όροι εισαγωγής μαλακών φωτονίων, τίθεται ένα ερώτημα ως προς το σε ποιον πληθυσμό μαλακών φωτονίων συνεισφέρει η απορρόφηση $\varepsilon_{\gamma_1} x_2$ και η $\varepsilon_{\gamma_2} x_1$ (δηλαδή οι διασταυρούμενοι όροι). Αν και έχουμε απαλείψει τους πληθυσμούς των ζευγών σαν ενδιάμεσους, αυτό που υπονοούμε ενδιάμεσως είναι η ισοκατανομή της ενέργειας στα ζεύγη και μάλιστα ότι στη διαδικασία $p\chi$ με κατώφλι $\varepsilon_{\gamma_1} x_1 \geq 2$ η ισοκατανομή εκφράζεται ως $\gamma_{\pm} = \frac{\varepsilon_{\gamma_1}}{2}$ γιατί

$\varepsilon_{\gamma_1} \gg x_1 \equiv b\varepsilon_{\gamma_1}^2/4$. Αυτό συμβαίνει γιατί το b για τυπικές τιμές του μαγνητικού πεδίου $p\chi$ στο περιβάλλον των AGNs είναι ένας πολύ μικρός αριθμός [ακόμα και για ένα μαγνητικό πεδίο κοντά στον ορίζοντα της μελανής οπής-στο περιβάλλον μας μιλάμε για πολύ μικρότερα πεδία-το οποίο είναι της τάξης των $10^4 G$, το $b \sim 10^{-9}$]. Με αυτό το σκεπτικό, στη διαδικασία με κατώφλι $\varepsilon_{\gamma_2} x_1 \geq 2$, ο ενδιάμεσος πληθυσμός των pairs θα έχει $\gamma_{\pm} = \varepsilon_{\gamma_2}/2$ και άρα θα συνεισφέρει στα x_2 φωτόνια.

Άρα κάθε ακτίνα γ , ανεξάρτητα από το ποιον πληθυσμό μαλακών φωτονίων χρησιμοποιεί κατά την απορρόφηση, θα συνεισφέρει στον- ασ τον πούμε- «δικό της» πληθυσμό μαλακών φωτονίων. Έτσι οι ακτίνες γ με ενέργεια ε_{γ_1} συνεισφέρουν στα μαλακά ενέργειας x_1 ενώ οι ακτίνες γ ενέργειας ε_{γ_2} στα μαλακά ενέργειας x_2 .

Έτσι οι κινητικές εξισώσεις μας γράφονται:

$$\frac{\partial n_1(\varepsilon_{\gamma_1}, \tau)}{\partial \tau} = -n_1(\varepsilon_{\gamma_1}, \tau) + \frac{3I_{\gamma_1}^{inj}}{\varepsilon_{\gamma_1}^2} + \mathcal{L}_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_1) + \mathcal{L}_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_2) \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_2(\varepsilon_{\gamma_2}, \tau)}{\partial \tau} = -n_2(\varepsilon_{\gamma_2}, \tau) + \frac{3I_{\gamma_2}^{inj}}{\varepsilon_{\gamma_2}^2} + \mathcal{L}_{\gamma\gamma_2}^{\gamma}(x_2) + \mathcal{L}_{\gamma\gamma_2}^{\gamma}(x_1) \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_{0_1}(x_1, \tau)}{\partial \tau} = -n_{0_1}(x_1, \tau) + Q_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_1) + Q_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_2) \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_{0_2}(x_2, \tau)}{\partial \tau} = -n_{0_2}(x_2, \tau) + Q_{\gamma\gamma_2}^{\gamma}(x_2) + Q_{\gamma\gamma_2}^{\gamma}(x_1) \quad (4)$$

με:

- $\mathcal{L}_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_1)$: ο ρυθμός απωλειών των ακτίνων γ ενέργειας ε_{γ_1} κατά τη $\gamma\gamma$ απορρόφηση από τα μαλακά φωτόνια ενέργειας x_1
- $\mathcal{L}_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_2)$: ο ρυθμός απωλειών των ακτίνων γ ενέργειας ε_{γ_1} κατά την απορρόφηση από τα μαλακά φωτόνια ενέργειας x_2
- $\mathcal{L}_{\gamma\gamma_2}^{\gamma}(x_2)$: ο ρυθμός απωλειών των ακτίνων γ ενέργειας ε_{γ_2} κατά την απορρόφηση από τα μαλακά φωτόνια ενέργειας x_2
- $\mathcal{L}_{\gamma\gamma_2}^{\gamma}(x_1)$: ο ρυθμός απωλειών των ακτίνων γ ενέργειας ε_{γ_2} κατά την απορρόφηση από τα μαλακά φωτόνια ενέργειας x_1

και $Q_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_1)$, $Q_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_2)$, $Q_{\gamma\gamma_2}^{\gamma}(x_2)$, $Q_{\gamma\gamma_2}^{\gamma}(x_1)$ οι αντίστοιχοι όροι ρυθμού εισαγωγής μαλακών φωτονίων.

Οι τελευταίοι αυτοί όροι συνδέονται με τους αντίστοιχους όρους απωλειών με την προσθήκη μιας σταθεράς κανονικοποίησης δεδομένου ότι ναι μεν σε αριθμό όσες ακτίνες γ χάνονται τόσα μαλακά φωτόνια παράγονται, σε επίπεδο ενεργειών όμως, η διαφοροποίηση είναι σημαντική.

Οι όροι απωλειών υπολογίζονται ως εξής:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_1) &= - \int n_{0_1}(x_1) \delta\left(x_1 - \frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}\right) n_1(\varepsilon_{\gamma_1}) \sigma_0 \frac{\theta(x_1 \varepsilon_{\gamma_1}^{-2})}{x_1 \varepsilon_{\gamma_1}} dx_1 \Rightarrow \\ \Rightarrow \mathcal{L}_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_1) &= - \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_1}^3} n_1(\varepsilon_{\gamma_1}) n_{0_1}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}\right) \end{aligned} \quad (5)$$

όπου το (-) υποδηλώνει ρυθμό απώλειας και η συνάρτηση $\delta\left(x_1 - \frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}\right)$ εισέρχεται για να δηλώσει πως όλη η ενέργεια στα μαλακά φωτόνια «βγαίνει» στην κύρια ενέργεια Synchrotron.

Εντελώς ανάλογα προκύπτουν:

$$\begin{aligned} \bullet \mathcal{L}_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_2) &= - \int n_{0_2}(x_2) n_1(\varepsilon_{\gamma_1}) \delta\left(x_2 - \frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}\right) \sigma_0 \frac{\theta(x_2 \varepsilon_{\gamma_1}^{-2})}{x_2 \varepsilon_{\gamma_1}} dx_2 \Rightarrow \\ \Rightarrow \mathcal{L}_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_2) &= - \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_1} \varepsilon_{\gamma_2}^2} n_1(\varepsilon_{\gamma_1}) n_{0_2}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}\right) \end{aligned} \quad (6)$$

$$\bullet \mathcal{L}_{\gamma\gamma_2}^{\gamma}(x_2) = - \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_2}^3} n_2(\varepsilon_{\gamma_2}) n_{0_2}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}\right) \quad (7)$$

$$\bullet \mathcal{L}_{\gamma\gamma_2}^{\gamma}(x_1) = - \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_2} \varepsilon_{\gamma_1}^2} n_2(\varepsilon_{\gamma_2}) n_{0_1}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}\right) \quad (8)$$

Οι όροι προσθήκης μαλακών φωτονίων $Q_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_1)$, $Q_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_2)$, $Q_{\gamma\gamma_2}^{\gamma}(x_2)$, $Q_{\gamma\gamma_2}^{\gamma}(x_1)$ θα είναι της μορφής:

$$\left. \begin{aligned} Q_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_1) &= Q_{011} n_1(\varepsilon_{\gamma_1}) n_{0_1}(x_1) \\ Q_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_2) &= Q_{012} n_1(\varepsilon_{\gamma_1}) n_{0_2}(x_2) \\ Q_{\gamma\gamma_2}^{\gamma}(x_2) &= Q_{022} n_2(\varepsilon_{\gamma_2}) n_{0_2}(x_2) \\ Q_{\gamma\gamma_2}^{\gamma}(x_1) &= Q_{021} n_2(\varepsilon_{\gamma_2}) n_{0_1}(x_1) \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Για τον υπολογισμό των σταθερών κανονικοποίησης απαιτώ να ισχύουν:

$$\left. \begin{aligned} \bullet \int dx_1 x_1 Q_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_1) \delta\left(x_1 - \frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}\right) &= \int d\varepsilon_1 \varepsilon_1 \delta(\varepsilon_1 - \varepsilon_{\gamma_1}) \mathcal{L}_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_1) \\ \bullet \int dx_2 x_2 \delta\left(x_2 - \frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}\right) Q_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_2) &= \int d\varepsilon_1 \varepsilon_1 \delta(\varepsilon_1 - \varepsilon_{\gamma_1}) \mathcal{L}_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_2) \\ \bullet \int dx_2 x_2 \delta\left(x_2 - \frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}\right) Q_{\gamma\gamma_2}^{\gamma}(x_2) &= \int d\varepsilon_2 \varepsilon_2 \delta(\varepsilon_2 - \varepsilon_{\gamma_2}) \mathcal{L}_{\gamma\gamma_2}^{\gamma}(x_2) \\ \bullet \int dx_1 x_1 \delta\left(x_1 - \frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}\right) Q_{\gamma\gamma_2}^{\gamma}(x_1) &= \int d\varepsilon_2 \varepsilon_2 \delta(\varepsilon_2 - \varepsilon_{\gamma_2}) \mathcal{L}_{\gamma\gamma_2}^{\gamma}(x_1) \end{aligned} \right\}$$

Οπότε προκύπτουν:

$$\left. \begin{array}{l} \bullet \quad Q_{011} = \frac{16\sigma_0}{b^2 \varepsilon_{\gamma_1}^4} = Q_{021} \\ \bullet \quad Q_{012} = \frac{16\sigma_0}{b^2 \varepsilon_{\gamma_2}^4} = Q_{022} \end{array} \right\} (10)$$

Με συνδυασμό των (9) και (10) παίρνω:

$$\left. \begin{array}{l} Q_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_1) = \frac{16\sigma_0}{b^2 \varepsilon_{\gamma_1}^4} n_1(\varepsilon_{\gamma_1}) n_{01}(x_1) \\ Q_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_2) = \frac{16\sigma_0}{b^2 \varepsilon_{\gamma_2}^4} n_1(\varepsilon_{\gamma_1}) n_{02}(x_2) \\ Q_{\gamma\gamma_2}^{\gamma}(x_2) = \frac{16\sigma_0}{b^2 \varepsilon_{\gamma_2}^4} n_2(\varepsilon_{\gamma_2}) n_{02}(x_2) \\ Q_{\gamma\gamma_2}^{\gamma}(x_1) = \frac{16\sigma_0}{b^2 \varepsilon_{\gamma_1}^4} n_2(\varepsilon_{\gamma_2}) n_{01}(x_1) \end{array} \right\} (11)$$

Κατά συνέπεια, οι εξισώσεις μου (1), (2), (3) και (4) χρησιμοποιώντας τις (5)-(8) και (11) γίνονται:

$$\bullet \quad \frac{\partial n_1(\varepsilon_{\gamma_1}, \tau)}{\partial \tau} = -n_1(\varepsilon_{\gamma_1}, \tau) + \frac{3l_{\gamma_1}^{inj}}{\varepsilon_{\gamma_1}^2} - \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_1}^3} n_1(\varepsilon_{\gamma_1}) n_{01}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}\right) - \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_1}\varepsilon_{\gamma_2}^2} n_1(\varepsilon_{\gamma_1}) n_{02}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}\right) \quad (12)$$

$$\bullet \quad \frac{\partial n_2(\varepsilon_{\gamma_2}, \tau)}{\partial \tau} = -n_2(\varepsilon_{\gamma_2}, \tau) + \frac{3l_{\gamma_2}^{inj}}{\varepsilon_{\gamma_2}^2} - \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_2}^3} n_2(\varepsilon_{\gamma_2}) n_{02}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}\right) - \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_2}\varepsilon_{\gamma_1}^2} n_2(\varepsilon_{\gamma_2}) n_{01}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}\right) \quad (13)$$

$$\bullet \quad \frac{\partial n_{01}(x_1, \tau)}{\partial \tau} = -n_{01}(x_1, \tau) + \frac{16\sigma_0}{b^2 \varepsilon_{\gamma_1}^4} n_1(\varepsilon_{\gamma_1}) n_{01}(x_1) + \frac{16\sigma_0}{b^2 \varepsilon_{\gamma_2}^4} n_1(\varepsilon_{\gamma_1}) n_{02}(x_2) \quad (14)$$

$$\bullet \quad \frac{\partial n_{02}(x_2, \tau)}{\partial \tau} = -n_{02}(x_2, \tau) + \frac{16\sigma_0}{b^2 \varepsilon_{\gamma_2}^4} n_2(\varepsilon_{\gamma_2}) n_{02}(x_2) + \frac{16\sigma_0}{b^2 \varepsilon_{\gamma_1}^4} n_2(\varepsilon_{\gamma_2}) n_{01}(x_1) \quad (15)$$

με $x_1 \equiv \frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}$ και $x_2 \equiv \frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}$ (Κύριες ενέργειες Synchrotron).

3.2.2 Critical Condition

Στη συνέχεια εξετάζουμε την ευστάθεια του συστήματος των εξισώσεων γύρω από τη τετριμμένη στατική λύση $\left(\bar{n}_1 = \frac{3l_{\gamma}^{inj}}{\varepsilon_{\gamma_1}^2}, \bar{n}_2 = \frac{3l_{\gamma}^{inj}}{\varepsilon_{\gamma_2}^2}, 0, 0 \right)$ η οποία αντιστοιχεί στην ελεύθερη διάδοση των ακτίνων γ από τη πηγή, με σκοπό να καταλήξουμε σε μια κρίσιμη συνθήκη που μας διαχωρίζει την ευσταθή από την ασταθή περιοχή, για τη περίπτωση των δύο εισερχομένων ενεργειών για τις ακτίνες γ . Για το σκοπό αυτό υποθέτουμε αρχικές αυθαίρετες διαταραχές στις πυκνότητες των δύο πληθυσμών των μαλακών φωτονίων οι οποίες οδηγούν σε διαταραχές στις πυκνότητες των ακτίνων γ . Δηλαδή:

$$\left. \begin{aligned} n_1(\varepsilon_{\gamma_1}) &\approx \bar{n}_1(\varepsilon_{\gamma_1}) + n'_1(\varepsilon_{\gamma_1}) \\ n_2(\varepsilon_{\gamma_2}) &\approx \bar{n}_2(\varepsilon_{\gamma_2}) + n'_2(\varepsilon_{\gamma_2}) \\ n_{0_1}(x_1) &\approx \bar{n}_{0_1}(x_1) + n'_{0_1}(x_1) \approx n'_{0_1}(x_1) \\ n_{0_2}(x_2) &\approx \bar{n}_{0_2}(x_2) + n'_{0_2}(x_2) \approx n'_{0_2}(x_2) \end{aligned} \right\}$$

Εισάγοντας αυτές τις τελευταίες στις εξισώσεις (12), (13), (14) και (15) παίρνουμε τις διαταραγμένες πλέον εξισώσεις μας για το σύστημα, οι οποίες είναι:

$$\bullet \frac{\partial n'_1(\varepsilon_{\gamma_1}, \tau)}{\partial \tau} = -n'_1(\varepsilon_{\gamma_1}, \tau) - \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_1}^3} \bar{n}_1(\varepsilon_{\gamma_1}) n'_{0_1}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}\right) - \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_1}\varepsilon_{\gamma_2}^2} \bar{n}_1(\varepsilon_{\gamma_1}) n'_{0_2}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}\right) \quad (16)$$

$$\bullet \frac{\partial n'_2(\varepsilon_{\gamma_2}, \tau)}{\partial \tau} = -n'_2(\varepsilon_{\gamma_2}, \tau) - \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_2}^3} \bar{n}_2(\varepsilon_{\gamma_2}) n'_{0_2}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}\right) - \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_2}\varepsilon_{\gamma_1}^2} \bar{n}_2(\varepsilon_{\gamma_2}) n'_{0_1}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}\right) \quad (17)$$

$$\bullet \frac{\partial n'_{0_1}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}, \tau\right)}{\partial \tau} = -n'_{0_1}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}, \tau\right) + \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_1}^4} \bar{n}_1(\varepsilon_{\gamma_1}) n'_{0_1}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}\right) + \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_2}^4} \bar{n}_1(\varepsilon_{\gamma_1}) n'_{0_2}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}\right) \quad (18)$$

$$\bullet \frac{\partial n'_{0_2}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}, \tau\right)}{\partial \tau} = -n'_{0_2}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}, \tau\right) + \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_2}^4} \bar{n}_2(\varepsilon_{\gamma_2}) n'_{0_2}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}\right) + \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_1}^4} \bar{n}_2(\varepsilon_{\gamma_2}) n'_{0_1}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}\right) \quad (19)$$

όπου, όπως είναι φανερό, έχουμε αμελήσει διαταρακτικούς όρους δεύτερης τάξης.

Ακολουθούμε και πάλι την ίδια διαδικασία με την παράγραφο 3.1.3, ενώ σκοπός μας είναι να δούμε υπό ποιες προϋποθέσεις έχουμε εκθετική αύξηση των n'_{01}, n'_{02} .

Το σύστημα προς επίλυση (θέτοντας $n'_{01}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma}^2}{4}, \tau\right) \equiv \chi$ και $n'_{02}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma}^2}{4}, \tau\right) \equiv y$) είναι της μορφής :

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\chi}{d\tau} &= (\alpha - 1)\chi + \beta y \\ \frac{dy}{d\tau} &= \delta\chi + (\gamma - 1)y \end{aligned} \right\} \begin{aligned} \text{με } \alpha &= \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_1}^4} \bar{n}_1(\varepsilon_{\gamma_1}), \beta = \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_2}^4} \bar{n}_1(\varepsilon_{\gamma_1}) \\ \gamma &= \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_2}^4} \bar{n}_2(\varepsilon_{\gamma_2}), \delta = \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_1}^4} \bar{n}_2(\varepsilon_{\gamma_2}) \end{aligned}$$

ή σε μορφή πινάκων $\frac{dY}{d\tau} = AY$ με $Y = \begin{bmatrix} \chi \\ y \end{bmatrix}$ και $A = \begin{bmatrix} (\alpha - 1) & \beta \\ \delta & (\gamma - 1) \end{bmatrix}$

Για την εύρεση των ιδιοτιμών του πίνακα A απαιτώ να ισχύει:

$\det(A - \lambda I) = 0 \Rightarrow (\alpha - (1 + \lambda))(\gamma - (1 + \lambda)) - \beta\delta = 0$. Θέτοντας $1 + \lambda = \kappa$, προκύπτει η δευτεροβάθμια εξίσωση $\kappa^2 - (\alpha + \gamma)\kappa + (\alpha\gamma - \beta\delta) = 0$, η οποία έχει $\Delta = (\alpha + \gamma)^2 > 0$ και άρα λύσεις πραγματικές, τις:

$$\left. \begin{aligned} \kappa_1 &= (\alpha + \gamma) \\ \kappa_2 &= 0 \end{aligned} \right\} \begin{aligned} \text{οι οποίες αντιστοιχούν στις ιδιοτιμές } \lambda_1 &= (\alpha + \gamma) - 1 \\ \lambda_2 &= -1 \end{aligned} \right\}$$

αντίστοιχα. Επειδή αναζητούμε εκείνες τις ιδιοτιμές που θα μας οδηγούν σε λύσεις για το σύστημά μας εκθετικής αύξησης των n'_{01}, n'_{02} , απαιτούμε θετικές ιδιοτιμές,

δηλαδή $\alpha + \gamma - 1 > 0 \Rightarrow \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_1}^4} \bar{n}_1 + \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_2}^4} \bar{n}_2 - 1 > 0 \Rightarrow$

$$\Rightarrow \frac{\bar{n}_{1,cr}(\varepsilon_{\gamma_1})}{\varepsilon_{\gamma_1}^4} + \frac{\bar{n}_{2,cr}(\varepsilon_{\gamma_2})}{\varepsilon_{\gamma_2}^4} = \frac{b^2}{16\sigma_0} \quad (20)$$

Η σχέση (20) είναι η κρίσιμη συνθήκη που πρέπει να πληρείται ώστε να λειτουργεί η μη γραμμική διαδικασία που μας ενδιαφέρει, στη περίπτωση των εισερχόμενων ακτίνων γ σε δύο ενέργειες ε_{γ_1} και ε_{γ_2} .

Σε αντιστοιχία με την περίπτωση της μιας ενέργειας στις ακτίνες γ , μιλώντας με

όρους συμπαγότητας, και επειδή $\bar{n}_{1,cr} = \frac{3l_{\gamma}^{inj}{}_{1,cr}}{\varepsilon_{\gamma_1}^2}$ και $\bar{n}_{2,cr} = \frac{3l_{\gamma}^{inj}{}_{2,cr}}{\varepsilon_{\gamma_1}^2}$, μπορούμε

αντίστοιχα να πάρουμε την κρίσιμη συνθήκη για τη συμπαγότητα των εισερχομένων

ακτίνων γ : $\frac{l_{\gamma}^{inj}{}_{1,cr}}{\varepsilon_{\gamma_1}^6} + \frac{l_{\gamma}^{inj}{}_{2,cr}}{\varepsilon_{\gamma_2}^6} = \frac{b^2}{48\sigma_0}$ (21), η οποία αποτελεί γενίκευση της σχέσης

(6) της παραγράφου 3.1.3.

3.3 Quenching τριών ακτίνων γ

Σε αυτή τη παράγραφο θα δουλέψουμε με τον ίδιο τρόπο, αυτή τη φορά όμως για τη περίπτωση εισερχομένων ακτίνων γ αριθμητικής πυκνότητας n_1, n_2 και n_3 σε τρεις ενέργειες, $\varepsilon_{\gamma_1}, \varepsilon_{\gamma_2}$ και ε_{γ_3} με $\varepsilon_{\gamma_3} < \varepsilon_{\gamma_2} < \varepsilon_{\gamma_1}$. Οι πληθυσμοί των μαλακών φωτονίων συμβολίζονται με n_{0_1}, n_{0_2} και n_{0_3} αντίστοιχα. Η θεώρηση που κάνουμε είναι επέκταση της θεώρησης που παρατέθηκε στην προηγούμενη παράγραφο για τις δύο ενέργειες: Η Synchrotron εκπομπή γίνεται αποκλειστικά στην κύρια

Synchrotron ενέργεια για κάθε περίπτωση ($x_1 = \frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}, x_2 = \frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}, x_3 = \frac{b\varepsilon_{\gamma_3}^2}{4}$) ενώ με τα ίδια επιχειρήματα παραλείπουμε τους πληθυσμούς των ζευγών e^\pm σαν ενδιάμεσους. Οι ορισμοί των βασικών μεγεθών και ο αδιάστατος ορισμός των $\tau, \varepsilon_{\gamma_i}, x_i$ και n_i ισχύουν και πάλι εδώ. Όσον αφορά τους όρους απωλειών των ακτίνων γ (αλλά και προσθήκης των μαλακών φωτονίων) που περιμένω να έχω στις εξισώσεις μου, εδώ τα πράγματα περιπλέκονται λίγο ακόμα, δεδομένου ότι οι διασταυρούμενοι όροι εδώ θα είναι περισσότεροι.

Η ενεργός διατομή της γγ αλληλεπίδρασης και πάλι θα προσεγγιστεί με συνάρτηση

$$\text{Βήματος: } \sigma_{\gamma\gamma} \approx \sigma_\tau \sigma_0 \frac{\theta(x_j \varepsilon_{\gamma_i} - 2)}{x_j \varepsilon_{\gamma_i}} \quad \text{με } i, j = 1, 2, 3 .$$

Διερευνώντας και πάλι όλες τις δυνατές περιπτώσεις ισχύος της συνθήκης feedback, καταλήγουμε στο αντίστοιχο συμπέρασμα που είχαμε καταλήξει και για τις δύο ενέργειες, ότι η γενικότερη και πιο ενδιαφέρουσα περίπτωση είναι η εξής: Εάν πληρείται η feedback condition για τη μικρότερης ενέργειας ακτίνα γ (ενέργειας ε_{γ_3}) τότε και μόνο εξασφαλίζεται ότι πληρούνται και όλες οι υπόλοιπες:

Τότε έχω τη γενικότερη και πιο ενδιαφέρουσα περίπτωση όπου συνυπάρχουν όλοι οι διασταυρούμενοι όροι.

3.3.1 Κατάστροση των εξισώσεων

Το σύστημά μας πλέον περιγράφεται από μια ομάδα έξι κινητικών εξισώσεων, τρεις από τις οποίες περιγράφουν τη συμπεριφορά των πληθυσμών των ακτίνων γ και οι υπόλοιπες τρεις εκείνους των μαλακών φωτονίων. Στις εξισώσεις των ακτίνων γ θα έχουμε κατά τα γνωστά τον όρο του escape, του injection αλλά και τους όρους απωλειών λόγω απορρόφησης των εκάστοτε ακτίνων γ (ενέργειας ε_{γ_1} , ε_{γ_2} ή ε_{γ_3}) από τα μαλακά φωτόνια (ενέργειας x_1 , x_2 ή x_3).

Στη κατάστροση των εξισώσεων των μαλακών φωτονίων, υπάρχει και πάλι το ζήτημα συνεισφοράς των διασταυρούμενων όρων. Το συμπέρασμα που εξάγεται και εδώ με αντίστοιχα επιχειρήματα είναι ότι κάθε ακτίνα γ , ανεξάρτητα από το ποιον πληθυσμό μαλακών φωτονίων χρησιμοποιεί κατά την απορρόφηση, θα συνεισφέρει στον -ας τον πούμε- «δικό της» πληθυσμό μαλακών φωτονίων. Έτσι, οι ακτίνες γ ενέργειας ε_{γ_1} συνεισφέρουν στα μαλακά ενέργειας x_1 , οι ακτίνες γ ενέργειας ε_{γ_2} συνεισφέρουν στα μαλακά ενέργειας x_2 και οι ακτίνες γ ενέργειας ε_{γ_3} στα μαλακά φωτόνια ενέργειας x_3 .

Η γενική μορφή των εξισώσεών μας είναι :

$$\frac{\partial n_1(\varepsilon_{\gamma_1}, \tau)}{\partial \tau} = -n_1(\varepsilon_{\gamma_1}, \tau) + \frac{3I_{\gamma_1}^{inj}}{\varepsilon_{\gamma_1}^2} + \mathcal{L}_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_1) + \mathcal{L}_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_2) + \mathcal{L}_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_3) \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_2(\varepsilon_{\gamma_2})}{\partial \tau} = -n_2(\varepsilon_{\gamma_2}, \tau) + \frac{3I_{\gamma_2}^{inj}}{\varepsilon_{\gamma_2}^2} + \mathcal{L}_{\gamma\gamma_2}^{\gamma}(x_1) + \mathcal{L}_{\gamma\gamma_2}^{\gamma}(x_2) + \mathcal{L}_{\gamma\gamma_2}^{\gamma}(x_3) \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_3(\varepsilon_{\gamma_3}, \tau)}{\partial \tau} = -n_3(\varepsilon_{\gamma_3}, \tau) + \frac{3I_{\gamma_3}^{inj}}{\varepsilon_{\gamma_3}^2} + \mathcal{L}_{\gamma\gamma_3}^{\gamma}(x_1) + \mathcal{L}_{\gamma\gamma_3}^{\gamma}(x_2) + \mathcal{L}_{\gamma\gamma_3}^{\gamma}(x_3) \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_{0_1}(x_1, \tau)}{\partial \tau} = -n_{0_1}(x_1, \tau) + Q_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_1) + Q_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_2) + Q_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_3) \quad (4)$$

$$\frac{\partial n_{0_2}(x_2, \tau)}{\partial \tau} = -n_{0_2}(x_2, \tau) + Q_{\gamma\gamma_2}^{\gamma}(x_1) + Q_{\gamma\gamma_2}^{\gamma}(x_2) + Q_{\gamma\gamma_2}^{\gamma}(x_3) \quad (5)$$

$$\frac{\partial n_{0_3}(x_3, \tau)}{\partial \tau} = -n_{0_3}(x_3, \tau) + Q_{\gamma\gamma_3}^{\gamma}(x_1) + Q_{\gamma\gamma_3}^{\gamma}(x_2) + Q_{\gamma\gamma_3}^{\gamma}(x_3) \quad (6)$$

με :

- $\mathcal{L}_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_1)$: ο ρυθμός απωλειών των ακτίνων γ ενέργειας ε_{γ_1} κατά την $\gamma\gamma$ απορρόφηση από τα μαλακά φωτόνια ενέργειας x_1
- $\mathcal{L}_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_2)$: ο ρυθμός απωλειών των ακτίνων γ ενέργειας ε_{γ_1} κατά την $\gamma\gamma$ απορρόφηση από τα μαλακά φωτόνια ενέργειας x_2
- $\mathcal{L}_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_3)$: ο ρυθμός απωλειών των ακτίνων γ ενέργειας ε_{γ_1} κατά την $\gamma\gamma$ απορρόφηση από τα μαλακά φωτόνια ενέργειας x_3
- $\mathcal{L}_{\gamma\gamma_2}^{\gamma}(x_1)$: ο ρυθμός απωλειών των ακτίνων γ ενέργειας ε_{γ_2} κατά την $\gamma\gamma$ απορρόφηση από τα μαλακά φωτόνια ενέργειας x_1
- $\mathcal{L}_{\gamma\gamma_2}^{\gamma}(x_2)$: ο ρυθμός απωλειών των ακτίνων γ ενέργειας ε_{γ_2} κατά την $\gamma\gamma$ απορρόφηση από τα μαλακά φωτόνια ενέργειας x_2

..... κοκ και επιπλέον :

- $Q_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_1), Q_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_2), Q_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_3), Q_{\gamma\gamma_2}^{\gamma}(x_1), Q_{\gamma\gamma_2}^{\gamma}(x_2), Q_{\gamma\gamma_2}^{\gamma}(x_3),$
 $Q_{\gamma\gamma_3}^{\gamma}(x_1), Q_{\gamma\gamma_3}^{\gamma}(x_2), Q_{\gamma\gamma_3}^{\gamma}(x_3)$ οι αντίστοιχοι όροι ρυθμού εισαγωγής μαλακών φωτονίων.

Οι όροι αυτοί συνδέονται με τους αντίστοιχους $\mathcal{L}_{\gamma\gamma_i}^{\gamma}(x_j)$ (με $i, j = 1, 2, 3$) όρους μέσω σταθερών κανονικοποίησης που προκύπτουν αν κανονικοποιήσω ως προς τις ενέργειες κατά τα γνωστά.

Οι όροι των απωλειών προκύπτουν ως εξής:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_1) &= - \int n_{0_1}(x_1) \delta\left(x_1 - \frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}\right) n_1(\varepsilon_{\gamma_1}) \sigma_0 \frac{\theta(x_1 \varepsilon_{\gamma_1})}{x_1 \varepsilon_{\gamma_1}} dx_1 \Rightarrow \\ &\Rightarrow \mathcal{L}_{\gamma\gamma_1}^{\gamma}(x_1) = \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_1}^3} n_1(\varepsilon_{\gamma_1}) n_{0_1}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}\right) \quad (7)\end{aligned}$$

όπου το (-) δηλώνει ρυθμό απωλειών και η δ -συνάρτηση εκφράζει κατά τα γνωστά το γεγονός ότι όλη η ενέργεια Synchrotron «βγαίνει» στη κύρια.

Εντελώς ανάλογα προκύπτουν οι υπόλοιποι όροι:

$$\begin{aligned}
& \bullet \mathcal{L}_{\gamma\gamma_1}^\gamma(x_2) = \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_1}\varepsilon_{\gamma_2}^2} n_1(\varepsilon_{\gamma_1}) n_{0_2} \left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4} \right) \\
& \bullet \mathcal{L}_{\gamma\gamma_1}^\gamma(x_3) = \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_1}\varepsilon_{\gamma_3}^2} n_1(\varepsilon_{\gamma_1}) n_{0_3} \left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_3}^2}{4} \right) \\
& \bullet \mathcal{L}_{\gamma\gamma_2}^\gamma(x_1) = \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_2}\varepsilon_{\gamma_1}^2} n_2(\varepsilon_{\gamma_2}) n_{0_1} \left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4} \right) \\
& \bullet \mathcal{L}_{\gamma\gamma_2}^\gamma(x_2) = \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_2}^3} n_2(\varepsilon_{\gamma_2}) n_{0_2} \left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4} \right) \\
& \bullet \mathcal{L}_{\gamma\gamma_2}^\gamma(x_3) = \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_2}\varepsilon_{\gamma_3}^2} n_2(\varepsilon_{\gamma_2}) n_{0_3} \left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_3}^2}{4} \right) \\
& \bullet \mathcal{L}_{\gamma\gamma_3}^\gamma(x_1) = \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_3}\varepsilon_{\gamma_1}^2} n_3(\varepsilon_{\gamma_3}) n_{0_1} \left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4} \right) \\
& \bullet \mathcal{L}_{\gamma\gamma_3}^\gamma(x_2) = \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_3}\varepsilon_{\gamma_2}^2} n_3(\varepsilon_{\gamma_3}) n_{0_2} \left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4} \right) \\
& \bullet \mathcal{L}_{\gamma\gamma_3}^\gamma(x_3) = \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_3}^3} n_3(\varepsilon_{\gamma_3}) n_{0_3} \left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_3}^2}{4} \right)
\end{aligned} \tag{8}$$

Και οι όροι ρυθμού προσθήκης μαλακών φωτονίων μετά τον υπολογισμό των σταθερών κανονικοποίησης με ανάλογο τρόπο όπως και στη περίπτωση των ακτίνων γ δύο ενεργειών, είναι:

$$\begin{aligned}
& Q_{\gamma\gamma_1}^\gamma(x_1) = \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_1}^4} n_1(\varepsilon_{\gamma_1}) n_{0_1} \left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4} \right) \\
& Q_{\gamma\gamma_1}^\gamma(x_2) = \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_2}^4} n_1(\varepsilon_{\gamma_1}) n_{0_2} \left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4} \right) \\
& Q_{\gamma\gamma_1}^\gamma(x_3) = \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_3}^4} n_1(\varepsilon_{\gamma_1}) n_{0_3} \left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_3}^2}{4} \right) \\
& Q_{\gamma\gamma_2}^\gamma(x_1) = \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_1}^4} n_2(\varepsilon_{\gamma_2}) n_{0_1} \left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4} \right) \\
& Q_{\gamma\gamma_2}^\gamma(x_2) = \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_2}^4} n_2(\varepsilon_{\gamma_2}) n_{0_2} \left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4} \right) \\
& Q_{\gamma\gamma_2}^\gamma(x_3) = \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_3}^4} n_2(\varepsilon_{\gamma_2}) n_{0_3} \left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_3}^2}{4} \right) \\
& Q_{\gamma\gamma_3}^\gamma(x_1) = \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_1}^4} n_3(\varepsilon_{\gamma_3}) n_{0_1} \left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4} \right) \\
& Q_{\gamma\gamma_3}^\gamma(x_2) = \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_2}^4} n_3(\varepsilon_{\gamma_3}) n_{0_2} \left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4} \right) \\
& Q_{\gamma\gamma_3}^\gamma(x_3) = \frac{16\sigma_\tau\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_3}^4} n_3(\varepsilon_{\gamma_3}) n_{0_3} \left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_3}^2}{4} \right)
\end{aligned} \tag{9}$$

Έτσι η πλήρης μορφή των εξισώσεών μου (1)-(6) με τη βοήθεια των (7) , (8) και (9) διαμορφώνεται ως εξής:

$$\bullet \frac{\partial n_1(\varepsilon_{\gamma_1}, \tau)}{\partial \tau} = -n_1(\varepsilon_{\gamma_1}, \tau) + \frac{3l_{\gamma_1}^{inj}}{\varepsilon_{\gamma_1}^2} - \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_1}^3} n_1(\varepsilon_{\gamma_1}) n_{01}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}\right) - \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_1}\varepsilon_{\gamma_2}^2} n_1(\varepsilon_{\gamma_1}) n_{02}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}\right) - \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_1}\varepsilon_{\gamma_3}^2} n_1(\varepsilon_{\gamma_1}) n_{03}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_3}^2}{4}\right) \quad (10)$$

$$\bullet \frac{\partial n_2(\varepsilon_{\gamma_2}, \tau)}{\partial \tau} = -n_2(\varepsilon_{\gamma_2}, \tau) + \frac{3l_{\gamma_2}^{inj}}{\varepsilon_{\gamma_2}^2} - \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_2}\varepsilon_{\gamma_1}^2} n_2(\varepsilon_{\gamma_2}) n_{01}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}\right) - \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_2}^3} n_2(\varepsilon_{\gamma_2}) n_{02}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}\right) - \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_2}\varepsilon_{\gamma_3}^2} n_2(\varepsilon_{\gamma_2}) n_{03}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_3}^2}{4}\right) \quad (11)$$

$$\bullet \frac{\partial n_3(\varepsilon_{\gamma_3}, \tau)}{\partial \tau} = -n_3(\varepsilon_{\gamma_3}, \tau) + \frac{3l_{\gamma_3}^{inj}}{\varepsilon_{\gamma_3}^2} - \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_3}\varepsilon_{\gamma_1}^2} n_3(\varepsilon_{\gamma_3}) n_{01}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}\right) - \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_3}\varepsilon_{\gamma_2}^2} n_3(\varepsilon_{\gamma_3}) n_{02}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}\right) - \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_3}^3} n_3(\varepsilon_{\gamma_3}) n_{03}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_3}^2}{4}\right) \quad (12)$$

$$\bullet \frac{\partial n_{01}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}, \tau\right)}{\partial \tau} = -n_{01}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}, \tau\right) + \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_1}^4} n_1(\varepsilon_{\gamma_1}) n_{01}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}\right) + \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_2}^4} n_1(\varepsilon_{\gamma_1}) n_{02}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}\right) + \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_3}^4} n_1(\varepsilon_{\gamma_1}) n_{03}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_3}^2}{4}\right) \quad (13)$$

$$\bullet \frac{\partial n_{02}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}, \tau\right)}{\partial \tau} = -n_{02}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}, \tau\right) + \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_1}^4} n_2(\varepsilon_{\gamma_2}) n_{01}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}\right) + \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_2}^4} n_2(\varepsilon_{\gamma_2}) n_{02}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}\right) + \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_3}^4} n_2(\varepsilon_{\gamma_2}) n_{03}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_3}^2}{4}\right) \quad (14)$$

$$\bullet \frac{\partial n_{03}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_3}^2}{4}, \tau\right)}{\partial \tau} = -n_{03}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_3}^2}{4}, \tau\right) + \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_1}^4} n_3(\varepsilon_{\gamma_3}) n_{01}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}\right) + \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_2}^4} n_3(\varepsilon_{\gamma_3}) n_{02}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}\right) + \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_3}^4} n_3(\varepsilon_{\gamma_3}) n_{03}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_3}^2}{4}\right) \quad (15)$$

όπου έχω αντικαταστήσει τις κύριες ενέργειες Synchrotron των μαλακών φωτονίων

$$\text{με: } x_1 = \frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}, x_2 = \frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}, x_3 = \frac{b\varepsilon_{\gamma_3}^2}{4}.$$

3.3.2 Critical Condition

Εξετάζουμε και πάλι την ευστάθεια του συστήματος των εξισώσεων γύρω από την τετριμμένη στατική λύση $(\bar{n}_1, \bar{n}_2, \bar{n}_3, 0, 0, 0)$ με $\bar{n}_i = \frac{3l_{\gamma}^{inj} i}{\varepsilon_{\gamma_i}^2}$ που αντιστοιχεί στην ελεύθερη διάδοση των ακτίνων γ από την πηγή. Σκοπός μας και πάλι η εξαγωγή της κρίσιμης εκείνης συνθήκης που θα διαχωρίζει την ευσταθή από την ασταθή περιοχή (δηλαδή την περιοχή όπου θα παρατηρείται εκθετική αύξηση των διαταραχών των αριθμητικών πυκνοτήτων των μαλακών φωτονίων). Έτσι υποθέτουμε αρχικές αυθαίρετες διαταραχές στις πυκνότητες των μαλακών φωτονίων οι οποίες οδηγούν σε διαταραχές στις αριθμητικές πυκνότητες των ακτίνων γ . Δηλαδή:

$$n_i(\varepsilon_{\gamma_i}) \approx \bar{n}_i(\varepsilon_{\gamma_i}) + n'_i(\varepsilon_{\gamma_i}) \quad \text{και}$$

$$n_{0_i}(\varepsilon_{\gamma_i}) \approx \bar{n}_{0_i} + n'_{0_i}(\varepsilon_{\gamma_i}) \quad \text{με } i = 1, 2, 3.$$

Έτσι με βάση τις εξισώσεις (10)-(15) προκύπτουν οι διαταραγμένες μας εξισώσεις οι οποίες κρατώντας μόνο διαταραχές πρώτης τάξης, είναι:

$$\begin{aligned} \bullet \quad \frac{\partial n'_1(\varepsilon_{\gamma_1}, \tau)}{\partial \tau} &= -n'_1(\varepsilon_{\gamma_1}, \tau) - \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_1}^3} \bar{n}_1(\varepsilon_{\gamma_1}) n'_{0_1}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}\right) - \\ &- \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_1}\varepsilon_{\gamma_2}^2} \bar{n}_1(\varepsilon_{\gamma_1}) n'_{0_2}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}\right) - \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_1}\varepsilon_{\gamma_3}^2} \bar{n}_1(\varepsilon_{\gamma_1}) n'_{0_3}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_3}^2}{4}\right) \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \bullet \quad \frac{\partial n'_2(\varepsilon_{\gamma_2}, \tau)}{\partial \tau} &= -n'_2(\varepsilon_{\gamma_2}, \tau) - \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_2}\varepsilon_{\gamma_1}^2} \bar{n}_2(\varepsilon_{\gamma_2}) n'_{0_1}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}\right) - \\ &- \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_2}^3} \bar{n}_2(\varepsilon_{\gamma_2}) n'_{0_2}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}\right) - \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_2}\varepsilon_{\gamma_3}^2} \bar{n}_2(\varepsilon_{\gamma_2}) n'_{0_3}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_3}^2}{4}\right) \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \bullet \quad \frac{\partial n'_3(\varepsilon_{\gamma_3}, \tau)}{\partial \tau} &= -n'_3(\varepsilon_{\gamma_3}, \tau) - \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_3}\varepsilon_{\gamma_1}^2} \bar{n}_3(\varepsilon_{\gamma_3}) n'_{0_1}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}\right) - \\ &- \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_3}\varepsilon_{\gamma_2}^2} \bar{n}_3(\varepsilon_{\gamma_3}) n'_{0_2}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}\right) - \frac{4\sigma_0}{b\varepsilon_{\gamma_3}^3} \bar{n}_3(\varepsilon_{\gamma_3}) n'_{0_3}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_3}^2}{4}\right) \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \bullet \quad \frac{\partial n'_{0_1}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}, \tau\right)}{\partial \tau} &= -n'_{0_1}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}, \tau\right) + \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_1}^4} \bar{n}_1(\varepsilon_{\gamma_1}) n'_{0_1}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}\right) + \\ &+ \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_2}^4} \bar{n}_1(\varepsilon_{\gamma_1}) n'_{0_2}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}\right) + \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_3}^4} \bar{n}_1(\varepsilon_{\gamma_1}) n'_{0_3}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_3}^2}{4}\right) \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \bullet \quad \frac{\partial n'_{0_2}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}, \tau\right)}{\partial \tau} &= -n'_{0_2}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}, \tau\right) + \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_1}^4} \bar{n}_2(\varepsilon_{\gamma_2}) n'_{0_1}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}\right) + \\ &+ \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_2}^4} \bar{n}_2(\varepsilon_{\gamma_2}) n'_{0_2}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}\right) + \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_3}^4} \bar{n}_2(\varepsilon_{\gamma_2}) n'_{0_3}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_3}^2}{4}\right) \end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned}
\bullet \quad \frac{\partial n'_{03}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_3}^2}{4}, \tau\right)}{\partial \tau} &= -n'_{03}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_3}^2}{4}, \tau\right) + \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_1}^4} \bar{n}_3(\varepsilon_{\gamma_3}) n'_{01}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}\right) + \\
&+ \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_2}^4} \bar{n}_3(\varepsilon_{\gamma_3}) n'_{02}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}\right) + \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_3}^4} \bar{n}_3(\varepsilon_{\gamma_3}) n'_{03}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_3}^2}{4}\right) \quad (21)
\end{aligned}$$

Χειριζόμαστε και πάλι ξεχωριστά τις τρεις τελευταίες εξισώσεις (19)-(21) για τα μαλακά φωτόνια. Το σύστημα προς επίλυση, θέτοντας $n'_{01}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_1}^2}{4}, \tau\right) \equiv \chi$,

$n'_{02}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_2}^2}{4}, \tau\right) \equiv y$, $n'_{03}\left(\frac{b\varepsilon_{\gamma_3}^2}{4}, \tau\right) \equiv z$ αλλά και:

$$\alpha = \frac{16\sigma_0 \bar{n}_1(\varepsilon_{\gamma_1})}{b^2\varepsilon_{\gamma_1}^4}, \beta = \frac{16\sigma_0 \bar{n}_1(\varepsilon_{\gamma_1})}{b^2\varepsilon_{\gamma_2}^4}, \gamma = \frac{16\sigma_0 \bar{n}_1(\varepsilon_{\gamma_1})}{b^2\varepsilon_{\gamma_3}^4},$$

$$\delta = \frac{16\sigma_0 \bar{n}_2(\varepsilon_{\gamma_2})}{b^2\varepsilon_{\gamma_1}^4}, \varepsilon = \frac{16\sigma_0 \bar{n}_2(\varepsilon_{\gamma_2})}{b^2\varepsilon_{\gamma_2}^4}, \zeta = \frac{16\sigma_0 \bar{n}_2(\varepsilon_{\gamma_2})}{b^2\varepsilon_{\gamma_3}^4},$$

$$\kappa = \frac{16\sigma_0 \bar{n}_3(\varepsilon_{\gamma_3})}{b^2\varepsilon_{\gamma_1}^4}, \lambda = \frac{16\sigma_0 \bar{n}_3(\varepsilon_{\gamma_3})}{b^2\varepsilon_{\gamma_2}^4}, \mu = \frac{16\sigma_0 \bar{n}_3(\varepsilon_{\gamma_3})}{b^2\varepsilon_{\gamma_3}^4}, \text{ γίνεται:}$$

$$\left. \begin{aligned}
\frac{d\chi}{d\tau} &= (\alpha - 1)\chi + \beta y + \gamma z \\
\frac{dy}{d\tau} &= \delta\chi + (\varepsilon - 1)y + \zeta z \\
\frac{dz}{d\tau} &= \kappa\chi + \lambda y + (\mu - 1)z
\end{aligned} \right\}$$

$$\text{ή σε μορφή πινάκων } \frac{dY}{d\tau} = AY \text{ με } A = \begin{pmatrix} (\alpha - 1) & \beta & \gamma \\ \delta & (\varepsilon - 1) & \zeta \\ \kappa & \lambda & (\mu - 1) \end{pmatrix}$$

Η εύρεση των ιδιοτιμών ω γίνεται μέσω της απαίτησης $\det(A - \omega I) = 0 \Rightarrow$

$$\begin{aligned}
\Rightarrow & (\alpha - (1 + \omega)) \left((\varepsilon - (1 + \omega))(\mu - (1 + \omega)) - \zeta\lambda \right) - \beta(\delta(\mu - (1 + \omega)) - \\
& \kappa\zeta) + \gamma(\delta\lambda - \kappa(\varepsilon - (1 + \omega))) = 0
\end{aligned}$$

Ονομάζοντας $1 + \omega = \sigma$ και μετά από πράξεις, καταλήγω στη τριτοβάθμια εξίσωση:

$$\sigma^3 - (\alpha + \varepsilon + \mu)\sigma^2 + (\alpha\varepsilon + \alpha\mu + \varepsilon\mu - \zeta\lambda - \beta\delta - \gamma\kappa)\sigma + (\gamma\kappa\varepsilon - \gamma\delta\lambda - \beta\kappa\zeta + \beta\delta\mu + \alpha\zeta\lambda - \alpha\varepsilon\mu) = 0 \quad (22)$$

Για τις σταθερές της εξίσωσης (22) έχω τις εξής συνθήκες:

$$\frac{\varepsilon}{\beta} = \frac{\delta}{\alpha} = \frac{\zeta}{\gamma} = \frac{\bar{n}_2}{\bar{n}_1} \quad (\alpha)$$

$$\frac{\kappa}{\alpha} = \frac{\lambda}{\beta} = \frac{\mu}{\gamma} = \frac{\bar{n}_3}{\bar{n}_1} \quad (\beta)$$

$$\frac{\kappa}{\delta} = \frac{\lambda}{\varepsilon} = \frac{\mu}{\zeta} = \frac{\bar{n}_3}{\bar{n}_2} \quad (\gamma)$$

Συνδυάζοντας τις (α), (β) και (γ), ο όρος μηδενικής τάξης της εξίσωσης (22) μηδενίζεται. Με εντελώς ανάλογα επιχειρήματα προκύπτει ότι μηδενίζεται και ο όρος πρώτης τάξης, οπότε η εξίσωση (22) γίνεται:

$$\sigma^3 - (\alpha + \varepsilon + \mu)\sigma^2 = 0 \text{ η οποία έχει λύσεις: } \begin{cases} \sigma = 0 \\ \sigma = \alpha + \varepsilon + \mu \end{cases}$$

Η $\sigma = 0$ αντιστοιχεί σε τιμή για την ιδιοτιμή $\omega = -1$ η οποία και απορρίπτεται αφού για την ασταθή περιοχή που με ενδιαφέρει έχω απαιτήσει θετικές ιδιοτιμές. Η λύση $\sigma = \alpha + \varepsilon + \mu > 0$ οδηγεί σε $\omega = \alpha + \varepsilon + \mu - 1$.

Απαιτώ $\omega = \alpha + \varepsilon + \mu - 1 > 0 \Rightarrow$

$$\Rightarrow \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_1}^4}\bar{n}_1 + \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_2}^4}\bar{n}_2 + \frac{16\sigma_0}{b^2\varepsilon_{\gamma_3}^4}\bar{n}_3 - 1 > 0, \text{ από την οποία προκύπτει η κρίσιμη συνθήκη:}$$

$$\frac{\bar{n}_{1,cr}}{\varepsilon_{\gamma_1}^4} + \frac{\bar{n}_{2,cr}}{\varepsilon_{\gamma_2}^4} + \frac{\bar{n}_{3,cr}}{\varepsilon_{\gamma_3}^4} = \frac{b^2}{16\sigma_0} \quad (23)$$

Η κρίσιμη αυτή συνθήκη για τη περίπτωση εισερχομένων ακτίνων γ σε τρεις ενέργειες $\varepsilon_{\gamma_1}, \varepsilon_{\gamma_2}, \varepsilon_{\gamma_3}$ έχει εντελώς ανάλογη μορφή με την αντίστοιχη συνθήκη στις δύο ενέργειες.

Μιλώντας με όρους συμπαγότητας, η κρίσιμη συνθήκη γίνεται:

$$\frac{l_{\gamma_1}^{inj}}{\varepsilon_{\gamma_1}^6} + \frac{l_{\gamma_2}^{inj}}{\varepsilon_{\gamma_2}^6} + \frac{l_{\gamma_3}^{inj}}{\varepsilon_{\gamma_3}^6} \geq \frac{b^2}{48\sigma_0} \quad (24)$$

Φαίνεται λοιπόν πως η κρίσιμη συνθήκη διατηρεί τη μορφή της και για εισερχόμενες ακτίνες γ σε τρεις διαφορετικές ενέργειες και άρα μπορώ να γενικεύσω και να εξάγω συμπεράσματα και για τη ρεαλιστική περίπτωση όπου η εισαγωγή ακτίνων γ στο σύστημα γίνεται μέσω ενός νόμου δύναμης.

3.4 Quenching N ακτίνων γ

Η πιο ρεαλιστική περίπτωση βέβαια για τη μελέτη του συστήματος, έγκειται στη θεώρηση των εισερχομένων ακτίνων γ ως ένα φάσμα νόμου δύναμης δηλαδή στη θεώρηση της αριθμητικής πυκνότητας n με τη μορφή $n_i = n_0 \left(\frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_1}\right)^{-p}$ (1) με $\varepsilon_1 \equiv \varepsilon_{min} \leq \varepsilon_i \leq \varepsilon_N \equiv \varepsilon_{max}$.

Για τη περίπτωση ακτίνων γ με διακριτές ενέργειες από ε_1 έως ε_N , η κρίσιμη συνθήκη θα έχει τη μορφή $\sum_{i=1}^N \frac{\bar{n}_{i,cr}}{\varepsilon_i^4} = \frac{b^2}{16\sigma_0} \equiv A$ κατά τα γνωστά, όπου βέβαια έχουμε θεωρήσει ότι η «κρίσιμη» ενέργεια ε_i^* πάνω από την οποία οι ακτίνες γ υπόκεινται στο μηχανισμό του quenching, είναι $\varepsilon_i^* < \varepsilon_1$ και άρα το quenching πραγματοποιείται για όλες τις ενέργειες του νόμου δύναμης (1).

Προφανώς ο μη γραμμικός κύκλος που μας ενδιαφέρει και τον οποίο έχουμε επαρκώς αναλύσει στις προηγούμενες παραγράφους θα συμβαίνει όταν ισχύει:

$$\sum_{i=1}^N \frac{n_i}{\varepsilon_i^4} \geq A \Rightarrow \sum_{i=1}^N n_0 \left(\frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_1}\right)^{-p} \frac{1}{\varepsilon_i^4} \geq A \Rightarrow n_0 \varepsilon_1^p \sum_{i=1}^N \varepsilon_i^{-p-4} \geq A \quad (2)$$

Η τελευταία αυτή σχέση μου συνδέει τα n_0 , p δηλαδή τις χαρακτηριστικές παραμέτρους του «εισερχόμενου» φάσματος (ονομάζουμε γενικά «εισερχόμενες» τις ακτίνες γ, παρόλο που το πρόβλημα αφορά σε εν γένει «παρούσες» ακτίνες γ στη περιοχή, παραγόμενες με μηχανισμό που στη συζήτησή μας δεν μας ενδιαφέρει), με γνωστά μεγέθη της πηγής όπως το μαγνητικό της πεδίο.

Εάν θεωρήσουμε τις διαμερίσεις της ενέργειας πολύ μικρές, δηλαδή για $N \rightarrow \infty$ να ισχύει $(\varepsilon_{i+1} - \varepsilon_i) \rightarrow 0$, μπορεί το άθροισμα της τελευταίας σχέσης να αντικατασταθεί από ένα ορισμένο ολοκλήρωμα και η συνθήκη μας να γίνει:

$$\int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_N} d\varepsilon \varepsilon^{-p-4} n_0 \varepsilon_1^p \geq A \Rightarrow \frac{n_0 \varepsilon_1^p}{-(p+3)} \left(\varepsilon_N^{-(p+3)} - \varepsilon_1^{-(p+3)} \right) \geq A \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \frac{n_0}{p+3} \varepsilon_1^p \left(\frac{1}{\varepsilon_1^{p+3}} - \frac{1}{\varepsilon_N^{p+3}} \right) \geq A \quad (3)$$

Στη σχέση αυτή προφανώς τα $\varepsilon_1 \equiv \varepsilon_{min}$, $\varepsilon_N \equiv \varepsilon_{max}$ θεωρούνται γνωστά καθώς και η σταθερά A . Έτσι με κάποιο τρόπο καταλήγουμε σε έναν περιορισμό για τα n_0 , p του φάσματος των ακτίνων γ έτσι ώστε να συμβαίνει ο μη γραμμικός κύκλος που μας ενδιαφέρει.

Στο επίπεδο των παρατηρήσεων, το συμπέρασμα αυτό μπορεί να μας δώσει μια αρκετά καλή (ποιοτική τουλάχιστον) εικόνα για το πώς μπορούν να εξηγηθούν «σπασίματα» στους νόμους δύναμης που εμφανίζονται στη περιοχή των TeV και ταυτόχρονη «αύξηση» σε λαμπρότητα των Synchrotron κορυφών στα φάσματα των AGNs, μέσω του συγκεκριμένου μηχανισμού του quenching.

Εγείρεται βέβαια το ερώτημα, με ποιους τρόπους, με ποια παρατηρησιακά χαρακτηριστικά, αν αυτό είναι εφικτό, θα διαχωρίσουμε έναν «εσωτερικό» πληθυσμό φωτονίων σαν αυτόν που μας χρειάζεται προκειμένου να λαμβάνει χώρα ο συγκεκριμένος μηχανισμός, από έναν οποιονδήποτε άλλο πληθυσμό φωτονίων που θα προϋπάρχει στη πηγή. Θα δούμε παρακάτω, και συγκεκριμένα στο κεφάλαιο 4 όπου θα μιλήσουμε για τις παρατηρήσεις ότι εν γένει, υπάρχουν κάποιοι περιορισμοί που τίθενται αυτοσυνεπώς από το μοντέλο και έτσι έχουμε μια εικόνα για το ποια περίπου παρατηρησιακά χαρακτηριστικά αναμένουμε στη περίπτωση που ένα τέτοιο φαινόμενο είναι δυνατόν να συμβαίνει, αλλά οι λεπτομέρειες ως προς κάποια από αυτά τα χαρακτηριστικά ξεφεύγουν του αντικειμένου της παρούσης μελέτης και δεν υποστηρίζονται μόνο από την αναλυτική δουλειά που έχει παρατεθεί εδώ.

Προς το παρόν, αυτό που είναι χρήσιμο να αναφέρουμε είναι πώς από τη σχέση (3) που είναι μια μορφή της κρίσιμης συνθήκης και που περιλαμβάνει τη σταθερά n_0 αλλά και τον εκθέτη p του φάσματος των ακτίνων γ , μπορούμε να περάσουμε σε μια αντίστοιχη σχέση για την συμπαγότητα l_{γ}^{inj} (ισοδύναμα τη λαμπρότητα των ακτίνων γ).

$$\begin{aligned} \text{Γνωρίζουμε ότι ισχύει: } l_{\gamma}^{inj} &= \frac{1}{3} \int_{\varepsilon_{min}}^{\varepsilon_{max}} d\varepsilon n(\varepsilon) \varepsilon = \frac{1}{3} \frac{n_0}{\varepsilon_1^{-p}} \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_{max}} \varepsilon^{-p+1} d\varepsilon \Rightarrow \\ \Rightarrow l_{\gamma}^{inj} &= \frac{1}{3} \left\{ \begin{array}{l} \frac{n_0}{\varepsilon_1^{-p}} \frac{1}{(-p+2)} \{ \varepsilon_{max}^{-p+2} - \varepsilon_1^{-p+2} \} \quad , p \neq 2 \\ \frac{n_0}{\varepsilon_1^{-p}} \ln \left(\frac{\varepsilon_{max}}{\varepsilon_1} \right) = n_0 \varepsilon_1^p \ln \left(\frac{\varepsilon_{max}}{\varepsilon_1} \right) \quad , p = 2 \end{array} \right. \quad (4) \end{aligned}$$

Συνεπώς στη περίπτωση που οι «εισερχόμενες» ακτίνες γ ακολουθούν ένα νόμο δύναμης της μορφής $n(\varepsilon) = n_0 \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_1} \right)^{-p}$, η αντίστοιχη συμπαγότητα εμφανίζει δύο κλάδους, ανάλογα με τον εκθέτη του νόμου δύναμης.

Με αυτό το δεδομένο, μπορούμε να καταλήξουμε σε μια νέα μορφή της κρίσιμης συνθήκης, αν από την (4) λύσουμε ως προς n_0 για τις δύο περιπτώσεις και αντικαταστήσουμε στη σχέση (3).

Έτσι έχουμε:

$$n_0 = \begin{cases} 3l_{\gamma}^{inj} \varepsilon_1^{-p} (-p+2) (\varepsilon_{max}^{-p+2} - \varepsilon_1^{-p+2})^{-1} , & p \neq 2 \\ 3l_{\gamma}^{inj} \varepsilon_1^{-p} \left(\ln \left(\frac{\varepsilon_{max}}{\varepsilon_1} \right) \right)^{-1} , & p = 2 \end{cases}$$

και η σχέση (3) δίνει:

$$\text{Για } p \neq 2: l_{\gamma}^{inj} \geq \frac{b^2}{48\sigma_0} \frac{(p+3)}{(-p+2)} \frac{(\varepsilon_{max}^{-p+2} - \varepsilon_{min}^{-p+2})}{(\varepsilon_{min}^{-p-3} - \varepsilon_{max}^{-p-3})} \quad (5)$$

$$\text{και για } p = 2: l_{\gamma}^{inj} \geq \frac{b^2}{48\sigma_0} \frac{(p+3)}{(\varepsilon_{min}^{-p-3} - \varepsilon_{max}^{-p-3})} \ln \left(\frac{\varepsilon_{max}}{\varepsilon_1} \right) \quad (6)$$

όπου οι ισότητες μας δίνουν την $l_{\gamma,cr}^{inj}$ για $p \neq 2$ και $p = 2$ αντίστοιχα.

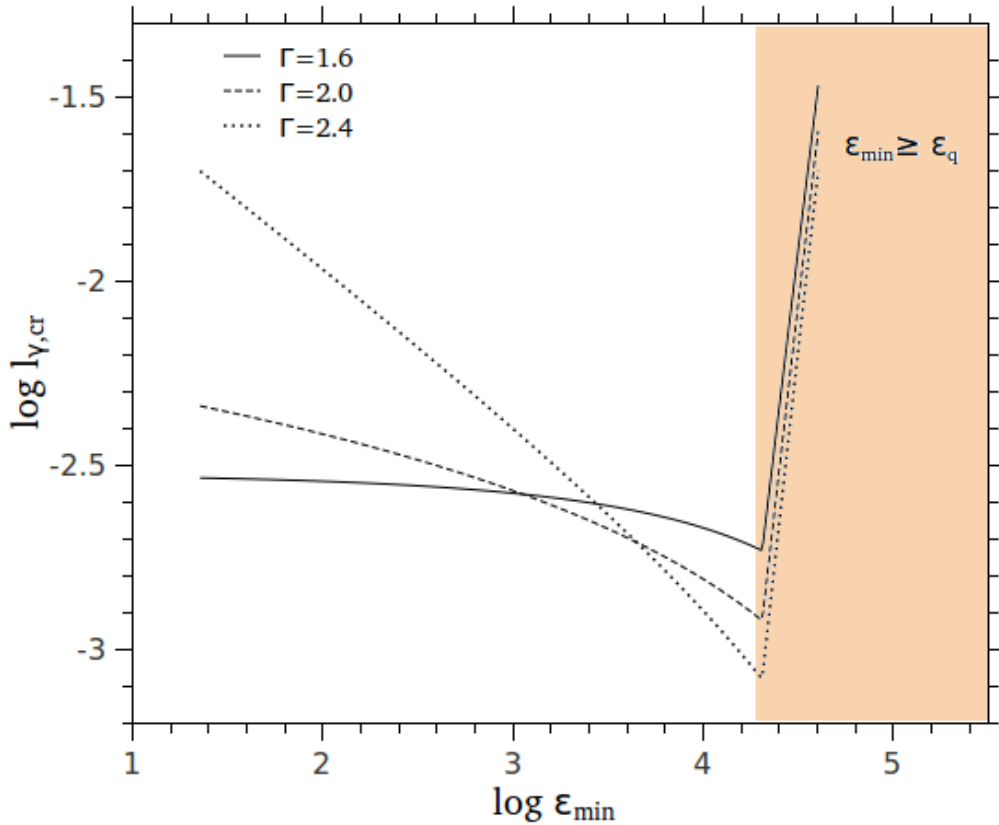
Η κρίσιμη αυτή συνθήκη με τους δύο κλάδους στην οποία καταλήξαμε, υπονοεί ότι το quenching επηρεάζει ολόκληρο τον νόμο δύναμης των ακτίνων γ , δεδομένου ότι προέκυψε με βάση την απαίτηση η feedback condition να ισχύει για την μικρότερη ($\varepsilon_{min} \equiv \varepsilon_1$) και άρα για όλες τις ενέργειες του νόμου δύναμης.

Ενδιαφέρον παρουσιάζει η περίπτωση όπου η «κρίσιμη» ενέργεια ε^* πάνω από την οποία το φαινόμενο του quenching είναι σημαντικό, είναι μεγαλύτερη από την ε_1 και άρα το φαινόμενο επηρεάζει ένα μόνο τμήμα του νόμου δύναμης.

Η μορφή της κρίσιμης συμπαγότητας στις σχέσεις (5) και (6) θα είναι η ίδια, με τη διαφορά ότι στη θέση του ε_{min} θα έχω το $\varepsilon^* \equiv 2/b^{1/3}$ (στους παρονομαστές), δεδομένου ότι το μόνο που αλλάζει είναι το κάτω όριο της ολοκλήρωσης.

Γίνεται φανερό ότι μπορέσαμε να εξάγουμε μια μάλλον απλή αναλυτική λύση για τη κρίσιμη συμπαγότητα μέσω όμως μιας σειράς προσεγγίσεων και θεωρήσεων που πιθανά περιορίζουν την εμβέλεια της ισχύος της.

Στο σχήμα 12 παρατίθεται η γραφική παράσταση της αναλυτικής μας λύσης για τις δύο περιπτώσεις ($\varepsilon^* > \varepsilon_{min}$ και $\varepsilon^* < \varepsilon_{min}$) και για τιμές του εκθέτη νόμου δύναμης $p = 1.6$, $p = 2$ και $p = 2.4$ συναρτήσει της ε_{min} , ενώ στο σχήμα 13 η αντίστοιχη γραφική παράσταση συναρτήσει της ε_{max} .



Σχήμα 12: Λογαριθμικό διάγραμμα της κρίσιμης συμπαγότητας $l_{\gamma,cr}^{inj}$ συναρτήσει της ϵ_{min} για τρεις τιμές του εκθέτη νόμου δύναμης του εισερχόμενου φάσματος. Οι υπόλοιπες παράμετροι είναι $B = 40 G$ και $R = 3 \times 10^{16} cm$. Η χρωματισμένη περιοχή αντιστοιχεί στη περιοχή όπου αριθμητικά και αναλυτικά αποτελέσματα αποκλίνουν σημαντικά.

Κάνοντας μια σύγκριση με τα αντίστοιχα αριθμητικά αποτελέσματα, όπου οι δικές μας σχετικά χονδροειδείς προσεγγίσεις δεν περιλαμβάνονται, παρατηρήσαμε ότι η σύμπτωση των αποτελεσμάτων παρατηρείται μόνο στη περίπτωση $\epsilon^* > \epsilon_{min}$ δηλαδή όταν το quenching επηρεάζει ένα μόνο τμήμα του νόμου δύναμης, ενώ η αναλυτική μας λύση αποκλίνει σημαντικά από τα αριθμητικά αποτελέσματα στη περίπτωση που το φαινόμενο επηρεάζει ολόκληρο το νόμο δύναμης των «εισερχόμενων» ακτίνων γ .

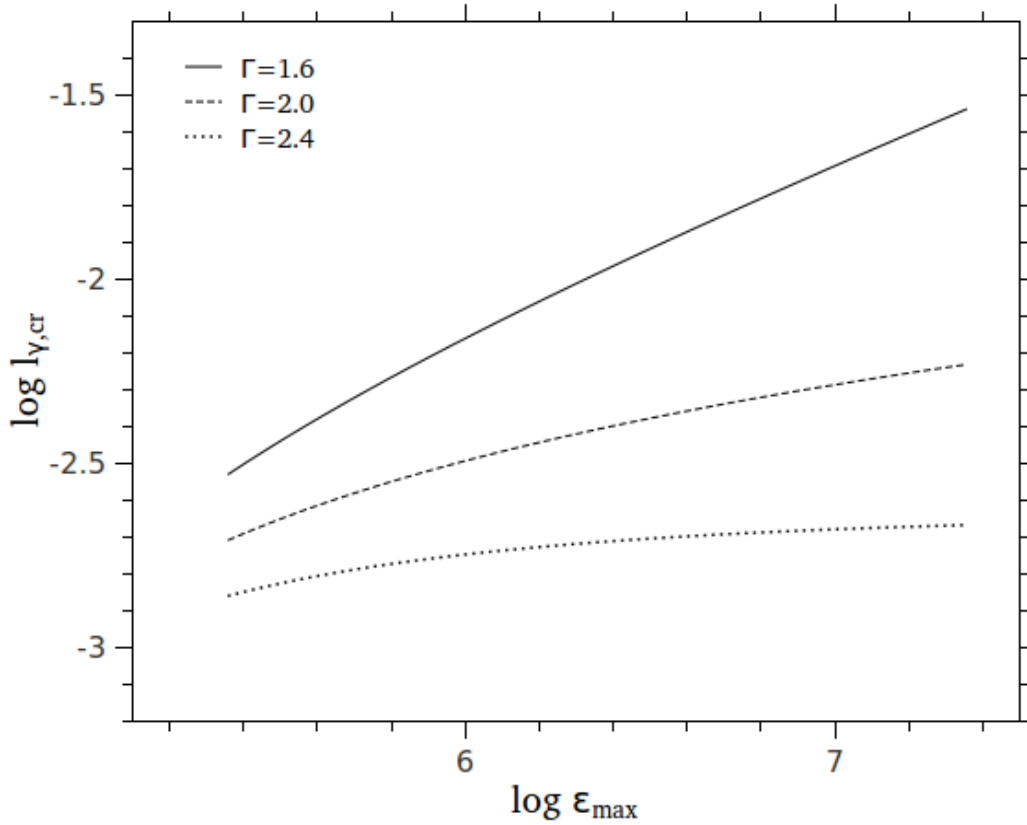
Η εξήγηση που μπορεί να δοθεί είναι η εξής:

Για την περίπτωση όπου $\epsilon^* < \epsilon_{min}$, δηλαδή όταν το φάσμα επηρεάζεται ολόκληρο από το quenching, κάθε ενέργεια ϵ_γ του νόμου δύναμης όσο κινείται προς την ϵ_{max} του φάσματος, αλληλεπιδρά με τα soft φωτόνια με ενεργό διατομή όλο και μικρότερη σε σχέση με το κατώφλι (που αντιστοιχεί σε $\epsilon_\gamma = \epsilon^*$) εξαιτίας της μορφής της ενεργού διατομής της $\gamma\gamma$ αλληλεπίδρασης.

Εμείς όμως, έχουμε προσεγγίσει το Synchrotron φάσμα των μαλακών φωτονίων από μια συνάρτηση Δέλτα στην κύρια ενέργεια $x = \frac{b\varepsilon_\gamma^2}{4}$ φροντίζοντας βέβαια να αντιστοιχεί στην ίδια συνολική λαμπρότητα. Με αυτό τον τρόπο έχουμε αμελήσει όλη την κατανομή των soft φωτονίων με ενέργειες μικρότερες της κύριας, κάτι που στη δεδομένη περίπτωση όμως, θα έδινε απορροφήσεις με την ίδια ενέργεια $\varepsilon_\gamma > \varepsilon^*$ με μεγαλύτερη πιθανότητα αφού με αυτό τον τρόπο στο διάγραμμα της ενεργού διατομής θα πλησιάζαμε το κατώφλι. Έτσι σε αυτή τη περίπτωση, φαίνεται πως «πληρώνουμε» αρκετά μεγάλο τίμημα για τη προσέγγιση που έχουμε κάνει (μειώνοντας τεχνητά το οπτικό βάθος της αλληλεπίδρασης) και έτσι δικαιολογείται και η μεγάλη απόκλιση αριθμητικής και αναλυτικής λύσης.

Αντίθετα, για την περίπτωση όπου $\varepsilon^* > \varepsilon_{min}$, οι ενέργειες ε_γ του νόμου δύναμης με $\varepsilon_{min} < \varepsilon_\gamma < \varepsilon^*$, δεν επηρεάζονται από το quenching. Έτσι, αυτή τη φορά, οι ενέργειες των μαλακών φωτονίων με $x < \frac{b\varepsilon_\gamma^2}{4}$ που εμείς δεν λαμβάνουμε υπόψη λόγω της Δέλτα προσέγγισης της κατανομής, δεν συνεισφέρουν στις απορροφήσεις και άρα οι αποκλίσεις της αναλυτικής μας λύσης από τα αριθμητικά αποτελέσματα είναι πλέον βιώσιμες.

Ένα λοιπόν πρώτο συμπέρασμα που μπορούμε να εξάγουμε είναι ότι τα αναλυτικά μας αποτελέσματα (με βάση τις προσεγγίσεις που κάναμε) θα έχουν καλή ισχύ για τη περίπτωση όπου ο νόμος δύναμης των εισερχόμενων ακτίνων γ επηρεάζεται μόνο τμηματικά από το φαινόμενο του quenching. Επιπλέον, εξετάζοντας τη συμπεριφορά της αναλυτικής μας λύσης σε σύγκριση με τα αριθμητικά μας αποτελέσματα για διαφορετικούς φασματικούς δείκτες του νόμου δύναμης των ακτίνων γ , το συμπέρασμα που φαίνεται να εξάγεται είναι ότι η σύμπτωση αναλυτικών και αριθμητικών αποτελεσμάτων είναι αρκετά ικανοποιητική τόσο για $p \geq 2$ όσο και για $p < 2$.



Σχήμα 13: Διάγραμμα της αναλυτικής μας λύσης συναρτήσεως της ϵ_{max} για τρεις τιμές του εκθέτη νόμου δύναμης του εισερχόμενου φάσματος των ακτίνων γ , κρατώντας το ϵ_{min} σταθερό και ίσο με $\epsilon_{min} = 1.4 \times 10^5$. Οι υπόλοιπες τιμές των παραμέτρων είναι και πάλι $B = 40 G$ και $R = 3 \times 10^{16} cm$.

Το σχόλιο που μπορεί να γίνει ως προς τη ποιοτική συμπεριφορά της λύσης μας συναρτήσεως της ϵ_{max} , είναι το εξής:

Όσο το ϵ_{max} αυξάνεται (και άρα η κύρια ενέργεια των μαλακών φωτονίων x_{max} αυξάνεται επίσης), το οπτικό βάθος της $\gamma\gamma$ αλληλεπίδρασης μειώνεται σημαντικά. Το συμπέρασμα αυτό προκύπτει αν κάνουμε αναλυτικά τον υπολογισμό για το οπτικό βάθος μέσω της σχέσης $\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon_\gamma) \propto \int_{2/\epsilon_\gamma}^{x_{max}} dx n_0(x) \sigma_{\gamma\gamma}$, αυξάνοντας την ϵ_{max} .

Αυτό σημαίνει ότι θα απαιτείται όλο και μεγαλύτερη τιμή της $l_{\gamma,cr}$ προκειμένου να πληρείται το κριτήριο της υπερκρυσιμότητας και ο μη γραμμικός κύκλος του quenching να λειτουργεί.

Προκειμένου να έχουμε μια εικόνα για το πώς θα μοιάζει ένα νF_γ φάσμα για τις δύο περιπτώσεις ($\epsilon^* > \epsilon_{min}$ και $\epsilon^* < \epsilon_{min}$), δανειζόμαστε τα αντίστοιχα plots από τη δουλειά "Implications of automatic photon quenching in compact gamma ray sources".

Με βάση όσα έχουν υποτεθεί εκεί, στη περίπτωση $\varepsilon^* > \varepsilon_{min}$, αυτό που θα παρατηρούμε είναι ένα «σπάσιμο» στο νόμο δύναμης πάνω από την ε_{brk} , μια πολύ κοινή εικόνα στα φάσματα των AGNs.

Για ένα δεδομένο B , η συνθήκη feedback είναι η γνωστή μας $b\varepsilon_\gamma^3 \geq 2$, όπου προφανώς η ε_γ πρέπει να αντικατασταθεί από την ε_{max} . Σε αυτή τη περίπτωση, η παραγωγή Synchrotron φωτονίων με ενέργεια $x_{max} = \frac{b\varepsilon_{max}^2}{4}$ είναι δεδομένη.

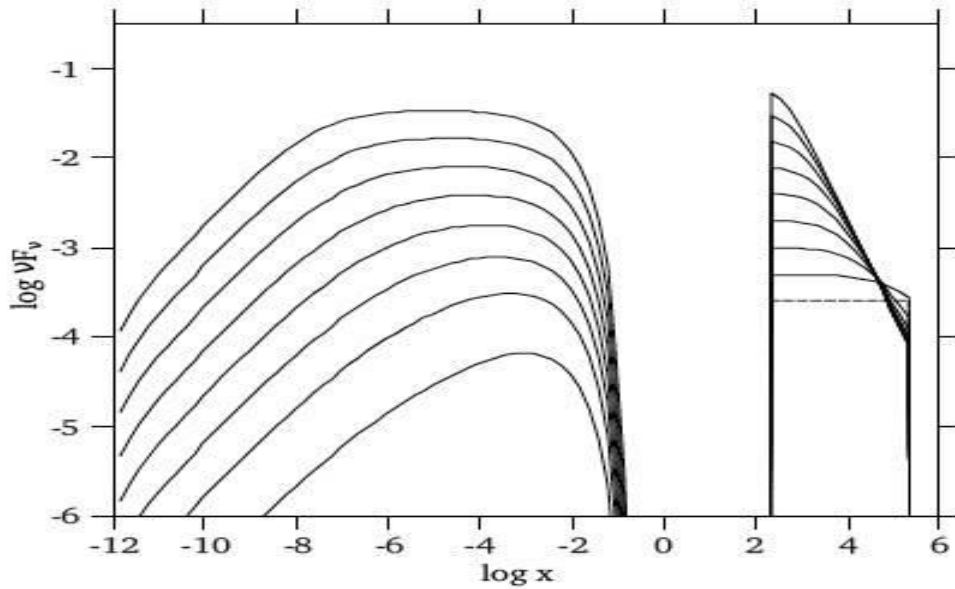
Αυτό σημαίνει ότι ακτίνες γ με ενέργεια $\varepsilon_\gamma > \varepsilon_{brk} = \frac{2}{x_{max}} = \frac{8}{b\varepsilon_{max}^2}$ (7)

θα απορροφώνται μέσω $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ και ανάλογα με τη σχέση των $\varepsilon_{brk}, \varepsilon_{min}$ θα διακρίνουμε τις εξής δύο περιπτώσεις:

- αν $\varepsilon_{min} > \varepsilon_{brk}$: τότε το φαινόμενο του quenching επηρεάζει το σύνολο του φάσματος
- αν $\varepsilon_{min} < \varepsilon_{brk}$: τότε το quenching επηρεάζει τις ακτίνες γ με ενέργειες από ε_{max} έως (κατεβαίνοντας) ε_{brk} ενώ για $\varepsilon_\gamma \leq \varepsilon_{brk}$ το φάσμα θα παραμείνει ανεπηρέαστο δηλαδή ίδιο με εκείνο των εισερχόμενων ακτίνων γ .

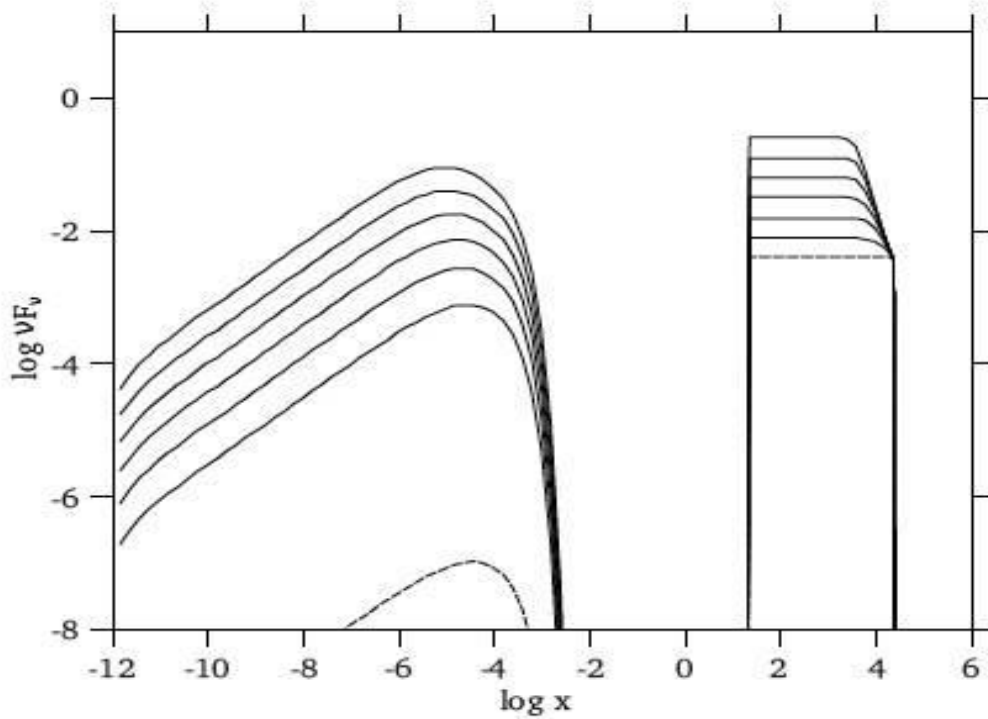
Οι δύο αυτές περιπτώσεις θα απεικονίζονται όπως στα σχήματα 14 και 15 αντίστοιχα, τα οποία και παραθέτουμε προκειμένου να έχουμε μια εικόνα για το πώς θα μοιάζουν τα «απορροφημένα φάσματα στις ακτίνες γ αλλά και τα δημιουργούμενα στις ακτίνες X λόγω του quenching:

Στο σχήμα 14 έχουμε τη περίπτωση όπου οι παράμετροι επελέγησαν έτσι ώστε το ε_{brk} να είναι συγκρίσιμο με το ε_{min} . Αυτό που αναμένουμε είναι το quenching να επηρεάζει ολόκληρο το φάσμα. Πράγματι, καθώς η λαμπρότητα των εισερχόμενων ακτίνων γ αυξάνει, η απορρόφηση κινείται σταδιακά σε χαμηλότερες ενέργειες, έως ότου επηρεάσει το σύνολο της κατανομής.



Σχήμα 14: Το φάσμα για εισαγωγή ακτίνων γ με νόμο δύναμης της μορφής $Q_\gamma = Q_0 \varepsilon_\gamma^{-2}$ για $\varepsilon_{min} < \varepsilon_\gamma < \varepsilon_{max}$ με $\varepsilon_{min} = 2.3 \times 10^2$ και $\varepsilon_{max} = 2.3 \times 10^5$, για διάφορες τιμές της σταθεράς κανονικοποίησης Q_0 (Τιμή εκκίνησης $Q_0 = 2.5 \times 10^{-4}$) Οι παράμετροι της πηγής : $B = 40 G$ και $R = 3 \times 10^{16} cm$.

Στο σχήμα 15 έχουμε τη περίπτωση $\varepsilon_{min} < \varepsilon_{brk}$ και όπως φαίνεται, ο νόμος δύναμης σπάει- λόγω του quenching- πάνω από το ε_{brk} (αριθμητικά η τιμή του ε_{brk} προκύπτει να είναι μικρότερη κατά έναν παράγοντα 2 από εκείνη που προκύπτει μέσω της σχέσης (7) καθώς κατά τους αριθμητικούς υπολογισμούς χρησιμοποιούνται οι πλήρεις εκφράσεις για την Synchrotron εκπομπή και την ενεργό διατομή της γγ αλληλεπίδρασης και όχι οι προσεγγίσεις με συνάρτηση δέλτα που υπονοούνται στην εξαγωγή της σχέσης (7)). Καθώς αυξάνεται η λαμπρότητα των εισερχόμενων ακτίνων γ και άρα το quenching διαδραματίζει όλο και σημαντικότερο ρόλο, το σπάσιμο μεταξύ του μη απορροφημένου και του απορροφημένου τμήματος του φάσματος γίνεται όλο και πιο απότομο.



Σχήμα 15: Όμοια με το σχήμα 14, αλλάζουν τα $\varepsilon_{min} = 23$ και $\varepsilon_{max} = 2.3 \times 10^4$ και η τιμή εκκίνησης της σταθεράς κανονικοποίησης $Q_0 = 4 \times 10^{-3}$. Οι παράμετροι της πηγής οι ίδιες.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

4.1 Παρατηρήσεις & προτεινόμενα μοντέλα: Όρια και επιτυχίες

Όπως ήδη έχει αναφερθεί και στο κεφάλαιο 1 κατά τη διάρκεια μιας πρώτης περιγραφής των χαρακτηριστικών των ενεργών γαλαξιών (AGNs), τα αντικείμενα αυτά παρουσιάζουν εκτεταμένη εκπομπή σχεδόν στο σύνολο του H/M φάσματος. Οι περιοχές βέβαια που παρουσιάζουν για την περίπτωσή μας ενδιαφέρον, είναι η περιοχή των ακτίνων γ και κυρίως η περιοχή των TeV όπου εμφανίζονται τα «σπασίματα» στους νόμους δύναμης που έχουμε ήδη αναφέρει, καθώς και η ευρύτερη περιοχή των ακτίνων X (UV-X περιοχή) όπου αναμένουμε να «βγαίνει» η ενέργεια του απορροφημένου τμήματος του φάσματος.

Οι περισσότερες εξωγαλαξιακές πηγές από τις οποίες ακτίνες γ πολύ υψηλών ενεργειών (VHE, $> 100 \text{ GeV}$) έχουν παρατηρηθεί, ανήκουν στην κατηγορία των Blazars, δηλαδή ανήκουν σε μια υποκατηγορία των ενεργών γαλαξιών (AGNs) στους οποίους οι σχετικιστικοί πίδακες κατευθύνονται πολύ κοντά στη γραμμή παρατήρησης. Οι Blazars γενικά χαρακτηρίζονται από ισχυρή μεταβλητότητα σε όλα τα μήκη κύματος από τα ραδιοκύματα έως τις ακτίνες γ . Οι συσχετίσεις μεταξύ των διαφορετικών φασματικών περιοχών είναι πολύπλοκες, αν και γενικά φαίνεται η αύξηση σε ροή σε χαμηλότερες ενέργειες (πχ στο οπτικό) να ακολουθείται από αύξηση στη ροή στις υψηλές ενέργειες (ακτίνες γ) τουλάχιστον σε κάποιες πηγές (βλ. Reinthal et al, 2012).

Η φασματική κατανομή (Spectral Energy Distribution- SED) των Blazars παρουσιάζει γενικά μια δομή δύο κορυφών, μίας στη περιοχή από τα ραδιοκύματα έως τις ακτίνες X (με το peak συνήθως στη UV-X περιοχή) και μίας στη περιοχή από τις ακτίνες X έως τις γ (με το αντίστοιχο peak στη περιοχή των GeV- TeV ακτίνων γ). Η ακτινοβολία παράγεται σε έναν ισχυρά εντοπισμένο πίδακα πλάσματος και η SED με τις δύο κορυφές συχνά εξηγείται μέσω ενός και μόνο πληθυσμού σχετικιστικών ηλεκτρονίων: Η πρώτη κορυφή οφείλεται σε ακτινοβολία Synchrotron λόγω του μαγνητικού πεδίου του πίδακα ενώ η δεύτερη οφείλεται σε αντίστροφο σκεδασμό Compton μαλακών φωτονίων (Rees, 1967). Αυτά τα μαλακά φωτόνια είναι δυνατόν να προέρχονται από περιοχές εξωτερικές του jet (external Compton Scattering, Dermer & Schlickeiser, 1993) ή να παράγονται εντός του jet μέσω ακτινοβολίας Synchrotron (Synchrotron self- Compton(SSC) μοντέλο, Maraschi et. al, 1992).

Στην κατηγορία των Blazars εντάσσονται τόσο οι λεγόμενοι FSRQs (Flat Radio Spectrum Quasars) όσο και τα BL-Lac αντικείμενα τα οποία πιστεύεται ότι είναι εγγενώς διαφορετικά. Οι FSRQs εμφανίζουν φαρδιές γραμμές εκπομπής στα οπτικά τους φάσματα ενώ τα BL-Lacs παρουσιάζουν φάσματα με αδύναμες ή καθόλου γραμμές εκπομπής πιθανά “συγκαλυμμένες” κάτω από μια ισχυρή εκπομπή από τον πίδακα. Κάτι τέτοιο υποδεικνύει ότι στα BL-Lac αντικείμενα ο κύριος πληθυσμός των φωτονίων- στόχων για τον ICS θα πρέπει να προέρχεται από την εκπομπή Synchrotron. Πράγματι, τα περισσότερα φάσματα των BL-Lacs περιγράφονται ικανοποιητικά από ένα απλό SSC μοντέλο (Bloom & Marscher 1996; Tavecchio et. al 1998).

Σε πολλές πηγές η ερμηνεία του φάσματος βασίζεται σε παραλλαγές του SSC μοντέλου (πχ τα two- zone ή multi- zone μοντέλα όπου η ακτινοβολία θεωρείται ότι προέρχεται από διαφορετικές περιοχές του αντικειμένου).

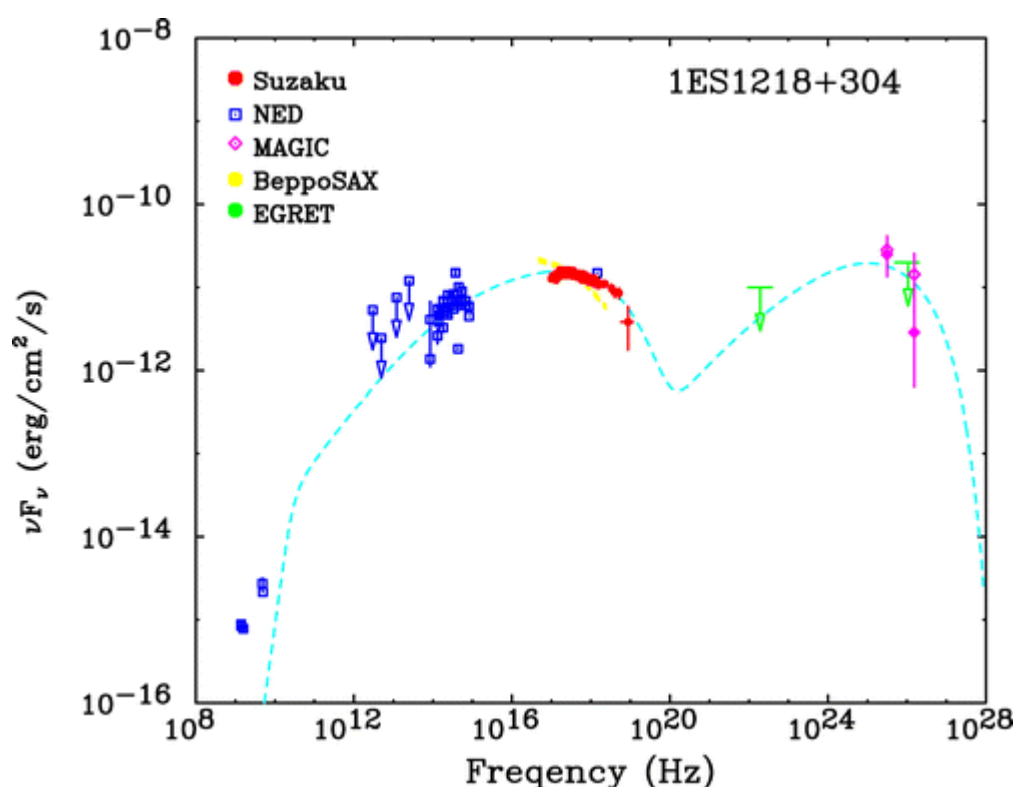
Εναλλακτικά υπάρχουν και μοντέλα που βασίζονται σε αδρονικές αλληλεπιδράσεις- τα λεγόμενα αδρονικά- τα οποία βέβαια απαιτούν διαφορετικές παραμέτρους όπως πχ ισχυρότερα μαγνητικά πεδία αλλά η ισχύς των οποίων δεν μπορεί να αποκλεισθεί για έναν σημαντικό αριθμό τέτοιων πηγών (Mannheim,1993).

Συχνά παρατηρείται το φαινόμενο, παραπάνω από ένα μοντέλα να περιγράφουν ικανοποιητικά το φάσμα των πηγών αυτών (ή να το περιγράφουν τμηματικά), ενώ άλλα να είναι- και άλλα όχι- συμβατά με άλλα φυσικά χαρακτηριστικά τους, όπως η μεταβλητότητα. Εντέλει, το αν ένα μοντέλο ταιριάζει καλά ή όχι στις παρατηρήσεις έχει να κάνει και με το αν οι παράμετροι που απαιτεί για την πηγή είναι τελικά ρεαλιστικές ή όχι.

Παρακάτω θα αναφέρουμε αρκετά παραδείγματα πηγών, τόσο από τη κατηγορία των BL-Lacs όσο και εκείνη των FSRQs προκειμένου να αναδείξουμε όσο το δυνατόν πιο πλήρως τα ζητήματα που εγείρονται κατά τη προσπάθεια μοντελοποίησής τους, τα όρια, τους περιορισμούς αλλά και τις επιτυχίες των προτεινόμενων μοντέλων ενώ στην επόμενη ενότητα του παρόντος κεφαλαίου θα προσπαθήσουμε να οργανώσουμε τα παρατηρησιακά χαρακτηριστικά που αναμένουμε να έχουμε αν το quenching σαν μηχανισμός είναι ρεαλιστικός, τουλάχιστον εκείνα που μπορούν να υποστηριχθούν με βάση την αναλυτική δουλειά που παρατέθηκε εδώ. Οπωσδήποτε μια πιο αναλυτική μελέτη θα αποτελέσει αντικείμενο έρευνας και μετά το πέρας της παρούσης εργασίας.

Η πηγή 1ES1218+304 ($z = 0.182$) που ανήκει στη κατηγορία των BL-Lac αντικειμένων, αποτελεί μια ενδιαφέρουσα περίπτωση σε σχέση με την ερμηνεία του φάσματός της αλλά και τη συζήτηση που αυτή μπορεί να υποκινήσει σε σχέση με τη συμβατότητα ενός τέτοιου μοντέλου με τα υπόλοιπα φυσικά της χαρακτηριστικά.

Η εκπομπή στις πολύ υψηλές ενέργειες μοιάζει να είναι συμβατή με μια SSC προέλευση. Στη περιοχή των TeV, η οριακή περίσσεια ενέργειας που παρατηρείται μπορεί να οφείλεται σε συστηματικά σφάλματα, μπορεί όμως και να αποτελεί ένδειξη ότι κάποιος άλλος μηχανισμός είναι υπεύθυνος για την ακτινοβολία στη περιοχή των ακτίνων γ . Επιπλέον, αναμένεται ένα σημαντικό «βάθμα» στο φάσμα εξαιτίας της διαδικασίας της δίδυμης γένεσης σε αλληλεπιδράσεις των ακτίνων γ με χαμηλοενεργειακά φωτόνια του μεσογαλαξιακού πεδίου ακτινοβολίας (“VHE gamma ray spectrum of 1ES1218+304”, T. Bretz, D. Dower et al. for the MAGIC collaboration, 2005). Ακολουθεί το φάσμα του 1ES1218+304 από την ερευνητική δουλειά “Suzaku observation of TeV blazar the 1ES1218+304: clues on particle acceleration in an extreme TeV blazar”, R. Sato, J.Kataoka et al, ApJL, 2008.



Σχήμα 14: Το συνολικό SED του 1ES1218+304. Οι γεμάτοι κύκλοι αντιστοιχούν στις παρατηρήσεις στις ακτίνες X από το Suzaku. Για τα δεδομένα στα TeV (Albert et al, 2006) έχει γίνει διόρθωση για το IR EBL (Primack et al, 2001). Οι υπόλοιπες περιοχές καλύπτονται από αρχαιικά δεδομένα. Η διακεκομμένη γραμμή αποτελεί πρόβλεψη στα πλαίσια ενός one-zone SSC μοντέλου (παράμετροι $B = 0.047 G$, $s = 1.7$, $\gamma_{min} = 1$, $\gamma_{brk} = 8 \times 10^3$, $\gamma_{max} = 8 \times 10^5$ όπου s ο φασματικός δείκτης της κατανομής των ηλεκτρονίων και γ_{min} κτλ οι παράγοντες Lorentz) (Kataoka et al, 2000).

Σχετικά με τη μεταβλητότητα της πηγής, ο Blazar 1ES1218+304 είναι ένα ξεκάθαρο παράδειγμα σημαντικής variability από μια μέση ροή στη περιοχή των VHE ακτίνων γ κάτι που θα αποτελέσει οπωσδήποτε πρόκληση για όσα μοντέλα υποθέτουν σταθερή εκπομπή στις πολύ υψηλές ενέργειες από την πηγή (πχ R uger et al, 2010). Γενικά το μέγεθος της εκπέμπουσας περιοχής R περιορίζεται από τη σχέση $R \leq c t_{var} \delta / (1 + z)$ όπου δ ο Doppler factor και t_{var} η παρατηρούμενη μεταβλητότητα στις ακτίνες γ . Διαβάζοντας μια μεταβλητότητα της τάξης του $t_{var} \leq 1 \text{ day}$ και για μια τυπική τιμή του παράγοντα Doppler για AGNs $\delta \sim 20$, η διάσταση της περιοχής R προκύπτει $R \lesssim 0.01 \text{ pc}$. Αντίθετα, αν και το φάσμα κατά την quiet state συνάδει με αυτό που προβλέπει ένα ICS μοντέλο, η πρόβλεψη για την $R \sim \text{pc}$  ρχεται σε αντίθεση με την αντίστοιχη πρόβλεψη λόγω της variability (“Discovery of variability in the very high energy γ -ray emission of 1ES1218+304 with VERITAS”, V.A Acciari et al, The Astrophysical Journal Letters, 709: L163-167, February 2010).

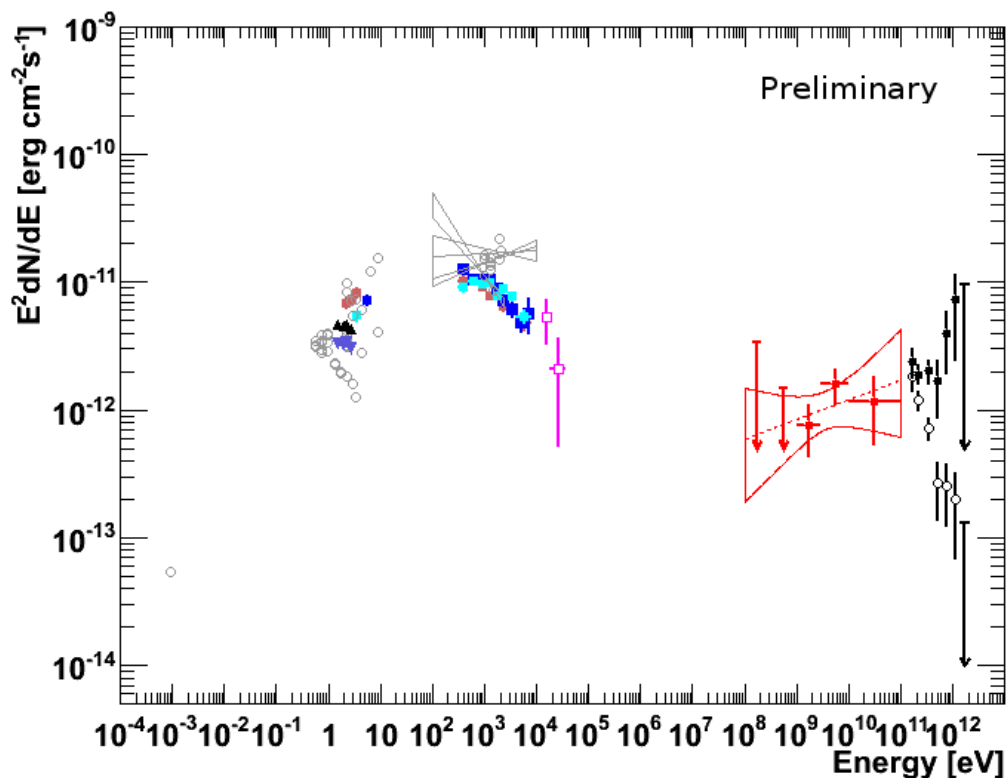
Μια  πίσης ενδιαφέρουσα περίπτωση είναι εκείνη του blazar 1ES0414+009 (HBL- high energy peaked BL-Lac) ($z = 0.287$) ο οποίος παρατηρήθηκε στην περιοχή των υψηλών ενεργειών (HE) από το Fermi-LAT και στην VHE περιοχή από το H.E.S.S. Η κορυφή της Synchrotron εκπομπής τοποθετείται κοντά στο 0.1 keV ενώ η κορυφή στις υψηλές ενέργειες είναι πάνω από τα $1 - 2 \text{ TeV}$.

Οι τόσο υψηλές ενέργειες στις οποίες εμφανίζεται η ICS κορυφή δύσκολα  ξηγούνται από ένα one- zone SSC μοντέλο: Αν ο αντίστροφος σκεδασμός Compton συμβαίνει στο Klein- Nishina (K-N)  ριο, το φάσμα στη περιοχή των VHE γίνεται πολύ απότομο, εκτός αν θεωρήσουμε ότι η ψύξη των ηλεκτρονίων κυριαρχείται από το βαθύ K-N  ριο. Κάτι τέτοιο  μως θα σήμαινε ότι υποχρεωτικά θα  πρεπε να παρατηρούμε αντίστοιχο βάθεμα στο φάσμα και στις σκληρές ακτίνες X, κάτι που δεν υποστηρίζεται από τα δεδομένα των Swift/ XRT και BAT (“Discovery of hard spectrum γ -ray emission from the BL-Lac object 1ES0414+009”, H.E.S.S collaboration, A. Abramowski et al, Astronomy& Astrophysics, January 2012).

Εάν πάλι επιβάλλουμε το  ριο Thomson, αυτό θα σημαίνει είτε extreme παραμέτρους ($\delta > 200$ και $B < 0.002 \text{ G}$) είτε μεγάλη ακτινοβολούσα περιοχή ($R \sim 10^{17} \text{ cm}$) ενώ η τυπική ακτίνα εκτιμάται σε $R \sim 10^{16} \text{ cm}$.

Παρακάτω παρατίθεται το φάσμα της πηγής 1ES0414+009 όπου γίνεται εμφανής και η μεγάλη απόσταση μεταξύ των δύο κορυφών που ήδη αναφέρθηκε.

Το break στη περιοχή των πολύ υψηλών ενεργειών φαίνεται να είναι πάνω από τα $1-2 \text{ TeV}$, χωρίς  μως να μπορούμε να  χουμε σαφή εκτίμηση για την ακριβή του θέση.



Σχήμα 15: Μέση Φασματική Ενεργειακή Κατανομή (SED) του 1ES0414+009 για τις παρατηρήσεις 2005-2009. Οι μαύροι γεμάτοι/ ανοιχτοί κύκλοι αφορούν σε δεδομένα του H.E.S.S με/ χωρίς EBL διόρθωση, τα κόκκινα σημεία σε μετρήσεις του Fermi (τα βέλη δηλώνουν 95% άνω όρια), τα μωβ δεδομένα του Swift/ BAT σε 5 χρόνια, τα πράσινα τετράγωνα (Οκτ 2006)- μπλε ανοιχτά τρίγωνα (Ιαν 2008) και γαλάζιοι σταυροί (Φεβρουάριος 2008) δηλώνουν δεδομένα του Swift/XRT&UVOT, ενώ τα μαύρα τρίγωνα (περίοδος χαμηλής ροής 2008) και ανάποδα μπλε τρίγωνα (περίοδος υψηλής ροής 2006) αφορούν δεδομένα του ATOM (στις R και I bands αντίστοιχα). Τα υπόλοιπα αφορούν σε αρχειακά δεδομένα (Costamante & Ghisellini, 2002).

Τα προβλήματα που αναφέρθηκαν αφορούν σε όλη την κατηγορία των TeV BL-Lac αντικειμένων που χαρακτηρίζονται από ένα σκληρό TeV φάσμα, μια ICS κορυφή σε πολύ υψηλές ενέργειες και μια μεγάλη απόσταση ανάμεσα στις ενέργειες (ή συχνότητες ισοδύναμα) που αντιστοιχούν στην Synchrotron και στην ICS κορυφή.

Έτσι οι πηγές αυτές είτε θα χαρακτηρίζονται από βασικές διαφορές ως προς τις παραμέτρους του jet σε σχέση με τα υπόλοιπα HBL αντικείμενα, είτε θα χρειάζονται έναν διαφορετικό μηχανισμό εκπομπής από τα ομογενή SSC μοντέλα.

(“Discovery of VHE and HE emission from the blazar 1ES0414+009 with H.E.S.S and Fermi-LAT”- F. Volpe, S. Ohm, M. Hauser, S. Kaufmann, L. Gerard on behalf of the H.E.S.S collaboration / L. Costamante, S. Fegan, M. Ajello on behalf of the Fermi-LAT collaboration, Proceedings of Science, 2011-25th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics, Texas 2010).

Χαρακτηριστικά μπορούμε να αναφέρουμε το παράδειγμα του BL-Lac αντικειμένου 1ES1215+303 για την αναπαραγωγή του φάσματος του οποίου προτείνεται και πάλι ένα one-zone λεπτονικό μοντέλο (για πλήρη περιγραφή Maraschi & Tavecchio, 2003). Τα δεδομένα στην περιοχή του οπτικού-UV και των ακτίνων X καθορίζουν μια στενή Synchrotron συνιστώσα με μέγιστο κοντά στα 10^{15} Hz. Στις υψηλές ενέργειες η SSC κατανομή φαίνεται μέσω των δεδομένων του Fermi-LAT (HE) και του MAGIC (VHE) να εμφανίζει κορυφή κοντά στα 10 GeV. Εντελώς ανάλογα με όσα αναφέρθηκαν για τον 1ES0414+009 και ακριβώς λόγω της σχετικά ευρείας απόστασης μεταξύ των δύο κορυφών αναγκαστικά υπονοείται μια μεγάλη τιμή του Doppler factor δ (της τάξης του $\delta \sim 60$, αρκετά πάνω από τις τυπικές τιμές για παρόμοιες πηγές) αν χρησιμοποιηθούν οι standard παράμετροι για την ενεργειακή κατανομή των ηλεκτρονίων. [Ένας εναλλακτικός τρόπος αναπαραγωγής του φάσματος- συμβατός με ένα $\delta \sim 30$ – περιλαμβάνει τη θεώρηση ενός σχετικά μεγάλου γ_{min} των e^- ($\gamma_{min} = 8 \times 10^3$) και μιας απότομης ενεργειακής κατανομής των e^- οπότε είναι δυνατή η τοποθέτηση της SSC κορυφής σε ικανοποιητικά-σε σχέση με τις παρατηρούμενες- υψηλές ενέργειες] (“Discovery of VHE γ -rays from the blazar 1ES1215+303 with the MAGIC Telescopes and simultaneous multi-wavelength observations”, J. Aleksic et al, Astronomy & Astrophysics, Aug 2012).

Στην υποκατηγορία των Blazars γνωστής ως FSRQ αντικείμενα, υπάρχουν επίσης ενδιαφέροντα παραδείγματα ως προς τις προσπάθειες μοντελοποίησης των φασμάτων τους. Ένα ιδιαίτερα ενδιαφέρον παράδειγμα, είναι εκείνο του Quasar 3C279, του πρώτου Quasar που ταυτοποιήθηκε σαν πηγή ακτίνων γ με το CGRO (Compton Gamma Ray Observatory) (Hartman et al, 1992) αλλά και του πρώτου FSRQ που ανακαλύφθηκε να εκπέμπει στην περιοχή των πολύ υψηλών ενεργειών (VHE) ακτίνων γ (VHE: $E > 100$ GeV) (Albert et al, 2008). Με redshift $z = 0.536$, αποτελεί επίσης την πιο μακρινή πηγή ακτίνων γ που έχει ανακαλυφθεί έως σήμερα, αλλά είναι και από τους πιο λαμπρούς Quasars σε όλο το μήκος του H/M φάσματος.

Πηγή της εκπομπής του αντικειμένου αυτού από τα ραδιοκύματα έως τις πολύ υψηλές ενέργειες πιστεύεται πως είναι ο σχετικιστικός του πίδακας, που είναι πολύ στενά ευθυγραμμισμένος με τη γραμμή παρατήρησης (η γωνία μεταβάλλεται αλλά συχνά είναι $< 0.5^\circ$).

Η εκπομπή από τα ραδιοκύματα έως το οπτικό εξηγείται ικανοποιητικά μέσω της Synchrotron ακτινοβολίας από σχετικιστικά ηλεκτρόνια, ελικοειδώς κινούμενα στο Μ.Π του πίδακα.

Η εκπομπή στις ακτίνες Χ εξηγείται μέσω ενός SSC μοντέλου (Maraschi et al, 1992) όπου τα Synchrotron φωτόνια που εκπέμπονται στο jet δρουν σαν στόχοι για τον αντίστροφο σκεδασμό Compton (ICS).

Παρόλα αυτά, δεν υπάρχει πλήρης κατανόηση για τον μηχανισμό εκπομπής στη περιοχή των υψηλών και πολύ υψηλών ενεργειών ακτίνων γ (HE-VHE). Γενικά η εκπομπή αυτή μπορεί να εξηγηθεί τόσο από λεπτονικά όσο και από αδρονικά μοντέλα: Τα λεπτονικά μοντέλα, κυρίως περιλαμβάνουν την περίπτωση του external Compton(EC) (Hartman et al, 2001)- όπου τα φωτόνια-στόχοι προέρχονται είτε από τον δίσκο προσαύξεσης είτε από τα νέφη της Broad Line Region (BLR)- (Dermer & Schlickeiser, 1993; Sikora et al, 1994) ενώ στο πλαίσιο των αδρονικών μοντέλων (Mannheim & Biermann, 1992; Böttcher et al, 2009) τα φωτόνια πολύ υψηλών ενεργειών (VHE) παράγονται είτε από αλυσιδωτές αντιδράσεις υποκινούμενες από πρωτόνια είτε άμεσα μέσω Proton- Synchrotron ακτινοβολίας.

Με βάση τα δεδομένα του 2007, η φασματική κατανομή του 3C279 δεν μπορεί να εξηγηθεί από το κλασσικό SSC+ EC μοντέλο με την εκπέμπουσα περιοχή να βρίσκεται εντός της BLR και να τροφοδοτεί με φωτόνια-στόχους τον μηχανισμό του ICS. Αντί αυτού, προτάθηκαν ένα two- zone μοντέλο στα πλαίσια του οποίου η VHE ακτινοβολία προέρχεται εξωτερικά της BLR ενώ η ακτινοβολία από το οπτικό έως τις ακτίνες Χ και γ εντός της και ένα λεπτο-αδρονικό μοντέλο, τα οποία φαίνεται να αναπαράγουν σχετικά καλά και τα δύο τις παρατηρήσεις. Παρόλα αυτά, υπάρχουν κι άλλα προτεινόμενα μοντέλα, κάποια βασίζονται σε λεπτονικές αλυσιδωτές αντιδράσεις (leptonic- cascade model, Sitarek & Bednarek, 2010), άλλα σε σκεδασμό των υπέρυθρων φωτονίων με προέλευση τη θερμή σκόνη (Blazejowski et al, 2000/ Sikora et al, 2009), κοκ.

Σχετικά με τη μεταβλητότητα της πηγής, αυτή φαίνεται να είναι σημαντική για ενέργειες $E > 150 \text{ GeV}$, σύμφωνα με τις παρατηρήσεις του MAGIC.

Συγκεντρωτικά και για τις τρεις περιόδους παρατήρησης (άνοιξη 2006/ Ιανουάριος 2007/ Δεκέμβριος 2008- Ιανουάριος 2009) παρόλο που η ανίχνευση στη περιοχή των VHE αντιστοιχεί σε υψηλή ροή τόσο στο οπτικό όσο και στις ακτίνες Χ, δεν φαίνεται να υπάρχουν συσχετίσεις σε μικρές χρονικές κλίμακες. Επιπλέον, οι παρατηρήσεις του MAGIC το 2007 επιβεβαιώνουν την μεταβλητότητα της πηγής σε κλίμακα ημερών.

Μετά την ανίχνευση του 3C279 από το MAGIC, δύο ακόμα FSRQs ανιχνεύτηκαν στη περιοχή των VHE ακτίνων γ , ο PKS1510-089 ($z = 0.36$, Wagner et al, 2010) και ο PKS1222+21 ($z = 0.432$, Mariotti et al, 2010/ Aleksic et al, 2011).

Σε όλες αυτές τις περιπτώσεις, η εκπομπή στη περιοχή των VHE ακτίνων γ δημιουργεί προβλήματα στα standard μοντέλα (Aleksic et al, 2011).

Μελλοντικές παρατηρήσεις σε όλα τα μήκη κύματος συμπεριλαμβανομένων παρατηρήσεων μεγαλύτερης ευαισθησίας με το MAGIC II θα παίξουν ρόλο στη καλύτερη κατανόηση της εκπομπής υψηλών ενεργειών από τα FSRQs.

4.2 Ο μηχανισμός του Quenching και οι παρατηρήσεις

Έως εδώ, προσπαθήσαμε να δώσουμε μια όσο το δυνατόν πληρέστερη εικόνα μέσα από συγκεκριμένα παραδείγματα, για τα προβλήματα μοντελοποίησης των φασμάτων των πηγών που μας ενδιαφέρουν. Δανειζόμενοι τα συμπεράσματα από την αναλυτική μας δουλειά στο τέλος του προηγούμενου κεφαλαίου, θα προσπαθήσουμε στα επόμενα να συγκεντρώσουμε παρατηρησιακά χαρακτηριστικά που γενικά θα αναμέναμε ώστε το quenching να μπορεί να βρει εφαρμογή.

Σύμφωνα με όλα τα προηγούμενα, είναι σαφές ότι ο μηχανισμός του automatic photon quenching θέτει ένα άνω όριο στην λαμπρότητα στις ακτίνες γ στο σύστημα της πηγής (intrinsic) ενός συμπαγούς αντικειμένου και με αυτή την έννοια μπορεί να χρησιμοποιηθεί στην περίπτωση των blazars που εκπέμπουν στις ακτίνες γ , δίνοντας κάποιους περιορισμούς για τα φυσικά τους χαρακτηριστικά.

Καταρχήν, υπάρχουν αρκετά παρατηρησιακά χαρακτηριστικά των blazars στις περιοχές των GeV και TeV που δείχνουν ότι το φάσμα στις ακτίνες γ δεν μπορεί να μοντελοποιηθεί από έναν και μόνο νόμο δύναμης σε όλο το εύρος των ενεργειών, αλλά μοντελοποιείται τελικά από έναν σπασμένο νόμο δύναμης και το quenching όπως δείξαμε μπορεί να δημιουργήσει ακριβώς μια τέτοια εικόνα.

Η δε αλλαγή στο φασματικό δείκτη της κατανομής του νόμου δύναμης από την περιοχή των GeV σε εκείνη των TeV είναι πολλές φορές μεγάλη ($\Delta\Gamma \gtrsim 1$) και δεν μπορεί να εξηγηθεί με απλά επιχειρήματα όπως τα cooling breaks. Επιπλέον αναφέρουμε ότι στην περίπτωση πχ ενός fit μέσω SSC το $\Delta\Gamma < 1$.

Πρόσφατες παρατηρήσεις επίσης έδειξαν ότι σε κάποιες πηγές παρατηρούνται πολύ «σκληρά» TeV φάσματα σε blazars, ακόμα κι αν η EBL διόρθωση έχει γίνει με ένα “low flux” EBL correction model όπως στους 1ES 0229+200 (Aharonian et al, 2007) και 1ES 1101-232 (Aharonian et al, 2006). (Γενικά ένα “low flux” EBL correction model δίνει μεγαλύτερο $\Delta\Gamma$ και άρα οδηγεί σε πιο soft φάσμα στα TeV από ότι ένα “high flux” EBL correction μοντέλο).

Οι κατανομές μερικών σκληρών φασμάτων στις ακτίνες γ είναι πολύ δύσκολο να εξηγηθούν μέσω κάποιου one-zone μοντέλου εκπομπής και για αυτό αποδίδονται σε μια δεύτερη συνιστώσα (της οποίας η συνεισφορά σε μικρότερες συχνότητες συγκαλύπτεται από εκείνη της πρώτης συνιστώσας). Έτσι οι φυσικές συνθήκες της συνιστώσας η οποία εκπέμπει στην περιοχή των TeV ενεργειών μπορούν να επιλεγούν αρκετά αυθαίρετα με μόνο κριτήριο το fit στο VHE κομμάτι του φάσματος. Βέβαια, ένα πολύ σκληρό TeV φάσμα (με μια πχ τυπική τιμή $\Gamma = 1.5$) σημαίνει ότι το ε_{brk} θα είναι πολύ ψηλά (σε κάποιες περιπτώσεις μετά τα 1-2 TeV, όπως για παράδειγμα στη περίπτωση του 1ES 0414+009), ίσως πιο ψηλά και από τη περιοχή όπου έχουμε παρατηρήσεις. Κάτι τέτοιο σημαίνει ότι αυτές οι τόσο υψηλές παρατηρούμενες λαμπρότητες θα κυριαρχούν πια και θα είναι αδύνατο να διαβαστεί μια quenching συνεισφορά στις ακτίνες X. Με άλλα λόγια, πηγές με πολύ σκληρά φάσματα στα TeV δεν μπορούν να είναι σχετικές με εφαρμογή του quenching.

Ένα επίσης σημαντικό στοιχείο όσον αφορά στο φαινόμενο του quenching, είναι ότι το φαινόμενο εν γένει προβλέπει την ανακατανομή της ενέργειας εντός ενός πληθυσμού φωτονίων. Έτσι, η απορροφημένη λαμπρότητα στις ακτίνες γ (στη TeV περιοχή) θα εμφανίζεται στις χαμηλότερες ενέργειες, συνήθως στη περιοχή των ακτίνων X. Πράγματι, κανείς μπορεί να ελέγξει ότι η μέγιστη ενέργεια της soft συνιστώσας εάν αυτή παράγεται μέσω quenching και για λογικές τιμές παραμέτρων, εντοπίζεται στη περιοχή των ακτίνων X. Εάν για παράδειγμα θεωρήσουμε ένα $\varepsilon_\gamma \sim 2 \times 10^6$ σε μονάδες mc^2 (που αντιστοιχεί σε απορροφημένη ενέργεια της τάξης του 1 TeV), τότε για ένα τυπικό μαγνητικό πεδίο για τη περίπτωσή μας της τάξης των 40 G (θα δούμε με λεπτομέρεια γιατί μια τέτοια τιμή ευσταθεί για τη περίπτωσή μας), η κύρια ενέργεια Synchrotron προκύπτει να είναι $x_{max} = \frac{b\varepsilon_\gamma^2}{4} \sim 10^{-2}$ δηλαδή στα 5 keV.

Ας δούμε τώρα λίγο πιο αναλυτικά και λαμβάνοντας υπόψη τις διαφοροποιήσεις που θα έχουμε στις παρατηρούμενες τιμές σε σχέση με τις πραγματικές λόγω Doppler boosting, τι συνθήκες θα έχουμε τόσο για το μαγνητικό πεδίο όσο και για την κύρια ενέργεια στην οποία θα μεταπίπτει το απορροφημένο φάσμα: Καταρχήν η συνθήκη feedback θα πρέπει να πληρείται τουλάχιστον για την ε_{max} δηλαδή στο σύστημα της πηγής (intrinsic) θα ισχύει $b(\varepsilon_{max}^{int})^3 \geq 8$ (1), όπου ε_{max}^{int} είναι η αδιάστατη μέγιστη ενέργεια του φάσματος των εισερχόμενων ακτίνων γ στο σύστημα της πηγής.

Από αυτή τη σχέση, αφενός μετατρέποντας την ενέργεια σε eV δηλαδή:

$E_{max}^{int} = 0.5 \times 10^6 \varepsilon_{max}^{int}$ και αφετέρου συνδέοντας το παρατηρούμενο μέγεθος με εκείνο στο σύστημα της πηγής μέσω της σχέσης $E_{max}^{obs} = \frac{\delta}{1+z} E_{max}^{int}$, αλλά και χρησιμοποιώντας ότι $B_{cr} = 4.4 \times 10^{13} G$ καταλήγουμε από την (1) ότι το μαγνητικό πεδίο B θα πρέπει να πληρεί τη σχέση:

$$B > B_q \equiv (4 \times 10^{-5}) \delta^3 (1+z)^{-3} (E_{max,12}^{obs})^{-3} \text{ σε } G \quad (2) \text{ όπου η ενέργεια } E_{max,12}^{obs} \text{ μετράται σε } eV \text{ (δηλαδή έχουμε ορίσει } E_{max,12}^{obs} = (E/10^{12}) \text{ eV).}$$

Όπως έχουμε ήδη αναφέρει, ένα φάσμα ακτίνων γ που υφίσταται quenching, παρουσιάζει «σπάσιμο» σε μια ενέργεια ε_{brk} και πάνω από την οποία συμβαίνει η απορρόφηση. Σε αυτή την ενέργεια, ισχύει: $\varepsilon_{brk} x_{max} = 2$ όπου x_{max} είναι η κύρια ενέργεια των soft φωτονίων.

Άρα η αδιάστατη ενέργεια ε_{brk} (στο σύστημα της πηγής) θα δίνεται από τη σχέση:

$$\varepsilon_{brk}^{int} = 8 \frac{B_{cr}}{B} (\varepsilon_{max}^{int})^{-2} \quad (3)$$

Από τη σχέση (3) χρησιμοποιώντας ότι:

$$\alpha) E_{brk}^{int} = 0.5 \times 10^6 \varepsilon_{brk}^{int} \text{ και } E_{max}^{int} = 0.5 \times 10^6 \varepsilon_{max}^{int} \text{ (ενέργειες σε eV)}$$

$$\beta) E_{brk}^{obs} = \frac{\delta}{1+z} E_{brk}^{int} \text{ και } E_{max}^{obs} = \frac{\delta}{1+z} E_{max}^{int} \text{ (παρατηρήσιμα μεγέθη) και}$$

$$\gamma) E_{max,12}^{obs} = E_{max}^{obs} / 10^{12} \text{ και } E_{brk,9}^{obs} = E_{brk}^{obs} / 10^9 \text{ και } \delta) B_{cr} = 4.4 \times 10^{13} G,$$

βρίσκουμε ένα μαγνητικό πεδίο B_{brk} το οποίο προκύπτει από τη συνθήκη για quenching ακριβώς στο κατώφλι και είναι:

$$B_{brk} = (4 \times 10^{-2}) \delta^3 (1+z)^{-3} (E_{brk,9}^{obs})^{-1} (E_{max,12}^{obs})^{-2} \text{ σε } G \quad (4)$$

Επειδή εξ' ορισμού η ενέργεια $E_{brk,9}^{obs}$ είναι μικρότερη της $E_{max,12}^{obs}$ είναι προφανές ότι πάντα θα ισχύει $B_{brk} > B_q$.

Το B_q είναι εκείνο το μαγνητικό πεδίο που απαιτείται ώστε ο κύκλος να ξεκινήσει, ενώ το είναι εκείνο το μαγνητικό πεδίο που απαιτείται ώστε να βλέπουμε έναν σπασμένο νόμο δύναμης στο φάσμα των ακτίνων γ . Από τη τελευταία σχέση προκύπτει ότι ακόμα και για έναν μικρό σχετικά παράγοντα Doppler της τάξης του $\delta \sim 10$, το μαγνητικό πεδίο που χρειαζόμαστε είναι της τάξης των $B \sim 40G$.

Αυτό σημαίνει ότι φάσματα που μπορούν να εξηγηθούν μέσω του quenching, δεν

μπορούν να συνυπάρξουν με τις απαιτήσεις στα πλαίσια των one- zone λεπτονικών μοντέλων όπως πχ το one- zone SSC (σε ένα τέτοιο μοντέλο απαιτούνται $B \sim 0.1 G$). Αφού είδαμε λεπτομερώς γιατί τα μαγνητικά πεδία που χρειάζεται ο μηχανισμός μας για να λειτουργήσει είναι αυτής της τάξης, ας δούμε ποια θα είναι η κύρια ενέργεια των μαλακών φωτονίων, αν αυτά παράγονται μέσω του quenching:

Η κύρια αυτή αδιάστατη ενέργεια στο σύστημα της πηγής και με βάση τα προηγούμενα, θα είναι $x_{max}^{int} = b(\epsilon_{max}^{int})^2 / 4$ (5)

Χρησιμοποιώντας εντελώς ανάλογα ότι:

$$\alpha) X_{max}^{int} = 0.5 \times 10^6 x_{max}^{int} \text{ και } E_{max}^{int} = 0.5 \times 10^6 \epsilon_{max}^{int} \text{ (ενέργειες σε eV)}$$

$$\beta) X_{max}^{obs} = \frac{\delta}{1+z} X_{max}^{int} \text{ και } E_{max}^{obs} = \frac{\delta}{1+z} E_{max}^{int} \text{ (παρατηρήσιμα μεγέθη)}$$

και εισάγοντας τη σχέση (4) για το μαγνητικό πεδίο, στη σχέση (5) καταλήγουμε ότι:

$$X_{max}^{obs} = 0.5 \delta^2 (1+z)^{-2} (E_{brk,9}^{obs})^{-1} \text{ σε keV} \quad (6)$$

Συνεπώς, αναμένουμε η απορροφημένη λαμπρότητα στη περιοχή των TeV , να εμφανίζεται στη περιοχή των ακτίνων X.

Ένα επόμενο σημείο που πρέπει να αναδειχθεί, σχετίζεται με το quenching και το οποίο σαν παρατηρησιακό χαρακτηριστικό είναι πολύ άμεσα αναγνωρίσιμο, είναι το εξής: Δεδομένου ότι ο μηχανισμός του quenching είναι ένας μη γραμμικός μηχανισμός που προβλέπει την αυθόρμητη απορρόφηση ακτίνων γ από τα αυτοσυνεπώς παραγόμενα soft φωτόνιά τους και τελικά την «έξοδο» όλης αυτής της απορροφημένης λαμπρότητας σε χαμηλότερες ενέργειες (όπως ήδη δείξαμε στην περιοχή των ακτίνων X), είναι φανερό ότι οι πηγές τις οποίες αφορά δεν θα είναι δυνατόν να παρουσιάζουν φάσμα στις ακτίνες X πολύ χαμηλότερα εκείνου στη περιοχή των ακτίνων γ πολύ υψηλών ενεργειών (VHE).

Με άλλα λόγια, οι πηγές που θα είναι υποψήφιος δεν μπορεί να ανήκουν στην κατηγορία των λεγόμενων Compton-peaked (ή Compton-dominated) πηγών, ενώ θα αναμένουμε σχετικά συγκρίσιμες λαμπρότητες στις δύο περιοχές (Synchrotron peak και HE-VHE peak). Με αυτό τον τρόπο, μπορούμε πολύ άμεσα κοιτώντας το SED ενός blazar, να έχουμε μια εικόνα για τη βιωσιμότητα ή όχι του μηχανισμού μας στη δεδομένη πηγή. Σημειώνουμε βέβαια ότι, το πόσο τελικά «συγκρίσιμες» θα πρέπει να είναι σε λαμπρότητα οι δύο κορυφές, εξαρτάται τόσο από τον εκθέτη του νόμου δύναμης, όσο και από το εύρος μεταξύ των τιμών ϵ_{brk} και ϵ_{max} του φάσματος των ακτίνων γ .

Επόμενο στοιχείο που θα πρέπει να αναφερθεί είναι κάποια συμπεράσματα που εύκολα μπορούν να εξαχθούν σχετικά με τη μεταβλητότητα της πηγής και τη βιωσιμότητα του μηχανισμού μας. Όπως ήδη έχει αναφερθεί στην ενότητα 4.1 του παρόντος κεφαλαίου, οι εν λόγω πηγές γενικά χαρακτηρίζονται από έντονη μεταβλητότητα σχεδόν σε όλες τις περιοχές του Η/Μ φάσματος.

Γενικά η χρονική κλίμακα μεταβλητότητας μιας πηγής στο δικό μας σύστημα αναφοράς δίνεται από τη σχέση: $t_{var}^{obs} = \frac{R}{c\delta}$ όπου R η διάσταση της πηγής και δ ο Doppler factor, ενώ η παρατηρούμενη λαμπρότητα σε σχέση με την πραγματική (στο σύστημα της πηγής) δίνεται από τη σχέση: $L_{obs} = \delta^4 L_{int}$.

Εάν λοιπόν μια πηγή παρουσιάζει πολύ γρήγορη μεταβλητότητα (δηλαδή t_{var}^{obs} μικρό) τότε για μια τιμή της διάστασης της πηγής R (μια λογική τιμή εκτιμάται να είναι $R \sim 10^{16} \text{ cm}$) αυτό θα σημαίνει ότι η πηγή μας χαρακτηρίζεται από σχετικά μεγάλο παράγοντα Doppler και άρα για μια τιμή της παρατηρούμενης λαμπρότητας L_{obs} , η λαμπρότητα στο σύστημα της πηγής L_{int} θα είναι μικρή, για την ακρίβεια θα είναι αρκετά πιθανό να είναι μικρότερη από την κρίσιμη τιμή της ώστε το quenching να λειτουργεί. Αντίθετα, για πιο αργή μεταβλητότητα δηλαδή μεγαλύτερο t_{var}^{obs} , η πηγή μου θα χαρακτηρίζεται από έναν μικρότερο παράγοντα Doppler και άρα η L_{int} θα είναι πιθανότερο να είναι μεγαλύτερη της κρίσιμης τιμής της και ο μηχανισμός μας να μπορεί να λειτουργήσει.

Συμπερασματικά, σε πηγές με γρήγορη μεταβλητότητα δύσκολα θα πληρείται το κριτήριο υπερκρίσιμότητας, και άρα σε μια πρώτη ανάγνωση, θα πρέπει να αναζητήσουμε πηγές με όχι τόσο μεγάλη μεταβλητότητα στη περιοχή των TeV (απορροφημένο φάσμα).

Υπάρχουν εν γένει επιπλέον παρατηρησιακά χαρακτηριστικά που κανείς θα πρέπει να αναζητήσει εάν θέλει να επιχειρηματολογήσει υπέρ της ισχύος του μηχανισμού του quenching. Βέβαια πολλά από αυτά, δεν υποστηρίζονται εξολοκλήρου από την αναλυτική δουλειά και τα συμπεράσματα που εξήχθησαν στα πλαίσια της παρούσης εργασίας.

Ένα από τα ζητήματα που αξίζει να συζητηθούν, έχει να κάνει με τη δυνατότητα διαχωρισμού των πληθυσμών των μαλακών φωτονίων που είναι δυνατόν να συνυπάρχουν σε μια πηγή.

Μια βασική διαφορά μεταξύ του αυθόρμητου photon quenching και της «τετριμμένης» γγ απορρόφησης σε ένα προϋπάρχον στη πηγή πεδίο φωτονίων που έχει πολλές φορές ληφθεί υπόψη σε διάφορα μοντέλα, είναι ότι στην πρώτη περίπτωση δεν υπάρχει αρχικά κάποιο (primary) πεδίο φωτονίων: Το σύστημα είναι σαν να βρίσκει από μόνο του την ισορροπία του, παράγοντας εκείνα τα μαλακά φωτόνια που χρειάζεται ώστε να πραγματοποιηθεί το quenching των ακτίνων γ που

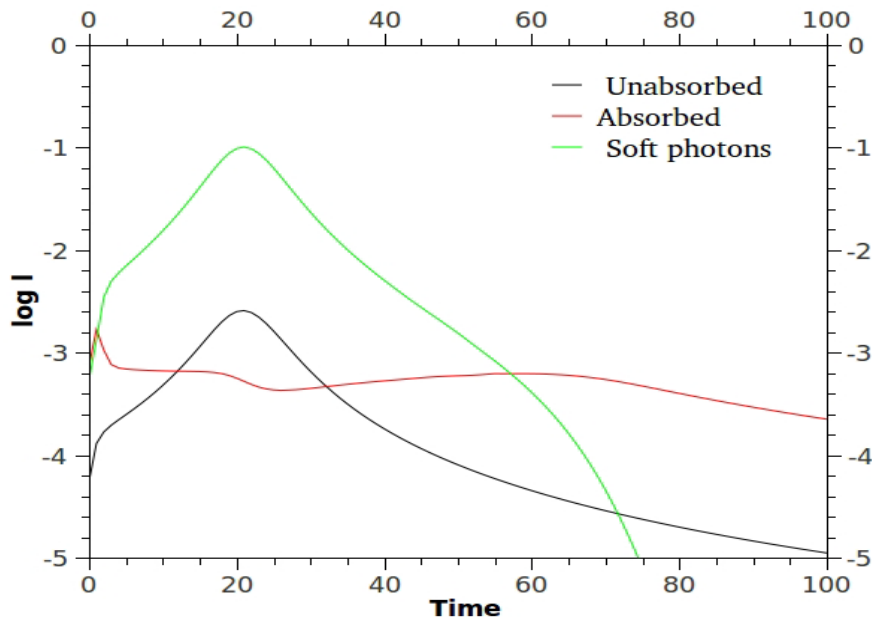
αντιστοιχούν στην επιπλέον (πέραν της κρίσιμης) λαμπρότητάς τους. Σε πολλά όμως φυσικά περιβάλλοντα, στη πηγή υπάρχουν προϋπάρχοντα (primary) μαλακά φωτόνια πχ από Synchrotron ακτινοβολία από προϋπάρχοντα ηλεκτρόνια και άρα οι ακτίνες γ είναι δυνατόν να απορροφώνται τόσο από τα primary όσο και από τα secondary (τα παραγόμενα μέσω quenching) μαλακά φωτόνια. Έτσι προκύπτει το ερώτημα εάν είναι δυνατόν ο μη γραμμικός μηχανισμός του quenching να διαχωριστεί από τη «γραμμική» γγ απορρόφηση επί ενός προϋπάρχοντος πεδίου φωτονίων. Αποδεικνύεται (αλλά σε αυτό το σημείο δεν θα επεκταθούμε) ότι υπάρχει συγκεκριμένη σχέση που συνδέει τους φασματικούς δείκτες του απορροφημένου και μη απορροφημένου τμήματος του φάσματος, διαφορετική για τις δύο περιπτώσεις, και άρα αυτός ο διαχωρισμός εν γένει μπορεί να γίνει.

Ένα ακόμα στοιχείο που θα μπορούσαμε να δανειστούμε βασιζόμενοι στην αριθμητική δουλειά των M. Petroulou & A. Mastichiadis "Implications of automatic photon quenching in compact gamma ray sources", είναι το εξής: Όπως φαίνεται από το σχήμα 13, κατά την αριθμητική προσέγγιση του προβλήματος (όπου χρησιμοποιήθηκαν οι πλήρεις εκφράσεις τόσο για τη Synchrotron emissivity όσο και για την ενεργό διατομή της γγ απορρόφησης) και για τη περίπτωση όπου το quenching επηρεάζει ένα κομμάτι του νόμου δύναμης, όσο αυξάνεται η λαμπρότητα των εισερχόμενων ακτίνων γ, η ενέργεια E_{brk}^{obs} στην οποία αντιστοιχεί το «σπάσιμο» μεταξύ του μη απορροφημένου και του απορροφημένου τμήματος του φάσματος κινείται προς τα αριστερά. Ένα τέτοιο χαρακτηριστικό βέβαια, θα μπορούσε να ελεγχθεί παρατηρησιακά μόνο ελέγχοντας την εκπομπή ενός αντικειμένου σε πολλές εποχές παρατήρησης ώστε να έχουμε εικόνα για τη συμπεριφορά της εκπομπής σε flare state, παρατηρήσεις που δεν είναι ακόμα διαθέσιμες τουλάχιστον για μεγάλο αριθμό πηγών.

Θα άξιζε ίσως να αναφερθεί ένα ακόμα χαρακτηριστικό μιας πηγής στην οποία το quenching θα μπορούσε να έχει εφαρμογή: Η συσχέτιση που αναμένουμε να παρατηρήσουμε μεταξύ της ροής των μαλακών φωτονίων (συνήθως στις ακτίνες X), της ροής του μη απορροφημένου τμήματος του φάσματος (περιοχή των GeV) και η αντισυσχέτιση εκείνης του απορροφημένου φάσματος (τυπικά περιοχή των TeV) με τις δύο προηγούμενες. Γενικά, αύξηση της intrinsic συμπαγότητας των ακτίνων γ ενισχύει την απορρόφηση των ακτίνων γ πολύ υψηλών (VHE) ενεργειών (για μία πρώτη εικόνα κανείς μπορεί να ανατρέξει στο «βάθεμα» που παρατηρείται στο απορροφημένο φάσμα και το οποίο προκύπτει κατά την αύξηση της λαμπρότητας των «εισερχόμενων» ακτίνων γ στο σύστημα, όπως αυτό καταγράφεται στο σχήμα 13), κάτι που οδηγεί σε αύξηση στη συνιστώσα των μαλακών φωτονίων.

Αυτή η τελευταία σημαίνει αύξηση των φωτονίων- στόχων για τις ακτίνες γ και άρα περαιτέρω ενίσχυση του μη γραμμικού κύκλου της γγ απορρόφησης. Έτσι λοιπόν η ροή που αντιστοιχεί στο κομμάτι του φάσματος που δεν επηρεάζεται από το quenching, ακολουθεί τη μεταβολή (αύξηση) της εισερχόμενης συμπαγότητας, ενώ εκείνη που αντιστοιχεί στο quenched (VHE) κομμάτι του φάσματος, μεταβάλλεται αντισυσχετισμένα.

Η συμπεριφορά αυτή μπορεί να παρατηρηθεί στο διάγραμμα 16, όπου απεικονίζεται ο λογάριθμος της συμπαγότητας συναρτήσει του χρόνου (σε crossing time της πηγής). Για τη κατασκευή του διαγράμματος αυτού, το σύστημα αφέθηκε να φτάσει σε steady state και το l^{inj} προσεγγίστηκε μέσω μιας Lorentzian μεταβολής. Παρατηρείται ότι το μη απορροφημένο κομμάτι της συμπαγότητας ακολουθεί πλήρως τη συμπεριφορά του l^{inj} , ομοίως και εκείνο των μαλακών φωτονίων. Αντίθετα το απορροφημένο κομμάτι εμφανίζει σχεδόν flat συμπεριφορά με μια τάση αντισυσχέτισης.



Διάγραμμα 16: Διάγραμμα $\log l - \tau$ (χρόνος σε μονάδες crossing time της πηγής). Οι υπόλοιπες παράμετροι είναι: $B = 40G$, $R = 3 \times 10^{16} cm$, $\varepsilon_{max} = 2.3 \times 10^5$, $\varepsilon_{min} = 23$, $\Gamma = 1.5$ και $l_{inj} = 1.7 \times 10^{-3} \geq l_{cr}^{inj}$.

Μια πιο αναλυτική περιγραφή όλων των χαρακτηριστικών που αναφέρθηκαν, ξεφεύγουν των ορίων του παρόντος, σίγουρα όμως θα αποτελέσουν αντικείμενο μελέτης και μετά το πέρας της παρούσης εργασίας.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- [1]. L. Stawarz & J.G Kirk, "Automatic quenching on high energy γ -ray sources by Synchrotron photons", *The Astrophysical Journal*, 661: L17-L20, 2007.
- [2]. M. Petropoulou & A. Mastichiadis, "Implications of automatic photon quenching on compact gamma ray sources", *Astronomy & Astrophysics*, 2011.
- [3]. A.A Zdziarski & A.P Lightman, "Nonthermal electron-positron pair production and the 'universal' X-ray spectrum of Active Galactic Nuclei", *The Astrophysical Journal*, 294: L79-L83, 1985.
- [4]. M. Petropoulou & A. Mastichiadis, "Temporal Signatures of leptohadronic feedback mechanisms in compact sources", *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 421, 2325-2341, 2012.
- [5]. Α. Μαστιχιιάδης- Ν.Βλαχάκης, *Αστροφυσική Υψηλών Ενεργειών, Σημειώσεις από τις παραδόσεις του μαθήματος*, Πανεπιστήμιο Αθηνών, 2010.
- [6]. R.M Wagner on behalf of the MAGIC collaboration, "Physics Insights from Recent MAGIC AGN observations", *Extragalactic Sources Workshop*, 2009.
- [7]. A.A Abdo et al, "Fermi observations of TeV selected AGN", *The Astrophysical Journal*, 2009.
- [8]. R. Sato, J. Kataoka et al, "Suzaku observation of TeV Blazar the 1ES1218+304: clues on particle acceleration in an extreme TeV blazar", *The Astrophysical Journal*, 680: L9- L12, 2008.
- [9]. V. A Acciari et al, "Discovery of variability in the very high energy γ -ray emission of 1ES1218+304 with VERITAS", *The Astrophysical Journal Letters*, 709: L163-L167, 2010.
- [10]. T. Bretz et al, "VHE gamma-ray spectrum of 1ES1218+304", *Astroteilchenphysik in Deutschland, Zeuthen*, 4-6 .10. 2005.
- [11]. W Benbow, "VERITAS Extragalactic Observations", *TEVPA 2010, Paris France*.
- [12]. A. Abdo et al, "Gamma-ray light curves and variability of Bright Fermi-detected Blazars", *arxiv.org>astro.ph>arxiv:1004.0348*, 2010.
- [13]. A. Zech for the H.E.S.S collaboration, "An overview of AGN observations with H.E.S.S", *Proceeding of the 31st ICRC, Lodz*, 2009.

- [14]. M. Beilicke for the VERITAS collaboration, "AGN Observations with VERITAS, Accretion and Ejection in AGN: A global view", June 22-26, Como Italy.
- [15]. J. Aleksic et al, "MAGIC observations and multi-wavelength properties of the Quasar 3C279 in 2007 and 2009", *Astronomy & Astrophysics*, 2011.
- [16]. A. Abramowski et al (the H.E.S.S collaboration), "Discovery of hard spectrum γ -ray emission from the BL-Lac object 1ES0414+009", *Astronomy & Astrophysics*, 2012.
- [17]. F. Volpe et al on behalf of the H.E.S.S collaboration, L. Costamante et al on behalf of the Fermi-LAT collaboration, "Discovery of VHE and HE emission from the Blazar 1ES0414+009 with H.E.S.S and Fermi-LAT", *Proceedings of science*, 2011. (arxiv:1105.5114v1 [astro-ph. HE], May 2011).
- [18]. A. Stamerra, J. Becerra, G. Bonnoli, L. Maraschi, F. Tavecchio, D. Mazin, K. Saito on behalf of the MAGIC collaboration / Y. Tanaka, D. Wood on behalf of the Fermi-LAT collaboration, "Challenging the high energy emission zone in FSRQs", 2011 Fermi Symposium, Roma, May 9-12, 2011.
- [19]. J. Aleksic et al, "Discovery of VHE γ -rays from the blazar 1ES1215+303 with the MAGIC Telescopes and simultaneous multi-wavelength observations", *Astronomy & Astrophysics*, 2012.
- [20]. J. Poutanen & B. Stern, "GeV breaks in Blazars as a result of gamma-ray absorption within the Broad-Line Region", *The Astrophysical Journal Letters*, 717: L118-L121, 2010.
- [21]. A. Comastri et al, "On the soft X-ray Spectra of γ -loud Blazars", *The Astrophysical Journal*, 480: 534-546, 2010.
- [22]. J. Aleksic et al (MAGIC collaboration), "MAGIC discovery of Very High Energy Emission from the FSRQ PKS1222+21", arxiv: 1101.4645v2 [astro-ph. HE], 2011.

