



HAL
open science

Modélisation des jets relativistes et de l'émission haute énergie des blazars et des microquasars galactiques

Nicolas Renaud

► **To cite this version:**

Nicolas Renaud. Modélisation des jets relativistes et de l'émission haute énergie des blazars et des microquasars galactiques. Astrophysique galactique [astro-ph.GA]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1999. Français. NNT: . tel-00724425

HAL Id: tel-00724425

<https://theses.hal.science/tel-00724425>

Submitted on 21 Aug 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE
PRÉSENTÉE PAR

Nicolas **RENAUD**

POUR OBTENIR LE TITRE DE DOCTEUR
DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1

(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

SPÉCIALITÉ ASTROPHYSIQUE

MODÉLISATION DES JETS RELATIVISTES ET DE
L'ÉMISSION HAUTE ÉNERGIE DES BLAZARS
ET DES MICROQUASARS GALACTIQUES

DATE DE SOUTENANCE : 3 novembre 1999

COMPOSITION DU JURY :

M. Dominique LE QUÉAU	Président
Mme Hélène SOL	Rapporteur
M. Bernard DEGRANGE	Rapporteur
M. Thierry COURVOISIER	Examineur
M. Gilles HENRI	Directeur de thèse
M. Guy PELLETIER	Directeur de thèse

THÈSE PRÉPARÉE AU SEIN DU LABORATOIRE D'ASTROPHYSIQUE,
Observatoire de Grenoble, UJF/CNRS, BP 53, F-38 041 Grenoble CEDEX 9

THÈSE
PRÉSENTÉE PAR
Nicolas RENAUD

POUR OBTENIR LE TITRE DE DOCTEUR
DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1
(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

SPÉCIALITÉ ASTROPHYSIQUE

MODÉLISATION DES JETS RELATIVISTES ET DE
L'ÉMISSION HAUTE ÉNERGIE DES BLAZARS
ET DES MICROQUASARS GALACTIQUES

DATE DE SOUTENANCE : 3 novembre 1999

COMPOSITION DU JURY :

M. Dominique LE QUÉAU	Président
Mme Hélène SOL	Rapporteur
M. Bernard DEGRANGE	Rapporteur
M. Thierry COURVOISIER	Examineur
M. Gilles HENRI	Directeur de thèse
M. Guy PELLETIER	Directeur de thèse

THÈSE PRÉPARÉE AU SEIN DU LABORATOIRE D'ASTROPHYSIQUE,
Observatoire de Grenoble, UJF/CNRS, BP 53, F-38 041 Grenoble CEDEX 9

Un grand MERCI à tous !

À Dominique Le Quéau pour avoir accepté de présider mon jury. À Hélène Sol et Bernard Degrange pour avoir accepté la tâche difficile de rapporteur dans des délais très courts. À Thierry Courvoisier pour avoir accepté d'examiner mon travail.

À Gilles Henri et Guy Pelletier, pour leurs conseils et encouragements et sans qui ce travail n'aurait jamais abouti.

À tous les membres du Laboratoire d'Astrophysique pour l'excellente ambiance de travail qu'ils font régner en ce lieu. Aux secrétaires (Fanfan, Cécile, Hélène et Stéphanie) pour leur aide et leur disponibilité. Aux informaticiennes Ginette et Françoise pour leur patience et leur dévouement.

À tous mes camarades thésards du laboratoire, et d'ailleurs, qui m'ont accompagné pendant ce périple. À nos rencontres footballistiques hebdomadaires. À Alex (Zizou, l'homme qui à marcher sur le web), Seb (dans mes bras fils!), Manu (monsieur Spuntz), Dam's (toujours plus haut), Evy (mister linux), Olivier (Musa), JC (Pinguoin), Emmanuel (Lézard), Pierre (Lan'), Claudia, Stephan, JP, PoP, Gasp', Laurent T., Wilfried, Pierre, Fabien, ...

À tous ceux qui de près ou de loin m'ont soutenu et sans qui ce travail n'aurait jamais vu le jour.

À mes parents

À Irène

À toi qui bientôt sera parmi nous

Table des matières

Résumé	1
Summary	3
Introduction	5
I Blazars et microquasars: caractéristiques générales	7
1 Le zoo des Noyaux Actifs de Galaxie	9
1.1 Entrée en matière	9
1.2 Visite guidée	9
1.2.1 Les objets dits 'Radio loud'	10
1.2.2 Les objets dits 'Radio quiet'	14
1.3 Fin de la visite	15
2 Blazars et microquasars	17
2.1 Les Blazars sous la loupe	17
2.1.1 Un Blazar possède deux bosses	17
2.1.2 Le domaine Radio	18
2.1.3 Infrarouge-Optique-Ultraviolet	19
2.1.4 Rayonnement thermique ou non?	19
2.1.5 Le cas du quasar 3C 273	21
2.1.6 Émission haute énergie	21
2.2 Corrélations entre différentes gammes d'énergie	26
2.2.1 Corrélation entre Radio et Optique	26
2.2.2 Corrélation entre Millimétrique et X	26
2.2.3 Corrélation entre Optique et Gamma	26
2.2.4 Corrélation entre Radio et Gamma	27
2.3 Des objets particulièrement bien étudiés	28
2.3.1 3C 279	28

2.3.2	3C 273	29
2.3.3	PKS 2155-304	30
2.3.4	Mrk 421	31
2.3.5	Mrk 501	31
2.4	Résumé sur l'observation des Blazars	31
2.5	Les microquasars: des Blazars en miniature?	32
2.6	Un laboratoire galactique?	36
3	Généralités sur les jets	39
3.1	Différentes échelles d'observation	39
3.2	Record de vitesse dans l'univers	39
3.2.1	La découverte	39
3.2.2	Inventaire des sources superluminiques	41
3.2.3	Composition des jets	42
3.3	conclusion	45
4	Modélisation des Blazars et des microquasars	47
4.1	Modèle standard et unification	47
4.1.1	Des ogres au coeur des galaxies	47
4.1.2	Théorie des disques d'accrétion	48
4.1.3	Preuves observationnelles de trou noir et de disque d'accrétion	49
4.1.4	Les modèles d'unification	50
4.2	Modélisation des jets Radio	53
4.2.1	Jets à grande échelle	53
4.2.2	Mouvements superluminiques	54
4.2.3	Amplification Doppler	56
4.2.4	Contraintes apportées par le phénomène d'amplification	57
4.2.5	Les modèles d'accélération d'ensemble	57
4.3	Modélisation de l'émission haute énergie des Blazars	58
4.3.1	Les modèles hadroniques	59
4.3.2	Les modèles leptoniques	59
4.4	Modélisation de la variabilité des Blazars	63
4.5	Modélisation de la composante X des sources galactiques	64
4.5.1	Les modèles de comptonisation par un plasma thermique	64
4.5.2	Les modèles de comptonisation par un flot de matière	65
4.5.3	Les modèles de disques dominés par l'advection	65
4.6	Conclusion	66

II	Jets relativistes: Le modèle de fusée Compton	69
1	Le cadre de la modélisation	71
1.1	Le modèle à deux écoulements	71
1.2	Présence de paires $e^+ - e^-$	72
1.2.1	Compacité	72
1.2.2	Bilan de puissance dans le jet	73
1.3	Mécanisme d'accélération	73
1.4	Prêt pour la suite	75
2	Dynamique d'un faisceau de paires relativistes	77
2.1	Introduction	77
2.2	Accélération par pression de radiation: l'effet fusée Compton	79
2.2.1	La force due à la pression de radiation	79
2.2.2	Différentes sources de rayonnements	84
2.2.3	Équation du mouvement	86
2.3	Résultats	87
2.3.1	Le facteur de Lorentz d'équilibre	87
2.3.2	Résolution de l'équation du mouvement	90
2.4	Comparaisons aux observations	97
3	"The terminal bulk Lorentz factor of relativistic $e^+ - e^-$ jets"	99
III	Modélisation de l'émission haute énergie des Blazars	111
1	Où les photons X et γ font la paire	113
1.1	Prémices	113
1.1.1	Dynamique du faisceau de paires	113
1.1.2	Géométrie	114
1.1.3	Mécanisme d'émission	115
1.2	Emissivité Compton Inverse du faisceau de paires	115
1.2.1	Formule générale	115
1.2.2	Emissivité due aux photons du disque	116
1.2.3	Emissivité due aux photons synchrotron	118
1.2.4	Application à une distribution en particule en loi de puissance	119
1.3	Processus de création et d'annihilation de paires	120
1.3.1	Opacité à la création de paire	120
1.3.2	Probabilité d'émission d'un photon gamma	122
1.3.3	Taux d'annihilation	123
1.4	Équations de conservation et calcul des spectres	123

1.5	Équations de continuité pour les paires et les photons mous	123
1.5.1	Rappel des équations et détermination de γ'_{max}	125
1.5.2	Conditions aux limites	126
1.5.3	Détermination du spectre	128
1.6	Application du modèle	130
2	Comparaison aux observations	133
2.1	Modèle Compton externe sans SSC	133
2.2	Centaurus A: un Blazar mal orienté?	134
2.3	3C273	136
2.4	3C279	140
2.5	Une autre approche pour Mkn 501	141
2.6	Conclusion	145
3	“Non-thermal pair model for the radio-galaxy Centaurus A”	147
4	Première approche d’un modèle dépendant du temps	153
4.1	Description du modèle	153
4.1.1	Les équations du modèle	153
4.1.2	Approche simplifiée du mécanisme d’accélération	154
4.1.3	Le mécanisme de variabilité	155
4.2	Implémentation et conditions initiales	156
4.2.1	Méthode de résolution	156
4.2.2	Conditions initiales	157
4.2.3	Sensibilité aux conditions initiales	158
4.3	Simulation dépendant du temps	161
4.3.1	Introduction	161
4.3.2	Faible déstabilisation	161
4.3.3	Comportement en fonction de W_{turb}	165
4.3.4	Courbes de lumière	167
4.4	Conclusion	173

Conclusion et perspectives	175
Références Bibliographiques	179
Annexes	193
A Transformation de Lorentz et paramètres d'Eddington	195
B Détermination du facteur de Lorentz d'équilibre	197
C Les processus radiatifs	201
C.1 Processus Compton Inverse	201
C.2 Le rayonnement synchrotron	204
C.3 Catastrophe Compton Inverse	206
D Instruments haute énergie	209

Table des illustrations

Partie I	6
1.1 Spectre continu moyen des NAGs Radio-loud et Radio-quiet	10
1.2 Spectre composite Optique-Ultraviolet de quasars	11
1.3 Image VLA de Centaurus A	13
1.4 Image VLA de Cygnus A	13
1.5 Spectre de l'OVV 3C 279, du BL Lacs Mrk 421 et des galaxies de Seyfert IC 4329A et NGC 4151	14
2.1 Représentation schématique du spectre des Blazars de la Radio au TeV	18
2.2 Variabilité Optique du Quasar PKS 0446+112	20
2.3 Flux dans les raies en fonction du continuum pour 3C 279	20
2.4 Courbe de lumière à 50-150 keV de 4 Blazars	22
2.5 Spectres de 4 Blazars obtenus par CGRO	22
2.6 Spectre de Mkn 501 et Mkn 421 observé par Whipple	24
2.7 Variabilité de Mkn 421 et Mkn 501 au TeV	25
2.8 Exemple de Variabilité corrélée entre Optique et Gamma	27
2.9 Corrélation entre éjection Radio et activité Gamma de 4C 71.07	28
2.10 Variabilité de 3C279	28
2.11 Courbes de lumières multi-longueur d'onde de 3C 279 (campagne de 1996)	29
2.12 Spectre multi-longueur d'onde du quasar 3C 273	30
2.13 Observation X et Gamma de Mrk 501	32
2.14 Comparaison entre le spectre des galaxies de Seyfert et les états bas de Cygnus X-1	34
2.15 Comparaison entre états haut et bas pour les objets galactiques	35
2.16 Courbe de lumière X, Infrarouge et Radio de GRS 1915+105	36
3.1 Cartes VLA et VLBI de 1978+738	40
3.2 Carte VLBI de 3C 273	41
3.3 Statistique des sources superluminiques	41
3.4 Carte VLA de GRS 1915+105 en mars-avril1994	44
3.5 Carte VLBA de GRO J1655-40 en août-septembre 1994	44

4.1	Spectropolarimétrie Optique de NGC 1068	50
4.2	Schéma d'unification des Noyaux Actifs de Galaxie	52
4.3	Explication des mouvements superluminiques	55
4.4	Facteur Doppler	57
4.5	Schéma illustrant le modèle de Dermer & Schlickeiser (1993)	60
4.6	Schéma illustrant le modèle de Sikora <i>et al.</i> (1994)	61
4.7	Schéma illustrant le modèle de Blandford & Levinson (1995)	62
Partie II		67
1.1	Le modèle à deux écoulements	72
2.1	Configuration de la fusée Compton	78
2.2	Taux de transfert d'impulsion pour une particule relativiste	82
2.3	Schéma d'interaction	84
2.4	Force due à la pression de radiation	88
2.5	Facteur de Lorentz d'équilibre en régime Thomson	88
2.6	Facteur de Lorentz d'équilibre en tenant compte des corrections Klein-Nishina	90
2.7	Solution de l'équation du mouvement	91
2.8	Facteur de Lorentz terminal: sans composantes diffuses	92
2.9	Facteur de Lorentz terminal: comparaison entre un disque standard et un disque chaud	93
2.10	Facteur de Lorentz d'équilibre et solution de l'équation du mouvement: effet du rayonnement diffusé par des nuages répartis sous forme d'un anneau	94
2.11	Facteur de Lorentz d'équilibre et solution de l'équation du mouvement: effet du rayonnement diffusé par des nuages répartis sous forme d'une coquille	95
2.12	Facteur de Lorentz terminal: avec composantes diffuses	95
2.13	Facteur de Lorentz terminal: avec composantes diffuses (nuages sous forme d'un anneau + tore de poussières)	96
2.14	Solution de l'équation du mouvement: influence de la taille du disque d'accrétion	96
2.15	Facteur de Lorentz terminal: influence de la taille du disque d'accrétion	97
2.16	Facteur de Lorentz terminal en fonction de la luminosité du disque . . .	97

Partie III	111
1.1 Configuration du modèle	114
2.1 Densités en photons et paires dans le jet	133
2.2 Spectre synthétique correspondant	133
2.3 Densités en photons et paires dans le jet	135
2.4 Modélisation de l'état haut de Centaurus A	135
2.5 Densités en photons et paires dans le jet	135
2.6 Modélisation de l'état bas de Centaurus A	135
2.7 Comparaison du spectre simulé aux données observationnelles du quasar 3C273	137
2.8 Luminosités synchrotron, SSC et Compton externe pour différentes po- sitions dans le jet (3C 273).	138
2.9 Luminosités synchrotron, SSC et Compton externe pour différentes po- sitions dans le jet.	139
2.10 Illustration de l'influence des différents paramètres.	139
2.11 Comparaison du spectre simulé aux données observationnelles du quasar 3C279.	140
2.12 Comparaison du spectre simulé aux données observationnelles du quasar 3C279.	141
2.13 Luminosités synchrotron, SSC et Compton externe pour différentes po- sitions dans le jet (3C 279).	142
2.14 Ajustement d'un modèle SSC homogène aux observations de MKN 501	144
4.1 Schéma représentant le mécanisme de variabilité	155
4.2 Schéma représentant le maillage d'interpolation	157
4.3 Terme de création de paires en fonction de l'énergie maximale des pho- tons CI	158
4.4 Solution stationnaire en fonction de γ_0	159
4.5 Solution stationnaire en fonction de n_{e0}	160
4.6 Perte globale dans le jet en fonction de γ_0 et n_{e0}	160
4.7 Puissance, γ_0 et densité en paires en fonction du temps, pour $W_{turb} = 10^{-2}$	162
4.8 Représentation 2D de la densité en paires pour un pas de temps de $50 \Delta t$	163
4.9 Puissance et γ_0 en fonction du temps, pour différentes valeurs de W_{turb}	166
4.10 Spectre de puissance des courbes $\gamma_0(t)$	167
4.11 Zoom de la figure 4.9, pour $W_{turb}=0.08$	167
4.12 Courbes de lumière théoriques en fonction du temps	168
4.13 Représentation 2D de la densité en paires pour un pas de temps de $10 \Delta t$	169
4.14 Représentation 2D de la densité en paires pour un pas de temps de $50 \Delta t$	171

Annexes	192
C.1 Configuration de l'interaction Compton	202
C.2 Géométrie du rayonnement synchrotron pour un seul électron	205

Résumé

Les Blazars constituent la famille la plus exotique des Noyaux Actifs de Galaxie. Leur spectre peut être apparemment dominé par l'émission haute énergie (du MeV au TeV). Cette émission, de plus fortement variable, est la preuve de la présence de plasmas relativistes dans ces objets. Ils sont également le lieu d'éjections de matière à des vitesses relativistes, nécessaires à l'explication de l'observation de mouvements apparemment superluminiques, en interférométrie à très grande base. Récemment, ce même type de mouvement a été mis en évidence pour des objets appartenant à notre galaxie, les microquasars.

Dans cette thèse je présente un modèle permettant de rendre compte des caractéristiques essentielles des Blazars. L'ingrédient principal de ce modèle est la présence d'un plasma non thermique de paires évoluant dans un jet Magnéto-hydrodynamique (modèle à deux écoulements). Dans un premier temps, je montre comment la force résultant des interactions Compton Inverses d'un plasma relativiste de paires, dans le champ de photons anisotrope provenant d'un disque d'accrétion (phénomène de fusée Compton) permet de propulser ce plasma jusqu'à des vitesses d'ensemble relativistes. Les facteurs de Lorentz d'ensemble obtenus en phase terminale d'accélération rendent compte de la majorité des observations, tant celles des objets extragalactiques que galactiques.

L'émission de photons haute énergie peut être associée au rayonnement Compton Inverse du plasma de paires sur deux types de photons sources, ceux provenant du disque d'accrétion et ceux provenant du propre rayonnement synchrotron de ces paires (rayonnement Synchrotron Self Compton). Le processus de création de paires par absorption gamma-gamma permet d'expliquer naturellement la formation de ce plasma. Les différents rayonnements émis par le faisceau de paires permettent d'obtenir de bons ajustements des spectres multi-longueur d'onde de différents objets.

L'instabilité due à la création de paires semble être une bonne clef pour l'explication de la variabilité des Blazars. Un modèle dépendant du temps, couplant de manière simplifiée création de paires et accélération des particules, est présenté. Sous certaines conditions, des éjections de paires apparaissent de manière quasi-périodique, pouvant expliquer l'apparition des nouvelles composantes VLBI, associées à un sursaut d'activité aux hautes énergies.

Summary

Blazars form the more exotic class among the Active Galactic Nuclei. They are the place of both high energy particle acceleration, inferred from high energy variable emission which can apparently dominate their spectrum, and ejection of relativistic jets. Relativistic jets are needed to explain apparent superluminal motion observed in Very Long Baseline Interferometry. Such motions have been recently observed for some objects in our galaxy, the microquasars.

In this thesis, we have developed a model that can explain the main characteristics of Blazars. The crucial point of this model is the presence of a non thermal pair plasma in the inner part of a Magnetohydrodynamic jet ('two-flow' model). Firstly we show how the force due to the Compton interaction of a relativistic pair plasma in the anisotropic radiation field of an accretion disc (Compton rocket effect) can propel the pair plasma up to high bulk Lorentz factors, compatible with the values deduced from the observations in galactic and extragalactic objects.

The high energy emission is associated to the Inverse Compton process of the pair plasma onto two sources of photons. The first one is provided by the photons coming from the accretion disc and the others are synchrotron photons produced in the relativistic jet (Synchrotron Self Compton process). The pair creation process by gamma-gamma absorption can account for the formation of this plasma. Good fits to multi-wavelength spectra of some objects are obtained.

Pair creation is also subject to a runaway instability, which is a good candidate for explaining the variability in Blazars. A time-dependent model, with a simplified description of pair creation and acceleration mechanism coupling is presented. Under some conditions, spontaneous, quasi periodic pair ejection can appear which could explain the formation of VLBI components, linked to high energy activity.

Introduction

Les Noyaux Actifs de Galaxies (NAGs) font partie des objets les plus fascinants de l'Univers. Leur identification en terme de sources extragalactiques ainsi que l'extrême variabilité de leur émission implique qu'en leur sein est délivrée une puissance pouvant atteindre de 10 à 10^5 fois la luminosité d'une galaxie comme la nôtre, dans une région dont la taille est de l'ordre de celle du système solaire. Les NAGs regroupent différentes familles d'objets que je détaillerai dans la partie I. Nous verrons également dans cette partie les différents ingrédients pouvant expliquer le phénomène NAG et permettant d'obtenir une vision unifiée des différentes familles. Notamment il semble aujourd'hui admis que seule l'accrétion de matière sur un trou noir supermassif puisse rendre compte des luminosités observées.

Les Blazars constituent certainement la famille la plus exotique des NAGs. Les Blazars sont en effet le lieu d'éjection Radio dont le mouvement apparent peut être superluminique. La mise en évidence de ces éjections fut un des résultats des techniques d'interférométrie à très longues bases en Radio, mises au point dans les années 60. Ce fut également la confirmation de modèles théoriques postulant l'existence de mouvements propres relativistes dans les sources Radio les plus puissantes, mouvements qui vus sous certaines conditions, sont apparemment superluminiques. Ce même type de mouvements a été observé récemment pour des objets de notre galaxie, objets surnommés microquasars. Je reviendrai sur ce phénomène dans la partie II et présenterai un modèle permettant de produire des éjections relativistes. Ce modèle est basé sur la présence d'un plasma de paires relativistes subissant la force due aux interactions Compton Inverses dans le champ de photons anisotrope d'un disque d'accrétion. Un point essentiel du modèle est de considérer que le faisceau de paires évolue au coeur d'un jet Magnéto-hydrodynamique à grande échelle (modèle à deux écoulements). Ce jet MHD constitue un réservoir d'énergie pouvant être transférée au plasma de paires. Sous ces conditions, je montre que le modèle permet de rendre compte des observations de mouvements relativistes à la fois galactiques et extragalactiques.

Les Blazars sont également les seuls NAGs émettant dans la gamme des très hautes énergies ($E > 100$ MeV) comme l'a montré le satellite Compton Gamma Ray Observatory (CGRO), lancé au début des années 90. Si l'émission est isotrope, les puissances dans ce domaine d'énergie peuvent atteindre 10^{48} erg.s⁻¹ et l'émission est variable sur

des échelles de temps de l'ordre du jour. Certains Blazars, des BL Lacs, sont également les seuls objets extragalactiques actuellement détectés dans le domaine du TeV, domaine couvert par les télescopes Tcherenkov développés dans les années 80-90. Là encore l'émission est variable, jusqu'à des échelles de temps inférieures au jour. Les campagnes d'observations multi-longueur d'onde de certains Blazars apportent aujourd'hui des contraintes fortes sur la modélisation de ces objets. Je montre dans la partie III que l'émission Compton Inverse associée au plasma de paires, sur les photons du disque d'accrétion et sur les photons synchrotron émis dans le faisceau, permet de rendre compte des spectres haute énergie observés. L'émission synchrotron de ce faisceau permet de rendre compte des observations quasi-simultanées obtenues de la Radio à l'Ultraviolet. La prise en compte de façon auto-consistante de l'absorption des photons Gamma permet d'expliquer la formation de ce plasma de paires, à partir d'une densité initiale à la base du jet.

Je montre également dans cette partie, que le mécanisme de création de paires est instable et développe un modèle dépendant du temps basé sur cette instabilité. Ce modèle couple de façon simplifiée la création de paires et le mécanisme d'accélération. Sous certaines conditions le système ainsi décrit devient le lieu d'éjections quasi-périodiques de composantes de paires. Ces éjections peuvent expliquer la formation de nouvelles composantes VLBI. L'émission haute énergie associée correspond aux ordres de grandeur de temps de variabilité et de flux observés. De plus, différents types de sursaut d'activité sont mis en évidence, avec des corrélations complexes entre différentes bandes d'énergie.

Enfin, je conclus sur les différents résultats de mon travail et donne quelques perspectives possibles à cette étude.

Première partie

Blazars et microquasars:
caractéristiques générales

Chapitre 1

Le zoo des Noyaux Actifs de Galaxie

Sommaire

1.1	Entrée en matière	9
1.2	Visite guidée	9
1.3	Fin de la visite	15

Les Blazars rentrent dans la famille des Noyaux Actifs de Galaxie (NAGs par la suite). Pour mieux comprendre le contexte de la modélisation de ces objets il est important d'avoir une idée générale des propriétés observationnelles des NAGs. Ce premier chapitre tente de faire un résumé simplifié de ces propriétés.

1.1 Entrée en matière

Les NAGs se distinguent par l'existence en leur coeur d'une région compacte émettant une luminosité importante (supérieure à 10^{43}erg.s^{-1}). L'émission est en partie d'origine non thermique notamment dans le domaine Radio et dans le domaine de la haute énergie (rayon X et Gamma). Les spectres Optiques ne sont pas d'origine stellaire et présentent en général des raies en émission. Enfin les NAGs montrent une grande variabilité dans toutes les gammes d'énergie de leur spectre sur des échelles de temps allant de quelques minutes à quelques années.

1.2 Visite guidée

Malgré ces caractéristiques communes, les NAGs regroupent des catégories d'objets très différents dans leur morphologie et la puissance de leur émission. Pour une revue

1. Rappelons que ce chiffre correspond à environ 10^{10} fois la luminosité du Soleil, et 10 fois celle de notre Galaxie, galaxie dont l'activité centrale reste modeste.

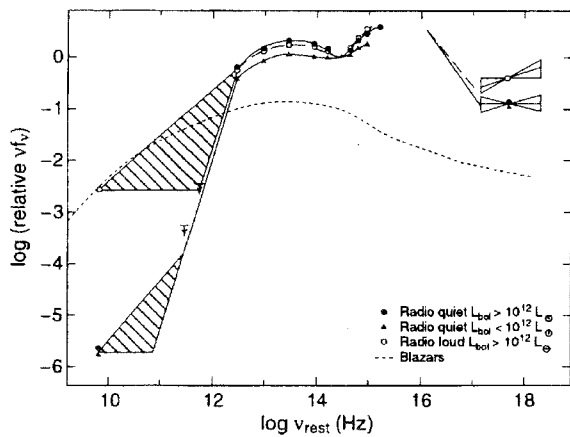


FIG. 1.1 – Comparaison entre le spectre continu moyen des NAGs Radio-loud et Radio-quiet. La ligne pointillée correspond à une sous-classe des NAGs Radio-loud appelée Blazars 1.2.1. Cette figure est tirée de Sanders et al. (1989).

complète à ce sujet, on pourra se référer aux articles de Urry & Padovani (1995); Antonucci (1993); Osterbrock (1993). Les propriétés d'émission Radio permettent de distinguer deux sous-classes importantes (figure 1.1):

- les objets pour lesquels la puissance Radio à 1.4 GHz est inférieure à $10^{25} \text{W} \cdot \text{Hz}^{-1}$, objets dits 'Radio quiet'.
- les objets dont la puissance Radio dépasse cette limite, objets dits 'Radio loud'.

1.2.1 Les objets dits 'Radio loud'

Les quasars Radio loud

Les quasars² sont des objets qui ont été détectés dans les années 60 grâce à leur intense émission Radio. Il s'est avéré par la suite que ces sources Radio ne représentaient qu'environ 10 % des objets extragalactiques à l'aspect ponctuel. Les objets restants sont regroupés sous le nom de 'Quasi Stellar Objects' ou QSOs et font partie des objets dits Radio quiet. Les quasars sont des NAGs très lumineux ($L \sim 10^{46} - 10^{48} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$), avec une émission de nature non thermique s'étendant du domaine Radio aux rayons Gamma, montrant une forte variabilité et une polarisation importante. Les spectres Optiques présentent des raies en émission dont la largeur Doppler peut atteindre $10\,000 \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ (voir figure 1.2). De manière générale, et donc pas seulement pour les quasars, on discrimine deux types de raies:

- les raies dites larges de largeur Doppler supérieure à $10\,000 \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$
- les raies dites étroites de largeur Doppler inférieure à $10\,000 \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$

Chaque type de raies est associé à une région du coeur de la galaxie d'où provient l'émission des raies. On parle ainsi de BLR (pour 'Broad Line Region') et de NLR (pour 'Narrow Line Region').

2. abréviation de 'Quasi Stellar Radio source'

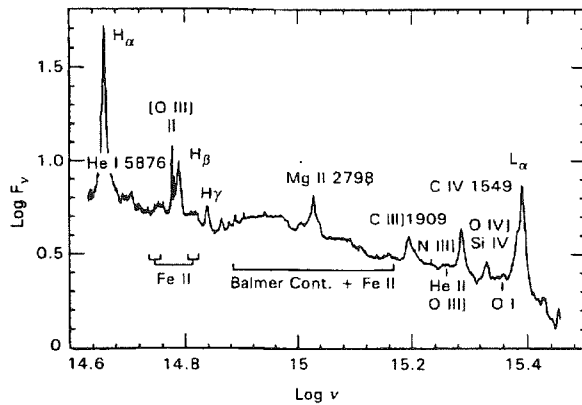


FIG. 1.2 – Spectre composite Optique-Ultraviolet de quasars obtenu par J. Baldwin et tiré de l'article de Netzer, H. dans Blandford et al. (1990). On observe à la fois la présence de raies étroites et larges.

On distingue deux sous-catégories en fonction de l'indice spectral α^3 dans le domaine Radio. Pour $\alpha < 0.4$, on parle d'objet à spectre Radio plat, dans le cas contraire, l'objet est dit à spectre Radio raide. Il est important de noter que les quasars Radio-loud sont essentiellement associés à des galaxies elliptiques géantes (Hutchings *et al.* 1989; Veron-Cetty & Woltjer 1990).

Les BL Lacs et les Blazars

Le nom BL Lacertae fut donné à ce qui semblait être une étoile variable dans la constellation du Léopard. Cette étoile semblait particulièrement curieuse: son spectre Optique ne montrait de raies ni en absorption ni en émission. De plus le continu montait en Infrarouge avec une forme en loi de puissance. Encore plus étrange, l'émission était fortement linéairement polarisée. Elle semblait ainsi montrer des caractéristiques (mais pas toutes) des quasars Radio-loud qui venaient d'être découverts. Avec la découverte d'autres objets du même type que BL Lacertae, il devint nécessaire de les regrouper au sein d'une nouvelle classe d'objets, les BL Lacs.

Les objets de type BL Lac ont des caractéristiques communes aux quasars, avec une émission Radio, X et Gamma intrinsèquement plus faible et l'absence ou l'extrême faiblesse des raies en émission. Pour certains BL Lacs, avec de nouvelles techniques de détection, on a pu mettre en évidence des raies d'émission, notamment pour des états quiescents. Ces raies sont décalées vers le rouge et prouvent que ces objets sont extragalactiques. En général ils sont relativement proches $z \leq 0.2$, mais certains sont plus distants. Des études détaillées en imagerie CCD ont permis d'obtenir des images de galaxies sous-jacentes à certains BL Lacs. Ces galaxies semblent être elliptiques pour les objets les mieux étudiés (Robson 1996).

Les BL Lacs sont classés en deux catégories suivant qu'ils ont été préférentiellement détectés en Radio (BL Lacs 'Radio-selected') ou dans le domaine des rayons X (BL Lacs 'X-ray selected') (voir figure 2.1). Les BL Lacs font partie de la classe des Blazars,

3. L'indice spectral est défini par $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ où F_ν est le flux spectral de la source

classe qui regroupe parmi les objets Radio-loud ceux présentant:

- une forte variabilité, sur des échelles de temps pouvant être inférieures au jour
- un spectre Radio plat
- une polarisation Optique importante
- l'émission de composantes Radio se déplaçant avec des vitesses apparemment supérieures à celle de la lumière (mouvement superluminique, voir chapitre I-3).

Le nom Blazar fut suggéré par Ed Spiegel à une conférence sur les BL Lacs qui eu lieu à Pittsburgh en 1978. Le nom doit être une concaténation de 'BL' pour BL Lacs et 'azar' pour quasar⁴. Le terme Blazar se réfère plus à un phénomène qu'à une classe d'objets. On en connaît environ 200, alors qu'on a détecté environ 1000 galaxie de Seyfert et 5000 quasars (la plupart 'Radio-quiet'). Outre les BL Lacs, les Blazars regroupent les quasars OVV (pour 'Optically Violent Variable') présentant une forte variabilité Optique, et les quasars HPQ (pour 'highly polarized quasars'). Les OVV (moins d'une vingtaine d'objets) sont des quasars ressemblant fortement au BL Lacs, mais comportant une caractéristique essentielle des quasars, des raies larges en émission. De plus les OVV sont plus lointains ($z \sim 0.1$ à 2) et sont plus lumineux (voir figure 1.5). Les HPQs sont les quasars à spectre Radio plat les plus polarisés, mais ne constituent pas par ce fait une classe nouvelle d'objets, dans le sens où tous les quasars semblent être polarisés.

EGRET a mis en évidence une particularité essentielle des Blazars. En effet la soixantaine d'objets extragalactiques détectés au-dessus de 100 MeV est constituée exclusivement de Blazars (Fichtel *et al.* 1994; Thompson *et al.* 1995; Von Montigny *et al.* 1995; Mukherjee *et al.* 1997).

Les Radio galaxies

Les Radio galaxies présentent la caractéristique d'être toutes des galaxies elliptiques (Wilson & Colbert 1995). On trouve à la fois des objets présentant des raies larges en émission (Broad Line Radio Galaxies) et d'autres ne présentant que des raies étroites (Narrow Line Radio Galaxies).

On distingue deux types de morphologie: les sources Radio étendues à spectre raide et les sources compactes à spectre plat.

L'émission des sources étendues est dominée par deux lobes étendus symétriquement répartis par rapport à la galaxie centrale. Les structures à la distance de la galaxie font plusieurs kpc, et dans le cas de 3C 236, atteignent la taille de 3 Mpc⁵. Les études de Fanaroff et Riley ont permis de les séparer en deux catégories (Fanaroff & Riley 1974):

- les sources FR I (figure 1.3) présentent deux jets symétriques peu puissants ($L <$

4. De plus le verbe 'to blaze' veut dire flamber

5. Une telle taille est plus grande que la séparation entre galaxies dans un même groupe comme notre Groupe Local

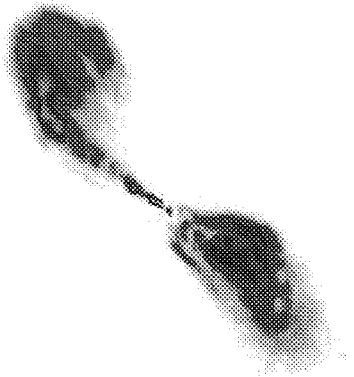


FIG. 1.3 – Image VLA d'une Radio Galaxie de type FRI: Centaurus A. Les parties terminales sont alimentées par un jet visible et peu collimaté.

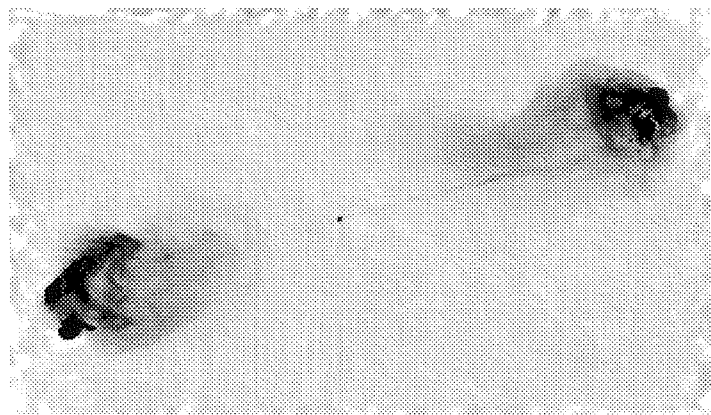


FIG. 1.4 – Image VLA d'une Radio Galaxie de type FR II: Cygnus A. On observe bien les deux points chauds. Le jet qui les alimente est à peine visible et présente une forte collimation.

10^{42} erg.s⁻¹) et dont la luminosité décroît avec la distance au centre. Le jet est généralement peu brillant sur les bords. Le jet s'élargit au fur et à mesure que l'on s'éloigne du coeur.

- les sources FR II dont l'archétype est la galaxie Cygnus A (figure 1.4), présentent des jets plus puissants et dont la luminosité est dominée par l'émission de la partie terminale du jet, sous forme de point chaud, correspondant à un choc avec le milieu intergalactique. Le contraste de luminosité entre le jet et ses lobes terminaux est tel qu'il rend le jet lui-même presque indétectable. Lorsqu'il est détecté, il présente une forte collimation. À la différence des FRI, les jets sont souvent visibles que d'un côté, ou lorsque l'on en voit deux, l'un des deux est beaucoup plus brillant que le second.

L'émission des sources Radio compactes est dominée par leur région centrale qui n'est pas résolue à l'échelle de la seconde d'arc. Elles présentent des jets d'un seul côté de ce coeur à cette échelle. Comme ce sont des sources très lumineuses, des études en interférométrie à très longues bases (Very Long Baseline Interferometry⁶) sont possibles. Elles révèlent généralement des jets à l'échelle de la milli-arcseconde, montrant pour certains des mouvements apparemment superlumériques. Nous reviendrons sur une étude plus complète de ces propriétés dans le chapitre I-3.

6. abrégé VLBI par la suite. Ces techniques utilisent des antennes Radio disposées sur différents continents. Les longueurs de base sont de l'ordre de 8200km (par exemple entre l'Europe et la Californie) pour des observations à $\lambda = 1.3$ cm conduit à une résolution de l'ordre de 0.2 milliarcsec.

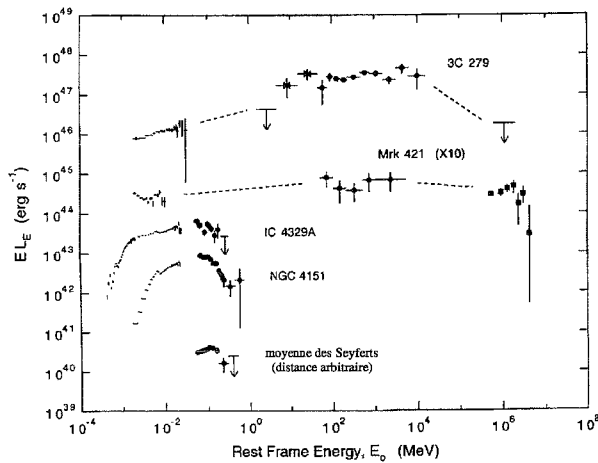


FIG. 1.5 – Comparaison des spectres multi-longueur d’onde de la Radio aux rayons γ entre différents objets typiques ainsi que le spectre moyen des galaxies de Seyfert. 3C 279 est un OVV, Mrk 421 est un BL Lac, IC 4329A et NGC 4151 sont des galaxies de Seyfert. La luminosité est calculée en supposant une émission isotrope et est représentée en fonction de la fréquence dans le référentiel comobile. Le spectre de Mrk 421 a été multiplié par un facteur 10. Cette figure est tirée de Dermer & Gehrels (1995).

1.2.2 Les objets dits ‘Radio quiet’

Les ‘Quasi Stellar Object’ ou QSOs

Les QSOs sont la version Radio-quiet des quasars Radio. Ils se distinguent de ceux-ci non seulement par une émission Radio plus faible mais également par l’absence d’émission Gamma. Environ 10% présentent en plus des raies larges en absorption dit BAL (pour ‘Broad Absorption Lines’). Ces raies sont dues à de la matière expulsée du noyau central. Pour les quasars les plus proches, on a pu imager une structure sous-jacente qui correspond bien à la structure d’une galaxie, généralement de type spirale (Hutchings *et al.* 1989).

Les galaxies de Seyfert

Seyfert a donné son nom au type de galaxies qu’il a mis en évidence dans ses travaux de 1943 où il répertoria 12 galaxies présentant un noyau brillant. Leur luminosité est bien plus faible que celle des QSOs ($L \sim 10^{43} - 10^{45} \text{ erg.s}^{-1}$). On distingue deux sous-classes en fonction des caractéristiques des raies d’émission en Optique:

- les galaxies de Seyfert de type 1 présentent à la fois des raies d’émission larges et étroites.
- les galaxies de Seyfert de type 2 présentent uniquement des raies d’émission étroites.

Le continuum d’émission des galaxies de Seyfert (des deux types) est caractérisé par:

- une forte composante dans l’Infrarouge qui s’explique bien par de l’émission thermique due à de la poussière, répartie sur des régions différentes dont la température décroît avec la distance au centre de la galaxie (Barvainis 1987). Ce modèle est confirmé par des études de variabilité multi-longueur d’onde (Edelson

& Malkan 1987).

- une composante Optique-Ultraviolet de type non-stellaire qui peut-être modélisée par l'émission thermique d'un disque d'accrétion.
- une émission dans le domaine des X-mous (2-20 keV) en loi de puissance avec indice moyen en énergie de 0.9, avec très peu de dispersion par rapport à cet indice (Nandra & Pounds 1994). On trouve dans ce domaine la présence de raies d'émission du Fer, notamment la raie de fluorescence à 6.4 keV.
- l'émission à plus haute énergie se termine par une coupure exponentielle autour d'une centaine de keV mise en évidence par les observations avec OSSE (Maisack *et al.* (1997) et voir figure 1.5).

D'un point de vue morphologique on s'est rapidement rendu compte que les galaxies de Seyfert étaient associées à des galaxies spirales (Adams 1977). Une étude récente à partir d'images de 205 galaxies de Seyfert obtenues avec le Télescope spatial Hubble confirme cet état de fait (Malkan *et al.* 1998). L'émission Radio des galaxies de Seyfert peut prendre la forme de flots s'étendant sur des échelles inférieures au pc (Ulvestad & Wilson 1989) voire de plusieurs kpc (Colbert *et al.* 1996).

1.3 Fin de la visite

Les caractéristiques des NAGs peuvent être résumées de façon synthétique dans un tableau, en regardant les propriétés différentes en Radio et en terme de raies en émission (voir tableau 1.1).

Puissance Radio	Raies Optiques en émission		
	raies étroites	raies larges	-
objets Radio-quiet	● Seyfert 2	● Seyfert 1 ● QSO	
objets Radio-loud	● Galaxies Radio à raies étroites: -FR I -FR II	● Galaxies Radio à raies larges ● Quasars Radio à spectre raide et plat	● Blazars: -BL Lacs -Quasar Radio à spectre plat

TAB. 1.1 – Classification des NAGs en fonction de la puissance Radio et des propriétés des raies d'émission, d'après Padovani (1997).

En résumé, les points essentiels à retenir de cette visite sont les suivants:

- on peut considérer l'existence de trois types d'objets suivant les caractéristiques des raies en émission: soit seulement des raies étroites sont présentes (type 2),

soit des raies larges et étroites sont observées (type 1), soit ces raies sont très peu intenses.

- la distinction entre Radio-loud et Radio-quiet semble être caractérisée par la morphologie de la galaxie hôte entre elliptique et spirale.
- parmi les 10 % des NAGs qui sont forts émetteurs Radio et présentent en général des jets, certains présentent des mouvements superluminiques observés en VLBI.
- seuls les objets émetteurs de rayon Gamma (parfois appelés Grazars⁷) sont des Blazars (voir figure 1.5).

Les Blazars constituent ainsi une classe particulière des NAGs, à laquelle nous allons plus particulièrement nous intéresser. Deux caractéristiques essentielles de ces objets sont le coeur de cette thèse: les jets relativistes et l'émission haute énergie. Nous verrons que dans une certaine mesure on peut associer les Blazars à une classe d'objets galactiques: les microquasars.

7. pour 'Gamma-Ray emitting Blazars'

Chapitre 2

Blazars et microquasars

Sommaire

2.1	Les Blazars sous la loupe	17
2.2	Corrélations entre différentes gammes d'énergie	26
2.3	Des objets particulièrement bien étudiés	28
2.4	Résumé sur l'observation des Blazars	31
2.5	Les microquasars: des Blazars en miniature?	32
2.6	Un laboratoire galactique?	36

2.1 Les Blazars sous la loupe

2.1.1 Un Blazar possède deux bosses

Les observations multi-longueur d'onde des Blazars montrent que leur continuum se caractérise par la présence de deux bosses, l'une à basse énergie avec un maximum allant de l'Infrarouge aux rayons X mous, l'autre à plus haute énergie avec un maximum dans le domaine du GeV au TeV (voir figure 2.1). Sur cette figure, se distinguent deux classes d'objets. Ceux dont la bosse basse énergie est maximale dans le domaine Infrarouge, ont le maximum de leur bosse haute énergie dans le domaine du GeV, et correspondent aux BL Lacs 'Radio-selected' et aux quasars Radio à spectre plat. Les autres ont leur premier maximum dans le domaine des rayons X et le second dans le domaine du TeV, et sont les BL Lacs 'X-ray selected'. Il semble que l'on passe de manière continue des deux types de spectre en fonction de la luminosité totale (Fossati *et al.* 1998). Les objets les plus lumineux ont leur premier maximum à plus basse énergie et le rapport de luminosité entre la bosse haute énergie et bosse basse énergie est plus important.

De manière générale, la variabilité dans la composante à faible énergie est plus importante au delà de la fréquence correspondant au maximum. Le même comportement est obtenu pour quelques observations pour la bosse haute énergie. Dans ce domaine,

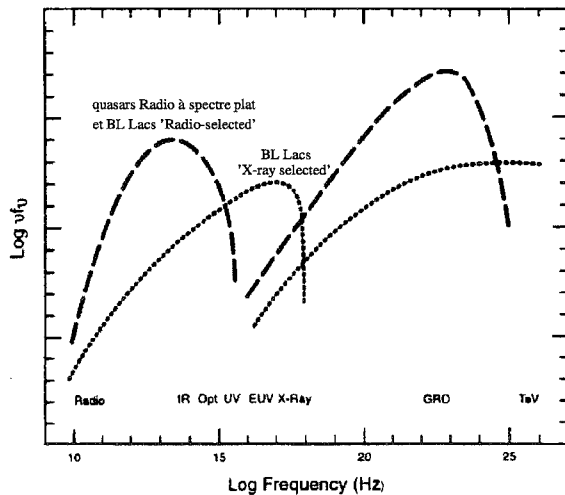


FIG. 2.1 – Représentation schématique du spectre des Blazars de la Radio au TeV. On peut mettre en évidence deux types de spectre: pour les quasars Radio à spectre plat et des BL Lacs 'Radio selected' (courbe en tiret) le pic à basse énergie est dans le domaine de l'Infrarouge et le second pic est dans le domaine du MeV. Pour les BL Lacs 'X-ray selected' (courbe en pointillé), le premier pic se situe dans le domaine des rayons X et le second dans le domaine du GeV-TeV (tiré de Ulrich et al. (1997)).

le spectre a tendance à être plus dur lorsque l'intensité augmente. On trouve également une tendance à ce que les variations entre les deux bosses soient corrélées. On ne trouve pas de différence notable entre les BL Lacs 'Radio selected' et les BL Lacs 'X-ray selected' du point de vue de la variabilité.

Nous allons maintenant nous concentrer sur les propriétés spectrales et la variabilité dans chaque domaine du spectre électromagnétique de la Radio au domaine du TeV, ainsi que sur les corrélations entre deux domaines différents.

2.1.2 Le domaine Radio

Les Blazars sont des sources Radio compactes présentant pour la plupart des nodules se déplaçant avec des vitesses apparentes superlumériques. Ces nodules sont généralement fortement polarisés (Gabuzda *et al.* 1989). Ces observations suggèrent la présence d'un jet relativiste à l'échelle du parsec (Zensus 1997). Le spectre Radio des Blazars suit une loi de puissance avec un indice spectral $-0.5 \leq \alpha \leq 0.5$ (spectre Radio plat). Les températures de brillance du rayonnement déduites des observations sont généralement de l'ordre de $10^{11} - 10^{12}$ K (Gabuzda *et al.* 1989; Kellermann & Pauliny-Toth 1981). Ces caractéristiques s'accordent bien avec l'idée que ce rayonnement est non thermique et la mise en évidence de forte polarisation favorise le processus de rayonnement synchrotron. Dans cette optique un spectre Radio plat peut s'expliquer par la superposition de spectres synchrotron individuels le long du jet (Blandford *et al.* 1990). Les Blazars sont variables dans le domaine Radio sur des échelles de temps allant de l'année à quelques jours. Les temps de variabilité sont plus courts aux fréquences les plus élevées (Salonen *et al.* 1987). On observe également des variabilités 'intraday' pour certains Blazars (Wagner *et al.* 1993; Wagner & Witzel 1995; Standke *et al.* 1996). La variabilité Radio est compatible avec un modèle où le mécanisme d'accélération des

particules rayonnantes se branche de façon plus ou moins efficace. C'est le cas des modèles invoquant l'émission synchrotron associée à la propagation d'un choc dans le jet (Marscher & Gear 1985; Valtaoja *et al.* 1992), qui rendent compte des variations observées (avec peut-être quelques problèmes pour les variations les plus courtes Wagner & Witzel (1995)).

2.1.3 Infrarouge-Optique-Ultraviolet

Le satellite IRAS a montré qu'une bonne fraction de la luminosité bolométrique des Blazars est émise dans le domaine Infrarouge (Impey & Neugebauer 1988). Le spectre suit toujours une loi de puissance dans l'Infrarouge avec un indice plus raide $\alpha \sim 1$ (Falomo *et al.* 1993). Ces données sont compatibles avec une émission d'origine non thermique (Neugebauer *et al.* 1986), surtout si l'on considère que l'émission est également variable. En effet, le satellite IRAS a également montré que des variations rapides (sur des échelles de temps d'une semaine) d'amplitude importante (facteur deux) sont communes dans le domaine de l'Infrarouge lointain (Edelson & Malkan 1986, 1987).

Le spectre Infrarouge se poursuit de façon continue dans le domaine Optique. On trouve que le rayonnement est également polarisé dans ce domaine (Carini & Miller 1992). Encore une fois ces données confirment que le rayonnement synchrotron est à l'origine de l'émission. Le spectre est encore plus raide dans l'Ultraviolet, les objets présentant des raies en émission (*i.e.* les quasars Radio à spectre plat) ayant une émission plus importante que ceux ne présentant pas de raies (*i.e.* les BL Lacs) (Impey & Neugebauer 1988). Ces objets sont également connus pour leurs variations sur plusieurs années (3C 345, Schramm *et al.* (1993)) jusqu'à quelques secondes (PKS 0446+112, figure 2.2). La variabilité aux échelles de temps courtes est en général plus importante pour les BL Lacs 'Radio-selected' que pour les BL Lacs 'X-ray selected' (Heidt 1996). Pour les objets 'Radio-selected' il existe une plus grande activité Optique pour les sources les plus brillantes (Heidt & Wagner 1996).

Dans le domaine de l'Ultraviolet, les courbes de lumière obtenues avec le satellite IUE pour une douzaine de Blazars montrent une variabilité significative (de 8 à 80 %), corrélée avec le degré de polarisation et avec la luminosité (Edelson 1992). Ce fait peut être interprété en considérant que les objets les plus variables sont ceux qui sont le plus amplifiés, mais il peut également révéler une anti-corrélation entre la luminosité et la fréquence à laquelle pique le spectre de l'objet. Dans le cas particulier de PKS 2155-304, IUE a mis en évidence un doublement du flux en une heure (Pian *et al.* 1997). Un temps de doublement de 10 jours est généralement observé (Urry *et al.* 1993).

2.1.4 Rayonnement thermique ou non?

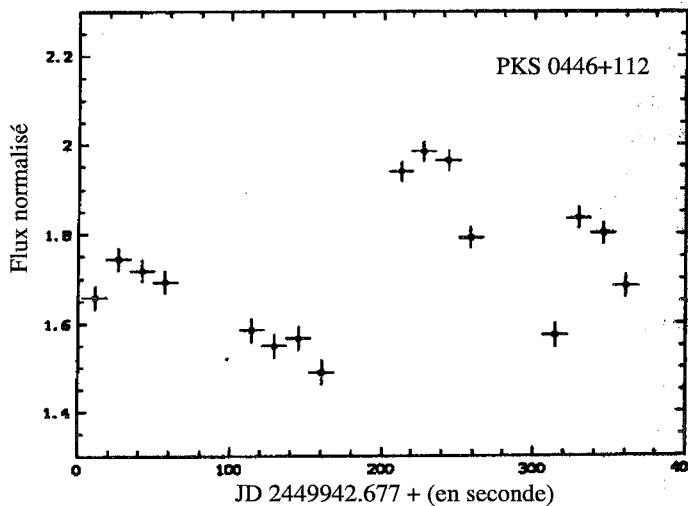


FIG. 2.2 – Variabilité Optique du Quasar PKS 0446+112. Des variations de plus de 10 % sont visibles sur des périodes d'environ 100s (Wagner 1997).

Si les données Radio-Infrarouge-Optique que nous venons de discuter sont en faveur d'une émission synchrotron d'un jet, et donc non thermique, d'autres arguments montrent que cette composante dominante pour les Blazars nous cachent les composantes thermiques que l'on retrouve pour les objets Radio-quiet (voir plus loin le paragraphe I-4.1.3).

Notamment l'étude de la variabilité des raies en émission (par exemple Ly_{α}) permet de contraindre la nature du flux Ultraviolet ionisant. Pour 3C 279, Koratkar *et al.* (1998) montrent que bien que le continuum ait varié fortement sur 8 années, le flux dans les raies Ly_{α} est resté constant. Ce type de comportement est également mis en évidence pour le quasar 3C 273 dans l'étude de Ulrich *et al.* (1993) (sur des données dans l'Ultraviolet entre 1978 et 1992), montrant que l'émission Ly_{α} reste quasiment constante pendant que le continuum varie par un facteur ~ 3 . Dans les deux cas on peut conclure à la présence d'un continuum plus faible et plus stable que celui émis par le jet et de nature sans doute thermique. Des travaux récents sur 3C 279 (Pian *et al.* 1999) montre que le flux Ultraviolet observé lors d'un état d'activité faible aux hautes énergies est

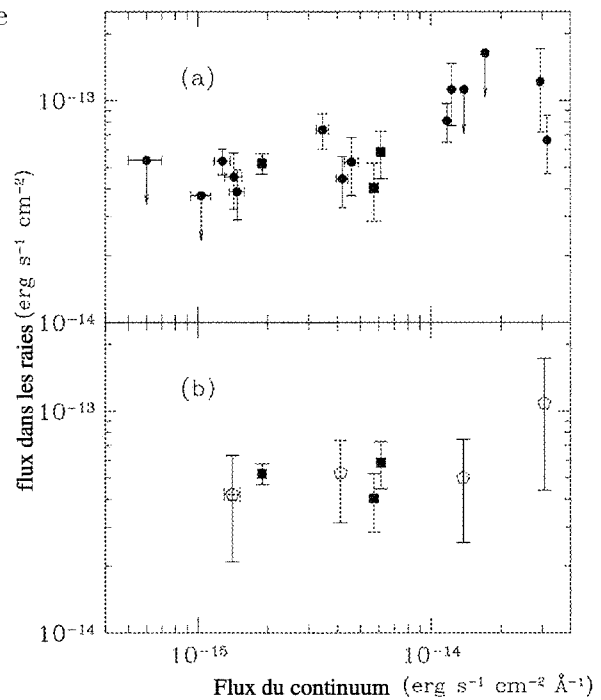


FIG. 2.3 – Flux dans la raie Ly_{α} en fonction du continuum pour 3C 279, (a) et (b) correspondent aux données obtenues avec IUE et le HST respectivement (Koratkar *et al.* 1998).

bien modélisé par la somme d'une loi de puissance d'origine non thermique plus une composante thermique provenant d'un disque. De la même façon pour le Blazar 3C 345, la modélisation d'un sursaut d'activité dans l'Infrarouge-Optique-Ultraviolet nécessite, en plus d'une composante non thermique d'un jet, l'émission thermique d'un disque (Webb *et al.* 1994).

L'étude de la variabilité de l'émission des raies d'autres Blazars montre que la composante non thermique variable doit également être prise en compte. Pour PKS 0521, Scarpa *et al.* (1995) mettent en évidence que l'émission de la raie Ly_α se comporte comme celle de 3C 279 et 3C 273, mais celle de la raie H_α est corrélée avec la variation du flux du continuum Ultraviolet. Cette corrélation apparaît aussi pour l'émission de la raie Ly_α de 3C 446 (Bregman *et al.* 1986).

2.1.5 Le cas du quasar 3C 273

Le cas du quasar 3C 273 doit être discuté séparément. Courvoisier (1998) donne une revue des observations de cet objet et de leur implication en terme de modélisation. 3C 273 montre en Radio et Gamma une part des caractéristiques des Blazars. Mais pour ce dernier, un excès Ultraviolet est clairement visible dans le spectre multi-longueur d'onde, et se modélise bien par une émission d'origine thermique (Malkan 1983; Camenzind & Courvoisier 1984). Cet excès (appelé 'Blue Bump') est généralement observé chez les Seyferts. 3C 273 montre d'autres caractéristiques communes avec les Seyferts, notamment la présence d'une composante thermique Infrarouge stable provenant de l'émission de poussières chauffées (Robson *et al.* 1986; Barvainis 1987). Les observations de variabilité (comme dans une certaine mesure, pour les galaxies de Seyfert) entre Optique et Ultraviolet avec des décalages de l'ordre de quelques jours sont incompatibles avec la propagation d'une perturbation dans un disque d'accrétion standard (Courvoisier & Clavel 1991). Cette remarque et l'observation de la raie de fluorescence du Fer en émission pour cet objet (raie cependant plus étroite et plus faible que pour les galaxies de Seyfert, Turner *et al.* (1990); Grandi *et al.* (1997)) sont en faveur de modèles où le disque est illuminé par une source de rayon X externe, modèles essentiellement développés pour les Seyferts (Haardt & Maraschi 1991; Henri & Petrucci 1997). Ainsi 3C 273 est un objet pouvant faire la charnière entre Seyfert et Blazar, et montre que la classification des NAGs est un travail complexe.

2.1.6 Émission haute énergie

L'émission haute énergie a été explorée par différentes missions satellites couvrant les énergies de quelques keV à quelques dizaines de GeV et maintenant par des détecteurs Tcherenkov au sol pour les énergies au-delà de 250 GeV jusqu'à une dizaine de TeV (voir annexe D). Nous détaillons ici les résultats obtenus dans les différents

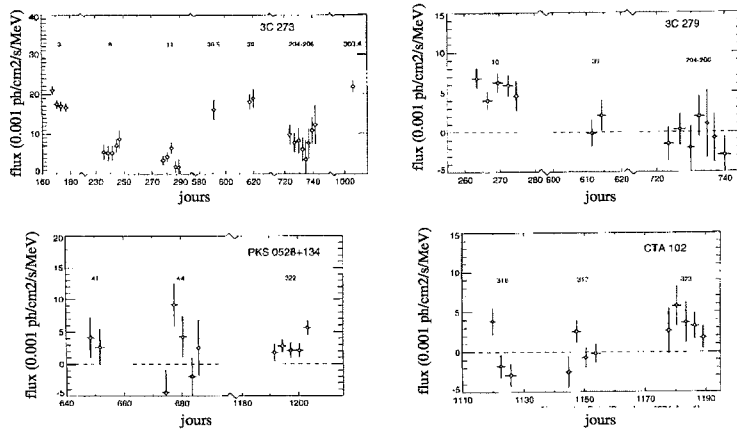


FIG. 2.4 – Courbes de lumière de 3C 273, 3C 279, PKS 0528+134 et CTA 102 dans la gamme 50-150 keV, obtenues par l'instrument OSSE. Des variations entre deux journées d'observations sont visibles pour 3C 273 (McNaron-Brown et al. 1995).

domaines d'énergie.

Émission X

Certains objets de type BL Lacs montrent que l'émission X est la continuation du continuum Infrarouge-Optique-Ultraviolet, compatible encore une fois avec l'émission synchrotron (Edelson 1994).

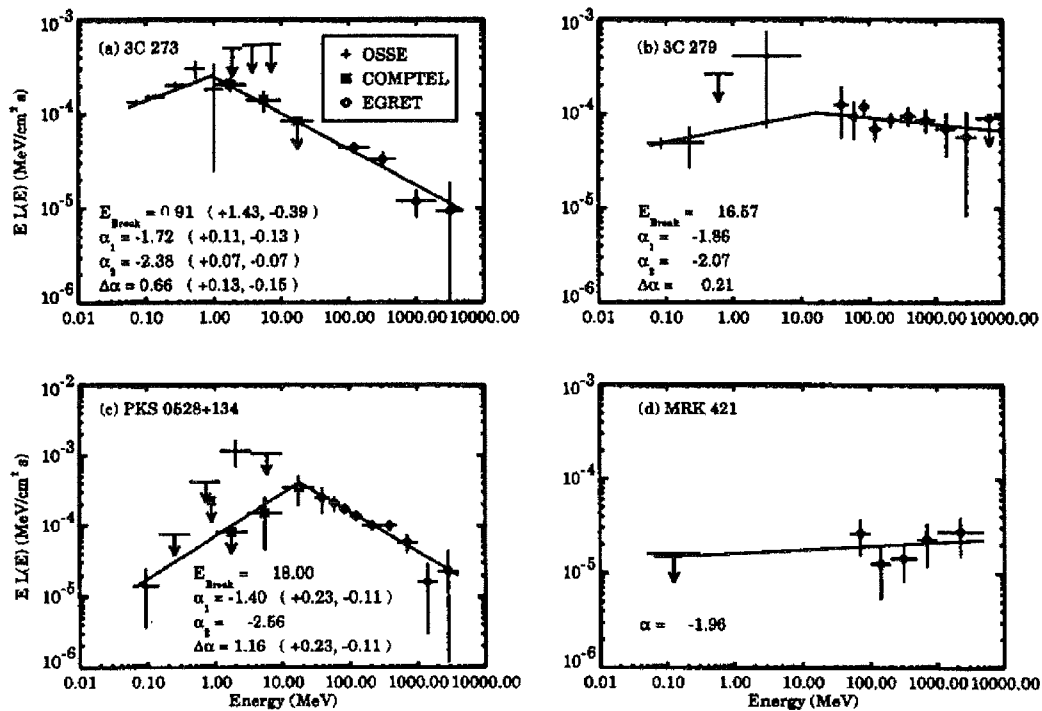


FIG. 2.5 – Spectre observé par CGRO pour les quatre Blazars (a) 3C 273 (b) 3C 279 (c) PKS 0528+134 (d) Mrk 421. Tiré de Kurfess (1994).

Une coupure peut être clairement visible dans ce domaine pour des sauts d'activité, correspondant à l'énergie maximale des photons synchrotron émis (voir figure 2.1). Pour les objets dont l'émission X n'est pas l'extrapolation du rayonnement synchrotron à plus basse énergie, un autre mécanisme doit être invoqué, tel que le processus Compton Inverse (Bregman 1994). Les spectres sont alors généralement en loi de puissance avec un indice en photon Γ allant de 1 à 2.1 (McNaron-Brown *et al.* 1995). Dans la bande d'énergie du MeV étudiée par COMPTEL, seul un petit nombre de NAGs a été identifié, presque tous étant des Blazars détectés par EGRET.

Ces objets semblent varier également au MeV (Collmar 1996) sur des échelles de temps du mois à l'année. Des variabilités sur des échelles de temps plus courtes sont difficiles à mettre en évidence du fait de la taille des barres d'erreurs sur les détections de COMPTEL.

Dans le domaine des rayons X (régime du keV au MeV), des variations sur des échelles de temps de l'ordre de quelques jours à une journée ont été observées par OSSE (voir figure 2.4). Sur des échelles de temps de quelques heures, des variations d'indice spectral X accompagnent pour certaines sources des variations de flux global. Ce type de variations a été utilisé pour contraindre des modèles SSC (Takahashi *et al.* 1996; Pian *et al.* 1998; Wehrle *et al.* 1998).

Émission Gamma

Comme nous l'avons vu chapitre I-1 l'émission haute énergie est une caractéristique des Blazars. Ce fait est établi à partir des résultats de l'instrument EGRET qui

Name	VP	(TS) ^{1/2}	α	k^a	E_0^b
0208-512.....	0100	21.5	1.91 ± 0.07	1.14 ± 0.08	283
	0132	6.5	2.48 ± 0.41	2.39 ± 0.64	154
	2200	6.7	2.02 ± 0.22	1.38 ± 0.29	243
	3290	6.4	2.01 ± 0.27	0.71 ± 0.17	260
	3350	8.4	1.87 ± 0.22	1.82 ± 0.32	246
	3355	8.0	1.98 ± 0.19	1.20 ± 0.22	279
	4090	7.8	2.27 ± 0.22	1.48 ± 0.29	208
	4280	8.8	2.18 ± 0.19	1.12 ± 0.19	238
0235+164.....	0210	12.9	1.88 ± 0.11	0.76 ± 0.08	309
0336-019.....	4191	8.7	2.27 ± 0.21	4.11 ± 0.79	185
0420-014.....	0210	6.9	2.00 ± 0.22	0.87 ± 0.16	239
0440-003.....	3370	9.6	1.96 ± 0.13	0.61 ± 0.09	315
0446+112.....	+0360	7.4	1.90 ± 0.18	1.15 ± 0.20	284
0528+134.....	+0002	20.3	2.27 ± 0.07	3.26 ± 0.19	199
	0010	13.5	2.44 ± 0.14	2.29 ± 0.20	171
	2130	13.6	2.21 ± 0.11	8.24 ± 0.76	200
	4130	9.3	2.21 ± 0.16	0.92 ± 0.15	255
	4191	6.6	2.34 ± 0.26	1.66 ± 0.41	221
	4195	7.5	2.43 ± 0.21	2.87 ± 0.51	189
	4200	11.2	2.37 ± 0.13	2.48 ± 0.29	206
0537-441.....	4090	9.9	1.96 ± 0.18	1.15 ± 0.18	266
0716+714.....	0180	6.1	2.16 ± 0.24	0.26 ± 0.06	263
0827+243.....	4035	7.0	2.16 ± 0.29	0.67 ± 0.17	266
1156+295.....	2060	6.9	2.21 ± 0.52	2.16 ± 0.77	242
	4180	6.4	2.05 ± 0.25	0.56 ± 0.12	284
3C 273.....	0030	6.7	2.10 ± 0.22	0.32 ± 0.06	261
	3086	6.7	2.22 ± 0.22	0.83 ± 0.16	245
3C 279.....	0030	44.7	1.86 ± 0.03	3.29 ± 0.12	276
	0110	17.4	2.01 ± 0.07	1.14 ± 0.09	271
	3086	6.2	1.89 ± 0.28	0.60 ± 0.15	294
	4050	7.4	2.05 ± 0.17	0.57 ± 0.09	332
1406-076.....	2050	8.5	1.90 ± 0.20	1.61 ± 0.30	245
	2060	6.6	2.07 ± 0.34	1.14 ± 0.32	242
	2070	11.7	2.25 ± 0.18	3.08 ± 0.39	171
1606+106.....	0160	6.4	2.43 ± 0.28	1.57 ± 0.34	171
1622-253.....	0160	6.9	2.03 ± 0.19	0.44 ± 0.08	272
1622-297.....	4210	7.0	2.41 ± 0.22	6.30 ± 0.10	181
	4220	11.1	1.72 ± 0.15	0.37 ± 0.06	669
	4230	6.2	2.06 ± 0.20	1.02 ± 0.21	395
	4235	14.0	2.18 ± 0.10	1.60 ± 0.17	317
1633+382.....	0092	16.0	2.01 ± 0.09	1.14 ± 0.11	271
1739+522.....	2120	6.1	2.14 ± 0.25	0.70 ± 0.14	255
2022-077.....	0072	7.4	1.82 ± 0.19	0.50 ± 0.09	357
2155-304.....	4040	6.1	1.89 ± 0.28	0.27 ± 0.07	339
CTA 102.....	0190	6.9	2.42 ± 0.20	0.80 ± 0.14	183
3C 454.3.....	0190	14.0	2.24 ± 0.11	1.84 ± 0.17	210
	0370	9.5	2.13 ± 0.17	2.27 ± 0.32	219
	3270	6.5	2.01 ± 0.26	0.49 ± 0.12	276
	4100	11.5	2.28 ± 0.13	1.08 ± 0.12	220

^a Units: 10^{-9} photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$.

^b Units: MeV.

TAB. 2.1 – Analyse spectrale des Blazars détectés par EGRET à mieux que 6σ . Les paramètres correspondent à un ajustement de la forme $F(E) = k(E/E_0)^{-\alpha} \text{ph.cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$. Tiré de Mukherjee *et al.* (1997).

a permis l'étude des NAGS dans le domaine du GeV. Ainsi, entre 1991 et 1997 une soixantaine de 'Gamma-ray' Blazars ont été détectés. Si l'émission est isotrope, la luminosité dans cette gamme d'énergie est de l'ordre de $10^{47} - 10^{48} \text{erg.s}^{-1}$ pour un grand nombre d'objets. Le tableau 2.1 résume les caractéristiques spectrales en terme de loi de puissance obtenues pour les Blazars les plus brillants (détection à mieux que 6σ). L'indice moyen en photon de cette population est de 2.15 avec des variations entre 1.8 et 2.5 (Mukherjee *et al.* 1997). On ne trouve pas de différences notables pour les valeurs des indices EGRET pour les deux sous populations que sont les quasars à spectre Radio plat et les BL Lacs. Cependant, les quasars à spectre Radio plat ont un indice EGRET qui est différent de celui du domaine X, la rupture de pente se faisant dans le domaine du MeV (voir figure 2.5 pour 3C 279, 3C 273 et PKS 0528+134). La variation d'indice spectral est variable, entre 0.2 et plus de 1. La plupart des Blazars ont été observés au moins dix fois, permettant ainsi de mettre en évidence leur variabilité sur des grandes échelles de temps. De plus les sources les plus brillantes montrent des variations de flux sur des échelles de temps de quelques jours (Von Montigny *et al.* (1995) et figure 2.10). Des variations dans la journée ('intra-day') ont également été mises en évidence pour PKS 1622-297 (Mattox *et al.* (1997)) et PKS 1406-076 (Wagner *et al.* (1995b)). Les luminosités apparentes observées lors de sursaut d'activité peuvent atteindre $10^{48} \text{erg.s}^{-1}$. Les temps de variabilités observés imposent une taille relativement réduite de la source émettrice. La densité de photons haute énergie est alors élevée, et l'opacité gamma-gamma également, semblant indiquer que les photons Gamma ne peuvent pas sortir de la région émettrice. Nous verrons chapitre II-1 comment ce paradoxe peut être levé.

Domaine du TeV

Pour les objets de type BL Lacs, certains (tel Mkn 501) ne sont pas détectés par EGRET, d'autres présentent une loi de puissance sans rupture de pente (tel Mkn 421). La différence est encore plus claire dans le domaine du TeV où seuls des objets de type BL Lacs ont été détectés, alors que l'extrapolation du spectre EGRET de quasars à spectre Radio plat (comme 3C 279) laissait supposer une détection possible. Les Blazars aujourd'hui détectés au TeV sont au nombre de cinq et sont tous des BL Lacs 'X-ray selected', deux sont des sources confirmées: Mkn 421 (Punch *et al.* 1992; Schubnell *et al.* 1996) et Mrk 501, (Quinn *et al.* 1996; Bradbury *et al.* 1997); les trois autres

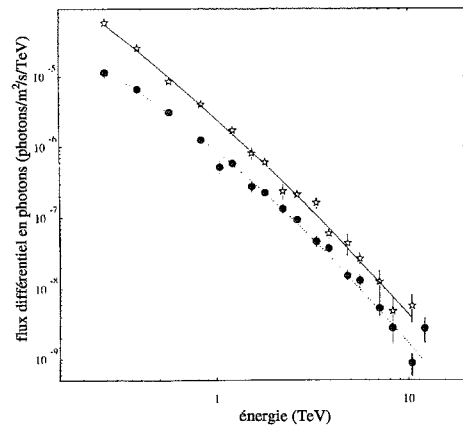


FIG. 2.6 – Spectre de Mkn 501 (cercles) et de Mkn 421 (étoiles) observé par Whipple (Krennrich *et al.* 1999)

n'ont été détectés qu'une seule fois: 1ES 2344+514 (Catanese *et al.* 1998), PKS 2155-304 (Chadwick *et al.* 1999) et 3C 66A (Neshpor *et al.* 1998). Tous sont des objets relativement proches, leur redshift étant respectivement 0.031, 0.034, 0.044, 0.117, 0.444. Mkn 421 et Mkn 501 sont des sources suffisamment lumineuses à ces énergies pour qu'une étude spectrale ait été possible. Pour Mkn 421, le spectre est une loi de puissance ne montrant pas de signe de coupure au moins jusqu'à 10 TeV (Zweerink *et al.* 1997; Krennrich *et al.* 1999; Aharonian *et al.* 1999a); pour Mkn 501, le spectre est significativement différent d'une loi de puissance avec un infléchissement autour 6 TeV et est la première indication d'une coupure pour un objet détecté à haute énergie (Samuelson *et al.* 1998; Krennrich *et al.* 1999; Aharonian *et al.* 1999b) (voir figure 2.6). En terme de variabilité, Mrk 421 et Mrk501 ont montré un flux variant d'une observation à l'autre sur des échelles de temps de l'ordre de l'année. Ces sources sont également le lieu d'intenses sursauts d'activité dont les plus rapides peuvent durer quelques heures pour Mrk 421 (Gaidos *et al.* 1996) à moins d'une heure pour Mrk 501 (Aharonian *et al.* 1997) (voir figure 2.7).

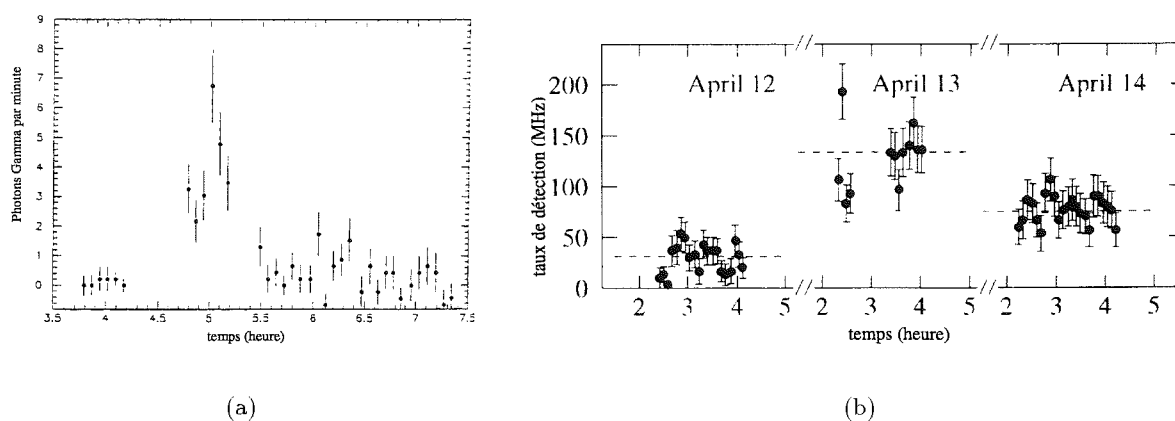


FIG. 2.7 – a) Observation de Mkn 421 avec le télescope Whipple, montrant un sursaut d'activité au TeV d'une durée de l'ordre de l'heure (tiré de Gaidos *et al.* (1996)). b) Observation de Mkn 501 avec le télescope HEGRA. Le sursaut d'activité du 13 Avril a une durée inférieure à l'heure (tiré de Aharonian *et al.* (1997)).

Quelle est la plus haute énergie émise?

La connaissance du spectre à très haute énergie est cruciale à plusieurs titres :

- elle permet de contraindre les différents modèles en compétition, notamment il faut pouvoir expliquer le mécanisme qui permet l'émission de photons aussi énergétiques.
- elle contraint le mécanisme qui peut produire une éventuelle coupure dans le

spectre. Ce mécanisme peut être intrinsèque (taux de collision Compton plus faible dans le régime Klein-Nishina ou absorption Gamma sur photons du jet) ou externe (absorption Gamma sur les photons du fond infrarouge intergalactique, Salamon & Stecker (1998); Stecker & De Jager (1998) ou sur les photons Infrarouge-Ultraviolet émis par un disque ou reprocessés par la BLR, Zhang & Cheng (1997)).

La fenêtre d'étude de l'instrument Celeste (20 GeV - 300 GeV) est particulièrement intéressante pour cette étude au niveau des sources détectées par EGRET, mais pas à plus haute énergie.

2.2 Corrélations entre différentes gammes d'énergie

2.2.1 Corrélacion entre Radio et Optique

Pour au moins quelques Blazars, sur des échelles de temps très courtes, les variabilités Optique et Radio semblent corrélées sans décalage temporel (Wagner & Witzel 1995). Sur des échelles de temps plus grandes (mois et année) une corrélation existe avec un décalage d'environ une année entre Optique et Radio basse fréquence (Hufnagel & Bregman 1992), voire un mois et moins entre Optique et le flux à 37 GHz (Tornikoski *et al.* 1994). Si l'émission est d'origine synchrotron, ces décalages peuvent s'expliquer par des effets d'opacité, la source d'émission passant progressivement d'un régime optiquement épais en Radio à optiquement mince.

2.2.2 Corrélacion entre Millimétrique et X

Alors que pour 3C273 aucune corrélation évidente n'est observée, 3C279 a montré une correspondance entre le flux millimétrique et l'émission X sur huit périodes couvrant 1988-1991 comportant deux sursauts d'activité. D'autres observations entre 1992-1996 ont montré une activité prolongée dans le Millimétrique sans contrepartie en X, ce qui peut s'expliquer si cette activité s'est produite dans les parties externes du jet, là où le processus Compton est moins important. Ceci est confirmé par le fait que dans ce cas la fréquence de réabsorption a été observée à plus basse énergie (Ulrich *et al.* 1997). BL Lac semble également montrer ce même type de corrélation (Kawai *et al.* 1991).

2.2.3 Corrélacion entre Optique et Gamma

Wagner *et al.* (1995b) rapportent les observations concernant le quasar PKS 1406-076. Ils montrent une corrélation entre le flux Optique, qui lors des observations a augmenté d'environ 60 %, et le flux Gamma, celui-ci étant multiplié par ~ 3 . Le rayonnement Optique semblait également précéder d'un jour le flux Gamma (voir figure 2.8).

Un autre objet a montré une corrélation entre Optique et Gamma (PKS 0420-014: Wagner *et al.* (1995a), voir figure 2.8). Pour cet objet un état haut en Gamma correspond à un sursaut d'activité Optique, alors que les états de non détection en Gamma correspondent à des flux Optiques plus faibles. Grandi *et al.* (1994) montrent que le flux Optique et le flux Gamma sont globalement bien corrélés pour 3C 279 sur de longues périodes. Enfin lors de la détection par EGRET de 3C 279 en juin, Hartman *et al.* (1996) rapporte une corrélation entre flux Optique et le flux EGRET qui semble sans décalage temporel. Cependant les amplitudes de variation sont différentes, le flux EGRET étant multiplié par un facteur 10, et le flux Optique que par un facteur ~ 2 .

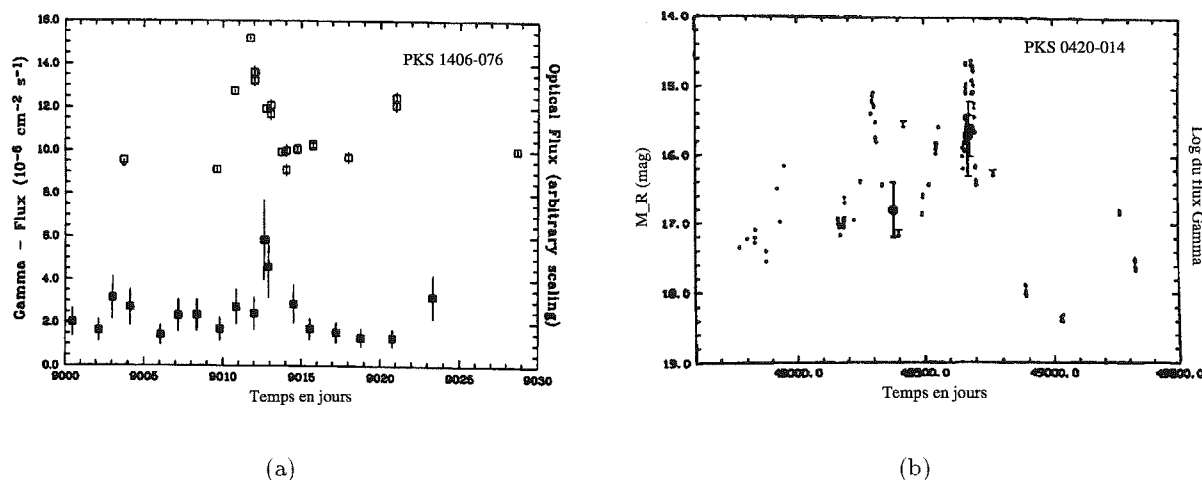


FIG. 2.8 – a) Comparaison entre la courbe de lumière Optique et Gamma du quasar PKS 1406-076 (tiré de Wagner *et al.* (1995b)). b) Courbe de lumière dans la bande R et la bande 100 MeV - 5 GeV (cercles noirs et flèches) du quasar PKS 0420-014 tiré de (Wagner *et al.* 1995a).

2.2.4 Corrélation entre Radio et Gamma

La comparaison entre données Gamma et les courbes de lumière à 37 GHz des Blazars montrent que dans un sens statistique les détections Gamma correspondent à des flux montants en Radio (Valtaoja & Terasranta 1995). Les événements les plus intenses en Gamma semblent être connectés avec la naissance de nouvelles composantes VLBI, elles-mêmes associées à une forte émission Radio. Ainsi Wagner *et al.* (1995a) à partir des données VLBI sur PKS 0420-014 montrent que l'activité simultanée Gamma et Optique de cet objet (cf figure 2.8) est liée à l'éjection de nouvelles composantes Radio. Le même type de comportement est répertorié pour PKS 0528+134 (Zhang *et al.* 1994; Pohl *et al.* 1995), 4C 71.07 (ou 0836+710, Otterbein *et al.* (1998), voir figure 2.9), 3C273 (Krichbaum *et al.* 1996) et NRAO 530 (Bower *et al.* 1997).

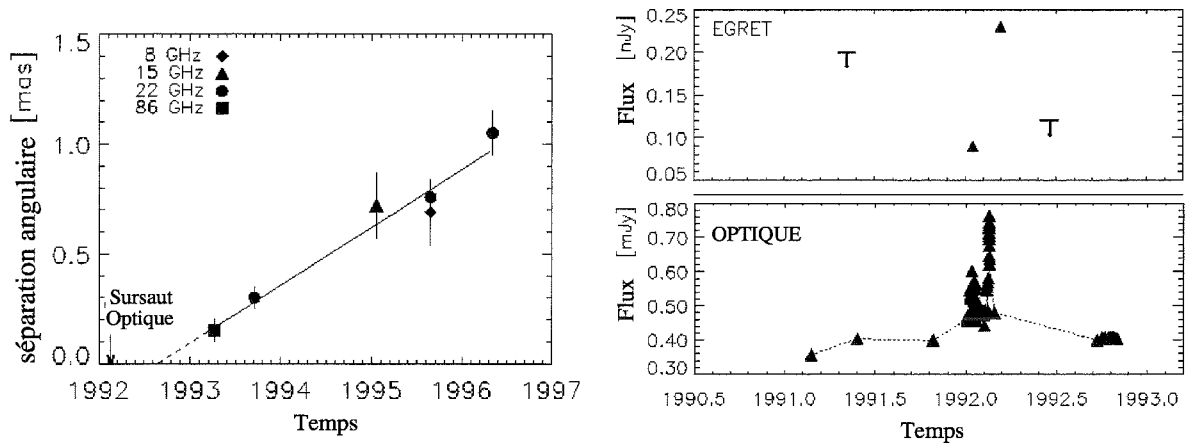


FIG. 2.9 – Corrélation entre éjection Radio et activité Gamma de $4C\ 71.07$. À gauche, évolution de la séparation angulaire d’une composante VLBI par rapport à la position de l’émission centrale. L’éjection se fait à une vitesse apparente de 10.8 fois la vitesse de la lumière. Est reportée sur cette figure la date du sursaut Optique. Ce sursaut est représenté à droite, avec la courbe de lumière d’EGRET, montrant une corrélation entre les deux gammes d’énergie. Les mesures sont compatibles avec une éjection coïncidant avec le sursaut d’activité Optique et Gamma (Otterbein et al. 1998).

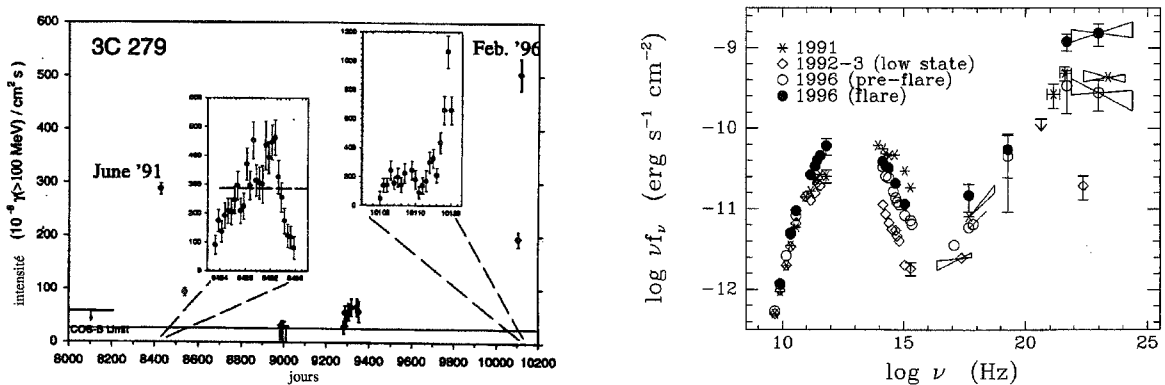


FIG. 2.10 – À gauche: variabilité de $3C279$ observée par EGRET ($E > 100\text{MeV}$). À droite: comparaison des différents spectres de $3C279$ de la Radio au Gamma. Sont représentés les résultats des campagnes multi-longueur d’onde de Juin 1991, Décembre-Janvier 1993 et Janvier-Février 1996. Dans la dernière campagne deux états sont mis en évidence (16-30 Janvier: état dit de “preflare” et Février 4-6: “flare”).

2.3 Des objets particulièrement bien étudiés

2.3.1 3C 279

Cette Radiosource est la première pour laquelle un mouvement superlumineux ait été observé (Whitney et al. 1971). Elle montra également la première activité Gamma

délectable par EGRET en Juin 1991 (Hartman *et al.* (1992); Kniffen *et al.* (1993), voir figure 2.10) lors d'une première campagne multi-longueur d'onde. Ces observations montrent que le flux est multiplié par un facteur 5 en moins de 10 jours avec des variations à l'intérieur d'une même journée. La source a été au centre de deux autres campagnes multi-longueur d'onde. Entre Décembre 1992 et Janvier 1993, la source est dans un état bas pour EGRET (Maraschi *et al.* 1994).

En Janvier-Février 1996 deux semaines de campagne multi-longueur d'onde (CGRO, ROSAT, RXTE et IUE, Wehrle *et al.* (1998)) couplées à des observations quasi-simultanées de Hubble, ASCA, ISO et d'autres instruments sur Terre (Grandi *et al.* 1996) ont permis d'obtenir un spectre de la source de la Radio au domaine des très hautes énergies. La comparaison entre les différents états observés est montrée figure 2.10. Ces observations ont également mis en évidence l'activité Gamma la plus importante de cette source entre le 4 et le 6 Février 1996. L'intensité du flux Gamma est au moins trois fois plus importante que celle de l'activité de Juin 1991. Pendant les observations de 1996 une variabilité d'un facteur 2.6 sur une échelle de temps de l'ordre de 8 heures est observée en Gamma et une variabilité d'un facteur 2 sur une échelle de temps de l'ordre de 10 jours en Optique (voir figure 2.11). Il semble également que l'activité Gamma soit corrélée avec le développement d'une nouvelle composante Radio.

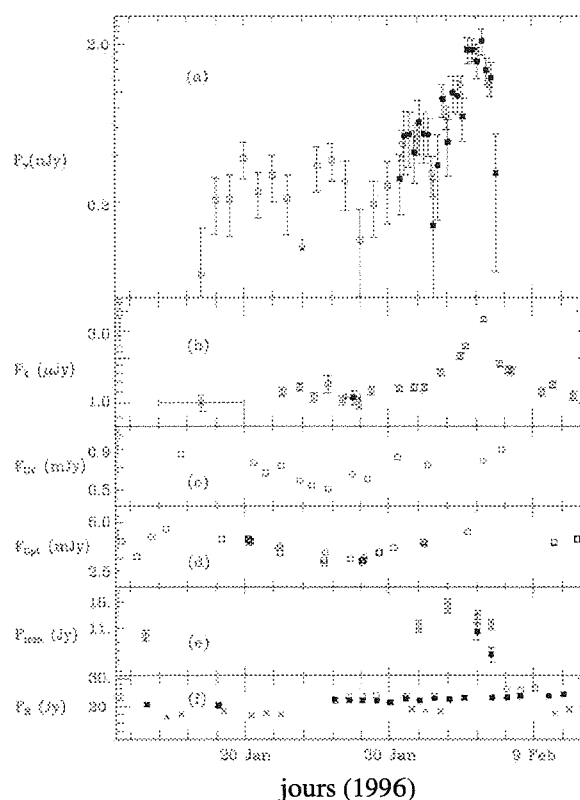


FIG. 2.11 – Courbes de lumière multi-longueur d'onde de 3C 279 observée en 1996 (Wehrle *et al.* 1998).

2.3.2 3C 273

Bien que n'étant pas à proprement parler un Blazar, 3C 273 est très remarquable en terme d'émission haute énergie. De plus c'est le quasar le plus brillant du ciel et a donc été étudié intensément depuis sa découverte en 1963 par Hazard (sic!, Hazard *et al.* (1963), ce fut le deuxième quasar découvert) et son identification comme source extragalactique (Schmidt 1963). 3C273 montre un spectre Radio plat, une variabilité importante en Optique et dans tous les autres gammes d'énergie (Courvoisier *et al.*

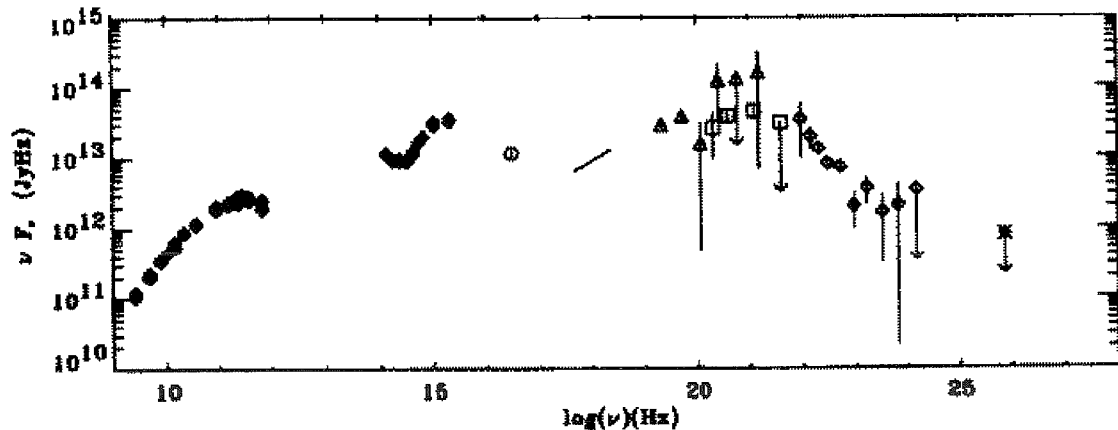


FIG. 2.12 – Spectre du quasar 3C 273 obtenu lors de la campagne multi-longueur d’onde entre 1993-1995 (Von Montigny *et al.* 1997). Les données sont quasi-simultanées.

1988, 1990), un jet Radio présentant des mouvements superluminiques (Cohen *et al.* 1987). Swanenburg *et al.* (1978) ont mis en évidence l’émission haute énergie de cet objet.

Trois campagnes multi-longueur d’onde ont été menées sur 3C 273, la première sur la période 1986-1988 (Courvoisier *et al.* 1987; Ulrich *et al.* 1988; Courvoisier *et al.* 1990; Turner *et al.* 1990; Robson *et al.* 1993), la seconde entre Mai 1991 et Octobre 1991 (Lichti *et al.* 1995) et la troisième entre 1993 et 1995. Les deux dernières campagnes ont mis en évidence une activité Gamma détectée par EGRET. Les spectres observés (figure 2.12) sont assez semblables. Ils montrent un spectre dominé par la haute énergie et la présence du Big Blue Bump. Le spectre haute énergie est composé de deux lois de puissance avec une cassure spectrale autour du MeV dont la variation d’indice est $\alpha_\gamma - \alpha_X \sim 0.8$. Le spectre est variable dans le domaine des X (variabilité d’un facteur 2 sur une échelle de temps de l’ordre de la semaine, Turner *et al.* (1990)) et dans le domaine Gamma sur une échelle de temps inférieure au mois (Von Montigny *et al.* 1997). La composante Ultraviolet est également variable, mais cette variabilité semble être incompatible avec des processus thermiques au sein d’un disque d’accrétion (Courvoisier & Clavel 1991).

2.3.3 PKS 2155-304

PKS 2155-304 est un des objets les plus étudiés. Une première campagne multi-longueur d’onde IUE et ROSAT en Novembre 1991 (Smith *et al.* 1992; Urry *et al.* 1993; Brinkmann *et al.* 1994; Courvoisier *et al.* 1995; Edelson *et al.* 1995) a mis en évidence des variations de l’Optique en passant par l’Ultraviolet jusqu’au rayonnement

X sur des échelles de temps de quelques heures. Les courbes de lumière de ces trois domaines montrent une forte corrélation, l'Ultraviolet suivant les X d'environ 2-3 h. Une deuxième campagne a été programmée en Mai 1994 (Pesce *et al.* 1997; Pian *et al.* 1997; Urry *et al.* 1997). La variabilité fut encore plus importante pour cette campagne, avec une forte corrélation également. Le délai entre l'Ultraviolet et les X est passé à 2 jours. ASCA a mis en évidence un retard de 1.5h entre les photons de 0.5 – 1 keV et ceux de 2.2 – 10 keV (Makino *et al.* 1996).

2.3.4 Mrk 421

Mrk 421 fut la cible de deux campagnes multi-longueur d'onde en Mai 1994 et Mai 1995 avec les télescopes ASCA, CGRO et Whipple. Dans les deux cas de grandes variations des flux X et du TeV furent observées. De plus dans les deux cas les courbes de lumière du TeV et des X sont fortement corrélées sans retard apparent, alors que l'Optique et l'Ultraviolet sont en retard d'environ un jour (Buckley *et al.* 1996). Takahashi *et al.* (1996) rapportent l'observation d'un retard d'environ une heure entre les photons de 0.5 – 1 keV et ceux de 2 – 7.5 keV. De plus lors du sursaut d'activité le tracé des données dans le plan indice spectral - flux X est très particulier: le spectre se durcit dans la phase de montée du flux et est de moins en moins dur dans la phase de descente. Ce comportement est assez semblable à celui de PKS 2155-304 (Sembay *et al.* 1993).

2.3.5 Mrk 501

Mrk 501 a montré une forte activité au TeV en 1997 (Djannati-Atai *et al.* 1999). Le satellite X Beppo Sax l'a observé pendant cette période d'activité. Ces observations ont montré un sursaut d'activité à la fois en X et au TeV avec une forte corrélation entre les deux flux (figure 2.13). Le spectre X est très dur et s'étend au-delà de quelques centaines de keV. Sur la figure 2.13 sont représentés des ajustements provenant d'un modèle SSC homogène et stationnaire. Les particules rayonnantes sont injectées suivant une loi de puissance en énergie, pour des facteurs de Lorentz compris entre γ_{min} et γ_{max} , et le spectre stationnaire est obtenu en considérant un terme de refroidissement. Dans le cas de l'ajustement du 16 avril, γ_{max} est en fait moins de 10 fois supérieur à γ_{min} . Ce type d'injection revient pratiquement à considérer un terme d'injection monoénergétique.

2.4 Résumé sur l'observation des Blazars

Les différentes campagnes d'observation multi-longueur d'onde des Blazars ont permis d'obtenir une vision générale des processus physiques responsables de l'émission

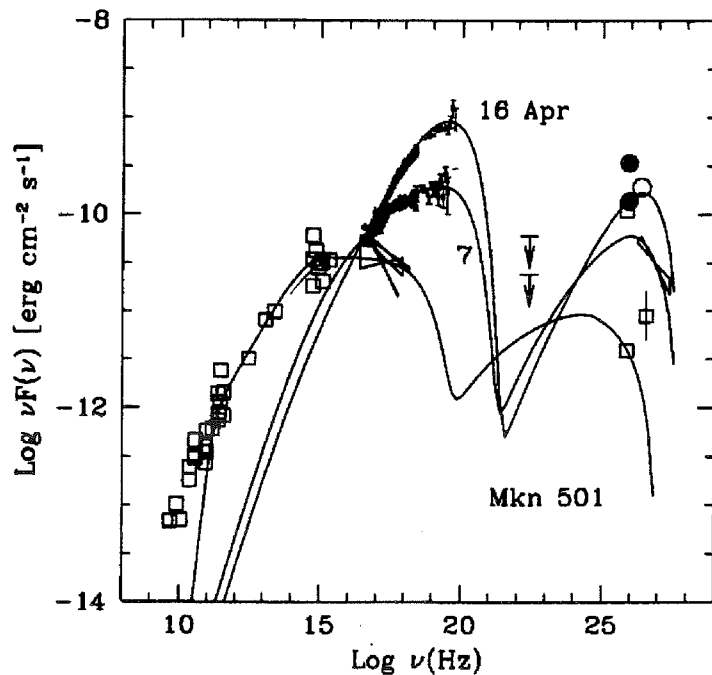


FIG. 2.13 – Spectre de Mrk 501 observé par Beppo Sax le 7 et le 16 Avril 1997. Les cercles pleins indiquent les observations presque simultanées de Whipple. Le cercle vide (donnée du 13 Avril) et l'ajustement spectral (donnée du 15-20 Mars) proviennent de l'instrument HEGRA. Le reste des données (carrés vides) correspond à des observations non simultanées et est tiré de la littérature (Pian et al. 1998).

observée. La composante basse énergie des Blazars est certainement d'origine synchrotron. Les observations du satellite CGRO ont montré que de nombreux Blazars avaient une rupture de pente dans le domaine du MeV. Le comportement des objets détectés au TeV (uniquement des BL Lacs 'X-ray selected') est cependant différent, avec une seule loi de puissance et/ou pas de détection dans le domaine du GeV. Les spectres sont en loi de puissance dans le domaine du TeV sans rupture de pente, mais des signes d'infléchissement pour Mkn501.

En terme de variabilité, les Blazars montrent des variations dans toutes les longueurs d'onde, sur des échelles de temps allant d'une année à moins d'un jour, voire moins d'une heure. Il semble néanmoins difficile de regrouper en une seule classe les divers types de comportements mis en évidence. Cependant on retrouve certaines caractéristiques semblables de variabilité par exemple dans la classe des BL Lacs 'X-ray selected' (PKS 2155-304, Mkn 421 et Mkn 501). Le fait que des corrélations simples entre différentes longueurs d'onde ne sont pas de règle est néanmoins défavorable pour un modèle homogène.

2.5 Les microquasars: des Blazars en miniature?

Petits, mais costauds

Nous verrons plus précisément dans le chapitre I-4 que le paradigme actuellement développé pour rendre compte des puissances observées chez les NAGs fait appel à l'accrétion de matière sur un trou noir supermassif.

Dans les modèles standards d'accrétion par le potentiel d'un trou noir, la luminosité maximale que peut produire la source est donnée par la limite d'Eddington (qui est obtenue dans le cadre de l'accrétion sphérique). Celle-ci est directement proportionnelle à la masse du trou noir central. Son expression s'obtient en considérant l'équilibre d'un proton soumis à la gravitation et à la pression de radiation:

$$L_{Edd} = \frac{GMm_p4\pi c}{\sigma_T} = 1.25 \cdot 10^{38} \frac{M}{M_\odot} \text{erg.s}^{-1} \quad (2.1)$$

Il existe d'autres systèmes, pour lesquels on pense qu'en leur sein se trouve un trou noir. Il s'agit des binaires X, systèmes binaires dans la Galaxie (ou dans les Nuages de Magellan), composés d'un objet compact (trou noir ou étoile à neutron) et d'une étoile gravitationnellement liés. De tels systèmes peuvent se former lorsque la formation stellaire donne naissance à un système double composé d'une étoile massive liée à une étoile de masse plus faible. La première va évoluer plus rapidement, perdre une partie de sa masse gagnée par l'autre étoile, et finalement terminer sa vie en supernovae. Au coeur de la supernovae se forme un objet compact résultat de l'effondrement du noyau de fer central de l'étoile massive. Cet objet est soit une étoile à neutron soit un trou noir, sa nature exacte dépend essentiellement de sa masse. Les théories actuelles sur la structure des étoiles à neutron donne comme limite de stabilité (au-delà de laquelle la pression des neutrons ne peut plus compenser la force de gravitation) une masse de l'ordre de $3M_\odot$. Pour huit systèmes, il a été possible de contraindre la masse de l'objet compact sur des bases de dynamique du système, à partir de la mesure de la fonction de masse. Ce qui est remarquable est que l'on retrouve des luminosités X pour ces objets de l'ordre de grandeur de la luminosité d'Eddington semblant indiquer que la relation de proportionnalité entre masse et luminosité peut se prolonger des très fortes masses aux masses plus faibles.

Bien que l'environnement et les échelles physiques soient complètement différentes, il est intéressant de noter que des similarités existent entre NAGs et notamment les Blazars et certains objets galactiques.

Des compagnons nourrissants

Dans le cas des NAGs la nature exacte de la matière accrétée peut provenir de débris d'étoiles qui se disloquent sous l'effet des forces de marée lors d'un passage trop proche du trou noir central (Hills 1975, 1978; Luminet & Marck 1985). Pour les systèmes binaires c'est l'étoile compagnon qui alimente directement l'objet compact. Si cette étoile est de faible masse elle va alimenter par son lobe de Roche un disque d'accrétion. Si sa masse est plus importante, elle peut alimenter directement l'objet compact par vent stellaire. Dans le cas des objets galactiques la présence de disque d'accrétion est plus directe; le spectre est émis à plus haute énergie que pour un NAG, et se trouve dans le domaine du keV (cf équation 4.2).

Propriétés Radio

A l'instar des NAGs, les objets compacts galactiques présentent des jets Radio. Un exemple très connu est celui de la source SS433 (Margon 1984), sans doute associée à une binaire à étoile à neutron, qui éjecte de la matière avec une vitesse $\sim 0.26 c$, mesurée par l'observation de décalage Doppler des raies Optiques dans le jet. Plus récemment deux sources Radio superluminiques ont été observées: GRS 1915+105 (Mirabel & Rodriguez 1994) et GRO J1655-40 (Hjellming & Rupen 1995; Tingay *et al.* 1995), une troisième est à confirmer, XTE J1748-288 (Hjellming *et al.* 1998)). Nous reviendrons chapitre I-3 sur les propriétés de ces jets et les comparerons avec les observations des objets extragalactiques.

Émission X et Gamma

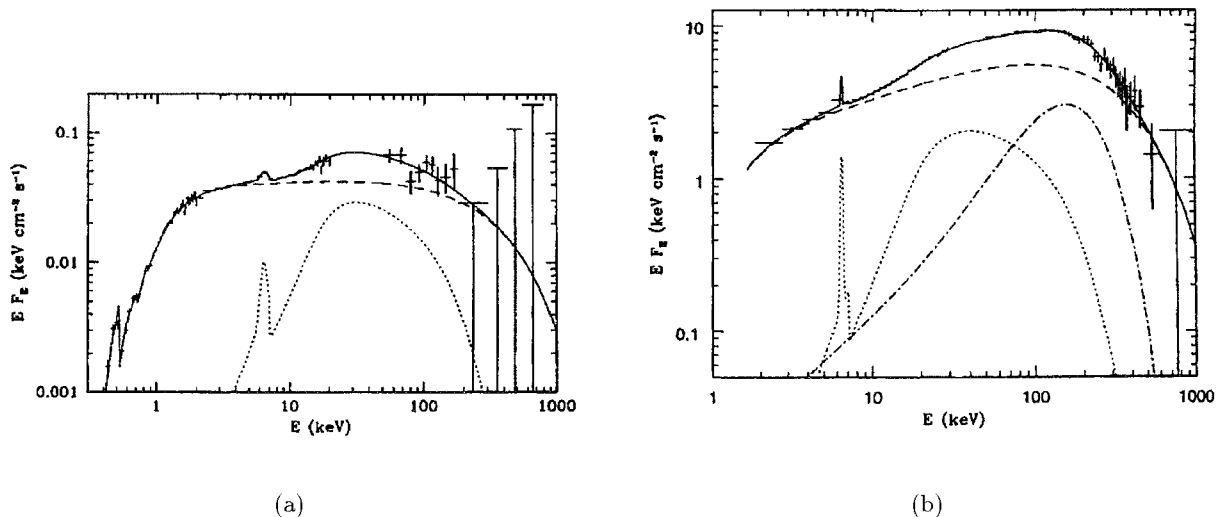


FIG. 2.14 – a) Spectre ROSAT/Ginga/OSSE de IC 4329A. b) Spectre Ginga/OSSE de Cygnus X-1 dans son état bas. Dans les deux cas la courbe en trait pointillé long est une loi de puissance avec coupure exponentielle, la courbe en trait pointillé est la composante en réflexion correspondante et pour Cygnus X-1 (b), la courbe en trait mixte est une composante thermique additionnelle. La courbe en trait est pour les deux figures la somme des différentes contributions. Ces spectres sont tirés de Zdziarski *et al.* (1996).

Une caractéristique également commune entre binaires X et NAGs et notamment Blazars et l'émission haute énergie. Les sources galactiques présentent deux états spectraux différents dans le domaine des rayons X (Grove *et al.* 1998). Quand le flux X est faible, le spectre est une loi de puissance avec un indice en photons de $\Gamma^1 \sim 1.5 - 2$

1. Γ est défini par $n_\nu \propto \nu^{-\Gamma}$ où n_ν est le spectre en photons.

suivie d'une coupure exponentielle dans les X durs ~ 100 keV. Ces états sont dénommés 'états bas durs' (X-ray low (hard) state). On observe, dans ces états, une raie du fer en émission et l'évidence de réflexion Compton (Cyg X-1 Ebisawa *et al.* (1996), GX 339-4 Ueda *et al.* (1994), GRO J1655-40 Ueda *et al.* (1998)). La ressemblance de ces spectres avec ceux des objets Radio-quiet que sont les galaxies de Seyfert est frappante (voir figure 2.14). On peut en conclure que les mécanismes d'émission pour les deux classes d'objets doivent être semblables (Zdziarski *et al.* 1996; Gierlinski *et al.* 1997) pour ce type d'état.

Un spectre X mou suivant une loi de puissance raide $\Gamma \sim 2 - 3$ est observée dans les états dits 'haut mou' (X-ray high (soft) state). Dans ces états le spectre X est dominé par une composante de corps noir multi-couleur, à une température $kT \sim 1$ keV. La loi de puissance peut s'étendre au-delà du seuil de création de paires, jusqu'au moins 700 keV dans le cas du microquasars GRO J1655-40 (Grove *et al.* 1998) (voir figure 2.15) et peut-être dans le domaine des instruments COMPTEL et EGRET pour les deux microquasars GRO J1655-40 et GRS 1915+105 (Iyudin *et al.* 1998). Ce type de spectre fait référence au spectre haute énergie des Blazars avec la différence que pour ces derniers les lois de puissance sont moins raides et sont - ainsi - vus à beaucoup plus haute énergie. Des états similaires, en tout cas au niveau de la loi de puissance raide dans le domaine 2-10 keV sont observés dans une classe particulière des galaxies de Seyfert, les 'Narrow-line Sey1' galaxies (Pounds *et al.* 1995; Comastri *et al.* 1998).

Une comparaison des différents états pour des objets galactiques observés par OSSE est représentée figure 2.15.

Variabilité

Les binaires X sont également des objets très variables et présentant des transitions entre les deux types d'activité X décrits précédemment (Cygnus X-1: Zhang *et al.* (1997a), GRS 1716-249: Grove *et al.* (1998), 1E 1740.7-2942: Grove *et al.* (1997)). Trois types de comportement temporel sont mis en évidence (Zhang *et al.* 1997b):

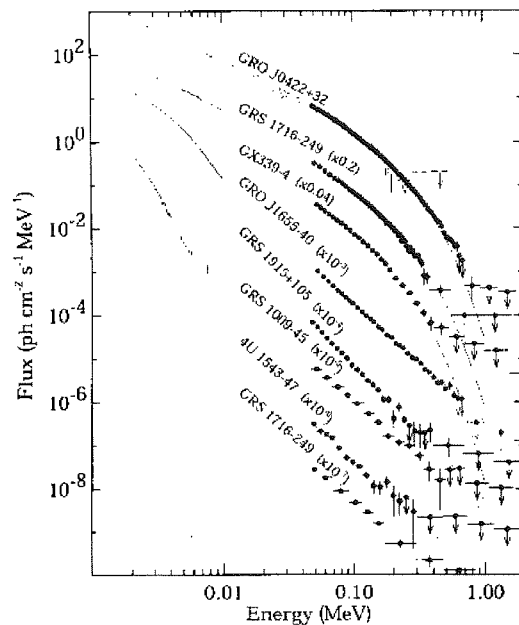


FIG. 2.15 – Comparaison entre états haut et bas pour les objets galactiques observés par OSSE (tiré de Grove *et al.* (1998).)

- des comportements éruptifs de type nova liés à une instabilité du disque d'accrétion pour les binaires X de faible masse.
- des objets présentant une émission continue et associés à un compagnon massif de 10 à 30 M_{\odot} qui alimente un objet compact par un vent, comme dans le cas de la binaire X Cygnus X-1.
- des objets intermédiaires dont les représentants sont les deux microquasars et qui sont le siège d'éruptions non périodiques et pour lesquels le compagnon semble de nature particulière, de masse importante et dans un état instable.

La connexion entre la variabilité à haute énergie et dans les autres gammes d'énergie n'est pas régulière. Des sursauts d'activité en Radio sont observés dans les objets présentant des jets et sont liés à l'éjection d'une composante Radio. Le rayonnement est d'origine synchrotron. Ces sursauts sont souvent suivis par une forte activité en X, mais ce n'est pas général (Harmon *et al.* 1995; Tavani *et al.* 1996).

Mirabel *et al.* (1998) ont obtenu récemment des observations simultanées en X et dans le domaine Radio-Infrarouge du microquasar GRS1915+105. Ces données montrent une succession d'états hauts et d'états bas en X, sur une échelle de temps de quelques minutes. Le passage par un état bas est accompagné par l'éjection d'une composante synchrotron visible en Radio et Infrarouge (voir figure 2.16). Ces éjections sont environ 1000 fois moins énergétiques que celle de 1994 ayant permis la détection de mouvement superluminique (Mirabel & Rodriguez 1994).

2.6 Un laboratoire galactique ?

Certaines propriétés des binaires X ne sont pas sans rappeler celles des NAGs: émission haute énergie, jet Radio, disque d'accrétion, composante en réflexion. On aurait ainsi un laboratoire galactique pour l'étude des propriétés des NAGs. Il faut cependant noter que la situation n'est pas si simple:

- les conditions d'observations ne sont pas forcément plus favorables, à cause de

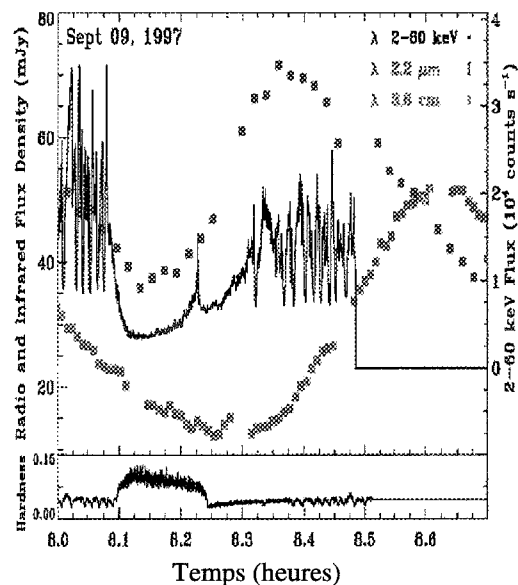


FIG. 2.16 – Courbe de lumière X, Infra-rouge, Radio, ainsi que le rapport de dureté (flux 13-60 keV / flux 2-13 keV) de GRS 1915+105, pendant le passage d'un état haut à un état bas (Mirabel *et al.* 1998).

- l'absorption galactique, pour des objets situés dans le plan galactique.
- la taille et l'environnement des objets sont complètement différents. Ceci peut être un avantage dans le sens où si les mêmes processus physiques sont en jeu, les objets galactiques nous donnent accès à des échelles de temps de l'ordre de 10^6 fois plus faible que pour les NAGs.
 - les modélisations de la composante en réflexion des objets galactiques dans l'état bas dur nécessitent un angle solide couvert que de 30-40 % de 2π . De plus la raie du fer observée par ASCA est beaucoup plus étroite que dans le cas des Seyfert, indiquant que la réflexion se fait uniquement sur les parties les plus externes du disque d'accrétion.
 - des objets galactiques possédants un jet passent d'un état de type Seyfert et donc Radio quiet dans la version extragalactique à un état X en loi de puissance correspondant aux objets Radio loud extragalactiques.

Chapitre 3

Généralités sur les jets

Sommaire

3.1	Différentes échelles d'observation	39
3.2	Record de vitesse dans l'univers	39
3.3	conclusion	45

3.1 Différentes échelles d'observation

L'étude des jets Radio extragalactiques fait appel à diverses échelles d'observation. À grandes échelles (de quelques kpc à quelques Mpc), on observe des structures sous forme de lobes et de points chauds, symétriques par rapport à un NAG. Ces lobes sont alimentés par des jets qui à grande échelle sont plutôt symétriques - dans le sens visibles des deux côtés de la source centrale - (Bridle & Perley 1984), alors qu'ils ne sont visibles que d'un côté à l'échelle du parsec (voir figure 3.1).

A l'échelle du parsec, les études VLBI ont porté sur les sources les plus puissantes et notamment les sources compactes à spectre Radio plat (Zensus 1997). Nous allons plus particulièrement nous intéresser à ces sources dans les sections suivantes. Nous verrons que ces propriétés se retrouvent à l'échelle galactique pour les microquasars.

3.2 Record de vitesse dans l'univers

3.2.1 La découverte

La découverte dans les années 1970-1971 de sources Radio semblant se mouvoir à des vitesses superlumines fut un des résultats les plus probants des nouvelles techniques de VLBI.

Ce fut également une confirmation de prédictions théoriques développées quelques années auparavant (Rees 1966). La théorie à la mode dans les années 60 pour expliquer le rayonnement des Radio galaxies et des quasars était basée sur l'hypothèse que

ce rayonnement provient de l'émission synchrotron de nuages d'électrons relativistes dans des champs magnétiques faibles (Van der Laan 1966). Ce modèle explique les caractéristiques générales des Radio galaxies.

Cependant les variations rapides observées dans un certain nombre de sources (notamment 3C 273) indiquent des dimensions physiques plus petites ou de l'ordre de la semaine lumière ce qui implique des densités d'énergies qui ne sont pas permises par le modèle synchrotron. Sous ces conditions les électrons produisant le rayonnement synchrotron sont refroidis de manière catastrophique par interaction Compton (c'est la catastrophe Compton, voir annexe C). Une solution fut apportée par Rees (1966, 1967) en considérant que les sources de rayonnement sont en expansion à des vitesses relativistes. Dans ce cas les variations rapides observées sont en fait plus lentes dans le référentiel lié à la source (voir équation 4.16), et correspondent ainsi à des tailles plus importantes. La confirmation de cette hypothèse demandait des développements techniques pour pouvoir déterminer les tailles angulaires des sources Radio. Dans les années soixante, avec la mise au point des techniques d'observation VLBI, la résolution passa de la seconde d'arc au millième de seconde d'arc. Les observations de 3C 279 entre 1978 et 1980 ont mis en évidence pour la première fois une modification de la source Radio, compatible avec une expansion dont la vitesse était supérieure à c (Moffet *et al.* 1972). Un proche compagnon dans le ciel de 3C 279, le quasar 3C 273, devint la seconde source présentant ce type d'expansion. Ces deux sources étaient alors au centre d'un projet d'observation pour déterminer les effets de gravité sur le rayonnement Radio, lorsque ces deux quasars

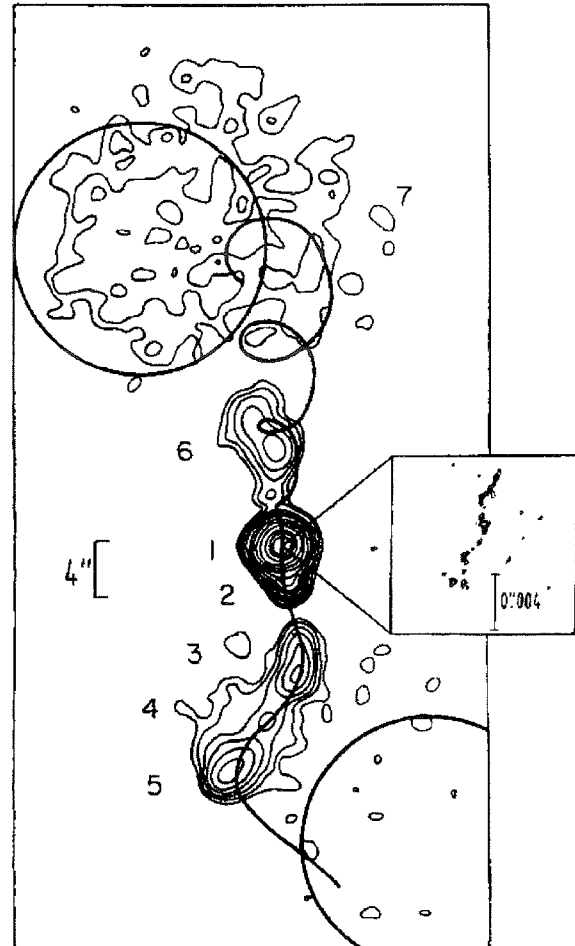


FIG. 3.1 – Carte VLA de 1978+738 avec un zoom correspondant à une carte à l'échelle VLBI. Le jet à grande échelle est visible des deux côtés de la source centrale, alors qu'à l'échelle VLBI le jet n'est visible que d'un côté. Les observations VLBI mettent en évidence un déplacement superluminique à la vitesse de $4c$ (Hummel *et al.* 1992).

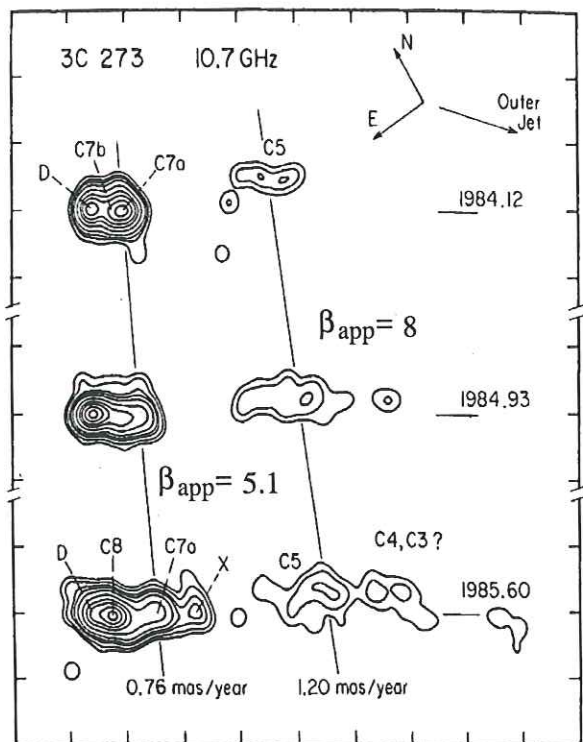


FIG. 3.2 – Observations VLBI de 3C 273 mettant en évidence deux composantes superluminiques (tiré de Cohen et al. (1987)).

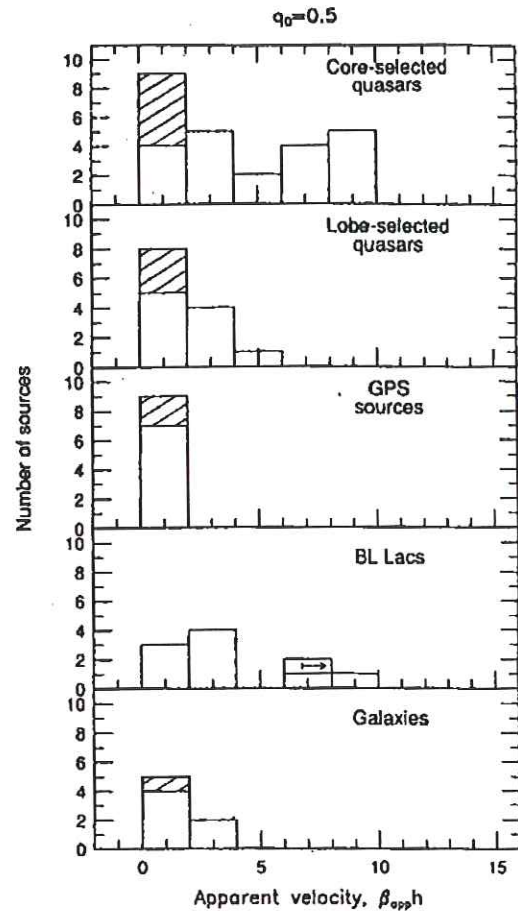


FIG. 3.3 – Nombres de sources superluminiques en fonction de la vitesse apparente β_{app} pour différentes classes de NAGs (tiré de Vermeulen & Cohen (1994)).

sont passés près du Soleil sur le plan du ciel en octobre 1970. Depuis ces découvertes, des campagnes d’observations VLBI à des résolutions de l’ordre du millième de seconde d’arc ont permis de suivre la naissance et l’évolution de nombreuses composantes Radio superluminiques dans diverses sources Radio.

3.2.2 Inventaire des sources superluminiques

Sources extragalactiques

Plusieurs revues donnent une liste des sources superluminiques connues. Dans le cas des sources extragalactiques on peut se référer à Ghisellini *et al.* (1993); Vermeulen & Cohen (1994); Fan *et al.* (1996). Plusieurs sources ont montré des composantes superluminiques successives avec des différences de vitesse apparente (3C 273, 3C 279, 3C 345, 3C 120). La classification d’une source en tant que source superluminique

dépend des constantes cosmologiques (Vermeulen & Cohen 1994). En effet les mesures VLBI permettent de remonter à μ , séparation angulaire apparente de composantes Radio d'une même source. Pour déterminer la vitesse apparente $v_{app} = \beta_{app}c$ pour des sources dont la distance est connue par leur redshift z il faut tenir compte de la géométrie de l'Univers, déterminée dans le modèle standard par la valeur de la constante de Hubble H_0 et du paramètre de décélération q_0 . On obtient ainsi:

$$\beta_{app} = \frac{\mu z}{H_0(1+z)} \left(\frac{1 + \sqrt{1 + 2q_0z + z}}{1 + \sqrt{1 + 2q_0z + q_0z}} \right) \quad (3.1)$$

De nombreuses observations sont compatibles avec un mouvement balistique comme représenté figure 3.2, bien que accélération, décélération et courbures de certains jet soient possibles (Zensus 1997). Les vitesses superluminiques maximales observées sont de l'ordre de 20 c, et font exception, la plupart des valeurs étant plutôt de l'ordre de 5 c pour les quasars (figure 3.3).

Sources galactiques

Bien que la mise en évidence de structure de jet dans le coeur des galaxies remontent à la découverte du jet Optique de M 87 par Curtis en 1918, celle de telles structures dans la galaxie est plus récente. Elle correspond à la détection du jet de SS 433 par Spencer (1979). La détection d'autres jets a dû attendre le développement des observations X pour la localisation des sources binaires X. Mirabel & Rodriguez (1999) répertorient les différentes sources relativistes de la Galaxie (voir tableau 3.1). Il semble qu'il existe une différence intrinsèque entre les binaires X à étoile à neutron et celles à trou noir. Les premières ont des jets plus lents dont la vitesse est de l'ordre de 0.2 c, alors que les secondes montrent des jets dont la vitesse est superluminaire. Les éjections de GRS 1915+105 et GRO J1655-40 sont présentées figures 3.4 et 3.5.

A l'instar des sources superluminiques extragalactiques, les sources galactiques présentent des jets de nature balistique, avec vitesses pouvant varier pour deux éjections successives - de 0.92 c (Mirabel & Rodriguez 1994) à 0.98 c (Fender *et al.* 1999) pour GRS 1915+105 (ces vitesses peuvent être déduites des observations pour cet objet, parce que l'on observe des éjections symétriques par rapport à l'objet central, voir paragraphe I-4.2.2). Un phénomène de ralentissement d'un jet est observé pour XTE J1748-288 (Hjellming *et al.* 1998).

3.2.3 Composition des jets

Si les observations des spectres Radio des NAGs concordent bien avec un modèle d'émission synchrotron d'un jet, la nature de la composition de ce jet n'est pas déterminée. Trois possibilités sont discutées: un plasma ordinaire d'électrons-protons, un plasma de paires électrons-positrons ou un jet dominé par le flux de Poynting. Plusieurs

source	type	β_{app}	β	θ
GRS 1915+105	TN	1.2-1.7	0.92-0.98	$66^\circ - 70^\circ$
GRO J1655-40	TN	1.1	0.92	$72^\circ - 85^\circ$
XTE J1748-288	TN	0.9-1.5	> 0.9	-
SS 433	NS?	0.26	0.26	79°
Cygnus X-3	EN?	~ 0.3	~ 0.3	$> 70^\circ$
CI Cam	EN?	~ 0.15	~ 0.3	$> 70^\circ$
Circinus X-1	EN	≤ 0.1	≤ 0.1	$> 70^\circ$
1E 1740.7-2942	BH	-	-	-
GRS 1758-258	BH	-	-	-

TAB. 3.1 – *Inventaire des sources relativistes de la Galaxie (d’après Mirabel & Rodriguez (1999)). Ces sources sont toutes des binaires X, dont l’objet compact est soit un trou noir (TN) soit une étoile à neutrons (EN). $\beta_{app} c$ est la vitesse apparente des éjections observées, βc est la vitesse intrinsèque et θ l’angle d’éjection par rapport à la ligne de visée dans le modèle standard (cf équation 4.5).*

contraintes sur le rayonnement synchrotron observé à l’échelle du parsec permettent de pouvoir discriminer entre ces possibilités:

- (i) le flux synchrotron à la fréquence de réabsorption (voir annexe C) est indépendant de la densité en particules relativistes. Une mesure du flux à cette fréquence pour une source résolue donne une contrainte sur l’intensité du champ magnétique de la région émettant le rayonnement synchrotron.
- (ii) la condition que le jet devienne optiquement épais à la fréquence de réabsorption donne une condition sur le produit $n_e B^{-\alpha+1.5}$, où n_e est la densité électronique et α est l’indice du spectre optiquement mince.
- (iii) la puissance cinétique du jet permet de contraindre directement la densité du plasma. Pour des protons non relativistes et si l’on considère que le facteur de Lorentz moyen des particules légères est de ~ 10 , une même luminosité cinétique correspond à un plasma de paires de l’ordre de 100 fois plus dense qu’un plasma ordinaire.
- (iv) le taux de polarisation (linéaire et circulaire) du jet apporte une contrainte importante sur la composition du jet. Dans le cas d’un plasma ordinaire, le rayonnement est soumis à la dépolarisation et la conversion Faraday, conversion de la polarisation linéaire en polarisation elliptique, qui tend à diminuer le taux de polarisation linéaire. Ces effets sont moins importants pour des facteurs de Lorentz des particules plus élevés. Pour un plasma de paires il n’y a pas de dépolarisation, mais seulement de la conversion.

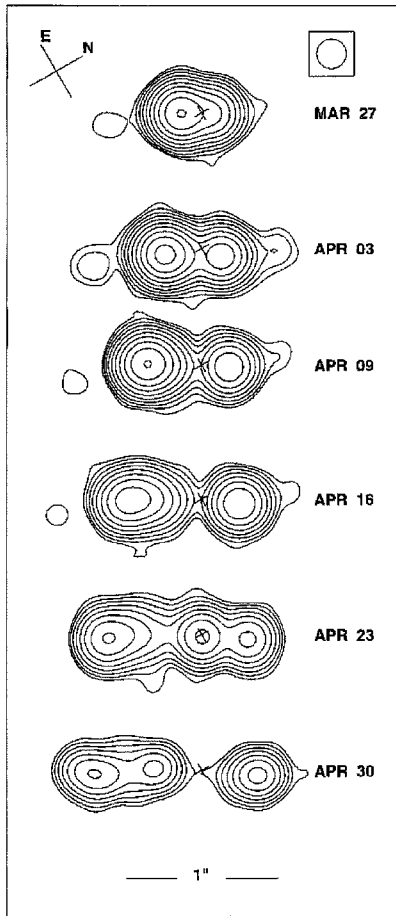


FIG. 3.4 – Carte VLA de GRS 1915+105 montrant l'éjection d'une composante se déplaçant à la vitesse de $1.2c$ (Mirabel & Rodriguez 1994).

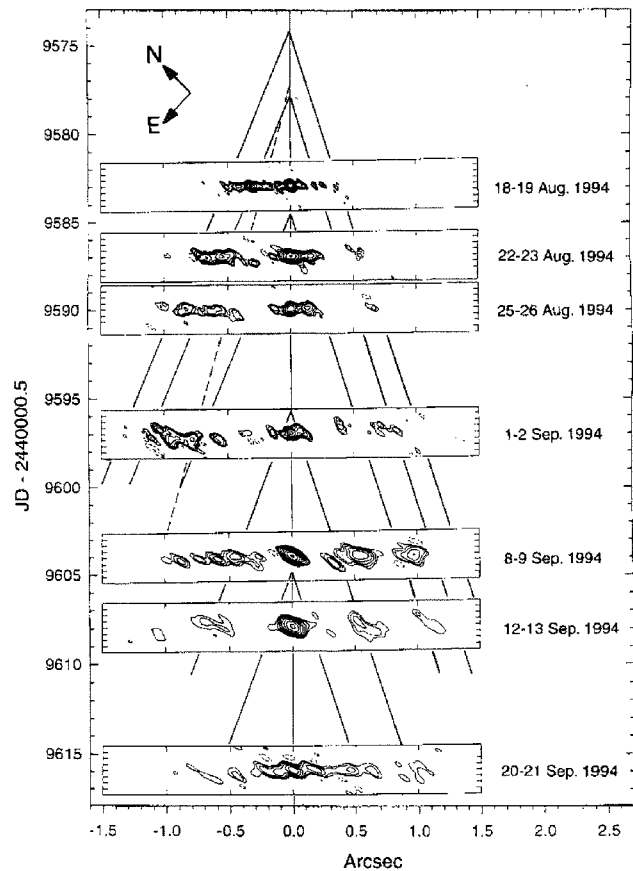


FIG. 3.5 – Carte VLBA de GRO J1655-40 montrant l'éjection épisodique de composantes se déplaçant à la vitesse de $1.1c$ (Hjellming & Rupen 1995).

Reynolds *et al.* (1996) ont ainsi utilisé (i), (ii) et (iii) pour conclure que le jet de la Radio galaxie (FRI) M 87 est dominé par un plasma de paires. De même (Hirotani *et al.* 1998, 1999) utilisent la même technique pour obtenir le même résultat pour 3C 345 et 3C 279. Une argumentation basée sur les points (iii) et (iv) a été développée par Wardle *et al.* (1998) et conclut sur la dominance par un plasma de paires pour 3C 279. Il semble sur ces exemples que les jets à l'échelle du parsec soient dominés par un plasma de paires. Néanmoins Celotti & Fabian (1993) montrent que la puissance cinétique des jets à grande échelle (kpc-Mpc) est de l'ordre de grandeur de celle estimée à l'échelle du parsec, ce qui n'est compatible que si le jet est dominé par un plasma ordinaire, la densité d'un plasma de paires à grande échelle étant fortement contrainte par le processus d'annihilation dans le jet (Ghisellini *et al.* 1992). Récemment Ghisellini

(1999) a également proposé que la puissance du jet pouvait être emportée au départ sous forme de flux de Poynting, accélérant progressivement la matière pour obtenir l'équipartition entre le flux de Poynting et puissance emportée dans le mouvement d'ensemble du plasma ordinaire constituant le jet - les mêmes contraintes décrites par (Ghisellini *et al.* 1992) ne pouvant pas donner un rôle important à un plasma de paires pour la dynamique du jet.

Nous verrons (chapitre II-1) qu'un autre type de modèle permet de réconcilier les différents points de vue décrit ci-dessus, tout en considérant la présence d'un plasma de paires prédominant à l'échelle du parsec.

3.3 conclusion

La modélisation des jets Radio doit pouvoir expliquer les différentes propriétés observées:

- la formation de jet à grande échelle, avec, dans le cas des FR IIs, des jets fortement collimatés emportant une puissance considérable.
- la présence de mouvement superluminique, à l'échelle du parsec pour les sources extragalactiques, et dans le cas des sources galactiques de type microquasars.
- le fait que les jets soient plutôt symétriques à grande échelle, a contrario de ce qui est observé à l'échelle VLBI.
- le problème posé par les contraintes sur la composition des jets.

Chapitre 4

Modélisation des Blazars et des microquasars

Sommaire

4.1	Modèle standard et unification	47
4.2	Modélisation des jets Radio	53
4.3	Modélisation de l'émission haute énergie des Blazars	58
4.4	Modélisation de la variabilité des Blazars	63
4.5	Modélisation de la composante X des sources galactiques	64
4.6	Conclusion	66

4.1 Modèle standard et unification

4.1.1 Des ogres au coeur des galaxies

Nous avons vu que les puissances émises par les NAGs peuvent être supérieures à $10^{43} \text{erg.s}^{-1}$. Les observations portant sur la variabilité de l'émission apportent des contraintes sur la taille de la région émettrice. En effet le principe de causalité stipule que l'on ne peut pas observer des variations d'intensité d'une source de taille R sur des échelles de temps inférieures à $\frac{R}{c}$, où c est la vitesse de la lumière. Les variabilités observées (voir chapitre I-2) sont compatibles avec des tailles $R \leq 10^{13} \text{cm}^1$. Différents modèles ont été proposés pour expliquer une telle puissance émise par une région si compacte: émission d'un amas dense d'étoiles massives, donc évoluant rapidement, subissant des explosions de supernova, émission d'étoiles supermassives. Des arguments basés sur l'évolution des NAGs et sur les fluctuations de leur rayonnement discréditent ces modèles. Ce furent les idées combinées de Salpeter (1964) sur l'efficacité d'un trou noir pour convertir l'énergie gravitationnelle et de Lynden-Bell (1969) sur la formation de disque accréant de la matière dans le puits gravitationnel d'un objet central qui

1. Pour comparaison, une unité astronomique vaut: $1 U.A. = 1.5 \cdot 10^{13} \text{cm}$

apportèrent les réponses les plus convaincantes. L'accrétion de matière par un disque, comparée à l'accrétion sphérique, comporte plusieurs avantages: elle est plus efficace pour convertir l'énergie gravitationnelle en émission, elle s'accorde mieux avec les indices d'anisotropie dans les NAGs (notamment les jets radio), et elle prend en compte le moment cinétique du gaz accrété. De plus les disques d'accrétion sont considérés comme pouvant jouer plusieurs rôles dans les NAGs (Blandford *et al.* 1990):

- ils peuvent former un canal par lequel la matière est éjectée (Shapiro *et al.* 1976; Rees *et al.* 1982)
- dans les versions de disques magnétisés, ils sont la base de lancement de vents ou jets Magnéto-HydroDynamiques (MHD) (Blandford & Payne 1982; Ferreira & Pelletier 1995; Ferreira 1997)
- ils sont la source de rayonnement dans le continuum Ultraviolet (cf ce qui suit), pouvant maintenir l'état d'ionisation des nuages sièges des raies en émission.

4.1.2 Théorie des disques d'accrétion

La version la plus simple d'un disque d'accrétion est celle d'un disque géométriquement mince et optiquement épais (Shakura & Sunyaev 1973). Ce type de modèle a été développé en premier lieu pour des objets stellaires compacts (trous noirs et étoiles à neutron). Le disque est chauffé par viscosité turbulente, dont une origine possible est liée à une instabilité magnétique dans le disque (Balbus & Hawley 1991; Hawley & Balbus 1991). Dans un calcul classique pour un disque optiquement épais, la luminosité du disque est donnée par:

$$L_\nu = \frac{8h\pi^2 r_i^2}{c} \nu^3 \int_1^\infty \frac{u}{\exp \frac{h\nu}{kT_{eff}(u)} - 1} du \quad (4.1)$$

où $u = \frac{r}{r_i}$ et r_i est le rayon intérieur du disque. A basses fréquences $L_\nu \propto \nu^2$ (cf loi de Rayleigh-Jeans pour le corps noir), à hautes fréquences $L_\nu \propto \nu^3 \exp -h\nu$ (cf loi de Wien), dans la zone intermédiaire on trouve une dépendance en $\nu^{1/3}$. Dans le cas d'un disque autour d'un trou noir de Schwarzschild, r_i correspond à la dernière orbite stable est vaut $3r_g$, r_g étant le rayon de Schwarzschild du trou noir. La température du disque dépend de la masse du trou noir central M et du taux d'accrétion \dot{M} par:

$$T_{eff}(u) = 5 \cdot 10^5 M^{-1/2} \dot{M}^{1/4} u^{-3/4} \left(1 - \sqrt{\frac{1}{u}}\right)^{1/4} \text{ K} \quad (4.2)$$

Et donc pour un trou noir de $M = 10^8 M_\odot$, accrétant au taux d'Eddington, la température correspond à une émission dans le domaine de l'Ultraviolet.

Des modifications importantes ont dû être apportées au modèle décrit précédemment:

- pour la partie la plus interne du disque, Novikov & Thorne (1973) donnent les corrections de relativité générale, pour un trou noir en rotation.
- lorsque les processus radiatifs sont moins efficaces pour libérer l'énergie apportée par le chauffage visqueux, la pression dans le disque est plus forte et donne une géométrie épaisse au disque. On parle dans ce cas de disque chaud et épais (Shapiro *et al.* 1976).
- une part importante de l'énergie libérée par le disque peut être advectée vers les régions centrales, et conduit à un chauffage important de ces zones. On parle alors de disque dominé par l'advection (Narayan & Yi 1995).
- des observations de variabilité quasi simultanées Optique et Ultraviolet sont en contradiction avec un modèle de disque standard. Dans un disque standard les perturbations magnéto-hydrodynamiques ont des temps de propagation trop long pour rendre compte de ces variabilités (Clavel *et al.* 1992). Ces observations ont conduit au développement de modèles d'illumination (Collin-Souffrin 1991; Haardt & Maraschi 1991; Henri & Petrucci 1997). Le disque est alors illuminé par une source X primaire. Le chauffage des régions Optique et Ultraviolet du disque se fait à la vitesse de la lumière et rend ainsi compte des variabilités corrélées.
- dans le cadre de l'accrétion par un disque magnétisé qui permet l'éjection de matière, une part importante de l'énergie d'accrétion peut être emportée par le jet (Ferreira 1997).

4.1.3 Preuves observationnelles de trou noir et de disque d'accrétion

Plusieurs observations apportent des arguments en faveur du paradigme développé précédemment.

Trou noir supermassif

Des recherches sur la dynamique du coeur de certaines galaxies (M31, M32, M87) révèlent la présence de masse de l'ordre $10^6 - 10^9 M_{\odot}$ dans un volume réduit à quelques pc au centre de ces galaxies (Kormendy & Richstone 1995). Ces études vont dans le sens de l'existence de trous noirs supermassifs. Notamment la découverte d'un disque moléculaire en rotation rapide dans NGC 4258 (Miyoshi *et al.* 1995) et l'observation de la raie du fer K_{α} par ASCA avec un élargissement de $\sim 10^4 - 10^5 \text{ km.s}^{-1}$ dans MCG-6-30-15 (Tanaka *et al.* 1995), IC4329A et NGC 5548, (Mushotzky *et al.* 1995) et NGC 4151 (Yaqoob *et al.* 1995) sont les démonstrations les plus directes de la présence d'un trou noir dans le noyau d'une galaxie active .

Disque d'accrétion

Comme nous l'avons vu, le rayonnement d'un disque d'accrétion standard autour d'un trou noir supermassif est essentiellement dans le domaine Ultraviolet. Malheureusement ce rayonnement est fortement absorbé par l'hydrogène interstellaire pour les longueurs d'onde inférieures à 912 \AA . Pour les quasars distants, le décalage vers le rouge cosmologique permet de chercher cette composante dans le domaine du proche Ultraviolet voire de l'Optique. On observe ainsi un excès en émission sous forme d'un continuum qui ne correspond pas à l'extrapolation du continuum du proche Infrarouge (Neugebauer *et al.* 1987; Francis *et al.* 1991). Cet excès porte le nom de "Big Blue Bump" est a été rapidement associé à la présence d'un disque d'accrétion (Shields 1978; Malkan & Sargent 1982; Malkan 1983). Cet excès semble être une caractéristique des objets Radio-quiet. Nous avons vu chapitre I-2 que pour les Blazars, l'émission dans le domaine Ultraviolet est d'origine plutôt non thermique. Cependant des évidences de rayonnement thermique sont observables également, et peuvent s'apparenter à l'émission d'un disque d'accrétion.

4.1.4 Les modèles d'unification

Nous avons vu chapitre I-1 que la taxinomie des NAGs est diverse et complexe. D'un point de vue théorique, il semble qu'à la base du mécanisme physique responsable de l'activité d'un NAG se trouve la notion d'accrétion sur un trou noir supermassif. C'est une première pierre apportée à l'unification des NAGs. Certains arguments observationnels semblent également aller dans ce sens.

Indices en faveur de l'unification

Les études spectroscopiques des NAGs montrent que les raies d'émission étroites sont visibles jusqu'à des distances de l'ordre de 20 kpc du noyau central. Ces études ont également révélé que ces régions étendues sont anisotropes et alignées avec l'axe Radio lorsqu'on peut le mettre en évidence. De même la présence de structures sous forme de cône d'ionisation (Wilson *et al.* 1993) indique que la source de photons ionisants est anisotrope.

L'observation spectropolarimétrique de NGC 1068 (Antonucci & Miller 1985; Miller *et al.* 1991)

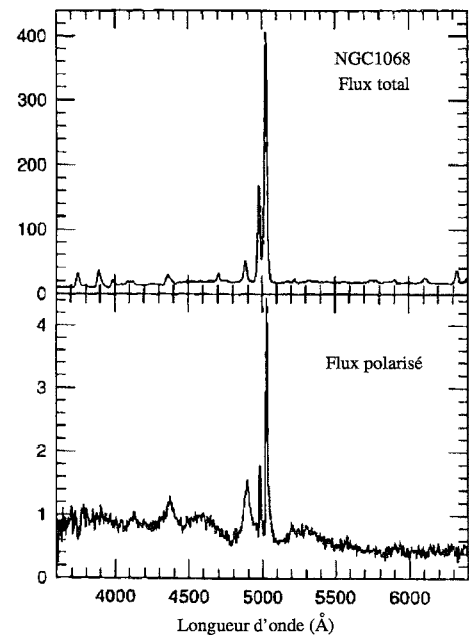


FIG. 4.1 – *Spectropolarimétrie Optique de NGC 1068: en haut est représenté le spectre du flux total, en bas celui du flux polarisé (tiré de Miller et al. (1991)).*

montre qu'en lumière polarisée le spectre de la galaxie de Seyfert de type 2 NGC 1068 présentait, en plus de raies étroites, des raies larges caractéristiques des galaxies de type 1 (voir figure 4.1). On peut expliquer ce phénomène en supposant que la région de formation des raies larges nous est cachée, mais qu'une partie du rayonnement est réfléchi dans notre direction.

De la matière répartie sous une forme de tore permet de rendre compte à la fois de l'anisotropie du rayonnement ionisant et de l'obscurcissement de la région de formation des raies larges. Cette matière peut être de la poussière chauffée par la source centrale, et responsable de la composante Infrarouge, notamment visible chez les Seyferts.

Un effet d'orientation

Une fois acquise l'idée de la présence de matière sous forme de tore dans le noyau central, les différences de type spectral ne sont plus qu'une question d'orientation pour les objets Radio-quiet. Cet effet permet également d'expliquer la différence entre les différentes structures Radio observées. Les sources étendues sont alors associées aux jets vus de côté et les sources compactes aux jets vus de face (Orr & Browne 1982). Pour ces objets, c'est l'émission non thermique du jet qui domine tout le spectre et rend la détection de raies très difficile. Nous verrons dans le paragraphe I-4.2.2 que la présence de mouvement superluminaire dans ces sources peut s'expliquer si la source émettrice du rayonnement se déplace de façon relativiste sous un petit angle par rapport à la ligne de visée. Du fait du mouvement l'émission est de plus amplifiée - c'est l'amplification Doppler. Si tous les jets ne nous apparaissent différents que par un effet d'orientation, tous les jets sont intrinsèquement relativistes et l'amplification Doppler peut expliquer que l'on voit des jets que d'un côté de la source centrale.

Dans ce même ordre d'idée, Urry & Padovani (1995) envisagent un schéma d'unification entre FR I et BL Lacs d'une part et FR II et Radio quasars d'autre part, lié à un effet d'orientation du jet. Leur argumentation se base sur des similarités entre les différentes classes d'objets en ce qui concerne les propriétés isotropes de chaque classe: FR I et BL Lacs et FR II et Radio quasars ont respectivement le même type d'émission Radio étendue, les mêmes propriétés de raies étroites en émission (quand elle sont détectées pour les BL Lacs), le même type de galaxie hôte (quand elles sont mises en évidence pour les objets les plus lointains). La distinction entre FRI/BL Lacs et FR II/Radio quasars se fait sur la puissance Radio intrinsèque des deux populations, ainsi que sur la puissance émise dans les raies Optiques et sur la luminosité de la galaxie hôte, chaque propriété étant plus faiblement mise en évidence pour la population parente des FRI/BL Lacs. L'image que donne le schéma d'unification peut se représenter telle que sur la figure 4.2.

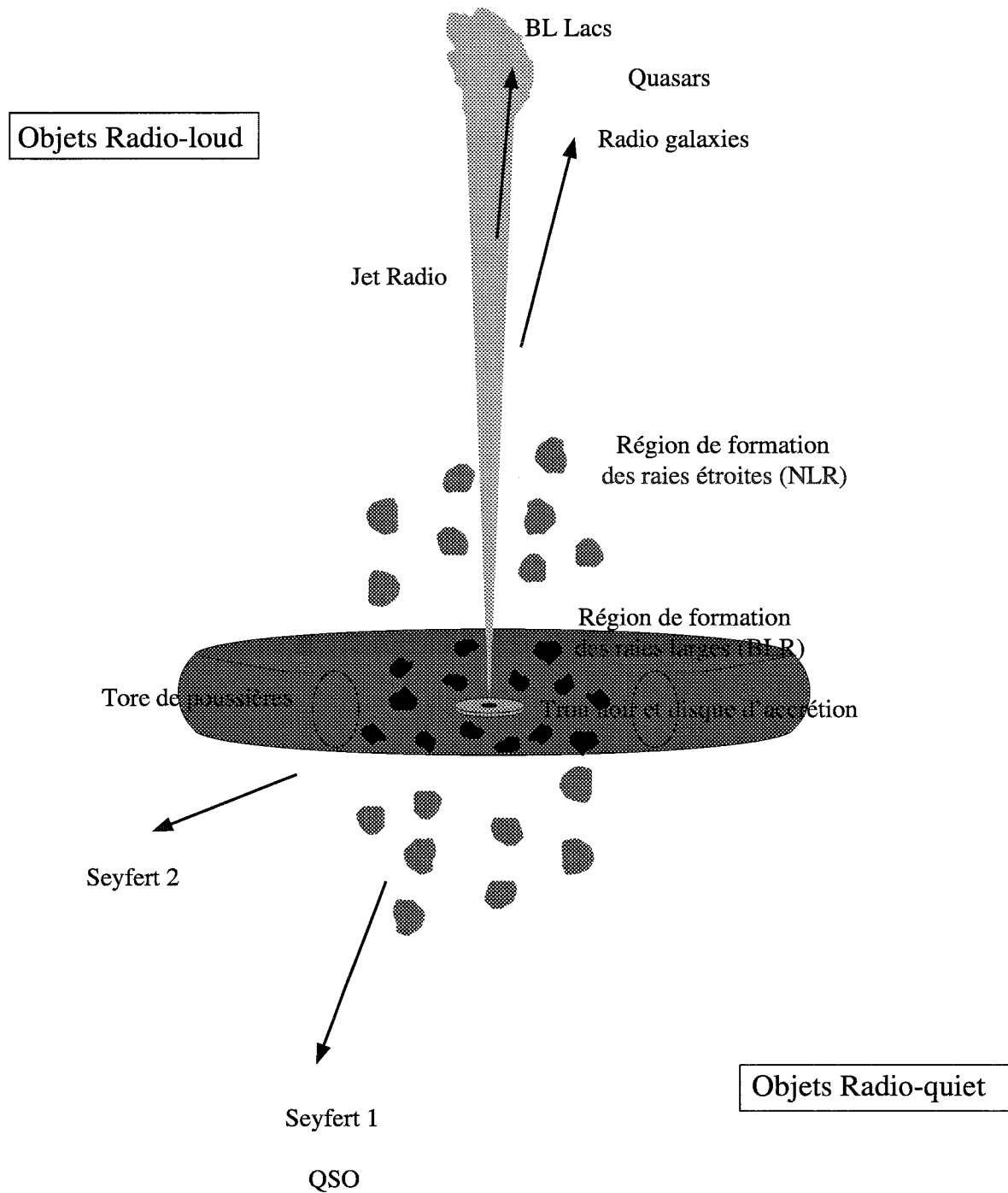


FIG. 4.2 – Schéma d'unification des Noyaux Actifs de Galaxie. Les objets 'Radio-loud' sont représentés en haut et les 'Radio-quiet' en bas (d'après Urry & Padovani (1995)).

Complications

La vision donnée par le modèle unifié permet de simplifier beaucoup la compréhension des NAGs. Cependant il semble que la situation soit plus compliquée qu'il n'y paraît. Les modèles d'unification sont basés sur des observations de certains objets

particuliers, mais rien ne permet de les généraliser à toute une classe d'objets. L'observation de raies larges en lumière polarisée n'est pas une observation générale des galaxies de Seyfert, ni celle de cône d'ionisation. De plus certains objets semblent être définitivement réfractaires à cette unification, notamment les galaxies NGC 4151 et 3C 390.3 dont le spectre est passé en 10 ans du type 1 au type 2! (Penston & Perez 1984). De même le schéma d'unification des objets Radio loud souffre de quelques difficultés, notamment l'absence de mouvement superluminaire pour les Radio galaxies et des dimensions linéaires des Blazars et Radio galaxies en désaccord avec les prédictions d'un tel schéma (Urry & Padovani 1995).

Nous venons de voir que les progrès à la fois observationnels et théoriques ont permis d'obtenir un cadre unificateur des phénomènes responsables de l'activité et de la diversité des NAGs. Même si les modèles d'unification ne sont pas parfaits, ils donnent une première idée de ce que sont les ingrédients qui constituent un NAG.

4.2 Modélisation des jets Radio

4.2.1 Jets à grande échelle

Scheuer (1974); Blandford & Rees (1974) postulèrent que les structures étendues observées en Radio sont alimentées par un jet dont la puissance provient de l'accrétion sur un trou noir supermassif via un disque. Leur théorie fut confirmée par les observations des jets et leur classification en deux types de morphologie distincte (cf paragraphe I-1.2.1).

Il semble aujourd'hui admis que seule une structure magnétique puisse permettre de produire et confiner les jets collimatés à grande échelle. Dans les travaux précurseurs de Blandford & Payne (1982), les auteurs ont considéré une structure MHD où des lignes de champ magnétique ouvertes sont ancrées dans un disque d'accrétion képlérien et mince. Les lignes de champ permettent de prélever moment cinétique et énergie au disque pour les transférer au jet. La structure du jet est résolue semi-analytiquement dans le cas d'un champ magnétique sur le plan du disque variant en loi de puissance:

$$B_z(r, 0) \propto r^{-5/4} \quad (4.3)$$

où z est la coordonnée du jet et r la coordonnée radiale du disque. Ces solutions considérées sont dites auto-similaires dans le sens où les quantités physiques dépendent de z et r suivant un produit de fonction $f(z)g(r)$. Les jets obtenus sont subrelativistes et auto-collimatés. Ces solutions 2-D de jet auto-similaires ont été généralisées par Pelletier & Pudritz (1992), pour le cas où $g(r) \propto r^\beta$, et Rosso & Pelletier (1994), pour le cas où $f(z)g(r) = r_0^\alpha f(z/r_0)$, r_0 étant la coordonnée radiale de l'intersection d'une surface magnétique avec le disque. Ces études ont été menées toujours dans le cadre d'un disque d'accrétion képlérien. Cependant si le jet emporte le moment cinétique

du disque et une partie de l'énergie mécanique libérée, ils doivent donner lieu à une modification de la dynamique du disque. Ferreira & Pelletier (1995); Ferreira (1997) ont pris en compte cette rétroaction dans le cadre de solutions 2-D auto-similaires de structures d'accrétion-éjection. L'auto-similarité considérée est de la forme:

$$A(r, z) \propto g(r/r_e) f(z/h(r)) \quad (4.4)$$

où r_e est le rayon extérieur du disque et $h(r)$ l'échelle de hauteur du disque. Ces travaux montrent que, dans certaines configurations, les lignes de champ ancrées dans le disque résistif et tordues par la rotation du disque permettent l'éjection de matière sous forme de jet collimaté. Le jet ainsi formé emporte une fraction qui peut aller de 1% à la quasi-totalité de la matière accrétée dans le disque.

4.2.2 Mouvements superluminiques

Plusieurs types de modèles ont été avancés pour l'explication des mouvements superluminiques:

- la remise en cause des redshift cosmologiques: si les objets sont plus proches, les mouvements ne sont plus superluminiques.
- des effets de lentilles gravitationnelles peuvent amplifier les flux observés ainsi que les mouvements apparents des sources, mais ce type de modèle ne reproduit pas les morphologies des sources observées.
- les modèles d'écran considèrent une source statique qui illumine une source écran se déplaçant. Pour certaines géométries, un mouvement superluminique est observé (Lynden-Bell 1977).
- le modèle d'amplification relativiste proposé par Rees (1966, 1967) et élaboré pour un choc relativiste se déplaçant dans un jet par Blandford & Konigl (1979).

Ce dernier modèle est celui qui est couramment retenu comme le modèle standard. Dans la version originale de Rees (1966), le mouvement superluminique est expliqué par l'expansion relativiste d'une coquille sphérique. Étant donné les temps de trajet différents des photons émis par différentes parties de la coquille, l'observateur ne voit pas une source sphérique mais un sphéroïde, dont le mouvement apparent est $\gamma_b \beta_b c$, où $\gamma_b = (1 - \beta_b^2)^{-1/2}$ est le facteur de Lorentz correspondant à la vitesse d'expansion radiale $\beta_b c$. Les sources superluminiques sont mieux modélisées par le mouvement d'un plasmioïde se déplaçant à une vitesse relativiste.

Soit θ l'angle par rapport à la ligne de visée sous lequel se déplace la source (voir figure 4.3). Pendant un intervalle de temps Δt , la source s'est déplacée de $\beta_b c \Delta t$, ce qui correspond à un déplacement apparent de $l_{app} = \beta_b c \Delta t \sin \theta$. L'intervalle de temps correspondant aux deux positions de la source est différent pour l'observateur, puisque la source s'est rapprochée de lui d'une distance $\beta_b \Delta t \cos \theta$, cet intervalle est en fait

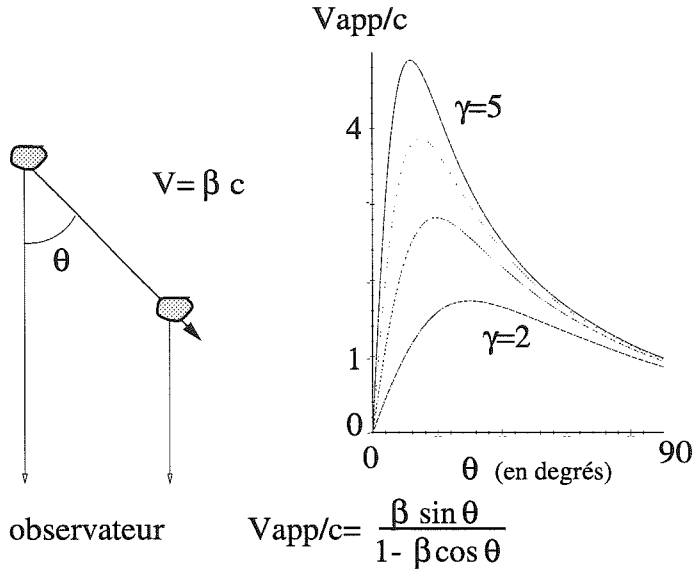


FIG. 4.3 – Modèle pour l'explication des mouvements superluminiques (à gauche) et représentation de la fonction V_{app}/c en fonction de θ (à droite). De haut en bas, $\gamma_b = 2, 3, 4$ et 5.

$\Delta t_{app} = \Delta t(1 - \beta_b \cos \theta)$. Finalement la vitesse apparente de la source est:

$$\beta_{app} = \frac{l_{app}}{\Delta t_{app} c} = \frac{\beta_b \sin \theta}{1 - \beta_b \cos \theta} \quad (4.5)$$

La vitesse apparente maximale est supérieure à c pour $\beta_b > 1/\sqrt{2}$ où $\gamma_b > \sqrt{2}$ (voir figure 4.3). Notamment la vitesse apparente est supérieure à la vitesse réelle pour tous les angles vérifiant :

$$\frac{2\beta_b}{1 + \beta_b^2} > \cos \theta > 0 \quad (4.6)$$

Contraintes sur les paramètres d'éjection

A partir d'une mesure de déplacement apparent, on peut obtenir des contraintes sur les valeurs de θ et β_b du mouvement réel. Si l'on considère β_{app} comme paramètre fixe, β_b et γ_b sont minimaux pour $\cot \theta = \beta_{app}$ avec comme valeurs minimales:

$$\beta_{b\ min} = \cos \theta = \beta_{app} (1 + \beta_{app}^2)^{-1/2} \quad (4.7)$$

$$\gamma_{b\ min} = \sqrt{1 + \beta_{app}^2} \quad (4.8)$$

La valeur maximale possible pour θ correspond à $\beta_b \rightarrow 1$ et $\gamma_b \rightarrow \infty$ et est donnée par:

$$\cot(\theta_{max}/2) = \beta_{app} \quad (4.9)$$

Maintenant si l'on considère β_b comme paramètre fixe, β_{app} est maximal pour $\cos \theta = \beta_b$ et sa valeur maximale est: $\beta_{app}^{max} = \gamma_b \beta_b$. Pour $\gamma_b \gg 1$ cette valeur maximale est $\beta_{app}^{max} \sim \gamma_b$ pour $\theta \sim 1/\gamma_b^2$. On doit donc avoir:

$$\beta_{app} \leq \beta_{app}^{max} \sim \gamma_b \quad (4.10)$$

Pour des éjections symétriques par rapport à une source centrale située à une distance D , les vitesses de déplacements angulaires de la composante s'approchant (μ_a) de l'observateur et celle s'éloignant (μ_e) sont:

$$\mu_{e,a} = \frac{\beta_b \sin \theta}{(1 \pm \beta_b \cos \theta)} \frac{c}{D} \quad (4.11)$$

On déduit de cette dernière équation les deux relations suivantes:

$$\beta_b \cos \theta = \frac{\mu_a - \mu_e}{\mu_a + \mu_e} \quad (4.12)$$

$$D = \frac{c \tan \theta}{2} \frac{\mu_a - \mu_e}{\mu_a \mu_e} \quad (4.13)$$

On peut ainsi déduire une contrainte sur le produit $\beta \cos \theta$ et sur la distance de la source. Mirabel & Rodriguez (1994) ont utilisé cette méthode pour la source GRS1915+105 et déduit $\beta_b \cos \theta = 0.323 \pm 0.016$ (ce qui implique $\beta_b \geq 0.323$ et $\theta \leq 71^\circ$) et de contraindre $D \leq 13.7$ kpc. Si une mesure de la distance par une autre méthode est possible, on peut alors déduire directement θ et β_b à partir de ces deux dernières relations. C'est cette méthode qui est également utilisée pour GRS1915+105, pour lequel on déduit $\beta_b = 0.92 \pm 0.08$ et $\theta = 70 \pm 2^\circ$, (Mirabel & Rodriguez 1994).

Les valeurs de facteurs de Lorentz contraints par le modèle standard (cf équation 4.8 et 4.10) sont généralement plus élevés pour les sources extragalactiques $\gamma_b \sim 5 - 15$ que pour les sources galactiques $\sim 2, 5 - 5$. L'angle θ lorsqu'il peut être mis en évidence est plus grand pour les sources galactiques $\theta \sim 70 - 80^\circ$ que pour les sources extragalactiques.

4.2.3 Amplification Doppler

Une des conséquences importantes du mouvement relativiste de la source est l'amplification de l'intensité spécifique dans le référentiel de l'observateur (cf annexe A). Les quantités primées correspondant au référentiel de la source on a:

$$I_\nu = I'_\nu \delta^3 \quad (4.14)$$

où $\nu' = \nu/\delta$ et $\delta = \gamma_b^{-1}(1 - \beta_b \cos \theta)^{-1}$ est le facteur Doppler dû au mouvement relativiste. Les variations du facteur Doppler en fonction de θ et γ_b sont représentées figure 4.4. Dans le cas d'un spectre en loi de puissance $I'_\nu \propto \nu'^\alpha$, on obtient:

$$I_\nu = I'_\nu \delta^{3-\alpha} \quad (4.15)$$

Ce résultat est valable pour un jet continu, dans le cas d'émission sporadique de plasmoides ayant chacun une durée de vie limitée, le nombre de plasmoides contribuant à l'émissivité est en δ^{-1} et l'amplification Doppler est en $\delta^{2-\alpha}$.

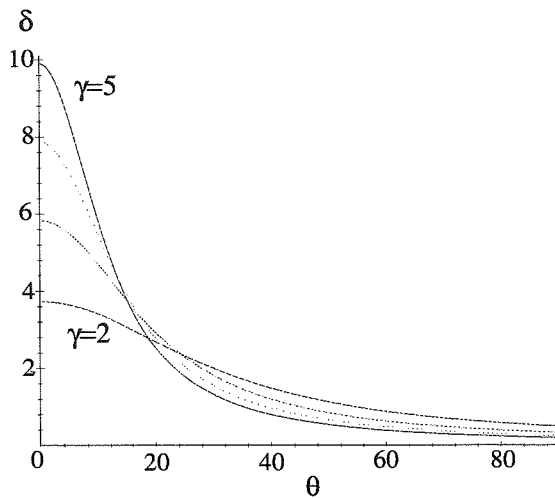


FIG. 4.4 – Facteur Doppler en fonction de l'angle d'observation θ pour différentes valeurs de γ_b . De haut en bas, $\gamma_b = 2, 3, 4$ et 5 .

Les effets relativistes jouent également sur les mesures de variations temporelles. Si Δt est la durée d'un événement dans le référentiel du jet, cette durée sera plus courte pour un observateur extérieur:

$$\Delta t_{obs} = \frac{\Delta t}{\delta} \quad (4.16)$$

4.2.4 Contraintes apportées par le phénomène d'amplification

Le phénomène d'amplification Doppler permet de comprendre pourquoi les jets des NAGs à l'échelle du parsec ne sont visibles que d'un côté de la source centrale. En effet le rapport entre le facteur Doppler pour le jet pointant dans notre direction δ_+ et celui s'éloignant de nous δ_- est:

$$\frac{\delta_+}{\delta_-} = \frac{1 + \beta_b \cos \theta}{1 - \beta_b \cos \theta} \quad (4.17)$$

Ce rapport vaut au maximum $\sim \gamma_b^2$. On a ainsi un contraste très important entre les deux jets. Si les jets à l'échelle du kpc sont eux plutôt de nature symétrique, c'est qu'à cette échelle ils ne sont pas relativistes.

Il est à noter dans le cas des sources superluminiques galactiques qu'elles sont détectées avec de grands angles par rapport à la ligne de visée. Dans ce cas le phénomène d'amplification Doppler n'est pas favorable. On peut se demander pourquoi ce sont ces sources qui ont été détectées et pas comme dans le cas des NAGs les sources pointant dans notre direction, *i. e.* celles qui sont le plus amplifiées.

4.2.5 Les modèles d'accélération d'ensemble

La résolution du problème des mouvements superluminiques, dans le cadre du modèle standard, demande maintenant un processus capable d'accélérer une source de

rayonnement Radio à des vitesses d'ensemble relativistes. Plusieurs pistes ont été suivies.

Modèle MHD

La valeur de la vitesse terminale d'un jet MHD est liée au rapport entre densité d'énergie magnétique et densité du plasma. Si la densité est faible, la vitesse d'Alfvén locale peut être proche de c et le jet peut atteindre des facteurs de Lorentz de l'ordre de 10 (Camenzind 1986; Contopoulos & Lovelace 1994). Cependant dans les solutions auto-consistantes de jets MHD (Pelletier & Pudritz 1992; Ferreira & Pelletier 1995; Ferreira 1997), les solutions obtenues sont proches de l'équipartition, donnant des vitesses terminales de l'ordre de $0.3c$, compatibles avec les vitesses des jets à grande échelle. Il faut alors invoquer un autre mécanisme pour expliquer les mouvements superluminiques observés en VLBI.

Trou noir en rotation

Dans le modèle de Blandford & Znajek (1977), un plasma de paires est accéléré par le champ électromoteur créé par la rotation d'un trou noir dans un champ magnétique. Le champ électrique peut accélérer les paires à des facteurs de Lorentz très importants. Mais plusieurs problèmes se posent pour ce modèle: il ne permet pas d'expliquer la collimation observée des jets VLBI et rien n'empêche le ralentissement rapide du jet relativiste dans le champ de photons d'un disque d'accrétion. Ce processus de ralentissement appelé 'Compton drag' (voir paragraphe II-2.3.1) agit à moins que les paires aient des facteurs de Lorentz suffisamment importants pour que les interactions Compton soient dans le régime Klein-Nishina.

Pression de radiation

Une autre solution, qui constitue la partie II de cette thèse, est de considérer la force résultant des interactions Compton Inverses d'un plasma relativiste de paires, dans le champ de photons anisotrope provenant d'un disque d'accrétion. Nous verrons que, dans le cadre du modèle à deux écoulements (chapitre II-1), cette solution semble satisfaisante pour expliquer les mouvements relativistes observés (chapitre II-2).

4.3 Modélisation de l'émission haute énergie des Blazars

Nous nous intéressons dans cette section à une revue des différents modèles développés pour rendre compte de l'émission haute énergie à la fois pour les Blazars et pour les microquasars. Dans le cas des Blazars, il semble que la composante basse énergie

résulte du rayonnement synchrotron de particules relativistes. Plusieurs scénarios ont été envisagés pour expliquer la bosse à haute énergie.

4.3.1 Les modèles hadroniques

Ces modèles supposent qu'un choc dans les régions centrales de l'objet accélèrent de façon efficace une population de protons relativistes. Ces protons peuvent être engagés dans divers mécanismes de refroidissement:

- des processus proton-proton donnant par l'intermédiaire de pions, soit des photons soit des paires électron-positron.
- des processus proton-photon (basse énergie) conduisant de la même façon à la génération de photons et de paires, et également de neutrons.
- des processus proton-photon (haute énergie) qui initient une cascade de paires.

Ce dernier processus a été appliqué à la modélisation de spectre multi-longueur d'onde de Blazar par Mannheim & Biermann (1992); Mannheim (1996). Ce modèle nécessite des protons accélérés à des facteurs de Lorentz de l'ordre de $10^9 - 10^{11}$. La cascade de paires génère une succession de spectres synchrotron qui sont responsables de l'émission Optique jusqu'au Gamma et au domaine du TeV. Les modèles hadroniques ont souvent été privilégiés parce qu'un choc accélère de manière plus efficace les protons que les électrons. Nous verrons cependant que les contraintes sur la variabilité des Blazars sont difficilement remplies par ce type de modèle.

4.3.2 Les modèles leptoniques

Dans ces modèles, les photons de hautes énergies résultent de la diffusion Compton Inverse (voir annexe B) d'une source de photons mous par une population relativiste d'électrons ou de paires. Les modèles les plus réalistes supposent que le plasma est accéléré dans son ensemble à des vitesses relativistes, caractérisées par un facteur de Lorentz γ_b . La population de leptons est relativiste dans le référentiel se déplaçant à la

vitesse $\beta_b c = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma_b^2}}c$, et est généralement considérée comme isotrope.

Modèle Compton externe

Dans les modèles Compton externes, les photons sources pour le processus Compton Inverse sont extérieurs au plasma relativiste. Dans le modèle de Dermer & Schlickeiser (1993) (voir figure 4.5), ces photons proviennent d'un disque d'accrétion. L'émission haute énergie se répartit dans un cône de demi-angle au sommet $\sim \frac{1}{\gamma_b}$ centré sur l'axe du jet. Le facteur de Lorentz est fixe dans tout le jet et vaut $\gamma_b \sim 10$. La

cassure spectrale s'explique par le refroidissement incomplet d'une population d'électrons injectée dans le jet. La valeur de la cassure ne peut être que de 0.5 dans ce type de modèle. Toutes les énergies sont rayonnées par la même région du jet, ce qui implique des variations simultanées dans toutes les longueurs d'onde. Ce type de modèle a été appliqué aux spectres observés de 3C 279, 3C 273 et Mkn 421. Sikora *et al.* (1994) ont contesté que ce modèle doit prendre en compte la création de paires, à moins que la source de photons Gamma ne soit placée à une distance $\geq 10^{17}$ cm de l'objet central. A cette distance, dans le référentiel d'un plasma ayant un facteur de Lorentz d'ensemble $\gamma_b \sim 10$, l'énergie des photons du disque est inférieure (effet Doppler) à celle dans le référentiel lié au disque d'accrétion. La densité d'énergie de ces photons peut être dominée par celle du champ de photons diffusés par la BLR. Dans leur modèle, ces photons diffusés constituent alors la source principale pour le processus Compton Inverse (voir figure 4.6). Ils prennent les mêmes hypothèses pour la description du plasma électronique. Leur modèle est également homogène.

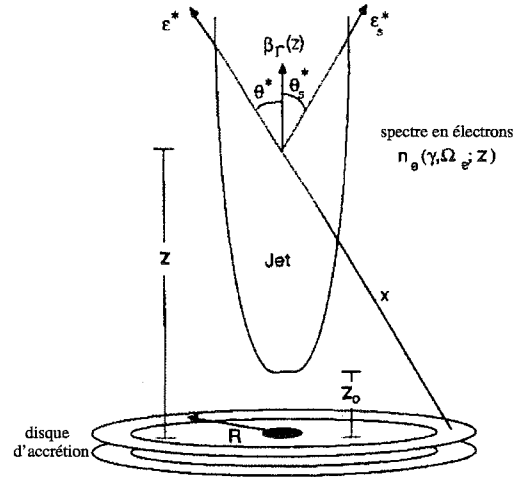


FIG. 4.5 – Schéma illustrant le modèle de Dermer & Schlickeiser (1993).

Ghisellini & Madau (1996) proposent un modèle où la source principale de photons pour le processus Compton Inverse provient du rayonnement de la BLR illuminée par le plasma relativiste, lors de son passage près de la BLR. Ce modèle suppose que les conditions physiques dans les régions proches du trou noir ne sont pas favorables à l'émission de photons Gamma. L'argumentation est la suivante: dans la région proche du trou noir, les photons Gamma sont efficacement absorbés pour produire des paires. Ces paires doivent se refroidir sur les photons Optique et Ultraviolet responsables de l'ionisation de la BLR, conduisant à la production de photons X. Ce mécanisme conduit globalement à un reprocessing des photons Gamma absorbés en photons X, avec des luminosités comparables dans les deux domaines, ce qui ne correspond pas aux observations.

Les photons Gamma doivent alors être produits à une distance de l'ordre de 10^{17} cm de l'objet central (même condition que pour Sikora *et al.* (1994)). Ils montrent que la contribution du rayonnement de la BLR illuminée par le plasma relativiste peut être dominante, et appliquent leur modèle aux données simultanées de 3C 279. L'avantage de ce modèle est qu'il propose un scénario pour la variabilité des Blazars.

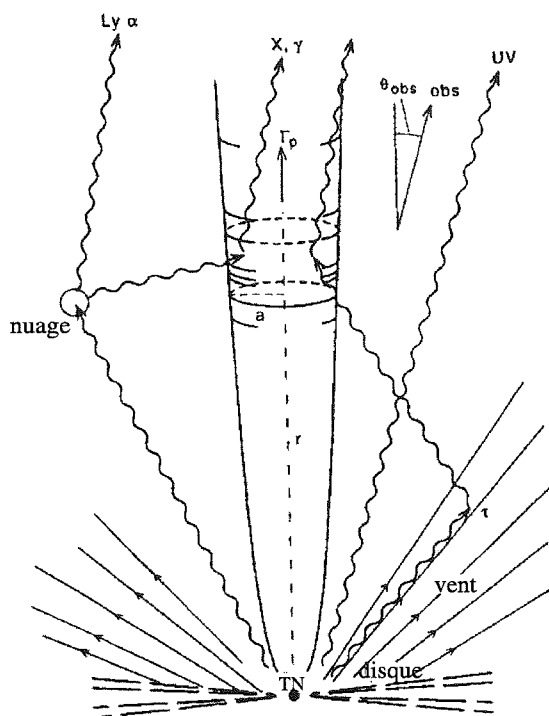


FIG. 4.6 – Schéma illustrant le modèle de Sikora et al. (1994).

Un sursaut d'activité Gamma est associé au passage du plasma relativiste à travers la BLR et ce sursaut doit être précédé par un sursaut d'activité dans le domaine Optique provenant des photons qui illuminent la BLR. Ce type de modèle prédit que le rapport entre variabilité Gamma et variabilité synchrotron doit être plus importante que dans un modèle Synchrotron Self Compton (décrit dans le paragraphe suivant), puisque le processus Compton Inverse va être alimenté par les photons de la BLR illuminée en plus des photons synchrotron.

Les modèles les plus simples sont homogènes, considérant l'émission d'une source sphérique constituée d'un plasma de particules relativistes dans un champ magnétique uniforme. Dans ce type de modèle la variabilité - associée à un changement de la population de particules relativistes - dans le domaine Gamma doit être quadratique par rapport à la variabilité du pic synchrotron. En effet, si l'on considère une source homogène et sphérique de taille R , la luminosité synchrotron de la source est $L_{syn} \propto N_e \gamma_{max}^2 W_B$, où N_e est la densité totale en particules, γ_{max} leur facteur de Lorentz maximal, et W_B la densité d'énergie du champ magnétique. La luminosité SSC associée est $L_{SSC} \propto N_e \gamma_{max}^2 W_{syn} \propto N_e^2 \gamma_{max}^4 R^{-2} \propto L_{syn}^2$, où W_{syn} est la densité d'énergie du champ de photons synchrotron. Les deux composantes vont donc varier de manière quadratique l'une par rapport à l'autre.

Les modèles inhomogènes considèrent l'émission synchrotron et Compton d'un jet dont la taille et les paramètres physiques (intensité du champ magnétique, densité des particules et énergie maximale de ces particules) dépendent de la position dans le jet. Ces modèles, comme celui développé par Ghisellini *et al.* (1985), ont été utilisés pour l'émission haute énergie des BL Lacs, pour lesquels il n'y a pas d'évidence d'émission de disque ni de raies. Le spectre résultant est la somme des spectres synchrotron locaux et de leur comptonisation aux plus hautes énergies. Le modèle prédit notamment que les

Modèle Synchrotron Self Compton

Les modèles Synchrotron Self Compton (SSC par la suite) considèrent que la source principale de photons cibles provient du rayonnement synchrotron des particules relativistes dans le champ magnétique du jet.

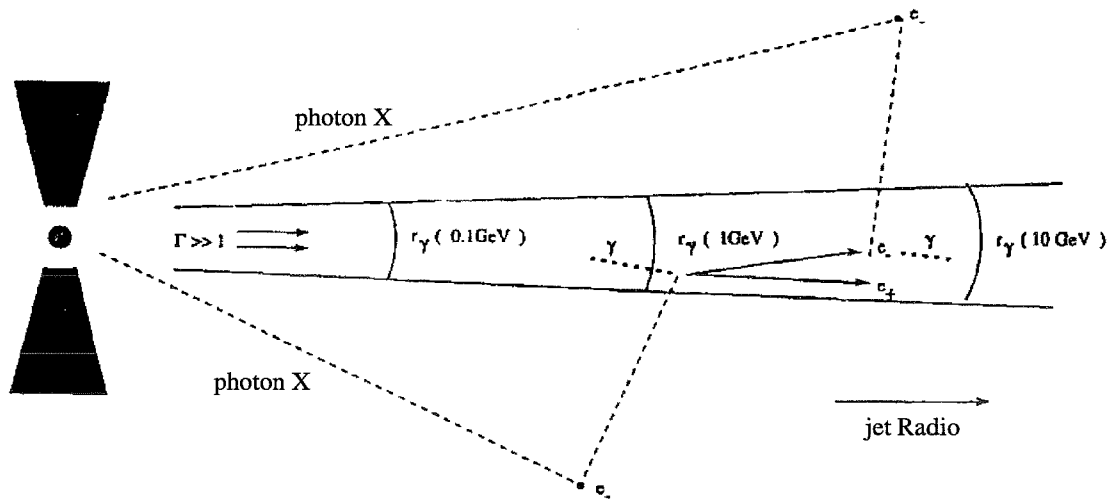


FIG. 4.7 – Schéma illustrant le modèle de Blandford & Levinson (1995).

variations de flux doivent être plus importantes à hautes énergies qu'à basse énergie. Une cassure spectrale, différente de 0.5, peut s'expliquer par la géométrie inhomogène du jet.

Modèle avec création de paires

Blandford & Levinson (1995) combinent le processus Compton Inverse à la fois sur les photons Ultraviolet du disque, ces photons diffusés par des nuages et les photons synchrotron du jet. Ils prennent en compte la création de paires des photons X sur les photons Gamma. Ils résolvent alors une équation de continuité pour chaque population (électrons et photons) dans le référentiel du plasma. Ce référentiel a un facteur de Lorentz d'ensemble de $\gamma_b \sim 10$. Les électrons sont injectés à un seuil correspondant à un processus d'accélération pertinent. Le spectre X et Gamma émergent a une cassure spectrale due à la création de paires. L'énergie à laquelle se fait la cassure et sa valeur $\Delta\alpha$ dépend du spectre des photons sources et la façon dont celui-ci varie. Dans ce modèle les photons X et Millimétriques-Optiques sont émis par une région 100 fois plus proche du trou noir central que les photons Gamma et 10^4 fois plus proche que les photons Gamma.

Le modèle développé au Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble (Henri & Pelletier 1991; Marcowith *et al.* 1995) ajoute un ingrédient important aux processus détaillés précédemment. Cette approche se place dans le cadre du modèle à deux écoulements que je détaille dans la suite (chapitre II-1). Dans ce cadre, le plasma de paires peut être réaccélééré continuellement, conduisant à deux effets importants:

- la pression de radiation du disque d'accrétion sur le plasma de paires permet de le propulser de façon efficace, et donne une explication au mouvement relativiste

(effet fusée Compton, voir chapitre II-2).

- le mécanisme de création de paires peut être entretenu de manière à développer un plasma dense, les paires créées étant réaccélérées, elles participent au processus Compton Inverse.

Les paires diffusent uniquement les photons d'un disque d'accrétion pour produire des photons Gamma. Le modèle décrit d'un point de vue hydrodynamique l'évolution du plasma de paires avec un terme de création dû à l'absorption Gamma. Le plasma de paires se forme dans l'environnement proche du trou noir, là où l'opacité à la création de paires est importante. Lorsque l'opacité Thomson du plasma est de l'ordre de l'unité, la densité en photons source diminue dramatiquement et le plasma de paires devient optiquement mince aux photons Gamma. La dépendance en énergie de l'opacité à la création de paires permet d'expliquer la cassure spectrale observée autour du MeV pour les quasars à spectre Radio plat. L'indice en photon Gamma environ deux fois plus grand que l'indice dans le domaine X ($\alpha_\gamma \simeq \alpha_X$). Ce modèle a été appliqué à la modélisation du spectre haute énergie de 3C 273, 3C 279 et Centaurus A.

Une part importante du travail de ma thèse a été de compléter ce modèle, afin de reproduire à la fois la composante synchrotron et l'émission haute énergie. Ce travail est présenté dans la partie III.

4.4 Modélisation de la variabilité des Blazars

Il semble actuellement admis que les deux bosses constituant l'émission des Blazars proviennent d'une source de particules relativistes se déplaçant avec un facteur de Lorentz pouvant être de l'ordre de 10. Plusieurs causes peuvent alors être invoquées pour expliquer la variabilité rapide des Blazars. La variabilité peut provenir de l'évolution de la distribution des particules relativistes ou de l'interaction de la source relativiste avec le milieu extérieur.

L'absence de signe d'émission d'un disque pour les BL Lacs et leur variabilité rapide jusqu'aux très hautes énergies favorisent les modèles de type SSC. Les observations de variabilité corrélée entre rayonnement X et au TeV pour Mrk 421 et Mrk 501 indiquent que, dans le cadre d'un modèle SSC, ce sont les mêmes particules qui produisent ces rayonnements. Les modèles pour expliquer la variabilité privilégient donc une modification de la distribution des particules. Ainsi Mastichiadis & Kirk (1997) proposent un modèle SSC homogène où ils décrivent l'évolution d'une population électronique en tenant compte d'un terme d'injection, des pertes et un terme d'échappement. Des variations impulsives des paramètres d'injection (amplitude ou énergie maximale de l'injection) ou des paramètres du milieu (intensité du champ magnétique) permettent de rendre compte des observations multi-longueur d'onde de Mrk 421. Ce type de modèle a également été étudié par Dermer (1998). Kirk *et al.* (1998) étudient dans le même

cadre, la variation spectrale de l'émission d'une population électronique accélérée par un choc. Ils retrouvent globalement les variations observées dans le plan indice spectral - flux de Mrk 421 et PKS 2155-304.

Chiaberge & Ghisellini (1999) ajoutent au modèle SSC homogène des effets liés au temps de traversée de la région émettrice de taille R . Si l'on ne tient pas compte de ces effets, on ne peut pas décrire des variabilités plus rapides que R/c en considérant que la source reste homogène, ce qui implique que la distribution électronique doit évoluer plus lentement que R/c . Dans le modèle de Chiaberge & Ghisellini (1999), la zone homogène est découpée en zone de taille R_0 , choisie de telle sorte que R_0/c soit inférieure au temps caractéristique le plus court de l'évolution de la distribution en particules. Ils tiennent compte ensuite de la propagation du rayonnement des différentes zones pour obtenir le spectre observé. Leur modèle permet ainsi de reproduire des retards entre flux à des énergies relativement proches, comme ceux observés pour les flux X de Mrk 421.

La modélisation de la variabilité de Blazars autre que les BL Lacs détectés au TeV, pour lesquels de fortes corrélations sont observées, semble plus délicate. Il semble que les modèles SSC homogènes, ne conviennent pas pour des objets pour lesquels on ne peut pas négliger la contribution des photons Ultraviolet provenant d'un disque d'accrétion dans le processus Compton Inverse. Ainsi, 3C 279 qui présente des évidences en faveur d'une composante Ultraviolet d'un disque, montre des variabilités incompatibles avec un modèle SSC homogène. Le modèle développé par Ghisellini & Madau (1996) apporte un scénario possible pour expliquer cette variabilité (cf paragraphe 4.3.2), en considérant le passage d'une source de plasma relativiste traversant la BLR.

4.5 Modélisation de la composante X des sources galactiques

4.5.1 Les modèles de comptonisation par un plasma thermique

Ces modèles expliquent la présence d'une composante X dans le spectre des objets compacts galactiques, par la présence d'un plasma thermique chaud. Deux types de modèle sont alors proposés:

- soit le plasma est en fait la matière accrétée dans la partie centrale d'un disque chaud (Shapiro *et al.* 1976).
- soit ce plasma est situé dans une région encadrant le disque d'accrétion, région appelée couronne dont la température est d'une centaine de keV. Dans ces modèles, le plasma peut également être non thermique (Poutanen 1998).

Dans les deux cas, les photons X sont produits par comptonisation par ce plasma de photons sources de basse énergie (photon du disque pour le modèle de couronne). Le traitement complet de ce mécanisme (Sunyaev & Titarchuk 1980) permet d'obtenir

un spectre X correspondant aux états bas. Le problème de ces modèles survient pour expliquer les états hauts avec une émission jusqu'à plusieurs centaines de keV et la transition entre les deux types d'état.

4.5.2 Les modèles de comptonisation par un flot de matière

Comme leur nom l'indique, ces modèles traitent de la comptonisation de photons par une population d'électrons thermiques entraînés dans un flot optiquement épais. Le flot se fait à la vitesse v_b et est caractérisé par un taux d'accrétion $\dot{m}\dot{M}_E$. Ce scénario a été étudié pour la première fois par Blandford & Payne (1981). Dans cet article ils dérivent l'équation de transfert radiatif des photons dans un tel environnement et montrent que pour des vitesses d'écoulement $u \geq (12kT_e/m_e)^{1/2}$ (où T_e est la température de la population électronique supposée maxwellienne) la comptonisation par le mouvement d'ensemble est plus importante que la comptonisation thermique par les électrons. Cette équation avec des conditions aux limites modélisant l'accrétion sphérique sur un trou noir a été résolue par Titarchuk *et al.* (1996, 1997). L'approche tenant compte des effets relativistes dans l'environnement du trou noir se trouve dans Titarchuk & Zannias (1998).

Le spectre émis consiste en une composante à basse énergie des photons qui s'échappent après peu de diffusion et une composante en loi de puissance à plus haute énergie provenant des photons qui subissent un gain notable d'énergie. L'indice spectral de la loi de puissance est essentiellement contrôlé par le taux d'accrétion et la température du plasma. La coupure haute énergie est donnée par l'effet de recul de l'électron et se situe à des énergies de l'ordre de $m_e c^2$.

Ce type de modèle s'applique aux états hauts parce qu'ils rendent compte de la loi de puissance assez raide $\Gamma \sim 2 - 3$ observée. De plus ce modèle indique que l'observation d'une telle loi de puissance est la signature de l'accrétion sur un trou noir. C'est la présence d'un horizon où la matière est entraînée à des vitesses proches de celle de la lumière qui permet d'obtenir une comptonisation par le flot efficace. La surface d'une étoile à neutron implique que les photons peuvent diffuser plus facilement vers l'extérieur du flot, donnant lieu à une loi de puissance beaucoup moins raide. Le modèle permet de rendre compte des observations (Shrader & Titarchuk 1998). Cependant le modèle prédit une coupure dans le spectre autour de 511 keV, ce qui n'est pas compatible avec le spectre observé de GRO J1655-40. De plus l'accrétion sphérique semble incompatible avec des objets présentant des jets.

4.5.3 Les modèles de disques dominés par l'advection

Pour des faibles taux d'accrétion les mécanismes de radiation ne permettent pas de contrebalancer la production d'énergie par viscosité dans le disque. La solution de

tels écoulements est que l'énergie soit advectée avec la matière dans le mouvement d'accrétion. Le mécanisme de radiation est non thermique (synchrotron, rayonnement de freinage). Ces modèles peuvent être appliqués dans les états quiescents (une fraction importante de l'énergie n'étant pas libérée mais advectée) et offrent la possibilité d'étudier précisément des délais entre différentes énergie émises (Hameury *et al.* 1997).

4.6 Conclusion

Le paradigme du trou noir supermassif offre actuellement le seul cadre possible pour expliquer les puissances observées chez les NAGs. Plusieurs arguments sont en faveur d'une unification des différentes classes de NAGs et font jouer un rôle important à la présence d'un tore de poussière obscurcissant le noyau central et à l'inclinaison entre l'axe du jet et l'observateur.

Les modèles MHD sont actuellement les mieux placés pour expliquer la formation de jets à grande échelle. L'explication de mouvements superluminiques à l'échelle du parsec, implique l'existence d'un mécanisme pouvant accélérer une source de rayonnement Radio à des vitesses d'ensemble relativistes. Le sujet de la partie II est de proposer un autre mécanisme que ceux exposés ici. Ce mécanisme considère la pression de radiation d'un disque d'accrétion sur un plasma de paires. Nous allons montrer qu'un tel mécanisme permet d'expliquer à la fois les observations des Blazars et des microquasars.

Nous venons de voir une liste de modèles (non exhaustive) pour la modélisation de l'émission haute énergie à la fois des NAGs et des objets galactiques. Malgré la présence de caractéristiques observationnelles communes, il existe très peu de modèles qui soient développés en connection entre les deux types d'objets compacts. Les modèles appliqués aux objets galactiques sont essentiellement thermiques alors que, notamment la présence de jets relativistes associés au rayonnement synchrotron tend à prouver que des particules relativistes sont présentes dans certains des objets galactiques. Elles peuvent sans doute jouer un rôle dans le processus d'émission des photons de haute énergie, au-delà de quelques centaines de keV, photons qui sont difficilement produits par un mécanisme lié à l'accrétion. Les modèles galactiques ont été développés en premier lieu pour expliquer les états bas. Deux contraintes importantes sont posées tous ces modèles:

- les modèles doivent pouvoir expliquer une loi de puissance s'étendant jusqu'à au moins 690 keV (Grove *et al.* 1998) dans le cas de GROJ1655-40.
- ils doivent expliquer la transition entre les deux types spectraux.

Dans le cas des NAGs, plusieurs mécanismes sont proposés: hadroniques, ou leptoniques, avec photons sources externes (Compton externe) ou internes (SSC), avec ou sans création de paires. La discrimination entre ces modèles vient des contraintes à la

fois de spectres multi-longueur d'onde et de la variabilité dans chaque gamme d'énergie. La recherche de modèle auto-consistant est également plus satisfaisante d'un point de vue théorique. Le modèle développé par Marcowith *et al.* (1995) offre un cadre favorable à une telle approche. Le mécanisme de création de paires par absorption gamma-gamma dans l'environnement proche du trou noir central permet la génération d'un plasma dense de paires. Le sujet de la partie III de cette thèse est de compléter ce modèle stationnaire en tenant compte, dans un premier temps, des photons synchrotron pour le processus Compton Inverse. Dans une seconde étape, nous donnerons les premières pistes suivies pour l'obtention d'un modèle dépendant du temps.

Deuxième partie

**Jets relativistes: Le modèle de fusée
Compton**

Chapitre 1

Le cadre de la modélisation

Sommaire

1.1	Le modèle à deux écoulements	71
1.2	Présence de paires $e^+ - e^-$	72
1.3	Mécanisme d'accélération	73
1.4	Prêt pour la suite	75

1.1 Le modèle à deux écoulements

Dans le chapitre I-3, nous avons vu que la nature des jets semblait différente suivant l'échelle à laquelle on les considérait:

- à l'échelle du parsec, les jets sont relativistes.
- à l'échelle du kpc au Mpc, ils sont lents et se terminent par des chocs sous forme de points chauds (pour les FR II).

Plusieurs modèles ont été développés pour rendre compte de cette double nature. La plupart font appel à un seul jet. Le mouvement superluminaire correspond à la propagation d'un choc relativiste le long du jet. Il faut alors invoquer un infléchissement ou un ralentissement du jet due à son interaction avec le milieu extérieur pour expliquer que les jets à grande échelle soient lents. Une autre solution proposée par Sol *et al.* (1989) est de considérer que les jets à l'échelle du pc et du kpc sont en fait deux jets distincts:

- le jet à grande échelle est un jet MHD constitué d'un plasma ordinaire, est dont la vitesse est sub-relativiste ($v \sim 0,3c$)
- au sein du jet MHD se développe un faisceau relativiste constitué de paires $e^+ - e^-$. Ce faisceau collimaté par la structure MHD externe correspond aux observations VLBI

Ce modèle dit à deux écoulements est illustré par la figure 1.1.

Cette double structure offre la possibilité d'avoir un réservoir d'énergie (jet MHD) qui peut alimenter le faisceau de paires.

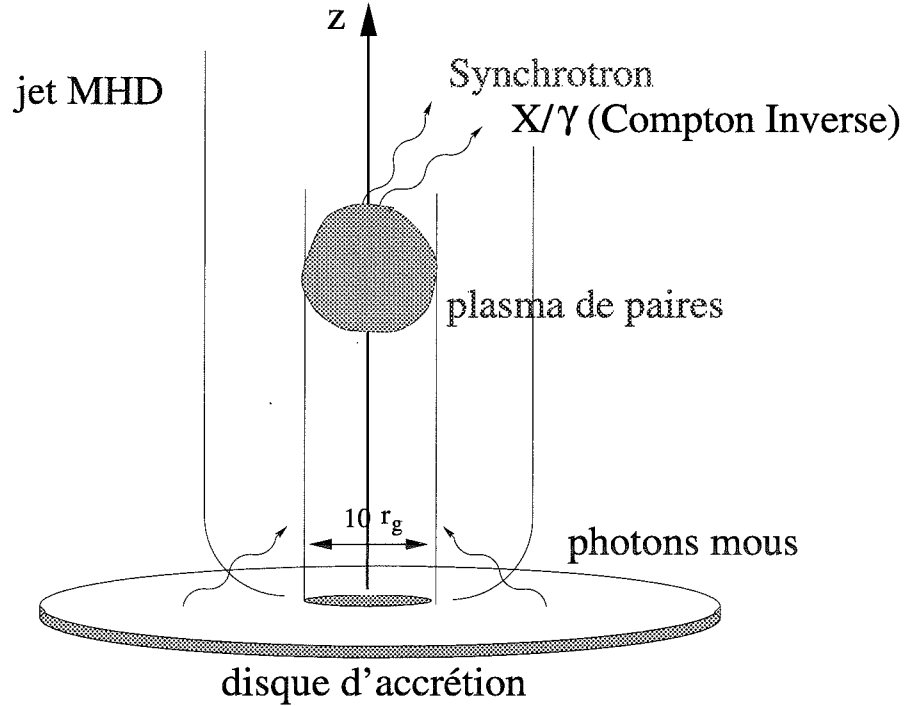


FIG. 1.1 – Schéma représentant la structure de jet dans le modèle à deux écoulements.

1.2 Présence de paires $e^+ - e^-$

L'hypothèse d'un faisceau de paires confiné par la structure MHD du jet 'classique' trouve plusieurs arguments en sa faveur.

1.2.1 Compacité

L'émission haute énergie des NAGs implique l'existence de photons d'énergie de l'ordre du MeV susceptibles par collision de produire des paires. La production de paire est sensible au paramètre de compacité de l'émission. La compacité l d'une source de taille R est définie par (dans le cas d'une source sphérique et statique):

$$l = n(E = 1\text{MeV})\sigma_T R = \frac{L(E = 1\text{MeV})\sigma_T}{4\pi R m_e c^3} \quad (1.1)$$

Elle est reliée à l'opacité de la population de photons d'énergie de l'ordre du MeV. À partir des luminosités L observées par OSSE et des temps de variabilité (pour estimer R) on trouve typiquement des valeurs de l de l'ordre de 10 à 100 voire 1000, indiquant que le processus de création de paires a lieu (voir le tableau 1.1). Des valeurs aussi importantes de la compacité devraient cependant interdire au rayonnement gamma de s'échapper. Ce paradoxe est résolu en tenant compte de l'amplification relativiste de la luminosité, qui fait surestimer à l'observateur la valeur de l et sous-estimer la taille

de la source (Maraschi *et al.* 1992; Henri *et al.* 1993). La compacité est alors suffisante au départ dans le jet pour que la création de paires ait lieu. Elle diminue ensuite et les photons Gamma peuvent s'échapper.

Source	Luminosités apparentes (10^{46} erg.s $^{-1}$)	Temps de variabilité (en jour)	Compacité
3C 273	4.3	3	12
3C 279	14	334	0.3
3C 454.3	90	12	62
CTA 102	170	21	67
PKS 0528+134	460	3	1273
PKS 2155-304	0.73	853	$7 \cdot 10^{-2}$

TABLE. 1.1 – *Luminosité, temps de variabilité et compacité pour quelques Blazars observés par OSSE, d'après McNaron-Brown et al. (1995).*

1.2.2 Bilan de puissance dans le jet

Comme nous l'avons vu précédemment des observations récentes semblent concorder sur la présence d'un plasma de paires dominant en énergie à l'échelle du parsec (voir I-3.2.3). Ceci correspond bien avec la structure du modèle à deux écoulements, où le faisceau de paires est créé dans la zone la plus compacte et évolue ensuite par annihilation. Le jet MHD devient alors dominant à grande échelle. Cette configuration semble réconcilier les différents points de vue développés pour la composition des jets (voir I-3.2.3).

1.3 Mécanisme d'accélération

L'émission de photons haute énergie des Blazars ($E > 1\text{GeV} - 1\text{TeV}$), quelque soit le type de modèle demande des particules d'énergie au moins égale à E . Il faut donc invoquer un mécanisme d'accélération des particules rayonnantes. Le cadre du modèle à deux écoulements offre la possibilité d'un transfert d'énergie du jet MHD vers les particules du faisceau. Henri & Pelletier (1991) ont ainsi montré qu'une turbulence d'onde d'Alfvén supportée par le jet MHD permet d'accélérer les particules par diffusion stochastique. D'autres types d'onde peuvent être invoquées, notamment des ondes de Langmuir. Celles-ci sont déstabilisées par une instabilité de type faisceau-plasma, déclenchée par le déplacement du faisceau de paires plus rapide que le jet environnant (Marcowith *et al.* 1997). De plus, la présence du réservoir d'énergie permet de pouvoir accélérer de manière continue le plasma de paires dans son déplacement. Cette considération permet de pouvoir considérer une distribution en énergie stationnaire pour

les particules. L'observation de spectre X et Gamma en loi de puissance amène naturellement à penser que la distribution en énergie en particules est également en loi de puissance:

$$n_e(\gamma) \propto \gamma^{-s} \text{ pour } \gamma_{min} \leq \gamma \leq \gamma_{max} \quad (1.2)$$

s est l'indice électronique de la distribution. L'obtention d'une telle loi de puissance n'est pas forcément évidente à partir d'un mécanisme stochastique. Dans une description de type Fokker-Planck de l'accélération, on obtient généralement une distribution sous forme d'une pile-up (Henri & Pelletier 1991):

$$n(\gamma) \propto \gamma^2 \exp\left(-\frac{\gamma}{\gamma_{max}}\right) \quad (1.3)$$

Nous verrons une application de ce type de distribution dans le chapitre III-2.

L'énergie maximale des particules pouvant être obtenue correspond à l'égalisation du temps d'accélération τ_{acc} avec le temps de refroidissement τ_{ref} . τ_{acc} est estimé comme un multiple du temps de giration synchrotron:

$$\tau_{acc} = \alpha \frac{2\pi\gamma m}{qB} \quad (1.4)$$

où γ est le facteur de Lorentz de la particule, m sa masse et q sa charge et B l'intensité du champ magnétique. Le facteur de proportionnalité α dépend du détail du processus d'accélération et est dans le meilleur des cas de l'ordre de 10 (Henri *et al.* 1999). Pour des paires électron-positron, le temps de refroidissement est essentiellement donné par le temps de refroidissement synchrotron:

$$\tau_{ref} \simeq 0.75 \frac{10^9}{\gamma} \left(\frac{1G}{B}\right)^2 \text{ s} \quad (1.5)$$

Le facteur de Lorentz maximal des paires est alors:

$$\gamma_{max} \simeq 4.6 \cdot 10^7 \left(\frac{1G}{\alpha B}\right)^{1/2} \quad (1.6)$$

pour un temps d'accélération de l'ordre de :

$$\tau_{acc}(\gamma_{max}) = 16\sqrt{\alpha} \left(\frac{B}{1G}\right)^{-3/2} \quad (1.7)$$

Des photons de 10 TeV (sans tenir compte de l'effet Doppler) peuvent ainsi être produits dans un champ B de 1 G en environ 100 secondes pour $\alpha \sim 25$. Ces données sont compatibles avec les énergies et les temps de variabilités observées à ces énergies.

Dans le cas de protons, à la fois la taille R de la zone accélératrice et le temps de résidence t_{res} contraignent la valeur maximale du facteur de Lorentz γ_{maxp} (Henri *et al.* 1999). Le rayon de giration doit effectivement être inférieur à R ce qui donne:

$$\gamma_{maxp} = 10^{12} \frac{R}{1pc} \frac{B}{1G} \quad (1.8)$$

Et le temps d'accélération doit être inférieur à t_{res} :

$$\gamma_{maxp} = 1.5 \frac{10^3 t_{res}}{\alpha} \frac{B}{1s \ 1G} \quad (1.9)$$

Ces deux contraintes sont très fortes pour les modèles hadroniques. Des facteurs de Lorentz de 10^{11} peuvent effectivement être atteints, mais avec des temps d'accélération beaucoup trop grands comparés aux temps de variabilité, ce qui tend à discréditer les processus hadroniques pour l'émission haute énergie des Blazars (Henri *et al.* 1999).

1.4 Prêt pour la suite

Le but du chapitre suivant est d'étudier, dans le cadre du modèle à deux écoulements, l'évolution d'un plasma de paires soumis à la pression de radiation d'un disque d'accrétion. La partie III s'intéresse à la modélisation haute énergie en terme d'émission Compton Inverse du plasma de paires.

Chapitre 2

Dynamique d'un faisceau de paires relativistes

Sommaire

2.1	Introduction	77
2.2	Accélération par pression de radiation: l'effet fusée Compton	79
2.3	Résultats	87
2.4	Comparaisons aux observations	97

2.1 Introduction

Nous avons vu que la résolution du problème des sources superluminiques fait appel à un mécanisme d'accélération d'ensemble à des vitesses relativistes. La pression de radiation d'un objet accrétant de la matière dans un régime proche de celui d'Eddington est une solution possible. En effet, dans ce régime, la pression de radiation exercée sur un proton et due à l'accrétion est équilibrée par la force de gravitation. Pour un plasma de paires il ne peut plus y avoir équilibre, puisque dans ce cas la force de gravitation est environ 1000 fois plus faible. On s'attend donc que pour de tels objets (NAGs et sources X galactiques) près de la limite d'Eddington, la pression de radiation joue un rôle important pour l'étude de la dynamique globale d'un plasma de paires.

Nous avons donc cherché, dans le cadre du modèle à deux écoulements (rappelé par la figure 2.1) à étudier de manière quantitative l'effet des interactions Compton entre les paires du faisceau et les photons provenant d'un disque d'accrétion, sur la dynamique du faisceau. Nous avons ainsi établi et résolu l'équation du mouvement d'un plasma de paires isotrope dans son référentiel, soumis à la force résultante de ces interactions. Nous avons appliqué ce modèle à la fois à une configuration de type NAG où l'accrétion se fait autour d'un trou noir supermassif, et où la présence de rayonnement diffusé dans l'environnement proche du trou noir peut être important. Mais nous avons également étudié une configuration de type microquasar, c'est-à-dire celle d'un disque d'accrétion

autour d'un trou noir stellaire. Les études menées précédemment (Odell 1981; Phinney 1982; Sikora *et al.* 1994) avaient étudié l'interaction Compton dans le régime des basses énergies dit de limite Thomson ou régime Thomson (cf annexe C). Notre modèle faisant appel à un plasma chaud, et à des rayonnements dans le domaine X pour les photons diffusés (rayonnements d'un disque d'accrétion autour d'un trou noir stellaire), il devenait essentiel d'élargir nos calculs au régime de haute énergie, en considérant la section efficace de Klein-Nishina de l'interaction Compton. Je rappelle dans un premier temps le cadre dans lequel nous nous sommes placés et avons établis l'équation du mouvement du plasma de paires. Je détaille ensuite les résultats obtenus, résultats qui ont conduit à la publication Renaud & Henri (1998), notée RH98 dans la suite. Pour plus de précisions, je laisse le lecteur se référer à cette publication, où quelques erreurs de frappe survivent encore et que j'indiquerai par la suite.

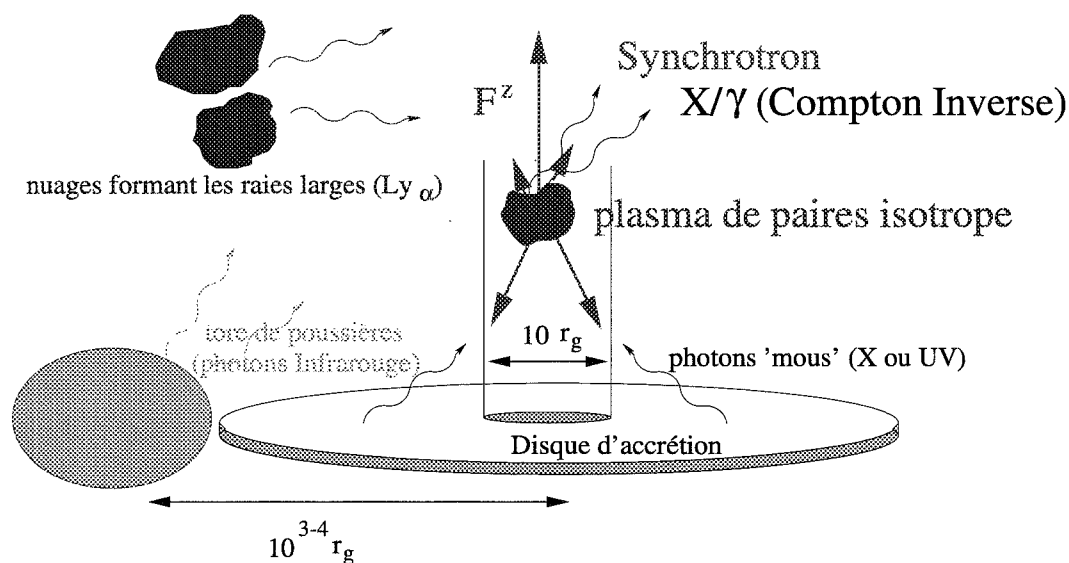


FIG. 2.1 – Schéma représentant la configuration étudiée pour le processus de fusée Compton. Les différentes sources de rayonnement étudiées ont été représentées. Pour le cas des objets galactiques, seul le rayonnement du disque d'accrétion est considéré. Pour les NAGs, le rayonnement du disque d'accrétion peut-être diffusé par un tore de poussières et/ou par des nuages de matière, nuages qui sont responsables de l'émission des raies larges dans le spectre des NAGs. L'échelle n'est bien entendu pas respectée.

2.2 Accélération par pression de radiation: l'effet fusée Compton

Notations

Dans la suite les énergies sont exprimées en unité $m_e c^2$. Les quantités calculées dans le référentiel lié au plasma sont primées ', les quantités dans le référentiel d'une particule par une étoile * et celles dans le référentiel du disque (ou de l'observateur) ne sont pas indicées. L'énergie des photons sont elles notées ε et le vecteur indiquant leur direction de propagation \vec{k} . Par la suite j'utilise la section efficace d'interaction Klein-Nishina pour le processus de diffusion de photons par des électrons (et positrons) donnée par Rybicki & Lightman (1979) (voir aussi annexe C):

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon_1^* d\Omega_1^*} = \frac{3\sigma_T}{16\pi} \left(\frac{\varepsilon_1^*}{\varepsilon^*}\right)^2 \left(\frac{\varepsilon_1^*}{\varepsilon^*} + \frac{\varepsilon^*}{\varepsilon_1^*} - \sin^2 \phi^*\right) \delta\left(\varepsilon_1^* - \frac{\varepsilon^*}{1 + \varepsilon^*(1 - \cos \phi^*)}\right) \quad (2.1)$$

$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2$ est la section efficace totale calculée dans le régime Thomson où $r_e = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 m_e c^2}$ est le rayon classique de l'électron. L'équation 2.1 donne donc la section efficace différentielle de diffusion d'un photon d'énergie ε^* et de direction \vec{k}^* en un photon d'énergie ε_1^* et de direction \vec{k}_1^* , et tel que $\cos \phi^* = \vec{k}^* \cdot \vec{k}_1^*$. Dans la limite $\varepsilon^* \ll 1$, ou régime Thomson, la section efficace différentielle devient:

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon_1^* d\Omega_1^*} = \frac{3\sigma_T}{16\pi} (1 + \cos^2 \phi^*) \delta(\varepsilon_1^* - \varepsilon^*) \quad (2.2)$$

Dans ce régime, les dépendances en énergie et en angle sont découplées.

2.2.1 La force due à la pression de radiation

Le processus d'interaction Compton Inverse conduit à un changement de l'impulsion de l'électron. Je note par la suite $\frac{d\vec{p}'}{dt'}$ ce taux de changement d'impulsion. $\beta'c = \sqrt{1 - 1/\gamma'^2}c$ est la vitesse de l'électron. La force exercée par le champ de radiation sur le plasma de paires dans le référentiel lié à ce dernier est:

$$F'^z = \int d\Omega'_e d\gamma' n'_e(\gamma', \Omega'_e) \frac{d\vec{p}'}{dt'} \cdot \vec{u}_z \quad (2.3)$$

où \vec{u}_z définit l'axe du jet. Quelques remarques s'imposent ici:

- nous ne considérerons pas la force de gravitation dans le calcul, étant donné que pour un plasma de paires peu énergétiques le rapport entre force radiative et force gravitationnelle dans l'environnement proche d'objets accrétant à la limite

d'Eddington est: $\frac{F_{rad}}{F_{grav}} \sim \frac{m_p}{m_e} \sim 10^3$. Pour un plasma chaud ce rapport est encore plus important.

- bien entendu cette force s'accompagne d'une perte d'énergie pour l'électron, ce qui tend à refroidir le plasma. Cependant comme nous l'avons souligné précédemment, nous considérons qu'il existe un mécanisme d'accélération qui compense de manière continue ces pertes radiatives. Dans toute la suite la distribution en énergie du plasma de paires est conservée.
- ce mécanisme est également considéré comme agissant de manière isotrope, de telle sorte qu'il ne contribue pas à l'expression donnée par 2.3.

Deux limites peuvent être étudiées plus précisément:

Le régime Thomson

Dans ce régime la section efficace différentielle se réduit à celle de Thomson (cf équation 2.2). Plus précisément, la variation d'impulsion d'un électron relativiste ($\gamma \gg 1$) soumis à un champ de rayonnement d'intensité spécifique I_ν est donnée dans cette limite par la formule suivante (Odell 1981):

$$\frac{d\vec{p}'}{dt} = -\frac{\sigma_T}{c} \int I'_\nu (1 - \vec{\beta}' \cdot \vec{k}') [\gamma'^2 (1 - \vec{\beta}' \cdot \vec{k}') \vec{\beta}' - \vec{k}'] d\nu d\Omega' \quad (2.4)$$

où $\vec{\beta}'c$ et \vec{k}' sont la vitesse de l'électron et la direction du photon incident. L'intégration de cette expression calculée dans le référentiel du plasma où la population électronique est supposée isotrope donne une force suivant l'axe du jet:

$$F'^z = \frac{\sigma_T}{c} 4\pi H' \int (1 + \frac{2}{3} \gamma'^2 \beta'^2) n'_e(\gamma') d\gamma' \quad (2.5)$$

où H' est le second paramètre d'Eddington du champ de radiation dans le référentiel du plasma (cf annexe A). On le relie aux paramètres d'Eddington définis dans le référentiel de l'observateur (cf équation A.8):

$$H' = \gamma_b^2 [(1 + \beta_b^2)H - \beta_b(J + K)] \quad (2.6)$$

avec:

$$\begin{aligned} J &= \frac{1}{4\pi} \int I_\nu(\Omega) d\Omega d\nu \\ H &= \frac{1}{4\pi} \int I_\nu(\Omega) \cos \theta d\Omega d\nu \\ K &= \frac{1}{4\pi} \int I_\nu(\Omega) \cos^2 \theta d\Omega d\nu \end{aligned} \quad (2.7)$$

Dans toute la suite $\beta_b c$ est la vitesse de déplacement d'ensemble du plasma et γ_b le facteur de Lorentz correspondant.

Plusieurs remarques peuvent être faites à partir de l'équation 2.5:

- si le plasma est froid, l'intégrale de cette équation donne juste la densité numérique en particules. Pour un plasma relativiste cette intégrale est de l'ordre de $\frac{2}{3}\langle\gamma'^2\rangle$ fois plus importante, (où $\langle\rangle$ désigne la valeur moyenne sur la distribution de particules). On s'attend donc à ce que la force soit moins efficace sur un plasma froid que sur un plasma chaud. On doit cette remarque à Odell (1981) qui a baptisé 'Compton rocket' ce mécanisme de poussée efficace sur un plasma chaud, que l'on peut traduire par fusée Compton. Li & Liang (1996) ont étudié le cas d'un plasma froid pour expliquer les valeurs relativement faibles de $\gamma_{b\infty}$ déduites des observations des microquasars GRS 1915+105 et GROJ 1655-40.
- H' mesure en quelque sorte l'anisotropie du champ de radiation dans le référentiel du plasma. La force est nulle dans un champ de radiation pour lequel $H' = 0$. C'est en fait l'anisotropie du rayonnement Compton Inverse, émis par une particule dans un champ de photon, lui-même anisotrope, qui explique l'origine de la force: si l'on considère une distribution en paires isotrope dans le référentiel du plasma chaque particule diffuse les photons qu'elle rencontre dans un cône de demi-angle $\sim \frac{1}{\gamma}$ (cf annexe C) dans la direction du diffuseur. Les diffuseurs qui se déplacent dans la direction de la source de photons rencontrent plus de cibles, avec des énergies plus importantes, que ceux qui s'en éloignent. Le bilan net est donc un transfert d'impulsion au plasma, se traduisant par une force dirigée de la source vers le plasma.
- il reste que si le plasma n'est pas chauffé continuellement, les paires se refroidissent par interaction Compton, et la fusée Compton n'est plus propulsée. C'est ce qui a effectivement été montré par Phinney (Phinney 1982, 1987). Les valeurs de facteur de Lorentz d'ensemble en fin d'accélération, pour le champ de radiation d'un disque accrétant au taux d'Eddington, sont $\gamma_{b\infty} \sim 2-3$. Elles sont trop faibles pour expliquer les observations les mouvements superluminiques extragalactiques.
- notre étude se place dans le cadre où un mécanisme efficace réaccélère les paires dans leur mouvement d'ensemble. Un tel mécanisme est possible dans le cadre du modèle à deux écoulements (voir chapitre 1), comme l'on montré Henri & Pelletier (1991).

Le régime Klein-Nishina

Pour les particules très énergétiques, les corrections au régime Thomson sont importantes et l'on ne peut pas simplifier le calcul de la force en découplant intégrales angulaires et intégrales sur l'énergie. Cependant une approximation peut être utilisée

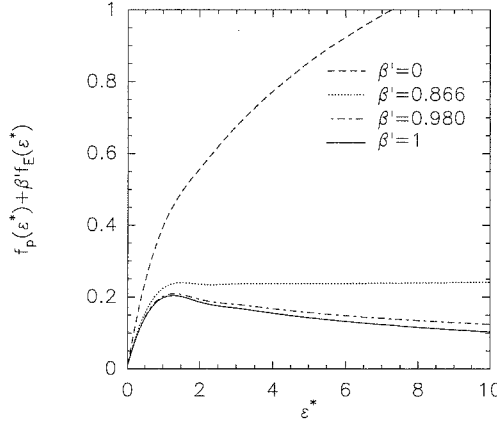


FIG. 2.2 – Taux de transfert d'impulsion pour une particule relativiste exprimé en fonction de l'énergie du photon dans le référentiel de l'électron (cf équation 2.11). Ce taux de transfert est calculé dans l'approximation *head-on* (voir texte)

pour nous aider dans le calcul: dans son référentiel, la particule semble voir arriver les photons de face dans un cône d'ouverture $1/\gamma$ (cf annexe B). Pour des particules ultrarelativistes on fait souvent l'approximation que les collisions dans ce référentiel sont toutes frontales. Dans cette approximation dite *head-on* en anglais (Blumenthal & Gould 1970), la perte d'impulsion de la particule est nécessairement colinéaire à sa direction de déplacement. Nous notons par la suite x cette direction. Les taux de variation d'énergie et d'impulsion de l'électron sont alors donnés par:

$$\frac{dp_x^*}{dt^*} = - \int dn^* \frac{d\sigma}{d\varepsilon_1^* d\Omega_1^*} (\varepsilon^* - \varepsilon_1^* \cos \phi^*) d\varepsilon_1^* d\Omega_1^* \quad (2.8)$$

$$\frac{dE^*}{dt^*} = -c \int dn^* \frac{d\sigma}{d\varepsilon_1^* d\Omega_1^*} (\varepsilon_1^* - \varepsilon^*) d\varepsilon_1^* d\Omega_1^* \quad (2.9)$$

dn^* est la densité en photons par unité d'énergie et d'angle solide dans le référentiel de l'électron. En appliquant une transformation de Lorentz on obtient le taux de variation de l'impulsion dans le référentiel du plasma:

$$\frac{dp'_x}{dt'} = \frac{dp_x^*}{dt^*} + \frac{\beta'}{c} \frac{dE^*}{dt^*}. \quad (2.10)$$

A ce moment il faut remarquer que dans l'expression 2.8, le terme correspondant à l'impulsion du champ de photons rayonnés ($\varepsilon_1^* \cos \phi^*$) ne donne pas une contribution nulle, comme ce serait le cas dans le régime Thomson ou dans le cas du rayonnement synchrotron (Blumenthal & Gould 1970). Le terme de puissance rayonnée n'est donc plus un invariant de Lorentz, puisque l'on doit tenir compte du terme d'impulsion non nul dans tout changement de référentiel.

Toujours dans l'approximation *head-on* on peut effectivement intégrer les expressions 2.8 et 2.9 par rapport à ε_1^* et Ω_1^* . Le résultat est le suivant:

$$\frac{dp'_x}{dt'} = -\sigma_T \int dn^*(f_p(\varepsilon^*) + \beta' f_E(\varepsilon^*)) \quad (2.11)$$

Les deux fonctions f_p et f_E sont définies par :

$$f_p(\varepsilon^*) = (1 + \varepsilon^*) f(\varepsilon^*) \quad (2.12)$$

$$f_E(\varepsilon^*) = -\varepsilon^* f(\varepsilon^*) \quad (2.13)$$

où la fonction $f(\varepsilon^*)$ correspond au taux de transfert d'impulsion pour une particule ultrarelativiste. Ce taux de transfert est représenté figure 2.2. L'expression analytique de cette fonction est¹:

$$f(\varepsilon^*) = \frac{1}{8} \frac{18\varepsilon^* + 102\varepsilon^{*2} + 186\varepsilon^{*3} + 102\varepsilon^{*4} - 20\varepsilon^{*5}}{\varepsilon^{*3}(1 + 2\varepsilon^*)^3} \quad (2.14)$$

$$+\ln(1 + 2\varepsilon^*) \times \frac{1}{8} \frac{(-9 - 141\varepsilon^{*2} - 60\varepsilon^* - 126\varepsilon^{*3} - 12\varepsilon^{*4} + 24\varepsilon^{*5})}{\varepsilon^{*3}(1 + 2\varepsilon^*)^3} \quad (2.15)$$

$$(2.16)$$

Nous utilisons cette expression dans le calcul de la force (équation 2.3).

Raccordement des deux régimes

Nous pouvons estimer les erreurs commises en utilisant les deux limites étudiées. Dans l'approximation *head-on* les premières corrections sont de l'ordre $\frac{1}{\gamma^2}$, alors que dans le régime Thomson elles se comportent comme $\sim \gamma \langle \varepsilon \rangle$. Nous avons noté $\langle \varepsilon \rangle \propto \dot{M}^{1/4} M^{-1/2}$ l'énergie moyenne des photons provenant d'un disque standard. Nous raccordons les deux régimes en définissant un facteur de Lorentz critique γ'_{crit} pour les particules, pour lequel les erreurs en approximation *head-on* ($\gamma' > \gamma_{crit}$) et en régime Thomson ($\gamma' < \gamma_{crit}$) sont du même ordre. On obtient ainsi:

$$\gamma_{crit} \sim \langle \varepsilon \rangle^{-1/3} \quad (2.17)$$

Les erreurs quant à elles sont de l'ordre de $\frac{1}{\gamma_{crit}^2} \sim \gamma_{crit} \langle \varepsilon \rangle \sim \langle \varepsilon \rangle^{2/3}$. Les valeurs de ces dernières quantités sont données dans le tableau 2.1 pour les NAGs et les microquasars.

1. On remarquera qu'une erreur de frappe et l'omission du terme $+\ln(1 + 2\varepsilon^*) \times$ se sont glissées dans la définition de la fonction f dans Renaud & Henri (1998)

	NAG typique	microquasar
$\langle \varepsilon \rangle$	$\sim 10^{-4}$	$\sim 10^{-2}$
γ_{crit}	20-30	5
erreur	$\sim 0.2\%$	$\sim 5\%$

TAB. 2.1 – Paramètres typiques des NAGs et des microquasars pour le raccordement des deux régimes de calcul de la force de radiation.

2.2.2 Différentes sources de rayonnements

Il nous faut stipuler la fonction dn^* . Pour ce faire il faut effectuer deux transformations de Lorentz successives. La première pour passer du référentiel de l'observateur au référentiel du plasma, et ensuite de ce référentiel à celui de la particule, et ceci pour chaque particule.

Une propriété essentielle des transformations de Lorentz va nous être très utile, c'est l'invariance par ces transformations de la quantité $\frac{dn}{\varepsilon}$ (voir annexe B et aussi Blumenthal & Gould (1970)). Nous utilisons également l'expression de transformation de l'énergie des photons par ces deux transformations:

$$\varepsilon^* = \gamma_b(1 - \beta_b\mu_s)\gamma(1 - \beta\mu')\varepsilon \quad (2.18)$$

Dans cette dernière équation μ_s est le cosinus de l'angle entre la direction du photon et l'axe du jet dans le référentiel de l'observateur (voir figure 2.3) et $\mu' = \mu'_e\mu'_s + (1 - \mu'_e)^{1/2}(1 - \mu'_s)^{1/2}\cos\phi'_e$ est le cosinus de ce même angle vu dans le référentiel du plasma. Dans la suite nous utiliserons la densité différentielle en photons moyennée sur l'angle azimutal ϕ_e et réduirons l'équation 2.18 à $\mu' = \mu'_e\mu'_s$.

Dans les paragraphes suivants nous considérons différents types de rayonnement participant à la force de radiation.

Rayonnement direct

La principale source de photons est bien sûr le disque d'accrétion dont on décrit l'intensité spécifique par:

$$I_\nu(r) = B_\nu(T_{eff}(r)) \quad (2.19)$$

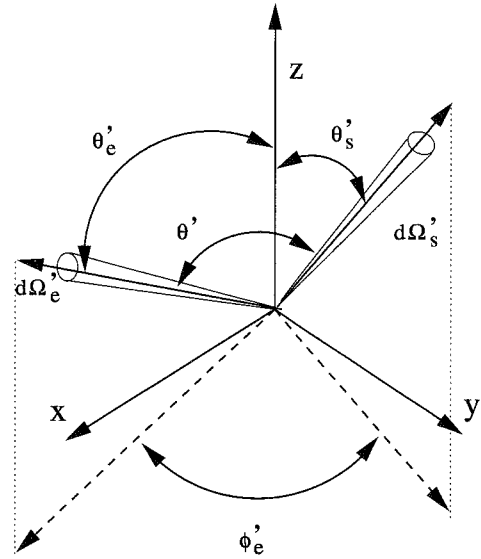


FIG. 2.3 – Schéma d'interaction entre un photon et un électron dans le référentiel du plasma.

où B_ν est la fonction de corps noir de Planck et la température effective T_{eff} est donnée par:

$$T_{eff}(r) = \left(\frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma r^3} \right)^{1/4} [1 - b(r_i/r)^{1/2}]^{1/4}. \quad (2.20)$$

\dot{M} est le taux d'accrétion, M la masse du trou noir central et b un paramètre décrivant le couple entre le disque et le trou noir ($0 \leq b \leq 1$). Dans le cas des trous noirs galactiques le disque standard n'est plus forcément valide, nous considérerons le cas du disque à deux températures développé par (Shapiro *et al.* 1976). Ce modèle s'applique à la partie interne du disque ($r <$ quelques r_g). L'intensité spécifique est donnée par (Sunyaev & Titarchuk 1980):

$$I_\nu(r) \propto \frac{\exp(-x)}{x} \left(1 + x + \frac{1}{2}x^2 + \frac{1}{6}x^3 + \frac{1}{24}x^4 \right) \text{ for } x > 1 \quad (2.21)$$

$$I_\nu(r) \propto x^4 \text{ for } x < 1 \quad (2.22)$$

où $x = h\nu/kT_e$ et T_e est la température électronique décrite par:

$$T_e(r) = 7.10^8 \text{K} \left(\frac{M}{3M_\odot} \frac{10^{17} \text{g.s}^{-1}}{\dot{M}} \right)^{1/6} [1 - (r_i/r)^{1/2}]^{-1/6} \times (2r/r_g)^{1/4} \quad (2.23)$$

Rayonnement diffusé

L'environnement proche des NAGs est complexe et peut varier considérablement entre différents objets. Toutefois comme il a été mentionné dans le chapitre I-2, de la matière peut être présente dans la proximité du disque d'accrétion. Cette matière illuminée par le rayonnement direct peut diffuser pour certains NAGs une fraction non négligeable du rayonnement primaire. Les deux régions de l'environnement proche des NAGs susceptibles de participer à cet effet sont les nuages de la BLR et/ou le tore de poussières (cf chapitre I-4). Pour décrire le rayonnement diffusé par la BLR, nous suivrons l'approche de Sikora *et al.* (1996), en définissant deux cas extrêmes:

- le premier cas est le cas 'a' de Sikora *et al.* (1996). La BLR est représentée par la partie externe du disque et intercepte une fraction χ de la luminosité totale L_d de celui-ci. Le rayonnement est reprocessé essentiellement en émission $\text{Ly}\alpha$ avec une intensité spécifique donnée par:

$$I_\nu(r) = \frac{\chi L_d r^{-\alpha}}{4\pi^2 \int_{r_1}^{r_2} r^{1-\alpha} dr} g(\nu - \nu_{\text{Ly}\alpha}) \quad (2.24)$$

L'émission se fait par un anneau $r_1 < r < r_2$. g est un profil rectangulaire correspondant à un élargissement Doppler de $v/c \sim 2.2410^{-2}$. v est dans ce cas la

vitesse képlérienne autour d'un trou noir de Schwarzschild, à une distance de 1000 r_g .

- dans le deuxième cas les nuages de la BLR sont répartis sur une sphère à une distance r_0 du trou noir central. Ils réémettent de la même façon une fraction χ de la luminosité totale. L'émissivité de cette source à une distance z est:

$$I_\nu(z, \theta) = \frac{\chi L_d}{4\pi r_0^2 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{r_0}\right)^2 (\cos^2\theta - 1)}} g(\nu - \nu_{Ly\alpha}) \quad (2.25)$$

Pour $z \leq r_0$, $-1 \leq \cos\theta \leq z/\sqrt{z^2 + r_0^2}$ et pour $z > r_0$, $\sqrt{z^2 - r_0^2}/z \leq \cos\theta \leq 1$.

Enfin nous décrivons le tore de poussières sous forme d'un anneau situé entre r_3 et r_4 , et dont l'émissivité est donnée par:

$$I_\nu(r) = \frac{\chi' L_d}{4\pi\sigma \int_{r_3}^{r_4} T^4(r) r dr} B_\nu(T(r)) \quad (2.26)$$

T est la température de la poussière, σ est la constante de Stefan-Boltzmann, et χ' est la fraction de la luminosité du disque reprocessée. Nous prendrons dans la suite $T(r)$ indépendant du rayon r , fixée à la valeur 15000 K.

2.2.3 Équation du mouvement

Afin de tenir compte des effets relativistes, nous devons écrire l'équation du mouvement covariante à partir de la conservation du tenseur énergie-impulsion pour le plasma de paires $T_p^{\mu\nu}$:

$$\partial_\mu T_p^{\mu\nu} = \mathcal{F}^\nu = \int \frac{dp^\nu}{d\tau} f(\vec{x}, \vec{p}, t) \frac{d^3\vec{p}}{p^0} \quad (2.27)$$

où $f(\vec{x}, \vec{p}, t)$ est la fonction de distribution des particules et $\frac{dp^\nu}{d\tau}$ est le taux de variation du quadrivecteur énergie impulsion. Nous reprenons ainsi l'approche de Phinney (1982). Le tenseur énergie-impulsion du plasma de paires considéré comme un fluide parfait est décrit par:

$$T_p^{\mu\nu} = (p' + \rho') U^\mu U^\nu + p' \eta^{\mu\nu} \quad (2.28)$$

où U^ν est le quadrivecteur vitesse du fluide, p' sa pression, ρ' sa densité et $\eta^{\mu\nu}$ le tenseur de Minkowski. On considère dans la suite l'intégration de l'équation 2.27 sur un quadrivolume $\delta^4V = V\delta t$ balayé par le plasma pendant un intervalle de temps infinitésimal dans le référentiel de l'observateur. Nous avons $V = \frac{V_0}{\gamma_b}$ où V_0 est le

volume propre du plasma et nous pouvons ainsi écrire:

$$\begin{aligned} \int_{\delta^4 V} \partial_\mu T_p^{\mu\nu} d^4 \mathbf{x} &= \int_S T^{\mu\nu} n_\mu = [(V.T^{0\nu})(t + \delta t) - (V.T^{0\nu})(t)] \\ &= \frac{d}{dt} \left[\frac{T^{0\nu}}{\gamma_b} \right] V_0 \delta t = \frac{V_0 \delta t}{\gamma_b} \mathcal{F}^\nu \end{aligned} \quad (2.29)$$

En utilisant cette dernière équation avec 2.28, en n'oubliant pas que dans le champ axisymétrique de radiation considéré, seules les composantes \mathcal{F}^0 et \mathcal{F}^1 sont non nulles (1 désigne la direction z , et $\mathcal{F}^{z'} = F^{z'}$ de l'équation 2.3) on obtient les équations (7) et (8) de Phinney (1982)²:

$$\frac{\partial}{\partial t'} [(\rho' + p')\gamma_b - p'/\gamma_b] = \mathcal{F}^0 = \mathcal{F}'^0 + \beta_b \mathcal{F}'^z \quad (2.30)$$

$$\frac{\partial}{\partial t'} [(\rho' + p')\gamma_b \beta_b] = \mathcal{F}^1 = \mathcal{F}'^z + \beta_b \mathcal{F}'^0 \quad (2.31)$$

$$(2.32)$$

En combinant ces deux équations et pour un plasma relativiste (avec $p' = \rho'/3$) chauffé en continu on obtient (avec $dz' = \beta_b dt'$ et $z = z'$):

$$\frac{d\gamma_b}{dz} = \frac{F'^z}{\rho'} \frac{1}{\frac{1}{3\gamma_b^2} + 1} \quad (2.33)$$

Finalement dans la suite, nous intégrons cette équation entre $z = 10 r_g$ et $z = 10^4 r_g$ (cas galactique) ou $z = 10^5 r_g$ (cas extragalactique) pour différentes configurations.

2.3 Résultats

2.3.1 Le facteur de Lorentz d'équilibre

On peut montrer que dans n'importe quel champ de radiation axisymétrique (sauf une onde plane), il existe une valeur du facteur de Lorentz d'ensemble qui annule la force de radiation. Cette valeur est la valeur d'équilibre que l'on notera par la suite γ_{beq} . Comme le montre la figure 2.4, c'est une fonction qui dépend de la position dans le champ de radiation. Pour obtenir le comportement de cette fonction on doit résoudre:

$$F'^z(\gamma_{beq}(z)) = 0 \quad \text{voir figure 2.4} \quad (2.34)$$

Dans le cas où ($\gamma_b < \gamma_{beq}$) le plasma subit la poussée du au champ de radiation. Mais pour $\gamma_b > \gamma_{beq}$ le plasma 'voit' arriver plus de photons de front que de l'arrière et il est freiné, c'est le mécanisme dit 'Compton drag'. Sikora *et al.* (1996) ont étudié ce

2. Un ' manque dans l'équation (15) de Renaud & Henri (1998) pour la pression p

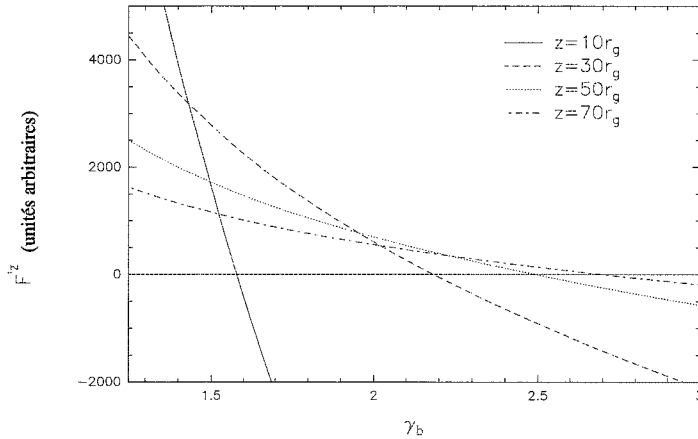


FIG. 2.4 – La force due à la pression de radiation est représentée en fonction du facteur de Lorentz d'ensemble du plasma, pour différentes position au-dessus du disque d'accrétion.

mécanisme dans le champ de rayonnement d'un disque d'accrétion et de composantes diffuses du rayonnement. Cette étude est menée en considérant que le plasma est injecté avec une vitesse initiale relativiste, et qu'il subit les pertes Compton. Dans ce cas, l'effet de ralentissement est très efficace. Nous pourrions voir dans la suite comment la prise en compte d'un mécanisme de réaccélération des paires modifie ce résultat.

On peut avoir une première approche intuitive de la résolution de l'équation 2.33:

- dans une première phase où le champ de radiation est intense, le plasma est accéléré de telle sorte que $\gamma_b(z) = \gamma_{beq}(z)$. L'accélération se fait de façon graduelle et est imposée par la forme du champ de radiation.
- lorsque le plasma atteint une altitude z_{crit} , le champ de radiation devient trop faible pour maintenir γ_b à la valeur d'équilibre. Le plasma suit alors un mouvement balistique avec $\gamma_b(z) \sim \gamma_{b\infty} \sim \gamma_{beq}(z_{crit})$.

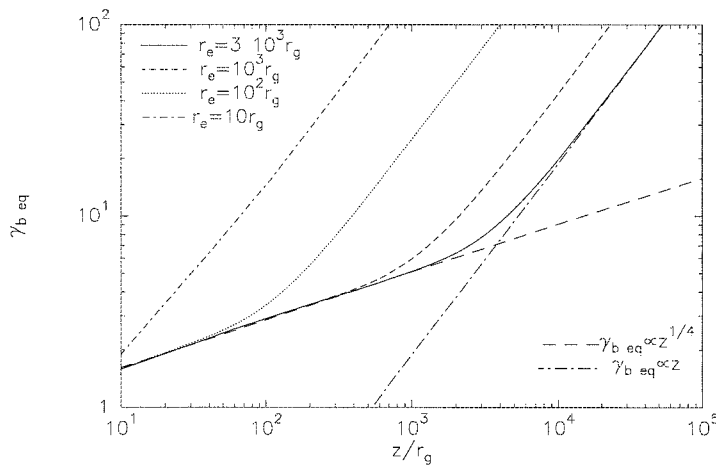


FIG. 2.5 – Facteur de Lorentz d'équilibre calculé en régime Thomson représenté en fonction de la position du plasma au-dessus du disque d'accrétion, pour différentes tailles de ce disque. Les deux régimes asymptotiques du facteur d'équilibre sont également représentés.

Le régime Thomson

Ce régime a été étudié par de nombreux auteurs (Odell 1981; Phinney 1982; Marcowith *et al.* 1995; Sikora *et al.* 1996). Dans ce cas le facteur de Lorentz d'équilibre est déterminé simplement par la condition $H' = 0$ (voir équation 2.5), et est indépendant de la distribution en particules. Cette condition indique juste que le flux radiatif doit s'annuler dans le référentiel du plasma. La solution de cette équation est :

$$\beta_{beq} = x - (x^2 - 1)^{1/2} \quad (2.35)$$

avec

$$x = \frac{J + K}{2H} \quad (2.36)$$

On peut obtenir le comportement analytique de γ_{beq} dans le cas d'un disque standard (voir annexe B):

- $\gamma_{beq} \propto z^{1/4}$ pour $z < r_e$
- $\gamma_{beq} \propto z$ pour $z > r_e$

La figure 2.5 illustre ce résultat pour différentes valeurs du rayon extérieur du disque d'accrétion. Il faut noter que pour des valeurs décroissantes de ce rayon, le champ de radiation devient de plus en plus anisotrope et la fonction γ_{beq} augmente plus rapidement avec z .

On peut également établir la valeur du facteur de Lorentz asymptotique atteint, on a également deux cas (voir annexe B):

- pour $z_{crit} < r_e$ on obtient $\gamma_{b\infty} \propto \left(\frac{\langle \gamma'^2 \rangle l}{\langle \gamma' \rangle} \right)^{1/7}$
- for $z_{crit} > r_e$, $\gamma_{b\infty} \propto \left(\left(\frac{r_i}{r_e} \right)^{3/4} \frac{\langle \gamma'^2 \rangle l}{\langle \gamma' \rangle} \right)^{1/4}$

où l est la compacité de la source et $\langle f \rangle$ désigne la moyenne de la fonction f sur la distribution de particules.

Influence des corrections Klein-Nishina

La figure 2.6 illustre les effets de l'inclusion des corrections Klein-Nishina dans le calcul du facteur de Lorentz d'équilibre. Ces effets peuvent se comprendre comme suit: les collisions pour lesquelles $\varepsilon^* \geq 1$ contribuent peu au transfert d'impulsion du champ de photons au plasma. Du fait de l'aberration relativiste, les photons émis par les régions centrales du disque sont vus arrivant de la direction du disque mais à plus basse énergie dans le référentiel du plasma (ils sont 'redshiftés'). De même ceux émis par les régions externes sont vus arrivant de côté ou de la direction opposée au disque et à plus haute énergie (ils sont 'blueshiftés'). Or les premiers photons sont ceux

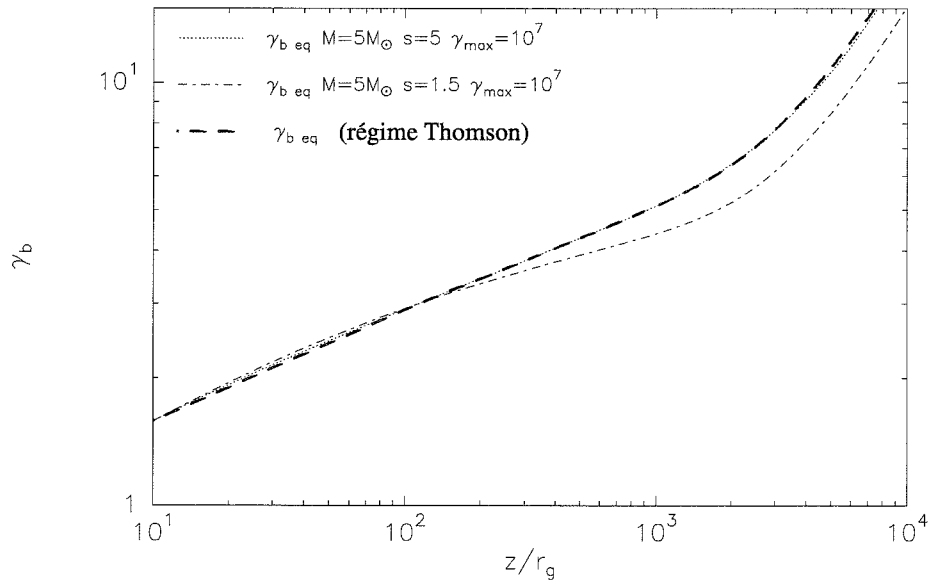


FIG. 2.6 – Facteur de Lorentz d'équilibre calculé en tenant compte des corrections Klein-Nishina, représenté en fonction de la position du plasma au-dessus du disque d'accrétion, dans le cas d'un trou noir stellaire et pour deux compositions du plasma. Par comparaison, est également représenté le facteur de Lorentz d'équilibre obtenu en régime Thomson.

qui accélèrent le plasma, les seconds ceux qui le freinent. On s'attend donc à ce que l'effet des photons décélérateurs soient réduits et donc à ce que le facteur de Lorentz d'équilibre soit plus important. C'est ce que l'on voit sur la portion $10 < z < 100 r_g$ de la figure. Cependant la manière dont l'énergie typique des photons du disque varie en fonction de la position dans le disque est importante dans ce calcul. Il y a une compétition entre effet d'aberration relativiste, et le fait que les photons 'blueshiftés' sont ceux qui dans le référentiel du disque sont les moins énergétiques et l'inverse pour ceux qui sont 'redshiftés'. Le deuxième effet l'emporte dans la zone $z > 10^3 r_g$, comme on peut le voir sur la figure 2.6. Cet effet dépend du champ de radiation, notamment pour les microquasars, il est plus important compte-tenu du fait que leur disque est plus chaud.

2.3.2 Résolution de l'équation du mouvement

Nous montrons figure 2.7 des solutions numériques typiques de l'équation du mouvement dans le cas d'un microquasar.

Nous pouvons faire plusieurs remarques:

- les solutions sont indépendantes des conditions initiales. La solution rejoint la

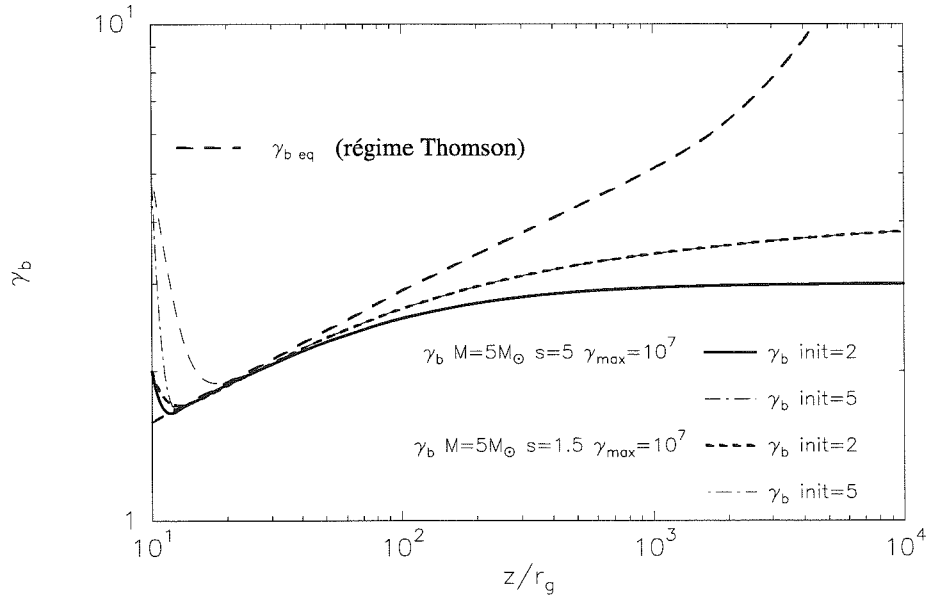


FIG. 2.7 – Solution de l'équation du mouvement en fonction de la position au-dessus du disque d'accrétion, pour un trou noir stellaire, pour deux compositions du plasma, et pour des conditions initiales différentes.

valeur du facteur d'équilibre, comme discuté paragraphe II-2.3.1

- le mouvement atteint rapidement son régime balistique, à quelques centaines de rayons de Schwarzschild du trou noir central. Pour fixer un peu les idées sur les moyens d'observations du mouvement dans l'environnement proche du trou noir, rappelons que 100 rayons de Schwarzschild correspondent à une résolution angulaire de:

- $\theta = 0.4 \left(\frac{M}{10^8 M_\odot} \right) \left(\frac{H_0}{60} \right) \left(\frac{0.1}{z} \right) \mu\text{arcsec!}$ pour le cas extragalactique
- $\theta = 2 \cdot 10^{-4} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \left(\frac{10\text{kpc}}{\text{distance}} \right) \mu\text{arcsec!}$ pour le cas galactique.

Aux résolutions actuellement accessibles, la phase d'accélération ne peut pas être mise en évidence. L'observation de mouvements balistiques correspond bien à notre modèle, où l'accélération se fait dans l'environnement très proche du trou noir central. À l'échelle VLBI, il se peut cependant que des interactions avec le milieu extérieur interviennent, conduisant à l'observation d'infléchissement et de ralentissement. Des effets de variation de l'angle d'éjection peuvent également expliquer ces observations.

La solution atteint z_{crit} rapidement, elle n'est plus sensible pour $z > z_{crit}$ à la distribution des particules. La valeur terminale de γ_b est déterminée par les paramètres dans

la zone proche de z_{crit} . On peut donc justifier une distribution stationnaire en énergie dans notre approche, tant que le mécanisme d'accélération agit efficacement près du trou noir central.

Influence de la distribution en particules

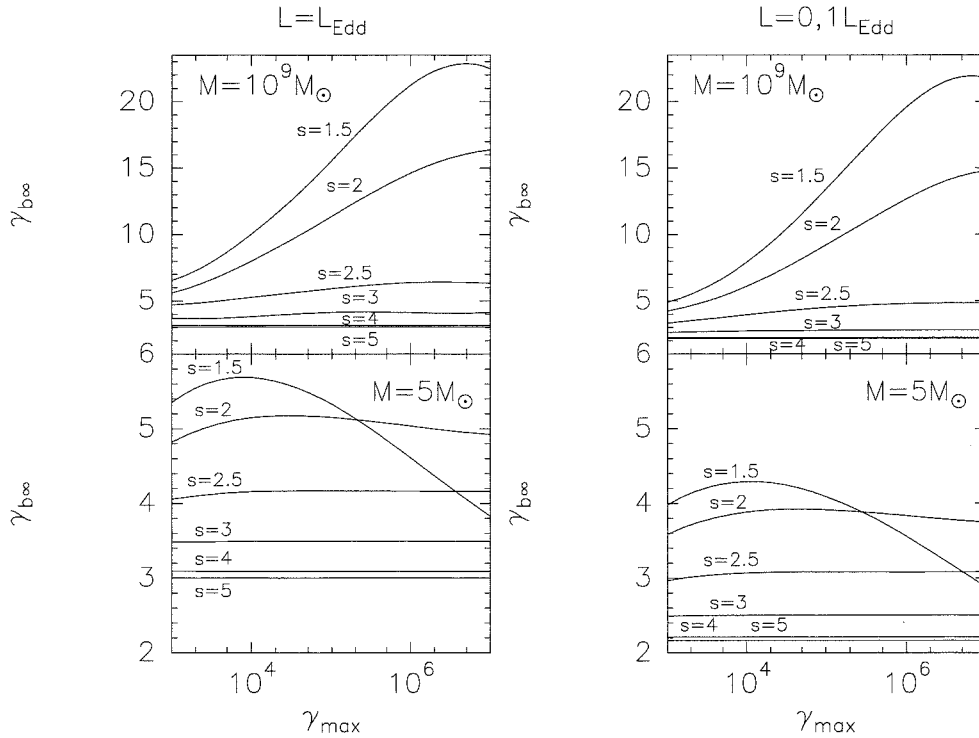


FIG. 2.8 – *Facteur de Lorentz terminal pour différentes compositions du plasma. On a représenté les deux cas étudiés dans ce chapitre: disque d'accrétion autour d'un trou noir super-massif et autour d'un trou noir stellaire. Dans tous les cas $r_e = 3.10^3 r_g$.*

Nous montrons figure 2.8 le comportement de $\gamma_{b\infty}$ en fonction des paramètres décrivant le plasma de paires (s et γ_{max}). Les principales conclusions sont les suivantes:

- pour $s < 2$ on observe un maximum pour $\gamma_{b\infty}$ en fonction de γ_{max} , au delà de ce maximum on obtient des valeurs qui peuvent être plus faibles que pour $s \geq 2$.
- pour $2 < s < 3$ il existe toujours un maximum, mais moins prononcé. Les variations sont plus faibles.
- pour $s > 3$, $\gamma_{b\infty}$ ne dépend plus de γ_{max} .
- de manière générale, pour des valeurs faibles de γ_{max} , nous retrouvons les valeurs de $\gamma_{b\infty}$ obtenues en régime Thomson.

On peut expliquer ce comportement par les arguments suivants: plus on augmente γ_{max} plus on augmente (pour $s < 3$) $\langle \gamma'^2 \rangle$ et donc $\gamma_{b\infty}$. Cependant les corrections

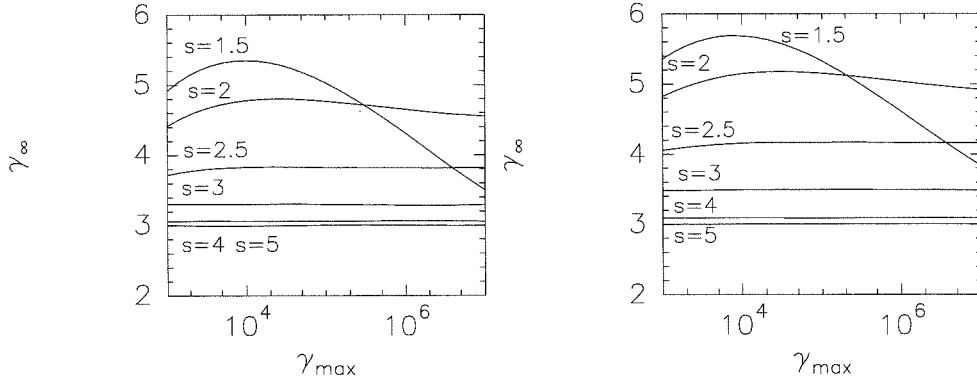


FIG. 2.9 – Facteur de Lorentz terminal pour différentes compositions du plasma pour un disque d'accrétion autour d'un trou noir stellaire. A gauche on a considéré un disque d'accrétion standard et à droite un disque chaud (Shapiro et al. 1976). Dans tous les cas $r_e = 3.10^3 r_g$.

Klein-Nishina vont modifier ce comportement, à peu près lorsque $\gamma_{max} \langle \varepsilon \rangle \sim 1$. Ainsi pour γ_{max} supérieur à $\langle \varepsilon \rangle^{-1}$, la force radiative n'augmente plus, alors que l'inertie du plasma ρ' augmente toujours. Cet effet sera d'autant plus important pour des indices s faibles, ce qui peut expliquer l'inversion de la courbe pour des fortes valeurs de γ_{max} . Pour des distributions plus raides, la force radiative est dominée par la contribution des particules de basse énergie. Le plasma est considéré de manière dynamique comme un plasma froid, et l'on n'a plus de dépendance avec γ_{max} .

Influence de la masse du trou noir

Comme discuté paragraphe II-2.2.1, la masse influence l'énergie moyenne des photons émis par le disque d'accrétion. Pour un microquasar, le rayonnement est dans le domaine X et donc les corrections Klein-Nishina ont un effet à plus basse énergie. On obtient globalement des valeurs plus faibles de $\gamma_{b\infty}$ (cf figure 2.8). Cet effet est encore plus marqué si l'on étudie le rayonnement d'un disque plus chaud de Shapiro *et al.* (1976), comme le montre la figure 2.9.

Influence des composantes diffuses

Dans tout ce qui précède on n'a utilisé que le rayonnement direct du disque d'accrétion. Dans la suite, la force radiative comporte en plus une composante due au rayonnement diffusé.

On montre figure 2.10 et 2.11 le facteur de Lorentz d'équilibre obtenu en incluant le rayonnement diffusé par la BLR pour les cas extrêmes introduits paragraphe 2.2.2,

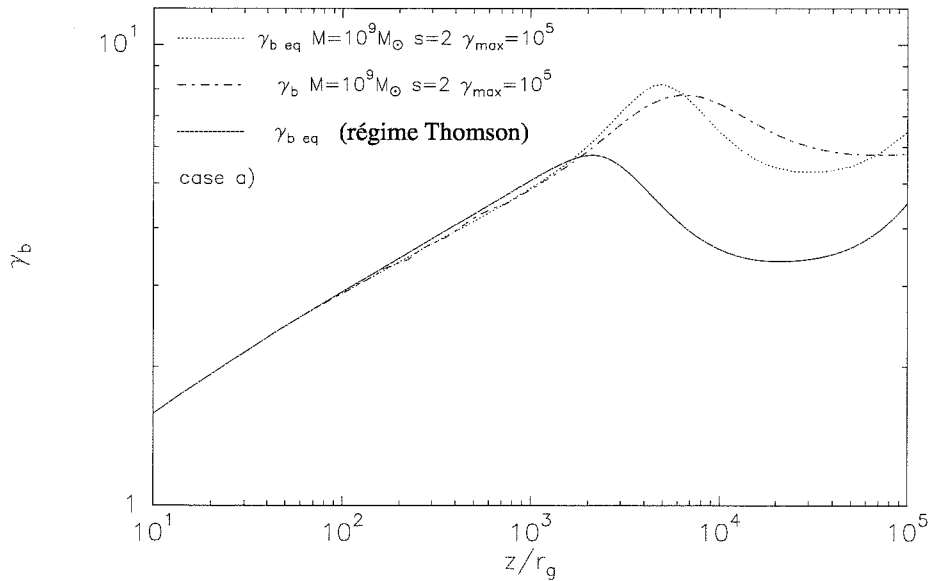


FIG. 2.10 – Facteur de Lorentz d'équilibre et solution de l'équation du mouvement représentés en fonction de la position au-dessus du disque d'accrétion. Le rayonnement du disque est diffusé par des nuages répartis sous forme d'un anneau entre $r_1 = 10^4 r_g$ et $r_2 = 10^5 r_g$. L'émissivité est décrite par l'équation 2.24 pour $\chi = 0.1$ et $\alpha = 2$. En trait plein on a représenté le facteur de Lorentz d'équilibre calculé en régime Thomson, en pointillé avec les corrections Klein-Nishina. En trait mixte est représentée la solution de l'équation du mouvement correspondante. Dans tous les cas les paramètres du plasma sont: $s = 2$ et $\gamma_{max} = 10^5$.

en régime Thomson et en incluant les corrections Klein-Nishina, ainsi que la solution de l'équation du mouvement correspondante. On remarque que les corrections Klein-Nishina diminuent les effets de la BLR sur le calcul de γ_{beq} . Cet effet se comprend en notant que les photons de la BLR sont globalement 'blueshiftés' dans le référentiel du plasma alors que ceux du disque sont 'redshiftés'. Donc le ralentissement imposé par le rayonnement de la BLR est plus réduit en régime Klein-Nishina que l'accélération due au disque. Dans le cas d'une répartition de matière sur une sphère, le plasma est très fortement ralenti au passage de la BLR, mais est ensuite rapidement réaccélééré jusqu'à des valeurs importantes de $\gamma_{b\infty}$ (voir figure 2.10).

L'influence du rayonnement diffusé est en fait gouverné par la position de l'altitude critique z_{crit} par rapport à la position de la matière qui reprocessse le rayonnement central:

- lorsqu'elle se situe avant z_{crit} , le plasma va être localement freiné à la traversée de la région où la composante diffuse domine. Mais ensuite le champ de radiation central reprend le dessus, et le plasma est rapidement réaccélééré.

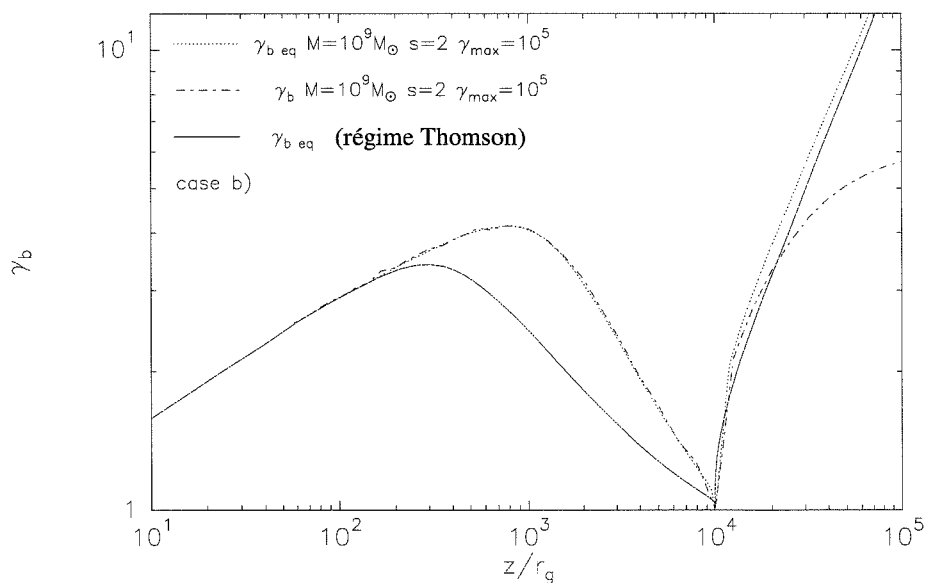


FIG. 2.11 – Même représentation que la figure précédente dans le cas où le rayonnement du disque est diffusé par des nuages répartis sous forme d'une coquille à $r_0 = 10^4 r_g$. L'émissivité est décrite par l'équation 2.25 pour $\chi = 0.1$.

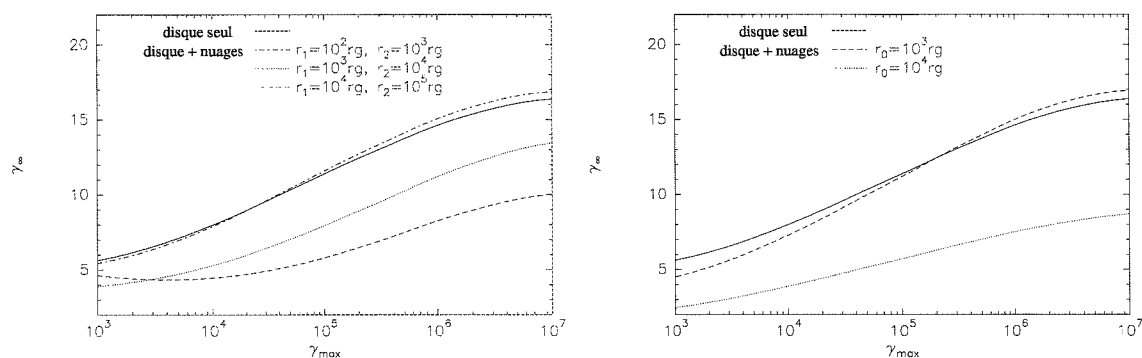


FIG. 2.12 – Facteur de Lorentz terminal pour différentes compositions du plasma. On a représenté les résultats obtenus sans composante diffuse et avec une composante diffuse. À gauche, cette composante est sous forme de nuages répartis en anneau entre r_1 et r_2 pour différentes valeurs de ces paramètres. L'émissivité de la composante diffuse est décrite par l'équation 2.24 avec $\chi = 0.1$ et $\alpha = 2$. À droite, elle est sous forme de nuages répartis en coquille à distance r_0 du trou noir central pour différentes valeurs de ce paramètre. L'émissivité de la composante diffuse est décrite par l'équation 2.25 avec $\chi = 0.1$.

- lorsqu'elle se situe au-delà de z_{crit} , le freinage n'est pas suivi d'accélération et la valeur de $\gamma_{b\infty}$ est fortement modifiée par rapport au cas sans reprocessing.

Ce comportement se retrouve dans les résultats de la figure 2.12. On remarque que:

- si la BLR est proche du trou noir central, on obtient des valeurs plus importantes de $\gamma_{b\infty}$ que dans le cas sans BLR. En effet dans ces cas à z_{crit} la BLR est vue sous un petit angle solide et son rayonnement est très anisotrope vu du plasma et contribue à accélérer le plasma.
- pour une BLR plus lointaine le freinage devient efficace, mais on peut toujours obtenir des valeurs $\gamma_{b\infty} \sim 10$ pour des paramètres réalistes du plasma.

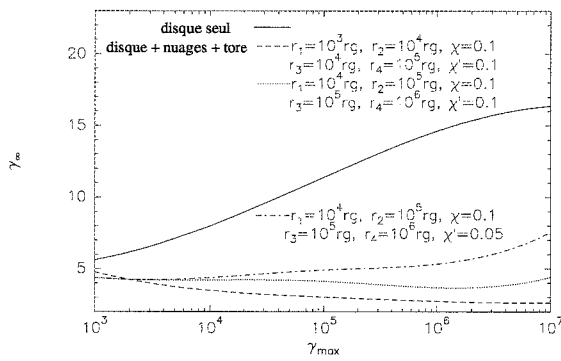


FIG. 2.13 – Même représentation que la figure précédente pour une composante diffuse sous forme de nuages répartis en anneau entre r_1 et r_2 plus un tore de poussière entre r_3 et r_4 pour différentes valeurs de ces paramètres. L'émissivité des nuages est décrite par l'équation 2.24 avec $\chi = 0.1$ et $\alpha = 2$, celle du tore est donnée par l'équation 2.26 avec $\chi' = 0.1$ ou $\chi' = 0.05$.

La figure 2.13 montre que les effets combinés d'une BLR et d'un tore de poussière deviennent efficaces pour empêcher de fortes valeurs de $\gamma_{b\infty}$.

Influence de la taille du disque d'accrétion

Plus le rayon du disque d'accrétion est petit, plus le rayonnement du disque est anisotrope, est plus il permet d'accélérer efficacement le plasma, ce qui est montré figure 2.14. Le cas le plus favorable conduit à une valeur $\gamma_{b\infty} \sim 60$.

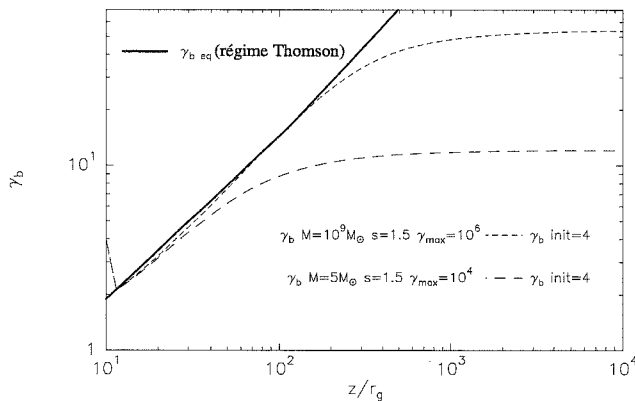


FIG. 2.14 – Solution de l'équation du mouvement en fonction de la position au-dessus du disque d'accrétion, pour un trou noir stellaire et un trou noir supermassif. Le disque s'étend jusqu'à $r_e = 10r_g$. On a également représenté en trait plein le facteur d'équilibre calculé en régime Thomson.

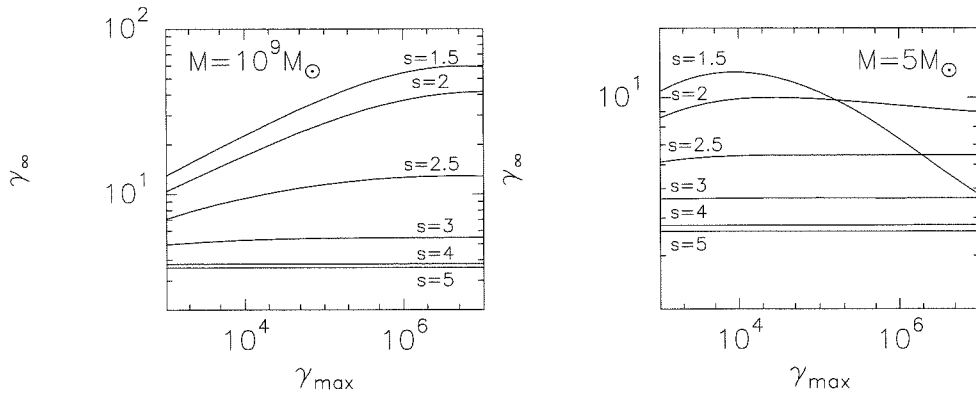


FIG. 2.15 – Facteur de Lorentz terminal pour différentes compositions du plasma. On a représenté les deux cas étudiés dans ce chapitre: disque d'accrétion autour d'un trou noir supermassif et autour d'un trou noir stellaire. Dans tous les cas $r_e = 10r_g$.

2.4 Comparaisons aux observations

Le modèle permet d'expliquer la diversité des valeurs $\gamma_{b\infty}$ que l'on peut déduire des observations dans les NAGs. Les valeurs typiques prédites sont $4 < \gamma_{b\infty} < 10$. Ces valeurs correspondent aux contraintes apportées par les observations (voir figure I-3.3 et Vermeulen & Cohen (1994)). La différence entre chaque objet peut venir de la diversité des environnements des NAGs, et les différences pour un même objet par les paramètres du plasma dans son éjection.

Les valeurs observées dans le cas des microquasars (GRS 1915+105: Mirabel & Rodriguez (1994); Fender *et al.* (1999); GROJ 1655-40: Hjellming & Rupen (1995), et XTE J1748-288 Hjellming *et al.* (1998)) sont globalement plus faibles que celles observées pour les NAGs. Nos résultats montrent que le mécanisme de fusée Compton

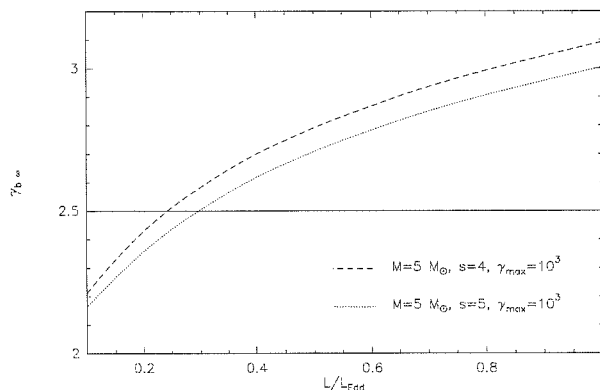


FIG. 2.16 – Facteur de Lorentz terminal en fonction du rapport L/L_{Edd} pour un trou noir stellaire. Les paramètres du plasma sont $s = 4$ ou $s = 5$ et $\gamma_{max} = 10^3$.

est plus efficace pour les NAGs (sans trop de composantes diffuses) que dans le cas de disque autour d'un trou noir stellaire. Le processus dans le cas galactique reproduit de même les valeurs observées. Les différences pour un même objet peuvent être dues à des variations de composition du plasma:

- les valeurs les plus faibles déduites des observations ($\gamma_b \sim 2.5$) sont associées dans notre modèle à des distributions très raides en énergie des particules ($s = 4 - 5$). De telles distributions produisent par rayonnement Compton Inverse des spectres X en photons d'indice $\alpha_X \sim 2.5 - 3$ que l'on observe chez ces objets (Finoguenov *et al.* 1994; Harmon *et al.* 1995; Grove *et al.* 1998). Dans ces situations la description du disque n'influence pratiquement pas la valeur de $\gamma_{b\infty}$ (cf figure 2.9). La mesure du facteur de Lorentz de déplacement des composantes radio donne également une contrainte sur la luminosité du disque lors de l'éjection de la composante (voir figure 2.16). On trouve pour les deux microquasars des valeurs $L \sim 0.2 - 0.3L_{Edd}$ compatibles avec les travaux de Li & Liang (1996), ce qui n'est pas étonnant car dans les deux travaux ce sont les particules de basses énergies qui contrôlent la dynamique dans ces conditions.
- des valeurs plus importantes ($\gamma_b \sim 5$, Fender *et al.* (1999)) demandent des distributions plus plates en énergie des particules. Des variations dans les spectres de ces objets sont une de leurs caractéristiques (Grove *et al.* 1998). Ces modifications de spectres peuvent être dues à un changement de composition du plasma liée au mécanisme d'accélération. La description du rayonnement du disque devient plus sensible dans ce cas, mais sort du cadre de ce travail.

Il faut noter que pour ces objets les échelles de temps sont $10^6 - 10^7$ fois plus rapides que dans les NAGs. On s'attend donc à une variabilité plus grande pour tous les mécanismes physiques dans ces objets.

Publication

The terminal bulk Lorentz factor of relativistic electron-positron jets.
Renaud, N., & Henri, G., *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **300**, 1047-1056 (1998)

Mon. Not. R. Astron. Soc. **300**, 1047–1056 (1998)

The terminal bulk Lorentz factor of relativistic electron–positron jets

N. Renaud and G. Henri

Laboratoire d’Astrophysique, Observatoire de Grenoble, BP 53X, F-38041 Grenoble Cedex, France

Accepted 1998 July 8. Received 1998 July 8; in original form 1997 July 3

ABSTRACT

We present a numerical simulation of the bulk Lorentz factor of a relativistic electron–positron jet driven by the Compton rocket effect from accretion disc radiation. The plasma is assumed to have a power-law distribution $n_e(\gamma) \propto \gamma^{-s}$ with $1 < \gamma < \gamma_{\max}$ and is continuously reheated to compensate for radiation losses. We include the full Klein–Nishina (hereafter KN) cross-section, and study the role of the energy upper cut-off γ_{\max} , spectral index s and source compactness. We determine the terminal bulk Lorentz factor in the cases of supermassive black holes, relevant to AGN, and stellar black holes, relevant to galactic microquasars. In the latter case, Klein–Nishina cross-section effects are more important and induce a terminal bulk Lorentz factor smaller than in the former case. Our results are in good agreement with bulk Lorentz factors observed in Galactic (GRS 1915+105, GRO J1655–40) and extragalactic sources. Differences in scattered radiation and acceleration mechanism efficiency in the AGN environment can be responsible for the variety of relativistic motion in those objects. We also take into account the influence of the size of the accretion disc; if the external radius is small enough, the bulk Lorentz factor can be as high as 60.

Key words: radiation mechanisms: non-thermal – stars: individual: GRS 1915+105 – stars: individual: GRO J1655–40 – galaxies: active – galaxies: jets.

1 INTRODUCTION

Superluminal motion observed in active galactic nuclei (AGN), especially in the blazar class, seems to be closely linked with high-energy emission. Such motion was recently observed in the Galaxy (Mirabel & Rodríguez 1994; Hjellming & Rupen 1995; Tingay et al. 1995) in the so-called microquasars. Nevertheless, differences are noticeable in those two cases. The latter systems were observed to have a small value of bulk Lorentz factor (around 2.5), while in the former ones values of about 10–20 are frequent. It is well known that the radiation pressure acting on an electron–positron plasma in the vicinity of a near-Eddington accreting object is very efficient in accelerating the plasma outwards, since the gravitational force is around 1000 times weaker than for an electron–proton plasma. However, Phinney (1987) has shown that for a realistic accretion disc emission, only moderate values of bulk Lorentz factors can be reached. Li & Liang (1996) have recently proposed that this mechanism could explain the relatively small $\gamma_b \sim 2.5$ observed in Galactic objects. They considered plasma composed of both e^+e^- and e^-p , and obtained the equation of motion using the Thomson cross-section and including gravitational force. To explain higher values of γ_b , O’Dell (1981) proposed the so-called ‘Compton rocket’ effect, i.e. an anisotropic inverse Compton effect on a highly relativistic plasma. It was then argued (Phinney 1982) that because Compton cooling is always much more rapid than bulk acceleration, only small value of $\gamma_{b\infty}$ could be reached by this mechanism. However, taking into account that, in the frame of the

‘two-flow’ model (Sol, Pelletier & Asséo 1989), a pair plasma could be reheated by the turbulence triggered by a surrounding jet (Henri & Pelletier 1991), Marcowith, Henri & Pelletier (1995) showed that the Compton rocket becomes much more efficient and accelerates pair plasma to a Lorentz factor $\gamma_b \sim 10$. In another work Sikora et al. (1996) studied the radiation drag in AGN jets. They included a relativistic electron–positron plasma accelerated *in situ* and relativistic protons that contribute to the inertia of the flow. They considered radiation emitted from an accretion disc, partially reprocessed by the outer part of the disc or by spherically distributed matter at a given distance from the central object. All Compton interactions were computed using the Thomson cross-section. They showed that in most cases jets should undergo radiation drag, and that the efficiency of this mechanism becomes important for purely pair plasma dominating the jet luminosity. The aim of this paper is to study how the Compton rocket effect can accelerate a pure pair plasma in the vicinity of an accretion disc, taking into account the full KN cross-section. Following Marcowith et al. (1995), we consider a blob of e^+e^- pair plasma with an isotropic energy distribution in the comoving frame $n_e(\gamma') \propto \gamma'^{-s}$, where s is the spectral index. We assume that the acceleration process is efficient enough in the jet to maintain a stationary energy distribution. We assume that the dynamics of the pair plasma is decoupled from the electron–proton component and we do not include the gravitational force. The radiation field comes from an accretion disc. We include KN corrections in the description of the inverse Compton interactions. We study the influence of compactness of the radiation

source, spectral index and upper cut-off γ_{\max} , and then make comparisons between AGN and galactic microquasars. We also consider the influence of the scattered radiation of a broad-line region (BLR) and dusty torus around the central black hole. Finally we discuss the influence of the size of the accretion disc, which could be relevant to the high value of bulk Lorentz factors.

2 THE COMPTON ROCKET EFFECT WITH KLEIN–NISHINA CORRECTIONS

2.1 Notation

All energies are measured in units of $m_e c^2$. We refer to all quantities expressed in the blob rest frame by a prime ', all quantities in the particle rest frame by a star *, and quantities in the disc frame are not labelled. Photon energies will be labelled by ε , and the unit direction vector by \mathbf{k} . We use the KN differential cross-section (Rybicki & Lightman 1979) given by

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon_1^* d\Omega_1^*} = \frac{3\sigma_T}{16} \left(\frac{\varepsilon_1^*}{\varepsilon^*}\right)^2 \left(\frac{\varepsilon_1^*}{\varepsilon^*} + \frac{\varepsilon^*}{\varepsilon_1^*} - \sin^2 \phi^*\right) \times \delta \left[\varepsilon_1^* - \frac{\varepsilon^*}{1 + \varepsilon^*(1 - \cos \phi^*)} \right].$$

$\sigma_T = 8\pi/3 r_e^2$ is the Thomson cross-section, where $n_e = e^2/2\pi\varepsilon_0 m_e c^2$ is the electron classical radius. This expression applies to the scattering of a photon with energy ε^* and direction \mathbf{k}^* by a photon with energy ε_1^* and direction \mathbf{k}_1^* , and $\cos \phi^* = \mathbf{k}^* \cdot \mathbf{k}_1^*$.

2.2 The general picture

Fig. 1 shows the general configuration of the model. The pair plasma is assumed to be described in the bulk rest frame by an energy distribution $n'_e(z, \gamma') \propto \gamma'^{-s}$ for $\gamma_{\min} < \gamma' < \gamma_{\max}$, with s , γ_{\min} and γ_{\max} independent of z (see subsection 3.2.1 for a further discussion of this assumption). The radiation force is caused by soft photons coming from a standard accretion disc (Shakura & Sunyaev 1973) around a Schwarzschild black hole. The inner radius of the accretion disc is $r_1 = 3r_g$ (where r_g is the Schwarzschild radius of the black hole). The outer radius r_e is a free parameter. We use the blackbody approximation for the disc emission so that the specific intensity at a radius r is

$$I_\nu(r) = B_\nu[T_{\text{eff}}(r)], \quad (1)$$

where B_ν is the Planck function and the effective temperature T_{eff} is

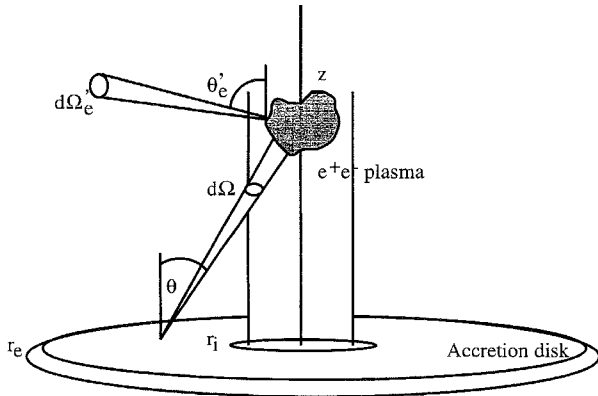


Figure 1. The general configuration of the model. Quantities in the blob rest frame are denoted by a prime.

given by

$$T_{\text{eff}}(r) = \left(\frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma r^3}\right)^{1/4} [1 - b(r_1/r)^{1/2}]^{1/4}. \quad (2)$$

\dot{M} is the accretion rate, M is the mass of the central black hole and b is a parameter describing the inner torque on the disc ($0 \leq b \leq 1$). In Section 4, we also consider the case of a two-temperature disc model (Shapiro, Lightman & Eardley 1976). This model applies to the hot inner part of the disc ($r < a$ few r_g). The specific intensity is then (Sunyaev & Titarchuk 1980)

$$I_\nu(r) \propto \frac{\exp(-x)}{x} \left(1 + x + \frac{1}{2}x^2 + \frac{1}{6}x^3 + \frac{1}{24}x^4\right) \quad \text{for } x > 1, \\ I_\nu(r) \propto x^4 \quad \text{for } x < 1, \quad (3)$$

where $x = h\nu/kT_e$ and T_e is the electronic temperature, given by

$$T_e(r) = 7 \times 10^8 \text{ K} \left(\frac{M}{3M_\odot} \frac{10^{17} \text{ g s}^{-1}}{\dot{M}}\right)^{1/6} [1 - (r_1/r)^{1/2}]^{-1/6} \times (2r/r_g)^{1/4}. \quad (4)$$

In AGN, a BLR surrounding the central black hole reprocesses a fraction of about 10 per cent of the disc radiation. In subsection 3.2.5, following Sikora et al. (1996), we choose two extreme cases to describe this emission. The first case is case 'a' in Sikora et al. (1996), where a fraction χ of the total disc luminosity L_d is intercepted by the outer part of the disc and reprocessed in Ly α lines with a specific intensity given by

$$I_\nu(r) = \frac{\chi L_d r^{-\alpha}}{4\pi^2 \int_{r_1}^{r_2} r^{1-\alpha} dr} g(\nu - \nu_{\text{Ly}\alpha}). \quad (5)$$

The radiation is re-emitted by a ring located between r_1 and r_2 . g is a rectangular profile with a Doppler width of $v/c \sim 2.24 \times 10^{-2}$. In the second case, spherically distributed matter at a distance r_0 from the central engine re-emits a fraction χ of the total disc luminosity. The emissivity of this radiation source at a distance z on the jet axis is

$$I_\nu(z, \theta) = \frac{\chi L_d}{4\pi r_0^2 \sqrt{1 + (z/r_0)^2 (\cos^2 \theta - 1)}} g(\nu - \nu_{\text{Ly}\alpha}). \quad (6)$$

For $z \leq r_0$, $-1 \leq \cos \theta \leq z/\sqrt{z^2 + r_0^2}$, and for $z > r_0$, $\sqrt{z^2 - r_0^2}/z \leq \cos \theta \leq 1$.

We also study the influence of possible scattered radiation from hot dust, which may be responsible for near-infrared emission in AGN. The emissivity of such a source modelled by a ring located between r_3 and r_4 can be expressed as follows:

$$I_\nu(r) = \frac{\chi' L_d}{4\pi\sigma \int_{r_3}^{r_4} T^4(r) r dr} B_\nu[T(r)]. \quad (7)$$

T is the dust temperature, σ is the Stefan–Boltzmann constant, and χ' is the fraction of the disc luminosity that is reprocessed.

2.3 Computation of the radiative force

Let $d\mathbf{p}'/dt'$ be the rate of momentum change for one electron resulting from the inverse Compton process and $\beta'c = \sqrt{1 - 1/\gamma'^2}c$ its velocity. The force exerted upon the pair plasma is then, in the blob rest frame,

$$F'^z = \int d\Omega'_e d\gamma' n'_e(\gamma', \Omega'_e) \frac{d\mathbf{p}'}{dt'} \cdot \mathbf{u}_z, \quad (8)$$

where \mathbf{u}_z defines the jet axis direction. This force is accompanied of

course by an energy loss that tends to cool the plasma. However, as mentioned above, we assume that there exists a continuous acceleration mechanism that compensates for these losses, so that the particle distribution remains constant. We assume that this acceleration acts isotropically in the plasma frame, and so it does not contribute to the expression given in equation (8). We also neglect the gravitational force, since for near-Eddington objects and cold pairs we have $F_{\text{rad}}/F_{\text{grav}} \sim m_p/m_e \sim 10^3$.

To calculate F'^z more easily, one can use two different approximations. For low-energy particles, the KN cross-section tends to the Thomson limit and we can apply the result of Phinney (1982) for an isotropic pair plasma:

$$F'^z = \frac{\sigma_T}{c} 4\pi H' \int \left(1 + \frac{2}{3}\gamma'^2\beta'^2\right) n'_e(\gamma') d\gamma', \quad (9)$$

where H' is the second Eddington parameter of the radiation field (Marcowith et al. 1995, see also Appendix A) defined in the blob rest frame. It is linked to the Eddington parameters defined in an observer's rest frame by

$$H' = \gamma_b^2[(1 + \beta_b^2)H - \beta_b(J + K)], \quad (10)$$

where $\beta_b c$ is the bulk velocity and γ_b is the corresponding Lorentz factor. For high-energy particles, KN corrections become important but we can assume the head-on approximation (Blumenthal & Gould 1970) to be valid. In this approximation, the velocity of all photons in the particle frame is assumed to be antiparallel to the particle velocity in the observer frame. The momentum loss rate is therefore necessarily in the direction of the particle motion. Let x denote this direction; the electron energy and momentum loss rate in its rest frame are then, in units of $m_e c^2$ (* refers to this frame),

$$\frac{dp'_x}{dt^*} = - \int dn^* \frac{d\sigma}{d\varepsilon_1^* d\Omega_1^*} (\varepsilon^* - \varepsilon_0^* \cos \phi^*) d\varepsilon_1^* d\Omega_1^*, \quad (11)$$

and

$$\frac{dE^*}{dt^*} = -c \int dn^* \frac{d\sigma}{d\varepsilon_1^* d\Omega_1^*} (\varepsilon_1^* - \varepsilon^*) d\varepsilon_1^* d\Omega_1^*. \quad (12)$$

dn^* is the differential photon density in the electron rest frame. The momentum change rate in the blob rest frame is then given by

$$\frac{dp'_x}{dt'} = \frac{dp'_x}{dt^*} + \frac{\beta'}{c} \frac{dE^*}{dt^*}. \quad (13)$$

Note that, using the KN cross-section, the rate of momentum change in the electron rest frame is not zero, contrary to the cases of the Thomson limit or synchrotron emission. One must take this into account in computing the energy loss rate in the blob rest frame, which is not Lorentz-invariant any more (Blumenthal & Gould 1970). In the head-on approximation the integrals (11) and (12) over ε_1^* and Ω_1^* can be readily performed, leading to

$$\frac{dp'_x}{dt'} = -\sigma_T \int dn^* [f_p(\varepsilon^*) + \beta' f_E(\varepsilon^*)]. \quad (14)$$

The two functions f_p and f_E are given by

$$f_p(\varepsilon^*) = (1 + \varepsilon^*)f(\varepsilon^*),$$

$$f_E(\varepsilon^*) = -\varepsilon^*f(\varepsilon^*),$$

where the function $f(\varepsilon^*)$ corresponds to the ultrarelativistic case

Relativistic electron–positron jets 1049

($\beta' = 1$) and is given by

$$f(\varepsilon^*) = \frac{1}{8} \frac{18\varepsilon^* + 102\varepsilon^{*2} + 186\varepsilon^{*3} + 102\varepsilon^{*4} - 20\varepsilon^{*5}}{\varepsilon^{*3}(1 + 2\varepsilon^*)^3} \times \frac{1}{8} \frac{(-9 - 141\varepsilon^{*2} - 60\varepsilon^* - 126\varepsilon^{*3} - 12\varepsilon^{*4} + 24\varepsilon^{*5})}{\varepsilon^{*3}(1 + 2\varepsilon^*)^3}.$$

We then use these expressions in equation (8).

We can estimate the errors in the two extreme regimes described above. In the head-on approximation the first corrections are roughly of order $1/\gamma^2$, while in the Thomson limit these corrections are $\sim \gamma\langle\varepsilon\rangle$. Here $\langle\varepsilon\rangle \propto \dot{M}^{1/4} M^{-1/2}$ is the average photon energy emitted from an accretion disc. We connect the two regimes by defining a critical Lorentz factor γ'_{crit} for which errors in the head-on approximation ($\gamma' > \gamma'_{\text{crit}}$) and in the Thomson limit ($\gamma' < \gamma'_{\text{crit}}$) are of the same order. This gives $\gamma'_{\text{crit}} \sim \langle\varepsilon\rangle^{-1/3}$. We may therefore have errors of the order of $1/\gamma'^2_{\text{crit}} \sim \gamma'_{\text{crit}}(\varepsilon) \sim \langle\varepsilon\rangle^{2/3}$. For AGN, $\langle\varepsilon\rangle \sim 10^{-4}$ and we find $\gamma'_{\text{crit}} \sim 20\text{--}30$ with a maximum error ~ 0.2 per cent while for a microquasar $\langle\varepsilon\rangle \sim 10^{-2}$ and $\gamma'_{\text{crit}} \sim 5$ with a maximum error ~ 5 per cent.

2.4 Equation of motion

Following Phinney (1982) we determine the acceleration of a pair plasma by considering the conservation of the stress–energy tensor, leading to Phinney's equations (7) and (8) in the bulk rest frame:

$$\frac{\partial}{\partial t'} [(\rho' + p')\gamma_b - p'\gamma_b] = F'^0 + \beta_b F'^z, \quad (15)$$

$$\frac{\partial}{\partial t'} [(\rho' + p')\gamma_b \beta_b] = F'^z + \beta_b F'^0. \quad (16)$$

Combining these two equations and for a reheated relativistic plasma (with $p' = \rho'/3$) one finds the equation of motion (with $dz' = \beta_b dt'$ and $z = z'$)

$$\frac{d\gamma_b}{dz} = \frac{F'^z}{\rho'} \frac{1}{1/3\gamma_b^2 + 1}. \quad (17)$$

To compute the radiative force using equation (14) we need the differential photon distribution in each electron rest frame. For this we use the Lorentz invariant dn/ε (see Blumenthal & Gould 1970) and the relation between energy in the accretion disc frame and the electron rest frame

$$\varepsilon^* = \gamma_b(1 - \beta_b \mu_s)\gamma(1 - \beta\mu'). \quad (18)$$

In the last equation μ_s is the cosine of the angle between the photon direction and the jet axis in the accretion disc frame (see Fig. 1) and $\mu' = \mu'_e \mu'_s + (1 - \mu'_e)^{1/2}(1 - \mu'_s)^{1/2} \cos \phi'_e$ is the cosine between the electron and photon directions in the bulk rest frame. We use the averaged scattered photon energy over the azimuthal angle ϕ_e , and equation (18) with $\mu' = \mu'_e \mu'_s$. Finally we integrate equation (17) between $z = 10r_g$ and $z = 10^4 r_g$ (Galactic case) or $z = 10^5 r_g$ (extragalactic case) for different configurations to determine the final bulk Lorentz factor.

3 RESULTS

3.1 Equilibrium Lorentz factor

In any axisymmetric radiation field different from a plane wave, there exists an equilibrium Lorentz factor γ_{beq} for which the radiation force vanishes [$F'^z(\gamma_{\text{beq}}) = 0$; see Fig. 2]. For $\gamma_b > \gamma_{\text{beq}}$ the pair plasma sees many more photons coming forward and then decelerates, while if $\gamma_b < \gamma_{\text{beq}}$ the plasma is pushed by radiation.

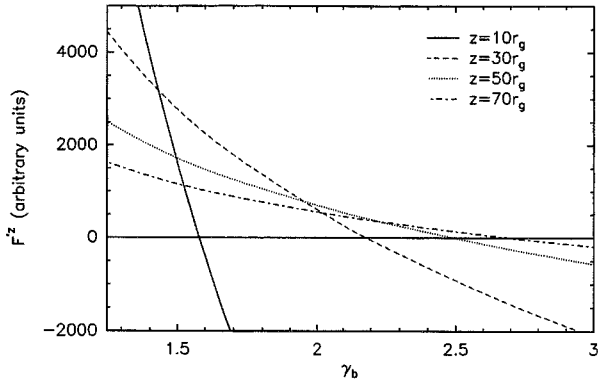


Figure 2. The radiative force as a function of the bulk Lorentz factor γ_b at different altitudes from the central black hole.

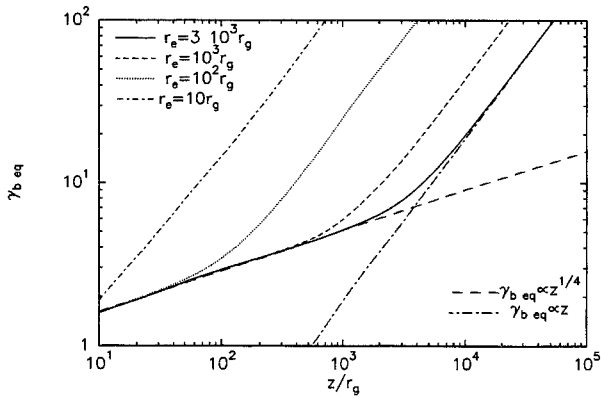


Figure 3. Equilibrium Lorentz factor $\gamma_{b,eq}$ as a function of z in the Thomson limit. $\gamma_{b,eq}$ is given for $n_e = 10r_g$, $r_e = 10^2 r_g$, $r_e = 10^3 r_g$ and $r_e = 3 \times 10^3 r_g$. We also represent the two asymptotic regimes $\gamma_{b,eq} \propto z^{1/4}$ for $z < r_e$ and $\gamma_{b,eq} \propto z$ for $z > r_e$, with $r_e = 3 \times 10^3 r_g$.

The qualitative behaviour of a general solution of equation (17) is therefore the following. γ_b is first set to the value $\gamma_{b,eq}$. This value increases gradually until at an altitude $z = z_{crit}$ the radiation force becomes too weak to accelerate the plasma. Ballistic motion at a constant Lorentz factor $\gamma_{b,∞}$ therefore follows. This mechanism ensures that in most cases the initial value of γ_b does not influence the terminal value, if the blob is injected below z_{crit} .

The Thomson regime has been well studied by various authors (Phinney 1982, 1987; Marcowith et al. 1995; Sikora et al. 1996). In this case the equilibrium Lorentz factor is determined by the simple condition $H' = 0$, that is the radiation flux vanishes in the blob rest frame. Analytical calculations in the Thomson regime give the behaviour of the equilibrium Lorentz factor and the solutions of the equation of motion for a standard accretion disc (Shakura & Sunyaev 1973). This yields $\gamma_{b,eq} \propto z^{1/4}$ for $z < r_e$ and $\gamma_{b,eq} \propto z$ for $z > r_e$ (see Appendix A for this case). Fig. 3 shows the function $\gamma_{b,eq}$ obtained in the Thomson limit for different values of r_e in comparison with these two asymptotic regimes. Note that for decreasing size of the accretion disc, the radiation field is more and more anisotropic and the function $\gamma_{b,eq}$ increases more rapidly with z . For $z_{crit} < r_e$ one finally obtains for a hot plasma $\gamma_{b,∞} \propto ((\gamma'^2)l/(\gamma'))^{1/7}$, while for $z_{crit} > r_e$, $\gamma_{b,∞} \propto [(r_i/r_e)^{3/4}(\gamma'^2)l/(\gamma')]^{1/4}$ (see Appendix A). $l = \sigma_T L / 4\pi m_e c^3 r_i$ is the compactness of the source, and $\langle f \rangle = (\int n'_e(\gamma') d\gamma')^{-1} \times \int f n'_e(\gamma') d\gamma'$.

Fig. 4 shows the equilibrium Lorentz factor calculated including

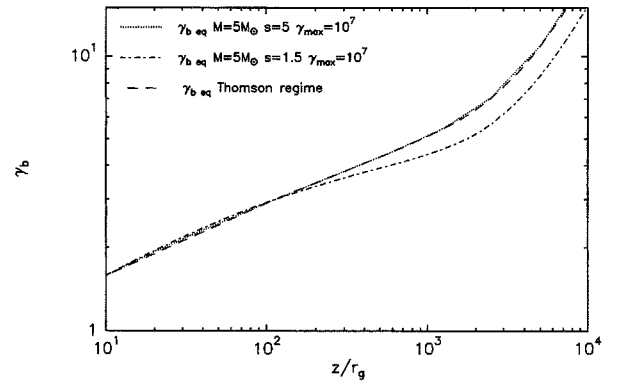


Figure 4. The equilibrium Lorentz factor calculated including KN corrections compared with the Thomson solution. The figure corresponds to a stellar black hole $M = 5 M_\odot$ with $\gamma_{max} = 10^7$ for spectral index $s = 1.5$ and $s = 5$. The external radius is $r_e = 3 \times 10^3 r_g$ and $L = L_{Edd}$.

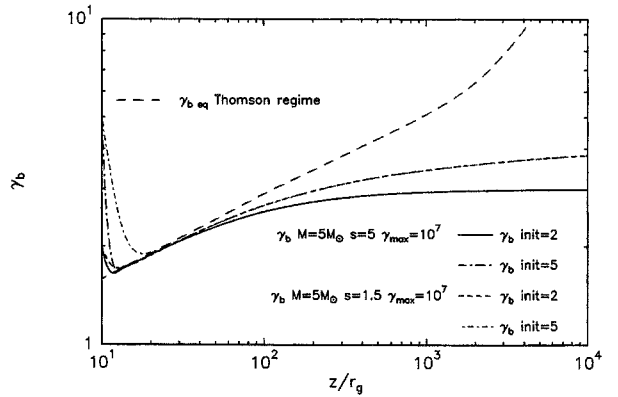


Figure 5. Solutions of the equation of motion in a case of a stellar black hole ($M = 5 M_\odot$). We chose two different initial conditions $\gamma_{b,init} = 2$ and $\gamma_{b,init} = 5$. $r_e = 3 \times 10^3 r_g$ and $L = L_{Edd}$.

KN corrections for different configurations. We compare the results with the corresponding Thomson solution. The effect of the KN corrections is to reduce the contribution of highly energetic collisions ($\epsilon^* \geq 1$) to the net radiation force seen by the plasma. As the more energetic photons come from the inner part of the accretion disc, in the blob rest frame they contribute to accelerating the plasma. On the other hand, the outer and colder parts contribute to decelerating it. We then expect that the equilibrium Lorentz factor is reduced when including KN corrections, as shown in Fig. 4. The importance of this difference depends on the particle and photon distributions. It is predominant for microquasars, in which the accretion disc radiates more energetic photons than in the extragalactic case.

3.2 Influence of the different parameters

3.2.1 General considerations

To determine the terminal Lorentz factor for different configurations, we solve numerically the equation of motion for various radiation fields and particle distributions. We show in Fig. 5 typical solutions in the case of a stellar black hole. The terminal value of the bulk Lorentz factor does not depend on the initial value of $\gamma_{b,init}$ as discussed in Section 3.1. The general behaviour of the solution discussed in this section still holds, even including KN corrections.

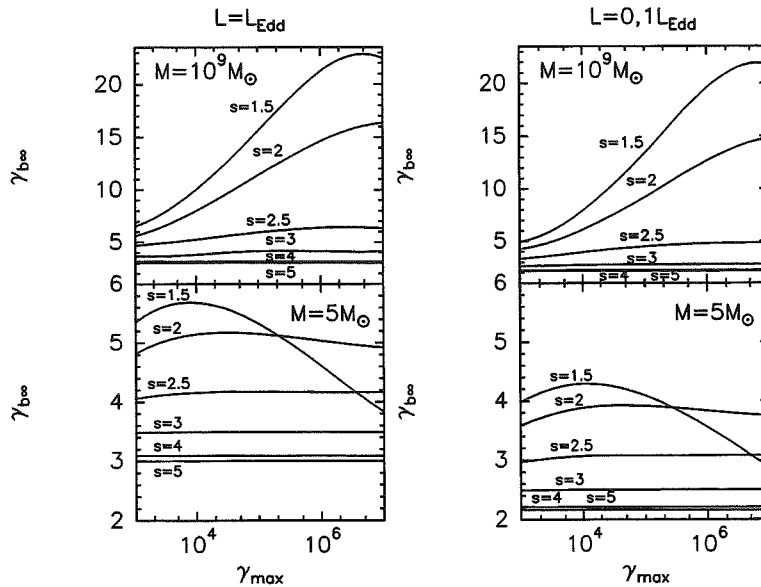


Figure 6. Terminal Lorentz factor $\gamma_{b\infty}$ as a function of γ_{\max} for different values of spectral index s . The two top panels correspond to a $M = 10^9 M_{\odot}$ black hole with $r_e = 3 \times 10^3 r_g$, $L = L_{\text{Edd}}$ (left) and $L = 0.1 L_{\text{Edd}}$ (right). The two bottom panels correspond to a $M = 5 M_{\odot}$ black hole with $r_e = 3 \times 10^3 r_g$, $L = L_{\text{Edd}}$ (left) and $L = 0.1 L_{\text{Edd}}$ (right).

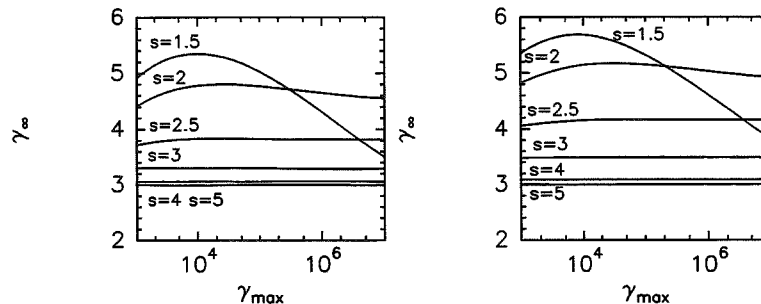


Figure 7. Comparisons of the terminal Lorentz factor for a standard accretion disc (right) and a two-temperature disc (Shapiro et al. 1976) extended up to $15 r_g$ (left). In both cases $r_e = 3 \times 10^3 r_g$, $M = 5 M_{\odot}$ and the accretion rate is the Eddington one.

The critical point z_{crit} is reached rather close to the central engine (before 10^4 Schwarzschild radii). For $z > z_{\text{crit}}$ the motion is nearly ballistic and therefore independent of the radiation force, which has become too weak. It is also independent of any variation of the pair distribution, unless the variation strengthens the radiation force. This scenario would require a more efficient acceleration mechanism when moving away from the central source, which is very unlikely. Therefore our assumption of a stationary pair energy distribution over a large range of z does not strongly influence the terminal value of γ_b , or in other words this value is essentially determined by the local parameters at the critical distance.

3.2.2 Influence of the energy upper cut-off and spectral index

Fig. 6 illustrates the influence of the spectral index (for $1.5 \leq s \leq 5$) and the energy cut-off (for $10^3 \leq \gamma_{\max} \leq 10^7$) on the terminal Lorentz factor. We chose $M = 5 M_{\odot}$ to be representative for stellar black holes and $M = 10^9 M_{\odot}$ for supermassive black holes. The calculations were carried out for $L = L_{\text{Edd}}$ and $L = 0.1 L_{\text{Edd}}$, where L is the luminosity of the accretion disc.

Results are very sensitive to the spectral index value. There are three different types of behaviour according to the value of s .

- (i) for $s < 2$ there exists a maximum terminal Lorentz factor, which is a function of γ_{\max} .
- (ii) for $2 < s < 3$ there still exists a maximum, but less pronounced. The variation as a function of γ_{\max} is smoother.
- (iii) for $s > 3$ there is no variation γ_{\max} .

We find that for low values of γ_{\max} , our solutions agree with the Thomson regime solutions. Nevertheless, KN corrections reduce the efficiency of the Compton rocket effect. As a matter of fact, in the Thomson regime, an increase of γ_{\max} leads to an increase of $\langle \gamma'^2 \rangle$ (for $s < 3$) and therefore of $\gamma_{b\infty}$. This mechanism is valid until KN corrections begin to dominate, roughly when $\gamma_{\max} \langle \epsilon \rangle \sim 1$. When γ_{\max} is greater than $\langle \epsilon \rangle^{-1}$, therefore, the radiation force does not increase any more whereas the plasma inertia ρ' is much more important. This leads to a less efficient acceleration mechanism. This effect is larger for small indexes, explaining the inversion of the curve for high γ_{\max} . Indeed we find that acceleration is much more efficient for $s = 2$ and $\gamma_{\max} = 10^7$ than for $s = 1.5$ and the same value of γ_{\max} in the case of a stellar black hole. When steepening the pair distribution, the radiation force is dominated by the low-energy part of the distribution. This fact explains why no variation is apparent with γ_{\max} for $s > 3$. The plasma behaves

1052 *N. Renaud and G. Henri*

dynamically like a cold plasma, and we find a small value of the terminal Lorentz factor. Finally, including KN corrections in the calculations gives rise to an absolute upper limit to the maximal Lorentz factor for a given luminosity.

3.2.3 *Influence of the black hole mass*

As discussed above, the influence of the mass of the central black hole is predominant. Stellar black holes with soft X-ray emission ($\langle \epsilon \rangle \sim 10^{-2}$) are less efficient in accelerating a blob of pair plasma than supermassive black holes with softer radiated emission ($\langle \epsilon \rangle \sim 10^{-4}$), because KN saturation effects occur at a much lower energy. A more realistic description of the accretion disc around stellar black holes reinforces this discrepancy. As shown in Fig. 7, the radiation emitted from a two-temperature disc (Shapiro et al. 1976) leads to a smaller $\gamma_{\text{b\infty}}$ than in the case of standard accretion discs around stellar black holes should radiate up to a few keV (as in a two-temperature disc), KN corrections play an important role in this case.

3.2.4 *Influence of the luminosity*

As $\langle \epsilon \rangle \propto \dot{M}^{1/4}/M^{-1/2}$, the luminosity of the disc also directly influences the maximum of the function $\gamma_{\text{b\infty}}$ as a function of γ_{max} . As shown in Fig. 6, the maximum occurs at increasing γ_{max} , when the luminosity decreases. Also, less luminous systems contribute a lower radiation force and therefore less efficient acceleration. In the Thomson regime one has a dependence $\gamma_{\text{b\infty}} \propto L^{1/7}$.

3.2.5 *Effect of scattered radiation*

All the results described above are obtained when studying the disc radiation alone. We also include in our calculation BLR radiation fields corresponding to two cases:

- (i) re-emission from a ring located between r_1 and r_2 and with an emissivity given by equation (5);
- (ii) re-emission from spherically distributed matter at a distance r_0 from the central black hole with an emissivity given by equation (6).

Fig. 8 displays the equilibrium Lorentz factor in the presence of a BLR located between $r_1 = 10^4 r_g$ and $r_2 = 10^5 r_g$ (case i) in the Thomson regime. We also plotted the equilibrium Lorentz factor including KN corrections, as well as the solution of the equation of motion for a plasma with $s = 2$ and $\gamma_{\text{max}} = 10^5$. As one can see, the effect of BLR on γ_{beq} is considerably weakened by KN corrections. This can be understood because the photons coming from the BLR are blueshifted by the relativistic motion in the blob rest frame, whereas the photons coming from the disc are redshifted. The dragging force from the BLR is therefore much more reduced by KN corrections than the accelerating force caused by disc photons. Owing to the weakness of the radiation field, the dynamical solution $\gamma_b(z)$ is still less affected than the equilibrium value. The case of a spherical shell located at $r_0 = 10^4 r_g$ (case ii) is illustrated in Fig. 9. One can see that the diffused radiation field strongly affects the motion, which is almost stopped at the crossing of the shell, where the radiation density is dominated by the isotropically scattered photons. However, the plasma is quickly reaccelerated after the crossing, and a high Lorentz factor can be reached again.

Sikora et al. (1996) argued that scattered radiation should lead to efficient radiation drag. However, the influence of scattered radia-

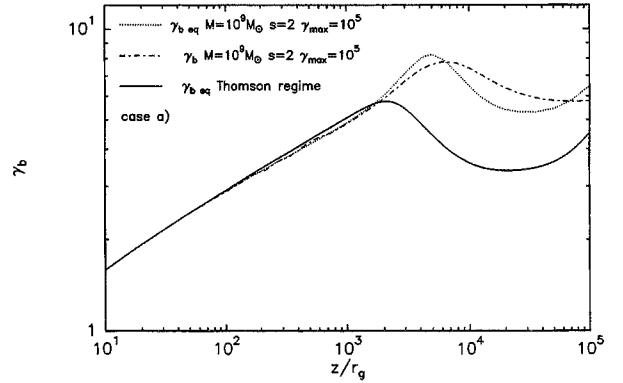


Figure 8. The equilibrium Lorentz factor as a function of z for radiation coming from an accretion disc and BLR radiation from a ring located between $r_1 = 10^4 r_g$ and $r_2 = 10^5 r_g$. The emissivity is described by equation (5) with $\chi = 0.1$ and $\alpha = 2$. We also show the solution of the equation of motion for this case. The solid curve shows γ_{beq} in the Thomson regime. The plasma parameters are $s = 2$ and $\gamma_{\text{max}} = 10^5$. The black hole mass is $M = 10^9 M_\odot$ and $L = L_{\text{Edd}}$.

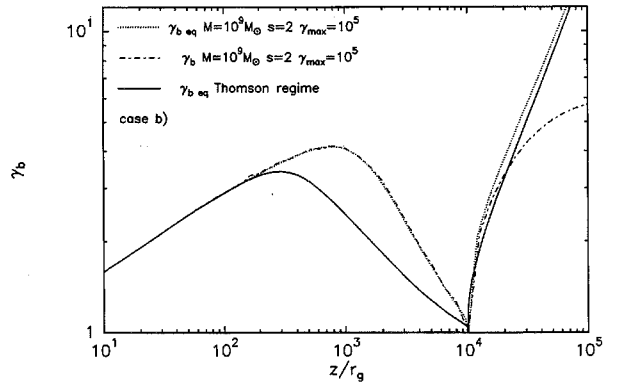


Figure 9. Same as Fig. 8 for BLR radiation from a shell located at $r_0 = 10^4 r_g$. The emissivity is described by equation (6) with $\chi = 0.1$.

tion is strongly governed by the position of the scattering clouds with respect to the critical distance z_{crit} : if they lie below this critical distance, the plasma will be temporarily braked during the crossing of the scattering region, but will be quickly reaccelerated after it. If the clouds lie above z_{crit} , the terminal Lorentz factor can indeed be strongly affected. Figs 10 and 11 display the terminal Lorentz factor as a function of γ_{max} for different distances of the BLR. It can be seen that if it is close enough, the BLR can even give a higher Lorentz factor than for the disc alone for the highest value of γ_{max} . This is because the solid angle subtended by it at z_{crit} is so small that its radiation field has an accelerating rather than decelerating effect. Even for a BLR between 10^4 and $10^4 r_g$, however, terminal Lorentz factors around 10 are clearly reachable. We conclude that the presence of broad lines can affect $\gamma_{\text{b\infty}}$, but does not prevent highly relativistic motions in general.

We also discuss the effect of possible emission from a hot dusty torus surrounding the central black hole outside the BLR region. The effect of such a scattered radiation field is much more important, because KN corrections are almost negligible here. Fig. 12 shows the terminal Lorentz factor in the presence of an IR-emitting ring heated to $T = 1500$ K, located between r_3 and r_4 . It is obvious that the terminal Lorentz factor is strongly reduced to

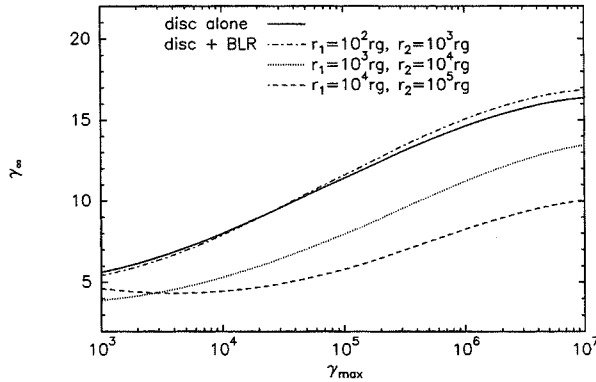


Figure 10. Terminal Lorentz factor γ_{bso} as a function of γ_{max} for the spectral index $s = 2$. The solid line shows the solution obtained including KN corrections for a standard accretion disc. The scattered radiation is described by equation (5) with $\chi = 0.1$, $\alpha = 2$ and different locations of the BLR ring.

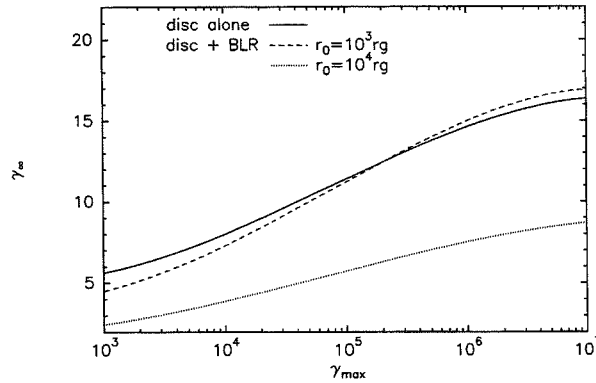


Figure 11. Same as Fig. 10 for scattered radiation described by equation (6) with $\chi = 0.1$ and different locations of the BLR shell.

values around 3 for the less favourable case ($r_3 = 10^4 r_g$, $r_4 = 10^5 r_g$). The situation is a little less dramatic for more distant sources ($r_3 = 10^5 r_g$, $r_4 = 10^6 r_g$) because the isotropic radiation density is lowered, and a γ_{bso} of 5 can be reached.

3.2.6 Influence of the accretion disc size

For small values of r_e the radiation is more anisotropic and so more efficient at accelerating the pair plasma (see Fig. 13). In this figure $r_e = 10 r_g$ and we show the solutions for which we obtain the

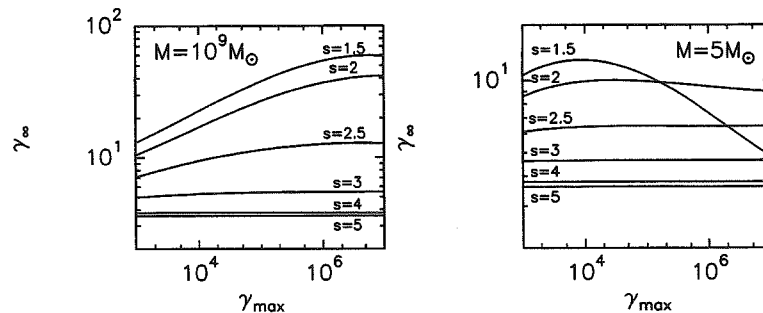


Figure 14. The terminal Lorentz factor γ_{bso} as a function of γ_{max} for different value of spectral index s . The two panels correspond to $r_e = 10 r_g$, $L = L_{\text{Edd}}$, $M = 10^9 M_{\odot}$ (left) and $M = 5 M_{\odot}$ (right).

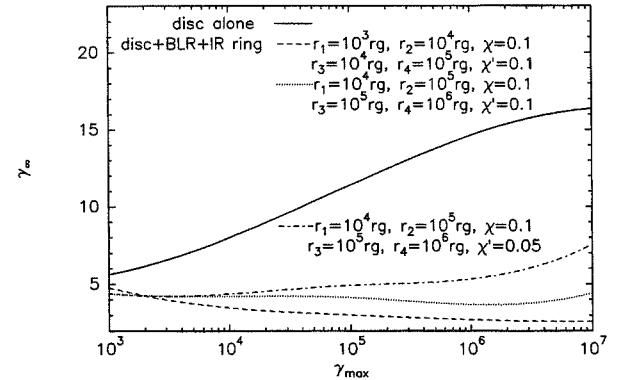


Figure 12. The influence of a dusty ring combined with a BLR on the terminal Lorentz factor γ_{bso} as a function of γ_{max} , for the spectral index $s = 2$. The solid line shows the solution obtained including KN corrections for a standard accretion disc. The BLR ring emissivity is described by equation (5) with $\chi = 0.1$, $\alpha = 2$. The dusty ring emissivity is given by equation (7) with $\chi' = 0.1$ or $\chi' = 0.05$. We chose different locations for these two components.

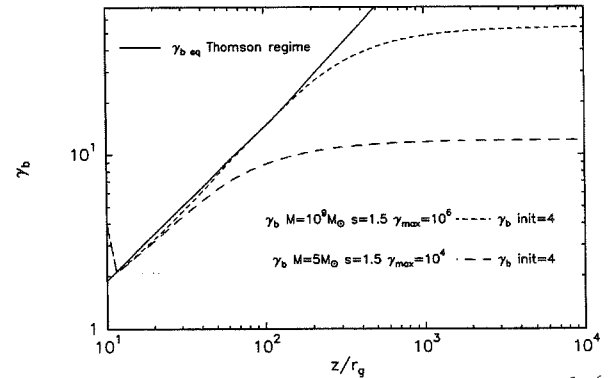


Figure 13. Solutions of the equation of motion for a supermassive black hole ($M = 10^9 M_{\odot}$) and a stellar black hole ($M = 5 M_{\odot}$) with a compact accretion disc. $r_e = 10 r_g$ and $L = L_{\text{Edd}}$. $\gamma_{\text{b,init}}$ is the initial condition of the solution. We also represent the equilibrium Lorentz factor in the Thomson regime.

largest γ_{bso} in extragalactic and Galactic cases. In this configuration the radiation force is more efficient and γ_{bso} can be as high as 60 in the extragalactic case. The dependence on s and γ_{max} is shown in Fig. 14, where we extend the previous calculation to the case $r_e = 10 r_g$. We find the same global behaviour of γ_{bso} with spectral index and γ_{max} .

4 COMPARISONS WITH OBSERVATIONS

Our model gives good agreement with observations of relativistic blob ejection in AGN and microquasars for the ‘disc alone’ solution. Fig. 6 shows that in the most favourable configuration ($s = 1.5$, $\gamma_{\max} \sim 10^6$ and $L = L_{\text{Edd}}$), the Compton rocket effect is able to accelerate pair plasma up to a Lorentz factor $\gamma_{\text{b\infty}} \geq 20$. This value is only gradually reached, the jet being much slower at small distances. One can obtain a higher value for super-Eddington systems. We notice that observations of the faster extragalactic superluminal motion correspond to such a value of the bulk Lorentz factor (Vermeulen & Cohen 1994).

This value is, however, strongly dependent on the spectral index s and the high-energy particle distribution cut-off γ_{\max} . The precise value of s is not obvious to derive from observations. High-energy spectra show typical X-ray spectral indexes around 0.5, which correspond to $s \approx 2$. There is very often a spectral break in the MeV range: this could be attributed to a break in the particle distribution, which would correspond to $\gamma_{\max} = 10^2$. However, Marcowith et al. (1995) have shown that this break could be very well reproduced by γ - γ absorption, with an actual particle distribution giving a primary photon spectrum that can extend to much higher energy. High-energy spectra may therefore not be good indicators of the upper cut-off γ_{\max} . Moreover, the high-energy emission probably takes place at relatively small distances (around $10^2 r_g$) from the centre, well below z_{crit} : the final bulk Lorentz factor is not yet reached at this distance. On the other hand, the detection of photons with energies of at least 30 GeV, and even above TeV for some BL Lacs, implies an upper cut-off $\gamma_{\max} \geq 10^5$.

Radio spectral indexes are also difficult to assess because of synchrotron self-absorption, especially for radio-flat quasars where the observed spectrum probably results from the superposition of many self-absorbed spectra. The optically thin index ranges mostly from 0.5 to 1, which corresponds to $2 \leq s \leq 3$. With reasonable parameters ($2 \leq s \leq 3$ and $\gamma_{\max} \leq 10^3$), our model predicts typical values $4 \leq \gamma_{\text{b\infty}} \leq 10$, which are those most frequently observed (Vermeulen & Cohen 1994). Moreover, as shown in Section 3.2.5, KN effects avoid strong Compton drag induced by BLR radiation in the vicinity of the central black hole. The fastest superluminal motions may be attributed to those objects for which the BLR is weakest and/or closest to the central object.

On the other hand, the slowest motions ($\gamma_{\text{b\infty}} \leq 4$) can be obtained in the presence of a rich and extended environment of scattering material, such as BLR clouds and dusty tori. The presence of dust is inferred from an enhancement in the near-infrared in the spectra of some quasars (Barvainis 1987). Nevertheless, a non-thermal infrared component, attributed to synchrotron radiation from the relativistic jet, is also usually observed in radio-loud AGN. This component is generally predominant in flat-spectrum radio quasars (Neugebauer et al. 1986) and is necessary to explain rapid variations observed in infrared flaring objects. We can speculate that those objects with the largest superluminal motion are those where the scattered thermal component is particularly weak. Such ‘non-thermal’ ones should have the lowest terminal Lorentz factors. In conclusion, the diversity among observed superluminal motions can be reproduced by our model by considering the influence of both the plasma acceleration mechanism and the AGN environment.

The observed value of the Lorentz factor of about 2.5 for the two microquasars (GRS 1915+105, Mirabel & Rodriguez 1994, and GRO J1655–40, Hjellming & Rupen 1995) with large spectral indexes (respectively $s \sim 4$, Finoguenov et al. 1994 and $s \sim 4.6$,

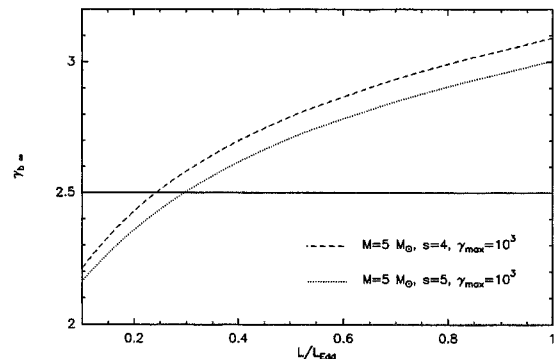


Figure 15. The terminal Lorentz factor as a function of L/L_{Edd} and for two spectral indexes ($s = 4$ and $s = 5$). $M = 5 M_{\odot}$, $\gamma_{\max} = 10^3$.

Harmon et al. 1995) is consistent with our results. We show in Fig. 15 the dependence of $\gamma_{\text{b\infty}}$ on compactness of the source for $s = 4$ and $s = 5$. We find that observations require $L \sim 0.2\text{--}0.3L_{\text{Edd}}$, which is very close to the result by Li & Liang (1996). This result is not strongly affected by the mass of the central black hole if the compactness of the source remains the same. The steep spectrums observed in these two objects assure us that the terminal Lorentz factor is only dependent on the low-energy cut-off of the electron distribution. In this case a more realistic description of the accretion disc emission does not change our results for such spectral indexes (Fig. 7). The maximal value of $\gamma_{\text{b\infty}}$ is model-dependent, however. The high-energy part of the emission contributes to decrease this value from the one obtained for a standard accretion disc. We find that value of about 6 can be reached in the most favourable case.

Finally, $\gamma_{\text{b\infty}}$ is much higher for a small-sized accretion disc. We find a value of about 60 in the case of an external radius of $10r_g$ in the case of a supermassive black hole.

5 CONCLUSION

We have considered the bulk acceleration of an electron–positron pair plasma in the vicinity of a central black hole. The acceleration is a result of the Compton rocket effect on the plasma and the radiation force originates from standard accretion disc emission. The pair plasma is continuously reheated by an efficient turbulent mechanism which takes place in the frame of the ‘two-flow’ model. We therefore assumed in our calculations a stationary power-law energy distribution for the pair. We included KN corrections in the computation of the radiation force, and solved the equation of motion numerically. We studied configurations relevant to relativistic motion in AGN and galactic microquasars. The main results of our calculations can be summarized as follows.

(i) For a given luminosity, the terminal Lorentz factor $\gamma_{\text{b\infty}}$ reaches an absolute maximum due to KN corrections. Values of about 20 can be reached in the extragalactic case, for a sufficiently flat spectrum ($s \sim 1.5$) and accretion at the Eddington rate, which may correspond to the highest observed relativistic motion. For more reasonable plasma parameters ($s \leq 2$ and $\gamma_{\max} \leq 10^6$), the Compton rocket effect can account for the typical value of the terminal Lorentz factor inferred from observations ($\gamma_{\text{b\infty}}$).

(ii) Scattered radiation from an extended BLR or dusty torus can efficiently brake relativistic motion, even for a high-energy plasma. This Compton drag and weak plasma heating may be responsible for the lowest terminal Lorentz factor observed. The highest superluminal motion could be attributed to objects with a particularly weak diffuse component and very efficient heating.

(iii) For stellar black holes, KN corrections are important, leading to smaller values of the terminal Lorentz factor than for a supermassive black hole. Recent observations of relativistic ejection in Galactic microquasars are consistent with our results.

ACKNOWLEDGMENT

We would like to thank the anonymous referee for helpful remarks, especially for the description of scattered radiation.

REFERENCES

- Barvainis R., 1987, *ApJ*, 320, 537
 Blumenthal G. R., Gould R. J., 1970, *Rev. Mod. Phys.*, 42, 2237
 Finoguenov A. et al., 1994, *ApJ*, 424, 940
 Harmon B. A. et al., 1995, *Nat*, 374, 703
 Henri G., Pelletier G., 1991, *ApJ*, 383, L7
 Hjellming R. M., Rupen M. P., 1995, *Nat*, 375, 464
 Li H., Liang E. P., 1996, *ApJ*, 458, 514
 Marcowith A., Henri G., Pelletier G., 1995, *MNRAS*, 277, 681
 Mirabel I. F., Rodriguez L. F., 1994, *Nat*, 371, 46
 Neugebauer G., Miley G. K., Soifer B. T., Clegg P. E., 1986, *ApJ*, 308, 815
 O’Dell S. L., 1981, *ApJ*, 243, L147
 Phinney E. S., 1982, *MNRAS*, 198, 1109
 Phinney E. S., 1987, in Zensus J. A., Pearson T. J., eds, *Superluminal Radio Sources*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, p. 301
 Rybicki G. B., Lightman A. P., 1979, *Radiative Processes in Astrophysics*. John Wiley, New York
 Shakura N. I., Sunyaev R. A., 1973, *A&A*, 24, 337
 Shapiro S. L., Lightman A. L., Eardley D. M., 1976, *ApJ*, 204, 187
 Sikora M., Sol H., Begelman M. C., Madejski G. M., 1996, *MNRAS*, 280, 781
 Sol H., Pelletier G., Asséo E., 1989, *MNRAS*, 327, 411
 Sunyaev R. A., Titarchuk L. G., 1980, *A&A*, 86, 121
 Tingay S. J. et al., 1995, *Nat*, 374, 141
 Vermeulen R. C., Cohen M. H., 1994, *ApJ*, 430, 467

APPENDIX A: EQUILIBRIUM LORENTZ FACTOR AND TERMINAL LORENTZ FACTOR IN THE THOMSON REGIME

The Eddington parameters are defined as follows:

$$\begin{aligned} J &= \frac{1}{4\pi} \int I_\nu(\Omega) d\Omega d\nu, \\ H &= \frac{1}{4\pi} \int \mu J_\nu(\Omega) d\Omega d\nu, \\ K &= \frac{1}{4\pi} \int \mu^2 I_\nu(\Omega) d\Omega d\nu. \end{aligned} \quad (\text{A1})$$

Marcowith et al. (1995) show that these parameters can be expressed, in the case of standard accretion disc (Shakura & Sunyaev 1973), as a function of the integral

$$I(\alpha, \beta, \gamma) = \int_1^{u_e} [1/u^\alpha (1 + \varepsilon^2 u^2)^\beta] [1 - (1/u)^{1/2}]^\gamma du, \quad (\text{A2})$$

with $u = r/r_1$, $u_e = r_e/r_1$ and $\varepsilon = r_1/z$. They obtain

$$\begin{aligned} J &= (L/8\pi^2 r_1^2) (1 - 2b/3)^{-1} \varepsilon^2 I(2, 3/2, 1), \\ H &= (L/8\pi^2 r_1^2) (1 - 2b/3)^{-1} \varepsilon^2 I(2, 2, 1), \\ K &= (L/8\pi^2 r_1^2) (1 - 2b/3)^{-1} \varepsilon^2 I(2, 5/2, 1). \end{aligned} \quad (\text{A3})$$

They study the case $r_1 < z < r_e$ for which $\varepsilon < 1$ and $u \geq 1$. They find

Relativistic electron–positron jets 1055

that the equilibrium Lorentz factor is given by

$$\gamma_{\text{beq}} \sim \varepsilon^{1/4} = \frac{z^{1/4}}{r_1^{1/4}}. \quad (\text{A4})$$

In the case $z > r_e$ we have $\varepsilon u = r/z < 1$ for $1 < u < u_e$. We can therefore expand the term $(1 + \varepsilon^2 u^2)^{-\beta}$ into a series:

$$(1 + \varepsilon^2 u^2)^{-\beta} = \sum_k (-1)^k \frac{\beta(\beta+1) \dots (\beta+k-1)}{k!} \varepsilon^{2k} u^{2k}. \quad (\text{A5})$$

Hence in the case of $\alpha = 2, \gamma = 1$ and integrating over u , we obtain

$$\begin{aligned} I(2, \beta, 1) &= \sum_k \varepsilon^{2k} (-1)^k \frac{\beta(\beta+1) \dots (\beta+k-1)}{k!} \\ &\times \left(\frac{u_e^{2k-1} - 1}{2k-1} - \frac{u_e^{2k-3/2} - 1}{2k-3/2} \right). \end{aligned} \quad (\text{A6})$$

The first coefficients in ε are then

$$I(2, \beta, 1) = A_0 - \beta A_1 \varepsilon^2 + \frac{\beta(\beta+1)}{2} A_2 \varepsilon^4, \quad (\text{A7})$$

with

$$\begin{aligned} A_0 &= \frac{1}{3} - u_e^{-1} + \frac{2}{3} u_e^{-3/2} \sim \frac{1}{3}, \\ A_1 &= u_e - 2u_e^{1/2} + 1 \sim u_e, \\ A_2 &= \frac{u_e^3}{3} - \frac{2u_e^{5/2}}{5} + \frac{1}{15} \sim \frac{u_e^3}{3}. \end{aligned} \quad (\text{A8})$$

The equivalents are given for $u_e \gg 1$. This gives the Eddington parameters

$$\begin{aligned} J &= (L/8\pi^2 r_1^2) (1 - 2b/3)^{-1} \varepsilon^2 (A_0 - 3/2 A_1 \varepsilon^2 + 15/8 A_2 \varepsilon^4), \\ H &= (L/8\pi^2 r_1^2) (1 - 2b/3)^{-1} \varepsilon^2 (A_0 - 2A_1 \varepsilon^2 + 3A_2 \varepsilon^4), \\ K &= (L/8\pi^2 r_1^2) (1 - 2b/3)^{-1} \varepsilon^2 (A_0 - 5/2 A_1 \varepsilon^2 + 35/8 A_2 \varepsilon^4). \end{aligned} \quad (\text{A9})$$

The equilibrium Lorentz factor is $\gamma_{\text{beq}} = (1 - \beta_{\text{beq}}^2)^{-1/2}$, where

$$\beta_{\text{beq}} = x - (x^2 - 1)^{1/2}, \quad (\text{A10})$$

with

$$x = \frac{J + K}{2H}. \quad (\text{A11})$$

Using equations (A9) we find, with $u_e \gg 1$,

$$\bar{x} = 1 + \frac{1}{8} u_e^3 \varepsilon^4, \quad (\text{A12})$$

$$\beta_{\text{beq}} = 1 - \frac{u_e^{3/2}}{2} \varepsilon^2, \quad (\text{A13})$$

and finally

$$\gamma_{\text{beq}} = u_e^{-3/4} \varepsilon = \frac{z}{r_e^{3/4} r_1^{1/4}}. \quad (\text{A14})$$

The asymptotic solution of equation (17) is approximately $\gamma_{\text{b}\infty} = \gamma_{\text{beq}}(z_{\text{crit}})$, where z_{crit} is the location where the radiative force becomes too weak to maintain $\gamma_{\text{b}}(z) = \gamma_{\text{beq}}(z)$. This occurs when the evolution of γ_{beq} , i.e. $\Delta z_0 = \gamma_{\text{beq}} / (d\gamma_{\text{beq}}/dz) = d \log(z) / [z d \log(\gamma_{\text{beq}})]$, is larger than the evolution of γ_{b} towards γ_{beq} , i.e. $\Delta z_1 = (d\gamma_{\text{b}}/dz) / (\gamma_{\text{b}} - \gamma_{\text{beq}})$. Using equation (17), one finds

$$z_{\text{crit}} \sim \left(\frac{1}{\rho'} \frac{dF^{1/2}}{d\gamma_{\text{b}}} \Big|_{\gamma_{\text{beq}}} \right)^{-1}. \quad (\text{A15})$$

1056 *N. Renaud and G. Henri*

In the Thomson regime we can use equations (9) and (10), which give in the relativistic case

$$\frac{dF'^z}{d\gamma_b} = -\frac{\sigma_T}{c} \frac{8\pi}{3} \langle \gamma'^2 \rangle \frac{dH'}{d\gamma_b} = \frac{2H}{\gamma_b} (1 - x/\beta_b). \quad (\text{A16})$$

With (A9), (A12), (A13), (A14), and ignoring some terms of order unity, one finally obtains

$$z_{\text{crit}} \sim \left(r_e^{9/4} r_i^{3/4} \frac{L\sigma_T}{m_e c^3} \frac{\langle \gamma'^2 \rangle}{\langle \gamma' \rangle} \right)^{1/4}, \quad (\text{A17})$$

and,

$$\gamma_{\text{b}\infty} \sim \left(l \left(\frac{r_s}{r_e} \right)^{3/4} \frac{\langle \gamma'^2 \rangle}{\langle \gamma' \rangle} \right)^{1/4}. \quad (\text{A18})$$

In the case $r_i < z < r_e$, using equation (A4) one finds

$$z_{\text{crit}} \sim r_i \left(\frac{L\sigma_T}{m_e c^3 r_i} \frac{\langle \gamma'^2 \rangle}{\langle \gamma' \rangle} \right)^{4/7}, \quad (\text{A19})$$

and finally

$$\gamma_{\text{b}\infty} \sim \left(l \frac{\langle \gamma'^2 \rangle}{\langle \gamma' \rangle} \right)^{1/7}. \quad (\text{A20})$$

Troisième partie

Modélisation de l'émission haute
énergie des Blazars

Chapitre 1

Où les photons X et γ font la paire

Sommaire

1.1	Prémices	113
1.2	Emissivité Compton Inverse du faisceau de paires	115
1.3	Processus de création et d'annihilation de paires	120
1.4	Équations de conservation et calcul des spectres	123
1.5	Équations de continuité pour les paires et les photons mous	123
1.6	Application du modèle	130

1.1 Prémices

Les observations de cassures spectrales dans les spectres haute énergie des Blazars ont amené Marcowith *et al.* (1995) à développer un modèle avec création de paires. La seule source de photons au processus Compton Inverse est celle d'un disque d'accrétion. Afin de modéliser à la fois le spectre synchrotron et la haute énergie, j'ai modifié ce modèle afin d'inclure les effets liés à l'émission synchrotron. Notamment, dans un modèle auto-consistant, il faut prendre en compte la comptonisation des photons synchrotron par le plasma de paires (composante SSC) et la contribution de cette composante à la création de paires. Nous allons détailler les processus rentrant en jeu pour la description de la formation et l'évolution du plasma de paires, en tenant compte des modifications au modèle originel de Marcowith *et al.* (1995).

1.1.1 Dynamique du faisceau de paires

Nous supposons que le faisceau est propulsé par le mécanisme décrit chapitre II-2. La présence d'un disque d'accrétion n'est pas observationnellement une évidence pour tous les Blazars, notamment les BL Lacs. Cependant, le rayonnement synchrotron provenant du jet peut couvrir largement l'émission d'un tel disque, surtout si une fraction importante de la puissance d'accrétion part dans le jet. Nous allons supposer

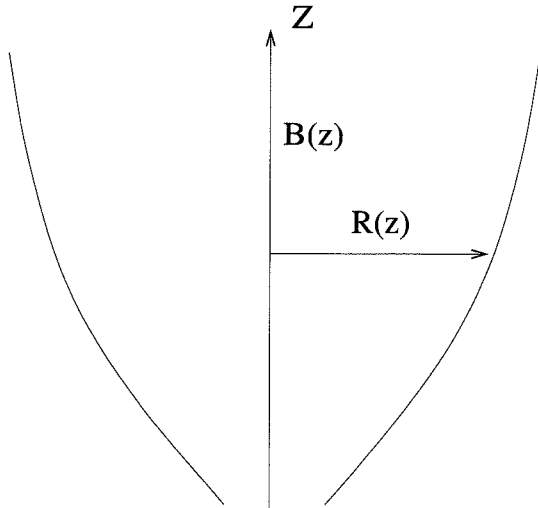


FIG. 1.1 – Configuration pour le calcul du spectre haute énergie. $R(z)$ est proportionnel à z^{ω_1} pour $z < z_1$, et à z^{ω_2} pour $z > z_1$.

qu'un tel disque assure le fonctionnement du mécanisme de fusée Compton sur un plasma de paires.

1.1.2 Géométrie

Afin de modéliser le rayonnement synchrotron, il faut décrire la structure du jet en terme de taille et intensité du champ magnétique (voir figure 1.1). Nous supposons que la dépendance du champ magnétique par rapport au rayon peut s'écrire:

$$B(z) = B_0 \left(\frac{r(z_0)}{r(z)} \right)^\lambda \quad (1.1)$$

λ peut prendre la valeur 1 ou 2 suivant que l'on considère que la circulation du champ est conservée (champ toroïdal) ou que le flux est conservé (champ poloïdal). La géométrie du jet n'est pas directement observée, nous choisissons une ouverture du jet suivant une loi de puissance:

$$\begin{cases} r(z) = r_0 \left(\frac{z}{z_0} \right)^{\omega_1} & \text{pour } z < z_1 \\ r(z) = r_0 \left(\frac{z_1}{z_0} \right)^{\omega_1} \left(\frac{z}{z_1} \right)^{\omega_2} & \text{pour } z > z_1 \end{cases} \quad (1.2)$$

r_0 est le rayon du jet à la position z_0 . r_0 correspond au rayon du jet MHD à la base du jet. Dans les simulations de jets MHD, des valeurs de r_0 de l'ordre de $10 - 20 r_g$ sont obtenues suivant les paramètres d'éjection. La structure du jet choisie peut paraître arbitraire, mais elle est souvent invoquée dans la modélisation du spectre Radio des quasars. Le changement de géométrie en z_1 permet de rendre compte des spectres plats observés en Radio, car de tels spectres nécessitent une ouverture du jet avec une forme proche d'un cône. Dans ce cas le spectre résultant de la superposition des différents

spectres émis par chaque zone du jet est plat (Blandford *et al.* 1990). Dans les régions plus internes, une telle géométrie induit une décroissance rapide du champ magnétique, ne permettant pas d'obtenir une modélisation correcte du spectre synchrotron dans l'Optique et l'Infrarouge.

1.1.3 Mécanisme d'émission

Nous considérons donc deux sources de photons pour le processus Compton Inverse:

- les photons provenant d'un disque d'accrétion, photons dont l'énergie est dans le domaine de l'Ultraviolet (seule contribution dans le modèle de Marcowith *et al.* (1995)).
- les photons synchrotron émis par la population de particules relativistes.

Les densités d'énergie de ces deux populations sont contraintes par les observations Radio pour le synchrotron et Ultraviolet pour les photons du disque. Nous supposons par la suite l'existence d'un mécanisme d'accélération efficace pour fixer dans chaque zone du jet une valeur maximale au facteur de Lorentz des paires $\gamma'_{max}(z)$. Dans le cadre d'un mode d'accélération par diffusion stochastique sur un spectre turbulent d'ondes - d'Alfvén ou de Langmuir -, cette valeur va dépendre du taux de turbulence locale dans le jet MHD. La description exacte du mécanisme d'accélération n'est pas envisagée ici, et l'on adoptera dans la suite (paragraphe III-1.5.1) une prescription phénoménologique de ce mécanisme.

Pour les notations, toutes les quantités primées sont celles liées au référentiel propre du plasma, les autres (non primées) correspondent au référentiel lié au disque d'accrétion.

1.2 Emissivité Compton Inverse du faisceau de paires

Dans toute la suite les énergies ϵ sont exprimées en unité $m_e c^2$.

1.2.1 Formule générale

Considérons une population de paires décrite par une distribution $n_e(\gamma, \Omega_e)$, densité volumique par unité d'angle solide et d'énergie. Cette population diffuse (interaction Compton) des photons dont la densité volumique par unité d'angle solide et d'énergie est $n_s(\epsilon_s, \Omega_s)$. Le taux de collision est alors donné par:

$$\begin{aligned} \dot{n}_{IC}(\epsilon_1, \Omega_1) &\equiv \frac{dN}{dt dV d\epsilon_1 d\Omega_1} \\ &= \int n_e(\gamma, \Omega_e) n_s(\epsilon_s, \Omega_s) c (1 - \beta \cos \theta) \frac{d\sigma}{d\epsilon_1 d\Omega_1}(\gamma, \Omega_e, \epsilon_s, \Omega_s) d\gamma d\Omega_e d\epsilon_s d\Omega_s \end{aligned} \quad (1.3)$$

Dans cette équation θ est l'angle d'incidence du photon par rapport à la vitesse de l'électron dans le référentiel d'observation. Dans la suite on se place dans le référentiel lié au plasma de paires, dans lequel on suppose que le mécanisme d'accélération permet d'isotropiser rapidement la distribution de paires. Pour chaque paire relativiste, les photons sont diffusés dans un petit cône autour de la direction de l'électron (voir annexe C). On fait l'approximation $\Omega_1 = \Omega_e$ dans toute la suite du calcul. Même avec une telle simplification, le calcul de l'émissivité ne peut généralement pas être conduit de manière analytique, conduisant à des complications notables pour le reste de la modélisation, tout en apportant une précision peu réaliste dans le cadre de la modélisation considérée. Pour les deux sources de photons, deux approximations ont été étudiées, je les détaille par la suite.

1.2.2 Emissivité due aux photons du disque

Dans ce cas, la distribution en énergie des photons sources est relativement bien piquée autour de sa valeur moyenne $\langle \epsilon_s \rangle \sim 10^{-4}$. Chaque électron va donc diffuser ces photons également autour d'une valeur moyenne calculée pour tout le spectre de photons $\langle \epsilon_1 \rangle$. Cette approximation revient à remplacer l'équation 1.3 par:

$$\dot{n}_{IC}(\epsilon_1, \Omega_1) = \int n_e(\gamma, \Omega_e) \dot{N}_{IC} \delta(\epsilon_1 - \langle \epsilon_1 \rangle) \delta(\Omega_1 - \Omega_e) d\gamma d\Omega_e \quad (1.4)$$

Dans cette équation \dot{N}_{IC} est le nombre total de photons de haute énergie émis par un électron par unité de seconde. On peut relier $\langle \epsilon_1 \rangle$ à la puissance totale émise par $P_{tot} = \dot{N}_{IC} \langle \epsilon_1 \rangle$. Étant donnée l'énergie typique des photons sources, l'approximation Thomson sera utilisée par la suite. Dans ce régime on peut écrire (Blumenthal & Gould 1970):

$$\dot{N}_{IC} = \sigma_T \int \frac{I_{\nu_s}}{h\nu_s} (1 - \beta \cos \theta) d\Omega_s d\nu_s \quad (1.5)$$

où I_{ν_s} est l'intensité spécifique du champs de photons source, et:

$$P_{tot}(\Omega_e) = \sigma_T \gamma^2 \int I_{\nu_s}(\Omega_s) (1 - \beta \cos \theta)^2 d\Omega_s d\nu_s \quad (1.6)$$

La distribution en photons étant axisymétrique, on peut décomposer $\cos \theta$ en fonction des angles des directions de l'électron θ_e et du photon θ par rapport à l'axe du jet: $\cos \alpha = \cos \theta_e \cos \theta + \sin \theta_e \sin \theta \cos \varphi_e$ où φ_e est l'angle azimuthal de l'électron. Le système étant considéré symétrique par rapport à l'axe du jet, l'intégration sur l'angle solide donne :

$$P_{tot}(\Omega_e) = 2\pi \sigma_T \gamma^2 (2J + \beta^2(J - K) - 4\beta H \mu_e + \beta^2(3K - J)\mu_e^2) \text{ où } \mu_e = \cos \theta_e \quad (1.7)$$

Les coefficients J , H et K sont les paramètres d'Eddington du champ de photons définis en annexe A. On peut également introduire pour la suite du calcul les paramètres d'Eddington en nombre de photons \bar{J} et \bar{H} (définis dans la même annexe) auxquels on relie le nombre moyen n_s et l'énergie moyenne ϵ_s des photons source:

$$n_s = \frac{4\pi\bar{J}}{c} \quad (1.8)$$

$$\epsilon_s = \frac{J}{\bar{J}m_e c^2} \quad (1.9)$$

On obtient alors:

$$\dot{N}_{IC} = \sigma_T 4\pi(\bar{J} - \bar{H}\mu_1) \quad (1.10)$$

$$= \sigma_T c n_s (1 - \bar{\eta}\mu_1) \quad (1.11)$$

où $\bar{\eta} = \frac{\bar{H}}{\bar{J}}$. On en déduit l'expression de l'énergie moyenne des photons émis (dans le cas ultrarelativiste, $\beta \sim 1$):

$$\langle \epsilon_1 \rangle = \gamma^2 \epsilon_s g(\mu_1) \quad (1.12)$$

où

$$g(\mu_1) = \frac{3 - \chi - 4\eta\mu_1 + (3\chi - 1)\mu_1^2}{2(1 - \bar{\eta}\mu_1)} \quad (1.13)$$

et $\eta = \frac{H}{J}$ et $\chi = \frac{K}{J}$. Ainsi l'émissivité Compton Inverse de la population d'électrons pour les approximations décrites ci-dessus devient:

$$\begin{aligned} \dot{n}_{IC}(\epsilon_1, \Omega_1) &= \sigma_T c n_s n_e(\epsilon_1, \Omega_1) (1 - \bar{\eta}\mu_1) \delta(\epsilon_1 - \langle \epsilon_1 \rangle) \delta(\Omega_1 - \Omega_e) \\ &= \frac{\sigma_{TC}}{2\epsilon_1 \epsilon_s g(\mu_1)} n_s n_e(\gamma_1, \Omega_1) (1 - \bar{\eta}\mu_1) \end{aligned} \quad (1.14)$$

La deuxième expression est obtenue après intégration des distributions δ et notamment

$$\gamma_1 = \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_s g(\mu_1)}}$$

Cette relation traduit le fait qu'un photon source voit son énergie multipliée par un facteur γ^2 par le processus Compton Inverse.

Cette dernière expression a été dérivée dans un cas général, si on reproduit les mêmes raisonnements dans le référentiel du plasma de paires dont la distribution est supposée isotrope et suit une loi du type $n'_e(\gamma', z) = n'_e(z)\gamma'^{-s}$ (pour z altitude au-dessus du disque d'accrétion, au maximum de l'ordre de quelques centaines de rayons de Schwarzschild) on obtient l'émissivité Compton Inverse dans le référentiel du plasma:

$$\dot{n}'_{CI}(\epsilon'_1, \Omega'_1, z) = \frac{\sigma_{TC}}{2} n'_s(z) n'_e(z) \epsilon_1'^{-(s+1)/2} (\epsilon'_s g'(\mu'_1))^{(s-1)/2} (1 - \bar{\eta}'\mu'_1) \quad (1.15)$$

1.2.3 Emissivité due aux photons synchrotron

Le spectre en photons synchrotron est en général beaucoup plus étendu que celui d'un disque d'accrétion. L'approximation décrite dans le paragraphe précédent n'est donc plus applicable ici. De plus, dans le cas de particules relativistes, la forme de la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{d\epsilon_1 d\Omega_1}$ dépend de façon complexe du référentiel (voir annexe C). On peut cependant simplifier notablement le calcul, tout en conservant les caractéristiques essentielles de l'interaction, en considérant que la section différentielle est piquée autour de la valeur moyenne de l'énergie diffusée $\langle \epsilon_1 \rangle$ calculée pour un seul photon. On intégrera ensuite sur la distribution en photons, cette remarque conduit à écrire:

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon_1 d\Omega_1}(\gamma, \Omega_e, \epsilon_s, \Omega_s) = \left(\int \frac{d\sigma}{d\epsilon_1 d\Omega_1} d\epsilon_1 d\Omega_1 \right) \delta(\epsilon_1 - \langle \epsilon_1 \rangle) \delta(\Omega_1 - \Omega_e) \quad (1.16)$$

Deux formules limites peuvent être utilisées pour la section efficace différentielle (Rieke & Weekes 1969; Dermer & Schlickeiser 1993):

– la limite Thomson: $\int \frac{d\sigma}{d\epsilon_1 d\Omega_1} d\epsilon_1 d\Omega_1 = \sigma_T$ et $\langle \epsilon_1 \rangle = \gamma^2 \epsilon_s (1 - \beta \cos \theta)$.

– la limite Klein-Nishina $\int \frac{d\sigma}{d\epsilon_1 d\Omega_1} d\epsilon_1 d\Omega_1 = \sigma_{Tot}(\epsilon'_s)$ et $\langle \epsilon_1 \rangle = \gamma$.

où :

$$\sigma_{Tot}(x) = \frac{3}{8} \sigma_T \frac{\ln(2x) + \frac{1}{2}}{x} \quad (1.17)$$

est la section efficace totale intégrée sur l'angle solide et l'énergie. $\epsilon'_s = \gamma \epsilon_s (1 - \beta \cos \theta)$ est l'énergie du photon incident dans le référentiel de repos de l'électron. La validité des deux régimes dépend de la valeur de cette énergie par rapport à l'énergie de masse de l'électron: le régime de Thomson est valide (d'après le choix de nos unités) pour $\epsilon'_s \ll 1$, et le régime Klein-Nishina pour $\epsilon'_s \gg 1$ (voir annexe C).

Les photons synchrotron sont produits dans tout le jet, il faut donc tenir compte d'une contribution locale et d'une contribution supplémentaire provenant du reste du jet (contribution intérieure vers l'objet central et extérieure vers des z plus grands) pour le calcul de l'émissivité. Ghisellini *et al.* (1985) montrent qu'en général pour des densités en électrons décroissant suivant une loi de puissance en z , et pour des géométries raisonnables, le jet extérieur ne contribue que de façon négligeable. Le jet intérieur peut contribuer notablement dans leur modèle, étant donné que la densité en particules est la plus importante à la base du jet. Dans notre cas, en tenant compte de la création de paires, le faisceau se forme progressivement, et l'on peut, dans ce cas, négliger la contribution intérieure également. Cette simplification nous permet de relier le spectre en photon à l'émissivité synchrotron locale par:

$$n_s(\epsilon_s, \Omega_s) = \frac{\epsilon_{\nu(\epsilon_s)}^r}{\epsilon_s h c} \quad (1.18)$$

où h est la constante de Planck et $\nu(\epsilon_s) = \epsilon_s m_e c^2 / h$. L'émissivité Compton associée aux deux régimes est alors, après intégration des distributions δ :

$$\dot{n}_{SSC-TH}(\epsilon_1, \Omega_1) = \sigma_T \int_{\epsilon'_s < 1} n_e(\gamma_1, \Omega_1) \frac{\epsilon_{\nu(\epsilon_s)} r (1 - \beta \cos \theta)^{3/2}}{\epsilon_s h 2(\epsilon_1 \epsilon_s)^{1/2}} d\epsilon_s d\Omega_s \quad (1.19)$$

$$\dot{n}_{SSC-KN}(\epsilon_1, \Omega_1) = \frac{3}{8} \sigma_T \int_{\epsilon'_s > 1} n_e(\epsilon_1, \Omega_1) \frac{\epsilon_{\nu(\epsilon_s)} r \ln(2\epsilon'_s) + \frac{1}{2}}{\epsilon_s h \epsilon_1 \epsilon_s} d\epsilon_s d\Omega_s \quad (1.20)$$

où $\gamma_1 = \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_s (1 - \beta \cos \theta)} \right)^{1/2}$ résulte de l'intégration.

Pour une distribution en particules isotrope, on peut en première approximation supposer que l'émissivité synchrotron est elle aussi isotrope. Cela est d'autant plus vrai que le champ magnétique dans lequel évolue ce plasma est désorganisé. Cette hypothèse conduit à prendre une moyenne angulaire du spectre synchrotron 1.18, avec:

$$\langle \sin \theta_s \rangle_\epsilon = \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi (\sin \theta_s)^{(s+3)/2} d\theta_s = \frac{\pi^{1/2}}{2} \Gamma\left(\frac{s+5}{4}\right) \Gamma\left(\frac{s+7}{4}\right)^{-1} \quad (1.21)$$

et l'intégration angulaire de 1.19 et 1.20 donne:

$$\dot{n}_{SSC-TH}(\epsilon_1, \Omega_1) = 4\pi \frac{\sigma_T}{2} \int_0^{\frac{1}{\epsilon_1}} d\epsilon_s n_e\left(\frac{\epsilon_1^{1/2}}{\epsilon_s}, \Omega_1\right) \frac{\epsilon_{\nu(\epsilon_s)} r}{\epsilon_s h} \frac{1}{(\epsilon_1 \epsilon_s)^{1/2}} \quad (1.22)$$

$$\dot{n}_{SSC-KN}(\epsilon_1, \Omega_1) = 4\pi \frac{3}{8} \sigma_T n_e(\epsilon_1, \Omega_1) \int_{\frac{1}{\epsilon_1}}^\infty \frac{\epsilon_{\nu(\epsilon_s)} r \ln(2\epsilon_1 \epsilon_s) + \frac{1}{2}}{\epsilon_s h \epsilon_1 \epsilon_s} d\epsilon_s \quad (1.23)$$

Dans ce dernier résultat, on a supposé que pour l'énergie ϵ_1 , il existait une combinaison γ et ϵ_s qui donnait ce photon par interaction Compton, *i.e.* $\epsilon_1 = \gamma^2 \epsilon_s$.

1.2.4 Application à une distribution en particule en loi de puissance

Dans la suite ce chapitre je ne traiterai que du régime de Thomson, en considérant des sources synchrotron ne s'étendant pas à des énergies plus importantes que l'Ultraviolet. Cela n'est pas le cas des BL Lacs Mrk 501 et Mrk 421, pour lesquels le spectre synchrotron s'étend jusque dans le domaine des rayons X et la contribution Klein-Nishina devient importante.

Pour une loi de puissance $n'_e(\gamma', z) = n'_e(z) \gamma'^{-s}$ pour $\gamma'_{min} < \gamma' < \gamma'_{max}$ dans le référentiel du plasma, l'émissivité synchrotron est donnée par l'équation C.21 et le calcul en régime Thomson conduit à:

$$\dot{n}'_{SSC-TH}(\epsilon'_1, \Omega'_1) = k_1(s) n_e'^2(z) r(z) B(z)^{(s+1)/2} \epsilon_1'^{-(s+1)/2} \ln\left(\frac{\epsilon^+}{\epsilon^-}\right) \quad (1.24)$$

avec :

$$k_1(s) = \frac{\sigma_T}{2h} c_5(s) \left(\frac{m_e c^2}{2hc_1} \right)^{-(s-1)/2} (m_e c^2)^{s-1} \langle \sin \theta'_s \rangle_\epsilon \quad (1.25)$$

et:

$$\epsilon^+ = \min \left(\epsilon'_{s \max}, \frac{1}{\epsilon'_1}, \frac{\epsilon'_1}{\gamma'^2_{\min}} \right) \quad (1.26)$$

$$\epsilon^- = \max \left(\epsilon'_{s \min}, \frac{\epsilon'_1}{\gamma'^2_{\max}} \right) \quad (1.27)$$

avec :

$$\epsilon'_{s \max} = 2.8 \cdot 10^6 B \gamma'_{\max} \quad (1.28)$$

$\epsilon'_{s \max}$ est l'énergie synchrotron maximale et $\epsilon'_{s \min} = \epsilon'_a$, où ϵ'_a correspond à la fréquence de réabsorption en unité $m_e c^2$. Dans le cas d'une approximation locale et isotrope on a:

$$\epsilon'_a = k_2(s) (n'_e(z) r(z) B^{(s+2)/2})^{2/(s+4)} \quad (1.29)$$

et:

$$k_2(s) = \frac{h}{m_e c^2} [c_6(s) (m_e c^2)^{s-1}]^{2/(s+4)} 2c_1 \langle \sin \theta'_s \rangle_\epsilon^{2/(s+4)} \quad (1.30)$$

1.3 Processus de création et d'annihilation de paires

1.3.1 Opacité à la création de paire

Pour un photon gamma donné ($\epsilon_1 > 1$), l'opacité au processus de création de paires sur la ligne de visée est donnée par (Gould & Schröder 1967; Coppi & Blandford 1990):

$$\frac{d\tau_{\gamma\gamma}}{dZ}(\epsilon_1) = \int \sigma_{\gamma\gamma' \rightarrow e^+e^-}(\tilde{\beta}) n_{phX}(\epsilon_2, \Omega_2) (1 - \mu) d\epsilon_2 \frac{d\mu d\phi_2}{4\pi} \quad (1.31)$$

où ϕ_2 est l'angle azimutal du photon X par rapport au photon gamma et $n_{phX}(\epsilon_2, \Omega_2)$ le nombre de photons X par unité de volume, par unité d'énergie et par unité d'angle solide. La section efficace totale (intégrée sur les angles d'émission) du processus $\gamma + \gamma' \rightarrow e^+ + e^-$ est:

$$\sigma_{\gamma\gamma' \rightarrow e^+e^-}(\tilde{\beta}) = \frac{3\sigma_T}{16} (1 - \tilde{\beta}^2) [(3 - \tilde{\beta}^4) \ln \frac{1 + \tilde{\beta}}{1 - \tilde{\beta}} - 2\tilde{\beta}(2 - \tilde{\beta}^2)] \quad (1.32)$$

où $\tilde{\beta} = \left(1 - \frac{2}{\epsilon_1 \epsilon_2 (1 - \mu)} \right)^{\frac{1}{2}}$ est la vitesse de l'électron et du positron dans le référentiel du centre de masse, et μ le cosinus de l'angle entre les deux photons incidents dans le

référentiel de l'observateur. La section efficace est maximale pour $\epsilon_2 = \frac{4}{\epsilon_1(1-\mu)}$, soit dans une collision frontale $\epsilon_2 = \frac{2}{\epsilon_1}$. Le nombre de photons qui intervient est celui des photons X émis dans le jet. On a ainsi $n_{phX}(\epsilon_2, \Omega_2) \propto \dot{n}'_{CI}(\epsilon'_2, \Omega'_2, z) \propto \epsilon_2'^{-(s+1)/2}$. On peut montrer que pour une telle loi, la section efficace peut se mettre sous une forme plus simple (Marcowith *et al.* 1995):

$$\sigma_{\gamma\gamma} = \sigma_T \Upsilon(s) \delta(2 - \epsilon_1 \epsilon_2 (1 - \mu)) \quad (1.33)$$

avec:

$$\Upsilon(s) = \int_0^1 \sigma_{\gamma\gamma}(\tilde{\beta}) \frac{4\tilde{\beta}}{(1-\tilde{\beta}^2)^{(3-s)/2}} d\tilde{\beta} \quad (1.34)$$

L'opacité différentielle s'exprime alors sous la forme suivante (en effectuant l'intégration de la distribution δ):

$$\frac{d\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon_1)}{dZ} = \int \Upsilon(s) \sigma_T n_{phX} \left(\frac{2}{\epsilon_1(1-\mu)}, \Omega_2 \right) \frac{1}{\epsilon_1} d\mu \frac{d\phi_2}{4\pi} \quad (1.35)$$

où $\Upsilon(s)$ tient compte de l'intégration sur l'énergie. Dans cette expression, les photons X sont tous les photons produits par le processus Inverse Compton, à la fois sur les photons mous du disque et sur les photons synchrotron du jet. On simplifie nettement le calcul si l'on se place dans le référentiel lié au plasma, où la distribution en photon X est isotrope (du fait de l'isotropie de la distribution en électrons). Ainsi un photon gamma émis suivant un angle quelconque par rapport à l'axe du jet a pratiquement la même probabilité par unité de longueur de rencontrer des photons X qu'un autre émis le long de l'axe. L'angle μ de l'équation (1.35) est dans ce cas l'angle que fait le photon X avec l'axe du jet μ'_2 et l'intégration en ϕ_2 est immédiate.

De plus dans ce référentiel, les photons CI formés suivent une loi de puissance assez raide (l'indice en photon est $-(s+1)/2$ avec $2 \leq s \leq 3$, valeur typique pour les sources extragalactiques), la production de photons gamma est donc plus faible que celle de photons X, leur nombre diminue donc peu par collision avec les photons gamma et chaque photon X créé est quasiment sûr de s'échapper. Pour une région de taille $r(z)$, on peut donc écrire: $n_{phX} \simeq \frac{r(z)}{c} \dot{n}_{phX}$. Enfin, en tenant compte de la structure de jet de la zone d'émission, on fait l'hypothèse que le libre parcours moyen d'un photon est de l'ordre du rayon du jet $r(z)$. La zone d'émission gamma est, elle, de taille supérieure à $r(z)$. En tenant compte des remarques précédentes, on obtient: $\tau'_{\gamma\gamma} \simeq r(z) \frac{d\tau'_{\gamma\gamma}}{dZ}$. Les deux sources de photons X suivent les mêmes lois de puissance, on suppose dans le calcul qui suit qu'elles se terminent à la même énergie maximale ϵ'_{1max} . Cela revient dans l'équation 1.24 à prendre le facteur $\ln \left(\frac{\epsilon^+}{\epsilon^-} \right)$ indépendant de ϵ_1 . Le nombre de

photons émis à ces énergies étant faible (loi de puissance raide), cette approximation est valide pour le calcul de l'opacité. L'intégration angulaire de 1.35 conduit alors à:

$$\begin{aligned} \tau'_{\gamma\gamma}(z, \epsilon'_1) &= \frac{\Upsilon(s)}{2^{(s+3)/2}} \sigma_T^2 r(z)^2 n'_e(z) \epsilon'_1{}^{(s-1)/2} \\ &\times \left\{ k_{\gamma\gamma ec}(s) n'_s(z) \epsilon'_s(z)^{(s-1)/2} \right. \\ &\left. + k_{\gamma\gamma ssc}(s) n'_e(z) r(z) B(z)^{(s+1)/2} \right\} \end{aligned} \quad (1.36)$$

où:

$$k_{\gamma\gamma ec}(s) = \int_{-1}^1 (1 - \mu'_2)^{(s+1)/2} g'(\mu'_2)^{(s-1)/2} (1 - \bar{\eta}' \mu'_2) d\mu'_2 \quad (1.37)$$

$$k_{\gamma\gamma ssc}(s) = k_1(s) \frac{2}{\sigma_{TC}} \frac{2^{(s+1)/2}}{s+1} \quad (1.38)$$

L'opacité à la création de paires est donc non seulement contrôlée par la taille du jet mais dépend également de z et de ϵ'_1 . On peut donc définir une photosphère à l'altitude z_0 dépendant de ϵ'_1 , pour laquelle on a $\tau_{\gamma\gamma}(z_0(\epsilon'_1)) = 1$. L'opacité augmente avec ϵ'_1 (donc avec ϵ_1), ceci se comprend assez bien de par la distribution en photons X qui produisent des paires sur les photons gamma. Les photons de plus haute énergie sont donc émis à des altitudes plus élevées dans le jet.

1.3.2 Probabilité d'émission d'un photon gamma

L'équation de transfert des photons dans le jet permet de déterminer leur probabilité d'être émis. Le milieu que traverse les photons est caractérisé par un coefficient d'absorption $\tau_{\gamma\gamma}$ que l'on suppose constant. Si I_0 est l'intensité sans absorption, la fonction source de ce milieu est $S\nu = \frac{I_0}{\tau_{\gamma\gamma}}$. L'équation de transfert en géométrie plan-parallèle est alors: $\frac{dI_\nu}{d\tau} = \frac{I_0}{\tau_{\gamma\gamma}} - I_\nu$ dont la solution à la sortie du jet est $I_\nu = I_0(1 - e^{-\tau_{\gamma\gamma}})/\tau_{\gamma\gamma}$

Comme les photons ne sont pas confinés à l'intérieur du jet, ils peuvent contribuer à la création de paires même à l'extérieur du jet. On fait l'hypothèse que cette interaction se fait aussi sur une taille r_0 et qu'elle contribue à la même opacité, l'intensité à l'infini s'écrit alors: $I_\infty = I_\nu e^{-\tau_{\gamma\gamma}}$. Finalement la probabilité que possède un photon gamma de s'échapper est :

$$\xi(\epsilon'_1) = \left(\frac{1 - e^{-\tau_{\gamma\gamma}}}{\tau_{\gamma\gamma}} \right) e^{-\tau_{\gamma\gamma}} \quad (\tau_{\gamma\gamma} \text{ est un invariant relativiste, cf annexe A}) \quad (1.39)$$

1.3.3 Taux d'annihilation

La probabilité d'annihilation d'un électron et d'un positron de facteur de Lorentz respectif γ_- et γ_+ dans la limite relativiste est donnée par Coppi & Blandford (1990):

$$R(\gamma_-, \gamma_+) = \frac{3c\sigma_T}{8} \left[\ln(\gamma_- \gamma_+) / (\gamma_- \gamma_+) + 1 / (\gamma_- \gamma_+)^{\frac{3}{2}} \right] \quad (1.40)$$

En intégrant sur la distribution de positrons dans le référentiel du plasma ($n'_e(z, \gamma_+) = n'_e \gamma_+^{-s}$) et en supposant que le facteur de Lorentz minimum des fermions est $\gamma_{min} = 1$, on obtient la probabilité qu'a un électron d'être annihilé avec un positron:

$$R(\gamma) = \frac{3c\sigma_T}{8s} n'_e(z) \left[\frac{1}{s\gamma} + \frac{\ln(\gamma)}{\gamma} + \frac{s}{(s+0.5)} \frac{1}{\gamma^{\frac{3}{2}}} \right] \quad (1.41)$$

On peut raisonnablement supposer que l'énergie moyenne des photons gamma émis est telle que $\epsilon'_1 = \gamma$. Le taux de production de photons gamma d'énergie ϵ'_1 par unité de temps dans le jet est alors donné par:

$$\dot{n}_{annh}(z, \epsilon'_1) = n'_e(z, \epsilon'_1) R(\epsilon'_1) \quad (1.42)$$

Si la distribution des électrons dans le référentiel du plasma est isotrope, la distribution angulaire des photons gamma émis est elle aussi isotrope.

1.4 Équations de conservation et calcul des spectres

1.5 Équations de continuité pour les paires et les photons mous

Tous les ingrédients discutés précédemment permettent d'écrire les équations d'évolution des densités électronique et en photons source dans le jet. La population d'électrons évolue sous l'effet de deux processus:

- par la formation de paires à partir des photons CI. Cette production est contrôlée par le paramètre d'opacité: les photons de haute énergie créés ont une probabilité $(1 - \xi(\epsilon'_1, z))$ de former une paire par collision.
- par le taux d'annihilation. Ce processus est également contrôlé par le paramètre d'opacité. Deux cas de figure peuvent se présenter:
 - le premier cas correspond à une situation où le taux d'annihilation domine le taux de production de paires. Dans ce cas, si le milieu est opaque, l'annihilation d'une paire contribue à reformer une paire, et si le milieu est transparent, l'annihilation contribue à faire perdre une paire. On doit tenir compte d'un facteur $-\xi$ dans le calcul du taux d'annihilation.

- dans le second cas, c'est le taux de production de paires qui domine le taux d'annihilation. Cette fois-ci, lorsque le milieu est opaque, l'annihilation d'une paire contribue à recréer deux paires, et dans le cas transparent la paire est perdue. On doit tenir compte d'un facteur $1 - 2\xi$ dans le calcul du taux d'annihilation.

Afin de tenir compte de ces deux situations, si l'on pose $A = (\text{taux de production CI})/(\text{taux d'annihilation})$, le taux d'annihilation est multiplié par un facteur $A - (1 + A)\xi$. Les deux cas précédemment discutés correspondent alors respectivement à $A \rightarrow 0$ et $A = 1$.

Le taux de production de paires dans le faisceau est donc:

$$\begin{aligned} \dot{n}_{Prod} &= \int \int_{\epsilon'_1=1}^{\infty} [\dot{n}'_{CI} + \dot{n}'_{SSC-TH}] (\epsilon'_1, \mu'_1, z) (1 - \xi(\epsilon'_1, z)) \frac{d\Omega'_1}{4\pi} d\epsilon'_1 \\ &+ \int \int_{\epsilon'_1=1}^{\infty} \dot{n}'_{Annh}(\epsilon'_1, \mu'_1, z) (A - (1 + A)\xi(\epsilon'_1, z)) \frac{d\Omega'_1}{4\pi} d\epsilon'_1 \end{aligned} \quad (1.43)$$

La population de photons source évolue sous le processus CI qui contribue à un taux de perte:

$$\dot{n}_{phs} = - \int \int_{\epsilon'_1=\epsilon'_{1\min}}^{\infty} \dot{n}'_{CI}(\epsilon'_1, \mu'_1, z) \frac{d\Omega'_1}{4\pi} d\epsilon'_1$$

où $\epsilon'_{1\min} = \epsilon'_s g'(\mu'_1) \gamma'_{\min}$ et l'on suppose $\gamma'_{\min} = 1$. Le mouvement du plasma de paires se fait selon l'axe z perpendiculaire au plan du disque. Il est gouverné par une équation de continuité covariante:

$$\partial_\mu J^\mu = \dot{n}_{Prod} \pi r(z)^2 \quad (1.44)$$

où J^μ est le quadrivecteur densité de courant. Dans le référentiel du plasma, il n'y a pas de mouvement d'ensemble et $J'^\mu = n'_{e0}(z) \pi r(z)^2 (1, 0, 0, 0)$, où $n'_{e0}(z)$ est la densité totale en paires. Par transformation de Lorentz de paramètre γ_b on obtient ce quadrivecteur dans le référentiel de l'observateur: $J^\mu = n'_{e0}(z) \pi r(z)^2 (\gamma_b, 0, 0, \gamma_b \beta_b)$, l'équation de continuité s'écrit donc pour l'observateur:

$$\frac{\partial(\gamma_b n'_{e0}(z))}{\partial t} + \frac{c}{r(z)^2} \frac{\partial(\gamma_b \beta_b n'_{e0}(z) r(z)^2)}{\partial z} = \dot{n}_{Prod} \quad (1.45)$$

Le courant en photons s'écrit directement dans le référentiel lié au disque: $J^\mu = n_s(z) 4\pi z^2 (1, 0, 0, 1)$. L'équation de continuité s'exprime alors sous la forme:

$$\frac{\partial n_s(z)}{\partial t} + \frac{c}{z^2} \frac{\partial n_s(z) z^2}{\partial z} = \dot{n}_{phs} \quad (1.46)$$

1.5.1 Rappel des équations et détermination de γ'_{max}

Nous avons dans un premier temps, et à la suite de Marcowith *et al.* (1995), résolu les équations différentielles couplées stationnaires suivantes:

$$\frac{d(\gamma_b \beta_b n'_{e0}(z) r(z)^2)}{dz} = \frac{r(z)^2}{c} \dot{n}_{Prod} \quad (1.47)$$

$$\frac{d(n_s(z) z^2)}{dz} = \frac{z^2}{c} \dot{n}_{phs} \quad (1.48)$$

Le taux de production de paires est une fonction sensible du facteur de Lorentz maximal des paires γ'_{max} . Il faut en effet avoir un γ'_{max} suffisamment élevé (de l'ordre de $10^2 - 10^3$) pour que l'énergie des photons diffusés dépasse le seuil de création de paires $\epsilon'_1 > 1$. Ce taux de production de paires est donc sensible à l'efficacité du mécanisme d'accélération. Comme nous l'avons dit, une description fine de ce mécanisme n'entre pas dans le cadre de notre approche. Dans un modèle d'accélération stochastique par une turbulence d'onde d'Alfvén, l'accélération des particules est décrite par un coefficient de diffusion proportionnel au taux de turbulence du champ magnétique (voir Henri & Pelletier (1991)). Ce coefficient rentre dans le calcul de la fonction de distribution des particules, dans une équation de Fokker-Planck. En tenant compte des pertes radiatives, les solutions d'une telle équation donnent une valeur du facteur de Lorentz typique des particules de la forme:

$$\bar{\gamma} \propto \left(\frac{V_A^2}{W_{ref}} \right)^\epsilon \quad (1.49)$$

où $V_A = \frac{B}{\sqrt{2\mu_0\rho}} \propto \left(\frac{W_B}{W'_e} \right)^{1/2}$ est la vitesse d'Alfvén dans le plasma de paires de densité d'énergie W'_e et densité de masse ρ . W_{ref} est la somme des densités d'énergie des champs de photons dans lesquels se refroidissent les paires et ϵ est un paramètre qui caractérise l'indice de la turbulence.

En s'inspirant de ce type d'approche et pour un état stationnaire, nous choisissons de décrire γ'_{max} par une équation du type:

$$\gamma'_{max} = \gamma_0 \left(\frac{z}{z_0} \right)^{-\zeta} \left[\left(\frac{W'_{synchro} + W_B + W'_s}{W_B} \right) \left(1 + \frac{W'_e}{W_B} \right) \right]^{-\epsilon} \quad (1.50)$$

Cette équation peut également être comprise comme un équilibre entre le taux d'accélération $\gamma_0 = \left(\frac{z}{z_0} \right)^{-\zeta}$ que l'on paramètre comme une loi de puissance dans le jet, et le taux de refroidissement des paires dû au rayonnement synchrotron et au rayonnement CI sur les photons du disque et les photons synchrotron. $W_B = \frac{B^2}{8\pi}$, W'_s et $W'_{synchro}$ sont les densités d'énergie des champs de photons correspondant, soit:

$$\begin{aligned}
W'_{synchro} &= \frac{1}{c} \int I'_{\nu_{synchro}} d\nu' d\Omega' \\
&= \frac{4\pi}{c} r(z) B(z)^{(s+1)/2} n'_e(z) \frac{2h}{\sigma_T} k_1(s) \int_{\nu'_a}^{\nu'_{max}} \nu'^{-(s-1)/2} d\nu' \quad (1.51) \\
W'_s &= \frac{1}{c} \int I'_{\nu_{disque}} d\nu' d\Omega' = n'_s \epsilon'_s m_e c^2
\end{aligned}$$

Les fréquences ν'_a et ν'_{max} sont celles correspondantes aux énergies définies par 1.28 et 1.29. $W'_e = \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} n'_e(\gamma') \gamma' m_e c^2 d\gamma'$ est la densité d'énergie du plasma de paires. Le terme faisant intervenir W'_e qui provient de la dépendance du taux d'accélération avec la vitesse d'Alfvén, permet également de contrôler en partie l'instabilité des équations. En effet le processus de création de paires, comme nous le verrons plus en détail dans le chapitre 4, est instable. Si l'on augmente le nombre de paires créées, l'opacité $\tau_{\gamma\gamma}$ augmente, et le taux de création de paires également. Ce phénomène est limité dans le cas d'un modèle purement externe lorsque tous les photons présents ont été diffusés. Dans le cas d'un modèle avec SSC, plus le nombre de paires augmente et plus le nombre de photons synchrotron cibles augmente, ce qui conduit à une instabilité. Un des processus limitant cet emballement est l'épuisement du mécanisme d'accélération, avec l'augmentation de la densité d'énergie du plasma. Nous ne décrirons pas en détail un tel mécanisme, ce qui sortirait du cadre de cette thèse.

La détermination de γ'_{max} demande de résoudre de manière itérative l'équation implicite 1.50.

1.5.2 Conditions aux limites

Les conditions aux limites pour la densité en photons sont imposées à la base du jet, où cette densité doit être celle provenant directement du disque ($n_s = \frac{4\pi J}{c}$). Il nous faut une condition pour la densité en paires, dont on ne connaît pas la valeur au départ du jet. Cependant, le modèle demande qu'à la base du jet, une certaine quantité de paires soit présente pour produire des photons Gamma par comptonisation. Ensuite, par absorption Gamma, de nouvelles paires peuvent être créées. Pour fixer une condition sur la densité en paires plusieurs solutions ont été envisagées:

- on peut choisir cette densité comme paramètre libre de la simulation. Nous verrons chapitre 4 que les équations 1.45 et 1.46 sont très sensibles à ce paramètre. Ceci vient de la non-linéarité de ces équations. L'ajustement de ce paramètre n'est donc pas en soit facile.
- la deuxième approche, qui a été retenue, propose de fixer une condition à un z donné en supposant qu'il existe dans le jet une zone optiquement épaisse au processus Thomson à la hauteur z_0 . On impose alors que l'opacité à la création

de paires pour les photons de 1 MeV soit fixée à la valeur τ_0 . La condition aux limites s'écrit alors:

$$\begin{cases} \tau_T &= n'_{e0}(z_0^*)r(z_0^*)\sigma_T = 1 \\ \tau_{\gamma\gamma}(z_0^*) &= \tau_0 \end{cases} \quad (1.52)$$

On détermine la solution du système différentiel de manière itérative. Au départ on choisit la densité en photons non perturbée. Elle permet de déterminer le z_0 vérifiant les deux conditions d'opacité. On résoud ensuite le système à rebours pour obtenir les densités en électrons et en photons pour $z \leq z_0$. Si l'on retrouve la bonne valeur du courant en photon au départ du jet, la solution est correcte; sinon on corrige la densité en photons non perturbée par un coefficient de réduction et on recommence la même opération jusqu'à convergence du processus. La solution est ensuite étendue au-delà pour $z \geq z_0$.

- la condition discutée précédemment conduit à des solutions où le plasma de paires devient épais à la diffusion Thomson. Ce type de solution est dense, et modélise les états de forte activité et avait été développé en premier lieu sans tenir compte du processus SSC (Marcowith *et al.* 1995). De telle solution, une fois inclus le rayonnement SSC, ne semblent plus correctes, dans le sens où à $\tau_T = 1$ elles peuvent être dominées par ce rayonnement. On se trouve alors dans le régime de catastrophe Compton. Afin de décrire des états d'activité plus faible pour une même source on choisit de décrire le plasma en fonction d'une opacité Thomson longitudinale, ce qui revient à imposer:

$$\begin{cases} \tau_T &= n'_{e0}(z_1^*)z_1^*\sigma_T = 1 \\ \tau_{\gamma\gamma}(z_1^*) &= \tau_1 \end{cases} \quad (1.53)$$

On procède également par itération pour trouver la solution sur tout le jet.

- une dernière approche qui est équivalente aux deux dernières, mais qui permet de passer de l'une à l'autre continuellement, est de fixer la valeur de l'opacité Thomson maximale atteinte dans le jet (ce qui est équivalent à fixer la densité en paires). Ayant choisi cette valeur τ_T^{max} , on cherche la position z_2^* vérifiant:

$$\begin{cases} \tau_T &= n'_{e0}(z_2^*)r(z_2^*)\sigma_T = \tau_T^{max} \\ \left. \frac{d\tau_T}{dz} \right|_{z_2^*} &= 0 \end{cases} \quad (1.54)$$

La même méthode d'itération permet d'obtenir la solution dans tout le jet.

Ayant choisi un type de conditions aux limites, une solution du modèle va être déterminée par:

- la quantité de photons mous disponibles provenant du disque, *i. e.* la valeur du

taux d'accrétion \dot{M} et de la masse du trou noir M . Ces paramètres sont contraints par le 'Blue Bump', lorsque celui-ci est visible.

- la valeur du champ magnétique et la structure du jet conditionnent l'émission de photons synchrotron. Les observations Radio-Infrarouge-Visible contraignent ces paramètres dans la portion la plus externe du jet.
- l'indice spectral s de la densité en paires. Celui-ci est contraint par la pente du spectre X observé (≤ 1 MeV).
- l'angle par rapport à la ligne de visée θ_1 . Les données VLBI quand elles existent donnent des limites à sa valeur.

Le tableau 1.1 résume les différents paramètres du modèle et leur signification ainsi que les contraintes apportées par les observations. Une description plus précise de l'influence des paramètres est donnée dans le chapitre suivant à partir de l'ajustement des données de 3C 273. Le problème inhérent à tout modèle de type SSC inhomogène est qu'il n'explique pas de manière auto-consistante la structure du jet. Celle-ci n'est généralement pas assez contrainte. Nous avons cependant essayé ici de nous limiter à un nombre le plus réduit possible de paramètres.

1.5.3 Détermination du spectre

Luminosité Compton Inverse sur les photons du disque

Par la suite, je note $\frac{dL}{dz}$ la luminosité différentielle du jet - pour les différentes composantes du rayonnement - par unité d'angle solide et d'énergie. La luminosité différentielle Compton dans le référentiel de l'observateur est donnée par:

$$\frac{dL}{dz}(\epsilon_1, z, \mu_1) = \epsilon_1 m_e c^2 \pi r(z)^2 \dot{n}_{CI}(\epsilon_1, z, \mu_1) \xi(\epsilon_1, z, \mu_1) \quad (1.55)$$

En utilisant l'invariance de $\frac{n_e(\gamma)}{\gamma^2}$ (cf annexe A), on obtient:

$$\begin{aligned} \frac{dL}{dz}(\epsilon_1, z, \mu_1) &= \frac{\pi}{2} r(z)^2 m_e c^3 \sigma_T \mathcal{D}^{s+2} n_s(z) n'_e(z) \epsilon_s^{(s-1)/2} \epsilon_1^{-(s-1)/2} \\ &\quad \times (1 - \bar{\eta} \mu_1) g(\mu_1)^{(s-1)/2} \xi(\epsilon_1, z, \mu_1) \end{aligned} \quad (1.56)$$

Luminosité Compton Inverse sur les photons synchrotron

La luminosité Compton Inverse sur les photons synchrotron s'exprime simplement dans le référentiel du jet, pour l'obtenir dans le référentiel de l'observateur, on peut donner une relation entre l'expression de la luminosité différentielle dans deux référentiels différents. Dans un premier temps il faut remarquer que $\dot{n} d\epsilon_1 d\Omega_1$ est un invariant

paramètre	signification	contraintes
M	masse du trou noir	spectre du 'Blue Bump' niveau de l'émission CI
\dot{M}	taux d'accrétion	spectre du 'Blue Bump'
s	indice spectral s de la densité en paires	pente du spectre CI
θ_1	angle jet / ligne de visée	observations VLBI
τ_T^{max} ou $\tau_{1/2}$	fixe la densité maximale en paires	niveau général du spectre rapport SSC/synchrotron
ω_1	géométrie du jet pour $z < z_1$	forme du spectre synchrotron dans le domaine Optique
ω_2	géométrie du jet pour $z > z_1$	forme du spectre synchrotron dans le domaine Radio
z_1	position du changement de géométrie	niveau de l'émission synchrotron dans le domaine Radio
B_0	valeur initiale du champ magnétique	niveau de l'émission synchrotron rapport SSC/synchrotron
λ	circulation ou flux de B conservé	niveau de l'émission synchrotron
γ_0	niveau de turbulence	énergie maximale synchrotron énergie maximale CI/SSC rapport SSC/synchrotron
ζ	indice de décroissance de la turbulence	forme du spectre synchrotron forme du spectre SSC rapport SSC/synchrotron
ϵ	indice de la turbulence	idem

TAB. 1.1 – Paramètres du modèle haute énergie et leur signification et les contraintes sur ces paramètres.

relativiste (nombre de particules par unité de temps et de volume). La luminosité différentielle se transforme donc comme $\frac{\epsilon_1}{d\epsilon_1 d\Omega_1}$. A l'aide des équations C.4 et C.5, on obtient:

$$\frac{dL}{dz d\epsilon_1 d\Omega_1} = \mathcal{D}^2 \frac{dL'}{dz d\epsilon'_1 d\Omega'_1} \quad (1.57)$$

où

$$\mathcal{D} = [\gamma_b(1 - \beta_b \cos \theta_1)]^{-1} \quad (1.58)$$

est le facteur Doppler de la transformation. On obtient ainsi:

$$\frac{dL}{dz}(\epsilon_1, z, \mu_1) = \mathcal{D}^2 \epsilon'_1 m_e c^2 \pi r(z)^2 \dot{n}'_{SSC-TH}(\epsilon'_1, z, \mu'_1) \xi(\epsilon'_1, z, \mu'_1) \quad (1.59)$$

où $\epsilon_1 = \mathcal{D}\epsilon'_1$ et $\mu_1 = \frac{\mu'_1 + \beta_b}{1 + \beta_b \mu'_1}$.

Luminosité synchrotron

Les formules C.21 et C.22 donnent respectivement les coefficients d'émission et d'absorption du rayonnement synchrotron, on peut écrire dans le référentiel du jet:

$$\epsilon'_{\nu'} = c_5(s)(m_e c^2)^{s-1} n'_e(z) B(z)^{(s+1)/2} \langle \sin \theta'_s \rangle_\epsilon \nu'^{(1-s)/2} \quad (1.60)$$

$$\kappa'_{\nu'} = c_6(s)(m_e c^2)^{s-1} n'_e(z) B(z)^{(s+2)/2} \langle \sin \theta'_s \rangle_\kappa \nu'^{-(s+4)/2} \quad (1.61)$$

avec:

$$\langle \sin \theta_s \rangle_\kappa = \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi (\sin \theta_s)^{(s+4)/2} d\theta_s = \frac{\pi^{1/2}}{2} \Gamma\left(\frac{s+6}{4}\right) \Gamma\left(\frac{s+8}{4}\right)^{-1} \quad (1.62)$$

En approximation locale, l'opacité synchrotron est donnée par:

$$\tau'_{\nu'} = r(z) \kappa'_{\nu'} \quad (1.63)$$

On obtient ainsi la luminosité différentielle synchrotron du jet (avec $\nu = \mathcal{D}\nu'$):

$$\frac{dL'}{dz d\nu' d\Omega'_1} = \pi r(z)^2 \epsilon'_{\nu'}(z) \frac{(1 - \exp(-\tau'_{\nu'}(z)))}{\tau'_{\nu'}(z)} \quad (1.64)$$

On utilise ensuite la relation 1.57 pour la calculer dans le référentiel de l'observateur.

Luminosité due à l'annihilation

La luminosité différentielle s'exprime facilement dans le référentiel du jet:

$$\frac{dL'}{dz d\epsilon'_1 d\Omega'_1} = \epsilon'_1 m_e c^2 \pi r(z)^2 n'_e(z, \epsilon'_1) R(\epsilon'_1) \xi(\epsilon'_1, z, \mu_1) \quad (1.65)$$

On utilise ensuite la relation 1.57 pour calculer cette quantité dans le référentiel de l'observateur. La contribution principale dans le référentiel du jet se fait pour les paires annihilées près du seuil, *i.e.* pour $\epsilon'_1 \sim 511 \text{ keV}$ soit pour l'observateur à une énergie $\epsilon_1 \sim \mathcal{D}(z^*) 511 \text{ keV}$, où z^* est la zone d'émission maximum.

Luminosité du disque d'accrétion

Je rappelle ici le spectre donné par un disque d'accrétion standard (cf chapitre I-4):

$$S_\nu = \frac{4\pi^2 h \nu^3 r_i^2}{c^2} \int_1^{u_{max}} \frac{u}{\exp[h\nu/kT_{eff}(u)] - 1} du \quad (1.66)$$

1.6 Application du modèle

Dans le chapitre suivant, nous avons cherché à reproduire les données quasi-simultanées couvrant le spectre électromagnétique de la Radio aux rayons Gamma de différents objets. Nous montrons dans un premier temps, l'application du modèle original au cas du

quasar 3C 273 et également à la Radio galaxie Centaurus A pour laquelle des données récentes de CGRO apportent de nouvelles contraintes sur cet objet, notamment en terme de rupture de pente. Nous verrons cependant comment les ajustements peuvent être modifiés en tenant compte de la composante SSC et synchrotron. Nous avons également appliqué le modèle aux observations de 3C 279.

Chapitre 2

Comparaison aux observations

Sommaire

2.1	Modèle Compton externe sans SSC	133
2.2	Centaurus A: un Blazar mal orienté?	134
2.3	3C273	136
2.4	3C279	140
2.5	Une autre approche pour Mkn 501	141
2.6	Conclusion	145

2.1 Modèle Compton externe sans SSC

Si l'on s'astreint à la limitation décrite précédemment, on retrouve les solutions décrites dans Marcowith *et al.* (1995). Dans ces solutions un plasma de paires avec

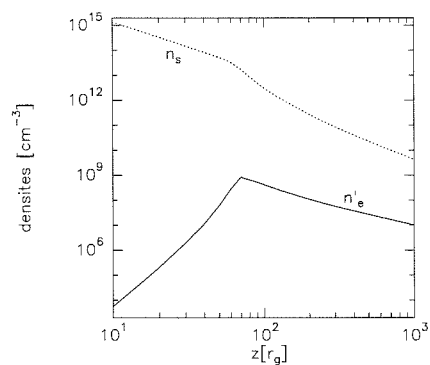


FIG. 2.1 – Solutions des équations de conservation en photons n_s et en paires n'_e en fonction de la coordonnée z dans le jet.

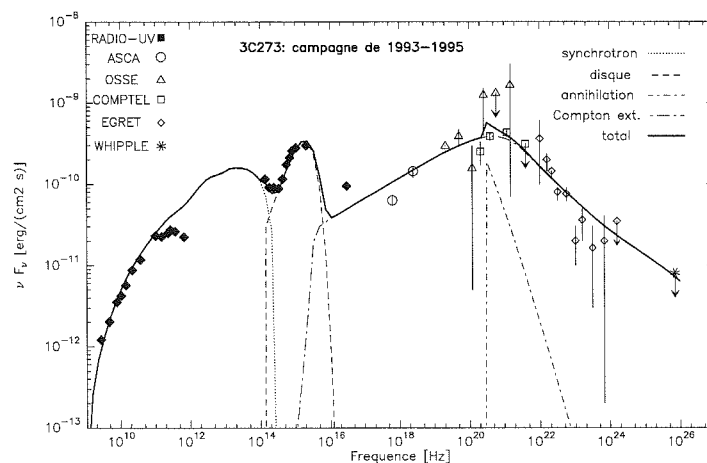


FIG. 2.2 – Spectre synthétique multi-longueur d'onde correspondant, comparé aux observations quasi-simultanées de la campagne 1993-1995 (Von Montigny *et al.* 1997).

une opacité Thomson de l'ordre de 1 se forme, donnant lieu à une forte absorption des photons mous du disque (figure 2.1). Le seul effet portant sur la partie haute énergie du spectre est celui de l'absorption Gamma, c'est-à-dire que la valeur de γ_{max} est fixée dans tout le jet, sans tenir compte de l'équation 1.50. On observe bien la rupture de spectre autour du MeV (figure 2.2). Le spectre synchrotron est ajusté à partir de la densité en paires obtenue, et les photons synchrotron ne sont pas pris en compte pour le calcul du spectre haute énergie.

2.2 Centaurus A: un Blazar mal orienté?

Centaurus A est un NAG proche ($z = 0.0008$) typique de la classe des Radio source FR I (voir figure 1.3). Plusieurs arguments semblent indiquer que le jet de Centaurus A est vu de côté: les études polarimétriques dans l'Infrarouge de (Bailey *et al.* 1986a), la mise en évidence de composantes Radio subluminiques par les techniques VLBI (Meier 1993) et la détection d'un contre-jet (Jones *et al.* 1996). Si tel est le cas, le facteur Doppler entre le référentiel lié à ce jet relativiste et l'observateur peut-être inférieur à 1. On a alors affaire à une atténuation Doppler (voir figure 4.4).

Centaurus A a été récemment observé par le satellite CGRO (OSSE:Kinzer *et al.* (1995), COMPTEL:Steinle & the COMPTEL Collaboration (1996); Steinle *et al.* (1998) et EGRET:Thompson *et al.* (1995)). Ce dernier a mis en évidence deux états d'activité pour ce NAG :

- un état haut observé en 1991 pendant la période d'observation VP 12 de CGRO. Cet état est caractérisé par un spectre en X dur présentant une cassure autour de $\sim 120\text{keV}$ et $\Delta\alpha = 0.7 \pm 0.15$.
- un état de plus faible activité en X correspondant aux autres périodes d'observation avec toujours la présence d'une cassure spectrale.

Skibo *et al.* (1994) ont interprété le spectre observé par OSSE en terme de coupure exponentielle. Leur modèle montre qu'on peut reproduire une telle coupure par la comptonisation par un plasma thermique d'une composante haute énergie émise par le coeur de l'objet. Les photons de haute énergie sont émis selon une loi de puissance dans le jet relativiste, et sont donc amplifiés dans la direction du jet. L'observateur voit les photons diffusés par le plasma thermique. En tenant compte de la coupure Klein-Nishina, on obtient un spectre en loi de puissance avec une coupure exponentielle dépendant de la température du plasma.

Cependant les observations COMPTEL et EGRET semblent indiquer qu'il faut tenir compte d'une rupture de pente dans le spectre, plus que d'une coupure exponentielle. Ceci est en faveur d'un modèle non thermique. De plus les observations montrent une variabilité sur des échelles de temps de l'ordre du mois à moins d'une journée. La compacité déduite de ces temps de variabilité est de l'ordre $\sim 0.01 - 0.1$ (Jourdain

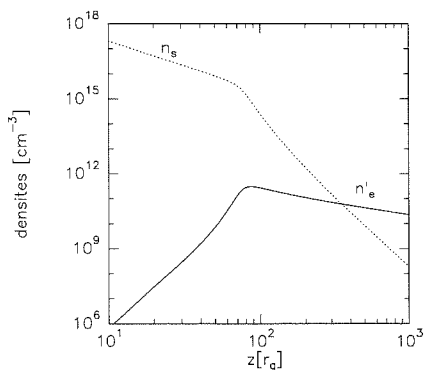


FIG. 2.3 – Solutions des équations de conservation en photons n_s et en paires n'_e en fonction de la coordonnée z dans le jet.

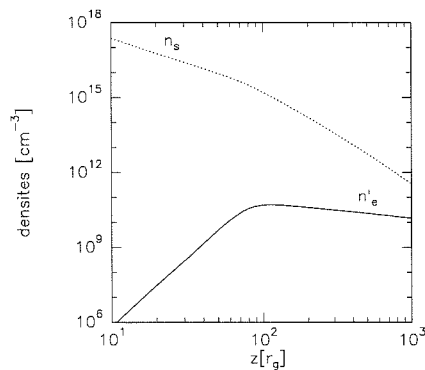


FIG. 2.5 – Solutions des équations de conservation en photons n_s et en paires n'_e en fonction de la coordonnée z dans le jet.

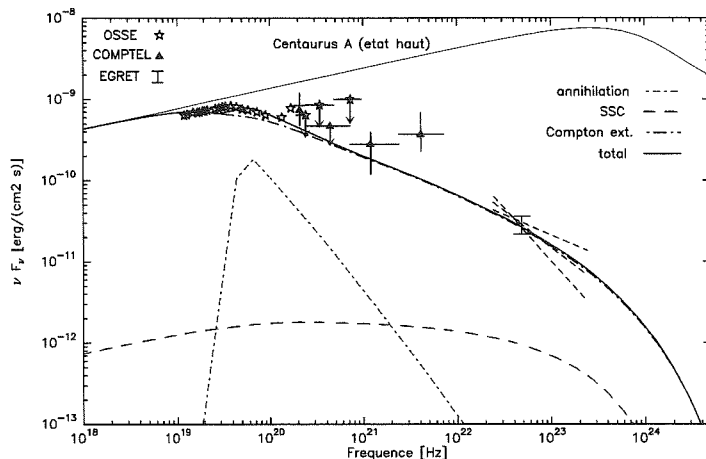


FIG. 2.4 – Modélisation de l'état haut de Centaurus A observé par CGRO en 1991 (VP 12). La courbe en trait fin correspond au spectre non absorbé.

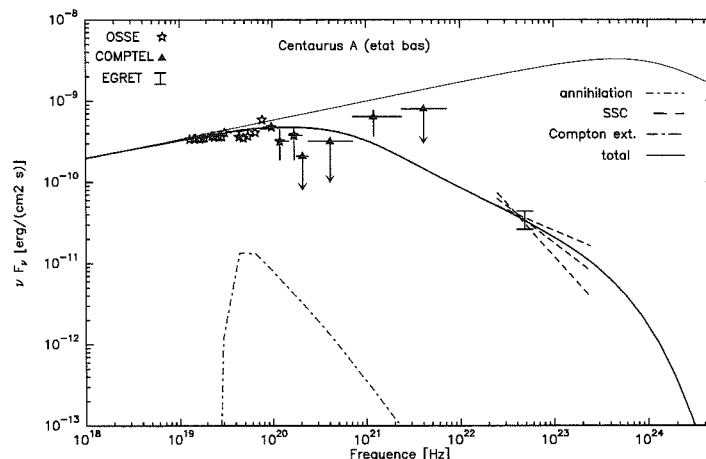


FIG. 2.6 – Modélisation de l'état bas de Centaurus A observé par CGRO en 1991. La courbe en trait fin correspond au spectre non absorbé.

et al. 1993; Kinzer *et al.* 1995). En tenant compte d'une émission anisotrope avec un facteur Doppler inférieur à l'unité, la compacité peut être supérieur à un, ce qui est compatible avec un modèle avec création de paires.

Forts de ces remarques, nous avons appliqué le modèle de (Marcowith *et al.* 1995) pour modéliser les deux états d'activités X décrits précédemment. Les deux états haut et bas correspondent respectivement aux conditions aux limites 1.52 et 1.53. Ces solutions ont conduit à la publication Marcowith *et al.* (1998), publication dans laquelle

	M	\dot{M}	θ_1	s	$\tau_{0/1}$
état haut	5	$9 \cdot 10^{-2}$	84°	2.5	$\tau_0 = 1.3$
état bas	-	-	-	2.53	$\tau_1 = 0.2$

	γ_0	ζ	ϵ	B_0	λ	ω
état haut	$5 \cdot 10^8$	-1.1	0.3	2	1	0
état bas	-	-	-	-	-	-

TAB. 2.1 – Paramètres utilisés pour la modélisation de Centaurus A. M est unité de $10^6 M_\odot$, \dot{M} en $M_\odot \cdot \text{an}^{-1}$, B_0 en Gauss et z_1 en r_g . La géométrie considérée est cylindrique pour $z < 10^3 r_g$.

la composante SSC n'est pas incluse. Je reporte dans les figures 2.4 et 2.6 ces modélisations obtenues avec la prise en compte du rayonnement SSC, à partir de paramètres légèrement différents de ceux de l'article. Le tableau 2.2 comporte tous les paramètres utilisés. La composante SSC est donnée pour indication, mais les paramètres choisis ne sont pas contraints. Pour obtenir un ajustement cohérent avec la composante SSC, il faut étudier également la composante synchrotron Radio-Infrarouge, si possible simultanée aux observations haute énergie. Ce travail est à réaliser.

Les conditions aux limites sont celles décrites par les équations 1.52 et 1.53. Les deux états sont convenablement reproduits en changeant des paramètres liés uniquement à la distribution en particules ($s, \tau_{0/1}$). L'état bas correspond à une solution moins dense en particules comme le montre la figure 2.6. Le passage à l'état haut correspond à un taux de production de paires plus important.

Les effets d'absorption gamma-gamma sont clairement visibles sur les figures 2.4 et 2.6. Les photons au-delà du seuil de création de paires (0.511 MeV) sont reprocessés dans la composante d'annihilation. L'effet d'absorption se traduit par une rupture de pente dans le spectre. Dans le référentiel lié au plasma cette rupture est effectivement autour de 0.511 MeV. Pour l'observateur terrestre, il faut tenir compte du facteur Doppler dans la zone d'émission (environ $100 r_g$, cf figure 2.4 ou 2.6), facteur qui est dans ce cas inférieur à 1 pour un angle d'observation de 84° , donnant une position de la rupture de pente autour d'une centaine de keV.

2.3 3C273

Les deux campagnes multi-longueur d'onde de 3C 273 ont montré des spectres assez semblables. Nous nous intéressons ici aux données les plus récentes, *i.e.* celles de Von Montigny *et al.* (1997). L'ajustement de notre modèle à ces données est représenté figure 2.7.

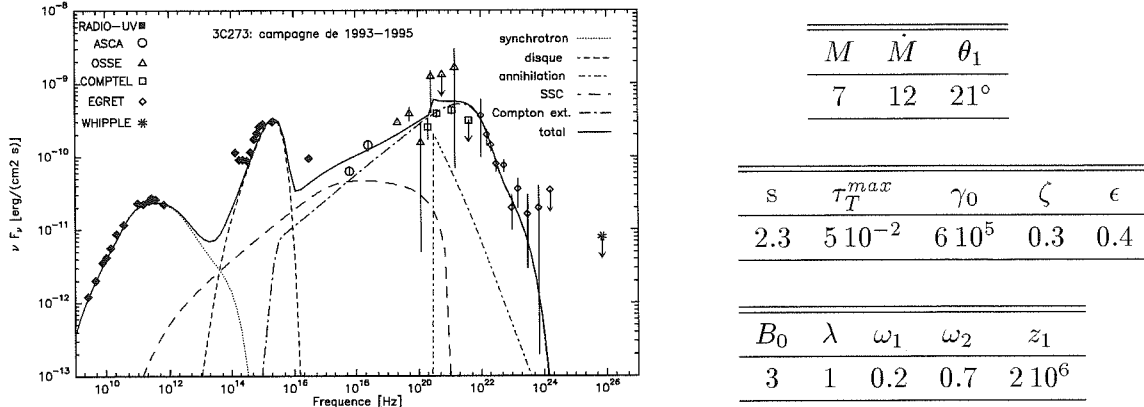


FIG. 2.7 – À gauche: spectre simulé comparé aux observations multi-longueur d'onde quasi-simultanées de 3C 273 (Von Montigny et al. 1997). À droite: paramètres utilisés pour obtenir le spectre synthétique. M est unité de $10^8 M_\odot$, \dot{M} en $M_\odot \cdot \text{an}^{-1}$, B_0 en Gauss et z_1 en r_g .

L'émission haute énergie, dans notre modèle, est dominée par la contribution Compton sur les photons externes. La composante SSC contribue aux photons X. Nous pouvons voir figure 2.8 que les différentes composantes ne sont pas émises par les mêmes zones du jet: la zone d'émission Compton externe est située à une centaine de rayons de Schwarzschild au-dessus du trou noir, alors qu'une fraction non négligeable de la composante SSC est émise beaucoup plus loin dans le jet.

Ce phénomène est encore plus visible figure 2.9 où est représentée la luminosité différentielle à haute énergie en fonction de la position dans le jet, pour différentes énergies. On peut noter plusieurs faits importants:

- la composante SSC contribue essentiellement aux énergies inférieures au MeV et est dominante pour $z \sim 10^3 r_g$.
- l'effet de création de paires sur les photons haute énergie est clairement visible. La zone de création de paires est située autour d'une centaine de r_g . La forme du spectre à haute énergie dépend de l'effet d'absorption Gamma, mais également de la variation en fonction de z du facteur de Lorentz maximal des paires.
- l'Infrarouge est émis beaucoup plus proche $z \sim 10^3 r_g$ dans le jet que la Radio $z \sim 10^7 - 10^8 r_g$. Le rayonnement synchrotron est en fait réabsorbé dans le domaine Radio au départ du jet. L'ouverture du jet avec la diminution de la densité en paires font passer le rayonnement synchrotron du régime optiquement épais au régime optique mince dans le domaine Radio.

Ceci suggère que si un sursaut d'activité correspond au passage du plasma relativiste dans le jet, on s'attend à des décalages temporels qui peuvent être complexes entre les différentes énergies émises.

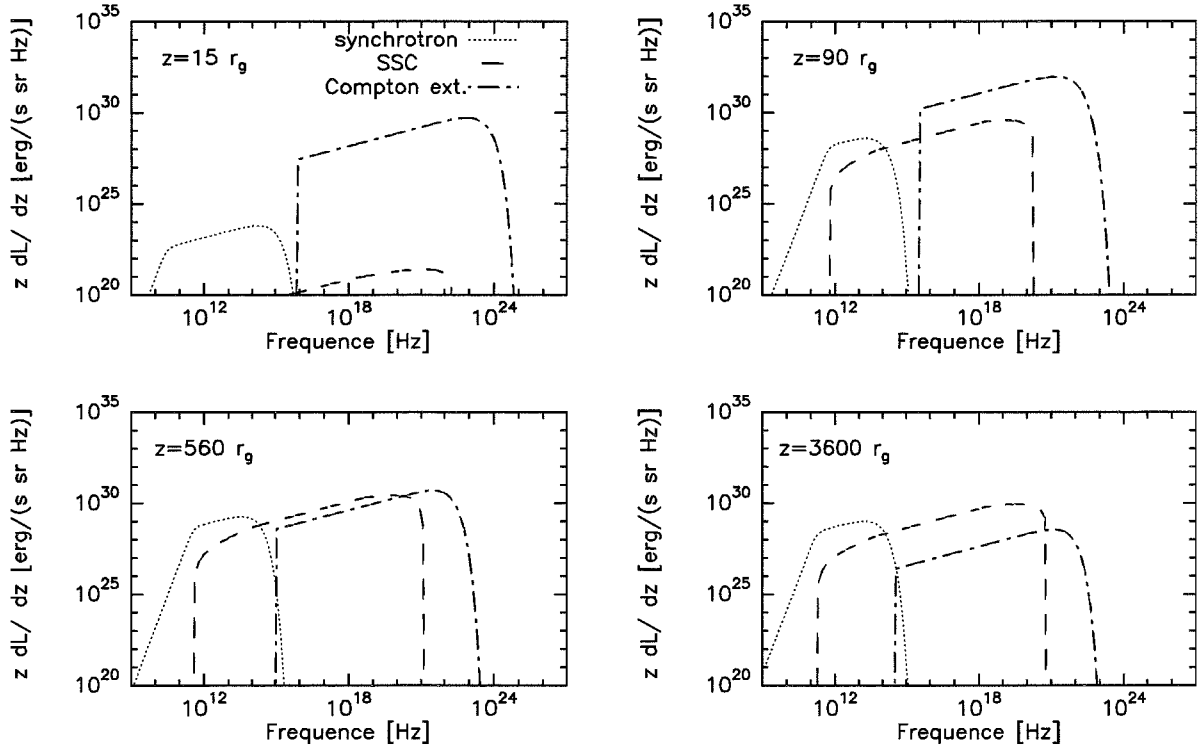


FIG. 2.8 – Luminosités synchrotron, SSC et Compton externe pour différentes positions dans le jet, obtenues pour la modélisation du spectre de 3C 273.

L'influence des différents paramètres sur le spectre modélisé est représentée figure 2.10. À partir de cette figure, on peut discuter la méthode d'ajustement utilisée pour 3C 273. La valeur de l'angle θ_1 est contrainte par les observations VLBI avec $14^\circ < \theta_1 < 26^\circ$ (Zensus *et al.* 1990). À partir de cette donnée, la première étape est d'obtenir un ajustement du 'Blue Bump'. Nous avons trouvé que l'on obtient de meilleurs résultats en considérant que la dissipation d'énergie dans le disque n'est effective qu'au-delà d'un rayon $r_i = 10r_g$. La région interne du disque ne rayonne pas; ceci est compatible avec l'idée que l'énergie libérée par l'accrétion est emportée sous forme de puissance cinétique par le jet MHD. Le choix des autres paramètres pour obtenir un ajustement convenable n'est pas unique. En effet, l'influence d'un paramètre peut être compensée par celle d'autres paramètres. Il faut isoler parmi tous les paramètres ceux qui n'influencent qu'une seule caractéristique du spectre. Par exemple, la coupure du spectre à haute énergie est déterminée par la variation de γ_{max} en fonction de z . Celle-ci est essentiellement sensible à γ_0 , ζ (dont l'influence n'est pas donnée sur la figure 2.10), ϵ et B_0 . De la même façon la forme globale du spectre synchrotron est sensible à z_1 , ω_2 , s et τ_T^{max} . Cependant la plupart des paramètres jouent sur plusieurs caractéristiques. Par exemple ϵ ne fixe pas uniquement la valeur de la coupure haute

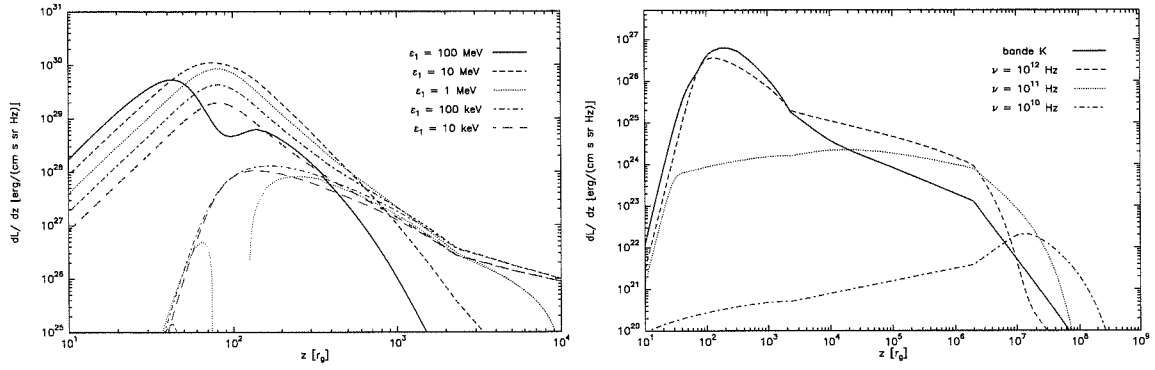


FIG. 2.9 – À gauche: luminosité différentielle à haute énergie en fonction de la position dans le jet (pour z jusqu'à $10^4 r_g$) et pour différentes énergies. En trait fin est représentée la contribution SSC. À droite: luminosité différentielle de l'Infrarouge au domaine Radio en fonction de la position dans le jet (pour z jusqu'à $10^9 r_g$).

énergie, mais modifie le niveau général d'émission, et modifie aussi le rapport entre les composantes synchrotron et SSC. Ce paramètre est de plus très sensible. On obtient ainsi sur la figure 2.10, pour une valeur de $\epsilon = 0.3$, un spectre où la contribution SSC domine largement la contribution synchrotron en terme de densité d'énergie. Ce type de solution est dans le régime de catastrophe Compton.

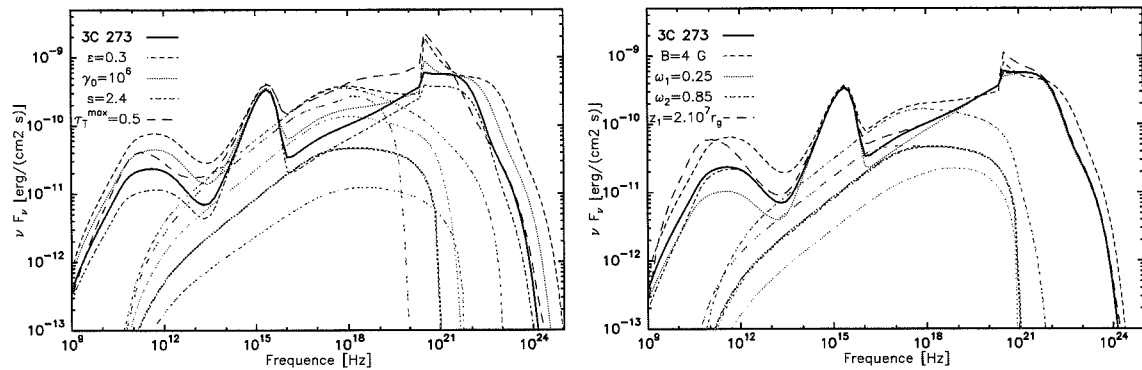
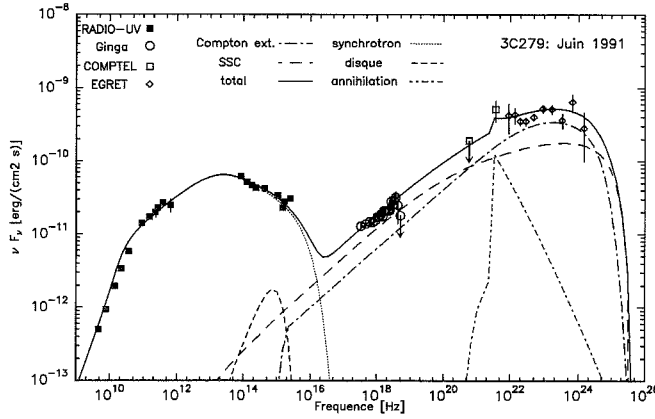


FIG. 2.10 – Cette figure illustre l'influence des différents paramètres du modèle. À chaque spectre correspond le changement d'un seul paramètre, les autres étant ceux de l'ajustement donnant le spectre de la figure 2.7, spectre reporté ici en trait plein gras et noté 3C 273. Pour chaque spectre est également reportée en trait gris la contribution SSC correspondante.

Généralement la procédure d'ajustement est d'obtenir un spectre X (pente et flux) et une coupure haute énergie corrects en jouant sur s et sur les paramètres influençant γ_{max} . Le spectre synchrotron n'est généralement pas correct. On peut alors modifier les paramètres déterminant la forme de ce spectre synchrotron, jusqu'à obtenir le meilleur ajustement possible. Cet ajustement n'est généralement toujours pas correct; il faut



M	\dot{M}	θ_1
20	0.8	1.4°

s	τ_T^{max}	γ_0	ζ	ϵ
2.19	$9 \cdot 10^{-3}$	$4.5 \cdot 10^7$	0.45	0.35

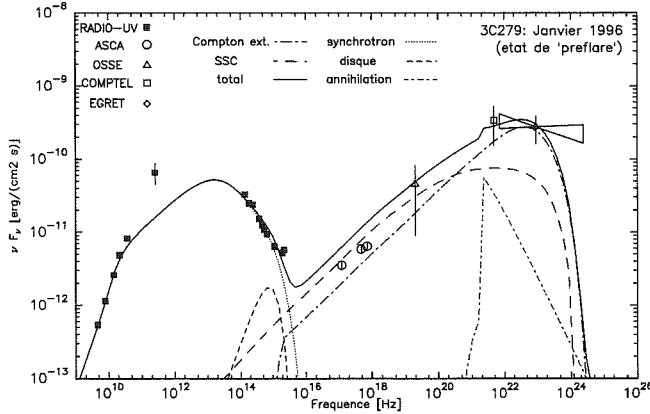
B_0	λ	ω_1	ω_2	z_1
0.3	1	0.3	1.4	$6 \cdot 10^6$

FIG. 2.11 – À gauche: spectre simulé comparé aux observations multi-longueur d'onde quasi-simultanées de 3C 279 en juin 1991 (Wehrle et al. 1998). À droite: paramètres utilisés pour obtenir le spectre synthétique. M est unité de $10^8 M_\odot$, \dot{M} en $M_\odot \cdot \text{an}^{-1}$, B_0 en Gauss et z_1 en r_g .

alors modifier les paramètres initiaux sur la coupure du spectre et recommencer l'opération. La convergence de cette technique n'est pas forcément très rapide, étant donné la sensibilité des équations couplées et non linéaires de la modélisation. Cette sensibilité assure également que la plage de variation de chacun des paramètres est assez réduite pour obtenir un ajustement correct. Le spectre obtenu correspond à une valeur de χ^2 réduit de 2.9 pour l'ajustement des points haute énergie ($\nu > 10^{17}$ Hz), pour 7 paramètres d'ajustement (tous les paramètres sauf z_1 , ω_2 , M , \dot{M} et θ_1).

2.4 3C279

L'application de notre modèle aux données obtenues pour 3C 279 est représentée figure 2.4 et 2.4. Nous avons choisi d'étudier le spectre observé lors du sursaut d'activité de 1991 et l'état dit de 'preflare' observé en janvier 1996. L'état dit de 'flare' qui a suivi en février 1996 n'a pas été envisagé dans le cadre de ce modèle stationnaire. La méthode d'ajustement est identique à celle utilisée pour 3C 273, mis à part l'ajustement des paramètres M et \dot{M} qui ne sont pas contraints par l'observation directe du 'Blue Bump'. Cependant une contrainte est apportée par le flux Ultraviolet en dehors d'un sursaut, si l'on suppose que le sursaut est dû à une composante synchrotron et qu'il se superpose à l'émission d'un disque d'accrétion. Des valeurs de $\nu F_\nu \sim 1 - 2 \cdot 10^{-12}$ erg.s⁻¹.cm⁻² à $\nu \sim 1.5 \cdot 10^{15}$ Hz peuvent ainsi être estimées (Koratkar et al. 1998; Pian et al. 1999). L'angle θ_1 est contraint par l'observation d'une composante VLBI avec une vitesse apparente de 10 c, soit $\theta_1^{max} = 11.4^\circ$. Les meilleurs ajustements obtenus sont pour des angles proche de la valeur donnée figure 2.4.



M	\dot{M}	θ_1
20	0.8	1.4°

s	τ_T^{max}	γ_0	ζ	ϵ
2.13	$7 \cdot 10^{-3}$	$5.5 \cdot 10^6$	0.3	0.35

B_0	λ	ω_1	ω_2	z_1
0.3	1	0.3	1.4	$6 \cdot 10^6$

FIG. 2.12 – À gauche: spectre simulé comparé aux observations multi-longueur d'onde quasi-simultanées de 3C 279 (Wehrle et al. 1998). À droite: paramètres utilisés pour obtenir le spectre synthétique. M est unité de $10^8 M_\odot$, \dot{M} en $M_\odot \cdot \text{an}^{-1}$, B_0 en Gauss et z_1 en r_g .

Les solutions obtenues sont assez semblables. Le χ^2 réduit de l'ajustement des points haute énergie $\nu > 10^{16}$ Hz est de 5.1 pour les observations de juin 1991. On passe d'une solution à l'autre en ne changeant que des paramètres liés au plasma de paires, *i.e.* l'indice spectral, l'opacité Thomson maximale et la manière dont la turbulence est injectée dans le jet. La composante SSC joue un rôle plus important dans la modélisation de la partie haute énergie du spectre. La contribution des photons du disque étant beaucoup plus faible que dans le cas de 3C 273, on s'attend effectivement à obtenir de telles solutions.

La représentation de la luminosité émise à différentes positions dans le jet pour la modélisation du spectre de juin 1991 correspond à la figure 2.13. On retrouve le même type de comportement que pour la modélisation de 3C 273, avec la composante Compton externe émise plus rapidement dans le jet que la composante SSC. La composante Compton externe contribue ainsi à plus haute énergie, car à la base du jet la valeur de γ_{max} n'est pas encore altérée par le terme en W_e/W_b dans l'équation 1.50.

2.5 Une autre approche pour Mkn 501

L'application du modèle de jet aux données observationnelles de Mkn 501 (par exemple celle obtenue par Pian *et al.* (1998), voir figure III-2.13) ne fonctionne pas de manière satisfaisante pour plusieurs raisons:

- (i) le modèle ne tient compte de la création de paires qu'entre photons X et photons Gamma émis dans la composante CI. Les observations de Mkn 501 ne sont pas compatibles avec cette approche. L'absorption, si elle a lieu, peut se faire entre les photons X et Gamma produit directement par le processus synchrotron,

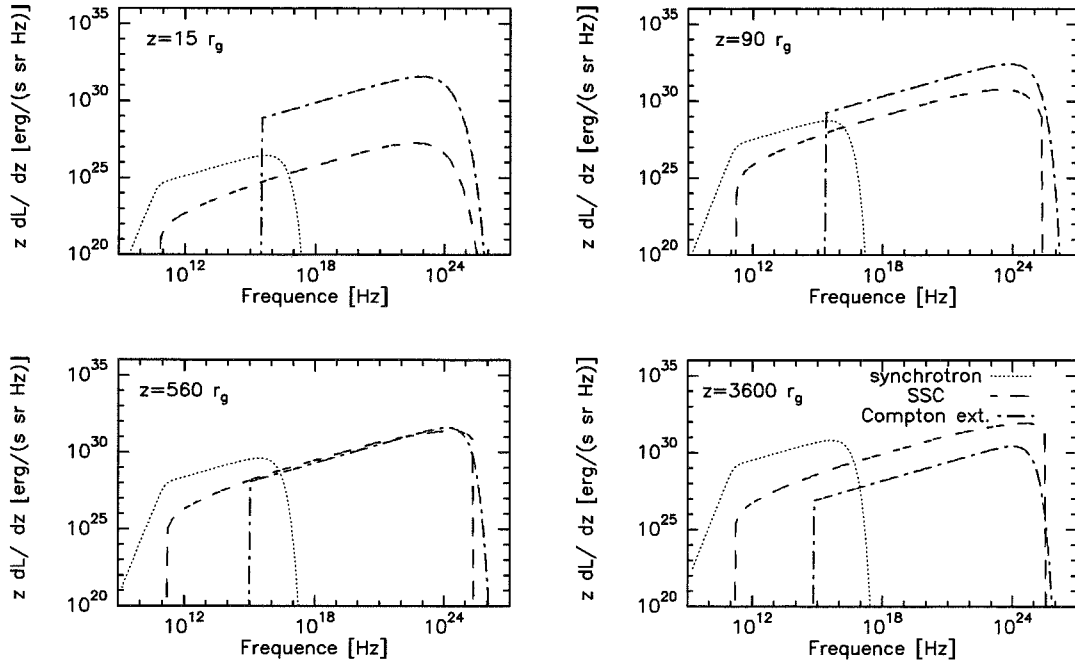


FIG. 2.13 – Luminosités synchrotron, SSC et Compton externe pour différentes positions dans le jet, obtenues pour la modélisation du spectre de juin 1991 pour 3C 279.

comme semble l'indiquer la coupure observée dans ce spectre vers 1 MeV. Elle peut également impliquer des collisions entre photons du TeV et photons Infrarouge directement produits par le rayonnement synchrotron.

- (ii) le modèle ne reproduit pas bien le spectre X qui ne suit pas une loi de puissance.
- (iii) la contribution de photons provenant d'un disque d'accrétion est faible, ce qui implique que le terme d'opacité l'est également, à moins d'invoquer une densité en paires plus importante.

Par contre le type de spectre observé semble se prêter à une modélisation de type SSC homogène, avec injection d'une population de particules monoénergétiques. Une telle distribution en particules peut être générée par un processus d'accélération stochastique sous forme d'une pile-up (voir paragraphe II-1.3). Le modèle étudié précédemment peut donc être modifié en considérant que la population de particules suit une telle loi et que, en tenant compte du point (i), le terme de création de paires doit prendre en compte la composante synchrotron. Je présente ici une version simplifiée du programme décrit précédemment. Nous avons, en effet, dans un premier temps considéré un modèle homogène où les paires sont injectées suivant une forme de pile-up et refroidies ensuite. La zone d'émission est sphérique de rayon R et l'intensité du

champ magnétique B est constante dans cette sphère. Cette source à un mouvement d'ensemble relativiste, qui correspond à un facteur Doppler δ pour l'observateur. Nous n'avons donc pas retenu l'approche auto-consistante qui prend en compte l'évolution du plasma suivant un terme de création de paires. L'opacité à la création de paires n'est calculée que pour obtenir l'absorption sur le spectre observé.

La densité en particules $n(\gamma, t)$ est supposée isotrope et est décrite par une équation cinétique de la forme (sans terme de fuite):

$$\frac{\partial n(\gamma, t)}{\partial t} + \frac{\partial(\dot{\gamma}n(\gamma, t))}{\partial \gamma} = Q(\gamma, t) \quad (2.1)$$

où $Q(\gamma, t)$ est le terme d'injection, et $\dot{\gamma}$ celui de refroidissement. Ce dernier prend la forme $\dot{\gamma} = -A\gamma^2$ dans le cas du refroidissement synchrotron que nous avons considéré dans la suite. Dans ce cas A est une constante, qui dépend de l'intensité du champ magnétique. La solution de cette équation vérifiant $n(\gamma, 0) = 0$ est :

$$n(\gamma, t) = \frac{1}{A\gamma^2} \int_{\gamma}^{\frac{\gamma}{1-A\gamma t}} Q\left(u, t - \left(1 - \frac{\gamma}{u}\right) \frac{1}{A\gamma}\right) \quad (2.2)$$

Le terme d'injection est choisi sous la forme d'une pile-up:

$$Q(\gamma, t) = n_0\gamma^2 e^{-\gamma/\gamma_c} \text{ pour } 0 < t < t_{inj} \quad (2.3)$$

À partir de la densité en particules, on peut calculer à chaque instant t le spectre synchrotron correspondant (cf équations C.18 et C.20), ainsi que le spectre SSC (cf équations 1.23 et 1.23). La composante SSC calculée dans le régime Klein-Nishina, ne peut pas être négligée, car l'observation de photons du TeV implique l'existence de particules de facteur de Lorentz $\gamma = 10^6$. Ces dernières peuvent interagir sur des photons synchrotron dont l'énergie dépasse largement $\epsilon_s = 10^{-6}$ dans le cas de Mkn 501. Les formules correspondant aux équations citées ne sont plus simplifiables comme dans le cas d'une distribution en loi de puissance. Elles sont donc calculées numériquement. De même l'opacité à la création de paires doit être calculée numériquement. Dans l'approximation isotrope l'équation 1.31 peut être mise sous la forme:

$$\frac{d\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon_1)}{dZ} = \frac{16\pi}{\epsilon_1^2} \int \frac{n_{ph}(\epsilon_2)}{\epsilon_2^2} \Sigma(\epsilon_1\epsilon_2) d\epsilon_2 \quad (2.4)$$

où :

$$\Sigma(x) = \int_0^{\sqrt{1-1/x}} \sigma_{\gamma\gamma' \rightarrow e^+e^-}(\tilde{\beta}) \frac{\tilde{\beta}}{(1-\tilde{\beta}^2)^3} d\tilde{\beta} \quad (2.5)$$

Cette dernière intégration peut être effectuée analytiquement et conduit à une expression sous forme de fonctions usuelles. Le terme d'opacité pour la source sphérique est $\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon_1) = \frac{d\tau_{\gamma\gamma}}{dZ}(\epsilon_1) R$ et conduit à une absorption du spectre émis.

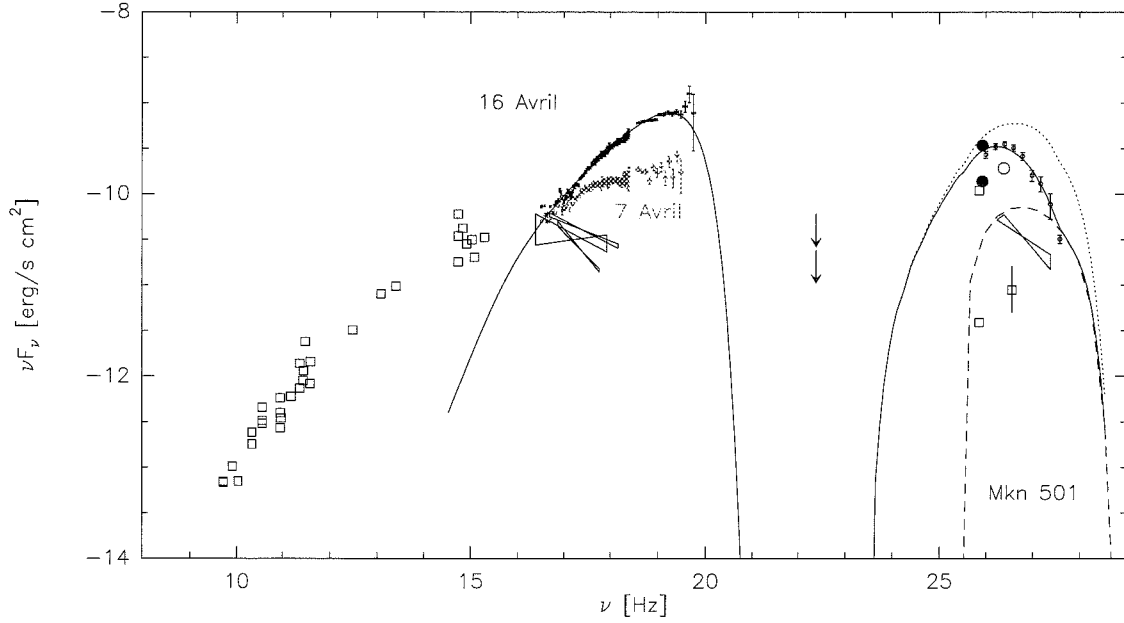


FIG. 2.14 – Ajustement du modèle détaillé dans cette section pour les données observationnelles de Mkn 501 obtenues en Avril 1997. En plus des données publiées par Pian et al. (1998) est représenté le spectre obtenu avec le télescope CAT (symbole avec barre d'erreur). En trait plein est représenté le modèle avec absorption Gamma, en trait pointillé, le modèle sans absorption et en tirets, la composante Klein-Nishina du processus SSC.

Ce modèle a été appliqué aux observations du 17 Avril 1997 de Mkn 501. Le résultat obtenu est représenté figure 2.14. Les paramètres utilisés sont les suivants: $B = 0.26$ G, $R = 2 \cdot 10^{15}$ cm, $\delta = 27$, $\gamma_c = 1.2 \cdot 10^6$, $\tau_T \equiv \sigma_T R \int_1^{\gamma_c} d\gamma \int_0^{t_{inj}} dt Q(\gamma, t) = 10^{-8}$ et $t_{inj} = 3.9 \cdot 10^4$ s.

Sur cette figure, on voit que l'on peut obtenir un bon ajustement en tenant compte de l'absorption Gamma sur la composante SSC. Ceci est prometteur pour obtenir un modèle auto-consistant avec création de paires. Il faut noter que le résultat présenté ne tient pas compte de l'absorption des photons du TeV sur les photons du fond Infrarouge intergalactique qui doit affecter le spectre au-dessus de 1 TeV.

2.6 Conclusion

Le modèle originel sur lequel s'est greffé mon travail a été développé dans un premier temps pour expliquer la cassure spectrale observée dans le spectre de certains Blazars autour du MeV. La prise en compte de l'absorption $\gamma - \gamma$ permet d'expliquer naturellement le développement du plasma de paires ainsi que la présence d'une rupture de pente dans le spectre haute énergie située à $\sim 0.511 \mathcal{D}(z_0)$ MeV. Cet effet permet de rendre compte de la rupture de pente à ~ 120 keV observée dans les données CGRO de Centaurus A. La prise en compte de la composante SSC semble modifier un peu ce point de vue. Le changement dans le spectre s'explique cette fois-ci par deux effets, l'absorption mais également un effet de coupure du spectre à l'énergie maximale émise. La condition de catastrophe Compton impose en effet une limite sur le facteur de Lorentz maximal des particules rayonnantes. Cette limite contraint la forme du spectre.

Nous avons cependant montré qu'un modèle inhomogène prenant en compte à la fois la comptonisation de photons externes (disque d'accrétion) et le processus SSC permet de rendre compte des observations multi-longueur d'onde des objets les mieux étudiés (3C 273, 3C 279). Le processus SSC limite les effets d'absorption dans le sens où pour éviter d'être dans le régime de catastrophe Compton, à la fois la densité et l'énergie maximale des paires sont contraintes. La forme du spectre haute énergie dépend alors à la fois de l'effet d'absorption et de l'évolution du facteur de Lorentz maximal des paires dans le jet.

Différents états d'activité peuvent être ajustés en changeant des paramètres liés à la composition du plasma. Ceci suggère que la variabilité des Blazars peut s'expliquer par un changement dans le processus de formation du plasma. De plus, nous avons vu que la structure inhomogène permet d'obtenir une stratification complexe de l'émission à différentes énergies, qui semble être nécessaire pour l'explication de la diversité des comportements temporels observés pour les Blazars.

Cependant l'observation de sursauts rapides d'activité (comme pour 3C 279) sort du cadre d'un modèle stationnaire, étant donné que les effets de propagation du plasma de paires dans le jet ne sont plus négligeables. Nous allons voir dans le chapitre suivant que le processus de création de paires est instable dans la zone la plus compacte du jet. Cette instabilité offre une possible explication du phénomène de variabilité des Blazars.

Le cas des BL Lacs a été abordé à partir d'un modèle différent de celui discuté précédemment, notamment parce que l'on ne peut plus considérer la formation du plasma de paires par interaction des photons Gamma et X de la composante CI du spectre. Nous avons développé les bases d'un modèle prenant en compte l'absorption Gamma entre photons de la bosse SSC et photons synchrotron, et entre deux photons synchrotron, dans le cadre d'une zone d'émission homogène. Ce modèle doit être amélioré pour prendre en compte la formation du plasma de paires de façon auto-consistante.

Publication

Non-thermal pair model for the radio-galaxy Centaurus A.

Marcowith, A., Henri, G., & Renaud, N., *Astron. Astrophys.*, **331**, L57-L60 (1998)

Astron. Astrophys. 331, L57–L60 (1998)

**ASTRONOMY
AND
ASTROPHYSICS**

LETTER

*Letter to the Editor***Non-thermal pair model for the radio-galaxy Centaurus A**A. Marcowith^{1,2}, G. Henri², and N. Renaud²¹ Max-Planck-Institut für Kernphysik, Postfach 10 39 80, D-69029 Heidelberg, Germany,² Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble, Université J. Fourier, BP 53, F-38041 Grenoble Cedex 9, France

Received 16 September 1997 / Accepted 30 October 1997

Abstract. In this letter we consider the production of hard X-ray spectrum of the radio galaxy Centaurus A by a relativistic electron-positron beam scattering soft photons coming from an accretion disk. The spectral break of order of 0.7 observed at ~ 120 keV in the 1991 high emission state is explained by γ - γ absorption of soft gamma-ray photons. The misaligned nature of the relativistic jet explains a redshifted spectral break with regard to pair creation energy threshold. We fit the data with a jet direction making an angle of 80° with the line of sight. We also consider lower Thomson optical depth solutions, and we apply them to the 1992-1994 low state of activity of the source.

Key words: galaxies: active – galaxies: individual Cen A – radiation mechanisms: nonthermal – Gamma-rays: theory

1. Introduction

The radio galaxy Centaurus A (NGC 5128-PKS 1322-427) has been recently observed at hard X-rays with the *Oriented Scintillation Spectrometer Experiment* (OSSE) instrument on the *Compton Gamma Ray Observatory* (CGRO, Johnson et al. 1993). Although intrinsically weaker than other Quasars, these observations have confirmed Centaurus A to be one of the brightest active galactic nuclei at 100 keV. But other peculiar spectral features have been found combining OSSE and COMPTEL observations (Kinzer et al. 1995; Steinle et al. 1996, 1998). (1) The existence of two states of activity: (i) a high one, observed in 1991 during the VP 12 phase of simultaneous OSSE-COMPTEL-EGRET observations, with a hard X-ray spectrum indicating spectral softening above ~ 120 keV with the possibility of a broken power-law with a spectral break of 0.7 ± 0.15 , (ii) a low state observed by OSSE for all periods except the VP 12 one. (2) A spectral break moving to higher energies (~ 150 keV) for lower emission states. (3) An energy spectral index of $\sim 0.7 \pm 0.08$ below the break independent of the intensity. (4) A peak of energy at ~ 200 keV with a luminosity in the 50 keV-1 MeV band of $\sim 7.10^{42}$ erg/s. (5) Finally long and short term time variability ranging from months to less than one day.

Send offprint requests to: G. Henri

To reproduce these observations, Skibo et al. (1994) have considered the effect of cold (with $kT_e \ll m_e c^2$) electron clouds on beamed radiation produced in the nuclei. The electrons can move with bulk relativistic speeds along the jet axis and Compton scatter the incident power-law radiation. The beam can either be mono-directional (emitted by a point source), or isotropic in a particular relativistic frame. The beamed photons are thought to be produced by Inverse Compton emission involving low energy photons coming from the jet itself (synchrotron radiation) or from the disk. In each cases, the produced photons are energetic, and usually the Compton scattering on cold electron clouds takes place in the Klein-Nishina regime. The resulting spectrum shows an exponential cut-off above 500 keV, but can fit well the OSSE data with a power-law in the 50 – 500 keV range. However, the simultaneous COMPTEL (Steinle et al. 1996, 1998) and non-simultaneous EGRET (Thompson et al. 1995) detections make improbable the exponential shape of thermal Comptonisation models, and tend to favor non-thermal spectra with a break and beaming models.

The radio to X-ray emission from the jet is believed to be associated with synchrotron and/or Inverse Compton emission (Morganti et al. 1991; Hawarden et al. 1993). However, the misaligned nature of the jet is supported by the discovering of subluminal motions by VLBI technics (Meier et al. 1991), counter-jet detections (Jones et al. 1996), and IR polarimetry studies (Bailey 1986). In such case, the Doppler factor of the relativistic jet is lower than 1, and the usual break observed in radio-loud objects, such as 3C273, above 1 MeV should be redshifted around 100 keV, which is close to the observed value.

However, most of these models (Dermer & Schlikeiser 1993; Sikora et al. 1994) predict a spectral break of 0.5, due to Incomplete Compton or synchrotron cooling, in contradiction with the 1991 OSSE-COMPTEL and EGRET data. In a previous paper (Marcowith, Henri, Pelletier 1995, thereafter MHP) we have thus considered the role played by an electron-positron pair plasma in modeling the X-ray and gamma-ray spectra of Radio Loud Quasar. In our scheme, the relativistic particles are embedded and confined in a subrelativistic MHD (magneto-hydrodynamical) jet launched from the disk by magnetic effects (see MHP). This double structure, introduced first by Sol, Pelletier and Asséo (1989) to explain the radio structure of ex-

tragalactic sources, is known as the “two-flow” model. In this model, high energy photons are produced by Inverse Compton effect resulting from the interaction between soft photons coming from an accretion disk and a relativistic pair plasma, which is itself created in-situ by $\gamma - \gamma$ interactions. This can lead to the appearance of an energy dependent gamma-ray photosphere, producing an MeV spectral break. The energy spectral index above the break is approximately twice as large as the spectral index below (MHP). For the high state of Cen A emission, as mentioned in points (i) and (iii) above, this relation is indeed verified. We thus argue that the hard X-ray spectrum of Centaurus A is produced by such a mechanism. The X-ray compactness at 100 keV derived from variability observations (Jourdain et al. 1993; Kinzer et al. 1995) is $\sim 0.01 - 0.1$ but can reach values around 1 if the emission is anisotropic with a Doppler factor lower than 1 as it must be here, which supports the presence of pairs.

The letter is organized as follows: the section 2 recalls the main physical developments and results of the MHP paper, the section 3 refers to the comparison of the model with the observations. We conclude in Sect. 4.

2. The high energy model for extragalactic sources

2.1. The “two-flow” model

The paradigm of the present work is the two flow model as proposed by Sol et al. (1989) to explain radio phenomena in active galactic nuclei. The jet structure is divided in two parts. The first component is a subrelativistic MHD ($v_j \sim 0.3c$) electron-proton jet carrying most of the kinetic energy, flowing out of the central regions of the nuclei, launched from a magnetized accretion disk (Ferreira & Pelletier 1995). This flow is responsible for large scale structures such as two-sided kpc-Mpc jets, extended lobes, and hot spots where the kinetic energy can be dissipated by a strong shock (Pelletier & Roland 1986). The second component is a relativistic electron-positron pair beam confined by the jet and responsible for the small scale structures (≤ 100 pc) such as superluminal motions observed in VLBI.

This model was applied to high energy extragalactic sources (Henri & Pelletier 1991; Henri et al. 1993, and MHP). All these works deal with a relativistic pair plasma to produce high energy photons (γ and X-ray) by Inverse Compton scattering (IC) of soft photon emitted by an accretion disk. The anisotropy of the incoming photons have different consequences. First, the incident radiation power is converted into bulk motion by the anisotropic Compton emission of the pair plasma. This is the so called “Compton rocket” effect (O’Dell 1981). Without reheating, this effect is not efficient enough to explain the superluminal motions observed in VLBI (Phinney 1982). But, as the sub-relativistic jet can carry a large amount of energy without suffering strong IC losses, it can act as an energy reservoir for the beam. The pairs can be re-accelerated continuously, the rocket effect is extended on longer distances and final bulk Lorentz factors of order of 10 can be achieved (Henri & Pelletier 1991; Renaud & Henri 1998). Secondly, the X- and gamma-ray photons are beamed by Doppler boosting effect in the jet direction,

and can explain the huge high energy emission by lowering the compactness of the high energy source. In this case, a gamma-ray photosphere may exist in the beam structure (MHP, under different hypothesis see also Blandford & Levinson 1995). The high energy spectrum is characterized by a spectral break associated to the lack of gamma-ray (or hard X-ray in the present case) photons absorbed in the pair production process. The non-thermal X-ray spectrum is produced internally by IC effect.

2.2. The high energy spectrum

In the present model, the high energy photons are produced by IC effect on soft photons. The seeds photons can be internally produced as synchrotron radiation (Ghisellini 1991; Marscher & Bloom 1996), or come externally from a disk emission. In this last case, they can be scattered by surrounding clouds (Sikora et al. 1994), or come directly like in Dermer & Schlickeiser (1993). As in MHP, we will only consider here the photons coming from a standard accretion disk (Shakura & Sunyaev 1973). The high energy spectrum is thus a pure Inverse Compton spectrum altered by the pair creation. We recall here the main results of MHP’s model.

2.3. The pair model scenario

Thereafter, the photons energies are in $m_e c^2$ units, the subscripts s and 1 are used respectively for the soft disk photons and for the high energy scattered photons. The pair density distribution is assumed to be a power-law with an index $1 \leq s \leq 3$, taken between $\gamma_{min} = 1$ and γ_{max} . It is supposed to be isotropic in a frame moving with a relativistic speed $\beta_b c$. A small number of relativistic particles is supposed to be created near the black hole at the base of the jet by different effects such as Penrose process, or magnetic reconnection. Then, some soft photons (with a density $n_s \sim 10^{12} \text{cm}^{-3} (M/10^8 M_\odot)$) are IC scattered to produce X and gamma-ray photons. In the moving frame the opacity to pair production varies as

$$\tau_{\gamma\gamma}(z, \varepsilon'_1) \simeq \sigma_T^2 r(z)^2 n'_s(z) n'_e(z) (\varepsilon'_s(z) \varepsilon'_1)^{(s-1)/2}, \quad (1)$$

where $n'_e(z)$ is the pair density at a distance z above the black hole.

The huge number of soft photons leads to creation of new pairs along the jet. As the pair cascade becomes saturated, the particle population increases by pair production. When it becomes optically thick, the soft photon population decreases by IC absorption. Then pair production ceases and the pair density decreases, being governed by annihilation that takes place on a longer timescale. The evolution of the particle and photon populations is described by two continuity equations (see MHP, Eq. (57)). The boundary conditions were chosen in MHP at a distance z_0 where the soft photons are strongly (exponentially) absorbed by the pairs over a length as short as the width of the jet ($r(z_0) = 10r_G$). The plasma becomes there optically thick for both pair production and Thomson scattering, namely

$$\tau_{\gamma\gamma} = \tau_0 \leq 1$$

$$\tau_T = \sigma_T n'_{e0} r(z_0) = 1, \quad (2)$$

z_0 then denotes approximately the localization of the 0.511 MeV photosphere. The opacity parameter $\tau_0 \leq 1$ prevents the solutions from an unphysical strong absorption. z_0 is to be found by integrating the system backwards, down to small z , where the soft photon density matches n_{sD} emitted by the disk. For $z \geq z_0$ the high energy photons $\epsilon_1 \geq 1$ are still absorbed by the pair production effect (see Eq. (1)). Only the absorption of $n_s(z)$ by IC effect and $n_e(z)$ by annihilation can explain the drop of $\tau_{\gamma\gamma}$, and the formation of an energy dependant gamma-ray photosphere. This differential absorption explains the spectral break observed above MeV energies in the laboratory frame.

3. Comparisons to the Centaurus A X-ray spectrum

3.1. The parameters of the model

The free parameters used in this model are:

- The angle between the observer and the jet axis, θ_1 .
- The mass of the central object M (in solar masses M_\odot), which mainly controls the radius of the jet, taken to be $10r_G$.
- The accretion rate \dot{M} (in M_\odot/yr).
- The particle distribution index s , related to the X-ray energy spectral index $\alpha_< = (s - 1)/2$.
- The opacity parameter τ_0 .

In fact, the high energy spectrum is not very sensitive to variations of the accretion rate and hence to the disk luminosity (see MHP for explanations). The spectral index is constrained by the observations below the spectral break, and the parameter τ_0 is found to take limited values around 0.1. This leads to only two real free parameters; the angle θ_1 and the radius of the jet (or equivalently the central mass with the above assumption). It is important to realize that other important parameters, as the particle density, the distance from the center, the plasma velocity, are *not* free but are linked to the above quantities through the differential equations and their boundary conditions.

We apply our model to the 1991 simultaneous OSSE/COMPTEL (VP 12) observations, together with EGRET results from Thompson et al. (1995). The best fit for a cylindrical jet is given in Fig. 1.

For a Schwarzschild black hole we used the following set of parameters: $M = 3.10^6 M_\odot$, $\dot{M} = \dot{M}_{Edd}$, $s = 2.7$, $\tau_0 = 0.08$, $\theta_1 \sim 80^\circ$, where \dot{M}_{Edd} denotes the Eddington accretion rate. The internal radius of the disk is $r_i = 3r_G$ and the external one is $r_e = 3000r_G$. The emission zone z_0 is found to be located around $100 r_G$.

The derived angle confirms the misaligned nature of the Centaurus A jet and is in agreement with the previous derivations of the direction of the line of sight inferred from HII distributions studies (Graham (1979)), which is a little smaller.

3.2. A red-shifted spectral break

For the high state, the spectral break verifies well the relation $\alpha_> - \alpha_< = \alpha_< = (s - 1)/2 \sim 0.7$. Such a value is explained

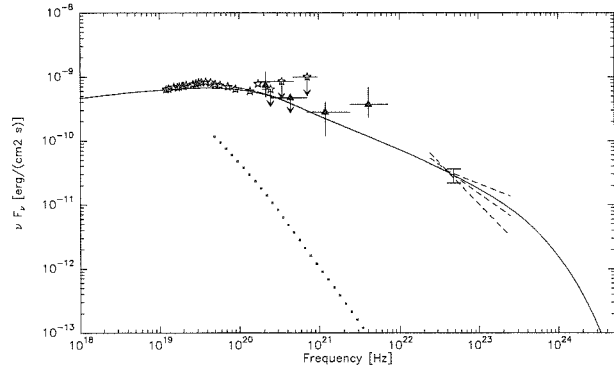


Fig. 1. Comparison between the high state of emission in 1991 and our model (solid line). The dotted line represents the annihilation component. The parameters are defined in the text. OSSE data are from Kinzer et al. (1995), COMPTEL data from Steinle et al. (1996) and EGRET data from Thompson et al. (1995) (dashed lines).

by the strong (exponential) absorption of the soft photons in the Thomson optically thick plasma at z_0 where the pair density reaches values of order of 10^{11}cm^{-3} for Centaurus A.

As pointed before, this strong absorption zone also corresponds to the gamma-ray photosphere of 0.511 MeV in the pair plasma rest frame. In the observer frame a Lorentz transformation shifts the energy of this optically thin region to $0.511 D_0$ MeV, where $D_0 = [\gamma_{b0}(1 - \beta_{b0} \cos \theta_1)]^{-1}$ is the Doppler factor at the emission zone.

If the soft photon source is a standard accretion disk the bulk Lorentz factor of the beam, for $r_i < z < r_e$, scales as (see Eq. (36) in MHP)

$$\gamma_b \equiv (z/r_i)^{1/4}, \quad (3)$$

In the present case, the inferred angles between the jet and the line of sight directions give $\cos \theta_1 \ll 1$, the Doppler factor at the emission zone $D_0 \sim \gamma_{b0}^{-1}$ is lower than 1, and the spectral break is red-shifted for an external observer. For a spectral break at $\sim 120 - 150$ keV depending of the state of the object we obtain $\gamma_{b0} \sim 4.3 - 3.4$. This corresponds well to the value expected around $100 r_G$. The annihilation line, which plays a minor role here, is also red-shifted down to an energy of $0.511 D_0$ MeV (see Eq. (67) in MHP).

3.3. Low states of activity

The 1992-1994 low state of activity shows a spectral softening located at a higher energy (~ 150 keV). Below the break, the energy spectral index (~ 0.7) does not seem to depend on the intensity level. Only the higher energy data from OSSE, COMPTEL and EGRET can constrain value of the spectral break. Unfortunately the OSSE-EGRET (VP 316) and COMPTEL (1992-1993) observations are not simultaneous, and precise value of the break can not be deduced. We argue that in our scheme the low state of activity can be associated with a less efficient pair formation process. This effect can be quantified by relaxing the “type I” opacity conditions used in our simulations (see Eq. (2)).

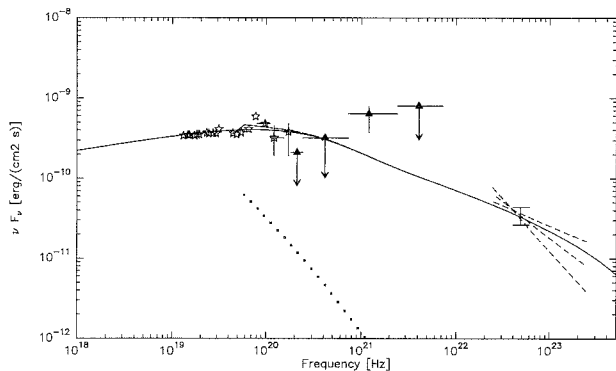


Fig. 2. Comparison between the 1992-1994 low state of emission and the model. The parameters are defined in the text. EGRET data are derived from Thompson et al. (1995) summing all phase 2 observations (P2).

The pair plasma is taken now to have a *longitudinal* (instead of *transverse*) Thomson optical depth of 1 at a distance z_1 where the corresponding opacity to pair production is τ_1 . The “type II” opacity conditions now read:

$$\begin{aligned} \tau_{\gamma\gamma} &= \tau_1 \\ \tau_T &= \sigma_T n_{e0} z_1 = 1, \end{aligned} \quad (4)$$

There is no simple relation between the two systems $[\tau_0, z_0]$ and $[\tau_1, z_1]$ due to the non-linear factor containing $\tau_{\gamma\gamma}$ (see Eq. (52) in MHP) in the continuity equations. In particular, low density solutions cannot be described by type I conditions. The soft photon and the particle densities with type II conditions are derived in the same way as for the type I.

The best fit of the low state is given in Fig. 2, with the parameters $M = 10^6 M_\odot$, $\dot{M} = \dot{M}_{Edd}$, $s = 2.6$, $\tau_1 = 0.15$, $\theta_1 \sim 80^\circ$. The model predicts $z_1 = 70 r_G$.

4. Conclusion

In the present work, the high and low states of the radio galaxy Centaurus A are investigated in the framework of the two flow model. High energy radiations are produced by a relativistic non-thermal pair plasma scattering soft photons coming from a standard accretion disk. Opacity to pair production can explain the spectra softening observed between 120 – 150 keV. The theoretical spectral break $\Delta\alpha = \alpha_< = 0.7$ matches the 1991 high state data. Due to large viewing angles, the beamed radiations

are redshifted with regard to the pair production threshold energy 0.511 MeV, giving typical Doppler factors of order of 0.3. The low state of activity observed between 1992 and 1994 can be associated with a less efficient pair plasma creation process, and can be fitted if the pair plasma has a longitudinal Thomson optical depth of one.

Acknowledgements. We would like to thank Dr H. Steinle for fruitful discussions about COMPTEL and EGRET results.

References

- Bailey J., Sparks W.B., Hough J.H., et al., 1986, *Nature* 322, 150
 Blandford R.D., Levinson A., 1995, *ApJ* 441, 79
 Dermer C.D., Schlickeiser R., 1993, *ApJ* 416, 458
 Ferreira J., Pelletier G., 1995, *A&A* 295, 807
 Fichtel C.E., Bertsch D.L., Chiang J., et al., 1994, *ApJS* 94, 551
 Ghisellini G., 1991, *MNRAS* 248, 14
 Graham J. A., 1979, *ApJ* 232, 60
 Hawarden T.G., Sandell G., Matthews H.E., et al., 1993, *MNRAS* 260, 844
 Henri G., Pelletier G., 1991, *ApJ* 383, L7
 Henri G., Pelletier G., Roland J., 1993, *ApJ* 404, L41
 Johnson W.N., Kinzer R.L., Kurfess J.D., et al., 1993, *ApJS* 86, 693
 Jones D.L., Tingay S.J., Murphy D.W., et al., 1996, *ApJ* 466, L63
 Jourdain, E., Bassani L., Roques J.P., et al., 1993, *ApJ* 414, 586
 Kinzer R.L., Johnson W.N., Dermer C.D., et al., 1995, *ApJ* 449, 105
 Marcowith A., Henri G., Pelletier G., 1995, *MNRAS* 277, 681 (MHP)
 Meier D.L., et al., 1993, In: Davis R.J., Booth R.S. (eds.) *Sub-Arcsecond Radio Astronomy*, Cambridge University Press, p 201
 Morganti R., Robinson A., Fosbury R.A.E., et al., 1991, *MNRAS* 249, 91
 Morini M., Anselmo F., Molteni D., 1989, *ApJ* 347, 750
 O’Dell S.L., 1981, *ApJ* 243, L147
 Pelletier G., Roland J., 1986, *A&A* 163, 9
 Phinney E.S., 1982, *MNRAS* 198, 1109
 Renaud N., Henri G., 1998, *MNRAS*, submitted
 Sikora M., Begelman M.C., Rees M.J., 1994, *ApJ* 421, 153
 Skibo J.G., Dermer C.D., Kinzer R.L., 1994, *ApJ* 426, L23
 Sol H., Pelletier, G., Asséo, E., 1989, *MNRAS* 237, 411
 Steinle, H., et al., 1996, In: Kirk J.G., Camenzind M., von Montigny C., Wagner S. (eds) *Proc. of Gamma-ray Emitting AGN*, Heidelberg, p 15.
 Steinle, H., Bennett, K., Bloemen, H., et al., 1998, *A&A* 330, 97

Chapitre 4

Première approche d'un modèle dépendant du temps

Sommaire

4.1	Description du modèle	153
4.2	Implémentation et conditions initiales	156
4.3	Simulation dépendant du temps	161
4.4	Conclusion	173

4.1 Description du modèle

4.1.1 Les équations du modèle

Afin de décrire l'évolution temporelle d'un faisceau de paires dans l'environnement proche d'un NAG, nous allons reprendre les équations de continuité développées dans le chapitre précédent:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\gamma_b n'_{e0}(z, t))}{\partial t} + \frac{c}{r(z)^2} \frac{\partial(\gamma_b \beta_b n'_{e0}(z, t) r(z)^2)}{\partial z} &= \dot{n}_{Prod}(z, t) \\ \frac{\partial n_s(z, t)}{\partial t} + \frac{c}{z^2} \frac{\partial n_s(z, t) z^2}{\partial z} &= \dot{n}_{phs}(z, t) \end{aligned} \quad (4.1)$$

Pour obtenir une dépendance temporelle, il faut que les termes sources (\dot{n}_{Prod} et \dot{n}_{phs}) de ces équations varient. Une façon de procéder est d'injecter à $t = 0$ une composante de paires relativistes. Cette approche ne nous dit pas quel est le mécanisme d'injection, elle cherche uniquement à obtenir les effets d'une telle injection sur, par exemple, l'évolution du spectre émis. Généralement dans les modèles considérés (cf paragraphe III-1-4.4), l'injection invoquée correspond au branchement d'un mécanisme d'accélération efficace, notamment l'accélération de particules par un choc se déplaçant dans le jet. Les temps caractéristiques d'accélération et de refroidissement des particules déterminent alors l'échelle de temps de variabilité.

Nous allons reprendre ce type d'approche avec une modification importante liée au processus de création de paires. Ce processus ne fonctionne que si des photons sont produits avec une énergie supérieure à 511 keV. Si de telles conditions sont maintenues, on peut assister à un emballement du mécanisme de création de paires, conduisant à des temps caractéristiques de variations très rapides. L'injection de particules peut alors être remplacée par le passage du seuil de création de paires - de manière pas forcément rapide - assurant la formation sur une échelle de temps courte d'un plasma dense. Nous avons développé, dans cette optique, un modèle simplifié pour traiter le mécanisme d'accélération, afin d'étudier la formation en fonction du temps d'un plasma de paires dans une source compacte.

4.1.2 Approche simplifiée du mécanisme d'accélération

Notre approche du mécanisme d'accélération dans le cadre d'un modèle dépendant est de considérer que le taux d'accélération $\gamma_0(z, t)$ - relié au taux de turbulence - fixe les conditions de chauffage des particules. Dans le cadre du modèle à deux écoulements, la turbulence est transportée dans le jet MHD. On va dans toute la suite supposer que cette turbulence est transportée sur toute la distance du jet, grâce aux ondes MHD du jet (ondes d'Alfvén ou magnéto-soniques). La zone où la création de paires est généralement obtenue dans les solutions est inférieure à $200 r_g$. C'est donc sur cette zone que le transport doit être efficace, ce que l'on suppose par la suite. On suppose également que le niveau de turbulence suit une loi de puissance en fonction de z , *i.e.*:

$$\gamma_0(z, t) = \gamma_0(t) \left(\frac{z}{z_0} \right)^{-\zeta} \quad (4.2)$$

Cette paramétrisation globale est certes sujette à critiques. Notre but ici n'est pas de décrire de manière précise le mécanisme d'accélération, mais de donner une première description d'un modèle dépendant du temps avec création de paires. Une approche plus précise, mais en même temps beaucoup plus lourde, serait de coupler les équations de continuité 4.1 avec une équation de type Fokker-Planck pour la description de la distribution en paires. Cette approche n'a pas pu être envisagée dans le cadre de ma thèse, mais fait partie des perspectives de la modélisation.

Dans la suite le couplage entre le mécanisme d'accélération et la distribution en particules se fait uniquement par l'intermédiaire de l'énergie maximale des paires. Nous supposons donc que la distribution en particules suit une loi de puissance et que le facteur de Lorentz maximal de ces paires suit une dépendance temporelle donnée par (dans le référentiel du plasma):

$$\frac{d\gamma'_{max}(z, t)}{dt'} = \gamma_0(z, t) - \frac{4}{3} \frac{\sigma_T}{m_e c} (W'_s + W'_{synchro} + W_B) \gamma'^2_{max} \quad (4.3)$$

Cette équation traduit l'équilibrage entre taux d'accélération et tous les termes de refroidissement des particules. Elle s'écrit dans le référentiel lié à l'observateur sous la forme:

$$\gamma_b \left[\frac{\partial \gamma'_{max}}{\partial t} + \beta_b c \frac{\partial \gamma'_{max}}{\partial z} \right] = \gamma_0(t) \left(\frac{z}{z_0} \right)^{-\zeta} - \frac{4}{3} \frac{\sigma_T}{m_e c} (W'_s + W'_{synchro} + W_B) \gamma'^2_{max} \quad (4.4)$$

4.1.3 Le mécanisme de variabilité

Le paramètre γ_0 devient le terme source que nous allons faire varier, conduisant à la variation des termes \dot{n}_{Prod} et \dot{n}_{phs} , par l'intermédiaire du facteur le Lorentz des particules γ'_{max} . Nous avons choisi une représentation adimensionnée de la forme:

$$\frac{d\gamma_0}{dt} = \frac{W_{turb} - P(n'_e, n'_s, \gamma'_{max})/L_d}{\tau_{turb}} \quad (4.5)$$

L_d est la luminosité du disque et W_{turb} est un terme représentant l'injection de la turbulence dans le jet MHD. Le mécanisme d'injection peut provenir d'une instabilité à grande échelle du disque d'accrétion ou du jet MHD. Ce terme d'injection est contrebalancé par les pertes radiatives du jet:

$$P(n'_e, n'_s, \gamma'_{max}) = \int_{z_0}^{z_{max}} \left(\frac{dL_{EC}}{dz} + \frac{dL_{SCC}}{dz} + \frac{dL_{synchro}}{dz} \right) dz \quad (4.6)$$

τ_{turb} est le temps caractéristique d'évolution de γ_0 . L'image que l'on peut avoir de ce modèle simplifié est décrite figure 4.1

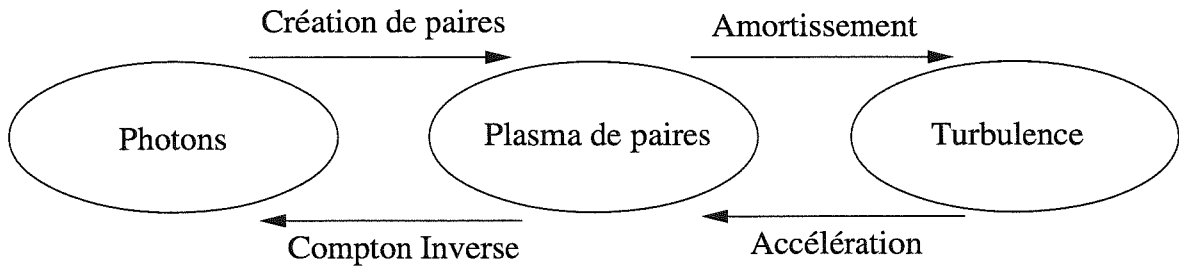


FIG. 4.1 – Schéma représentant le mécanisme de variabilité.

Dans ce schéma, la turbulence développée dans le jet MHD joue le rôle de réservoir d'énergie. Une partie de l'énergie est transférée aux paires par le mécanisme d'accélération. Les paires perdent une partie de cette énergie au profit des photons par le processus CI. Les photons haute énergie ainsi produits redonnent des paires par collision. Globalement le mécanisme conduit à fabriquer un plasma de paires de plus en plus dense.

Décrit de cette façon le mécanisme est instable: plus le nombre de paires est important, plus le nombre de photons haute énergie l'est également, et donc plus le taux de

création de paires est important et le système boucle. Le mécanisme est sensé pouvoir se réguler lorsqu'il n'y a plus de photons sources pour le processus CI. Ceci peut être le cas pour un modèle Compton externe, mais n'est pas valide dans un modèle SSC, où le nombre de photons sources est proportionnel à la densité en paires.

Il faut alors invoquer un autre mécanisme de régulation. Celui-ci peut être naturellement décrit par une rétroaction du plasma de paires sur la turbulence: lorsque le plasma de paires se développe, il puise de plus en plus d'énergie dans le réservoir que constitue la turbulence, rendant le mécanisme d'accélération inefficace. C'est ce qui est représenté par la flèche 'Amortissement' dans le schéma 4.1 et correspond aux termes de pertes radiatives dans l'équation 4.5.

4.2 Implémentation et conditions initiales

4.2.1 Méthode de résolution

Nous résolvons numériquement les équations aux dérivées partielles 4.1 et 4.4 avec une composante temporelle et une composante spatiale en utilisant des routines des bibliothèques Fortran NAGs. Les équations sont adimensionnées et notamment le temps s'exprime en unité de r_g/c et les distances en unité de r_g .

Le maillage spatial choisi est logarithmique, sur 1000 points entre $z_0 = 10$ et $z_{max} = 10^3$. Ce type de maillage assure une précision suffisante à la base du jet, là où la création de paires est la plus efficace. Un maillage de 1000 points est un bon compromis entre précision et temps de calcul. Des simulations pour z plus grand auraient demandé beaucoup plus de ressources. La structure du jet est fixée au départ, c'est-à-dire que les quantités r , B , J , H , K , \bar{H} , \bar{J} sont calculés en chaque point de la grille spatiale.

La routine d'intégration utilise un maillage temporel adaptatif. Les quantités physiques n'_e , n_s et γ'_{max} sont calculées pour chaque pas de temps Δt prédéfini à l'avance. Afin d'obtenir un calcul simple des luminosités observées par un observateur terrestre dont la ligne de visée fait un angle θ_1 avec le jet, nous avons choisi d'interpoler spatialement les quantités physiques sur une grille arithmétique de 1000 points, avec un pas spatial Δz . En choisissant $\Delta t = \cos \theta_1 \Delta z$, l'intégration des quantités physiques pour un temps donné pour l'observateur t^{obs} se fait immédiatement par sommation sur une diagonale (voir figure 4.2.1). En effet la condition $t^{obs} = cte$ est équivalente $t - z \cos \theta_1 = cte$.

L'implémentation de l'équation globale 4.5 se fait en calculant les pertes totales dans le jet P à chaque pas de temps Δt_{turb} prédéfini et en interpolant linéairement la quantité γ_0 :

$$\gamma_0(t + \Delta t_{turb}) = \gamma_0(t) + \Delta \gamma_0(t) = \gamma_0(t) + \frac{W_{turb} - P(t)}{\tau_{turb}} \Delta t_{turb} \quad (4.7)$$

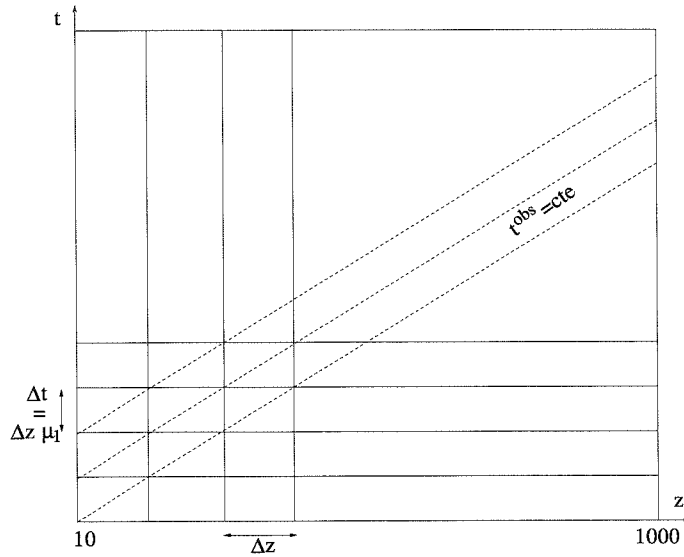


FIG. 4.2 – Schéma représentant le maillage spatial et temporel pour la sommation des quantités physiques à un temps donné pour l'observateur.

Δt_{turb} est réajusté à chaque pas de temps en fonction des variations de γ_0 et P :

$$\Delta t_{turb} = \min \left(\frac{\Delta_P^{max}}{|P(t + \Delta t_{turb}) - P(t)|} \Delta t_{turb}; \frac{\Delta_{\gamma_0}^{max}}{|\gamma_0(t + \Delta t_{turb}) - \gamma_0(t)|} \Delta t_{turb} \right) \quad (4.8)$$

On se fixe une variation relative maximale de γ_0 et P tolérée sans réévaluation de Δt_{turb} . On se fixe également une valeur minimale de Δt_{turb} , ce qui veut dire que l'on prend le maximum entre la valeur calculée équation 4.8 et une valeur Δt_{turb}^{min} . Dans la suite nous avons pris $\Delta_P^{max} = \Delta_{\gamma_0}^{max} = 10\%$ et $\Delta t_{turb}^{min} = 10^{-2} \frac{r_g}{c}$.

Les solutions numériques avec création de paires génèrent des gradients très forts. Il a été nécessaire d'introduire de la diffusion, pour éviter des problèmes numériques lors de la propagation de ces gradients. La méthode retenue est une diffusion par convolution avec une fonction triangle de 10 points de base. La convolution est effectuée sur la grille logarithmique, conduisant à une diffusion beaucoup plus importante loin dans le jet. Ceci est également un moyen de prendre en compte une diffusion qui est sensée être plus importante lorsque le jet s'ouvre. Cependant il ne s'agit pas d'une méthode auto-consistante de traiter la diffusion, cette dernière demandant d'effectuer un traitement relativiste du phénomène en trois dimensions, ce qui n'est pas le but de ce programme. La diffusion numérique n'introduit néanmoins pas d'effet important sur la création de paires, ni l'émission du jet associée.

4.2.2 Conditions initiales

L'intégrateur numérique demande en entrée les quantités $n'_e(z, 0)$, $n_s(z, 0)$ et $\gamma'_{max}(z, 0)$ aux points de la grille spatiale. Ces quantités sont calculées en résolvant les équations stationnaires obtenues en supprimant les dérivées temporelles dans les équations 4.1 et 4.4. Cette approche de solution stationnaire n'est pas très différente de celle étudiée au chapitre précédent. La différence vient du traitement de γ'_{max} .

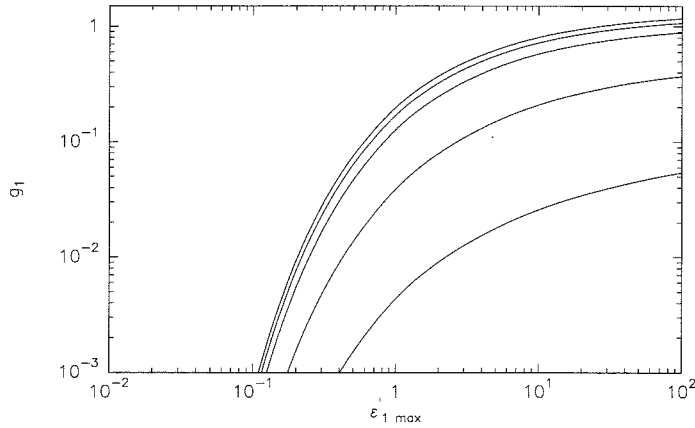


FIG. 4.3 – Représentation du terme de création de paires g_1 en fonction de l'énergie maximale des photons $CI \epsilon_1^{\max}$, pour différentes valeurs de τ_ϵ . De haut en bas, $\tau_\epsilon = 10, 1, 0.5, 0.1$ et 0.01 . On ne distingue pas de différence entre la courbe à $\tau_\epsilon = 10$ et celles avec une valeur supérieure de τ_ϵ .

Une solution initiale est déterminée par les mêmes données que dans le modèle stationnaire décrit au chapitre précédent (voir tableau III-1.1), avec comme différence que les paramètres ω_2 et z_1 sont inutiles puisque les simulations sont pour $z < z_1$. De même ϵ n'est pas utilisé ici, puisque nous changeons de méthode de détermination de γ'_{max} . Enfin τ_{Tmax} ou $\tau_{1/2}$ est remplacé par la condition initiale $n'_e(z_0, 0) \equiv n_{e0}$. Nous allons dans un premier temps nous intéresser à l'étude de ces solutions stationnaires en fonction des deux conditions initiales à la base du jet qui sont indéterminées, *i.e.* $\gamma'_{max}(z_0, 0)$ et n_{e0} . $\gamma'_{max}(z_0, 0)$ est déterminé en supposant que chauffage et refroidissement sont équilibrés à la base du jet:

$$\gamma_0 \equiv \gamma_0(0) = \frac{4}{3} \frac{\sigma_T}{m_e c} (W'_s + W'_{synchro} + W_B) \gamma_{max}^2(z_0, 0) \quad (4.9)$$

Cette équation implicite donne une valeur de $\gamma'_{max}(z_0, 0)$ dépendant uniquement de γ_0 .

4.2.3 Sensibilité aux conditions initiales

Les équations 4.1 font intervenir le terme de création de paires \dot{n}_{Prod} défini par l'équation 1.43. Ce dernier dépend de la probabilité d'échappement des photons Gamma par $1 - \xi(\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon'_1))$ (équation 1.39). Dans notre modèle, à la base du jet la densité en paires est faible, impliquant une opacité $\tau_{\gamma\gamma}$ inférieure à 1. Dans cette limite, on a:

$$1 - \xi(\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon'_1)) \sim \tau_{\gamma\gamma}(\epsilon'_1) \propto n'_e (cte_{CE} n'_s + cte_{SSC} n'_e) \quad (4.10)$$

Le terme de création de paires est donc de la forme:

$$\dot{n}_{Prod} \propto n_e'^2 (cte_{CE} n'_s + cte_{SSC} n'_e) \quad (4.11)$$

A la base du jet, les équations sont donc fortement non linéaires, on s'attend donc à ce que les solutions soient sensibles aux conditions initiales. L'opacité, et donc la densité en paires à la base du jet, doit certainement jouer un rôle important dans la détermination d'une solution. Un deuxième paramètre sensible peut être mis en évidence, en considérant plus précisément le terme de création de paires. L'établissement

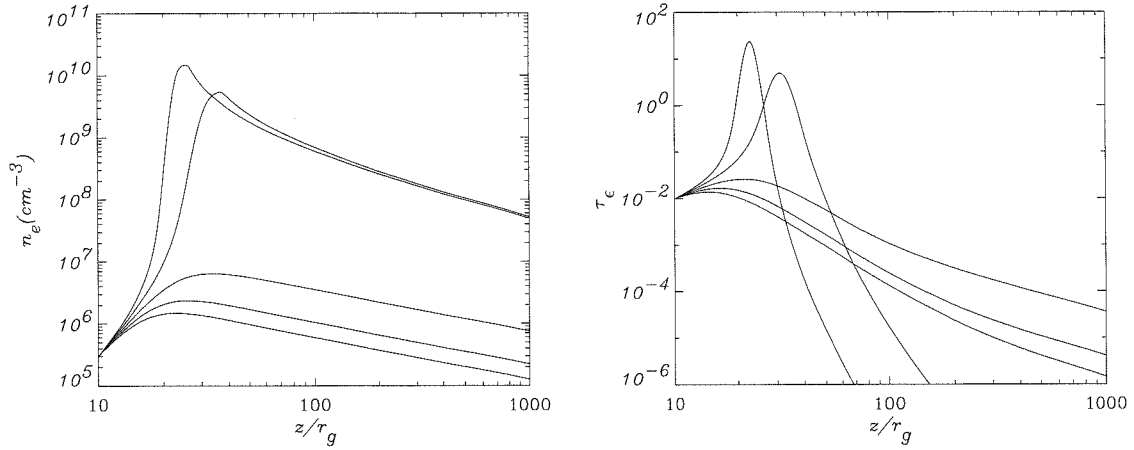


FIG. 4.4 – À gauche: densité en paires en fonction de la position dans le jet. À droite: opacité à la création de paires à 511 keV en fonction de la position dans le jet. Dans les deux figures $n_{e0} = 3 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$. Les différentes courbes correspondent de bas en haut respectivement à $\gamma_0 = 5 \cdot 10^5, 5.6 \cdot 10^5, 6.3 \cdot 10^5, 7.1 \cdot 10^5, 8 \cdot 10^5$.

de l'équation 4.10 suppose que les photons CI sont produits au-dessus du seuil de création de paires, c'est-à-dire $\epsilon'_{1max} > 1$. Si l'on suppose que le spectre de photons CI est proportionnel à $e^{-\epsilon'/\epsilon'_{1max}}$, le taux de production de paires est proportionnel à l'intégrale suivante:

$$g_1(\epsilon'_{1max}) = \int_1^\infty \epsilon_1'^{(s+1)/2} \left[1 - \frac{1 - e^{-\tau_\epsilon \epsilon_1'^{(s-1)/2}}}{\tau_\epsilon \epsilon_1'^{(s-1)/2}} e^{-\tau_\epsilon \epsilon_1'^{(s-1)/2}} \right] e^{-\epsilon'/\epsilon'_{1max}} d\epsilon_1' \quad (4.12)$$

où τ_ϵ est l'opacité à 511 keV, i.e. $\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon'_1) = \tau_\epsilon \epsilon_1'^{(s-1)/2}$. L'intégrale peut s'exprimer en fonction de l'exponentielle intégrale de deuxième ordre $E_2(x) = \int_1^\infty t^{-2} e^{-xt} dt$, on obtient ainsi:

$$g_1(\epsilon'_{1max}) = \frac{2}{s-1} \left\{ E_2(t_{max}^{-1}) - \frac{1}{2} \left[\frac{e^{-t_{max}^{-1}}}{\tau_\epsilon} (e^{-\tau_\epsilon} - e^{-2\tau_\epsilon}) \right] + \left(2 + \frac{1}{x\tau_\epsilon} \right) E_2 \left(2x + \frac{1}{\tau_\epsilon} \right) - \left(1 + \frac{1}{x\tau_\epsilon} \right) E_2 \left(x + \frac{1}{\tau_\epsilon} \right) \right\} \quad (4.13)$$

La représentation de cette fonction est donnée figure 4.3 pour différentes valeurs de τ_ϵ . On voit très bien sur cette représentation l'effet de seuil, contrôlé par ϵ'_{1max} et donc par γ'_{max} , ainsi que le rôle de l'opacité, essentiellement contrôlée par la densité en paires.

Pour illustrer la sensibilité de la création de paires aux conditions initiales, nous avons calculé les solutions stationnaires correspondants à des valeurs différentes de n_{e0} et de γ_0 , paramètre qui conditionne la valeur du facteur de Lorentz maximal des paires. Les paramètres du jet sont donnés par la modélisation du spectre multi-longueur d'onde de 3C 273 (voir tableau III-2.7). Les résultats sont représentés figure 4.4 et 4.5. Des

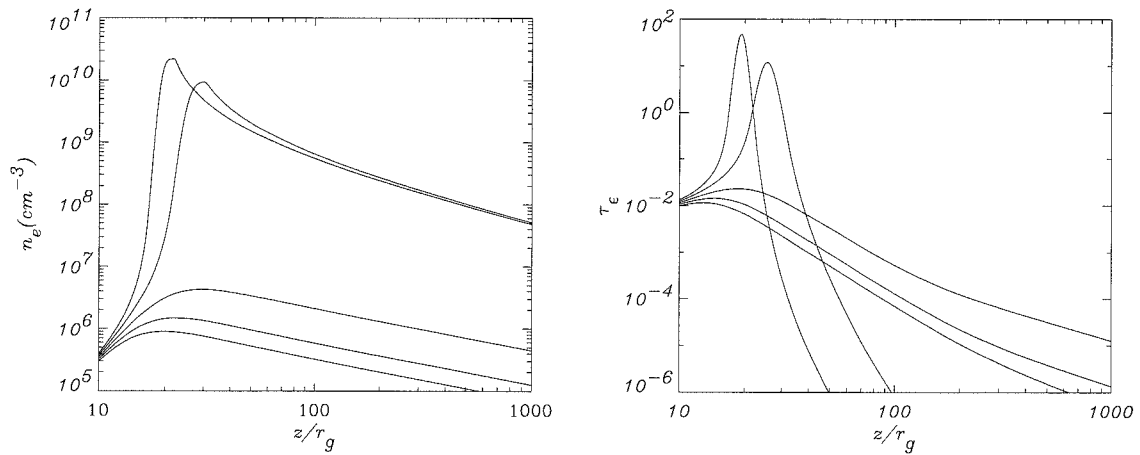


FIG. 4.5 – Même représentation que la figure précédente. Dans les deux figures $\gamma_0 = 4 \cdot 10^5$. Les différentes courbes correspondent de bas en haut respectivement à $n_{e0} = 3 \cdot 10^5$, $3.22 \cdot 10^5$, $3.46 \cdot 10^5$, $3.72 \cdot 10^5$, $4 \cdot 10^5 \text{cm}^{-3}$.

variations d'un facteur inférieur à deux des valeurs initiales conditionnent les solutions. On passe de solutions avec une modeste création de paires à des solutions où la densité en paires explose littéralement, avec l'apparition des très forts gradients. Une autre façon de représenter la formation d'un plasma dense de paires est de regarder la puissance totale du jet P en fonction des paramètres initiaux γ_0 et n_{e0} . C'est ce qui est représenté figure 4.6, pour une grille de valeurs de ces paramètres.

L'effet de seuil sur la création de paires est clairement visible sur cette figure et

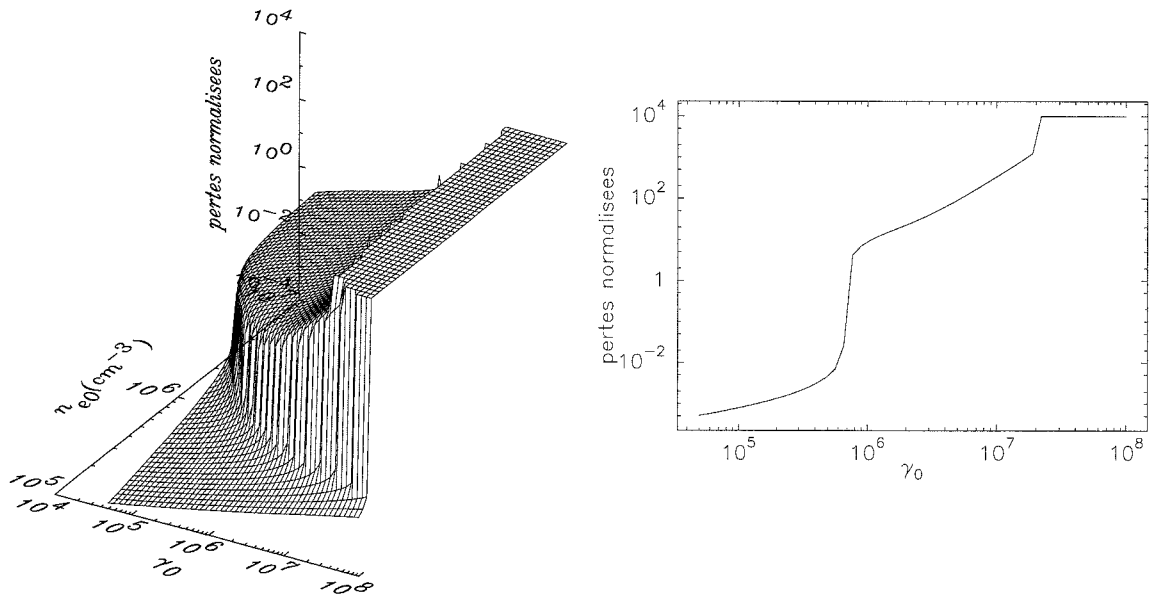


FIG. 4.6 – À gauche: pertes globales dans le jet (normalisées à la luminosité du disque) en fonction de la densité initiale n_{e0} et du niveau de turbulence initial γ_0 . À droite: coupe de la figure de gauche pour $n_{e0} = 3 \cdot 10^5 \text{cm}^{-3}$.

se traduit par un mur dans la représentation $P(\gamma_0, n_{e0})$, qui est peut-être encore plus visible dans une coupe à n_{e0} constant. Pour des valeurs trop grandes de γ_0 , les gradients deviennent beaucoup trop raides pour l'intégrateur numérique, qui ne converge plus. Dans ce cas, la valeur de P est fixée arbitrairement à 10^4 , d'où l'existence d'un plateau.

A partir de l'étude des solutions stationnaires, on peut imaginer un scénario pour obtenir un système dépendant du temps complexe. En effet, si les conditions physiques du mécanisme d'accélération sont telles qu'elles imposent un taux d'injection W_{turb} dont la valeur correspond à une puissance dissipée P se situant dans le mur défini précédemment, on peut s'attendre à ce que le système ait du mal à se stabiliser, puisque qu'une petite variation des paramètres initiaux engendre des variations importantes de cette puissance P . Comme nous cherchons à décrire la création de paires dans le jet par le mécanisme d'absorption Gamma, nous avons choisi dans les simulations de garder la valeur de n_{e0} constante. Un autre choix demandait d'avoir une prescription sur la variation de ce paramètre, ou d'avoir une connaissance du mécanisme pouvant générer des paires à la base du jet.

4.3 Simulation dépendant du temps

4.3.1 Introduction

Le but de nos simulations n'a pas été d'explorer de manière exhaustive tous les paramètres du modèle. Nous nous sommes, dans un premier temps, astreints à la géométrie du jet et aux paramètres du disque d'accrétion obtenus pour la modélisation de 3C 273. Une fois ces paramètres fixés, le triplet de solutions initiales $\{n'_e(z, 0), n_s(z, 0), \gamma'_{max}(z, 0)\}$ est déterminé par les valeurs de γ_0 et n_{e0} . A ces solutions correspond une valeur de la puissance P_{init} . Le système est ensuite déstabilisé en introduisant une variation de γ_0 par l'intermédiaire de l'injection avec $W_{turb} \neq P_{init}$. Pour les simulations suivantes, on a conservé les mêmes valeurs de $n_{e0} = 3 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$, $\gamma_0(0) = 4 \cdot 10^5$ déterminant les conditions initiales.

4.3.2 Faible déstabilisation

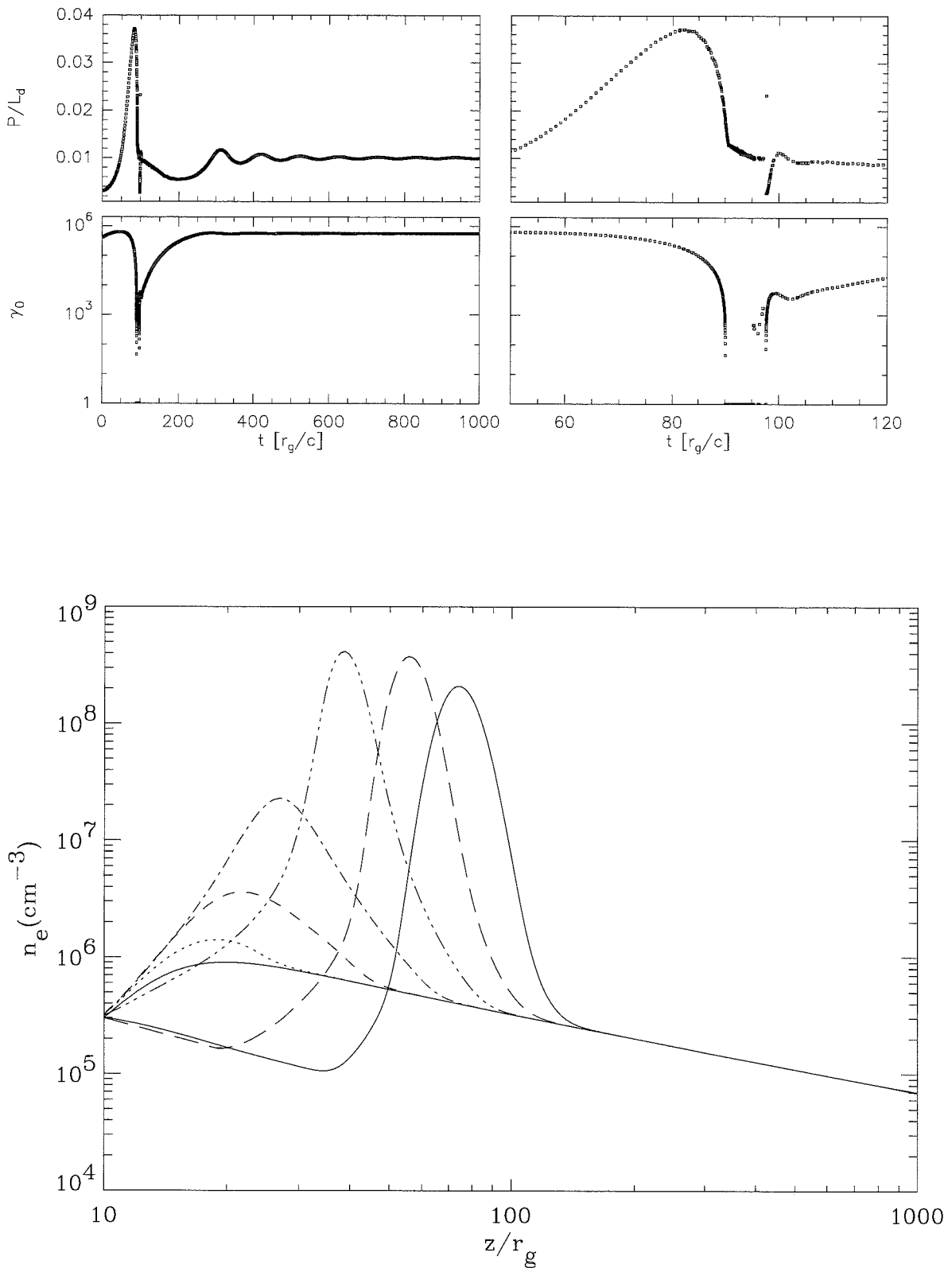


FIG. 4.7 – En haut: puissance et γ_0 en fonction du temps. La figure de droite est un zoom de celle de gauche. Dans cette simulation $W_{turb} = 10^{-2}$ et $\tau_{turb} = 10^6$. En bas: évolution de la densité du plasma de paires dans le jet. Les différentes courbes correspondent à $t=0, 20, 40, 60, 80, 100$ et $120 r_g/c$.

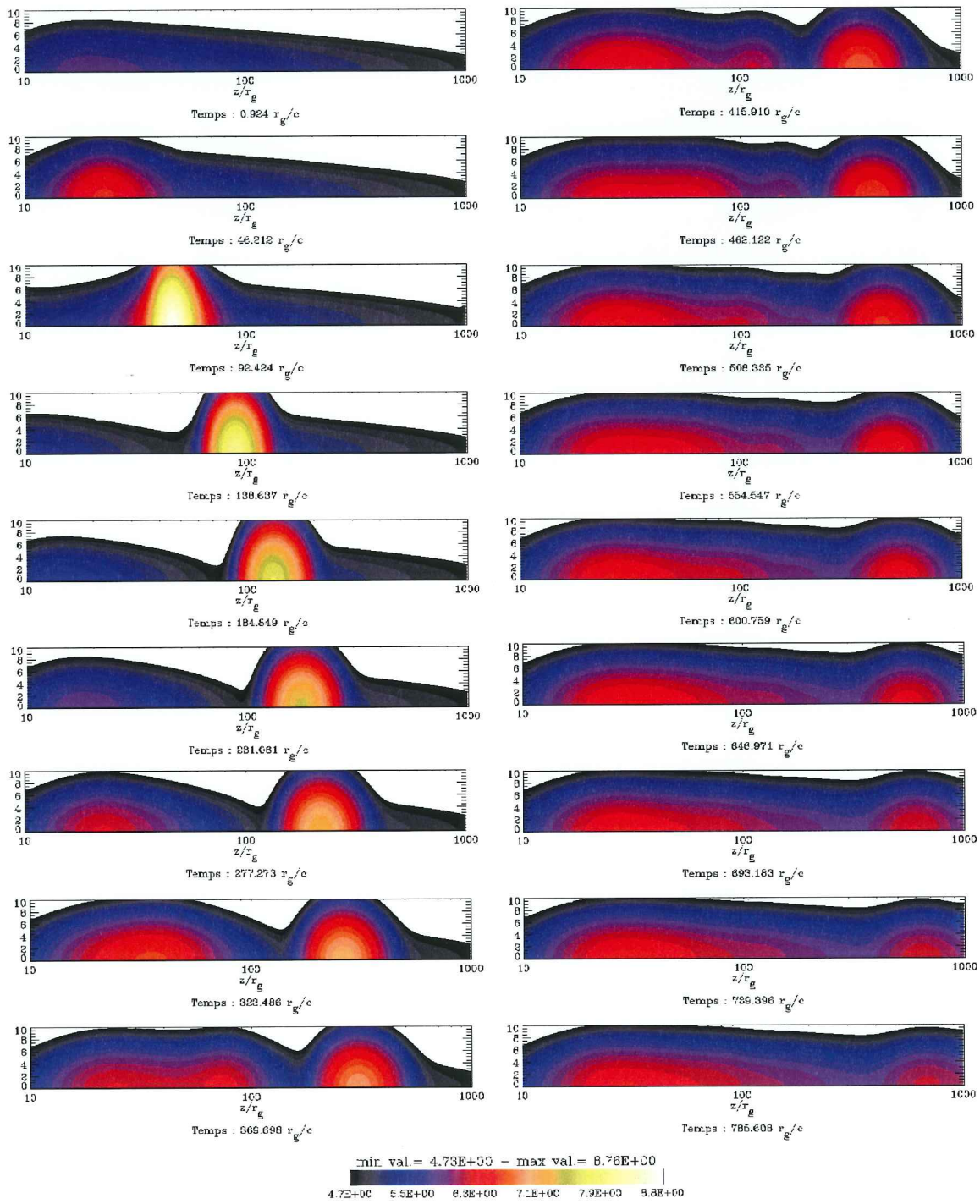


FIG. 4.8 – Représentation 2D de la densité en paires pour un pas de temps de $50 \Delta t$, avec $\Delta t = 0.924 r_g/c$. La deuxième dimension spatiale correspond à la multiplication par une gaussienne: $n'_e(z, y, t) = n'_e(z, t) e^{-(y/40)^2}$. Les axes sont logarithmiques, et l'échelle de couleur correspond au logarithme de la densité. Cette simulation correspond à $W_{turb} = 0.01$

La figure 4.7 donne le comportement temporel de la puissance dissipée dans le jet et du facteur γ_0 , pour $W_{turb} = 0.01$ et $\tau_{turb} = 10^6$. En bas de cette figure est également représentée l'évolution du plasma de paires entre $t = 0$ et $t = 120 r_g/c$. L'injection à $t=0$ conduit à une augmentation lente du paramètre γ_0 . Les conditions d'accélération des particules évoluent dans le jet, et les paires présentes sont de plus en plus énergétiques. Le mécanisme d'accélération permet alors le passage du seuil de création de paires et le plasma se développe de plus en plus rapidement. La densité en paires et le facteur de Lorentz augmentant dans le jet, la puissance dissipée augmente également. Elle passe au-dessus de la valeur de W_{turb} et en même temps le réservoir d'énergie commence à se vider de plus en plus rapidement, limitant la progression des pertes. Le plasma continue à se développer. Vers $t = 85 r_g/c$, le mécanisme de rétroaction permet d'éviter l'explosion du système et le réservoir se vide complètement. Le système passe ainsi rapidement en dessous du seuil de création de paires. Les paires produites commencent à s'annihiler, et en même temps se propagent sous l'effet de la pression de radiation. Cette première évolution conduit à l'éjection d'une composante de plasma de paires, comme le montre la figure 4.8.

Après cette première éjection, la puissance dans le jet diminue rapidement, les paires étant de plus en plus refroidies. Lorsque la puissance retombe en dessous de la valeur W_{turb} , l'injection peut reprendre. Cependant l'évolution est différente de celle à $t = 0$, le temps de remontée du niveau de turbulence étant suffisamment lent pour que le système atteigne un régime stationnaire, correspondant à une faible puissance dissipée imposée par le paramètre W_{turb} .

4.3.3 Comportement en fonction de W_{turb}

La figure 4.9 montre différents comportements obtenus pour des valeurs de plus en plus élevées de W_{turb} .

On observe que, dans ces simulations, le système ne retrouve pas d'état stationnaire. Après une première éjection très énergétique, le système évolue suffisamment rapidement pour atteindre de nouveau les conditions de création de paires. Plusieurs éjections ont alors lieu successivement. En fait le système cherche à se stabiliser, mais l'état stationnaire est imposé par la valeur de W_{turb} . Une solution stationnaire de ce système correspond alors à $P/L_d = W_{turb}$. Or pour une valeur de P/L_d supérieure à environ 0.01 (et pour la condition $n_{e0} = 3 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$, cf figure 4.6), le système est dans une zone très sensible à la valeur de γ_0 , conduisant à des évolutions complexes. On remarque qu'en général, les premières éjections sont différentes du comportement à plus long terme. Elles traduisent une sorte d'état transitoire, avec un ajustement global des conditions dans le jet. Par exemple, si on isole le comportement du système pour $t > 1200 r_g/c$ dans le cas $W_{turb} = 0.13$, on observe un état qui semble périodique, les premières éjections étant légèrement différentes. De même pour $W_{turb} = 0.05$, le

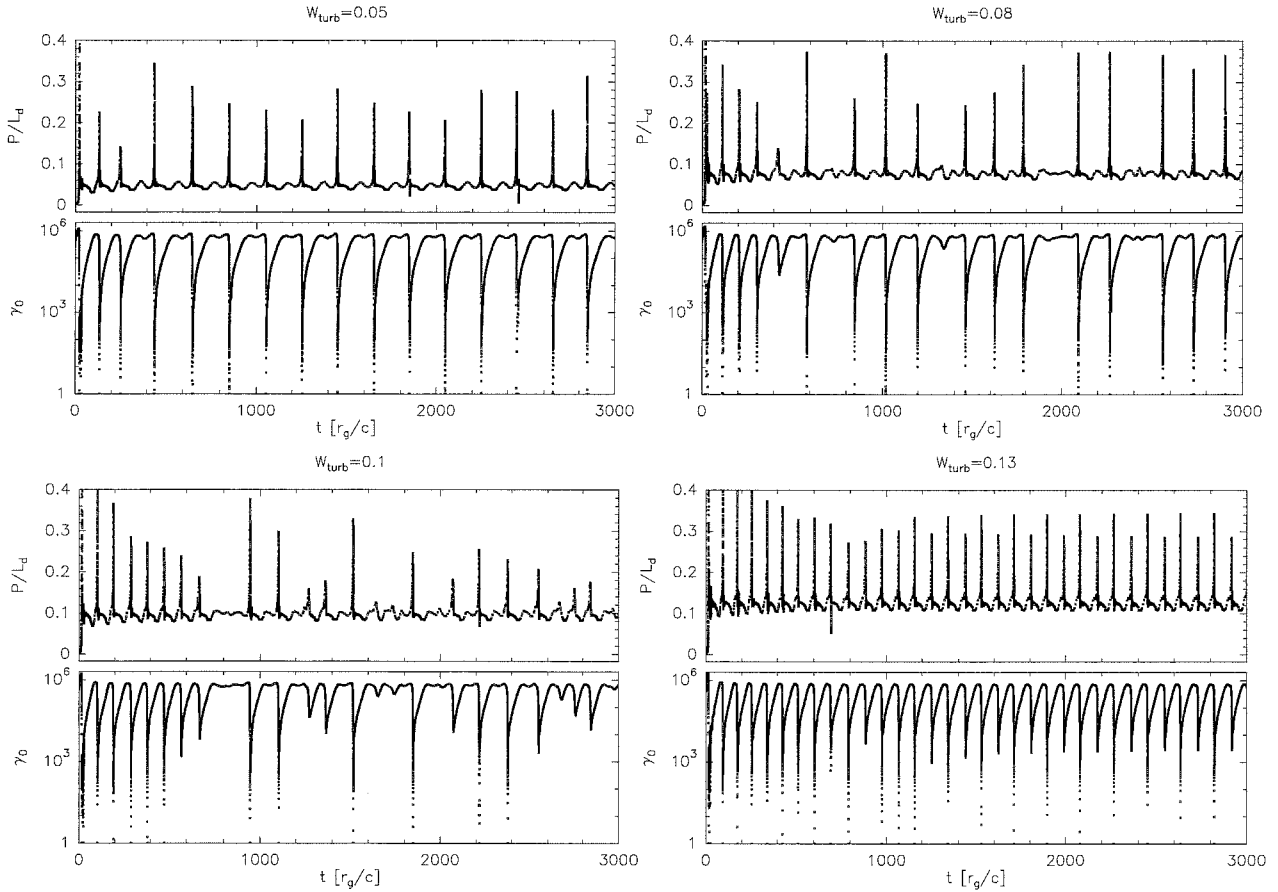


FIG. 4.9 – Comportement des solutions $\gamma_0(t)$ et $P(t)$ pour des valeurs croissantes de W_{turb} , de 0.05 à 0.13.

système semble quasi-périodique. Pour des valeurs intermédiaires, le système est plus erratique, même en isolant ces premières éjections. On observe la succession d'éjection de composante de paires, avec des intensités différentes. J'ai réalisé une étude de Fourier des différentes fonctions temporelles $\gamma_0(t)$ (pour $t > 1200 r_g/c$), le résultat est représenté figure 4.10. Sur cette figure, on observe que la complexité du système augmente avec W_{turb} , passe par un état pseudo-chaotique pour $W_{turb} = 0.08$, avant de retourner vers un état pseudo-périodique. Dans tous les cas, ces états correspondent à l'éjection de plusieurs composantes comme le montrent les figures suivantes 4.13, 4.14 pour deux échelles de temps différentes et pour $W_{turb} = 0.08$. Ces éjections peuvent représenter la naissance de nouvelles composantes synchrotron observables en VLBI. Chaque éjection n'est pas de la même intensité, comme on peut le voir sur cette figure, que l'on peut mettre en correspondance avec la figure 4.11, représentant un grossissement de la figure 4.9 pour $380 < t < 620$ et $W_{turb} = 0.08$. Notamment on peut remarquer qu'il existe des éjections modestes (notées (i) et (ii)) par exemple pour $t \sim 400 r_g/c$ et $t \sim 500 r_g/c$, la seconde étant encore plus faible que la première. On retrouve ensuite

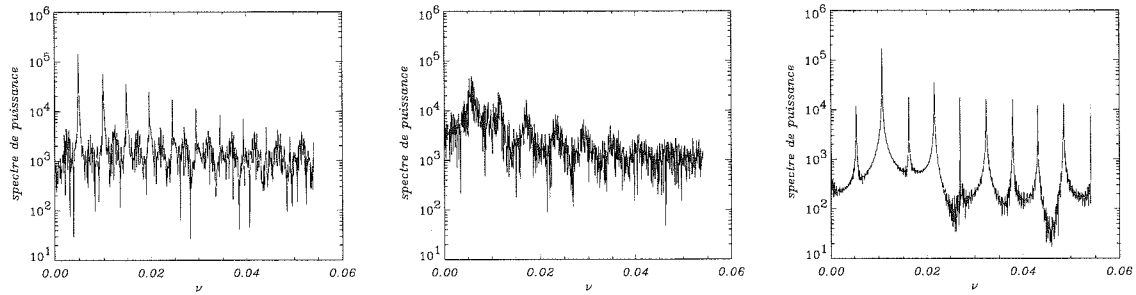


FIG. 4.10 – Spectre de puissance des courbes $\gamma_0(t)$ (pour $t > 1200 r_g/c$), de gauche à droite $W_{turb} = 0.05$, $W_{turb} = 0.08$ et $W_{turb} = 0.13$.

à $t \sim 600 r_g/c$ une éjection importante (notée (iii)).

4.3.4 Courbes de lumière

À partir des simulations détaillées précédemment, nous pouvons calculer les courbes de lumière que l'on peut observer, dans différentes gammes d'énergie. Je présente figure 4.12 les résultats obtenus pour la simulation avec $W_{turb} = 0.08$. Nous n'avons pas cherché à obtenir une étude détaillée de ces courbes en fonction de tous les paramètres des simulations. Nous montrons juste quelques résultats typiques que nous avons obtenus. Nous remarquons que ce type de simulations permet de reproduire l'ordre de grandeur des flux observés dans les états d'activité de 3C 273 (puisque nous avons conservé les paramètres correspondant à cet objet) ainsi que les temps de variabilité (voir notamment Von Montigny *et al.* (1997)). Par exemple le sursaut d'activité dans la gamme EGRET, à $t \sim 115$ jours a une durée totale d'environ 10 jours, avec une lente montée à partir de $t=110$ jours, une accélération de cette croissance pour atteindre un

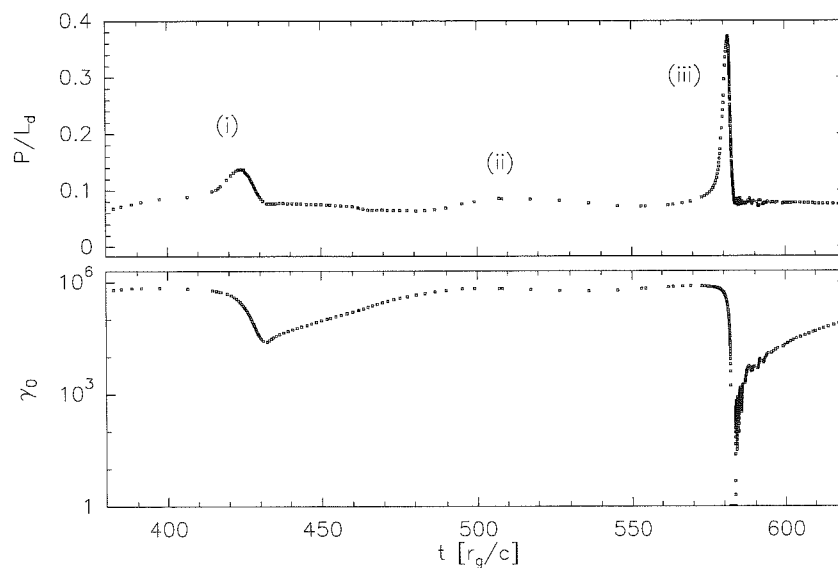


FIG. 4.11 – Zoom de la figure 4.9, pour $W_{turb} = 0.08$.

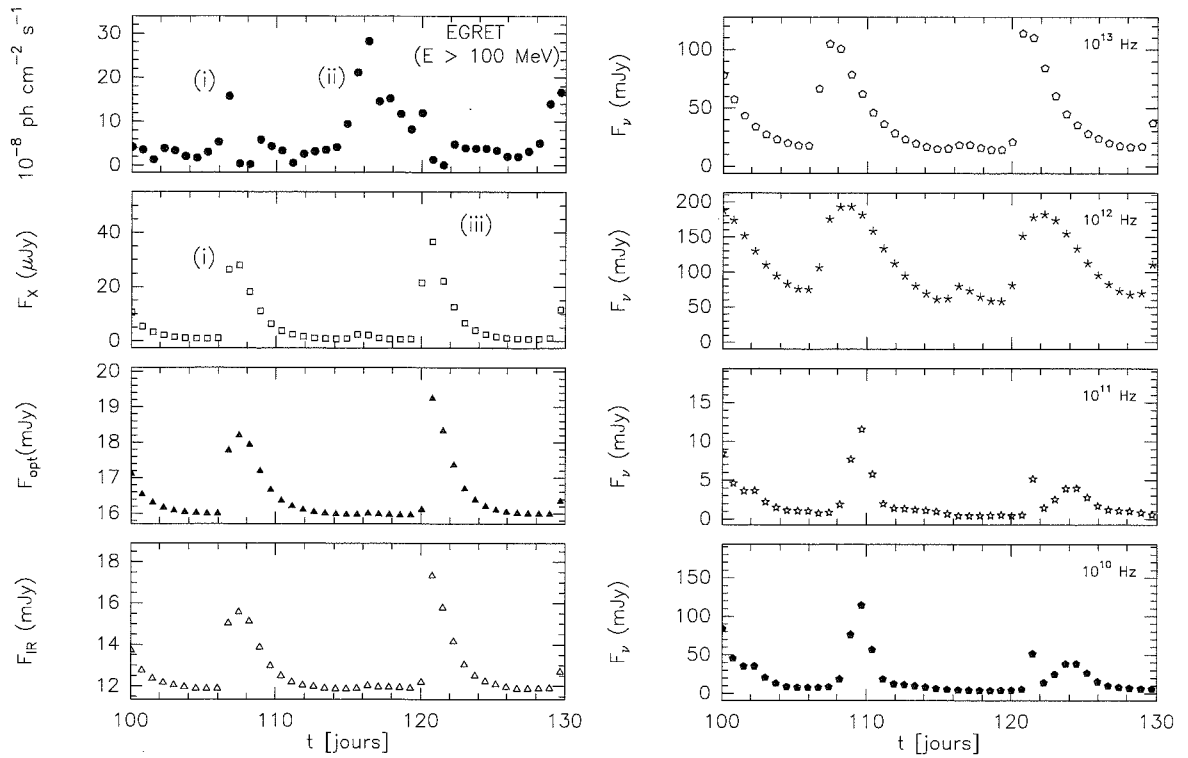


FIG. 4.12 – Courbes de lumière théoriques en fonction du temps, pour différentes gammes d'énergie. F_X est le flux dans la bande 1-10 keV. Ces courbes correspondent à la simulation réalisée pour $W_{turb} = 0.08$.

maximum vers $t=116$ jours et retrouver un flux modeste initial vers $t=120$ jours. Pour chacun des sursauts, on observe que le temps de croissance est plus long que le temps de décroissance. Les flux Optique et Infrarouge sont corrélés avec le flux X. Les flux à plus basse fréquence sont également corrélés, mais avec un retard augmentant avec les fréquences les plus faibles. Par exemple, au premier sursaut X à $t=108$ jours, correspond un sursaut à la fréquence $\nu = 10^{10}$ Hz environ deux jours plus tard. Cependant, les calculs étant menés que sur une distance de $10^3 r_g$, nous n'avons qu'une première contribution de l'émission synchrotron à cette fréquence, une part importante du flux étant émis à plus longue distance dans le jet, lorsque la source devient optiquement mince.

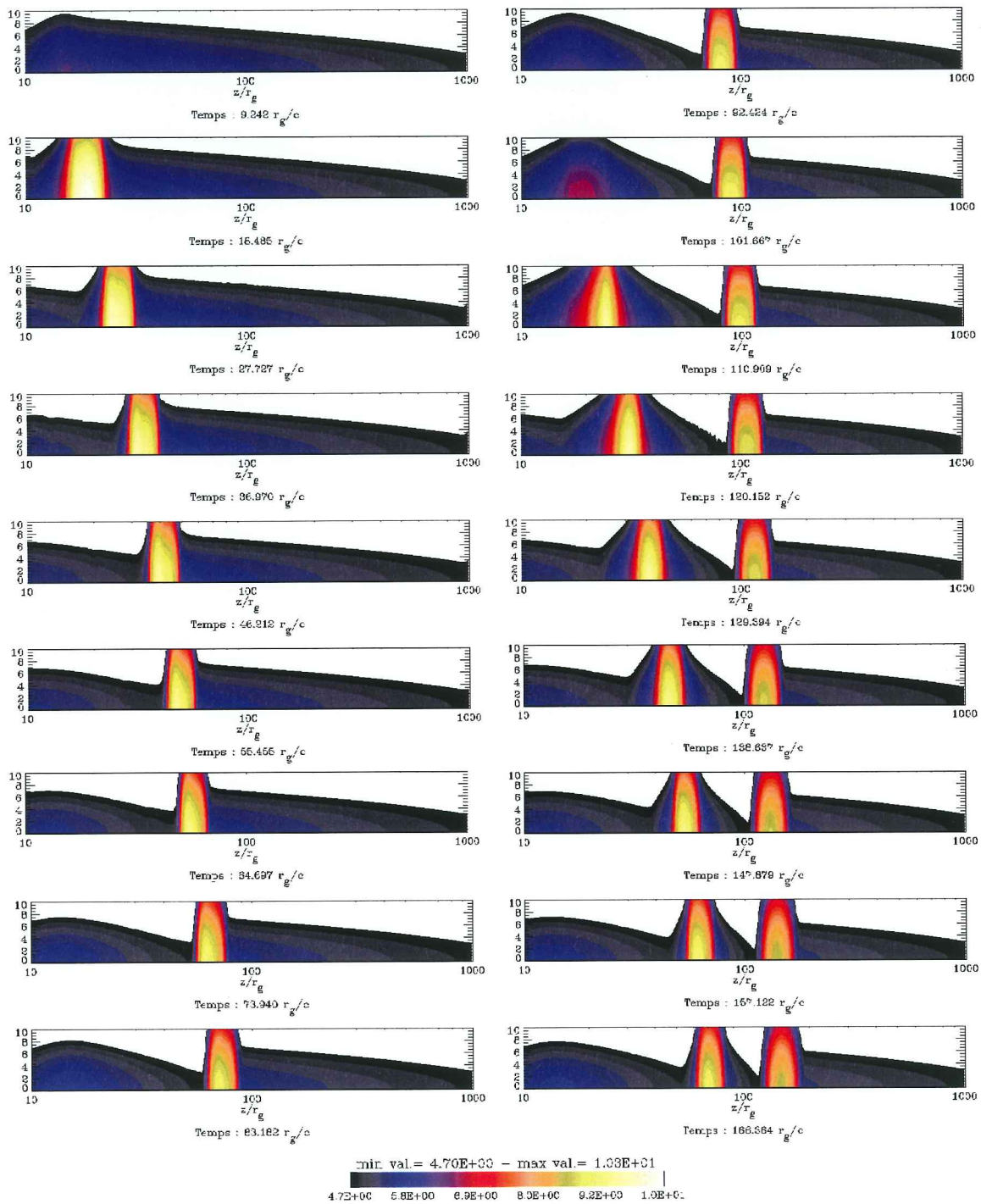


FIG. 4.13 – Représentation 2D de la densité en paires pour un pas de temps de $10 \Delta t$, avec $\Delta t = 0.924 r_g/c$. La deuxième dimension spatiale correspond à la multiplication par une gaussienne: $n'_e(z, y, t) = n'_e(z, t) e^{-(y/40)^2}$. Les axes sont logarithmiques, et l'échelle de couleur correspond au logarithme de la densité. Cette simulation correspond à $W_{turb} = 0.08$.

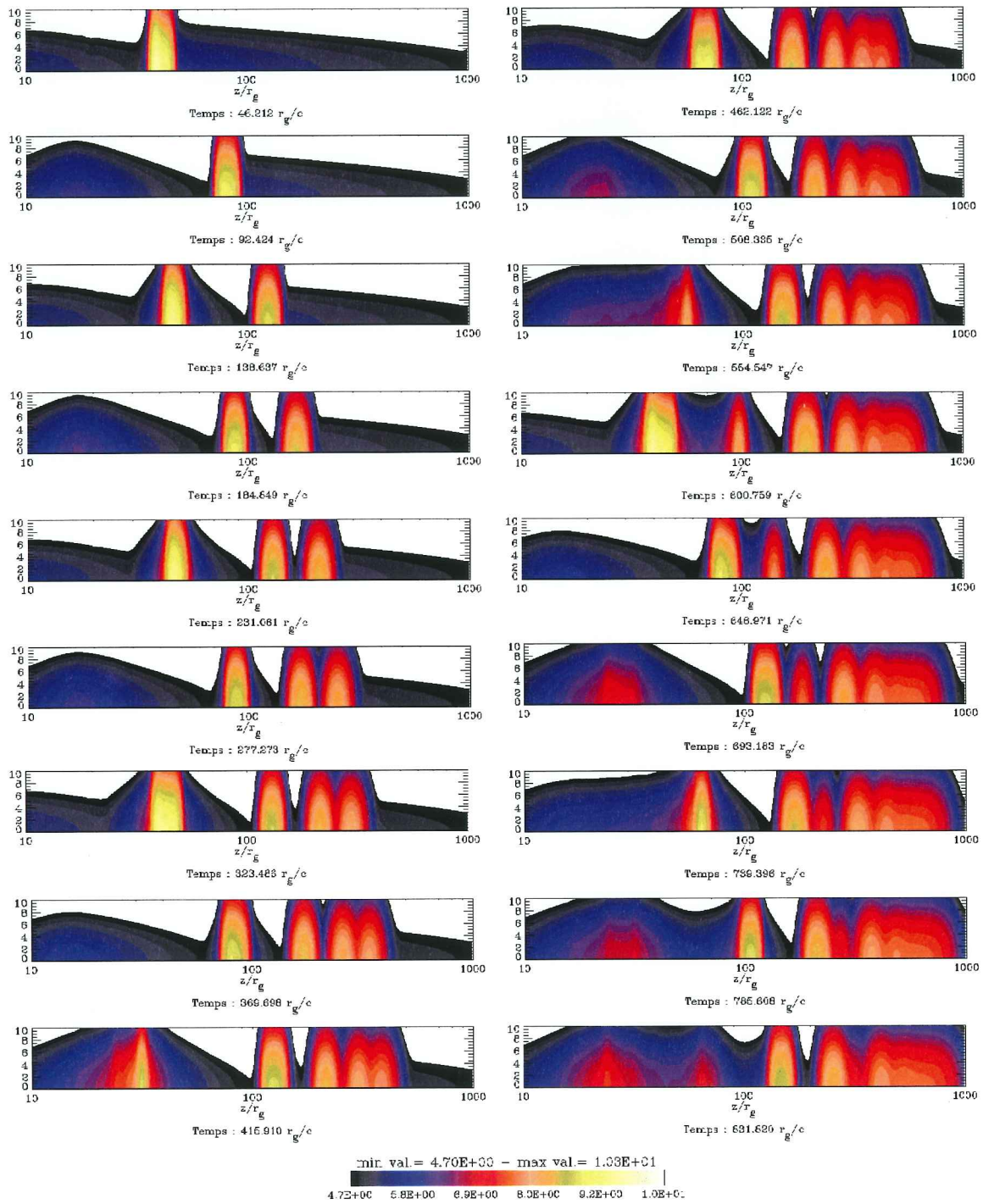


FIG. 4.14 – Même figure que précédemment mais pour un pas de temps de $50 \Delta t$.

On observe en fait sur figure trois types de sursaut d'activité, notés respectivement (i), (ii) et (iii) sur cette figure:

- (i) le premier sursaut à $t=108$ jours: pour ce sursaut à la fois flux X et flux EGRET sont corrélés, avec des structures temporelles légèrement différentes. La durée totale de l'événement est de l'ordre de 4 jours.
- (ii) le second sursaut discuté précédemment commençant à $t=110$ jours: on n'observe qu'une variation du flux EGRET, sans contrepartie en X, et d'une durée plus longue.
- (iii) enfin le dernier sursaut à $t=120$ jours: cette fois-ci, c'est le flux X qui varie très rapidement avec une légère contrepartie dans la bande EGRET.

Chaque type de sursaut correspond à des éjections de composantes de paires d'intensité différente. Sur la courbe $W_{turb} = 0.08$ de la figure 4.11, ces trois sursauts correspondent aux éjections à $t \sim 400 r_g/c$, $t \sim 500 r_g/c$ et $t \sim 600 r_g/c$ discutées précédemment. Chaque type de sursaut peut s'expliquer simplement à partir du mécanisme de rétroaction que nous avons implémenté. Dans le cas (iii), la variation rapide du flux X s'explique par le développement rapide d'une composante de paires. Ce développement s'accompagne d'une diminution vers des valeurs très faibles du paramètre γ_0 , et donc valeurs faibles de γ_{max} . On n'a alors pas d'émission dans la gamme du GeV. Pour des sursauts plus modestes comme (i) et (ii), le mécanisme de rétroaction agit de telle sorte que la croissance du plasma de paires est stoppée plus rapidement, le paramètre décroissant vers des valeurs suffisamment importantes pour que l'émission de photon du GeV soit possible. Dans le sursaut de type (ii), ces variations sont très faibles comparées aux éjections de type (i) et (iii), mais elles permettent une émission au GeV importante, γ_{max} étant peu affecté et la densité en paires augmentant.

4.4 Conclusion

Nous avons montré que le processus de création de paires est un mécanisme pertinent pour l'étude de la variabilité des Blazars. Notamment par l'intermédiaire d'un modèle simplifié, couplant création de paires et mécanisme d'accélération, nous sommes en mesure de générer un comportement complexe dans l'évolution temporelle de la densité de paires dans le jet. Ce comportement correspond à l'éjection de manière spontanée et quasi-périodique de composantes de paires, d'intensité plus ou moins importante. Ce comportement peut être mis en relation avec les composantes VLBI observées. Les courbes de lumières obtenues à partir de ce modèle, couplent l'apparition de nouvelles composantes de paires avec un sursaut d'activité dans le domaine des hautes énergies. Là encore, le système permet de générer un comportement complexe, avec des types de sursaut différents. Les temps de variabilité et les flux calculés sont compatibles avec des valeurs typiques des Blazars.

Conclusion et perspectives

Les Blazars et les microquasars offrent deux défis théoriques importants: l'observation, en leur sein, de mouvements superluminiques nécessitent l'existence de mouvement de matière à des vitesses relativistes. L'émission haute énergie des Blazars, variable sur des échelles de temps courtes et dominant apparemment leur spectre, demande la présence de particules de haute énergie, accélérées de façon efficace. Cette contrainte s'applique également dans une moindre mesure aux microquasars.

Nous avons montré comment le cadre du modèle à deux écoulements, modèle proposant une géométrie où un faisceau de paires évolue dans la partie centrale d'un jet MHD, permet de rendre compte de ces deux phénomènes. Dans un premier temps, nous avons vu que la force due aux interactions Compton Inverses sur un plasma relativiste de paires, situé dans le champ de photons anisotrope d'un disque d'accrétion autour d'un trou noir de Schwarzschild, permet de propulser le plasma. Le jet MHD constitue un réservoir d'énergie qui peut être transférée continuellement au faisceau de paires, via la génération d'une turbulence MHD accélératrice. Le plasma n'est alors pas affecté par les pertes Compton, et le mécanisme de propulsion devient très efficace (mécanisme de fusée Compton). Il permet de rendre compte des contraintes apportées par les observations tant des Blazars que des microquasars.

La formation du plasma de paires peut s'expliquer à partir de l'absorption gamma-gamma dans l'environnement proche du trou noir. Nous avons développé à partir des travaux de Marcowith *et al.* (1995), un modèle auto-consistant pour l'émission multi-longueur d'onde des Blazars, de la Radio aux rayons Gamma. Dans ce modèle, les photons haute énergie sont produits par diffusion Compton Inverse de photons provenant du disque d'accrétion et de l'émission synchrotron des paires (composante SSC). Nous prenons en compte dans une équation de continuité le terme de création de paires, dû aux interactions entre photons X et Gamma produits par Compton Inverse. Nous obtenons des solutions où le plasma de paires se forme à partir d'une densité faible à la base du jet. Afin de limiter l'emballement de la création de paires, nous adoptons une prescription pour réguler le facteur de Lorentz maximal des paires. Les spectres émis par le jet sont en bon accord avec des données de campagnes multi-longueur d'onde obtenues pour 3C 273 et 3C 279.

Cependant ce type de modèle ne semble pas pouvoir s'appliquer aux objets de type

BL Lacs 'X-ray selected' comme Mkn 501. Pour ces objets, la source de photons principale pour le processus Compton Inverse est le rayonnement synchrotron. L'émission haute énergie est donc contrôlée par le processus SSC. La non détection de cet objet dans le domaine couvert par COMPTEL et EGRET implique qu'il faut invoquer l'absorption gamma-gamma entre photons de la composante SSC et de la composante synchrotron, voire entre photons synchrotron directement. Ce type d'absorption peut être pertinente comme nous l'avons montré à partir d'un modèle simplifié. L'approche d'un modèle auto-cohérent prenant en compte cette absorption reste à réaliser.

Dans une troisième étape, nous avons étudié l'instabilité due à la création de paires dans le cadre d'un modèle dépendant du temps. Lorsque le seuil de création de paires est franchi, la création de paires peut devenir explosive, à moins qu'une rétroaction permette de contrôler cet effet. Nous avons exploré, dans une approche simplifiée, un type de rétroaction possible, faisant appel à un couplage entre accélération des particules et création de paires. Dans ce cadre, nous montrons que sous certaines conditions, des composantes de paires, d'intensité variable, peuvent être générées de façon pseudo-périodique, à la base du jet. Ce type d'éjection peut correspondre aux observations de composantes VLBI. L'émission multi-longueur associée reproduit les ordres de grandeur de temps de variabilité et de flux observés. Différents types de sursauts sont mis en évidence, avec des corrélations plus ou moins complexes entre gamme d'énergie.

Ce modèle peut être considérablement amélioré. Notamment un meilleur traitement du couplage entre accélération et création de paires doit être étudié. Une approche possible est de coupler une équation cinétique, de type Fokker-Planck, sur la distribution des particules, en tenant compte à la fois de la création de paires et d'un terme rendant compte d'un mécanisme de régulation. La compréhension microphysique d'un tel mécanisme doit également être envisagée. Dans le cadre d'une accélération stochastique par une turbulence MHD, le développement d'un plasma de paires dense doit modifier le spectre de turbulence et en même temps l'efficacité de l'accélération. Dans cet ordre d'idée, Pelletier & Marcowith (1998) ont montré que les conditions d'existence d'ondes non-linéaires solitaires (solitons) dans un plasma de paires relativistes dépendent de la densité du plasma. Notamment ces ondes disparaissent lorsque l'on approche l'équipartition entre pression magnétique et pression du plasma. L'accélération associée à ce type d'ondes peut ainsi être stoppée lorsque la densité du plasma devient trop importante.

Enfin la compréhension des mécanismes responsables de l'émission X et de la variabilité entre différentes gammes d'énergie des microquasars reste un problème ouvert. Si le mécanisme de fusée Compton est celui qui explique les mouvements superluminiques observés, il faut expliquer la formation d'un plasma de paires dans le contexte propre aux microquasars. Les signatures d'émission au delà du MeV pour ces objets restent faibles. Cependant l'observation d'éjections de composante synchrotron lors d'évènements éruptifs dans le cas de GRS 1915, implique la présence de particules de haute

énergie. Ces éjections correspondent généralement au passage d'un 'état dur' à un 'état mou'. Une piste à suivre est que les 'états durs' ont une compacité à 551 keV suffisante pour qu'un plasma de paires puisse se former. Ce plasma est alors propulsé par l'effet fusée Compton, introduisant ensuite un changement d'état spectral. Les échelles de temps accessibles pour ces objets sont de l'ordre de 10^7 fois plus courtes que pour les NAGs. On peut ainsi imaginer que des phénomènes de changement d'état spectral soient possibles pour les NAGs mais sur des échelles de temps de plusieurs milliers d'années.

Références Bibliographiques

- Adams, T. F. 1977, A SURVEY OF THE SEYFERT GALAXIES BASED ON LARGE-SCALE IMAGE-TUBE PLATES, *Astrophysical Journal, Supplement* **33**, 19+.
- Aharonian, F., Akhperjanian, A., Barrio, J., Bernlöhr, K. *et al.* 1997, Measurement of the flux, spectrum, and variability of TeV {gamma}-rays from Mkn 501 during a state of high activity., *Astron. & Astrophys.* **327**, L5.
- Aharonian, F. A., Akhperjanian, A. G., Barrio, J. A., Bernlöhr, K. *et al.* 1999a, Observations of Mkn 421 during 1997 and 1998 in the energy range above 500 GeV with the HEGRA stereoscopic Cherenkov telescope system, *astro-ph/9905032* .
- Aharonian, F. A., Akhperjanian, A. G., Barrio, J. A., Bernlöhr, K. *et al.* 1999b, The time averaged TeV energy spectrum of Mkn 501 of the extraordinary 1997 outburst as measured with the stereoscopic Cherenkov telescope system of HEGRA, *astro-ph/9903386* .
- Antonucci, R. 1993, Unified models for active galactic nuclei and quasars, *Annual Review of Astron and Astrophys* **31**, 473.
- Antonucci, R. R. J. et Miller, J. S. 1985, Spectropolarimetry and the nature of NGC 1068, *Astrophysical Journal* **297**, 621.
- Bailey, J., Sparks, W. B., Hough, J. H. et Axon, D. J. 1986a, Infrared polarimetry of the nucleus of Centaurus A - The nearest blazar?, *Nature* **322**, 150+.
- Bailey, J., Sparks, W. B., Hough, J. H. et Axon, D. J. 1986b, Infrared polarimetry of the nucleus of Centaurus A - The nearest blazar?, *Nature* **322**, 150+.
- Balbus, S. A. et Hawley, J. F. 1991, A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. I - Linear analysis. II - Nonlinear evolution, *Astrophysical Journal* **376**, 214.
- Barvainis, R. 1987, Hot dust and the near-infrared bump in the continuum spectra of quasars and active galactic nuclei, *Astrophysical Journal* **320**, 537.
- Blandford, R. D. et Konigl, A. 1979, Relativistic jets as compact radio sources, *Astrophysical Journal* **232**, 34.
- Blandford, R. D. et Levinson, A. 1995, Pair cascades in extragalactic jets. 1: Gamma rays, *Astrophysical Journal* **441**, 79.
- Blandford, R. D., Netzer, H., Woltjer, L., Courvoisier, T. *et al.* 1990, Active galactic nuclei, dans *Berlin; New York: Springer-Verlag, c1990.*, pp. 53...+.
- Blandford, R. D. et Payne, D. G. 1981, Compton scattering in a converging fluid flow. I - The transfer equation. II - Radiation-dominated shock, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **194**, 1033.
- Blandford, R. D. et Payne, D. G. 1982, Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **199**, 883.
- Blandford, R. D. et Rees, M. J. 1974, A 'twin-exhaust' model for double radio sources, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **169**, 395.
- Blandford, R. D. et Znajek, R. L. 1977, Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **179**, 433.
- Bloom, S. D. et Marscher, A. P. 1996, An Analysis of the Synchrotron Self-Compton Model for the Multi-Wave Band Spectra of Blazars, *Astrophysical Journal* **461**, 657+.
- Blumenthal, G. R. et Gould, R. J. 1970, Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases, *Reviews of Modern Physics* **42**, 237.
- Bower, G. C., Backer, D. C., Wright, M., Forster, J. R. *et al.* 1997, A Dramatic Millimeter Wavelength Flare in the Gamma-Ray Blazar NRAO 530, *Astrophysical Journal* **484**, 118+.
- Bradbury, S., Deckers, T., Petry, D., Konopelko, A. *et al.* 1997, Detection of {gamma}-rays above 1.5TeV from Mkn 501., *Astron. & Astrophys.* **320**, L5.
- Bregman, J. N. 1994, The origin of continuum emission in active galactic nuclei., *IAU Symposia* **159**, 5.

- Bregman, J. N., Glassgold, A. E., Huggins, P. J. et Kinney, A. L. 1986, Variability of Lyman-alpha and the ultraviolet continuum of 3C 446, *Astrophysical Journal* **301**, 698.
- Bridle, A. H. et Perley, R. A. 1984, Extragalactic Radio Jets, *Annual Review of Astron and Astrophys* **22**, 319.
- Brinkmann, W., Maraschi, L., Treves, A., Urry, C. *et al.* 1994, Multi-wavelength monitoring of the BL Lacertae Object PKS 2155-304 II. The ROSAT Observations, *Astron. & Astrophys.* **288**, 433.
- Buckley, J. H., Akerlof, C. W., Biller, S., Carter-Lewis, D. A. *et al.* 1996, Gamma-Ray Variability of the BL Lacertae Object Markarian 421, *Astrophysical Journal, Letters* **472**, L9.
- Camenzind, M. 1986, Centrifugally driven MHD-winds in active galactic nuclei, *Astron. & Astrophys.* **156**, 137.
- Camenzind, M. et Courvoisier, T. J. L. 1984, The radio-to-UV continuum in 3C 273, *Astron. & Astrophys.* **140**, 341.
- Carini, M. T. et Miller, H. R. 1992, The optical variability of PKS 2155 - 304, *Astrophysical Journal* **385**, 146.
- Catanese, M., Akerlof, C. W., Badran, H. M., Biller, S. D. *et al.* 1998, Discovery of Gamma-Ray Emission above 350 GeV from the BL Lacertae Object 1ES 2344+514, *Astrophysical Journal* **501**, 616+.
- Celotti, A. et Fabian, A. C. 1993, THE KINETIC POWER AND LUMINOSITY OF PARSECSCALE RADIO JETS - AN ARGUMENT FOR HEAVY JETS, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **264**, 228+.
- Chadwick, P. M., Lyons, K., MCombs, T. J. L., Orford, K. J. *et al.* 1999, Very High Energy Gamma Rays from PKS 2155-304, *Astrophysical Journal* **513**, 161.
- Chiaberge, M. et Ghisellini, G. 1999, Rapid variability in the synchrotron self-Compton model for blazars, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **306**, 551+.
- Clavel, J., Nandra, K., Makino, F., Pounds, K. A. *et al.* 1992, Correlated hard X-ray and ultraviolet variability in NGC 5548, *Astrophysical Journal* **393**, 113.
- Cohen, M. H., Zensus, J. A., Biretta, J. A., Comoretto, G. *et al.* 1987, Evolution of 3C 273 at 10.7 GHz, *Astrophysical Journal, Letters* **315**, L89.
- Colbert, E. J. M., Baum, S. A., Gallimore, J. F., O'Dea, C. P. *et al.* 1996, Large-Scale Outflows in Edge-on Seyfert Galaxies. II. Kiloparsec-Scale Radio Continuum Emission, *Astrophysical Journal* **467**, 551+.
- Collin-Souffrin, S. 1991, On the origin of the optical and UV continuum in active galactic nuclei, *Astron. & Astrophys.* **249**, 344.
- Collmar, W. 1996, Gamma-Ray Blazars in the COMPTEL Regime, *Proc. of Gamma-ray Emitting AGN, Heidelberg* p. 9.
- Collmar, W., Bennett, K., Bloemen, H., Blom, J. J. *et al.* 1997, COMPTEL observations of the quasar PKS 0528+134 during the first 3.5 years of the CGRO mission, *Astron. & Astrophys.* **328**, 33.
- Comastri, A., Fiore, F., Guainazzi, M., Matt, G. *et al.* 1998, BeppoSAX observations of narrow-line Seyfert 1 galaxies. I. Ton S 180, *Astron. & Astrophys.* **333**, 31.
- Contopoulos, J. et Lovelace, R. V. E. 1994, Magnetically driven jets and winds: Exact solutions, *Astrophysical Journal* **429**, 139.
- Coppi, P. S. et Blandford, R. D. 1990, Reaction rates and energy distributions for elementary processes in relativistic pair plasmas, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **245**, 453.
- Courvoisier, T. J. L. 1998, The bright quasar 3C 273, *Astronomy and Astrophysics Reviews* **9**, 1.
- Courvoisier, T. J.-L., Blecha, A., Bouchet, P., Bratschi, P. *et al.* 1995, Multiwavelength monitoring of the BL Lacertae object PKS 2155-304. 3: Ground-based observations in 1991 November, *Astrophysical Journal* **438**, 108.
- Courvoisier, T. J. L. et Clavel, J. 1991, Observational constraints on disc models for quasar and Seyfert galaxies, *Astron. & Astrophys.* **248**, 389.
- Courvoisier, T. J. L., Robson, E. I., Blecha, A., Bouchet, P. *et al.* 1990, Multi-wavelength observations of 3C 273. II - 1986-1988, *Astron. & Astrophys.* **234**, 73.

- Courvoisier, T. J. L., Robson, E. I., Hughes, D. H., Blecha, A. *et al.* 1988, Rapid infrared and optical variability in the bright quasar 3C273, *Nature* **335**, 330.
- Courvoisier, T. J. L., Turner, M. J. L., Robson, E. I., Gear, W. K. *et al.* 1987, The radio to X-ray continuum emission of the quasar 3C273 and its temporal variations, *Astron. & Astrophys.* **176**, 197.
- Dermer, C. D. 1998, On Spectral and Temporal Variability in Blazars and Gamma-Ray Bursts, *Astrophysical Journal, Letters* **501**, L157.
- Dermer, C. D. et Gehrels, N. 1995, Two Classes of Gamma-Ray-emitting Active Galactic Nuclei, *Astrophysical Journal* **447**, 103+.
- Dermer, C. D. et Schlickeiser, R. 1993, Model for the High-Energy Emission from Blazars, *Astrophysical Journal* **416**, 458+.
- Djannati-Atai, A., Piron, F., Barrau, A., Iacoucci, L. *et al.* 1999, Very High Energy Gamma-ray spectral properties of Mrk 501 from CAT Cerenkov telescope observations in 1997, *astro-ph/9906060*.
- Ebisawa, K., Ueda, Y., Inoue, H., Tanaka, Y. *et al.* 1996, ASCA Observations of the Iron Line Structure in Cygnus X-1, *Astrophysical Journal* **467**, 419+.
- Edelson, R. 1992, A survey of ultraviolet variability in blazars, *Astrophysical Journal* **401**, 516.
- Edelson, R. 1994, High-energy continuum variability in active galactic nuclei., *IAU Symposia* **159**, 113.
- Edelson, R., Krolik, J., Madejski, G., Maraschi, L. *et al.* 1995, Multiwavelength monitoring of the BL Lacertae object PKS 2155-304. 4: Multiwavelength analysis, *Astrophysical Journal* **438**, 120.
- Edelson, R. A. et Malkan, M. A. 1986, Spectral energy distributions of active galactic nuclei between 0.1 and 100 microns, *Astrophysical Journal* **308**, 59.
- Edelson, R. A. et Malkan, M. A. 1987, Far-infrared variability in active galactic nuclei, *Astrophysical Journal* **323**, 516.
- Falomo, R., Bersanelli, M., Bouchet, P. et Tanzi, E. G. 1993, The optical to near-infrared emission of BL Lac objects - Simultaneous observations, *Astronomical Journal* **106**, 11.
- Fan, J., Xie, G. et Wen, S. 1996, The relativistic beaming model for active galactic nuclei., *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **116**, 409.
- Fanaroff, B. L. et Riley, J. M. 1974, The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **167**, 31P.
- Fender, R. P., Garrington, S. T., MCKay, D. J., Muxlow, T. W. B. *et al.* 1999, MERLIN observations of relativistic ejections from GRS 1915+105, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **304**, 865.
- Ferreira, J. 1997, Magnetically-driven jets from Keplerian accretion discs., *Astron. & Astrophys.* **319**, 340.
- Ferreira, J. et Pelletier, G. 1995, Magnetized accretion-ejection structures. III. Stellar and extragalactic jets as weakly dissipative disk outflows., *Astron. & Astrophys.* **295**, 807+.
- Fichtel, C. E., Bertsch, D. L., Chiang, J., Dingus, B. L. *et al.* 1994, The first energetic gamma-ray experiment telescope (EGRET) source catalog, *Astrophysical Journal, Supplement* **94**, 551.
- Finoguenov, A., Churazov, E., Gilfanov, M., Sunyaev, R. *et al.* 1994, Localization and spectrum of the X-ray transient source GRS 1915 + 105, *Astrophysical Journal* **424**, 940.
- Fossati, G., Maraschi, L., Celotti, A., Comastri, A. *et al.* 1998, A unifying view of the spectral energy distributions of blazars, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **299**, 433.
- Francis, P. J., Hewett, P. C., Foltz, C. B., Chaffee, F. H. *et al.* 1991, A high signal-to-noise ratio composite quasar spectrum, *Astrophysical Journal* **373**, 465.
- Fugmann, W. et Meisenheimer, K. 1988, CCD polarimetry and photometry of 5 GHz radio sources, *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **76**, 145.
- Gabuzda, D. C., Cawthorne, T. V., Roberts, D. H. et Wardle, J. F. C. 1989, The milliarcsecond polarization structure of six BL Lacertae objects, *Astrophysical Journal* **347**, 701.
- Gaidos, J. A., Akerlof, C. W., Biller, S. D., Boyle, P. J. *et al.* 1996, Very Rapid and Energetic Bursts of TeV Photons from the Active Galaxy Markarian 421., *Nature* **383**, 319+.

- Ghisellini, G. 1999, The Power of Jets: Blazars vs Galactic Superluminals, dans *High Energy Processes in Accreting Black Holes, ASP Conference Series 161*, ed. Juri Poutanen & Roland Svensson. ISBN 1-886733-81-3 (1999), p.249, pp. 249+.
- Ghisellini, G., Celotti, A., George, I. M. et Fabian, A. C. 1992, The role of electron-positron pairs in parsec-scale radio jets, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **258**, 776.
- Ghisellini, G., George, I. M., Fabian, A. C. et Done, C. 1991, Anisotropic inverse Compton emission, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **248**, 14.
- Ghisellini, G. et Madau, P. 1996, On the origin of the gamma-ray emission in blazars, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **280**, 67.
- Ghisellini, G., Maraschi, L. et Treves, A. 1985, Inhomogeneous synchrotron-self-Compton models and the problem of relativistic beaming of BL Lac objects, *Astron. & Astrophys.* **146**, 204.
- Ghisellini, G., Padovani, P., Celotti, A. et Maraschi, L. 1993, Relativistic bulk motion in active galactic nuclei, *Astrophysical Journal* **407**, 65.
- Gierlinski, M., Zdziarski, A. A., Done, C., Johnson, W. N. et al. 1997, Simultaneous X-ray and gamma-ray observations of Cyg X-1 in the hard state by Ginga and OSSE, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **288**, 958.
- Gould, R. J. et Schröder, G. P. 1967, Pair production in photon-photon collisions, *Physical review* **155**, 1404.
- Graham, J. A. 1979, The structure and evolution of NGC 5128, *Astrophysical Journal* **232**, 60.
- Grandi, P., Guainazzi, M., Mineo, T., Parmar, A. N. et al. 1997, BeppoSAX observation of 3C 273: broadband spectrum and detection of a low-energy absorption feature., *Astron. & Astrophys.* **325**, L17.
- Grandi, P., Maraschi, L., Urry, C. M., Wehrle, A. E. et al. 1994, *Adv. Space Res.* **82**, 93.
- Grandi, P., Urry, C. M., Maraschi, L., Wehrle, A. E. et al. 1996, 3C 279 Multiwavelength Monitoring. II. The Ground-based Campaign, *Astrophysical Journal* **459**, 73+.
- Grove, J. E., Grindlay, J. E., Harmon, B. A., Hua, X. M. et al. 1997, Galactic Black Hole Binaries: High-Energy Radiation, dans *AIP Conf. Proc. 410: Proceedings of the Fourth Compton Symposium*, pp. 122+.
- Grove, J. E., Johnson, W. N., Kroeger, R. A., McNaron-Brown, K. et al. 1998, Gamma-Ray Spectral States of Galactic Black Hole Candidates, *Astrophysical Journal* **500**, 899+.
- Haardt, F. et Maraschi, L. 1991, A two-phase model for the X-ray emission from Seyfert galaxies, *Astrophysical Journal, Letters* **380**, L51.
- Hameury, J. M., Lasota, J. P., McClintock, J. E. et Narayan, R. 1997, Advection-dominated Flows around Black Holes and the X-Ray Delay in the Outburst of GRO J1655-40, *Astrophysical Journal* **489**, 234+.
- Harmon, B., Wilson, C., Zhang, S., Paciesas, W. et al. 1995, Correlations between X-ray outbursts and relativistic ejections in the X-ray transient GRO J1655-40, *Nature* **374**, 703+.
- Hartman, R. C., Bertsch, D. L., Fichtel, C. E., Hunter, S. D. et al. 1992, Detection of high-energy gamma radiation from quasar 3C 279 by the EGRET telescope on the Compton Gamma Ray Observatory, *Astrophysical Journal, Letters* **385**, L1.
- Hartman, R. C., Webb, J. R., Marscher, A. P., Travis, J. P. et al. 1996, Simultaneous Multiwavelength Spectrum and Variability of 3C 279 from 10 9 to 10 24 Hz, *Astrophysical Journal* **461**, 698+.
- Hawarden, T. G., Sandell, G., Matthews, H. E., Friberg, P. et al. 1993, Structure of NGC 5128 (Centaurus A) at submillimetre wavelengths, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **260**, 844.
- Hawley, J. F. et Balbus, S. A. 1991, A Powerful Local Shear Instability in Weakly Magnetized Disks. II. Nonlinear Evolution, *Astrophysical Journal* **376**, 223+.
- Hazard, C., MacKey, M. B. et Shimmins, A. J. 1963, Investigation of the Radio source 3C 273 by the method of lunar occultations, *Nature* **197**, 1037.
- Heidt, J. 1996, Intraday Variability Statistics of BL Lac Objects in the Optical Domain, dans *Blazar continuum variability Astronomical Society of the Pacific Conference Series 110, Proceedings of an international workshop held at Florida International University, Miami, Florida, USA, 4-7 February 1996, San Francisco:*

- Astronomical Society Pacific*, edited by H. Richard Miller, James R. Webb, and John C. Noble, p.64, pp. 64+.
- Heidt, J. et Wagner, S. J. 1996, Statistics of optical intraday variability in a complete sample of radio-selected BL Lacertae objects., *Astron. & Astrophys.* **305**, 42+.
- Henri, G. et Pelletier, G. 1991, Relativistic electron-positron beam formation in the framework of the two-flow model for active galactic nuclei, *Astrophysical Journal, Letters* **383**, L7.
- Henri, G., Pelletier, G., Petrucci, P. O. et Renaud, N. 1999, Active galactic nuclei as high energy engines, *Astroparticle Physics* **11**, 347.
- Henri, G., Pelletier, G. et Roland, J. 1993, Gamma-ray emission of active galactic nuclei as a signature of relativistic electron-positron beams, *Astrophysical Journal, Letters* **404**, L41.
- Henri, G. et Petrucci, P. O. 1997, Anisotropic illumination of AGN's accretion disk by a non thermal source. I. General theory and application to the Newtonian geometry., *Astron. & Astrophys.* **326**, 87.
- Hills, J. G. 1975, Possible power source of Seyfert galaxies and QSOs, *Nature* **254**, 295.
- Hills, J. G. 1978; Stellar debris clouds in quasars and related objects, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **182**, 517.
- Hirovani, K., Iguchi, S., Kimura, M. et Wajima, K. 1998, Pair Plasma Dominance in pc-scale Jet of 3C345, dans *Abstracts of the 19th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics and Cosmology, held in Paris, France, Dec. 14-18, 1998. Eds.: J. Paul, T. Montmerle, and E. Aubourg (CEA Saclay).*, pp. E407-+.
- Hirovani, K., Iguchi, S., Kimura, M. et Wajima, K. 1999, Pair Plasma Dominance in the 3C 279 Jet on Parsec Scales, *Publications of the ASJ* **51**, 263.
- Hjellming, R. et Rupen, M. 1995, Episodic ejection of relativistic jets by the X-ray transient GRO J1655-40, *Nature* **375**, 464+.
- Hjellming, R. M., Rupen, M. P., Mioduszewski, A. J., Smith, D. A. et al. 1998, Radio and X-ray Observations of the New Relativistic Jet X-ray Transient XTE J1748-288, *American Astronomical Society Meeting* **193**, 10308+.
- Hufnagel, B. R. et Bregman, J. N. 1992, Optical and radio variability in blazars, *Astrophysical Journal* **386**, 473.
- Hummel, C. A., Schalinski, C. J., Krichbaum, T. P., Rioja, M. J. et al. 1992, The jets of quasar 1928+738 - Superluminal motion and large-scale structure, *Astron. & Astrophys.* **257**, 489.
- Hutchings, J. B., Janson, T. et Neff, S. G. 1989, What is the difference between radio-loud and radio-quiet quasi-stellar objects?, *Astrophysical Journal* **342**, 660.
- Impey, C. D. et Neugebauer, G. 1988, Energy distributions of blazars, *Astronomical Journal* **95**, 307.
- Iyudin, A. F., Bennett, K., Bloemen, H., Diehl, R. et al. 1998, Galactic superluminal sources at MeV energies, dans *Proceedings of the 3rd INTEGRAL workshop, Taormina 14-18 Sept. 1998*, p. in press.
- Johnson, W. N., Kinzer, R. L., Kurfess, J. D., Strickman, M. S. et al. 1993, The Oriented Scintillation Spectrometer Experiment - Instrument description, *Astrophysical Journal, Supplement* **86**, 693.
- Jones, D. L., Tingay, S. J., Murphy, D. W., Meier, D. L. et al. 1996, Discovery of a Sub-Parsec Radio Counterjet in the Nucleus of Centaurus A, *Astrophysical Journal, Letters* **466**, L63.
- Jourdain, E., Bassani, L., Roques, J. P., Mandrou, P. et al. 1993, On the hard X-ray variability of Centaurus A, *Astrophysical Journal* **412**, 586.
- Kawai, N., Matsuoka, M., Bregman, J. N., Aller, H. D. et al. 1991, Multifrequency observations of BL Lacertae in 1988, *Astrophysical Journal* **382**, 508.
- Kellermann, K. I. et Pauliny-Toth, I. I. K. 1981, Compact radio sources, *Annual Review of Astron and Astrophys* **19**, 373.
- Kinzer, R. L., Johnson, W. N., Dermer, C. D., Kurfess, J. D. et al. 1995, OSSE Observations of Gamma-Ray Emission from Centaurus A, *Astrophysical Journal* **449**, 105+.
- Kirk, J. G., Rieger, F. M. et Mastichiadis, A. 1998, Particle acceleration and synchrotron emission in blazar jets, *Astron. & Astrophys.* **333**, 452.

- Kniffen, D. A., Bertsch, D. L., Fichtel, C. E., Hartman, R. C. *et al.* 1993, Time variability in the gamma-ray emission of 3C 279, *Astrophysical Journal* **411**, 133.
- Koratkar, A., Pian, E., Urry, C. M. et Pesce, J. E. 1998, Monitoring Ly alpha Emission from the Blazar 3C 279, *Astrophysical Journal* **492**, 173+.
- Kormendy, J. et Richstone, D. 1995, Inward Bound—The Search For Supermassive Black Holes In Galactic Nuclei, *Annual Review of Astron and Astrophys* **33**, 581+.
- Krennrich, F., Biller, S. D., Bond, I. H., Boyle, P. J. *et al.* 1999, Measurement of the Multi-TeV Gamma-Ray Flare Spectra of Markarian 421 and Markarian 501, *Astrophysical Journal* **511**, 149.
- Krichbaum, T. P., Otterbein, K., Britzen, S., Kraus, A. *et al.* 1996, The Sub-Parsec structure and kinematics of Gamma-Bright Blazars, *Proc. of Gamma-ray Emitting AGN, Heidelberg* p. 97.
- Krichbaum, T. P., Witzel, A., Booth, R. S., Kus, A. J. *et al.* 1990, 43 GHz-VLBI observations of 3C273 after a flux density outburst in 1988, *Astron. & Astrophys.* **237**, 3.
- Kurfess, J. D. 1994, Compton observatory observations of AGN., *IAU Symposia* **159**, 39.
- Levinson, A. et Blandford, R. 1995a, Pair Cascades in Extragalactic Jets. II. The Beamed X-Ray Spectrum, *Astrophysical Journal* **449**, 86+.
- Levinson, A. et Blandford, R. 1995b, Physics of Galactic Superluminal Sources, *American Astronomical Society Meeting* **187**, 5503+.
- Li, H. et Liang, E. P. 1996, Formation and Radiation Acceleration of Pair Plasmoids near Galactic Black Holes, *Astrophysical Journal* **458**, 514+.
- Lichti, G., Balonek, T., Courvoisier, T.-L., Johnson, N. *et al.* 1995, Simultaneous and quasi-simultaneous observations of the continuum emission of the quasar 3C 273 from radio to {gamma}-ray energies., *Astron. & Astrophys.* **298**, 711+.
- Luminet, J.-P. et Marck, J.-A. 1985, Tidal squeezing of stars by Schwarzschild black holes, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **212**, 57.
- Lynden-Bell, D. 1969, *Nature* **223**, 690.
- Lynden-Bell, D. 1977, Hubble's constant determined from super-luminal radio sources, *Nature* **270**, 396.
- Maisack, M., Mannheim, K. et Collmar, W. 1997, Constraints on the 3-30MeV emission of Seyfert galaxies., *Astron. & Astrophys.* **319**, 397.
- Makino, F., Edelson, R., Fujimoto, R., Kii, T. *et al.* 1996, Observations of Blazars with ASCA, dans *Roentgenstrahlung from the Universe*, pp. 413-416.
- Malkan, M. A. 1983, The ultraviolet excess of luminous quasars. II - Evidence for massive accretion disks, *Astrophysical Journal* **268**, 582.
- Malkan, M. A., Gorjian, V. et Tam, R. 1998, A Hubble Space Telescope Imaging Survey of Nearby Active Galactic Nuclei, *Astrophysical Journal, Supplement* **117**, 25+.
- Malkan, M. A. et Sargent, W. L. W. 1982, The ultraviolet excess of Seyfert 1 galaxies and quasars, *Astrophysical Journal* **254**, 22.
- Mannheim, K. 1996, TeV Gamma-Rays from Proton Blazars, *Space Science Reviews* **75**, 331.
- Mannheim, K. et Biermann, P. L. 1992, Gamma-ray flaring of 3C 279 - A proton-initiated cascade in the jet?, *Astron. & Astrophys.* **253**, L21.
- Maraschi, L., Ghisellini, G. et Celotti, A. 1992, A jet model for the gamma-ray emitting blazar 3C 279, *Astrophysical Journal, Letters* **397**, L5.
- Maraschi, L., Grandi, P., Urry, C. M., Wehrle, A. E. *et al.* 1994, The 1993 multiwavelength campaign on 3C 279: The radio to gamma-ray energy distribution in low state, *Astrophysical Journal, Letters* **435**, L91.
- Marcowith, A., Henri, G. et Pelletier, G. 1995, Gamma-ray emission of blazars by a relativistic electron-positron beam, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **277**, 681.
- Marcowith, A., Henri, G. et Renaud, N. 1998, Non-thermal pair model for the radio-galaxy Centaurus A, *Astron. & Astrophys.* **331**, L57.

- Marcowith, A., Pelletier, G. et Henri, G. 1997, Acceleration mechanism in compact objects., *Astron. & Astrophys.* **323**, 271.
- Margon, B. 1984, Observations of SS 433, *Annual Review of Astron and Astrophys* **22**, 507.
- Marscher, A. P. et Gear, W. K. 1985, Models for high-frequency radio outbursts in extragalactic sources, with application to the early 1983 millimeter-to-infrared flare of 3C 273, *Astrophysical Journal* **298**, 114.
- Mastichiadis, A. et Kirk, J. G. 1997, Variability in the synchrotron self-Compton model of blazar emission., *Astron. & Astrophys.* **320**, 19.
- Mattox, J. R., Wagner, S. J., Malkan, M., McGlynn, T. A. et al. 1997, An Intense Gamma-Ray Flare of PKS 1622-297, *Astrophysical Journal* **476**, 692+.
- McNaron-Brown, K., Johnson, W. N., Jung, G. V., Kinzer, R. L. et al. 1995, OSSE Observations of Blazars, *Astrophysical Journal* **451**, 575+.
- Meier, D. L., et al. 1993, (eds.) Sub-Arcsecond Radio Astronomy, *Cambridge University Press* p. 201.
- Miller, J. S., Goodrich, R. W. et Mathews, W. G. 1991, Multidirectional views of the active nucleus of NGC 1068, *Astrophysical Journal* **378**, 47.
- Mirabel, I. et Rodriguez, L. 1994, A superluminal source in the Galaxy, *Nature* **371**, 46+.
- Mirabel, I. F., Dhawan, V., Chaty, S., Rodriguez, L. F. et al. 1998, Accretion instabilities and jet formation in GRS 1915+105, *Astron. & Astrophys.* **330**, L9.
- Mirabel, I. F. et Rodriguez, L. F. 1999, Sources of relativistic jets in the galaxy, *astro-ph/9902062* .
- Miyoshi, M., Moran, J., Herrnstein, J., Greenhill, L. et al. 1995, EVIDENCE FOR A BLACK-HOLE FROM HIGH ROTATION VELOCITIES IN A SUB-PARSEC REGION OF NGC4258, *Nature* **373**, 127+.
- Moffet, A. T., Gubbay, J., Robertson, D. S. et Legg, A. J. 1972, HIGH RESOLUTION OBSERVATIONS OF VARIABLE RADIO SOURCES, *IAU Symposia* **44**, 228+.
- Morganti, R., Robinson, A., Fosbury, R. A. E., Di Serego Alighieri, S. et al. 1991, The nature of the optical filaments in Centaurus A - Evidence for a beamed ionizing continuum, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **249**, 91.
- Morini, M., Anselmo, F. et Molteni, D. 1989, The X-ray structure of Centaurus A from 0.1 to 50 keV observations with Exosat, *Astrophysical Journal* **347**, 750.
- Mukherjee, R., Bertsch, D. L., Bloom, S. D., Dingus, B. L. et al. 1997, EGRET Observations of High-energy Gamma-Ray Emission from Blazars: An Update, *Astrophysical Journal* **490**, 116+.
- Mushotzky, R. F., Fabian, A. C., Iwasawa, K., Kunieda, H. et al. 1995, Detection of broad iron K lines in active galaxies, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **272**, L9.
- Nandra, K. et Pounds, K. A. 1994, GINGA OBSERVATIONS OF THE X-RAY SPECTRA OF SEYFERT GALAXIES, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **268**, 405+.
- Narayan, R. et Yi, I. 1995, Advection-dominated Accretion: Underfed Black Holes and Neutron Stars, *Astrophysical Journal* **452**, 710+.
- Neshpor, Y. I., Stepanyan, A. A., Kalekin, O. P., Fomin, V. P. et al. 1998, Blazar 3C 66A: Another Extragalactic Source of Ultra-High-Energy Gamma-Ray Photons, *Astronomy Letters* **24**, 134+.
- Neugebauer, G., Green, R. F., Matthews, K., Schmidt, M. et al. 1987, Continuum energy distributions of quasars in the Palomar-Green Survey, *Astrophysical Journal, Supplement* **63**, 615.
- Neugebauer, G., Soifer, B. T., Miley, G. K. et Clegg, P. E. 1986, Quasars measured by the Infrared Astronomical Satellite, *Astrophysical Journal* **308**, 815.
- Novikov, I. D. et Thorne, K. S. 1973, Black Holes, ed. C. De Witt (*New York: Gordon and Breach*) p. 343.
- Odell, S. L. 1981, Radiation force on a relativistic plasma and the Eddington limit, *Astrophysical Journal, Letters* **243**, L147.
- Orr, M. J. L. et Browne, I. W. A. 1982, Relativistic beaming and quasar statistics, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **200**, 1067.
- Osterbrock, D. E. 1993, The nature and structure of active galactic nuclei, *Astrophysical Journal* **404**, 551.

- Otterbein, K., Krichbaum, T. P., Kraus, A., Lobanov, A. P. *et al.* 1998, Gamma-ray to radio activity and ejection of a VLBI component in the jet of the S5-quasar 0836+710, *Astron. & Astrophys.* **334**, 489.
- Pacholczyk, A. G. 1970, Radio astrophysics. Nonthermal processes in galactic and extragalactic sources, dans *Series of Books in Astronomy and Astrophysics, San Francisco: Freeman, 1970.*
- Padovani, P. 1997, GAMMA-RAY EMITTING AGN AND UNIFIED SCHEMES, dans *Very High Energy Phenomena in the Universe; Morion Workshop. ISBN 2-86332-217-6 Editions Frontieres, Edited by Y. Giraud-Heraud and J. Tran Thanh Van, 1997., p.7, pp. 7-6.*
- Pelletier, G. et Marcowith, A. 1998, Nonlinear Dynamics in the Relativistic Plasma of Astrophysical High-Energy Sources, *Astrophysical Journal* **502**, 598+.
- Pelletier, G. et Pudritz, R. E. 1992, Hydromagnetic disk winds in young stellar objects and active galactic nuclei, *Astrophysical Journal* **394**, 117.
- Penston, M. V. et Perez, E. 1984, An evolutionary link between Seyfert I and II galaxies?, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **211**, 33P.
- Perley, R. A. 1982, The positions, structures, and polarizations of 404 compact radio sources, *Astronomical Journal* **87**, 859.
- Pesce, J. E., Urry, C. M., Maraschi, L., Treves, A. *et al.* 1997, Multiwavelength Monitoring of the BL Lacertae Object PKS 2155-304 in 1994 May. I. The Ground-based Campaign, *Astrophysical Journal* **486**, 770+.
- Phinney, E. 1982, Acceleration of a relativistic plasma by radiation pressure, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **198**, 1109+.
- Phinney, E. S. 1987, How fast can a blob go?, dans *Superluminal Radio Sources*, pp. 301-305.
- Pian, E., Urry, C. M., Maraschi, L., Madejski, G. *et al.* 1999, Ultraviolet and Multiwavelength Variability of the Blazar 3C 279: Evidence for Thermal Emission, *Astrophysical Journal* **521**, 112.
- Pian, E., Urry, C. M., Treves, A., Maraschi, L. *et al.* 1997, Multiwavelength Monitoring of the BL Lacertae Object PKS 2155-304 in 1994 May. II. The IUE Campaign, *Astrophysical Journal* **486**, 784+.
- Pian, E., Vacanti, G., Tagliaferri, G., Ghisellini, G. *et al.* 1998, BeppoSAX Observations of Unprecedented Synchrotron Activity in the BL Lacertae Object Markarian 501, *Astrophysical Journal, Letters* **492**, L17.
- Pohl, M., Reich, W., Krichbaum, T. P., Standke, K. *et al.* 1995, Radio observations of the {gamma}-ray quasar 0528+134. Superluminal motion and an extreme scattering event., *Astron. & Astrophys.* **303**, 383+.
- Pounds, K. A., Done, C. et Osborne, J. P. 1995, RE 1034+39: a high-state Seyfert galaxy?, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **277**, L5.
- Poutanen, J. 1998, Accretion disc-corona models and χ -ray spectra of accreting black holes, dans *Theory of Black Hole Accretion Disks, edited by Marek A. Abramowicz, Gunnlaugur Bjornsson, and James E. Pringle. Cambridge University Press, 1998., p.100, pp. 100+.*
- Punch, M., Akerlof, C. W., Cawley, M. F., Chantell, M. *et al.* 1992, Detection of TeV photons from the active galaxy Markarian 421, *Nature* **358**, 477+.
- Quinn, J., Akerlof, C. W., Biller, S., Buckley, J. *et al.* 1996, Detection of Gamma Rays with E \geq 300 GeV from Markarian 501, *Astrophysical Journal, Letters* **456**, L83.
- Ramos, E., Kafatos, M., Fruscione, A., Bruhweiler, F. C. *et al.* 1997, Contemporaneous IUE, EUVE, and High-Energy Observations of 3C 273, *Astrophysical Journal* **482**, 167+.
- Rees, M. J. 1966, Appearance of relativistically expanding radio sources, *Nature* **211**, 468.
- Rees, M. J. 1967, Studies in Radio source structure: I a relativistically expanding model for variable quasi-stellar Radio sources, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **135**, 345.
- Rees, M. J. 1984, Black Hole Models for Active Galactic Nuclei, *Annual Review of Astron and Astrophys* **22**, 471.
- Rees, M. J., Phinney, E. S., Begelman, M. C. et Blandford, R. D. 1982, Ion-supported tori and the origin of radio jets, *Nature* **295**, 17.
- Renaud, N. et Henri, G. 1998, The terminal bulk Lorentz factor of relativistic electron-positron jets, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **300**, 1047.

- Reynolds, C. S., Fabian, A. C., Celotti, A. et Rees, M. J. 1996, The matter content of the jet in M87: evidence for an electron-positron jet, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **283**, 873.
- Rieke, G. H. et Weekes, T. C. 1969, PRODUCTION OF COSMIC GAMMA RAYS BY COMPTON SCATTERING IN DISCRETE SOURCES, *Astrophysical Journal* **155**, 429+.
- Robson, E. I., Gear, W. K., Brown, L. M. J., Courvoisier, T. J. L. et al. 1986, A new infrared spectral component of the quasar 3C273, *Nature* **323**, 134.
- Robson, E. I., Litchfield, S. J., Gear, W. K., Hughes, D. H. et al. 1993, The infrared-millimetre-centimetre flaring behaviour of the quasar 3C 273, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **262**, 249.
- Robson, I. 1996, Active galactic nuclei, dans *Wiley-Praxis Series in Astronomy and Astrophysics*, New York, NY: Wiley, Chichester: Praxis Publishing, —c1996.
- Rosso, F. et Pelletier, G. 1994, A variational method for solving fast MHD flows. Consequences for stellar and extragalactic jets, *Astron. & Astrophys.* **287**, 325.
- Rybicki, G. B. et Lightman, A. P. 1979, Radiative processes in astrophysics, dans *New York, Wiley-Interscience, 1979. 393 p.*
- Salamon, M. H. et Stecker, F. W. 1998, Absorption of High-Energy Gamma Rays by Interactions with Extragalactic Starlight Photons at High Redshifts and the High-Energy Gamma-Ray Background, *Astrophysical Journal* **493**, 547+.
- Salonen, E., Terasranta, H., Urpo, S., Tiuri, M. et al. 1987, Five years monitoring of extragalactic radio sources. I - Observations at 12, 22 and 37 GHz, *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **70**, 409.
- Salpeter, E. E. 1964, ACCRETION OF INTERSTELLAR MATTER BY MASSIVE OBJECTS., *Astrophysical Journal* **140**, 796+.
- Samuelson, F. W., Biller, S. D., Bond, I. H., Boyle, P. J. et al. 1998, The TeV Spectrum of Markarian 501, *Astrophysical Journal, Letters* **501**, L17.
- Sanders, D. B., Phinney, E. S., Neugebauer, G., Soifer, B. T. et al. 1989, Continuum energy distribution of quasars - Shapes and origins, *Astrophysical Journal* **347**, 29.
- Scarpa, R., Falomo, R. et Pian, E. 1995, A study of emission lines variability of the active galaxy PKS 0521-365., *Astron. & Astrophys.* **303**, 730+.
- Scheuer, P. A. G. 1974, Models of extragalactic radio sources with a continuous energy supply from a central object, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **166**, 513.
- Schmidt, M. 1963, 3C 273: a star-like object with large red-shift., *Nature* **197**, 1040.
- Schramm, K. J., Borgeest, U., Camenzind, M., Wagner, S. J. et al. 1993, Recent activity in the optical and radio lightcurves of the blazar 3C 345: indications for a 'lighthouse effect' due to jet rotation, *Astron. & Astrophys.* **278**, 391.
- Schubnell, M. S., Akerlof, C. W., Biller, S., Buckley, J. et al. 1996, Very High Energy Gamma-Ray Emission from the Blazar Markarian 421, *Astrophysical Journal* **460**, 644+.
- Sembay, S., Warwick, R. S., Urry, C. M., Sokoloski, J. et al. 1993, The X-ray spectral variability of the BL Lacertae type object PKS 2155-304, *Astrophysical Journal* **404**, 112.
- Shakura, N. I. et Sunyaev, R. A. 1973, Black holes in binary systems. Observational appearance., *Astron. & Astrophys.* **24**, 337.
- Shapiro, S. L., Lightman, A. P. et Eardley, D. M. 1976, A two-temperature accretion disk model for Cygnus X-1 - Structure and spectrum, *Astrophysical Journal* **204**, 187.
- Shields, G. A. 1978, Thermal continuum from accretion disks in quasars, *Nature* **272**, 706.
- Shrader, C. et Titarchuk, L. 1998, The High-Energy Spectra of Accreting Black Holes: Observational Evidence for Bulk-Motion Infall, *Astrophysical Journal, Letters* **499**, L31.
- Sikora, M., Begelman, M. C. et Rees, M. J. 1994, Comptonization of diffuse ambient radiation by a relativistic jet: The source of gamma rays from blazars?, *Astrophysical Journal* **421**, 153.
- Sikora, M., Sol, H., Begelman, M. C. et Madejski, G. M. 1996, Radiation drag in relativistic active galactic nucleus jets, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **280**, 781.

- Skibo, J. B., Dermer, C. D. et Kinzer, R. L. 1994, Is the high-energy emission from Centaurus A compton-scattered jet radiation?, *Astrophysical Journal, Letters* **426**, L23.
- Smith, P. S., Hall, P. B., Allen, R. G. et Sitko, M. L. 1992, Intensive optical monitoring of the BL Lacertae object PKS 2155-304, *Astrophysical Journal* **400**, 115.
- Sol, H., Pelletier, G. et Asseo, E. 1989, Two-flow model for extragalactic radio jets, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **237**, 411.
- Spencer, R. E. 1979, A radio jet in SS433, *Nature* **282**, 483+.
- Standke, K., Quirrenbach, A., Krichbaum, T., Witzel, A. et al. 1996, The intraday variable quasar 0917+624: VLBI and X-ray observations., *Astron. & Astrophys.* **306**, 27+.
- Stecker, F. W. et De Jager, O. C. 1998, Absorption of very high energy gamma-rays by intergalactic infrared radiation: A new determination, *Astron. & Astrophys.* **334**, L85.
- Steinle, H., Bennett, K., Bloemen, H., Collmar, W. et al. 1998, COMPTEL observations of Centaurus A at MeV energies in the years 1991 to 1995, *Astron. & Astrophys.* **330**, 97.
- Steinle, H. et the COMPTEL Collaboration 1996, Compton Gamma-Ray Observatory Observations of the Centaurus A Region in the years 1991 to 1995, *Proc. of Gamma-ray Emitting AGN, Heidelberg* p. 15.
- Sunyaev, R. A. et Titarchuk, L. G. 1980, Comptonization of X-rays in plasma clouds - Typical radiation spectra, *Astron. & Astrophys.* **86**, 121.
- Svensson, R. 1987, Non-thermal pair production in compact X-ray sources - First-order Compton cascades in soft radiation fields, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **227**, 403.
- Swanenburg, B. N., Hermsen, W., Bennett, K., Bignami, G. F. et al. 1978, COS B observation of high-energy gamma radiation from 3C273, *Nature* **275**, 298+.
- Takahashi, T., Tashiro, M., Madejski, G., Kubo, H. et al. 1996, ASCA Observation of an X-Ray/TeV Flare from the BL Lacertae Object Markarian 421, *Astrophysical Journal, Letters* **470**, L89.
- Tanaka, Y., Nandra, K., Fabian, A. C., Inoue, H. et al. 1995, GRAVITATIONALLY REDSHIFTED EMISSION IMPLYING AN ACCRETION DISK AND MASSIVE BLACK-HOLE IN THE ACTIVE GALAXY MCG:-6-30-15, *Nature* **375**, 659+.
- Tavani, M., Fruchter, A., Zhang, S. N., Harmon, B. A. et al. 1996, The Dual Nature of Hard X-Ray Outbursts from the Superluminal X-Ray Transient Source GRO J1655-40, *Astrophysical Journal, Letters* **473**, L103.
- Thompson, D. J., Bertsch, D. L., Dingus, B. L., Esposito, J. A. et al. 1995, The Second EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources, *Astrophysical Journal, Supplement* **101**, 259+.
- Tingay, S., Jauncey, D., Preston, R., Reynolds, J. et al. 1995, Relativistic motion in a nearby bright X-ray source, *Nature* **374**, 141+.
- Titarchuk, L., Mastichiadis, A. et Kylafis, N. D. 1996, Spherical accretion onto neutron stars and black holes., *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* **120**, C171.
- Titarchuk, L., Mastichiadis, A. et Kylafis, N. D. 1997, X-Ray Spectral Formation in a Converging Fluid Flow: Spherical Accretion into Black Holes, *Astrophysical Journal* **487**, 834+.
- Titarchuk, L. et Zannias, T. 1998, The Extended Power Law as an Intrinsic Signature for a Black Hole, *Astrophysical Journal* **493**, 863+.
- Tornikoski, M., Valtaoja, E., Terasranta, H., Smith, A. G. et al. 1994, Correlated radio and optical variations in a sample of active galactic nuclei, *Astron. & Astrophys.* **289**, 673.
- Turner, M. J. L., Williams, O. R., Courvoisier, T. J. L., Stewart, G. C. et al. 1990, The X-ray emission of 3C273, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **244**, 310.
- Ueda, Y., Ebisawa, K. et Done, C. 1994, Spectral study of GX 339-4 in the low-intensity state observed with Ginga, *Publications of the ASJ* **46**, 107.
- Ueda, Y., Inoue, H., Tanaka, Y., Ebisawa, K. et al. 1998, Detection of Absorption-Line Features in the X-Ray Spectra of the Galactic Superluminal Source GRO J1655-40, *Astrophysical Journal* **492**, 782+.
- Ulrich, M. H., Courvoisier, T. J. L. et Wamsteker, W. 1988, Variations of the ultraviolet spectrum of 3C 273 - 9 years of IUE data, *Astron. & Astrophys.* **204**, 21.

- Ulrich, M. H., Courvoisier, T. J. L. et Wamsteker, W. 1993, The time variability of the ultraviolet continuum and Lyman-alpha in 3C 273, *Astrophysical Journal* **411**, 125.
- Ulrich, M.-H., Maraschi, L. et Urry, C. M. 1997, Variability of Active Galactic Nuclei, *Annual Review of Astron and Astrophys* **35**, 445.
- Ulvestad, J. S. et Wilson, A. S. 1989, Radio structures of Seyfert galaxies. VII - Extension of a distance-limited sample, *Astrophysical Journal* **343**, 659.
- Urry, C. M., Maraschi, L., Edelson, R., Koratkar, A. et al. 1993, Multiwavelength monitoring of the BL Lacertae object PKS 2155-304. I - The IUE campaign, *Astrophysical Journal* **411**, 614.
- Urry, C. M. et Padovani, P. 1995, Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei, *Public. of the Astron. Soc. Pac.* **107**, 803+.
- Urry, C. M., Treves, A., Maraschi, L., Marshall, H. L. et al. 1997, Multiwavelength Monitoring of the BL Lacertae Object PKS 2155-304 in 1994 May. III. Probing the Inner Jet through Multiwavelength Correlations, *Astrophysical Journal* **486**, 799+.
- Valtaoja, E. et Terasranta, H. 1995, Gamma radiation from radio shocks in AGN jets, *Astron. & Astrophys.* **297**, L13.
- Valtaoja, E., Terasranta, H., Urpo, S., Nesterov, N. S. et al. 1992, FIVE YEARS MONITORING OF EXTRAGALACTIC RADIO SOURCES - PART THREE - GENERALIZED SHOCK MODELS AND THE DEPENDENCE OF VARIABILITY ON FREQUENCY, *Astron. & Astrophys.* **254**, 71+.
- Van der Laan, H. 1966, *Nature* **211**, 1131.
- Vermeulen, R. C. et Cohen, M. H. 1994, Superluminal motion statistics and cosmology, *Astrophysical Journal* **430**, 467.
- Veron-Cetty, M. P. et Woltjer, L. 1990, Galaxies around luminous quasars, *Astron. & Astrophys.* **236**, 69.
- Von Montigny, C., Aller, H., Aller, M., Bruhweiler, F. et al. 1997, Multiwavelength Observations of 3C 273 in 1993-1995, *Astrophysical Journal* **483**, 161+.
- Von Montigny, C., Bertsch, D. L., Chiang, J., Dingus, B. L. et al. 1995, High-Energy Gamma-Ray Emission from Active Galaxies: EGRET Observations and Their Implications, *Astrophysical Journal* **440**, 525+.
- Wagner, S. 1997, Variability of Blazars, dans *Relativistic Jets in AGNs*, pp. 208-216.
- Wagner, S., Witzel, A., Krichbaum, T., Wegner, R. et al. 1993, Intraday variability in the BL Lac object 0954 + 658, *Astron. & Astrophys.* **271**, 344+.
- Wagner, S. J., Camenzind, M., Dreissigacker, O., Borgeest, U. et al. 1995a, Simultaneous optical and gamma-ray flaring in PKS 0420-014. Implications for emission processes and rotating jet models., *Astron. & Astrophys.* **298**, 688+.
- Wagner, S. J., Mattox, J. R., Hopp, U., Bock, H. et al. 1995b, High-Energy Gamma Rays from PKS 1406-076 and the Observation of Correlated Gamma-Ray and Optical Emission, *Astrophysical Journal, Letters* **454**, L97.
- Wagner, S. J. et Witzel, A. 1995, Intraday Variability In Quasars And Bl Lac Objects, *Annual Review of Astron and Astrophys* **33**, 163.
- Wardle, J. F. C., Homan, D. C., Ojha, R. et Roberts, D. H. 1998, Electron-positron jets associated with the quasar 3C 279., *Nature* **395**, 457.
- Webb, J. R., Shrader, C. R., Balonek, T. J., Crenshaw, D. M. et al. 1994, The multifrequency spectral evolution of blazar 3C 345, *Astrophysical Journal* **422**, 570.
- Wehrle, A. E. et Et Al. 1996, VLBI Imaging and Multiwavelength Variability of 3C279, dans *Blazar continuum variability Astronomical Society of the Pacific Conference Series 110, Proceedings of an international workshop held at Florida International University, Miami, Florida, USA, 4-7 February 1996, San Francisco: Astronomical Society Pacific, edited by H. Richard Miller, James R. Webb, and John C. Noble, p.430*, pp. 430+.
- Wehrle, A. E., Pian, E., Urry, C. M., Maraschi, L. et al. 1998, Multiwavelength Observations of a Dramatic High-Energy Flare in the Blazar 3C 279, *Astrophysical Journal* **497**, 178+.

- Whitney, A. R., Shapiro, I. I., Rogers, A. E. E., Robertson, D. S. *et al.* 1971, Quasars revisited: rapid time variations observed via very long baseline interferometry, *Science* **173**, 225.
- Wilson, A. S., Braatz, J. A., Heckman, T. M., Krolik, J. H. *et al.* 1993, The Ionization Cones in the Seyfert Galaxy NGC 5728, *Astrophysical Journal, Letters* **419**, L61.
- Wilson, A. S. et Colbert, E. J. M. 1995, The difference between radio-loud and radio-quiet active galaxies, *Astrophysical Journal* **438**, 62.
- Yaqoob, T., Edelson, R., Weaver, K. A., Warwick, R. S. *et al.* 1995, The Iron K alpha Line Profile in NGC 4151, *Astrophysical Journal, Letters* **453**, L81.
- Zdziarski, A. A., Gierlinski, M., Gondek, D. et Magdziarz, P. 1996, The canonical X-ray/gamma-ray spectrum of Seyfert 1s and low-state Galactic black hole candidates., *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* **120**, C553.
- Zensus, J. A. 1997, Parsec-Scale Jets in Extragalactic Radio Sources, *Annual Review of Astron and Astrophys* **35**, 607.
- Zensus, J. A., Biretta, J. A., Unwin, S. C. et Cohen, M. H. 1990, The milliarcsecond structure of 3C 273 at 22 GHz, *Astronomical Journal* **100**, 1777.
- Zhang, L. et Cheng, K. S. 1997, Escape of TeV Gamma Rays from Anisotropic Thermal Photon Fields in Active Galactic Nuclei, *Astrophysical Journal* **475**, 534+.
- Zhang, S. N., Cui, W., Harmon, B. A., Paciesas, W. S. *et al.* 1997a, The 1996 Soft State Transition of Cygnus X-1, *Astrophysical Journal, Letters* **477**, L95.
- Zhang, S. N., Mirabel, I. F., Harmon, B. A., Kroeger, R. A. *et al.* 1997b, Galactic Black Hole Binaries: Multifrequency Connections, dans *AIP Conf. Proc. 410: Proceedings of the Fourth Compton Symposium*, pp. 141+.
- Zhang, Y. F., Marscher, A. P., Aller, H. D., Aller, M. F. *et al.* 1994, Radio and X-ray observations of the gamma-ray bright quasar PKS 0528+134, *Astrophysical Journal* **432**, 91.
- Zweerink, J. A., Akerlof, C. W., Biller, S. D., Boyle, P. *et al.* 1997, The TeV Gamma-Ray Spectrum of Markarian 421 during an Intense Flare, *Astrophysical Journal, Letters* **490**, L141.

Annexes

Annexe A

Transformation de Lorentz et paramètres d'Eddington

Considérons deux référentiels galiléens S et S' en mouvement relatif selon l'axe Oz du premier, à la vitesse v . Les coordonnées d'espace et de temps $x^{\mu'} = (t', x', y', z')$ dans le second référentiel se déduisent des coordonnées dans le premier $x^\mu = (x, y, z, t)$ par la transformation de Lorentz suivante:

$$\begin{pmatrix} ct' \\ x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & -\beta\gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\beta\gamma & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} ct \\ x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

où $\beta = \frac{v}{c}$ et $\gamma = (1 - \beta^2)^{1/2}$. Cette loi de transformation implique qu'une horloge au repos dans le référentiel S' qui bat à intervalle régulier espacé de $\Delta t'$ dans S' soit perçue comme battant à $\Delta t = \gamma \Delta t'$ dans S (dilatation des temps). Elle implique également qu'une règle parallèle à l'axe Oz de longueur L' dans le référentiel S' à une taille $L = L'/\gamma$ mesurée dans le référentiel S. Cette même loi de transformation s'applique par définition aux composantes des quadrivecteurs, notamment au quadrivecteur énergie-impulsion $p^\mu = (E, \vec{p})$. Ces transformations sont unitaires, elles laissent invariant les 4-volumes $d^4 \vec{x} = d^4 \vec{x}$ et $d^4 \vec{p} = d^4 \vec{p}$ et donc le volume de l'espace des phases. De même le nombre de particules dans un état d'impulsion donnée est un invariant relativiste: $N(\vec{p}) = N'(\vec{p}')$. Ceci implique l'invariance de la fonction de distribution de ces particules $f(\vec{p}) = f(\vec{p}')$. L'intensité spécifique de rayonnement est reliée à f par $I_\nu \propto \nu^3 f$, on en déduit que la quantité $\frac{I_\nu}{\nu^3}$ est un invariant relativiste:

$$\frac{I_\nu}{\nu^3} = \text{invariant de Lorentz} \quad (\text{A.2})$$

Si on décrit une population d'électrons par sa fonction de distribution $n_e(\gamma)$ en fonction du facteur de Lorentz de chaque particule ($n_e(\gamma) d\gamma d^3 \vec{x} = f_e(\vec{p}) d^3 \vec{p} d^3 \vec{x}$),

comme $d^3\vec{p} = (m_e c)^3 d\varphi \gamma^2 d\gamma$, on en déduit l'invariance de $\frac{n_e(\gamma)}{\gamma^2}$.

$$\frac{n_e(\gamma)}{\gamma^2} = \text{invariant de Lorentz} \quad (\text{A.3})$$

De même l'opacité τ correspondant à une fraction de photons absorbés est un scalaire:

$$\tau = \text{invariant de Lorentz} \quad (\text{A.4})$$

Les facteurs d'Eddington d'un champ de rayonnement caractérisé par une intensité spécifique $I_\nu(\Omega)$ sont définis par:

$$\begin{aligned} J &= \frac{1}{4\pi} \int I_\nu(\Omega) d\Omega d\nu \\ H &= \frac{1}{4\pi} \int I_\nu(\Omega) \mu d\Omega d\nu \\ K &= \frac{1}{4\pi} \int I_\nu(\Omega) \mu^2 d\Omega d\nu \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

On peut également les définir en nombre de photons:

$$\begin{aligned} \bar{J} &= \frac{1}{4\pi} \int \frac{I_{\nu_s}}{h\nu_s} d\Omega_s d\nu_s \\ \bar{H} &= \frac{1}{4\pi} \int \mu_s \frac{I_{\nu_s}}{h\nu_s} d\Omega_s d\nu_s \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Leurs valeurs dans le référentiel S' sont:

$$\begin{aligned} J' &= \gamma^2 [J - 2\beta H + \beta^2 K] \\ H' &= \gamma^2 [(1 + \beta^2) H - \beta (J + K)] \\ K' &= \gamma^2 [K - 2\beta H + \beta^2 J] \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

et:

$$\bar{J}' = \gamma (\bar{J} - \beta \bar{H}) \quad (\text{A.8})$$

$$\bar{H}' = \gamma (\bar{H} - \beta \bar{J}) \quad (\text{A.9})$$

il vient alors pour $\eta = H/J$ et $\chi = K/J$:

$$\eta' = [(1 + \beta^2) \eta - \beta (1 + \chi)] / (1 - 2\beta\eta + \beta^2\chi) \quad (\text{A.10})$$

$$\chi' = (\chi - 2\beta\eta + \beta^2) / (1 - 2\beta\eta + \beta^2\chi) \quad (\text{A.11})$$

et pour $\bar{\eta} = \bar{H}/\bar{J}$:

$$\bar{\eta}' = (\bar{\eta} - \beta) / (1 - \beta\bar{\eta}) \quad (\text{A.12})$$

Annexe B

Détermination du facteur de Lorentz d'équilibre en régime Thomson pour le disque standard

Dans le cas d'un disque d'accrétion standard (Shakura & Sunyaev 1973) les paramètres d'Eddington s'expriment par:

$$I(\alpha, \beta, \gamma) = \int_1^{u_e} [1/u^\alpha (1 + \varepsilon^2 u^2)^\beta] [1 - (1/u)^{1/2}]^\gamma du \quad (\text{B.1})$$

avec $u = r/r_i$, $u_e = r_e/r_i$ et $\varepsilon = r_i/z$. On obtient ainsi:

$$\begin{aligned} J &= (L/8\pi^2 r_i^2)(1 - 2b/3)^{-1} \varepsilon^2 I(2, 3/2, 1) \\ H &= (L/8\pi^2 r_i^2)(1 - 2b/3)^{-1} \varepsilon^2 I(2, 2, 1) \\ K &= (L/8\pi^2 r_i^2)(1 - 2b/3)^{-1} \varepsilon^2 I(2, 5/2, 1) \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

Dans le cas $r_i < z < r_e$ pour lequel $\varepsilon < 1$ et $u \geq 1$, le facteur de Lorentz d'équilibre est donné par Marcowith *et al.* (1995):

$$\gamma_{beq} \sim \varepsilon^{1/4} = \frac{z^{1/4}}{r_i^{1/4}} \quad (\text{B.3})$$

Dans le cas $z > r_e$ on a $\varepsilon u = r/z < 1$ pour $1 < u < u_e$. On peut ainsi développer le terme $(1 + \varepsilon^2 u^2)^{-\beta}$ en série:

$$(1 + \varepsilon^2 u^2)^{-\beta} = \sum_k (-1)^k \frac{\beta(\beta+1)\dots(\beta+k-1)}{k!} \varepsilon^{2k} u^{2k} \quad (\text{B.4})$$

D'où avec $\alpha = 2$, $\gamma = 1$ et en intégrant sur u , on obtient:

$$\begin{aligned} I(2, \beta, 1) &= \sum_k \varepsilon^{2k} (-1)^k \frac{\beta(\beta+1)\dots(\beta+k-1)}{k!} \\ &\times \left(\frac{u_e^{2k-1} - 1}{2k-1} - \frac{u_e^{2k-3/2} - 1}{2k-3/2} \right) \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

Les premiers coefficients en ε sont alors:

$$I(2, \beta, 1) = A_0 - \beta A_1 \varepsilon^2 + \frac{\beta(\beta + 1)}{2} A_2 \varepsilon^4 \quad (\text{B.6})$$

avec

$$\begin{aligned} A_0 &= \frac{1}{3} - u_e^{-1} + \frac{2}{3} u_e^{-3/2} \sim \frac{1}{3} \\ A_1 &= u_e - 2u_e^{1/2} + 1 \sim u_e \\ A_2 &= \frac{u_e^3}{3} - \frac{2u_e^{5/2}}{5} + \frac{1}{15} \sim \frac{u_e^3}{3} \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

Les équivalents sont donnés pour $u_e \gg 1$. Les coefficients d'Eddington s'expriment alors par:

$$\begin{aligned} J &= (L/8\pi^2 r_i^2)(1 - 2b/3)^{-1} \varepsilon^2 (A_0 - 3/2 A_1 \varepsilon^2 + 15/8 A_2 \varepsilon^4) \\ H &= (L/8\pi^2 r_i^2)(1 - 2b/3)^{-1} \varepsilon^2 (A_0 - 2A_1 \varepsilon^2 + 3A_2 \varepsilon^4) \\ K &= (L/8\pi^2 r_i^2)(1 - 2b/3)^{-1} \varepsilon^2 (A_0 - 5/2 A_1 \varepsilon^2 + 35/8 A_2 \varepsilon^4) \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

Et le facteur de Lorentz d'équilibre devient $\gamma_{beq} = (1 - \beta_{beq}^2)^{-1/2}$ où:

$$\beta_{beq} = x - (x^2 - 1)^{1/2} \quad (\text{B.9})$$

avec

$$x = \frac{J + K}{2H} \quad (\text{B.10})$$

En utilisant les équations B.9 nous trouvons pour $u_e \gg 1$:

$$x = 1 + \frac{1}{8} u_e^3 \varepsilon^4 \quad (\text{B.11})$$

$$\beta_{beq} = 1 - \frac{u_e^{3/2}}{2} \varepsilon^2 \quad (\text{B.12})$$

et finalement

$$\gamma_{beq} = u_e^{-3/4} \varepsilon = \frac{z}{r_e^{3/4} r_i^{1/4}} \quad (\text{B.13})$$

La solution asymptotique de l'équation 2.33 du chapitre II-2 est approximativement $\gamma_{b\infty} = \gamma_{beq}(z_{crit})$, où z_{crit} est l'altitude où la force radiative devient trop faible pour maintenir $\gamma_b(z) = \gamma_{beq}(z)$. Ceci a lieu lorsque l'évolution de γ_{beq} , *i.e.* $\Delta z_0 = \gamma_{beq} / (d\gamma_{beq}/dz) = d\log(z) / (z d\log(\gamma_{beq}))$, est plus rapide que celle de γ_b vers γ_{beq} , *i.e.* $\Delta z_1 = (d\gamma_b/dz) / (\gamma_b - \gamma_{beq})$. En utilisant l'équation 2.33 on trouve:

$$z_{crit} \sim \left(\frac{1}{\rho'} \frac{dF^{\nu z}}{d\gamma_b} \Big|_{\gamma_{beq}} \right)^{-1} \quad (\text{B.14})$$

Dans le régime de Thomson nous pouvons utiliser les équations 2.5 et 2.6 du chapitre II-2 , qui donnent dans le régime ultrarelativiste:

$$\frac{dF'^z}{d\gamma_b} = -\frac{\sigma_T}{c} \frac{8\pi}{3} \langle \gamma'^2 \rangle \frac{dH'}{d\gamma_b} = \frac{2H}{\gamma_b} (1 - x/\beta_b) \quad (\text{B.15})$$

Avec B.9, B.11, B.12 et B.13 en ignorant des termes de l'ordre de l'unité, nous obtenons finalement:

$$z_{crit} \sim \left(r_e^{9/4} r_i^{3/4} \frac{L\sigma_T}{m_e c^3} \frac{\langle \gamma'^2 \rangle}{\langle \gamma' \rangle} \right)^{1/4} \quad (\text{B.16})$$

et,

$$\gamma_{b\infty} \sim \left(l \left(\frac{r_i}{r_e} \right)^{3/4} \frac{\langle \gamma'^2 \rangle}{\langle \gamma' \rangle} \right)^{1/4} \quad (\text{B.17})$$

Dans le cas $r_i < z < r_e$, en utilisant l'équation B.3 on trouve:

$$z_{crit} \sim r_i \left(\frac{L\sigma_T}{m_e c^3 r_i} \frac{\langle \gamma'^2 \rangle}{\langle \gamma' \rangle} \right)^{4/7} \quad (\text{B.18})$$

et finalement,

$$\gamma_{b\infty} \sim \left(l \frac{\langle \gamma'^2 \rangle}{\langle \gamma' \rangle} \right)^{1/7} \quad (\text{B.19})$$

Annexe C

Les processus radiatifs

C.1 Processus Compton Inverse

Ce processus est la diffusion par un électron relativiste d'un photon source, produisant un photon d'énergie supérieure. Les énergies des photons sont exprimées en unité $m_e c^2$ ($\epsilon = \frac{h\nu}{m_e c^2}$). Dans le référentiel de repos de l'électron, l'énergie de la particule diffusée est donnée par:

$$\epsilon'_1 = \frac{\epsilon'}{1 + \epsilon'(1 - \cos \phi')} \quad (\text{C.1})$$

où ϕ' est l'angle entre les directions du photon incident et du photon diffusé dans le référentiel de l'électron. La section efficace différentielle du processus de diffusion est donnée par la formule de Klein-Nishina obtenue dans le cadre de la théorie quantique (Blumenthal & Gould 1970; Rybicki & Lightman 1979):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'_1 d\epsilon'_1} = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{\epsilon'_1}{\epsilon'} \right)^2 \left(\frac{\epsilon'_1}{\epsilon'} + \frac{\epsilon'}{\epsilon'_1} - \sin^2 \phi' \right) \quad (\text{C.2})$$

où $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2.8110^{-13} \text{ cm}$ est le rayon classique de l'électron.

- Dans la limite où $\epsilon' \ll 1$, la diffusion est élastique dans le référentiel de l'électron ($\epsilon'_1 \simeq \epsilon'$), et la section efficace est celle de Thomson:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'_1 d\epsilon'_1} = \frac{3}{16\pi} \sigma_T (1 + \cos \phi'^2) \quad (\text{C.3})$$

où $\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 6.65210^{-25} \text{ cm}^2$. Dans ce cas la section totale intégrée est σ_T .

- Dans la limite où $\epsilon' \gg 1$, les effets quantiques sont importants, et l'on doit utiliser la formule C.2. Les effets quantiques tendent à diminuer la valeur de la section efficace totale, qui pour $\epsilon' \gg 1$ devient: $\sigma_{Tot} = \frac{3}{8} \sigma_T \frac{\ln(2\epsilon') + 1/2}{\epsilon'}$

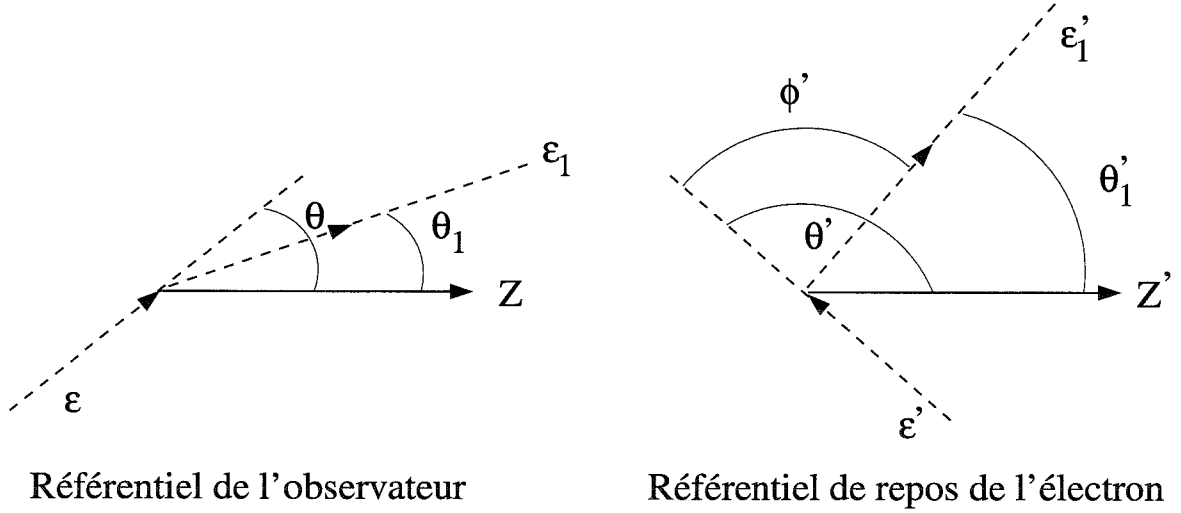


FIG. C.1 – Configuration de l'interaction Compton dans le référentiel de l'observateur et dans le référentiel de repos de l'électron.

Supposons que l'interaction se fasse dans le plan yOz , le mouvement de l'électron étant suivant l'axe Oz à la vitesse $\beta c = \left(1 - \frac{1}{\gamma^2}\right)^{-1/2} c$ et le photon suivant un angle θ avec cet axe (voir figure C.1). En effectuant une transformation de Lorentz pour se placer dans le référentiel de l'électron, on obtient en considérant le quadrivecteur énergie-impulsion du photon $(\varepsilon, 0, \varepsilon \sin \theta, \varepsilon \cos \theta)$:

$$\begin{aligned} \varepsilon' &= \varepsilon \gamma (1 - \beta \cos \theta) = \mathcal{D}^{-1} \varepsilon \\ \sin \theta' &= \sin \theta \mathcal{D} \\ \cos \theta' &= \frac{\cos \theta - \beta}{1 - \beta \cos \theta} \end{aligned} \quad (\text{C.4})$$

où $\mathcal{D} = [\gamma(1 - \beta \cos \theta)]^{-1}$ est le facteur Doppler. On a également:

$$d(\cos \theta') = \mathcal{D}^2 d(\cos \theta) \quad (\text{C.5})$$

La condition de validité du régime Thomson est donc pour l'observateur:

$$\varepsilon' = \varepsilon \gamma (1 - \beta \cos \theta) \ll 1 \quad (\text{C.6})$$

On en déduit que l'angle que fait la direction du photon par rapport à l'axe Oz' vérifie:

$$\tan \theta' = \frac{\sin \theta}{\gamma(\cos \theta - \beta)} \quad (\text{C.7})$$

Si l'électron est relativiste ($\beta \sim 1$), on a la relation suivante: $\beta \simeq 1 - \frac{1}{2\gamma^2}$ et la condition

$\gamma(\cos \theta - \beta) = 0$ se traduit par $\frac{1}{2\gamma^2} - \frac{\theta^2}{2} = 0$. Le facteur Doppler s'écrit aussi sous la forme: $\varepsilon' = \varepsilon\gamma\left(\frac{1}{2\gamma^2} + \frac{\theta^2}{2}\right)$. On a ainsi:

- pour $\theta \geq \theta_l = \frac{1}{\gamma}$ ($\theta' \leq 0$), $\varepsilon' \sim \varepsilon\gamma$ l'électron dans son référentiel de repos voit arriver le photon de face avec une énergie multipliée par γ (2γ au maximum).
- pour $\theta \leq \theta_l$ ($\theta' \geq 0$), $\varepsilon' \sim \frac{\varepsilon}{2\gamma}$. Le photon arrive de derrière avec une énergie réduite d'un facteur γ . Cette condition n'est que rarement remplie puisque θ_l est très petit.

L'électron voit donc principalement les photons lui arriver de face. On s'est placé dans le régime de Thomson qui implique que $\varepsilon' \ll 1$ et donc que l'interaction entre le photon et l'électron est élastique ($\varepsilon'_1 = \varepsilon'$). De plus il le diffuse de manière quasi-isotrope (la section efficace Thomson a une dépendance angulaire en $1 + \cos^2 \theta'_1$, où θ'_1 est l'angle du photon après diffusion). Pour obtenir les paramètres du photon après interaction dans le référentiel de l'observateur, on effectue une transformation de Lorentz inverse. On a ainsi:

$$\tan \theta_1 = \frac{\sin \theta'_1}{\gamma(\cos \theta'_1 + \beta)} \quad (C.8)$$

$$\varepsilon_1 = \varepsilon'_1 \gamma (1 + \beta \cos \theta'_1) \quad (C.9)$$

On trouve comme dans le raisonnement précédent que dans la majorité des cas (i.e. sauf pour $\theta'_1 \leq \frac{1}{\gamma}$), $\varepsilon_1 \sim \varepsilon'_1 \gamma (1 + \cos \theta'_1) \leq 2\gamma \varepsilon'_1 \leq 4\gamma^2 \varepsilon$ et $\theta_1 \sim \frac{1}{\gamma}$. L'émission des photons après interaction se fait principalement dans un cône de demi-angle au sommet $\frac{1}{\gamma}$ avec une amplification quadratique en γ^2 . Plus précisément on montre que la puissance émise par unité d'énergie est (voir Blumenthal & Gould, 1970):

$$\frac{dE}{dt d\varepsilon_1 dV} = \frac{3c\sigma_T n_s}{4\gamma^2 \varepsilon} f(\hat{\varepsilon}_1) \quad (C.10)$$

où $\hat{\varepsilon}_1 = \frac{\varepsilon_1}{4\gamma^2 \varepsilon}$ et $f(\hat{\varepsilon}_1) = 1 + \hat{\varepsilon}_1 - 2\hat{\varepsilon}_1^2 + (2\hat{\varepsilon}_1 \ln(\hat{\varepsilon}_1))$. La puissance totale émise s'obtient par:

$$P_{tot} = \int \frac{dE}{dt d\varepsilon_1} d\varepsilon_1 = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 W_s \quad (C.11)$$

où $W_s = n_s \varepsilon_s m_e c^2$ est la densité d'énergie du champ de photons incidents.

Si l'on considère une population électronique décrite par une distribution en loi de puissance ($n(\gamma) = n_0 \gamma^{-s}$ pour $\gamma_{min} \leq \gamma \leq \gamma_{max}$) on obtient:

$$\frac{dE}{dt d\varepsilon_1} \propto \left(\frac{\varepsilon_1}{4\varepsilon_s}\right)^{-\frac{s-1}{2}} \int_{\hat{\varepsilon}_1 min}^{\hat{\varepsilon}_1 max} \hat{\varepsilon}_1^{-\frac{s+3}{2}} f(\hat{\varepsilon}_1) d\hat{\varepsilon}_1 \quad (C.12)$$

On retrouve une loi de puissance pour le spectre émis $\frac{dE}{dt d\varepsilon_1 dV} \propto \varepsilon_1^{-p}$ avec $p = \frac{s-1}{2}$.

C.2 Le rayonnement synchrotron

Le rayonnement synchrotron est le rayonnement électromagnétique produit par une particule relativiste dans un champ magnétique. Le développement du calcul du spectre rayonné par une particule peut être trouvé dans Blumenthal & Gould (1970); Pacholczyk (1970); Rybicki & Lightman (1979). Je ne détaillerai pas le calcul, mais laisse le lecteur se référer à ces articles. La puissance totale rayonnée par une particule de facteur Lorentz γ , de charge q et de masse m , se déplaçant suivant un angle θ par rapport à la direction du champ magnétique d'intensité B , vaut:

$$P_{tot} = \frac{2q^4}{3m^2c^3} B^2 \sin^2 \theta \beta^2 \gamma^2 \quad (\text{C.13})$$

Dans le cas d'un électron relativiste ou d'un positron cette formule devient:

$$P_{tot} = 2\sigma_T c \frac{B^2}{8\pi} \sin^2 \theta \beta^2 \gamma^2 \quad (\text{C.14})$$

Dans cette dernière équation $\sigma_T = 8\pi e^4/3m_e^2 c^4$ est la section efficace de Thomson ($\sigma_T = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$). Dans le cas d'un proton la puissance totale est réduite d'un facteur $(m_p/m_e)^4 \sim 10^{12}$ par rapport au cas d'un électron ou positron de même énergie. Pour une distribution isotrope en vitesse de particules ultrarelativistes ($\beta \sim 1$), la moyenne angulaire de la puissance est:

$$P_{tot} = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 W_B \quad (\text{C.15})$$

avec $W_B = \frac{B^2}{8\pi}$ la densité d'énergie du champ magnétique. On retrouve la même formule que dans le cas du rayonnement Compton inverse C.11, en remplaçant W_s par W_B .

Un point important à noter est que le rayonnement synchrotron d'une particule est elliptiquement polarisé. Le petit axe de l'ellipse est parallèle à la projection du champ magnétique sur le plan perpendiculaire à la propagation de l'onde rayonnée (voir figure C.2).

Pour une distribution isotrope de particules, le coefficient d'emissivité du rayonnement synchrotron est pour les deux directions \vec{i} et \vec{j} :

$$\varepsilon_{\nu}^{i,j} = \frac{c_3 B \sin \theta}{2} \int_0^{\infty} N(E) [F(x) \pm G(x)] dE \quad (\text{C.16})$$

avec $c_3 = \frac{\sqrt{3}e^3}{4\pi m c^2} = 1.87 \cdot 10^{-23} \text{ cgs}$. $N(E)$ est le nombre d'électrons dont l'énergie est E à dE près. Les deux fonctions F et G sont définies par:

$$\begin{aligned} F(x) &= x \int_x^{\infty} K_{5/3}(z) dz \\ G(x) &= x K_{2/3}(x) \end{aligned} \quad (\text{C.17})$$

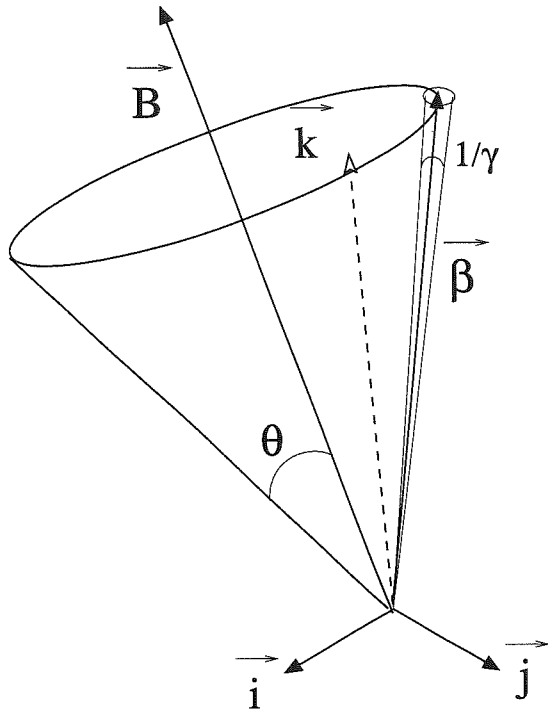


FIG. C.2 – Géométrie du rayonnement synchrotron pour un seul électron de vitesse $\vec{\beta}$ ayant un angle d'attaque de θ par rapport au champ magnétique \vec{B} . Le rayonnement est émis selon un petit cône de demi-angle au sommet $\sim \frac{1}{\gamma}$. L'observateur voit ce rayonnement lorsque la direction du pinceau coïncide avec \vec{k} . Le rayonnement vu dans cette direction est polarisé elliptiquement dans le plan (\vec{i}, \vec{j}) , \vec{j} définissant le petit axe de l'ellipse appartient au plan (\vec{B}, \vec{k}) .

où $K_{2/3}$ et $K_{5/3}$ sont les fonctions de Bessel correspondantes et $x = \frac{\nu}{\nu_c} = \frac{\nu}{c_1 B \sin \theta E^2}$. L'émissivité totale est :

$$\varepsilon_\nu = \varepsilon_\nu^i + \varepsilon_\nu^j = c_3 B \sin \theta \int_0^\infty N(E) F(x) dE \quad (C.18)$$

Le coefficient d'absorption du rayonnement synchrotron est donné par :

$$\kappa_\nu^{i,j} = -\frac{c^2}{2\nu^2} c_3 B \sin \theta \int_0^\infty E^2 \frac{d}{dE} \left(\frac{N(E)}{E^2} \right) [F(x) \pm G(x)] dE \quad (C.19)$$

Le coefficient d'absorption moyen est alors :

$$\kappa_\nu = \frac{1}{2} (\kappa_\nu^i + \kappa_\nu^j) = -\frac{c^2}{2\nu^2} c_3 B \sin \theta \int_0^\infty E^2 \frac{d}{dE} \left(\frac{N(E)}{E^2} \right) F(x) dE \quad (C.20)$$

Ce coefficient définit une opacité synchrotron $\tau_{nu} = \kappa_\nu r$, où r est la taille de la source de rayonnement. La limite $\tau_{nu} \sim 1$ définit une fréquence de réabsorption du rayonnement, qui délimite régime optiquement épais et optiquement mince.

Distributions de particules particulières

Loi de puissance

Dans le cas d'une distribution de particules en loi de puissance $N(E) = N_0 E^{-s}$ les équations C.18 et C.20 se simplifient en:

$$\varepsilon_\nu = c_5(s) N_0 (B \sin \theta)^{(s+1)/2} \left(\frac{\nu}{2c_1} \right)^{-(s-1)/2} \quad (\text{C.21})$$

$$\kappa_\nu = c_6(s) N_0 (B \sin \theta)^{(s+2)/2} \left(\frac{\nu}{2c_1} \right)^{-(s+4)/2} \quad (\text{C.22})$$

$$(\text{C.23})$$

où les fonctions c_5 et c_6 sont définies par (Pacholczyk 1970):

$$c_5(s) = \frac{1}{4} c_3 \Gamma \left(\frac{3s-1}{12} \right) \Gamma \left(\frac{3s+7}{12} \right) \left(\frac{s+7/3}{s+1} \right) \quad (\text{C.24})$$

$$c_6(s) = \frac{1}{32} \left(\frac{c}{c_1} \right)^2 c_3 \left(s + \frac{10}{3} \right) \Gamma \left(\frac{3s+2}{12} \right) \Gamma \left(\frac{3s+10}{12} \right) \quad (\text{C.25})$$

La solution I_ν de l'équation de transfert est caractérisée dans les deux régimes suivants par:

- dans le régime optiquement épais: $I_\nu \sim \frac{\varepsilon_\nu}{\kappa_\nu} \propto \nu^{5/2}$
- dans le régime optiquement mince: $I_\nu \propto \varepsilon_\nu \propto \nu^{-(s-1)/2}$

Pile-up

Dans la cas d'une distribution sous forme d'une pile-up $N(E) = N_0 E^2 e^{-E/E_c}$ le calcul mène à :

$$\varepsilon_\nu = \frac{N_0 E_c c_3 \nu}{c_1} K \left(\frac{\nu}{\nu_{max}} \right) \quad (\text{C.26})$$

$$\kappa_\nu = \frac{N_0 c^2 c_3}{2c_1 \nu} K \left(\frac{\nu}{\nu_{max}} \right) \quad (\text{C.27})$$

$$(\text{C.28})$$

où $K(X) = \int_0^\infty e^{-(\frac{X}{z})^{1/2}} K_{5/3}(z) dz$ et $\nu_{max} = c_1 B \sin \theta E_c^2$ est la fréquence maximale émise.

C.3 Catastrophe Compton Inverse

Le mécanisme de comptonisation permet de donner une limite à l'intensité du rayonnement synchrotron. En effet, considérons une population de particules relativistes

rayonnant un champ de photons synchrotron, caractérisé par une densité d'énergie $W_s^{(1)}$. Ce champ de photons est une source de refroidissement des particules par rayonnement Compton Inverse (voir équation C.11). En se refroidissant, ces particules génèrent un deuxième champ de photons, caractérisé par une densité d'énergie $W_s^{(2)}$; ce champ de photons participe également au refroidissement des particules, et ainsi de suite. Le terme de refroidissement des particules va ainsi être de la forme:

$$\dot{E} = -\frac{4}{3}c\sigma_T\gamma^2(W_B + W_s^{(1)} + W_s^{(2)} + \dots) \quad (\text{C.29})$$

Le rapport entre chaque terme de refroidissement est plus ou moins constant, et dépend de la densité en particules. On voit ainsi que si le $W_s^{(1)} > W_B$, la série des termes de refroidissement est divergente; on parle alors de refroidissement catastrophique, ou de catastrophe Compton. On doit donc avoir $W_s^{(1)} < W_B$, ce qui impose une limite sur l'intensité du rayonnement synchrotron. Cette limite se traduit par une contrainte sur la température de brillance d'une source de rayonnement synchrotron de la forme:

$$T_{\nu_a} < 10^{12} \left(\frac{\nu_a}{10^9 \text{ Hz}} \right)^{-1/5} \text{ K} \quad (\text{C.30})$$

où ν_a est la fréquence réabsorption du rayonnement.

Annexe D

Instruments haute énergie

Instruments embarqués		
Satellite	Télescope	Domaine d'énergie
GRANAT (1989)	SIGMA	35-1300 keV
	ART-P	4-60 keV
	Watch	6-120 keV
CGRO (1990)	OSSE	0.05-10 MeV
	COMPTEL	0.8-30 MeV
	EGRET	0.02-30 GeV
	BATSE	0.03-110 MeV
GINGA (1990)	LAC	1.5-10 keV
ROSAT (1990)	PSPC	0.2-2 keV
	HRI	0.2-2 keV
ASCA (1993)	CCD	0.4-10 keV
	IGSPC	1-12 keV
RXTE (1995)	PCA	2-60 keV
	HEXTE	20-200 keV
	ASM	2-10 keV
BeppoSax (1996)	LECS+MECS	0.1-10 keV
	HPGSPC	3-120 keV
	PDS	15-300 keV
	WFCS	2-30 keV

Instruments Tcherenkov au sol	
Instrument	Seuil d'énergie
Whipple (1984)	250 GeV
Observatoire de Crimée (1985)	1 TeV
SHALON (1994)	1 TeV
CANGAROO (1994)	500 GeV
HEGRA (1994)	500 GeV
CAT (1996)	250 GeV
NARRABI (1996)	250 GeV
TACTIC (1997)	300 GeV
TELESCOPE ARRAY (1998)	500 GeV

Résumé

Dans cette thèse, je présente un modèle permettant de rendre compte des caractéristiques essentielles des Blazars, *i.e.* l'émission haute énergie (du MeV au TeV) et l'éjection de matière à des vitesses relativistes, compatibles avec l'observation de mouvements apparemment superluminiques, en interférométrie à très grande base (VLBI). Ce même type de mouvement a été observé pour des objets galactiques, les microquasars. L'ingrédient principal de ce modèle est la présence d'un plasma non thermique de paires évoluant dans un jet Magnéto-hydrodynamique (modèle à deux écoulements). Je montre comment la force résultant des interactions Compton Inverses d'un plasma relativiste de paires, dans le champ de photons anisotrope provenant d'un disque d'accrétion (phénomène de fusée Compton) permet de propulser ce plasma jusqu'à des vitesses d'ensemble relativistes. Les facteurs de Lorentz d'ensemble terminaux obtenus sont compatibles avec ceux déduits des observations des objets extragalactiques et galactiques. L'émission de photons haute énergie est associée au rayonnement Compton Inverse du plasma de paires sur deux types de photons sources, ceux provenant du disque d'accrétion et ceux provenant du propre rayonnement synchrotron de ces paires. Le processus de création de paires par absorption gamma-gamma permet d'expliquer naturellement la formation de ce plasma. Les différents rayonnements émis par le faisceau de paires permettent d'obtenir de bons ajustements des spectres multi-longueur d'onde de différents objets. L'instabilité due à la création de paires semble être une bonne clef pour l'explication de la variabilité des Blazars. Un modèle dépendant du temps, couplant de manière simplifiée création de paires et accélération des particules, est présenté. Sous certaines conditions, des éjections de paires apparaissent de manière quasi-périodique, pouvant expliquer l'apparition des nouvelles composantes VLBI, associées à un sursaut d'activité aux hautes énergies.

Mots-clés: Émission haute énergie, jets relativistes, Noyaux Actifs de Galaxie, rayonnement non thermique, microquasar, accélération de particules.

Summary

Blazars form the more exotic class among the Active Galactic Nuclei. They are the place of both high energy particle acceleration, inferred from high energy variable emission which can apparently dominate their spectrum, and ejection of relativistic jets. Relativistic jets are needed to explain apparent superluminal motion observed in Very Long Baseline Interferometry. Such motions have been recently observed for some objects in our galaxy, the microquasars. In this thesis, we have developed a model that can explain the main characteristics of Blazars. The crucial point of this model is the presence of a non thermal pair plasma in the inner part of a Magnetohydrodynamic jet ('two-flow' model). Firstly we show how the force due to the Compton interaction of a relativistic pair plasma in the anisotropic radiation field of an accretion disc (Compton rocket effect) can propel the pair plasma up to high bulk Lorentz factors, compatible with the values deduced from the observations in galactic and extragalactic objects. The high energy emission is associated to the Inverse Compton process of the pair plasma onto two sources of photons. The first one is provided by the photons coming from the accretion disc and the other one is synchrotron photon produced in the relativistic jet (Synchrotron Self Compton process). The pair creation process by gamma-gamma absorption can account for the formation of this plasma. Good fits to multi-wavelength spectra of some objects are obtained. Pair creation is also subject to a runaway instability, which is a good candidate for explaining the variability in Blazars. A time-dependent model, with a simplified description of pair creation and acceleration mechanism coupling is presented. Under some conditions, spontaneous, quasi periodic pair ejection can appear which could explain the formation of VLBI components, linked to high energy activity.

Keywords: High energy emission, relativistic jets, Active Galactic Nuclei, non-thermal radiation, microquasar, particles acceleration process.