



Modélisation unifiée de l'émission d'AGN détectés en rayons gamma

Gaëtan Fichet de Clairfontaine

► To cite this version:

Gaëtan Fichet de Clairfontaine. Modélisation unifiée de l'émission d'AGN détectés en rayons gamma. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris sciences et lettres, 2022. Français. NNT : 2022UPSLO009 . tel-04203123

HAL Id: tel-04203123

<https://theses.hal.science/tel-04203123v1>

Submitted on 11 Sep 2023

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 DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PSL

Préparée à l'Observatoire de Paris

**Modélisation unifiée de l'émission d'AGN détectés en
rayons gamma**

Soutenue par

Gaëtan Fichet de Clairfontaine

Le 20 Septembre 2022

École doctorale n°127

**École Doctorale Astronomie et
Astrophysique d'Île de France**

Spécialité

Astronomie et Astrophysique

Composition du jury :

Françoise Combes
Observatoire de Paris

Présidente

José Maria Martí
Université de Valence

Rapporteur

Julien Malzac
Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie

Rapporteur

Ivan Agudo
Instituto de Astrofísica de Andalucía

Examineur

Patrizia Romano
Istituto Nazionale di Astrofisica

Examineur

Alexandre Marcowith
Laboratoire Univers et Particules de Montpellier

Examineur

Andreas Zech
Observatoire de Paris

Directeur de thèse

Zakaria Meliani
Observatoire de Paris

Co-directeur de thèse



RÉSUMÉ

Les noyaux actifs de galaxies (AGN) sont observés sur l'ensemble du spectre électromagnétique, de la bande radio jusqu'au rayonnement γ de très hautes énergies. Une part importante du flux est émise depuis les jets relativistes qui sont une composante essentielle des AGN. L'émission est dominée par le rayonnement non thermique et elle peut être expliquée via la présence d'une population de particule relativiste accélérée aux hautes énergies. Les observations radio *very long baseline interferometry* (VLBI) trahissent la présence d'une grande variété de zones d'émission nommées nœuds. Certains nœuds sont quasi stationnaires et d'autres se propagent le long du jet. Le déplacement de tels nœuds semble être corrélé avec une certaine variabilité multilongueurs d'onde. Toutefois, les caractéristiques de cette variabilité, notamment sa durée, évoluent avec la fréquence et laissent envisager la présence de mécanismes complexe d'accélération des particules et de refroidissement.

L'ensemble de ces contraintes observationnelles permet d'envisager la construction d'un modèle unifié de l'émission d'AGN détectés en rayons γ . L'approche avancée dans ce manuscrit repose sur le scénario dit "choc - choc". Ce dernier s'appuie sur l'idée que des interactions entre des chocs en mouvement et quasistationnaires permettent d'expliquer une grande part des observations multilongueurs d'onde.

Dans ce manuscrit, nous proposons donc un modèle cohérent permettant de combiner l'utilisation de simulations magnétohydrodynamiques en relativité restreinte pour modéliser différents types de jets relativistes (code MPI-AMRVAC) avec un traitement du transfert radiatif (code RIPTIDE). Le code RIPTIDE a été développé pendant la thèse et permet d'interpréter les résultats de MPI-AMRVAC en simulant le rayonnement synchrotron (et Synchrotron Self-Compton (SSC)) provenant d'une population d'électrons non thermiques relativistes. L'obtention de cartes de flux, mais aussi de courbes de lumière permet de comparer nos résultats à de véritables observations. La nature relativiste du jet impose la prise en compte de nombreux effets relativistes comme le *Doppler beaming* et le *light crossing effect* (LCE) qui sont totalement pris en compte dans RIPTIDE.

Ce modèle a pour but de reproduire le rayonnement multilongueurs d'onde observée dans certains types d'AGN via le scénario choc - choc. Pour ce faire, différents types de jets ont pu être testés. Certains présentant une structuration transverse et d'autres présentant une structure de champ magnétique à large échelle. Nous révélons que la présence de telles structures influence fortement les caractéristiques des chocs stationnaires présents dans le jet. Le jet est sujet à une perturbation qui permet l'émergence d'une onde de choc mobile qui va interagir et déstabiliser les chocs stationnaires. Selon l'intensité de cette interaction, nous pourrions observer l'oscillation des chocs stationnaires perturbés voir leur dérive à l'arrière du choc mobile. Nous formalisons dans ce manuscrit l'émergence et la propagation de tels chocs nommés ici chocs de relaxation.

L'ensemble de ces composantes dispose de leurs propres signatures en rayonnements. La structure stationnaire du jet montre une émission plus ou moins étendue selon l'énergie considérée, le refroidissement des électrons étant plus rapide aux plus hautes énergies. Les chocs en mouvements génèrent de multiples éruptions multilongueurs d'onde lors des interactions choc - choc et les chocs de relaxations montrent des marqueurs observationnels plus complexes.

Nos résultats ont pu être comparés avec de véritables observations provenant de diverses sources. Ces comparaisons qualitatives montrent des résultats encourageants et prometteurs laissant penser que le scénario choc - choc est susceptible d'expliquer une partie des observations. L'ajout récent du processus SSC et futur de la polarisation synchrotron laisse entrevoir de futures comparaisons pouvant permettre la modélisation unifiée des AGN détectés en rayons gamma.

Cette thèse s'est aussi manifesté au travers de la collaboration H.E.S.S. responsable d'un réseau de télescopes Čerenkov en Namibie. Nous présentons ici certains résultats représentatifs de la tâche d'analyse *AGN Round-Up*. D'autres projets sont également en cours pour contraindre les processus d'accélération et d'émission ayant lieu dans le domaine du TeV. Cela est indispensable pour construire le modèle le plus cohérent possible.

MOTS CLÉS

noyau actif de galaxie, jet relativiste, multilongueurs d'onde, modélisation SR-MHD, choc, rayonnement non thermique, radio, VLBI, astrophysique des très hautes énergies, H.E.S.S.

ABSTRACT

Active galactic nuclei (AGN) are observed over the entire electromagnetic spectrum, from the radio band to the very high energy γ band. An important part of the flux is emitted from relativistic jets, which are an essential component of AGN. Most of the emission is non-thermal and can be explained through the presence of an accelerated relativistic particle population at high energies. Radio observations from very long baseline interferometry (VLBI) show the presence of a wide variety of emission zones called nodes; some nodes are quasi-stationary and others propagate along the jet. The movement of such nodes appears to be correlated with some multi-wavelength variability. However, the characteristics of this variability, in particular its duration, evolve with frequency and suggest the presence of complex particle acceleration and cooling mechanisms. All these observational constraints allow considering the construction of a unified model of the emission of AGN detected in γ rays. The approach proposed in this manuscript is based on the so-called "shock - shock" scenario. The latter is based on the idea that interactions between moving and quasi-stationary shocks can explain a large part of the multi-wavelength observations.

In this manuscript, we propose a coherent model that combines the use of special relativity magnetohydrodynamic (SR-MHD) simulations to model different types of relativistic jets (MPI-AMRVAC code) with a treatment of the radiative transfer (RIPTIDE code). The code RIPTIDE was developed during the thesis and allows to interpret the results of MPI-AMRVAC by simulating the synchrotron radiation (and Synchrotron Self-Compton (SSC)) coming from a population of relativistic non-thermal electrons. Obtaining flux maps but also light curves allows us to compare our results to real observations. The relativistic nature of the jet imposes to take into account many relativistic effects such as the Doppler beaming and the light crossing effect (LCE) which are fully taken into account in this work.

This model aims at reproducing the multi-wavelength radiation observed in some types of AGN through the shock-shock scenario. To do so, different types of jets could be tested; some with transverse structuring and/or others with a large-scale magnetic field structure. We reveal that the presence of such structures strongly influences the characteristics of the stationary shocks present in the jet. The jet is subject to a perturbation that allows the emergence of a mobile shock wave that will interact and destabilize the stationary shocks. Depending on the intensity of this interaction, we will be able to observe the oscillation of the disturbed stationary shocks or even their drift behind the mobile shock. We formalize in this manuscript the emergence and the propagation of such shocks, named here relaxation shocks.

All these components have their own radiation signatures. The stationary structure of the jet shows a more or less extensive emission depending on the energy considered, the cooling of the electrons being faster at the highest energies. The moving shocks generate multiple multi-wavelength flares during shock-shock interactions, and the relaxation shocks show more complex observational markers.

Our results could be compared with real observations from various sources. These qualitative comparisons show encouraging and promising results, suggesting that the shock-shock scenario is likely to explain part of the observations. The recent addition of the SSC process and the future addition of synchrotron polarization suggest future comparisons that may allow the unified modeling of AGN detected in gamma rays.

This thesis has also manifested itself through the H.E.S.S. collaboration, responsible for a network of Čerenkov telescopes in Namibia. We present here some representative results of the analysis task *AGN Round-Up*. Other projects are also in progress to constrain the acceleration and emission processes taking place in the TeV range. This is essential to build the most coherent model possible.

KEYWORDS

active galactic nuclei, relativistic jets, multi-wavelengths, SR-MHD modeling, shock, non-thermal radiation, radio, VLBI, very high energy astrophysics, H.E.S.S.

Table des matières

Remerciements	9
Liste des figures	11
Liste des tableaux	16
Liste des acronymes	17
Liste des constantes	19
1 Introduction	21
2 Noyaux actifs de galaxies	25
2.1 Que sont les noyaux actifs de galaxies ?	26
2.2 Classification empirique	32
2.3 Trou noir super-massif	33
2.4 Disque d'accrétion	36
2.5 Modèle unifié des AGN	41
2.6 Mécanismes de lancement de jet	43
2.7 Jets relativistes	46
3 H.E.S.S. : observations de jets aux très hautes énergies	61
3.1 L'astronomie du rayonnement gamma de très hautes énergies	62
3.2 H.E.S.S.	67
3.3 L'analyse <i>AGN Round-Up</i>	74
3.4 Éruptions aux très hautes énergies	80
4 Modélisation d'un jet d'AGN : simulations fluides	83
4.1 Introduction historique	83
4.2 Le code magnétohydrodynamique relativiste : <i>MPI-AMRVAC</i>	86
4.3 Simulations de jets relativistes	91
4.4 Injection d'électrons relativistes	100
4.5 <i>MPI-AMRVAC</i> : mode d'emploi	103
5 Processus radiatifs dans les jets d'AGN	105
5.1 Mécanismes d'accélération de particules	106
5.2 Mécanismes d'émission synchrotron et synchrotron <i>self-Compton</i>	110
5.3 Équation de transfert radiatif	122

5.4	Absorption EBL	124
5.5	Effets relativiste	124
6	RIPTIDE code : <i>Radiation Integration Processes with Time Dependence</i>	133
6.1	Qu'est-ce que RIPTIDE et comment fonctionne-t-il ?	133
6.2	Vérification : reproduction du spectre en énergie de la source PKS 2155-304	143
7	Modélisation de l'émission de jet d'AGN : l'impact d'un champ magnétique à large échelle	147
7.1	Les champs magnétiques à large échelle dans les jets d'AGN	147
7.2	Impact dynamique d'un champ magnétique à large échelle sur la structure du jet	149
7.3	Caractéristique et évolution temporelle de l'émission radio lors d'interactions choc - choc	155
7.4	Comparaison avec la source 3C 273	162
7.5	Conclusion	167
8	Émission multilongueurs d'onde de jets d'AGN dans le cadre d'interactions choc - choc fortes	169
8.1	Variétés de nœuds radios dans les jets relativistes	169
8.2	Scénario d'apparition de traînée de chocs	171
8.3	Marqueurs observationnels des chocs de relaxation	177
8.4	Comparaison avec la source 3C 111	191
8.5	Conclusion	195
9	Conclusion et perspectives	199
9.1	Bilan	199
9.2	Projet en perspective	202
	Bibliographie	205
A	Accélération de type Fermi 1	227
B	Le <i>light crossing effect</i>	233
B.1	Application du LCE à un modèle simplifié de jet	233
B.2	Application de la méthode à de véritables simulations	236
C	Contributions	239
C.1	Liste de publications	239
C.2	Présentations	241

Remerciements

C'est avec ces mots que s'achève l'aboutissement de huit ans d'études qui m'ont transporté de ma Normandie natale jusqu'à l'Observatoire de Paris. C'est pendant cinq ans avec ces trois dernières années de thèse que j'ai eu le privilège d'arpenter les chemins sinueux qu'offre l'Observatoire de Meudon. Sinueuse fut cette route semée de rencontres et d'embuches, laissant une trainée de souvenirs que j'emporte avec moi.

Un des plus précieux fut ma première rencontre avec Andreas au self de Meudon, quasiment cinq ans jour pour jour, pour mon stage de master 1. Depuis lors, il a su me guider et me faire confiance, et c'est avec un grand honneur que j'ai pu effectuer cette thèse sous sa direction. Lors de ce même stage de master 1, j'ai eu la joie de rencontrer Zakaria avec qui j'ai effectué mon stage de master 2. Excellent astrophysicien à la blague et l'équation faciles, ce fut également un honneur et un plaisir pour moi qu'il co-encadre cette thèse. C'est donc sous les meilleures conditions que ce travail de thèse a pu s'effectuer en leur compagnie. Je les remercie chaudement pour leur gentillesse, leur bienveillance et leur écoute. Ils m'ont fait grandir scientifiquement, je leur dois beaucoup et bien plus encore.

Il est clair que la réussite de cette thèse repose aussi sur l'équipe "Phénomènes de Hautes Énergies" avec, entre autres, Catherine, Fabrice, Guillaume et Pierre, que je souhaite saluer pour leur soutien et leurs conseils, notamment lors de nos réunions hebdomadaires ou dans la recherche d'un post-doctorat. Il est trop rare d'avoir une si belle équipe pour ne pas le mentionner.

Ces remerciements ne seraient pas complets sans les doctorants et post-doctorants que j'ai eu la chance de côtoyer en personne ou à distance. En effet, cette thèse fut marquée par le passage de la pandémie, impactant alors nos vies profondément. Sous la houlette de Jordan, nous avons su nous mobiliser pour rester en contact malgré tout. Je souhaite alors saluer mes camarades de tempêtes, Anna, Michael, Paola, Iñigo, Gaël, David, Corentin, Lami, Remy, Majd et Tam. Tam et Jordan que je remercie particulièrement pour leur bienveillance et leur écoute. Comme il est de coutume, je souhaite également remercier, non sans émotions, la machine




à café du LUTh pour son soutien sans failles (ou presque). Elle a su trouver les mots justes, que ce soit lors des moments de bonheur ou de doutes.

Le tableau ne serait pas complet sans remercier les membres du secrétariat du LUTh, Marie, Livia et anciennement Catherine. Elles ont un rôle crucial dans le succès de nos diverses missions, merci à elles pour leur patience et pour tous ces moments d'échanges qui font tant du bien. Je remercie également Éric qui a accepté, avec Martin, de faire partie du comité de suivi. Je remercie plus généralement les membres du LUTh et de l'Observatoire qui ont croisé mon chemin, merci à Thierry pour sa confiance et sa bienveillance, ce fut un honneur d'enseigner à tes côtés. Je salue également l'équipe pédagogique de l'Observatoire et les enseignants, avec Caroline en tête. Je remercie Emma pour sa gentillesse dont j'ai eu la chance d'être le témoin, que ce soit autour d'un café ou d'un télescope.

Je remercie chaudement mes camarades de master 1 et 2, Eduardo, Noë, Warren, merci infiniment à Vincent pour la colocation et pour tous ces moments délirants partagés à tes côtés, je te souhaite une très belle fin de thèse. Je remercie finalement Hubert pour son soutien sans failles, les mots me manquent pour exprimer ma gratitude. Je te souhaite les plus belles des aventures en Californie.

Finalement, tout cela n'aurait pas été possible sans le soutien de ma famille. Je remercie mes parents, mes grand-parents et mes sœurs, pour leur présence, leur bienveillance et leur patience durant toutes ces années. Je remercie aussi Serge et Martine, je vous dois aussi beaucoup. Si la lecture de ce manuscrit vous horripile ou vous laisse pantois, sachez qu'il n'a de sens que grâce à vous.

Liste des figures

2.1	Spectres de NGC 4168 (non active) et 3C 273 (active)	29
2.2	Distributions en énergie de NGC 891 (non-active) et 3C 273 (active) . .	30
2.3	Observation radio de l'objet M87* par l'EHT	36
2.4	Schéma d'un disque d'accrétion standard avec champ magnétique tel que théorisé par Narayan et al. (2003).	37
2.5	Représentation schématique des différents types d'accrétion	40
2.6	Représentation schématique de l'unification des AGN	42
2.7	Représentation schématique du processus de Blandford & Znajek . . .	45
2.8	Représentation schématique du processus de Blandford & Payne	46
2.9	Observation radio de 3C 31	48
2.10	Observation radio de Cygnus A	48
2.11	Images radio du jet de 3C 111	51
2.12	Courbes de lumière multilongueurs d'onde du jet de M87	54
2.13	Images radio du jet de 3C 273	58
3.1	Ensemble des AGN détectés au TeV	62
3.2	Représentation schématique d'une cascade de paires.	63
3.3	Schéma de cônes Čerenkov.	65
3.4	Représentation schématique de la technique d'imagerie stéréo.	67
3.5	Télescopes HESS situés en Namibie	68
3.6	Comparaison entre le modèle de reconstruction Hillas (haut) et M++ (bas) dans le cadre d'une application sur la nébuleuse du Crabe (de Naurois & Rolland, 2009).	72
3.7	Exemple d'une carte de significativité et d'excès	75
3.8	Répartition des sources analysées par type	76
3.9	Cartes de significativité et d'excès et distribution de 	78
3.10	Évolution du flux γ au cours du temps de 	78
3.11	Évolution du flux mesuré en fonction de l'énergie pour 	79
3.12	Deux paires d'analyses ((a, b) et (c, d)) montrant respectivement une carte de d'excès (et de significativités) ainsi qu'une distribution de la significativité, mais aussi une courbe de lumière avec une énergie de seuil et une résolution temporelle différente.	81
4.1	Carte de densité de la première simulation 2D de l'interaction d'un jet avec un milieu environnant	84
4.2	Simulation 3D d'un jet relativiste	85
4.3	Schéma de la méthode des volumes finis	89

4.4	Représentation des sept ondes caractéristiques présentes dans le cadre de la MHD	90
4.5	Représentation schématique de la boîte de simulation	93
4.6	Position théorique des nœuds de recollimation	95
4.7	Carte de densité (log) d'un jet à une composante simulée avec MPI-AMRVAC	97
4.8	Évolution du profil initial de la composante toroïdale	99
5.1	Principe de reconnexion magnétique	107
5.2	Représentation schématique d'un cycle de Fermi	108
5.3	Représentation schématique du mécanisme d'accélération par cisaillement	111
5.4	Représentation schématique de l'évolution du champ électrique lors de l'accélération d'un électron	112
5.5	Repère orthonormé $(\mathbf{u}_r, \mathbf{u}_\perp, \mathbf{u}_\parallel)$ du problème.	115
5.6	Représentation schématique de l'interaction Compton inverse	119
5.7	Évolution de l'intensité lors de sa propagation dans un milieu absorbant	123
5.8	Exemple d'atténuation du flux perçu sur Terre par absorption EBL	125
5.9	Représentation des différents repères, celui centré sur le trou noir (non utilisé), celui centré sur la source (x', y', z') et celui centré sur l'observateur sur Terre (x, y, z)	126
5.10	Évolution du facteur Doppler pour $\theta_{\text{obs}} \in (0^\circ, 180^\circ)$ et pour $\gamma_{\text{jet}} = 4$	127
5.11	Schéma du problème du mouvement supraluminique de nodules radio	128
5.12	Évolution de la vitesse apparente $\beta_{\perp, \text{app}}$ avec $\gamma_{\text{jet}} = 10$	129
5.13	Représentation schématique du principe physique du LCE.	130
6.1	Principe de fonctionnement de RIPTIDE	134
6.2	Représentation schématique du LCE tel qu'il est implémenté dans RIPTIDE	136
6.3	Profil décrivant l'évolution de la densité de photon synchrotron	141
6.4	Comparaison entre le code lepto-hadronique LEHA et RIPTIDE pour un même jeu de paramètres.	145
7.1	Différents types de jets structurés	150
7.2	Évolution du rayon externe du jet le long de l'axe Z	152
7.3	Différents types de jets structurés	153
7.4	Évolution du facteur de Lorentz du choc en mouvement le long de l'axe Z	154
7.5	Cartes d'émission synchrotron obtenue à la fréquence $\nu = 10^9$ Hz et avec un angle d'observation de $\theta_{\text{obs}} = 90^\circ$	157

7.6	A : Zoom dans une carte de flux radio ($\nu = 10^9$ Hz et $\theta_{\text{obs}} = 90^\circ$) montrant le choc mobile quittant un choc stationnaire après interaction. B : Reproduction du signal émis du choc mobile par une Gaussienne 2D. C : Carte complète du jet montrant le flux émis par le jet comme résidus avec soustraction du signal Gaussien (l'ellipse grise représente la la Gaussienne 2D). Les axes sont donnés en unités de pixels de la caméra virtuelle.	158
7.7	Courbe de lumière obtenue en intégrant le flux synchrotron total ($\nu = 10^9$ Hz et $\theta_{\text{obs}} = 90^\circ$).	159
7.8	Courbes de lumière obtenues en intégrant le flux synchrotron total ($\nu = 10^9$ Hz et $\theta_{\text{obs}} = 2^\circ$)	160
7.9	3C 273 observée à 15.3 GHz.	164
7.10	Courbe de lumière obtenue en intégrant le flux synchrotron total ($\nu = 15.3$ GHz et avec $\theta_{\text{obs}} = 2^\circ$)	165
8.1	Instantanés du jet avec la perturbation (sa position est représentée par une étoile blanche). Le jet se propage de bas en haut. La carte de densité des électrons (en échelle log) est à gauche et le paramètre $\gamma_{\text{e,max}}$ à droite (en échelle log). Les coordonnées sont données en unité de R_{jet} . L'onde de choc mobile est respectivement localisée aux positions $\sim 20 R_{\text{jet}}$ (A), $\sim 70 R_{\text{jet}}$ (B), $\sim 120 R_{\text{jet}}$ (C), et $\sim 170 R_{\text{jet}}$ (D) depuis la base du jet.	173
8.2	Représentation schématique de l'émergence d'onde de relaxation	175
8.3	Instantanées de cartes d'émission synchrotron du jet avant et pendant le passage du choc mobile principale	178
8.4	Distance apparente parcourue par les différentes composantes du jet . .	180
8.5	Représentation du motif de la fourche	182
8.6	Courbes de lumière obtenues en intégrant le flux synchrotron total . . .	184
8.7	Zoom sur les courbes de lumières obtenues à $\nu = 10^{18}$ Hz visible dans la Fig. 8.6. Le zoom est effectué sur une période de 75 ans (pour $t_{\text{obs}} \in [0, 75]$ ans). Les pointillés bleus représentent l'instant d'émission d'une éruption principale et son écho est représenté par les pointillés rouges. .	186
8.8	Courbes de lumières pour quatre différentes fréquences où l'on aura intégré le flux sur une zone restreinte du jet	187
8.9	Courbe de lumière sans et avec le LCE pour $\nu = 10^{10}$ Hz avec $\theta_{\text{obs}} = 20^\circ$ (référentiel de l'observateur). Le flux est évalué à la distance nous séparant de la radiogalaxie 3C 111.	188
8.10	Similaire à la Fig. 8.9 obtenue à la fréquence $\nu = 10^{18}$ Hz.	189

8.11	Courbes de lumières avec et sans LCE (voir légende) où le flux synchrotron X ($\nu = 10^{18}$ Hz) est intégré dans une zone spatiale restreinte pour capter seulement une éruption (lignes pleines) avec $\theta_{\text{obs}} = 20^\circ$. À titre d'illustration, on représente également les courbes de lumière totales (lignes en tirés) où le flux est intégré sur l'ensemble du jet (voir Fig. 8.10).	190
8.12	<i>Haut</i> : Évolution de la distance apparente [mas] parcourue par les nœuds radio le long du jet de 3C 111 en fonction du temps, adapté des observations visibles dans Kadler et al. (2008). Deux événements faisant intervenir des composantes traînantes sont observées en 1997 (F) et en 1999 (E2 , E3 et E4). On y a rajouté la position des deux nœuds stationnaires C1 (0.1 mas) et C2 (3 mas). Le facteur d'échelle est tel que 1 mas \equiv 1 pc. <i>Bas</i> : Évolution du flux radio [Jy] des différentes composantes (cœur radio et composantes en mouvement) à $\nu = 15$ GHz au cours du temps, adapté de (Kadler et al., 2008).	193
8.13	Distance apparente depuis la base apparente des différents jets (cœur radio). Les nœuds sont repérés par une courbe de couleur ainsi qu'un identifiant. Ces données sont tirées d'observations radio ($\nu = 15$ GHz) et accessibles publiquement sur la base de données de l'équipe MO-JAVE (Lister et al., 2018, 2021).	197
9.1	Instantané du jet. Le jet se propage de bas en haut. La carte de densité des électrons (en échelle log) est à gauche et le paramètre $\gamma_{\text{e,max}}$ à droite (en échelle log). Les coordonnées sont données en unité de R_{jet} . Un gradient de pression et de densité est appliqué au milieu environnant pour permettre l'ouverture du jet.	204
9.2	Carte d'émission SSC ($\nu = 10^{24}$ Hz, donnée en unité de nombre de photons) avec contour radio ($\nu = 10^{10}$ Hz) obtenue avec RIPTIDE et observée dans le référentiel de l'observateur avec $\theta_{\text{obs}} = 90^\circ$. Il s'agit du jet visible dans la Fig. 9.1.	204
A.1	Représentation schématique d'un cycle de Fermi	228
B.1	<i>Haut</i> : Représentation schématique de notre modèle simplifié. La zone rouge foncé représente la région où le choc (orange) est "allumé", en gris lorsqu'il est "éteint". Le nombre sur chaque cellule indique la génération des électrons. <i>Bas</i> : Représentation de la courbe de lumière attendue sans LCE sous la forme d'une fonction porte définie entre t_{start} et t_{end} (pas de temps Δt).	234
B.2	Courbes de lumière normalisées ($\nu = 10^{18}$ Hz) avec et sans le LCE obtenues dans le référentiel de l'observateur avec $\theta_{\text{obs}} = 90^\circ$	236

B.3	<i>Haut</i> : Courbes de lumière avec (ligne bleue) et sans LCE (rouge) pour 10^{18} Hz à $\theta_{\text{obs}} = 90^\circ$ (référentiel de l'observateur). La ligne noire représente la méthode de convolution (ou méthode de la moyenne mobile).	
	<i>Bas</i> : Écart relatif entre les méthodes des couches et de la moyenne mobile traitant le LCE.	237

Liste des tableaux

2.1	Le zoo des AGN proposé dans Krolik & Di Matteo (2000).	34
3.1	Paramètres de certains types de coupures utilisées dans M++ (de Naurois & Rolland, 2009).	71
6.1	Ensemble des paramètres dérivés par le code LEHA dans le cadre de PKS 2155-304 utilisé par RIPTIDE.	144
7.1	Conditions initiales des jets simulés.	149
7.2	Résumé des différents résultats pour les quatre configurations magnétiques considérées.	167
8.1	Conditions initiales de la solution de jet relativiste hydrodynamique à une seule composante retenue. ρ , p et γ représentent respectivement la densité, la pression et le facteur de Lorentz du jet. R représente le rayon initial de la zone considérée.	171

Listes des acronymes

Les acronymes suivants sont classés par ordre alphabétique.

ADAF	<i>advection-dominated accretion flows</i>
AGN	<i>active galactic nuclei</i>
ATOM	<i>Automated Telescope for Optical Monitoring</i>
BLR	<i>broad line region</i>
EBL	<i>extragalactic background light</i>
EC	<i>external Compton</i>
FR	<i>Fanaroff-Riley</i>
FSRQ	<i>flat spectrum radio quasar</i>
HD	<i>hydrodynamique</i>
HESS	<i>High Energy Stereoscopic System</i>
HLL	<i>Harten-Lax-van-Leer</i>
HLLC	<i>Harten-Lax-van-Leer-Contact</i>
IACT	<i>imaging air-Cerenkov technique</i>
IC	<i>inverse Compton</i>
LCE	<i>light crossing effect</i>
LINER	<i>low-ionization nuclear emission region</i>
LUTh	<i>Laboratoire Univers et Théorie</i>
MAD	<i>magnetically arrested disk</i>
MHD	<i>magnétohydrodynamique</i>
MJD	<i>Modified Julian Date</i>
MPI-AMRVAC	<i>Message-Passing Interface Adaptive Mesh Refinement Advection Code</i>
NLR	<i>narrow line region</i>
MOJAVE	<i>Monitoring Of Jets in Active galactic nuclei with VLBA Experiments</i>
OVRO	<i>Owens Valley Radio Observatory</i>
OVV	<i>optically violently variable</i>
PM	<i>photomultiplicateur</i>
PIC	<i>particle-in-cell</i>
RIPTIDE	<i>Radiation and Integration Processes with Time Dependence</i>
SED	<i>spectrum energy distribution</i>
SG	<i>ShowerGoodness</i>
SR-MHD	<i>special-relativistic magneto-hydrodynamic</i>
ToO	<i>target of opportunity</i>
UV	<i>ultraviolet</i>
VHE	<i>very high energy</i>
VLBA	<i>very-long baseline array</i>
VLBI	<i>very-long baseline interferometry</i>

Liste des constantes

Les constantes qui suivent sont données en unités CGS.

symbole	sens	valeur	unités
as	angle	4.848×10^{-6}	[rad]
UA	distance	1.495×10^{13}	[cm]
eV	énergie	1.602×10^{-12}	[cm ² · g · s ⁻²]
pc	distance	3.086×10^{18}	[cm]
erg	énergie	1	[cm ² · g · s ⁻²]
Jy	flux d'énergie	10^{-23}	[erg · s ⁻¹ · cm ⁻² · Hz ⁻¹]
c	vitesse de la lumière	2.998×10^{10}	[cm · s ⁻¹]
e	charge élémentaire	4.803×10^{-10}	[statC]
\mathcal{G}	constante de gravitation universelle	6.674×10^{-8}	[cm ³ · g ⁻¹ · s ⁻²]
h	constante de Planck	6.626×10^{-27}	[cm ² · g · s ⁻¹]
k_B	constante de Boltzmann	1.380×10^{-16}	[cm ² · g · s ⁻² · K ⁻¹]
m_e	masse de l'électron	9.109×10^{-28}	[g]
m_p	masse du proton	1.672×10^{-24}	[g]
M_\odot	masse du Soleil	1.989×10^{33}	[g]
σ_T	section efficace de Thomson	6.652×10^{-25}	[cm ²]

Chapitre 1

Introduction

Ce manuscrit résume l'ensemble des travaux réalisés pendant les trois années de thèse effectués au Laboratoire Univers et Théories (LUTH) à l'Observatoire de Paris ainsi qu'au sein de la collaboration H.E.S.S..

Cette thèse intitulée “Modélisation unifiée de l'émission d'AGN détectés en rayons gamma” s'inscrit dans une volonté de comprendre les processus physiques au sein des noyaux actifs de galaxies (AGN) et notamment ceux qui sont à l'œuvre dans les jets relativistes. Une description complète des AGN est visible dans le chapitre 2 (Noyaux actifs de galaxies). Dans celui-ci, on décrira les différentes caractéristiques des AGN, les premières déductions et les classifications. Une description des différentes composantes des AGN est effectuée avec une attention particulière portée sur les jets relativistes, qui sont le sujet de ce manuscrit. Cette partie dessinera les pourtours du modèle unifié des AGN. Plus particulièrement sur les jets relativistes, nous réaliserons une description des mécanismes éventuels de lancement, de collimation du jet et nous exposerons aussi la structure du jet à plusieurs échelles. En effet, nous verrons qu'il existe une multitude de zones d'émission radio dans le jet ayant des caractéristiques bien distinctes. Si plusieurs interprétations peuvent être évoquées pour décrire ces nœuds radio, nous avons choisi de considérer le scénario de chocs pour tenter d'expliquer les différentes observations. En effet, plusieurs preuves observationnelles tendent à montrer que l'interaction entre des chocs stationnaires et en mouvements (scénario choc - choc) est prometteur et permettrait d'expliquer en partie la dynamique et le rayonnement des jets relativistes à multilongueurs d'ondes.

L'émission des jets est essentiellement non thermique et s'étend sur l'ensemble du spectre électromagnétique. Aux très hautes énergies, les processus d'émission sont moins connus et c'est pourquoi leur compréhension est l'un des objectifs de ce manuscrit. Une partie de ce travail de thèse a donc été réalisée au sein de la

collaboration H.E.S.S. qui est responsable de plusieurs télescopes Čerenkov en Namibie. Le chapitre 3 (H.E.S.S. : observations de jets aux très hautes énergies) lui est consacré. Des analyses de données, présentées dans ce chapitre, ont permis une familiarisation avec le traitement et l'interprétation de données γ de très hautes énergies provenant de différents types d'AGN. Caractériser le rayonnement observé aux très hautes énergies est crucial, car cela permet de contraindre fortement le modèle choisi.

Différents types de modèle peuvent être envisagés pour étudier le rayonnement provenant des jets relativistes d'AGN. Pendant la thèse, nous avons construit une approche cohérente en conciliant les simulations hydrodynamiques (ou bien magnétohydrodynamiques) de jets avec le traitement en post-traitement des processus radiatifs et du transfert radiatif. Cette approche, bien que complexe, permet de réaliser un traitement plus réaliste du problème. Ainsi, dans un premier temps, le chapitre 4 (Modélisation d'un jet d'AGN : simulations fluides) commencera par une revue historique des simulations de jets. Puis l'on décrira le code **MPI-AMRVAC** (*Message-Passing Interface Adaptive Mesh Refinement Advection Code*) utilisé ici, ainsi que ses caractéristiques. Le chapitre 5 (Processus radiatifs dans les jets d'AGN) définira les différents processus radiatifs ainsi que les différents effets relativistes à connaître afin de construire le modèle le plus cohérent possible. C'est dans cette optique que le chapitre 6 (**RIPTIDE** code : *Radiation Integration Processes with Time Dependence*) se concentra sur le code **RIPTIDE** de transfert radiatif qui a été conçu au cours de cette thèse. Ce code permet de traiter les résultats des simulations, de traiter différents processus radiatifs et d'intégrer le flux reçu le long d'une ligne de visée tout en prenant en compte les effets relativistes (*Doppler beaming* ou le *light crossing effect* (LCE)).

Cette partie introductive permettra de souligner plusieurs questions cruciales qui sont, à l'heure actuelle, toujours sans réponse, notamment,

- les caractéristiques des zones d'émission quasi stationnaires et celles des éruptions dans les données multilongueurs d'onde peuvent-elles être expliquées par des chocs internes ?

Pour répondre en partie à cette question et en s'appuyant sur **MPI-AMRVAC** et **RIPTIDE**, nous avons réalisé des simulations de différents types de jets et extrait des cartes de rayonnement synchrotron des radios jusqu'aux X.

Nous présentons dans le chapitre 7 (Modélisation de l'émission de jet d'AGN : l'impact d'un champ magnétique à large échelle) des simulations de jets structurés où l'on étudie l'impact de différentes configurations de champ magnétique

sur la structure interne en chocs. En effet, il existe des preuves observationnelles montrant la présence de structure magnétique à large échelle. L'objectif était donc d'étudier son impact sur la structure en chocs stationnaires et donc l'impact sur la courbe de lumière en radio lors d'interactions choc - choc successives. En effet, une perturbation sous la forme d'un éjecta va perturber le jet et potentiellement générer la variabilité temporelle observée. Les résultats de cette étude ont pu être comparé à l'observation d'éruptions radio provenant de la source BL Lac 3C 273. Nos résultats ainsi que la comparaison effectuée, bien que limitée au radio, a permis de reproduire un certain nombre de caractéristiques observationnelles. L'utilisation du scénario choc - choc montre des résultats prometteurs et a confirmé notre volonté d'améliorer notre modèle.

En effet, le rayonnement des jets relativistes étant multilongueurs d'onde, notre modèle doit prendre en compte le traitement radiatif d'une population d'électrons non thermique pour calculer le rayonnement synchrotron jusqu'à la bande X. Avec cet objectif, nous avons amélioré le modèle en injectant une population d'électrons sur des zones de chocs. Le traitement radiatif effectué prend en compte le refroidissement synchrotron lors de la propagation du fluide d'électrons.

Fort de ces ajouts, nous avons étudié la dynamique des interactions choc - choc fortes. Dans ce travail détaillé dans le chapitre 8 (Émission multilongueurs d'onde de jets d'AGN dans le cadre d'interactions choc - choc fortes), nous avons réalisé des simulations hydrodynamiques de jets à simple composante. En effet, dans le cadre d'interaction choc - choc forte, la perturbation causée par l'éjecta permet de générer une troisième catégorie de nœud radio, les composantes traînantes. Cette composante n'apparaît pas proche du cœur radio, mais à l'arrière de choc mobile lors de leur propagation le long du jet. Dans cette étude, nous avons construit un scénario permettant d'expliquer leur apparition et leur propagation à l'issue d'une interaction choc - choc forte. De ce scénario, nous avons pu déterminer deux marqueurs observationnels qui sont la *fourche* et l'*écho* et qui sont détaillés dans ce chapitre. Une application qualitative sur la source 3C 111 montre comment notre scénario peut expliquer l'apparition de tels nodules.

En conclusion et en perspective, nous proposons différentes applications permettant de répondre à une autre question cruciale,

- le scénario choc - choc peut-il expliquer l'émission aux très hautes énergies et la polarisation observée ?

En effet, dans un futur plus ou moins lointain, l'ajout de la polarisation synchrotron dans RIPTIDE semble être une étape cruciale. De fortes contraintes observationnelles peuvent être dérivées des observations radio VLBI sur la structure du

champ magnétique à large échelle observée dans les jets d'AGN, mais aussi sur la validité du modèle choc - choc. Certaines zones d'émission stationnaires dans les jets montrent des motifs particuliers en polarisation et des changements brutaux y sont aussi observés lors d'interaction avec des zones d'émission en mouvements. Ainsi, l'ajout d'une telle physique dans le code pourra permettre une comparaison encore plus directe avec les observations. L'enjeu est d'autant plus important en sachant que les progrès récents permettent de réaliser de la polarisation à plus haute fréquence (dans la bande X).

Nous proposons de possibles applications de notre modèle sur des jets ouverts plus réalistes. L'amélioration de **RIPTIDE** avec l'ajout du rayonnement SSC (et le futur ajout de la polarisation synchrotron) permet d'imaginer une première application sur l'ensemble du spectre électromagnétique. Une discussion sur la reproduction d'éruption multilongueurs d'onde dans les jets des sources M 87 et 3C 273 est proposée en toute fin.

Chapitre 2

Noyaux actifs de galaxies

Sommaire

2.1	Que sont les noyaux actifs de galaxies ?	26
2.1.1	Taille angulaire	26
2.1.2	Haute luminosité	27
2.1.3	Raies d'émissions	28
2.1.4	Émission multilongueurs d'onde	29
2.1.5	Variabilité	31
2.2	Classification empirique	32
2.3	Trou noir super-massif	33
2.4	Disque d'accrétion	36
2.4.1	Disque standard	36
2.4.2	Taux d'accrétion	38
2.4.3	Profil d'émission des disques d'accrétion	40
2.5	Modèle unifié des AGN	41
2.6	Mécanismes de lancement de jet	43
2.6.1	Le mécanisme de Blandford-Znajek	44
2.6.2	Le mécanisme de Blandford-Payne	44
2.7	Jets relativistes	46
2.7.1	Collimation des jets	46
2.7.2	Structure multi-échelle des jets	47
2.7.3	Cœur radio	47
2.7.4	Le jet à l'échelle du parsec	49
2.7.5	Nœuds stationnaires et en mouvements dans le jet	50
2.7.6	Émission et variabilité multilongueurs d'onde	52
2.7.7	Le scénario "choc - choc"	56

2.1 Que sont les noyaux actifs de galaxies ?

Les noyaux actifs de galaxies (où *active galactic nuclei*, abrégé AGN) sont des galaxies contenant un noyau actif. Cette région compacte est centrée sur le centre de la galaxie (entendre centre de masse) dont la luminosité bolométrique est très importante, dépassant la luminosité du reste de la galaxie. Sur ce point, les AGN font partie des objets les plus brillants de l'Univers et montrent une émission étendue sur l'ensemble du spectre électromagnétique.

Dans cette section, nous allons définir les propriétés usuelles des AGN, et ce, depuis les premières observations et dérivations qu'il est possible d'effectuer pour cerner leurs caractéristiques physiques.

2.1.1 Taille angulaire

Au début du XX^e siècle, les astronomes ont observé dans certaines galaxies des raies d'émissions très marquées comme dans la source NGC 1068. Carl Seyfert a été le premier à caractériser et à classer ce genre de galaxies amenant à la construction de la première classe d'AGN (Seyfert, 1943), les galaxies Seyfert. À l'intérieur du spectre d'émission, les astronomes ont pu mesurer l'épaisseur des raies $\Delta\lambda$,

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c}, \quad (2.1)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide. De la mesure de $\Delta\lambda$ déterminé pour un nombre de raies d'émission donné, on détermine typiquement $v \sim 10^4 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. Concrètement, les AGN observées sont représentées par un point extrêmement brillant. La luminosité bolométrique de cette région peut égaler ou même surpasser celle du reste de la galaxie hôte. Si l'on considère un nuage de gaz se déplaçant à la vitesse v , de masse m et situé à la distance r de l'objet central de masse M , alors s'il est lié gravitationnellement, on a,

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{\mathcal{G}mM}{r}, \quad (2.2)$$

$$v^2 = \frac{2\mathcal{G}M}{r}, \quad (2.3)$$

où \mathcal{G} est la constante universelle de gravitation. En utilisant la valeur de la vitesse déduite de l'observation des raies d'émissions, il est possible de contraindre la masse de l'AGN,

$$M \sim 10^{10} \left(\frac{r}{100 \text{ pc}} \right) M_{\odot}, \quad (2.4)$$

où M_{\odot} est la masse du Soleil.

Il est donc possible de caractériser les AGN comme étant un objet très brillant et de très faible extension angulaire. En effet, la taille typique des AGN de type Seyfert est de 0.1 pc (Netzer, 1989). En effet, l'extension d'un AGN est déterminée par celle de la *broad line region* (BLR) (voir sous-section 2.5). On en déduit donc une valeur typique pour la masse d'un AGN,

$$M \sim 10^7 M_{\odot}. \quad (2.5)$$

Plus généralement, les AGN sont caractérisés par une masse très importante et par la présence d'un grand réservoir de densité d'énergie gravitationnelle.

2.1.2 Haute luminosité

Cette très grande densité d'énergie est perçue au travers de la mesure de très importantes luminosités. La luminosité d'Eddington L_{Edd} correspond à la situation où la force radiative (générée par un gradient de pression radiative) égalise la force gravitationnelle. On considère un nuage de gaz qui se retrouve entraîné par le champ de radiations et qui est gravitationnellement lié à l'objet central.

On définit alors un objet central de masse M . Si l'on considère la distance r entre l'objet central et le nuage de masse m , la force gravitationnelle induite sur le nuage vaut,

$$F_{\text{grav}} = \frac{\mathcal{G}Mm}{r^2}. \quad (2.6)$$

On doit alors égaliser cette force avec la force radiative. Pour cela, on peut établir la pression radiative à la distance r qui est liée à la luminosité d'Eddington L_{Edd} ,

$$P_{\text{rad}} = \frac{L_{\text{Edd}}}{4\pi cr^2}. \quad (2.7)$$

Ainsi, la force associée correspondante est,

$$F_{\text{rad}} = P_{\text{rad}} \kappa m, \quad (2.8)$$

avec κ l'opacité du nuage donnée en $[\text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}]$. À l'équilibre, on a nécessairement,

$$\frac{\mathcal{G}Mm}{r^2} = \frac{L_{\text{Edd}}\kappa m}{4\pi cr^2}, \quad (2.9)$$

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi\mathcal{G}Mc}{\kappa}. \quad (2.10)$$

Il faut maintenant prendre en compte la section efficace entre les photons provenant de la région centrale sur le nuage. Si on présume que le nuage est essentiellement composé d'hydrogène ionisé, on aura,

$$\kappa = \frac{\sigma_{\text{T}}}{m_{\text{p}}}, \quad (2.11)$$

où σ_{T} est la section efficace de Thomson et m_{p} la masse du proton. Ainsi, la luminosité d'Eddington devient,

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi\mathcal{G}Mm_{\text{p}}c}{\sigma_{\text{T}}}, \quad (2.12)$$

$$\simeq 1.26 \times 10^{38} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}. \quad (2.13)$$

Si toute l'énergie gravitationnelle est convertie en rayonnement, alors la luminosité d'Eddington représente une valeur maximale de la luminosité observable. Il faut noter que plusieurs approximations ont été réalisées au cours du calcul. La plus importante est de considérer une symétrie sphérique.

Si l'on utilise la relation sur la masse de l'objet central visible dans l'équation 2.4 et pour une région de taille typique $r = 0.1 \text{ pc}$ (Netzer, 1989), on obtient la luminosité,

$$L_{\text{Edd}}(r = 0.1 \text{ pc}) \sim 10^{47} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}. \quad (2.14)$$

Cette valeur est remarquablement élevée comparée à la luminosité caractéristique d'une galaxie non active ($L_{*} \simeq 10^{44} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$, luminosité bolométrique intégrée sur l'ensemble de la galaxie) (Krolik & Di Matteo, 2000). Typiquement, on observe des luminosités bolométriques L_{bol} d'AGN comprises entre 10^{42} et $10^{48} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ (Ghisellini et al., 2014). Il faut bien noter que, dans certains cas, la véritable luminosité peut être supérieure à celle observée grâce à une forte absorption le long de la ligne de visée. Par ailleurs, il n'est pas impossible d'observer une luminosité apparente supérieure à la luminosité d'Eddington (Tsai et al., 2018).

2.1.3 Raies d'émissions

Les galaxies Seyfert (voir sous-section 2.1.1) sont un type d'AGN caractérisés par des raies d'émissions bien marquées. La Fig. 2.1 représente le spectre de la galaxie active 3C 273 et d'une galaxie ordinaire NGC 4168 (non active). On remarque la présence de raies d'émission dans le spectre de 3C 273. Cette particularité provient du fait que les raies de *Lyman* et de *Balmer* de l'hydrogène sont

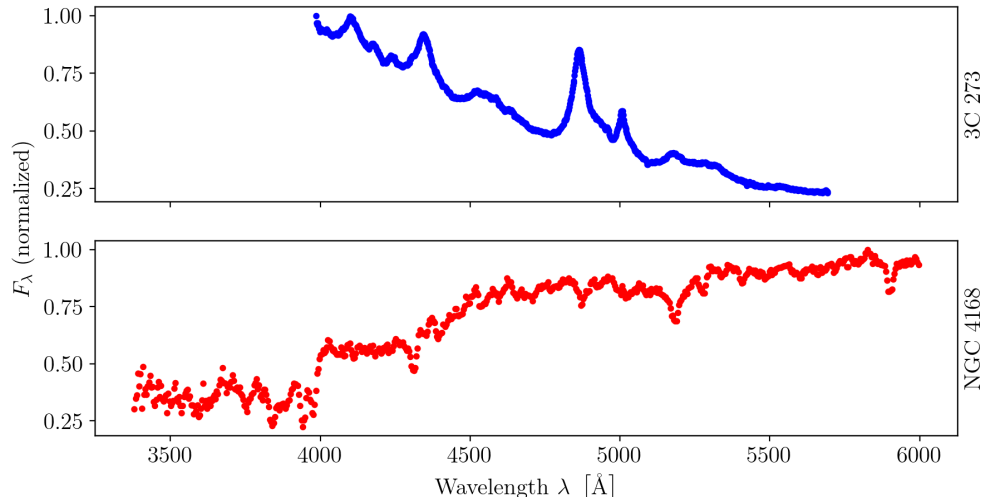


FIGURE 2.1 : Spectres de NGC 4168 (non active) et 3C 273 (active). Données accessibles sur la [NASA/IPAC Extragalactic Database](#).

plus marquées dans les galaxies actives du fait de la présence d'un milieu plus fortement ionisé. Cependant, il faut noter que cette caractéristique n'est pas partagée par tous les AGN. Comme indiqué dans la sous-section 2.1.4 précédente, le rayonnement des galaxies ordinaires est dominé par des composantes thermiques (poussières, étoiles) qui est un rayonnement continu.

2.1.4 Émission multilongueurs d'onde

Dans la précédente partie, nous avons estimé une limite supérieure théorique sur luminosité bolométrique produite par l'objet central. Maintenant, nous allons voir comment cette énergie est distribuée en fonction de la longueur d'onde. Dans un premier temps, considérons uniquement une contribution thermique (rayonnement de corps noir) provenant de cette région. Une valeur typique de température effective mesurée dans l'environnement des AGN est $T_{\text{eff}} \leq 10^3$ K (Netzer, 1990 ; Krolik & Di Matteo, 2000). Cette température va correspondre à une longueur d'onde,

$$\lambda_{\text{eff}} \geq \frac{ch}{k_B T_{\text{eff}}} = 1.4 \times 10^{-3} \text{ cm}. \quad (2.15)$$

Il semble alors peu probable d'observer une émission au-dessus du domaine du proche infrarouge. Cette constatation n'est pas en accord avec ce qui est généralement observé (voir Fig. 2.2) ce qui suggère donc l'existence d'un rayonnement

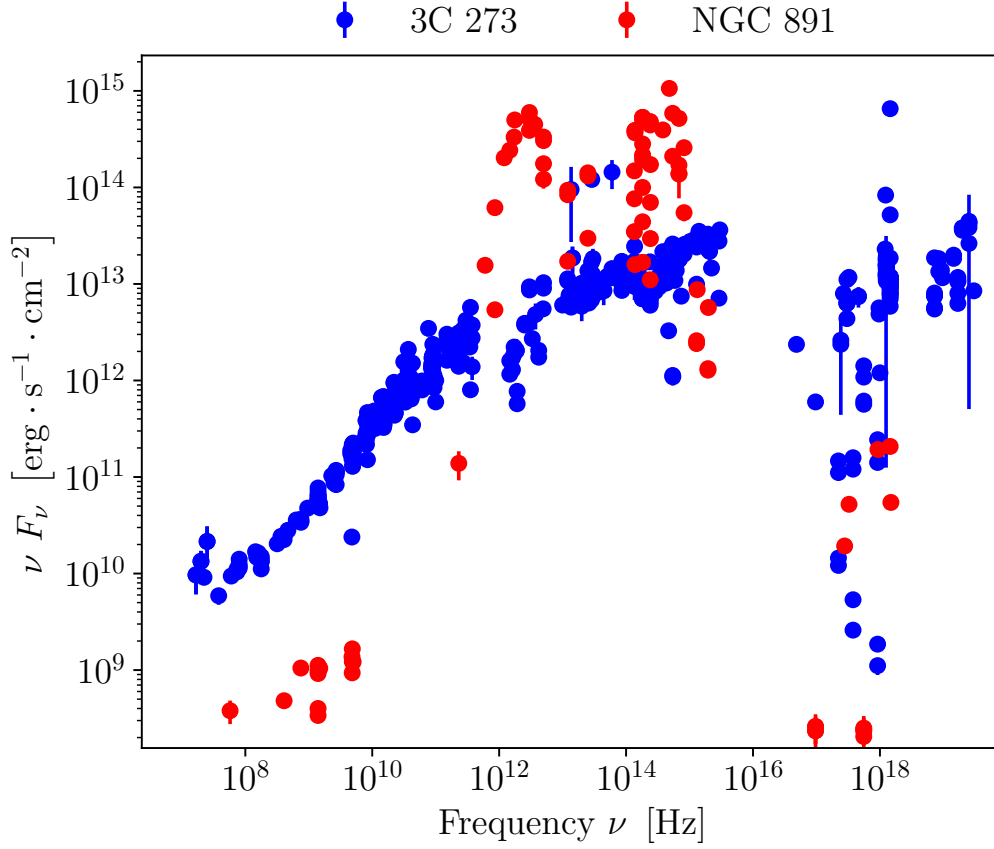


FIGURE 2.2 : Distributions en énergie de NGC 891 (non active) et 3C 273 (active). Données accessibles sur la [NASA/IPAC Extragalactic Database](#).

non thermique. Dans la sous-section 2.1.2, nous avons vu que la luminosité des AGN peut surpasser celle provenant du reste de la galaxie. Ainsi, il est utile de s'intéresser au spectre en énergie de galaxies non actives ou n'ayant pas de noyau actif.

Généralement, on note le flux spécifique mesuré sur Terre comme F_ν (ou F_λ). Cette quantité représente le flux d'énergie transportée et a comme unité $[\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}]$. On peut représenter l'évolution de F_ν comme une fonction de ν au sein d'une distribution du spectre en énergie (SED).

Aux hautes fréquences, où le flux peut être très bas, on utilisera aussi le nombre de photons N_ϵ mesurés à une certaine fréquence comme suit,

$$N_\epsilon = \frac{F_\nu}{E}, \quad (2.16)$$

où $E = h\nu$ est l'énergie associée au photon et N_e est en unité de $[\text{photons} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}]$. Aux basses énergies, les astronomes utilisent couramment une unité adaptée qui est le Jansky (notée Jy) et qui vaut $1 \text{ Jy} = 10^{-23} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}$.

Dans le cas d'une galaxie ordinaire, on s'attend à observer deux pics dans le spectre en énergie. Le premier associé au rayonnement de corps noir provenant de la population d'étoiles piquant dans le visible / ultraviolet (UV) et un second piquant dans le proche infrarouge provenant de l'émission thermique des poussières. La Fig. 2.2 nous montre le spectre en énergie de deux sources classiques, NGC 891 une galaxie non active et 3C 273 une galaxie active. Le spectre de NGC 891 montre les deux pics évoqués qui peuvent donc être expliqués par le rayonnement thermique. En général, le spectre des AGN est relativement différent, comme ici avec 3C 273. Celle-ci montre un spectre quasiment plat des infrarouges jusqu'aux X. De plus, on remarque sur les spectres une différence de plusieurs ordres de grandeur en flux de rayonnement dans les radios. Ces différences notables sont autant d'indices que le rayonnement multilongueurs d'onde des AGN n'est pas que thermique et que d'autres processus sont à l'œuvre (ceux-ci sont détaillés dans le chapitre 5). Par ailleurs, ce rayonnement multilongueurs d'onde est généralement variable au cours du temps.

2.1.5 Variabilité

La variabilité temporelle est l'une des caractéristiques les plus importantes observées chez certains types de AGN. En effet, il n'est pas rare d'observer de manière sporadique des montées ou des chutes brutales du flux observées, que l'on nomme communément éruption (ou *flare* en anglais). Celle-ci se manifeste pendant un temps typique que l'on peut mesurer et qui dépend fortement de la fréquence d'observation. Nous verrons que cette dépendance provient des caractéristiques des régions d'émissions et du refroidissement des particules émettrices (voir sous-section 5.2.2).

Dans les cas les plus extrêmes, aux plus hautes énergies, le flux peut varier significativement sur des périodes très courtes en dessous de l'échelle de la minute. Cela a pu être observé notamment dans la source PKS 2155-304 dans la bande du TeV où le flux a doublé en l'espace de cinq minutes (Aharonian et al., 2007). Cela suggère donc que la taille de la zone d'émission doit être inférieure ou égale à une certaine distance typique r^* . Elle doit correspondre à la distance parcourue par la lumière pendant la durée de l'éruption observée Δt_{obs} . On a donc comme condition,

$$r^* \leq c \cdot \Delta t_{\text{obs}}. \quad (2.17)$$

Dans le cas particulier de PKS 2155-304 et d'une variabilité d'une durée de cinq

minutes, nous obtenons comme taille de zone d'émission telle que mesurée dans le référentiel de l'observateur à $r^* \lesssim 0.6$ UA. On dérivera la taille de la zone d'émission dans le référentiel de la source en divisant le résultat par le facteur Doppler de la source (voir section 5.5 pour plus de détails). Dans le cas de PKS 2155-304, on a comme facteur Doppler $\delta = 50$ (Ghisellini & Tavecchio, 2008) donc $r'^* \lesssim 0.01$ UA. Si l'on considère que l'émission γ de très hautes énergies a lieu proche du trou noir, alors le temps de variabilité minimale t_{\min} est donné par le rayon du trou noir R . On aura,

$$t_{\min} \leq \Delta t_{\text{obs}} , \quad (2.18)$$

$$R \leq r'^* = r^* / \delta . \quad (2.19)$$

Si l'émission γ a lieu dans le jet alors les deux temps caractéristiques t_{\min} et Δt_{obs} se découplent l'un de l'autre. En effet, la variabilité observée permettra de contraindre la taille de la zone d'émission dans le jet. Les processus derrière de telles variations en flux observées à toutes les fréquences, plusieurs mécanismes sont évoqués (voir sous-section 2.7.6).

2.2 Classification empirique

À l'aide des sections précédentes, nous avons détaillé plusieurs éléments observationnels caractéristiques des AGN. Cependant, nous avons aussi vu que tous les AGN ne partagent pas les mêmes propriétés. De ce constat, il semble naturel de tenter de construire une classification des AGN. Celle-ci est définie comme empirique, car elle repose a priori sur des différences observationnelles et non pas sur des différences de processus physiques. La Tab. 2.1 recense les différents types de AGN avec leurs différentes caractéristiques. Quelques termes doivent être définis.

Le terme *radio-loud* ou *radio-quiet* se réfère à la présence ou non d'une forte émission radio. Une définition un peu plus rigoureuse proposée par Kellermann et al. (1989) est basée sur le rapport du flux mesuré à la fréquence de 5 GHz et dans la bande B,

$$\frac{F_{\text{radio}}}{F_{\text{B}}} \geq 10 . \quad (2.20)$$

Si la condition ci-dessus est remplie, nous aurons alors affaire à une galaxie *radio-loud*. Un sous-type important de galaxie *radio-loud* est représenté par les objets dits *Flat Spectrum Radio Quasars* (FSRQ) qui se distingue par la forme du spectre radio observée (spectre plat).

Le terme FR se réfère à Fanaroff-Riley (Fanaroff & Riley, 1974). Les AGN Fanaroff-Riley montrent une corrélation entre la morphologie de leurs jets radio et leurs luminosités. La mention OVV signifie *optically violently variable* et qui qualifie les AGN montrant une très forte variabilité optique. BL Lac vient du nom de la constellation *BL Lacertae* (Hoffmeister, 1929) et réfère à une classe d'AGN qui présente des variabilités de courtes et de grandes amplitudes, montrant une polarisation de l'émission dans le domaine optique et surtout une grande luminosité bolométrique. Enfin, LINER se réfère à *low-ionization nuclear emission regions* et caractérise les AGN qui montrent des raies d'émissions marquées contenant des raies provenant d'atomes faiblement ionisés ou neutres.

Si leurs caractéristiques semblent similaires, les quasars *radio-quiet* et les galaxies de type de Seyfert 1 doivent être distinguées par leurs luminosités. Les quasars sont caractérisés par leurs importantes luminosités qui surpassent largement celles de leurs galaxies hôtes (Krolik & Di Matteo, 2000).

2.3 Trou noir super-massif

Comme nous l'avons vu précédemment, nous avons maintenant à notre disposition des preuves que l'objet central au cœur des AGN est un trou noir supermassif de masse comprise entre 10^4 et $10^{11} M_\odot$ (Mikheeva et al., 2019). Les trous noirs apparaissent naturellement au travers de la théorie de la relativité générale d'Einstein. Ils peuvent être définis comme une singularité gravitationnelle déformant l'espace-temps. La courbure est telle qu'un ensemble de géodésiques va converger vers la singularité si elles traversent une zone spécifique. Cette zone spécifique centrée sur la singularité est l'horizon des événements dont le rayon est nommé rayon de Schwarzschild dans le cas où le trou noir n'est pas en rotation sur lui-même. Dans ces conditions, on définit alors le rayon de Schwarzschild,

$$R_s = \frac{2GM}{c^2}, \quad (2.21)$$

où M est la masse du trou noir.

Ainsi, pour des trous noirs supermassifs de masse $10^9 M_\odot$, on aura un rayon de Schwarzschild de $R_s \simeq 10$ UA ce qui correspond à la distance entre le Soleil et Saturne. En plus de sa masse et de son rayon, un trou noir peut être défini par son spin. Le spin d'un trou noir caractérise sa rotation sur lui-même. De tels trous noirs sont nommés trous noirs de Kerr (un trou noir de spin nul est nommé trou noir de Schwarzschild).

Dans le cas d'un trou noir de Kerr, l'environnement du trou noir devient plus complexe avec l'apparition de l'ergosphère. Tout comme l'horizon des événements, l'ergosphère est définie par un rayon.

Type	Pointlike	Broad-band	Broad Lines	Narrow Lines	Radio	Variable	Polarized
Radio-loud quasars	Yes	Yes	Yes	Yes	Yes	Some	Some
Radio-quiet quasars	Yes	Yes	Yes	Yes	Weak	Weak	Weak
Broad line radio galaxies (FR2 only)	Yes	Yes	Yes	Yes	Yes	Weak	Weak
Narrow line radio galaxies (FR I & FR 2)	No	No	No	Yes	Yes	Yes	No
OVV quasars	Yes	yes	Yes	Yes	Yes	Yes	Yes
BL Lac objects	Yes	Yes	No	No	Yes	Yes	Yes
Seyfert type 1	Yes	Yes	Yes	Yes	Weak	Some	Weak
Seyfert type 2	No	Yes	No	Yes	Weak	No	Some
LINER	No	No	No	Yes	No	No	No

TABLE 2.1 : Le zoo des AGN proposé dans [Krolik & Di Matteo \(2000\)](#).

Cependant celui-ci n'est pas constant, il vaut deux fois le rayon de Schwarzschild dans le plan de rotation équatorial et il vaut le rayon de Schwarzschild aux pôles.

Lorsqu'une particule pénètre à l'intérieur de l'ergosphère, elle ne peut être immobile et évolue obligatoirement en corotation avec le trou noir. Toutefois, cela ne signifie pas que la particule est perdue comme une particule traversant l'horizon des événements. En effet, sous l'action d'une impulsion particulière (gain d'énergie par collision, par exemple), la particule pourra s'échapper de l'ergosphère.

Comme nous allons le voir dans la section 2.4, le trou noir accréte de la matière qui forme alors un disque. Ce disque peut rayonner et une partie de cette émission peut être détectée dans le domaine optique et UV comme une somme de rayonnement de corps noirs. S'il n'est pas résolu spatialement et donc pas détecté par imagerie directe, la présence du disque est visible dans le spectre en énergie. Par interférométrie radio (*very-long-baseline interferometry*, VLBI), on observe seulement la partie intérieure du disque proche du trou noir supermassif. En effet, on observe des anneaux de photons autour du trou noir. Ces anneaux trouvent leur origine dans les effets relativistes propres à la déformation locale de l'espace-temps.

La mise en place de réseaux d'antennes radios sur de très grandes échelles a permis d'offrir la première détection de l'environnement d'un trou noir dans le cas de M87* (nom donné à l'objet central situé au cœur de M87). Cela a été rendu possible par l'observation simultanée de cette région par un ensemble de radiotélescopes répartis sur la surface de la Terre. De cette façon, M87* a virtuellement été observée par une antenne radio de la taille de la Terre.

Cette observation radio ($\nu = 230$ GHz) visible sur la Fig. 2.3 a été réalisée par la collaboration *Event Horizon Telescope* ([Event Horizon Telescope Collaboration et al., 2019](#)). Sur cette image radio, nous pouvons observer l'ombre de l'horizon des événements du trou noir supermassif. Le rayonnement perçu provient alors de l'environnement du trou noir (anneaux de photons). Ces observations ont pu être comparées avec des simulations d'environnement de trou noir en relativité générale et ces comparaisons ont montré que les observations étaient en accord avec la présence d'un trou noir supermassif (et donc en accord avec la relativité générale).

Évidemment, la présence d'un trou noir supermassif façonne la région centrale et la présence d'une forte densité d'énergie gravitationnelle représente un réservoir d'énergie suffisant pour permettre l'apparition de phénomènes de hautes énergies. Le premier d'entre eux est le phénomène d'accrétion (si de la matière est présente).

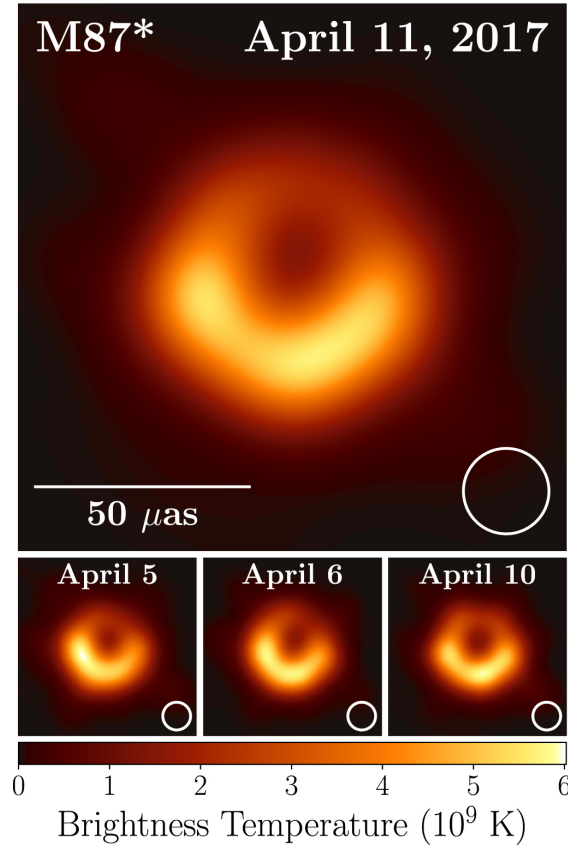


FIGURE 2.3 : Observation radio ($\nu = 230 \text{ GHz}$) de la région centrée sur M87* (Event Horizon Telescope Collaboration et al., 2019), le centre de la source M87. Le flux radio donné en unité de température de brillance confirme la présence du trou noir super-massif grâce à son ombre associée.

2.4 Disque d'accrétion

2.4.1 Disque standard

En raison du champ gravitationnel généré par le trou noir supermassif, la matière de la région aura tendance à tomber dans le puits de potentiel gravitationnel. Si initialement, la matière et le gaz tombent de toutes les directions, des processus de friction et de rotation conduisent à la formation d'un disque qui sera piégé gravitationnellement du fait de la conservation du moment angulaire. Une orbite particulière autour du trou noir est la dernière orbite stable circulaire, notée R_{isco} (pour *innermost stable circular orbit*). La valeur de R_{isco} est différente si nous considérons des trous noirs en rotation ou pas. Quoi qu'il en soit, le disque d'accrétion s'étendra vers le trou noir jusqu'à R_{isco} .

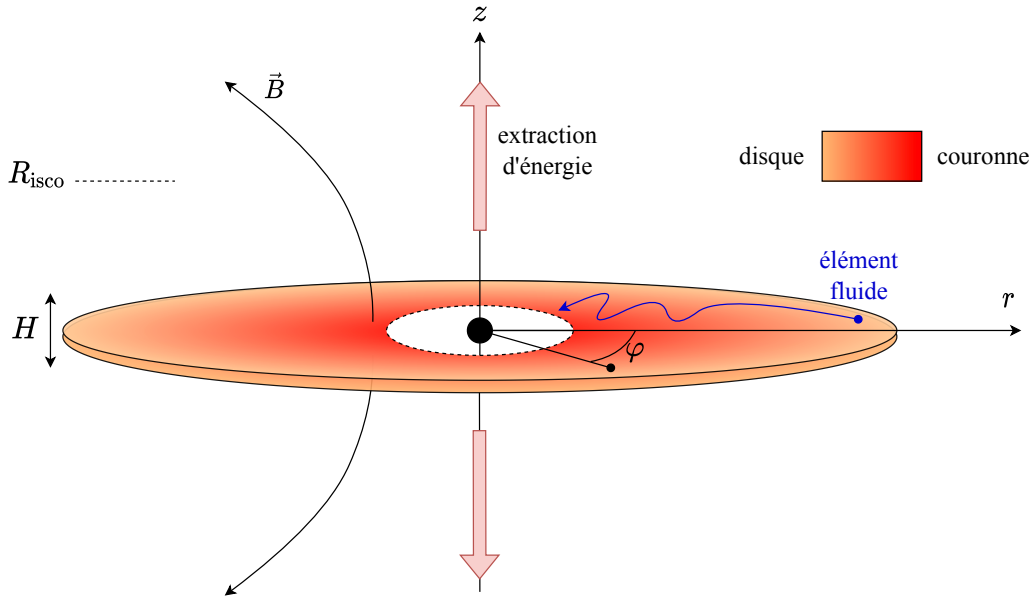


FIGURE 2.4 : Schéma d'un disque d'accrétion standard avec champ magnétique tel que théorisé par [Narayan et al. \(2003\)](#).

Le premier modèle de disque d'accrétion dans le contexte des AGN est développé par Shakura et Sunyaev en 1973 ([Shakura & Sunyaev, 1973](#)). On considère ici un disque décrit en coordonnées cylindriques, présentant une symétrie de révolution autour de l'axe z (voir Fig. 2.4). Le disque est en rotation Keplerienne ainsi la vitesse de rotation est donnée avec,

$$v_\phi = \sqrt{\frac{GM}{r}}, \quad (2.22)$$

avec M la masse du trou noir et r la distance séparant un point du disque du trou noir.

La viscosité anormale du disque permet d'extraire du moment cinétique de la matière, celle-ci migre alors vers l'intérieur du disque et le trou noir. On considère alors que la vitesse radiale avec $v_r \ll v_\phi$. Selon l'épaisseur du disque H , l'opacité peut devenir importante et le spectre d'émission peut être décrit simplement comme une somme de spectres de corps noirs (la température du disque évoluant radialement). Une version relativiste du disque standard est décrite dans [Page & Thorne \(1974\)](#) et une revue sur la physique de base du disque standard est visible dans [Pringle \(1981\)](#). Dans le cadre du disque standard, on définit la viscosité anormale comme suit,

$$\nu_{\text{vis}} \equiv \alpha c_s H, \quad (2.23)$$

où ν_{vis} est la viscosité qui dépend de la vitesse du son dans le milieu c_s , de l'épaisseur du disque (on considère un disque fin avec $H \ll r$) mais aussi d'un paramètre de viscosité $\alpha \leq 1$ qui permet de réguler la viscosité anormale du disque.

Ainsi, la viscosité anormale permet d'extraire le moment angulaire le long du disque. Cette viscosité chauffe le disque par des phénomènes de friction et permet la formation d'une couronne et d'un vent de disque. Si le disque est magnétisé (voir disque MAD (Narayan et al., 2003)), alors le champ magnétique permet de lancer un jet depuis le disque (voir sous-section 2.6.2). Dans le cas d'un taux d'accrétion important, le champ magnétique ne sera pas assez intense pour freiner le disque et permettre le lancement d'un jet.

2.4.2 Taux d'accrétion

Chaque disque d'accrétion est caractérisé par un taux d'accrétion, \dot{M} c'est-à-dire la quantité de matière accrétée par le trou noir par unité de temps. Associée au taux d'accrétion, on trouve la luminosité générée par l'accrétion qui est définie comme suit,

$$L = \eta \dot{M} c^2, \quad (2.24)$$

où l'on définit η comme l'efficacité radiative de l'accrétion. Généralement, on présente le taux d'accrétion et la luminosité respectivement en unité du taux d'accrétion d'Eddington et de la luminosité d'Eddington. On aura alors,

$$\dot{m} = \frac{\dot{M}}{\dot{M}_{\text{Edd}}} = \frac{L}{L_{\text{Edd}}}. \quad (2.25)$$

La grande variété de luminosité observée pour les AGN implique alors une grande variété de \dot{m} . Cela peut nous servir pour distinguer plusieurs types de disques.

Taux d'accrétion très faible $\dot{m} \ll 10^{-6}$

Ici le taux d'accrétion est très faible, nous avons une zone d'accrétion optiquement mince et son refroidissement est négligeable. L'efficacité radiative d'accrétion est alors sensiblement nulle ($\eta \sim 0$) (Narayan & Yi, 1995), le rayonnement est essentiellement non thermique. Dans ces conditions, la géométrie du disque est torique (voir Fig. 2.5) et la présence d'un vent est possible (R. D. Blandford & Begelman, 1999). Cet état est souvent évoqué pour expliquer les états de repos des noyaux de galaxies, par exemple celui de notre propre centre galactique Sgr A*.

Taux d'accrétion faible $\dot{m} \sim 10^{-4} - 10^{-2}$

Dans cette catégorie, le taux d'accrétion est suffisamment élevé pour que l'efficacité radiative ne soit plus négligeable ($\eta \sim 10^{-3} - 0.1$). Le disque commence à se contracter et à se refroidir (Ryan et al., 2017). La contribution thermique du disque d'accrétion dans le spectre en énergie dans le domaine optique et UV augmente (Shakura & Sunyaev, 1973). Par la configuration magnétique du disque, celui-ci commence à émettre un vent contraint par les lignes magnétiques. Ce vent augmente en importance à mesure que le taux d'accrétion augmente (Yuan & Narayan, 2014) et le lancement d'un jet est possible (voir Fig. 2.5).

Les jets dominent alors la luminosité cinétique de l'AGN, les objets de types FR I / II et BL Lacs se trouvent dans cette situation. Cependant, ils tendent à s'affaiblir pour de plus grandes valeurs de \dot{m} . En effet, avec l'augmentation du taux d'accrétion, le disque devient plus turbulent et une plus grande partie de l'énergie est convertie en rayonnement et dans le vent thermique.

Taux d'accrétion élevé $\dot{m} > 0.1$

Dans cette dernière catégorie, l'AGN est totalement dominé par le vent thermique provenant du disque (McKinney et al., 2014) et par la disparition progressive des jets relativistes. Le disque d'accrétion domine le spectre en énergie, notamment dans la bande optique, UV et X où une couronne très chaude se forme proche de R_{isco} (Haardt & Maraschi, 1991). Il faut noter que dans des modèles plus complexes, des valeurs de \dot{m} élevées peuvent être dérivées une fois appliqué à des sources présentant des jets. C'est le cas pour la source 3C 273 suivant le modèle visible dans Jolley et al. (2009). En effet, la présence de jets peut avoir un effet rétro actif sur le taux d'accrétion via l'augmentation du taux de transport du moment angulaire (Jolley & Kuncic, 2008).

Conclusion

Comme mentionné, la situation intermédiaire où le taux d'accrétion est compris entre $\dot{m} \in [10^{-4}, 10^{-2}]$ permet de satisfaire la présence d'une paire de jets relativistes. Les jets peuvent être émis via la présence d'un champ magnétique lorsque celui-ci domine la dynamique du vent. Si le taux d'accrétion est trop important, alors la dynamique du disque l'emporte et le lancement de jet devient de moins en moins efficace au profit du vent (voir sous-section 2.6.2). Le disque d'accrétion, comme le jet, sont des composantes essentielles du modèle unifié des AGN.

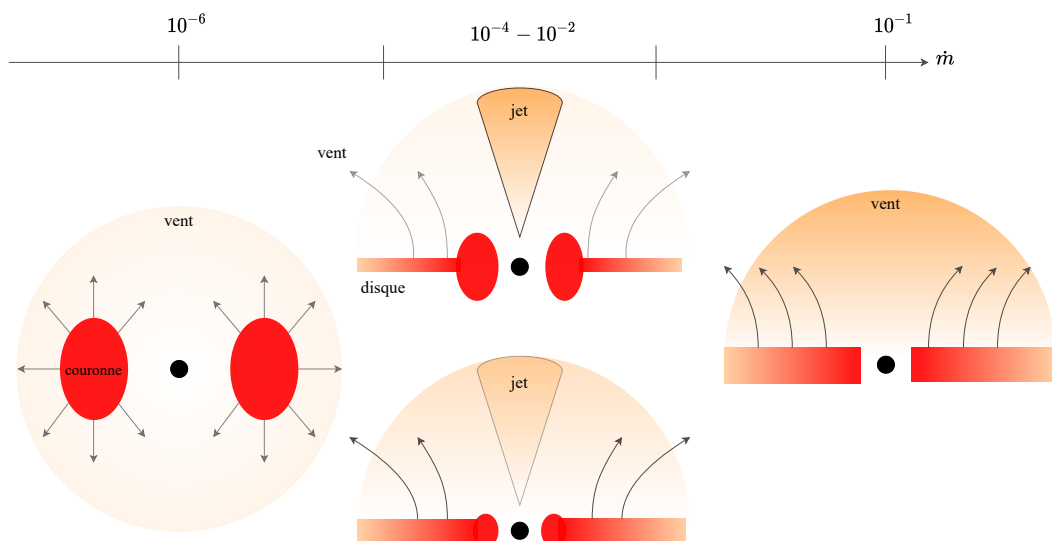


FIGURE 2.5 : Représentation schématique des différents types d'accrétion obtenue pour différent taux d'accrétion \dot{m} adaptée de la revue [Giustini & Proga \(2019\)](#) (représentation non à l'échelle).

2.4.3 Profil d'émission des disques d'accrétion

Le rayonnement provenant des disques d'accrétion est essentiellement thermique. On observe dans le spectre en énergie deux pics spécifiques, le premier situé dans le domaine optique et UV ([Kishimoto et al., 2008](#)) et le second dans le domaine des X ([Wang et al., 2004](#)). Généralement, on associe au premier pic le rayonnement provenant du disque d'accrétion et le second celui de la couronne très chaude située au centre.

Concernant le disque, le modèle standard [Shakura & Sunyaev \(1973\)](#); [Pringle \(1981\)](#) induit la présence d'un profil de température qui évolue radialement,

$$T_{\text{eff}}(r) \propto R^{-0.75}, \quad (2.26)$$

avec r la position radiale dans le disque.

Il est alors possible de décrire le rayonnement du disque comme une somme de spectre de corps noirs. Le spectre total attendu à une forme en loi de puissance de la forme suivante,

$$F_{\nu} \propto \nu^{1/3}, \quad (2.27)$$

avec ν la fréquence d'observation. Cette loi de puissance est définie jusqu'à une fréquence de coupure reliée à la température du bord interne du disque.

Ce spectre, couramment nommé *big blue bump* (BBB) ([Shields, 1978](#); [Shang et al.,](#)

2005), permet de reproduire en partie le pic observé en optique et UV, montrant également une coupure en énergie prononcée aux UV lointains. Cette coupure est causée par l'absorption du rayonnement par le gaz intergalactique. En partie, car le spectre observé à ces fréquences montre un index plutôt compris entre -0.7 et -0.3 (voir Cheng et al. (2019) et les références qui s'y trouvent). Plusieurs phénomènes peuvent expliquer ce changement de pente. Des effets plutôt extrinsèques liés à l'absorption du flux par les poussières présentes, mais aussi par l'émission des étoiles de la galaxie (Koratkar & Blaes, 1999). Mais aussi des effets intrinsèques liés aux processus d'accrétion et d'éjection complexes. On pourra citer le cas du disque dit *Advection-Dominated Accretion Flow* (ADAF) (Yuan & Narayan, 2014) où la quasi-totalité de l'énergie dissipée par viscosité est advectée dans le trou noir plutôt que rayonnée. Le disque ADAF est souvent évoqué dans le cas d'une luminosité faible.

2.5 Modèle unifié des AGN

De l'existence d'une classification empirique, vient la question suivante : la classification des AGN est-elle basée sur de véritables différences dans les processus physiques ou bien résulte-t-elle d'un ensemble de biais observationnels ? La réponse pourrait bien être : les deux.

En effet, à partir des années 90, de nombreuses études (C. M. Urry & Padovani, 1995 ; C. Urry, 2004) ont tenté d'unifier la vision que nous avons des AGN. Ainsi, un AGN est décrit comme une zone centrée sur un trou noir supermassif accrétant de la matière (disque d'accrétion) et par la présence d'un écoulement perpendiculaire au disque (un jet ou bien un vent). On définit en général une limite basse sur la masse du trou noir central de la galaxie à $M > 10^4 M_\odot$ (Mikheeva et al., 2019). Pour résumer, les AGN contiennent les composantes suivantes (voir Fig. 2.6),

- ➔ un trou noir supermassif de Kerr (en rotation) ou de Schwarzschild suivant le mécanisme de lancement de jet (voir section 2.6) ;
- ➔ un disque d'accrétion ;
- ➔ un tore de poussières pouvant s'étendre à 0.1 à 10 pc du trou noir ;
- ➔ une zone composée de nuages denses de gaz relativement proche du trou noir (0.01 à 1 pc) nommée *broad line region* (BLR) ;
- ➔ une zone de faible densité, composée de nuage de gaz ionisé et de poussières s'étalant à large distance (100 à 1000 pc) dans le cône d'ouverture du tore,

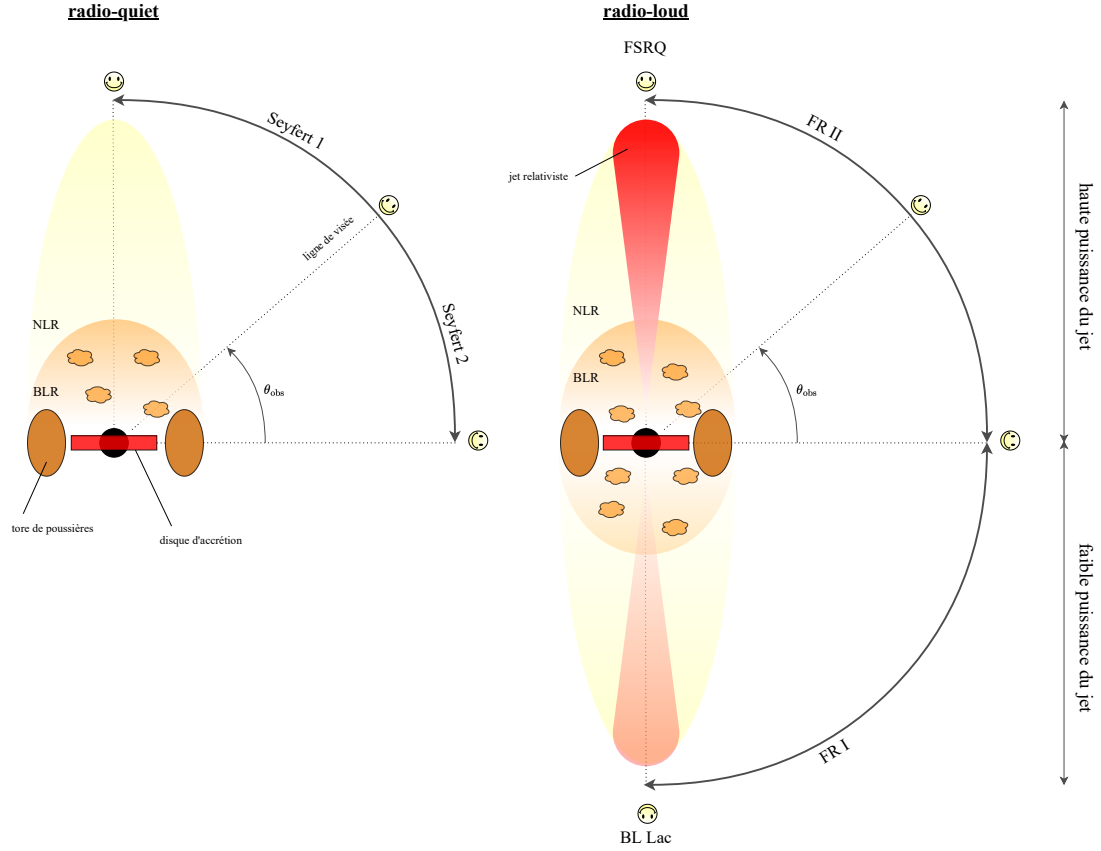


FIGURE 2.6 : Représentation schématique de l'unification des AGN adaptée de Beckmann & Shrader (2012). On représente les effets d'orientations via l'angle d'observation θ_{obs} défini pour un observateur.

appelée *narrow line region* (NLR) ;

- ➔ une paire de jets relativistes émettant dans les radios et occasionnellement jusqu'au rayonnement γ de très hautes énergies, lancés depuis le disque (voir sous-section 2.6.2) et/ou depuis la magnétosphère du trou noir (voir sous-section 2.6.1).

Si l'ensemble des AGN ne partagent pas l'entièreté de ces composantes, leur présence permet d'expliquer certaines différences observationnelles. Si la composition peut être unifiée au sein d'un nombre limité de composantes, un paramètre crucial est l'angle d'observation θ_{obs} . Ce paramètre représente un fort biais observationnel. En effet, il est couramment admis que la présence d'un tore de poussières peut absorber une grande quantité de flux de rayonnement (notamment provenant de la BLR) et expliquer des différences spectrales. Les différences en morphologies

observées seraient liées à des effets d'orientations, certaines régions étant plus ou moins visibles et plus ou moins amplifiées par effet relativiste par le mouvement du jet ou bien du vent (voir section 5.5). Tout cela est résumé dans la Fig. 2.6 où les effets d'orientations et de compositions sont représentées.

À partir de là, basé sur des différences physiques et non plus sur des biais observationnels, il est possible de classer les AGN en deux grandes catégories,

- ➔ les AGN dits *radio-quiet* ne présentant pas de jets puissants et où les différences proviennent de l'orientation de l'observateur par rapport à la BLR et de la NLR ;
- ➔ les AGN dits *radio-loud* présentant un jet relativiste (mais aussi une BLR et une NLR) dont l'orientation avec un observateur va impacter les observations, on peut aussi effectuer une classification sur la luminosité bolométrique du jet suivant l'équation 2.20 (Kellermann et al., 1989).

Dans la suite de ce manuscrit, nous nous focaliserons donc sur les objets *radio-loud* présentant un jet relativiste. Si ce modèle d'unification (re-visité maintes fois (Netzer, 2015)) permet de caractériser les AGN avec un nombre limité de paramètres, il n'explique en rien les processus physiques internes permettant d'expliquer la dynamique des jets relativistes (leur lancement, propagation, etc.) mais aussi les processus physiques internes permettant d'accélérer une population de particules non thermiques relativistes aux hautes énergies et leurs émissions multilongueurs d'onde. Dans la suite, nous allons détailler plus précisément la physique des jets.

2.6 Mécanismes de lancement de jet

Nous venons de voir qu'un disque d'accrétion ayant un taux d'accrétion modéré permet la formation de jets. Nous allons voir dans la suite deux grands types d'extraction d'énergie qui permettent la formation d'un jet relativiste. Si ces processus ont initialement été prédits théoriquement, de nombreuses preuves numériques tendent à montrer leur validité. Nous montrerons également qu'il existe des signatures observationnelles trahissant la présence de tel ou tel mécanisme.

Le premier processus que nous évoquerons est le processus dit de Blandford & Znajek (Blandford & Znajek, 1977) qui permet la formation de jets via l'extraction de l'énergie de rotation du trou noir par un champ magnétique de large échelle. Le second procédé est le processus de Blandford & Payne (R. D. Blandford & Payne, 1982) qui permet la formation du jet lancé par un champ magnétique à large échelle

ancré dans le disque d'accrétion. Ces deux mécanismes ont en commun d'extraire de l'énergie par la présence d'un champ magnétique de large échelle, toutefois les scénarios sont bien différents. Il n'y a pas d'exclusion entre ces deux modèles étant donné que, dans chaque cas, le jet est lancé depuis une région différente. On peut alors tout à fait considérer un scénario où la formation du jet est réalisée par les deux mécanismes simultanément.

2.6.1 Le mécanisme de Blandford-Znajek

Dans le cadre d'un trou noir en rotation (Kerr), on peut définir une autre zone d'intérêt qui est l'ergosphère. Le processus de Blandford & Znajek présenté dans [Blandford & Znajek \(1977\)](#) consiste en l'extraction d'une fraction de l'énergie du trou noir en rotation via un champ magnétique à grande échelle.

Ce champ magnétique qui plonge à l'intérieur de l'ergosphère et de l'horizon des événements est généré par un courant électrique, lui-même induit par le courant présent dans le disque d'accrétion (et / ou par le champ magnétique du disque accrété). Ainsi l'énergie de rotation du trou noir est évacuée sous la forme d'un flux de Poynting (noté $\vec{\Pi}$ sur la Fig. 2.7). Ce flux de Poynting est dirigé de part et d'autre du trou noir le long de l'axe de rotation. Il existe une zone proche du trou noir, la magnétosphère, où l'intensité du champ magnétique et électrique sont suffisamment importantes pour générer de la création de paires. En effet, cette création de paire électron - positron se fait principalement proche de l'axe de rotation sous la présence d'un intense champ de photons optique / UV provenant du disque ou bien X provenant de la couronne (voir sous-section 2.4.3). Les paires formées sont emportées le long des lignes de champs magnétiques. Lorsque la dynamique du fluide n'est plus contrôlée par le champ magnétique, mais par la cinétique, le fluide en rotation enroule les lignes de champ autour de l'axe de rotation du trou noir, ce qui génère une composante hélicoïdale permettant potentiellement de collimater le jet. Ainsi, on forme de cette manière une paire de jets relativistes qui sont nourris par les cascades de paires proches de l'axe de rotation du trou noir dans la magnétosphère ([R. D. Blandford, 1990](#)). Ce processus est inspiré historiquement de [Goldreich & Julian \(1969\)](#) où un mécanisme semblable est utilisé pour extraire l'énergie de rotation des étoiles à neutrons.

Les jets formés sont alors purement leptoniques et caractérisés par un flux de masse faible.

2.6.2 Le mécanisme de Blandford-Payne

Le processus de Blandford & Payne ([R. D. Blandford & Payne, 1982](#)) permet d'extraire l'énergie contenue dans le disque d'accrétion. On considère un champ magnétique à large échelle ancré dans le disque (voir sous-section 2.4.1). En effet,

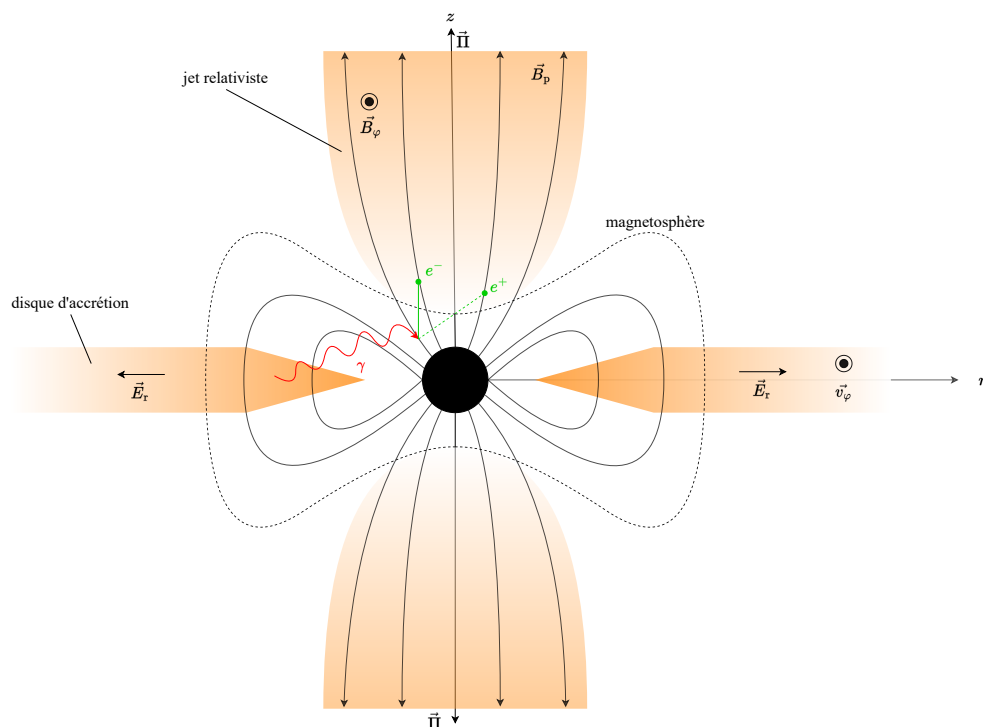


FIGURE 2.7 : Représentation schématique du processus de Blandford & Znajek (non à l'échelle). Le vecteur \vec{B}_p représente la composante poloïdale du champ magnétique (dans le plan (r, z)) et les vecteurs B_φ et v_φ la composante toroïdale (le long de l'axe φ).

on considère qu'à l'intérieur d'une région du disque dite sub-Alfvénique l'énergie magnétique l'emporte sur la cinétique, ainsi la dynamique du fluide est régie par le champ magnétique. Le champ magnétique est en corotation avec le disque et la matière présente dans la zone sub-Alfvénique est accélérée sous la forme d'un vent perpendiculaire au disque via la force magnéto-centrifuge (voir Fig. 2.8). Dans leur étude [R. D. Blandford & Payne \(1982\)](#) ont montré que pour des lignes de champ magnétique formant un angle $\theta_B \leq 30^\circ$ (voir Fig. 2.8) avec le plan du disque, la force magnéto-centrifuge l'emporte sur la force gravitationnelle. Lorsque les particules emportées sur les lignes magnétiques, elles sont accélérées pour atteindre une vitesse super-Alfvénique (atteinte à la frontière de la région sub-Alfvénique). Une composante hélicoïdale du champ apparaît qui va collimater le fluide et permettre la formation d'un jet relativiste.

Le jet formé n'est pas purement leptonique, mais baryonique. Comme nous le verrons, la présence d'hadrons dans le jet a de fortes implications sur la dynamique (sur le flux de masse) mais aussi sur les processus radiatifs, et sur l'émergence de

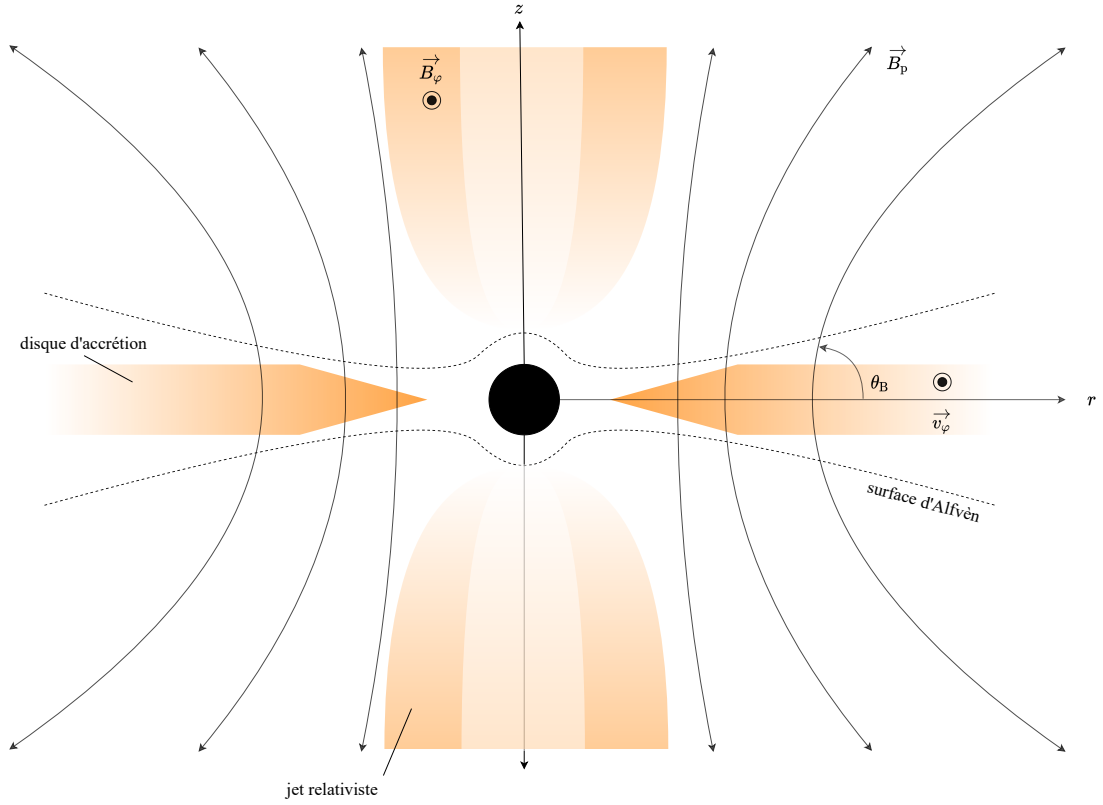


FIGURE 2.8 : Représentation schématique du processus de Blandford & Payne (non à l'échelle). Le vecteur \vec{B}_p représente la composante polaire du champ magnétique (dans le plan (r, z)) et les vecteurs B_φ et v_φ la composante toroïdale (le long de l'axe φ). La ligne pointillée montre la surface d'Alfvén qui délimite la région où le champ magnétique domine la dynamique du fluide.

neutrinos (voir sous-section 2.7.2). Par ailleurs, la condition sur $\theta_B \leq 30^\circ$ n'étant pas ou peu remplie vers l'intérieur du disque, le flux de masse du jet subira une dépendance radiale (voir Fig. 2.8). Cette dépendance radiale induit l'existence d'une structuration transverse du jet.

2.7 Jets relativistes

2.7.1 Collimation des jets

Dans chacun des mécanismes de lancement de jet mentionnés ci-dessus, la présence d'un champ magnétique hélicoïdale va naturellement collimer le jet. Cette autocollimation est due à la présence d'une tension magnétique radiale limitant

l'échappement du fluide. Cette caractéristique est cruciale pour comprendre la morphologie des jets à toutes les échelles. En effet, certains jets relativistes restent collimatés sur de très grandes distances allant jusqu'à plusieurs mégaparsecs. La résolution angulaire d'observations VLBI permet de résoudre différentes structures présentes dans le jet, que nous allons décrire dans la suite. De grandes campagnes d'observations VLBI (Zensus et al., 1995 ; Zensus, 1997) ont permis de caractériser un grand nombre de sources. Plus récemment, des programmes d'observations comme MOJAVE (Lister et al., 2018, 2021) à 23 GHz ou encore le programme *Large VLBA Project BEAM-ME* à 43 GHz et 86 GHz (Jorstad & Marscher, 2016 ; Jorstad et al., 2017) continuent leur programme de surveillance.

2.7.2 Structure multi-échelle des jets

Il est possible de catégoriser le jet en trois parties distinctes, la région de lancement du jet se trouvant à l'échelle du sous parsec (proche du trou noir), la région intermédiaire à l'échelle du parsec, et enfin la dernière partie du jet à l'échelle du kiloparsec et au-delà.

Globalement, la classification Fanaroff-Riley (Fanaroff & Riley, 1974) déjà évoquée précédemment permet dans un premier temps de classer les sources radio suivant leurs morphologies et leur puissance. Dans les sources classifiées comme FR I, les deux jets relativistes sont visibles à toutes les échelles et l'extension au kiloparsec est marquée par la présence de "plumes" (voir Fig. 2.9). Dans les sources FR II, on observe les jets et de deux lobes radios étendus visibles de part et d'autre de la région centrale (voir Fig. 2.10). Dans les deux cas, la région centrale est résolue comme un point brillant, souvent nommée cœur radio. Si à plus large échelle, de grandes différences morphologiques peuvent être décrites, ce sont bien les caractéristiques des jets à l'échelle du parsec qui vont nous intéresser dans la suite.

2.7.3 Cœur radio

Le cœur radio est une zone compacte de forte densité ou, par opacité, l'émission sera essentiellement de surface (le rayonnement provenant du centre étant absorbé). Elle est située à la base apparente du jet. La position du cœur radio évolue avec la fréquence d'observation. En effet, cette surface remplit la condition suivante (R. D. Blandford & Königl, 1979),

$$\tau_\nu = 1, \quad (2.28)$$

où τ_ν est l'opacité synchrotron déterminée à la fréquence d'observation ν qui est explicitée dans la sous-section 5.2.2.

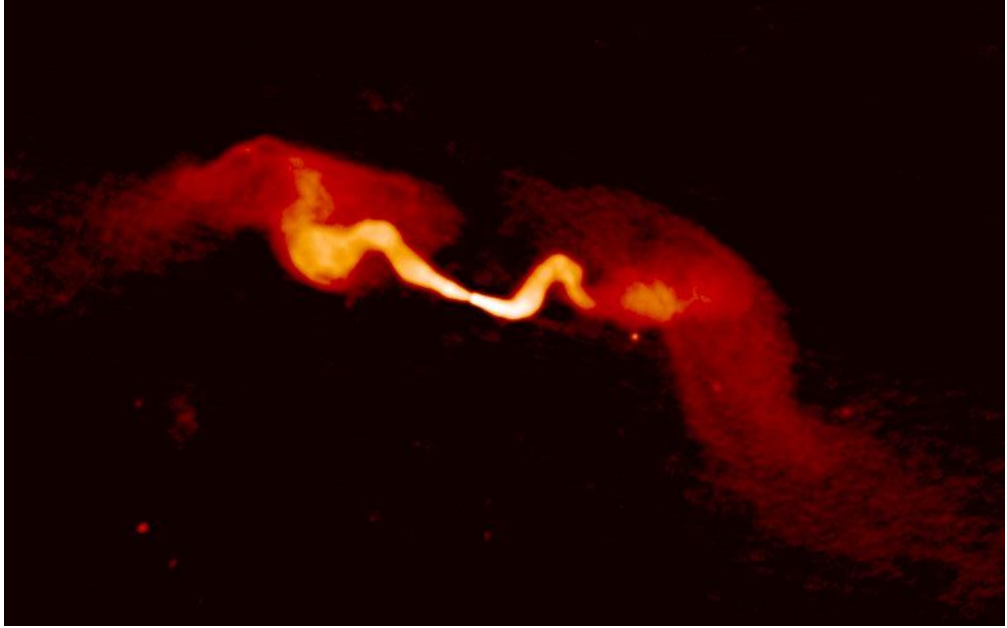


FIGURE 2.9 : Observation de la radio galaxie 3C 31 FR I (“plume”) (redshift $z = 0.0169$), VLA 1.4 GHz avec une résolution de 5.5 arcsec. Crédit : *Legacy Astronomical Images, “Radio Galaxy 3C31,” NRAO Archives, accessed March 30, 2022*

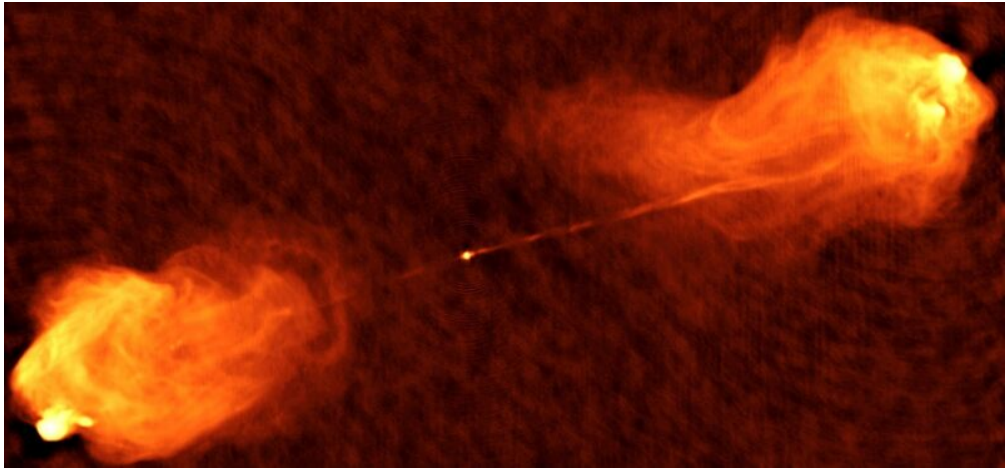


FIGURE 2.10 : Observation de la radio galaxie Cygnus A FR II (lobes avec *hot spots*) (redshift $z = 0.057$), 5 GHz avec une résolution de 0.5 as. Crédit : *Legacy Astronomical Images, “Cygnus A,” NRAO Archives, accessed March 30, 2022.*

La position de cette surface évoluant avec la fréquence ν , le déplacement observé est nommé *core shift* (Marcaide & Shapiro, 1984) et il peut être caractérisé dans beaucoup d’objets via observations VLBI. À mesure que la fréquence d’observation augmente, l’opacité synchrotron diminue et la position du cœur radio converge vers la région de lancement du jet (voir section 2.6). On peut définir la distance apparente $r_c(\nu)$ entre le cœur radio (observée à la fréquence d’observation ν) et la zone présumée du lancement du jet. Si l’opacité du milieu est seulement imposée par l’absorption synchrotron (Konigl, 1981), alors on s’attend à observer le profil suivant pour r_c ,

$$r_c(\nu) \propto \nu^{-1}. \quad (2.29)$$

Dans leur étude, (Sokolovsky et al., 2011) ont effectué une mesure de r_c sur 20 sources, et ce, pour neuf fréquences d’observation de 1.4 à 15.4 GHz via le réseau VLBA. En considérant une loi du type $r_c(\nu) \propto \nu^{-1/k}$, leurs analyses permettent d’estimer le paramètre $k = 0.99 \pm 0.14$ donc en adéquation avec l’hypothèse que la position du cœur radio est définie uniquement par l’opacité synchrotron. L’étude du *core shift* permet de poser de nombreuses contraintes sur l’intensité, la configuration du champ magnétique dans cette région, mais aussi sur la puissance totale transportée par le jet (Sokolovsky et al., 2011).

2.7.4 Le jet à l’échelle du parsec

Comme nous l’avons mentionné plus haut, il n’est pas rare d’observer seulement un jet au lieu de deux. L’effet en cause ici, décrit en section 5.5, est l’effet de *Doppler boosting* due au déplacement relativiste du jet par rapport à un observateur. On peut montrer que selon que le jet est plus ou moins pointé vers l’observateur, alors le flux sera boosté ou bien déboosté. Suivant l’angle d’observation, le jet boosté sera observé alors que celui déboosté pourra sembler comme “invisible”.

Dans le cas où le jet est visible, il est observé à partir du cœur radio. Ce cœur radio représente la contribution totale de l’émission provenant de l’environnement du trou noir. À cette échelle, le jet peut avoir une structure transverse, c’est-à-dire présentant une composante externe au bord et une composante centrale proche de l’axe. En effet, de nombreuses observations directes et indirectes démontrent la présence d’une structuration transversale des jets d’AGN, caractérisée par la présence d’un jet interne rapide et d’un jet externe plus lent, les jets interne et externe étant tous deux relativistes. L’observation la plus convaincante de cette structure au niveau des jets rapides a été réalisée via VLBI, jusqu’à quelques rayons de Schwarzschild pour les radiogalaxies les plus proches (Nagai et al., 2014 ; J. Y. Kim et al., 2018). À l’échelle du parsec, les observations d’une structure magnétique différente des jets interne et externe via des mesures de polarisation

(Gabuzda et al., 2014; Avachat et al., 2016; Giroletti et al., 2004) soutiennent l'idée que les deux composantes du jet pourraient être lancées à partir de processus différents (Mertens et al., 2016).

Des travaux théoriques (Sol et al., 1989) soutiennent l'idée d'un jet interne rapide est responsable de la plupart de la production radiative tout en ayant une densité plus faible et une population dominée par des leptons, tandis que le jet externe plus dense et moins radiatif est dominé par des hadrons. Par ailleurs, les caractéristiques du signal perçu aux hautes énergies pourraient être expliquées par une stratification transverse, où les populations de particules et de champs synchrotron des deux composantes du jet interagissent pour produire une forte émission inverse Compton à haute énergie (Ghisellini et al., 2005; Tavecchio & Ghisellini, 2008; Tavecchio & Ghisellini, 2014). La stratification du jet relativiste peut aussi expliquer la forme spectrale de l'émission multilongueurs d'onde, de la bande radio à la bande des rayons X (Siemiginowska et al., 2007).

2.7.5 Nœuds stationnaires et en mouvements dans le jet

Des observations radio ont révélé des zones d'émission mobiles et quasi stationnaires dans différentes classes d'AGN (Lister et al., 2018, 2021). Ces "nœuds radio" brillants ont été observés de la bande radio à la bande millimétrique (Lister et al., 2009; Perlman et al., 1999; Britzen et al., 2010; Fromm et al., 2011, 2013b,a; Jorstad et al., 2013; Hervet et al., 2016), mais aussi détectés jusqu'à la bande des rayons X dans les sources les plus proches (Marshall et al., 2002; Wilson & Yang, 2002). Dans la gamme des rayons γ , ces nœuds ne peuvent pas être résolus spatialement, mais l'émission à haute énergie est généralement attribuée, au moins en partie, à des régions compactes en raison de la variabilité très rapide observée (voir sous-section 2.1.5). Les nœuds quasi stationnaires peuvent être interprétés comme des chocs de recollimation, qui se produisent naturellement dans les jets en surpression par rapport à leur environnement (Marscher et al., 2008; Fromm et al., 2013b; Hervet et al., 2017; Fichet de Clairfontaine et al., 2021, 2022). Ce mécanisme est, par exemple, largement accepté pour expliquer l'un des nœuds radios les plus brillants, HST-1, dans le jet de M 87 (Stawarz et al., 2006). D'autres mécanismes sont aussi souvent évoqués pour expliquer la présence de ces zones d'émission. La présence de sur-densité (Snios, Wykes, et al., 2019) ou bien de variation locale du facteur Doppler dans le jet (Snios, Nulsen, et al., 2019) peuvent permettre d'expliquer certaines observations.

Des nœuds mobiles ont été observés dans de nombreuses sources (Lister et al., 2013; Walker et al., 2018), apparaissant à la base du jet ou résultant du "détachement" de nœuds précédemment stationnaires. Par des effets de projection relativistes, certains nœuds en mouvements peuvent avoir des vitesses apparentes

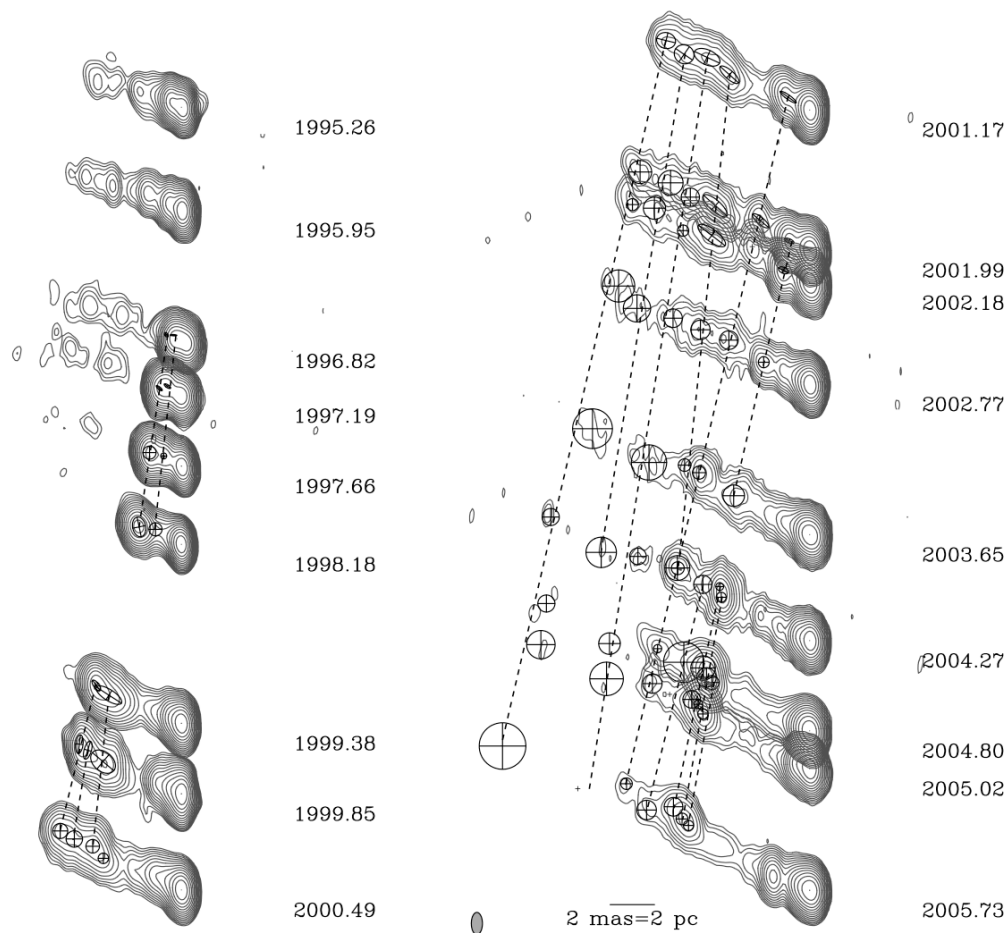


FIGURE 2.11 : Images du jet de 3C 111 obtenues par le programme VLBA ($\lambda = 2$ cm) disponibles dans [Kadler et al. \(2008\)](#). On y voit au cours du temps la propagation de différents nœuds radios montrant des vitesses supraluminiques (voir légende).

supraluminiques à de grandes distances du cœur radio. Dans certains cas, de nouveaux nœuds mobiles semblent apparaître lors d’interactions au sein du jet. Dans leurs travaux, Kadler et al. (2008) ont observé, dans les données VLBI de la radio galaxie 3C 111, le déplacement de “composantes traînantes” qui peuvent émerger dans le sillage de composantes brillantes et en mouvement rapide. La Fig 2.11 montre les résultats de Kadler et al. (2008) et la propagation de différents nœuds radio au cours du temps.

Il a été proposé que les interactions entre les nœuds en mouvement et les nœuds quasi stationnaires donnent lieu à des éruptions multilongueurs d’onde (Agudo et al., 2012; Wehrle et al., 2016; D.-W. Kim et al., 2020). Ce scénario est évoqué en détail en sous-section 2.7.7). L’échelle de temps typique et la forme temporelle des éruptions dépendent de la longueur d’onde. Dans la bande radio ($\nu \in [4.8, 230]$ GHz), en utilisant un échantillon de 24 AGN *radio-loud* (Nieppola et al., 2009) montrent que l’échelle de temps de la variabilité dans le domaine radio est, en moyenne, de 2.5 ans. Cette échelle de temps de variabilité peut se réduire à quelques heures dans la bande des rayons X en raison du refroidissement synchrotron des électrons (Massaro et al., 2004) (voir sous-section 5.2.2).

Si certains nœuds VLBI quasi stationnaires dans les jets d’AGN sont relativement bien compris, les caractéristiques des nœuds mobiles sont moins bien appréhendées avec les modèles actuels. Jorstad et al. (2005) ont étudié la dynamique de 73 nœuds supraluminiques pour différents types de sources. Ils trouvent une grande variété de comportements, y compris des mouvements purement balistiques, des mouvements accélérés et des preuves de composantes traînantes qui apparaissent dans le sillage de nœuds se déplaçant rapidement. De telles observations soulignent la nécessité de scénarios cohérents pour interpréter les observations VLBI et les relier à la variabilité multilongueurs d’onde observée.

2.7.6 Émission et variabilité multilongueurs d’onde

Il est possible de caractériser l’émission stationnaire des jets relativistes au travers du spectre en énergie (ou *spectrum energy distribution*, SED) qui représente le flux de photons obtenus à une certaine énergie (ou fréquence) des photons observés. Typiquement, la structure observée dans les SED est un double pic s’étalant des radios ($\nu = 10^9$ Hz) jusqu’aux très hautes énergies ($\nu = 10^{27}$ Hz). Le pic de basse énergie est assez bien compris, nous disposons de preuves observationnelles qu’il s’agit de l’émission synchrotron provenant d’une population d’électrons relativistes. Ainsi, ce pic synchrotron caractérisera le flux observé des radios, jusqu’au domaine des X. Le pic de haute énergie est lui bien plus difficile à interpréter. À ce stade, il nous faut définir les deux grands modèles permettant d’expliquer, dans

certaines sources, ce pic de haute énergie,

- le modèle leptonique, celui-ci consiste à décrire l'émission multilongueurs d'onde par une population d'électrons (et de positrons) non thermiques relativistes ;
- le modèle lepto-hadronique, dans ce modèle, on décrira le fluide de particules comme un mélange de leptons et d'hadrons.

Pour chaque modèle, le pic de haute énergie pourra être expliqué par des processus physiques différents.

Dans le cas purement leptonique, le pic pourra être reproduit par l'émission *inverse-Compton* (IC) notamment produite par l'interaction du champ de photon synchrotron avec la population d'électrons initialement émettrice. Le rayonnement synchrotron et IC sont respectivement décrits en détail dans les sous-sections 5.2.2 et 5.2.3. Il faut noter que dans la plupart des sources, il existe une addition de champs de photons externes (provenant du disque d'accrétion par exemple) qui pourront également interagir avec la population d'électrons non thermiques relativistes. On parlera alors de processus *external Compton* (EC). L'EC est décrit en détail dans la sous-section 5.2.4.

Dans le scénario lepto-hadronique, le pic à haute énergie sera expliqué par des processus hadroniques en lien avec les interactions protons - photon γ . De manière non exhaustive, on pourra avoir les différentes réactions,

$$p + \gamma \longrightarrow p' + \pi^0, \quad (2.30)$$

$$p + \gamma \longrightarrow p' + \pi^+ + \pi^-, \quad (2.31)$$

$$p + \gamma \longrightarrow p' + e^+ + e^-, \quad (2.32)$$

$$p + \gamma \longrightarrow n + \pi^+, \quad (2.33)$$

...

Les deux premières réactions consistent en la création de pions et la troisième en la création de paires via effet *Bethe-Heitler*. La dernière réaction mentionnée montre l'apparition de neutrons. Toutes ces réactions ont des seuils d'activations énergétiques différents qui ne seront pas détaillés ici. Les pions formés ont une durée de vie courte et se désintègrent rapidement comme suit,

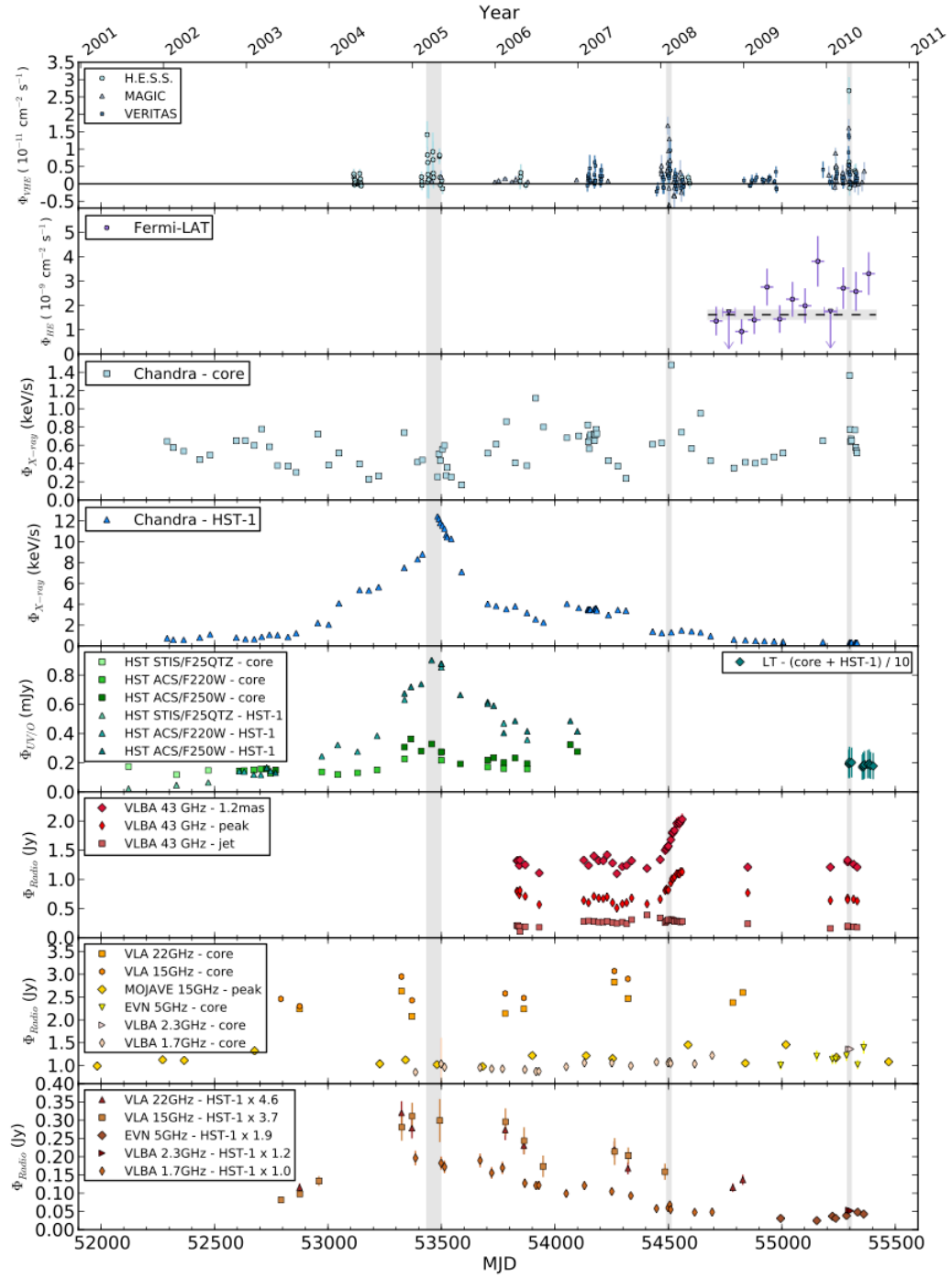


FIGURE 2.12 : Panel de courbes de lumière multilongueurs d'onde (voir légende) du jet de M87 (cœur radio, nœud stationnaire HST-1) entre 2001 et 2011 tirés de Abramowski (2012).

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu; \quad \mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e, \quad (2.34)$$

$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu; \quad \mu^- \longrightarrow e^- + \bar{\nu}_e, \quad (2.35)$$

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma. \quad (2.36)$$

La revue par [Cerruti \(2020\)](#) propose une vue d'ensemble des processus leptoniques et hadroniques dans les jets d'AGN. Il faut noter qu'en général, les réactions proton - proton, bien que possible, ne sont pas considérées dans les modèles. En effet, la densité des jets semble être, en général, insuffisante. Toutefois, il existe certains modèles permettant de reproduire des caractéristiques observationnelles en considérant l'interaction du jet avec un nuage dense provenant de la BLR ([Araudo et al., 2010](#)) ou bien avec des étoiles géantes rouges ([Bosch-Ramon et al., 2012](#)). On remarque ainsi l'apparition de neutrinos qui est l'un des marqueurs observationnels cruciaux du modèle lepto-hadronique. La possibilité que les AGN soient des sources émettrices de neutrinos est fortement débattue actuellement au sein de la communauté scientifique. La détection de neutrinos étant difficile par nature, une plus grande statistique est nécessaire pour déterminer avec confiance si les AGN remplissent les conditions permettant l'apparition de neutrinos très énergétiques. Toutefois, des résultats récents ([Ansoldi et al., 2018](#)) semblent suggérer que certains types d'AGN pourraient émettre des neutrinos, ce qui par conséquent favoriseraient le modèle lepto-hadronique. Dans tous les cas, suivant ce scénario, le pic de haute énergie pourra être généré par le rayonnement synchrotron des protons et des paires générées.

En plus de l'émission continue multilongueurs d'onde des AGN, il est courant d'observer des variabilités de flux au cours du temps. En effet, les AGN sont notamment caractérisés par une variabilité qui peut être assez intense dans certaines classes. Les caractéristiques de cette variabilité en flux évoluent selon la longueur d'onde d'observation. En effet, dans les objets dits *radio-loud*, les éruptions radio peuvent s'étendre sur plusieurs mois ([Wehrle et al., 2012, 2016](#)), à plusieurs années ([Hovatta et al., 2008; Nieppola et al., 2009](#)). Il est possible de caractériser la durée moyenne des éruptions ainsi que leur répétition ([Hovatta et al., 2008; Nieppola et al., 2009](#)). De leurs analyses, ils concluent que les résultats obtenus sont en accord avec le scénario choc - choc que nous expliciterons en détails dans la prochaine sous-section 2.7.7.

À mesure que la fréquence d'observation augmente, la durée de la variabilité tend à diminuer. Cela est cohérent avec le fait que la population d'électrons la plus énergétique et émettant aux plus hautes fréquences refroidissent plus rapidement. Dans le cadre de l'émission synchrotron, la zone d'émission tend à se limiter aux zones de chocs. Ainsi, aux hautes énergies, du domaine des X aux γ , des éruptions

très courtes sont observées dans les objets *radio-loud* avec des durées d’émission de quelques jours. Aux très hautes énergies, où d’autres processus d’émission dominant, cette échelle de temps typique de variation peut être inférieure à l’heure (F. Rieger, 2019). À ces fréquences, il est actuellement très difficile de déterminer l’origine spatiale de la variabilité tant les sources sont éloignées de la Terre. Récemment, l’ensemble des observations aux très hautes énergies menées par la collaboration H.E.S.S. (voir Chapitre 3) sur la radiogalaxie Centaurus A ont permis de déterminer que le rayonnement observé est étendu sur l’échelle du kiloparsec et aligné sur les jets relativistes (H. E. S. S. Collaboration et al., 2020). Si ce résultat doit être confirmé dans le futur, cela souligne la nécessité de considérer la morphologie du jet et l’accélération de particules tout le long du jet.

Dans le cas d’un AGN proche, comme la radiogalaxie M 87, les observations VLBI (Walker et al., 2018) permettent de localiser et de séparer la variabilité multilongueurs d’onde provenant du cœur radio de celles provenant des nœuds stationnaires et notamment du nœud HST-1 situé à 80 pc du cœur. La Fig. 2.12 représente un panel de plusieurs courbes de lumières obtenues sur l’ensemble du spectre électromagnétique. On y voit la variabilité en flux observé sur une période de 10 ans. Ce travail réalisé par Abramowski (2012) permet de capturer une période intense d’éruptions observées simultanément dans plusieurs bandes de fréquences provenant de HST-1 (première bande grisée située vers 53500 MJD¹ en 2005). Si la période des éruptions est identique dans les radios et dans les X, elles sont beaucoup plus courtes aux très hautes énergies. D’autres périodes d’activité sont aussi représentées, plutôt liées à l’activité du cœur (voir légende sur la Fig. 2.12). Le modèle choc - choc déjà évoqué doit donc permettre d’expliquer les différences observées en amplitude et en durée des éruptions, et cela, pour différentes fréquences d’observation.

2.7.7 Le scénario “choc - choc”

L’émission continue provenant des jets est généralement attribuée à une population de particules relativistes se propageant dans le jet. La composition de cette population (purement leptonique ou lepto-hadronique) est sujette à débat et a de fortes implications sur les processus d’émissions. Dans tous les cas, ces particules produisent un rayonnement non thermique, cela nécessite donc que ces particules soient accélérées. Plusieurs mécanismes sont évoqués, l’accélération sur des chocs (Pelletier et al., 2019 ; Lemoine, Pelletier, et al., 2019 ; Lemoine, Vanthieghem, et al., 2019), l’accélération dans les zones de cisaillement (F. M. Rieger, 2019 ; Tavec-

1. Unité de temps utilisée en astronomie, un MJD dure une journée terrestre et prend son origine le 17 novembre 1858.

chio, 2020), l'accélération stochastique sur des turbulences relativistes (Saugé & Henri, 2004) ou encore l'accélération par reconnexion magnétique (R. Blandford et al., 2017). Tous ces mécanismes sont détaillés dans la section 5.1.

Le scénario de chocs est évoqué pour la première fois par Marscher & Gear (1985) pour reproduire l'émission continue et les variabilités multilongueurs d'onde des AGN. Dans cette étude, le scénario de propagation d'une onde de choc dans un jet est utilisé pour reproduire une éruption observée en 1983 dans la bande millimétrique dans la source 3C 273. Dans ce scénario, les nœuds radio quasi stationnaires peuvent être compris comme des chocs de recollimation dans le jet et les nœuds radios mobiles comme des chocs mobiles. Ces chocs émettent une grande quantité de rayonnement synchrotron et une polarisation du rayonnement particulière (dépendant de leurs géométries) observée des radios (Perlman et al., 1999 ; Marshall et al., 2002) jusqu'aux X (Wilson & Yang, 2002).

Si l'on considère maintenant l'interaction d'un choc stationnaire avec un choc mobile (interaction choc - choc), il est possible de prédire plusieurs marqueurs observationnels,

- une augmentation du rayonnement non thermique (liée à la quantité de particules non thermique relativistes accélérées aux hautes énergies) sous la forme d'une éruption, potentiellement multilongueurs d'onde suivant l'intensité du choc ;
- une reconfiguration locale du champ magnétique pouvant amener localement à une inversion du vecteur de polarisation ;
- une oscillation du choc stationnaire autour de sa position initiale du fait de l'impact du choc sur la dynamique du fluide.

L'ensemble de ces marqueurs observationnels est effectivement observé (Agudo et al., 2012 ; Wehrle et al., 2016 ; D.-W. Kim et al., 2020). L'interaction choc - choc semble donc être un scénario pouvant reproduire les éruptions multilongueurs d'onde observées dans certaines sources comme l'ont montré de nombreux travaux basés sur des simulations hydrodynamiques (HD) et magnétohydrodynamiques (MHD) (Fromm et al., 2016, 2018). La Fig. 2.13 prise de D.-W. Kim et al. (2020) permet d'illustrer, avec le cas de la source 3C 273, l'ensemble des marqueurs observationnels de l'interaction choc - choc. Cette figure représente l'interaction entre un nœud stationnaire (**S2**) et un nœud en mouvement en 2016 observée par le réseau VLBA. Pendant cette interaction, une hausse du flux radio est observée qui semble être corrélée à une éruption γ . Par ailleurs, une rotation de vecteur de

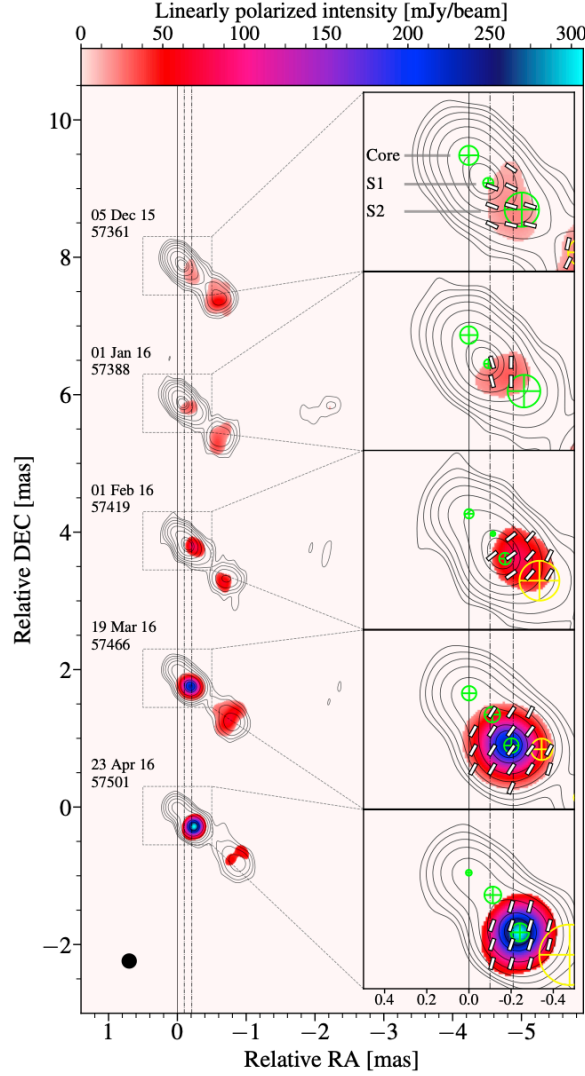


FIGURE 2.13 : Images du jet de 3C 273 obtenues avec le programme VLBA ($\nu = 43$ GHz) pendant l'éruption γ de 2016 disponibles dans [D.-W. Kim et al. \(2020\)](#). Le contour et le code couleur représentent respectivement l'intensité radio totale et l'intensité linéairement polarisée. Les lignes représentent la direction du vecteur de polarisation (champ électrique). Les cercles verts représentent les composantes du jet où l'on distinguera le cœur radio (*core*) et de deux chocs stationnaires nommés **S1** et **S2**.



polarisation est observée qui semble en accord avec une reconfiguration locale du champ magnétique. Enfin, un déplacement de **S2** est détecté le long du jet. Toutefois, en plus d'un déplacement propre induit par l'interaction choc - choc, il ne faut pas écarter la possibilité d'un déplacement apparent causé par une augmentation locale de l'opacité synchrotron. En effet, l'angle d'observation de cette source est très faible et vaut environ $\theta_{\text{obs}} = 2^\circ$. Un nœud stationnaire peut donc être éclipsé par un nœud en mouvement.

Ainsi, le scénario choc - choc est la pierre angulaire de l'approche unificatrice proposée dans ce manuscrit pour expliquer une partie de l'émission multilongueurs d'onde des jets relativistes d'AGN.

Chapitre 3

H.E.S.S. : observations de jets aux très hautes énergies

Sommaire

3.1	L'astronomie du rayonnement gamma de très hautes énergies .	62
3.1.1	Cascade de paires	62
3.1.2	Émission Čerenkov	64
3.1.3	Une méthode de détection : la technique d'imagerie stéréo	66
3.2	H.E.S.S.	67
3.2.1	Une visite virtuelle	67
3.2.2	Méthode de reconstruction d'événement	69
3.3	L'analyse <i>AGN Round-Up</i>	74
3.3.1	Objectifs	74
3.3.2	Déroulement de l'analyse	74
3.3.3	Détection fortuite de  	77
3.4	Éruptions aux très hautes énergies	80
3.4.1	Objectifs du projet	80
3.4.2	Quelques résultats préliminaires	82

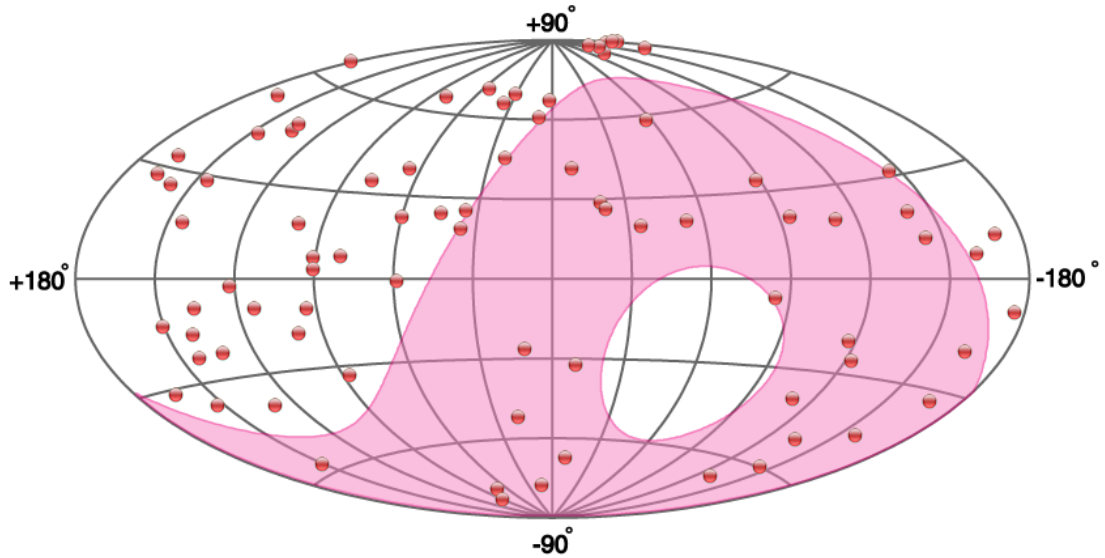


FIGURE 3.1 : Ensemble des AGN détectés au TeV (points rouges) positionnées en projection de Hammer. La zone coloriée en rose correspond au champ de vue accessible par les télescopes H.E.S.S.. Les données présentées ici sont accessibles publiquement via [le catalogue TeVCaT](#) (Wakely & Horan, 2008) qui est entretenu par l'équipe *TeVcat* à Chicago.

3.1 L'astronomie du rayonnement gamma de très hautes énergies

Un rayon γ de très haute énergie qualifie un photon dont l'énergie incidente dépasse $E > 10 - 100$ GeV. Dans le cadre des AGN, de tels photons peuvent être observés indirectement et sont susceptibles de provenir de régions compactes (voir sous-section 2.1.5) proche du trou noir ou dans le jet. De nombreuses sources ont donc pu être observées aux très hautes énergies, il existe d'ailleurs des catalogues régulièrement mis à jour comme le *TeVcat* (Wakely & Horan, 2008). La Fig. 3.1 représente l'ensemble des AGN détectés au TeV. Dans la suite, nous allons nous concentrer sur l'interaction de ces photons avec l'atmosphère et comment les produits de cette interaction permettent, à l'aide de méthodes dédiées, de remonter aux caractéristiques du photon incident.

3.1.1 Cascade de paires

Lorsqu'un photon de très haute énergie pénètre dans les premières couches de l'atmosphère, il rencontre différents types d'atomes (noyaux). Un photon avec la

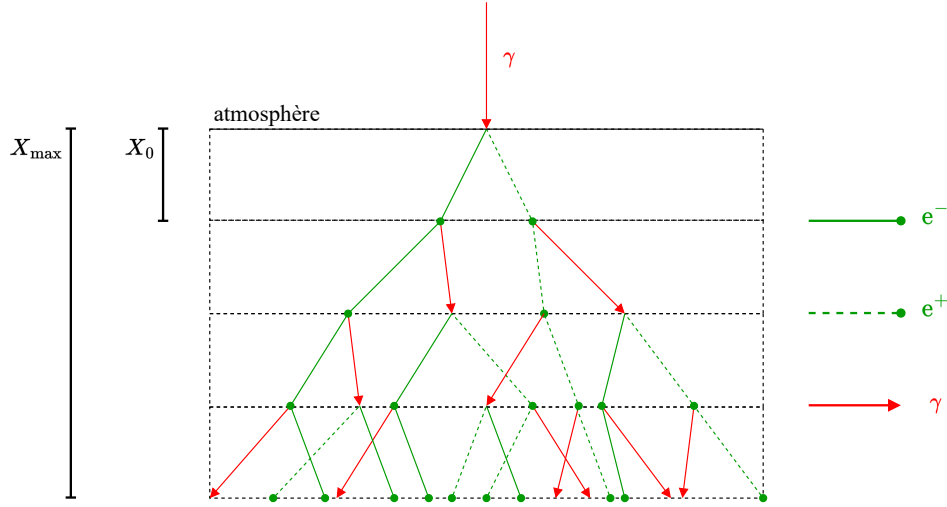


FIGURE 3.2 : Représentation schématique d'une cascade de paires générée par un photon γ initial de très hautes énergies. La création de paires se poursuit jusqu'à ce que l'énergie des paires soit inférieure à l'énergie critique E_c .

bonne énergie et la bonne impulsion peut interagir avec le champ de Coulomb d'un noyau et générer la création d'une paire d'électron - positron. Cette création de paire se produit donc lorsque l'énergie du photon sera supérieure à l'énergie de masse de la paire dans le centre d'impulsion. La réaction est la suivante,

$$\gamma + \gamma_{\text{nuc}} \longrightarrow e^+ + e^-, \quad (3.1)$$

où γ_{nuc} est un photon virtuel représentant le champ électrostatique d'un noyau.

La Fig. 3.2 représente schématiquement le processus de la cascade de paires. Lorsque les paires sont créées après l'interaction avec un noyau, elles peuvent rayonner une partie de leur énergie par émission *bremsstrahlung*. Cette émission provient de la déviation des particules chargées (électron ou positron) par d'autres noyaux. Si le photon *bremsstrahlung* émis remplit les conditions pour générer une seconde paire, alors une réaction en chaîne démarre. L'ensemble des interactions successives génèrent alors une cascade de paires. La cascade prend fin lorsque les paires formées ont une énergie inférieure à l'énergie critique (ou seuil) E_c . La cascade est caractérisée par une profondeur d'interaction X_{max} où le nombre de particules générées est à son maximum. On peut alors décrire le développement de la cascade à la profondeur atmosphérique X (ou densité surfacique) en fonction de son altitude z comme suit,

$$X(z) = \int_z^\infty \rho(z) dz = \rho_0 z_0 \exp(-z/z_0), \quad (3.2)$$

où X , donné en $[\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}]$, ρ est la densité volumique de particules, $\rho_0 = 1.2 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ et z_0 est la profondeur caractéristique de la cascade associée avec,

$$X_{\text{max}}/X_0 = \ln(E_0/E_c) . \quad (3.3)$$

Ici E_0 est l'énergie du photon entrant et E_c est donc l'énergie critique qui prend en compte le processus *bremsstrahlung* et le pouvoir ionisant du photon. La quantité X_{max} est aussi souvent appelée la “profondeur de la cascade”, il s'agit de la profondeur où l'énergie critique est atteinte. Typiquement, pour une énergie initiale du photon proche du TeV, la création de paire débute à 20 - 30 km d'altitude et s'estompe à 10 km d'altitude. La définition de X permet de comparer des cascades de particules présentant des inclinaisons différentes.

3.1.2 Émission Čerenkov

Si l'on considère le déplacement d'une particule chargée (par exemple électron ou positron) dans un milieu, elle peut avoir une vitesse supérieure à celle de la lumière (dans le milieu). En effet, comme la vitesse de la lumière dépend de l'indice de réfraction n du milieu, l'effet Čerenkov ([Čerenkov, 1934](#)) se produit lorsque l'on a,

$$v \geq \frac{c}{n} , \quad (3.4)$$

où v est la vitesse de la particule.

Cet effet présente de nombreuses similitudes avec le cône de Mach. Celui-ci se forme lorsque la vitesse d'une particule est supérieure à la vitesse du son dans le milieu considéré. Ici, la particule va le long de sa trajectoire polariser le milieu constitué de diverses molécules, il y a alors un transfert d'énergie de la particule aux composants du milieu. En effet, chaque atome perturbé par la particule contribue au signal, l'interférence entre les signaux est constructive et un front d'onde cohérent apparaît sous la forme du cône de lumière. Il s'agit du cône Čerenkov qui peut être défini par l'angle d'ouverture θ_c avec,

$$\theta_c = \arccos\left(\frac{1}{\beta n}\right) , \quad (3.5)$$

où $\beta = v/c$.

Le rayonnement alors émis est continu et la fréquence de cette onde constructive correspond au pic observé dans l'UV. Cette lumière est souvent appelée “lumière Čerenkov” et est émise à l'intérieur du cône Čerenkov comme représenté sur la Fig. 3.3. Étant donné l'indice de réfraction de l'air $n_{\text{air}} \simeq 1.000293$ et pour un électron (ou un positron) avec $\beta \sim 1$, on peut déterminer l'angle d'ouverture du

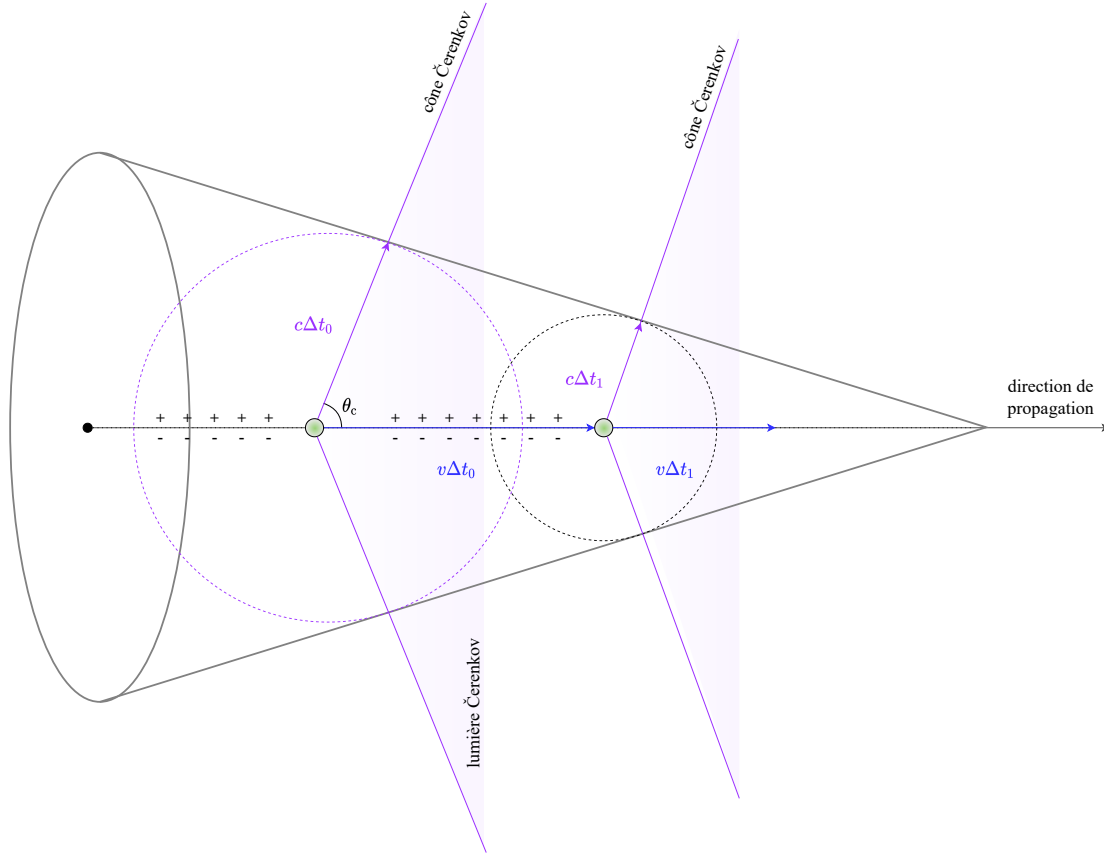


FIGURE 3.3 : Schéma de cônes Čerenkov qui se forme lorsqu'une particule chargée se déplace à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans le milieu de propagation (non à l'échelle).

cône Čerenkov avec $\theta_c \simeq 1.39^\circ$. Pour cet angle, les rayons projetés obtenus au sol ont une taille typique de 500 m (pour une cascade débutant à 20 km d'altitude).

Le spectre d'énergie du rayonnement Čerenkov provenant d'un électron (ou d'un positron) peut être décrit selon la formule de Frank-Tamm ([Frank & Tamm, 1937](#)),

$$\frac{\partial^2 E}{\partial s \partial \omega} = \frac{e^2}{4\pi} \mu(\omega) \omega \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n(\omega)} \right), \quad (3.6)$$

avec E l'énergie de rayonnement, s la distance parcourue par la particule, e la charge élémentaire, ω la pulsation et μ la perméabilité (qui dépend, comme l'indice de réfraction, de la pulsation).

Comme l'intensité relative du spectre est directement proportionnelle à la pulsation, plus la fréquence est élevée, plus l'intensité du rayonnement est élevée. Ty-

piquement, le rayonnement Čerenkov le plus brillant se situera dans la bande UV. La lumière Čerenkov est un signal proportionnel au nombre de particules chargées dans la cascade. Ainsi, ses caractéristiques permettent de contraindre l'énergie et la direction du photon initial.

3.1.3 Une méthode de détection : la technique d'imagerie stéréo

Comme nous l'avons dit précédemment, la détection de la lumière Čerenkov est un bon moyen de déterminer les caractéristiques du photon initial. Pour des photons incidents d'énergie supérieure à 10 GeV, la technique *imaging air-Cerenkov technique* (IACT) est principalement utilisée. L'idée est de collecter les photons Čerenkov qui sont émis pendant un court laps de temps, généralement entre 5 et 20 ns. Les détecteurs Čerenkov doivent donc être très sensibles à des pulses d'émission très rapides. Par ailleurs, le flux de photons Čerenkov étant très faible, des télescopes avec de grande surface collectrice doivent être utilisés.

Un autre type de cascade est la cascade générée par un hadron (proton ou par un noyau). Cet hadron de très haute énergie peut entrer en collision avec un noyau de l'atmosphère. Par rapport à la cascade photonique, la cascade hadronique présente différentes caractéristiques. Leur présence est problématique et est perçue comme un signal parasite. Afin de pouvoir discriminer les cascades photoniques d'intérêts des cascades hadroniques parasites, il faut réaliser une reconstruction de la cascade. Cela est réalisé dans la majorité des cas par des IACT au sol utilisant la technique de l'imagerie stéréo. C'est l'image reconstruite sur le plan de la caméra qui permet de discerner le signal d'une cascade photonique ou hadronique. Comme schématisé sur la Fig. 3.4 qui illustre le principe d'imagerie stéréo, l'image d'une cascade provenant d'un photon est un signal de forme elliptique, la ou le signal d'une cascade hadronique montrera une forme plus irrégulière.

L'idée est d'utiliser un groupe de télescopes Čerenkov qui observe simultanément la même cascade. Ce réseau de télescopes peut l'observer de différents points de vue, ce qui permet de reconstruire sa forme 3D. De cette façon, nous pouvons estimer avec une bonne précision dans le plan de la caméra le point d'impact et la direction incidente du photon initiale via l'image de la cascade photonique obtenue sur le plan de la caméra.

Concernant l'énergie du photon incident, nous procédons à une reconstruction de l'événement. En effet, le flux Čerenkov observé est directement proportionnel à l'énergie du photon entrant.

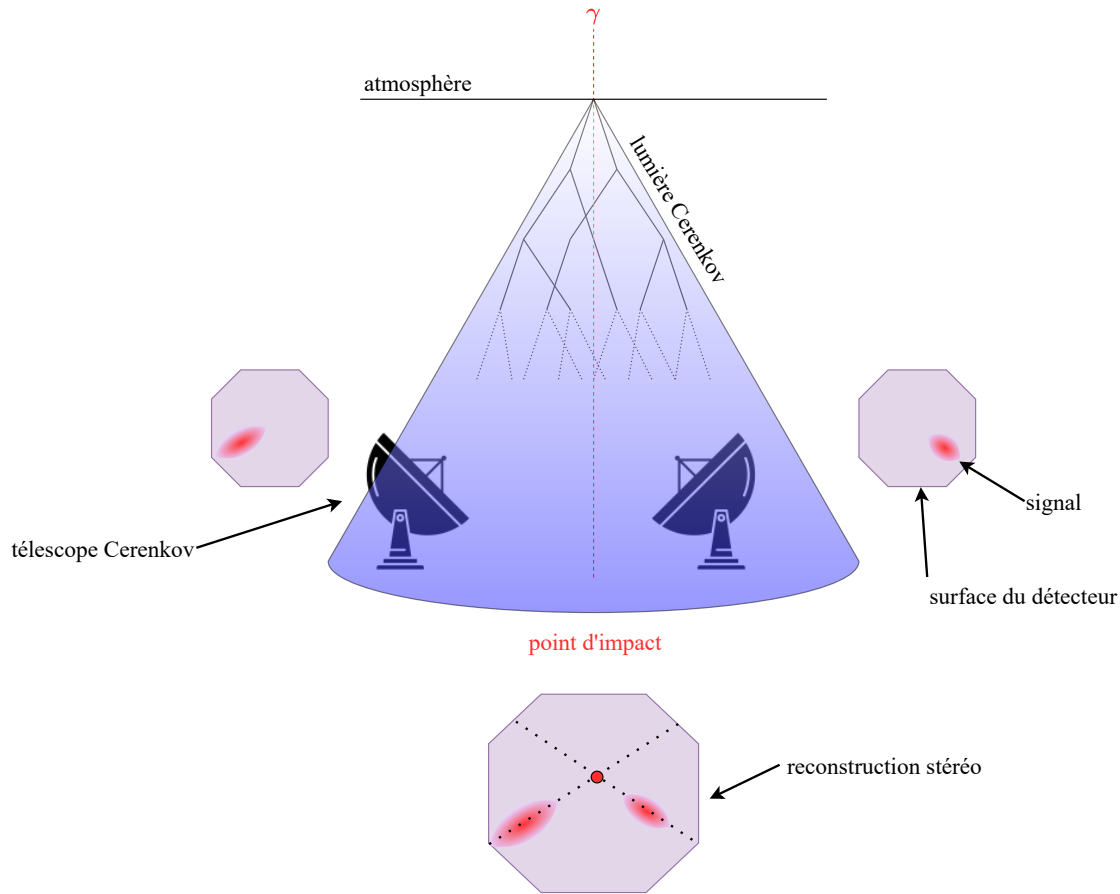


FIGURE 3.4 : Représentation schématique de la technique d'imagerie stéréo à partir de la lumière Čerenkov émise par une cascade de paires.

3.2 H.E.S.S.

3.2.1 Une visite virtuelle

L'expérience *High Energy Stereoscopic System* (H.E.S.S.) est un système de IACT situé dans la région des *Khomas Highlands* en Namibie (long. 23° 16' S, 16° 30' E, à 1800 m au-dessus du niveau de la mer). Sa localisation permet d'observer le signal photonique de très hautes énergies provenant du ciel austral. Cette région sèche est réputée pour la qualité de son atmosphère qui évite une trop forte absorption de la lumière UV Čerenkov. L'absence de pollution lumineuse et une météo clémentes sont également des critères de choix. Le réseau H.E.S.S. a commencé à fonctionner en été 2003 avec sa première phase appelée HESS I et quatre premiers télescopes dont le seuil d'énergie est d'environ 100 GeV. Ces derniers sont dispo-

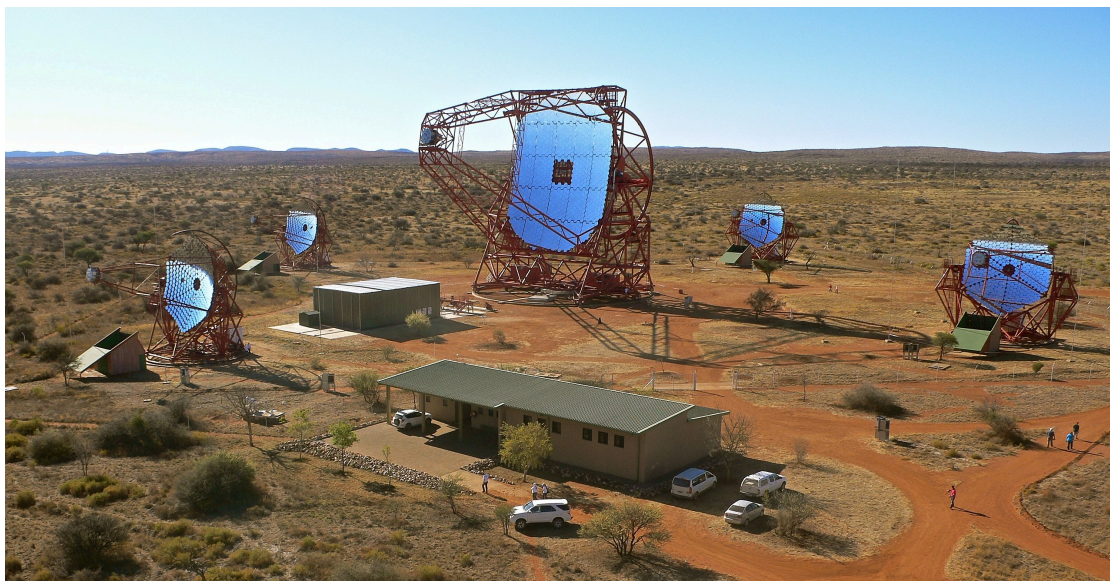


FIGURE 3.5 : Vue des cinq télescopes. CT1 - 4 forment les bords d'un carré dont CT5 est le centre. Cette photo a été prise lors de la journée d'inauguration de HESS II en 2012 (Crédit : Klepser, DESY, collaboration H.E.S.S.).

sés aux coins d'un carré de 120 m de côté, cette distance permet de pouvoir bien échantillonner la trace d'une cascade au niveau du sol. Les télescopes CT1, 2, 3 et 4 sont constitués d'un miroir de 12 m de diamètre et de 15 m de distance focale. Chaque miroir est formé de 382 sous-miroirs qui focalisent la lumière Čerenkov sur le plan focal de la caméra. La caméra peut se résumer à un ensemble de 960 tubes photomultiplicateurs (PM) donnant un champ de vision total de 5° .

La seconde et dernière phase, HESS II, a vu la naissance de CT5 en 2012 qui se distingue des quatre autres par son miroir parabolique. Le diamètre du miroir est de 28 m et il est formé de 876 sous-miroirs. Sa caméra comporte 2048 PM et a un champ de vision de 3.2° . Grâce à son grand miroir, il peut travailler seul en mode mono ou avec les quatre autres en mode stéréo. CT5 permet d'explorer des cascades avec un seuil d'énergie plus bas à quelques 10 GeV. Cela permet d'avoir un chevauchement de la couverture en énergie avec le télescope spatial Fermi-LAT¹ dont la bande en énergie d'étude s'étale de 20 MeV à 300 GeV.

1. Voir le site internet de [Fermi](#).

3.2.2 Méthode de reconstruction d'événement

Plusieurs méthodes de reconstruction des événements de cascades sont disponibles dans la collaboration H.E.S.S.. Elles constituent la base de toute chaîne d'analyse de données. Dans le cadre de la collaboration, nous disposons de deux chaînes d'analyses principales,

- **ParisAnalysis** qui utilise la méthode de reconstruction **Model++** (de Naurois & Rolland, 2009) ;
- **HAP** qui utilise deux méthodes de reconstruction, l'analyse **Hillas** (Hillas, 1985) et l'analyse **MVA** (Becherini et al., 2011).

L'existence de plusieurs méthodes d'analyse différentes permet de comparer les résultats avec des calibrations différentes.

Dans la suite, nous nous concentrerons sur la méthode d'analyse **M++**. C'est cette méthode d'analyse qui a été utilisée lors des analyses effectuées dans le cadre de la tâche d'analyse *AGN Round-Up*.

L'analyse **Model++**

La méthode de reconstruction de **Model++** (de Naurois & Rolland, 2009) est basée sur la comparaison entre les observations issues des IACT avec une bibliothèque de résultats de simulations. Les simulations sont réalisées à partir d'un modèle semi-analytique estimant les caractéristiques de la cascade de paires à partir, entre autres, de la direction et de l'énergie du photon incident. Ce modèle semi-analytique est lui-même basé sur des simulations Monte-Carlo de cascades où l'ensemble des interactions entre les paires et l'atmosphère sont modélisées.

Dans le cadre de ce modèle semi-analytique, on décrit la cascade de particules comme une densité de particules chargées $\mathcal{N}_e(y, t)$ (y représentant la coordonnée d'altitude). Cette distribution de particules est décrite dans l'espace et dans le temps et dépend des différentes caractéristiques du photon incident. À l'aide de nombreux paramètres, il est ainsi possible de simuler en amont une grande quantité d'événements. Dans les faits, on génère une cascade de particules pour un ensemble,

- de 40 angles d'attaque θ sur l'atmosphère différents ;
- de 40 positions d'impact par rapport aux télescopes entre 0 et $400/\cos(\theta)$ m ;

- de 65 énergies initiales de $50/\cos(\theta)$ GeV à $20/\cos(\theta)$ TeV ;
- de 6 profondeurs d'interactions typiques (profondeur de première interaction X_0) de $0 X_0$ à $5 X_0$.

Au total, ce sont donc 624 000 événements qui sont simulés en avance et stockés dans un fichier binaire ROOT. Ainsi, pour chaque jeu de paramètres (énergie, distance d'impact, profondeur d'interaction primaire et angle zénithal), une image telle que perçue par une caméra virtuelle est obtenue. Des comparaisons entre l'approche semi-analytique de M++ avec les simulations Monte-Carlo, prenant en compte les caractéristiques des caméras des télescopes H.E.S.S., montrent une très bonne correspondance.

Lorsqu'une véritable cascade de particules est observée, il est possible de comparer le signal perçu par la caméra avec la banque d'images à notre disposition. Une méthode de minimisation (*log-likelihood*) est alors effectuée pour déterminer les paramètres du photon incident. Dans le cadre du signal provenant d'une cascade hadronique, la capacité de reproduction du signal par l'un des événements simulés au préalable sera mauvaise. Dans les faits, on quantifie cela par un paramètre nommé *ShowerGoodness* SG qui permet de quantifier la qualité de la reproduction du signal. La discrimination via le SG permet de garder uniquement les cascades qui semblent venir de photon γ . Cependant, cela ne permet pas d'exclure des événements hadroniques ressemblant suffisamment à une cascade photonique. Pour éliminer ce signal hadronique résiduel, on effectue une soustraction du signal par le signal du fond du ciel (méthode *ON - OFF*). On considère que l'excès de signaux obtenu correspond uniquement à du signal γ débarrassé du signal hadronique. Toutefois, les différents types de bruits présents apporteront leur lot de fluctuations statistiques.

Dans M++, il est possible de moduler le paramètre SG pour relaxer plus ou moins le critère d'exclusion des cascades hadroniques. Cette capacité de moduler l'analyse réside dans le choix de coupure. La coupure par défaut utilisée dans la méthode M++ est la coupure *standard*. Celle-ci est définie pour,

- un signal dépassant au moins 60 photoélectrons par télescope ;
- un SG_{\max} de 0.6 ;
- une distance nominale entre le centre de masse du signal et le centre de la caméra ne dépassant pas 2° .

Coupure	Charge minimale (p.e)	SG_{\max}
<i>standard</i>	60	0.6
<i>faint</i>	120	0.4
<i>loose</i>	40	0.9

TABLE 3.1 : Paramètres de certains types de coupures utilisées dans M++ (de Naurois & Rolland, 2009).

D'autres conditions interviennent dans cette coupure, voir de Naurois & Rolland (2009) pour plus de détails. D'autres coupures peuvent être utilisées pour alléger ou durcir les contraintes. Celles-ci sont résumées dans la Tab. 3.1. La coupure a aussi un impact sur la méthode d'exclusion *ON - OFF*, en effet, on pourra modifier la valeur du rayon de la région *ON*.

Finalement, nous obtenons en fin d'analyse une collection d'événements correspondant à des événements gamma selon l'ensemble des conditions considérées. On dispose alors d'une collection de photon γ avec une énergie et une direction de provenance. Ainsi, il est possible d'estimer des cartes d'excès représentant spatialement le nombre de photons $N_{\text{excès}}$ ou bien des cartes de significativités représentant l'évolution de σ dans chaque pixel. Parallèlement, il est possible de représenter la distribution de photons γ en fonction de leur significativité σ . La Fig. 3.6 montre la comparaison entre le modèle historique *Hillas* et M++ appliquée à la nébuleuse du Crabe avec des cartes de significativités ainsi que les distributions associées. Le modèle *Hillas* consiste simplement à reproduire l'image perçue sur la caméra par un ajustement avec une ellipse. Les paramètres de cette ellipse permettent de remonter aux diverses informations sur le photon initial.

Cette comparaison, et d'autres, montrent globalement une amélioration notable en matière de résolution angulaire et énergétique du signal photonique. Associée à une bonne réjection du signal hadronique de fond, les améliorations apportées par la méthode M++ permettent d'augmenter la sensibilité du système de télescopes de H.E.S.S. par un facteur deux. Ce gain en qualité peut aussi s'expliquer par le fait que la méthode de reconstruction M++ est moins sensible aux effets instrumentaux et environnementaux.

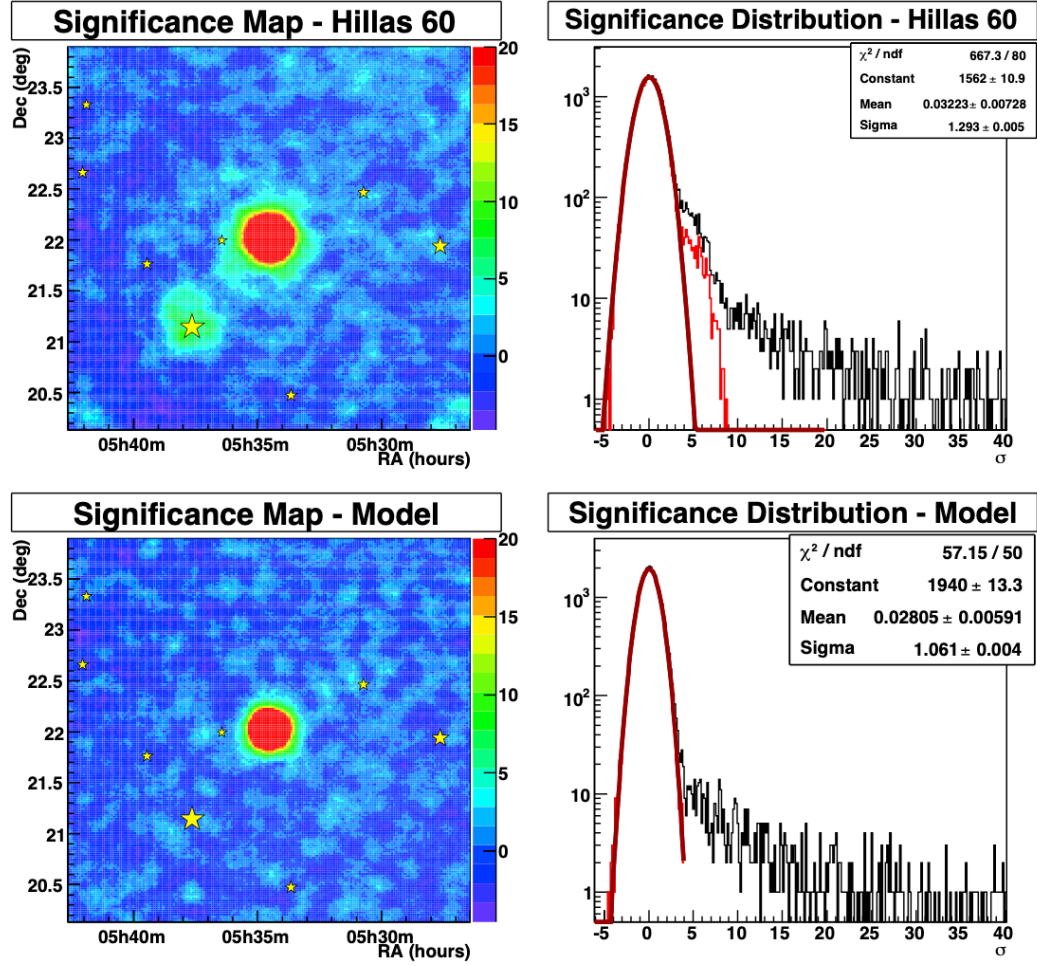


FIGURE 3.6 : Comparaison entre le modèle de reconstruction Hillas (haut) et M++ (bas) dans le cadre d'une application sur la nébuleuse du Crabe (de Naurois & Rolland, 2009).

La chaîne d'analyse ParisAnalysis

ParisAnalysis est une chaîne d'analyse qui permet d'appliquer la méthode **M++** pour réduire des données et extraire des informations scientifiques.

Au départ, l'utilisateur choisit le choix de coupure pour les images. **M++** reconstruit les cascades à partir des images et le choix de coupure permet de discriminer les cascades hadroniques et photoniques. La soustraction du fond hadronique est réalisée via la méthode *ON - OFF*. En effet, afin d'extraire le fond du signal photonique, on analysera deux zones du champ de vue,

- la région dite *ON* qui sera centrée sur la source. C'est une région circulaire dont le rayon dépendra du choix de coupure (il sera typiquement de 0.1°);
- une ou plusieurs régions *OFF* centrées sur des zones montrant une absence de signal photonique, où l'on estimera alors le niveau de fond hadronique. Il existe différentes façons de déterminer les meilleures régions *OFF*, nous allons détailler dans la suite uniquement la méthode *reflected background*.

La méthode *reflected background* est la méthode la plus communément utilisée. On définit une zone *ON* et un ensemble de zones *OFF* de mêmes tailles dont la distance nominale au centre du champ de vue est identique. En effet, l'acceptance du système optique (caméra et miroir) n'est pas uniforme, mais radiale, il est alors important de conserver une même distance nominale à partir du centre du champ de vue.

Indépendant du choix des régions *OFF*, le signal photonique épuré du fond hadronique, nommé excès, est simplement déterminé comme suit,

$$N_{\text{excès}} = N_{\text{ON}} - \alpha N_{\text{OFF}}, \quad (3.7)$$

où $N_{\text{ON/OFF}}$ représente le nombre d'événements dans la région considérée et α un facteur de normalisation qui dépend de la réponse de l'instrument dans les deux régions *ON* et *OFF*.

Suivant que le nombre d'événements est plus ou moins élevé, il sera possible d'appliquer une distribution Gaussienne ou Poissonienne et d'estimer la significativité de détection suivant la méthode appropriée. Par exemple, si la statistique est suffisamment importante pour considérer une distribution gaussienne du nombre d'événements, alors la significativité de détection sera,

$$\sigma_{\text{dect}} = \frac{N_{\text{ON}} - \alpha N_{\text{OFF}}}{\sqrt{N_{\text{ON}}^2 + \alpha^2 N_{\text{OFF}}^2}}. \quad (3.8)$$

Finalement, on considérera que la détection d'une source γ est significative si et seulement si on remplit la condition suivante,

$$\sigma_{\text{dect}} \geq 5. \quad (3.9)$$

Ainsi, suivant la coupure choisie, on obtiendra après analyse **M++** une liste de candidats γ . À l'aide de ces deux listes, **ParisAnalysis** pourra,

- extraire un spectre en énergie ;
- extraire l'évolution du signal au cours du temps en construisant des courbes de lumières sur un pas de temps choisis au préalable ;
- étudier la distribution spatiale des événements.

Toutes ces informations sont cruciales pour contraindre les processus physiques liés à l'émission de photons γ de très hautes énergies. Généralement, la forme d'un spectre en énergie peut, par exemple, contraindre très fortement les mécanismes d'accélération des particules.

3.3 L'analyse *AGN Round-Up*

3.3.1 Objectifs

Au sein de la collaboration H.E.S.S., l'analyse *AGN Round-Up* est une tâche d'analyse de données que j'ai effectuée en tant que tâche de service. L'objectif est de réaliser des analyses relativement simples sur des données fraîchement obtenues et pré-traitées datant du mois précédent. On utilisera alors la chaîne d'analyse **ParisAnalysis** qui utilise la méthode de reconstruction d'événements **M++**. Comme mentionné ci-dessus, en fin d'analyse, on pourra obtenir des cartes d'excès (ou de significativés), des spectres en énergies ou encore des courbes de lumières. En plus de participer à une tâche d'archivage des différents AGN observés par H.E.S.S., cette tâche d'analyse représente l'opportunité d'être au premier front lors d'événements particuliers (éruptions, détection de nouvelle source, etc.).

3.3.2 Déroulement de l'analyse

Les observations sont séparées en *runs* de 28 min. Lors d'une nuit d'observation, une source peut donc être observée sur plusieurs *runs*. Les données sont archivées par mois et les phases de la Lune sont prises en compte. En effet, il n'y a pas d'observations pendant les nuits de pleine Lune.

Ces données pré-traitées sont accessibles via accès sécurisés sur des bases de données en ligne. Pour un mois et une source donnée, il sera possible de récupérer

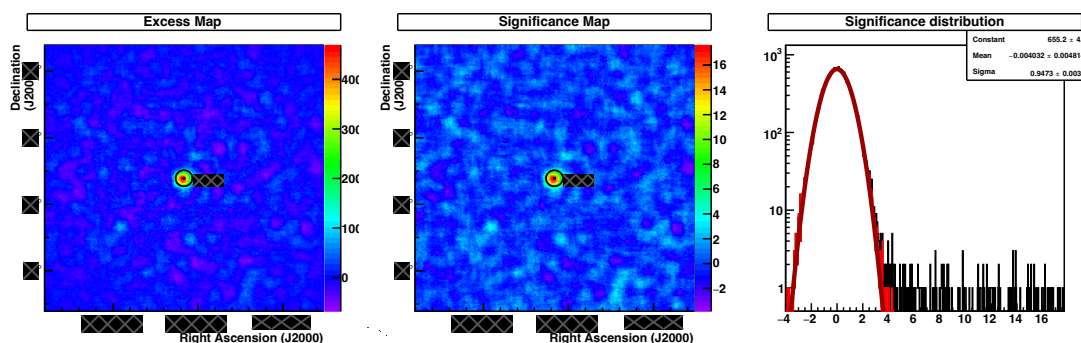


FIGURE 3.7 : Exemple d’une carte d’excès (et de significativité) obtenue via la chaîne d’analyse **ParisAnalysis** et la méthode de reconstruction M++. Ici $\sigma_{\text{dect}} \geq 5$ sur la source, nous avons une détection γ .

une suite d’identifiants qui seront associés à une suite de *runs*. Chaque identifiant est comme une adresse mémoire indiquant à la méthode de reconstruction M++ la position du fichier dans l’arborescence. Concrètement, avant de démarrer tout calcul, on renseignera à **ParisAnalysis**,

- nom et coordonnées de la source (plusieurs choix de coordonnées sont disponibles) ;
- un fichier contenant la liste des identifiants associée à la période d’analyse voulue (en général sur un mois pour l’*AGN Round-Up*) ;
- le choix de coupure ;
- le profil d’analyse qui décrit la configuration des télescopes (seulement CT1 - 4 ou CT5 par exemple) ;
- la table d’analyse qui décrit la réponse instrumentale.

Différentes coupures sont souvent utilisées, chacune ayant des avantages selon les besoins (par exemple, la coupure *loose* est plutôt utilisée pour les AGN lointains montrant un spectre “mou”). En l’occurrence, dans le cadre de l’*AGN Round-Up*, nous utiliserons la coupure *loose*.

Une fois ces paramètres entrés, l’analyse est effectuée sur l’un des supercalculateurs du centre de calcul de l’IN2P3² qui peut prendre plusieurs heures selon la quantité d’observations considérée. L’analyse est effectuée via la soumission de

2. Voir <https://cc.in2p3.fr/>

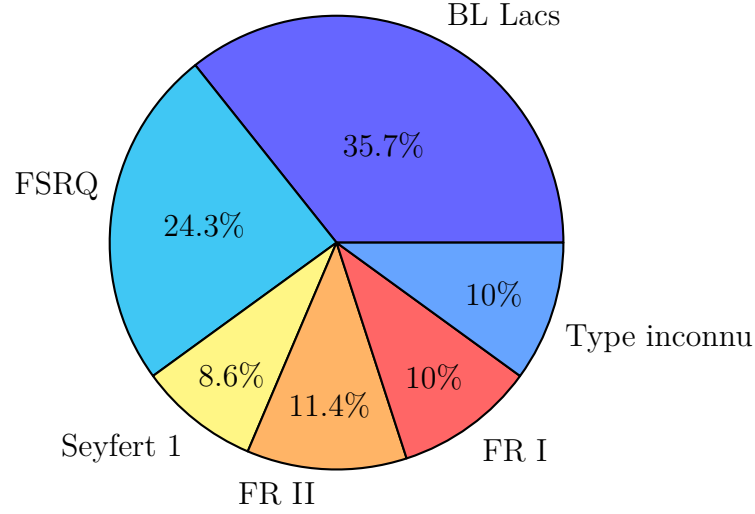


FIGURE 3.8 : Répartition des sources analysées par type dans le cadre de la tâche de service *AGN Round-Up* effectuée entre octobre 2019 et juin 2022.

jobs. Finalement, l'extraction des résultats est aussi effectuée via l'interface graphique de **ParisAnalysis** où l'on pourra extraire les résultats de l'analyse (voir Fig. 3.7). Le signal d'excès est déterminé via la méthode *reflected background*. Si la source est détectée (si la condition de significativité de détection est respectée) l'extraction d'un spectre en énergie des photons détectés et des courbes de lumières sont également possibles. Un ajustement du spectre en énergie peut être réalisé selon un modèle prédéfini à l'avance (modèle *power law*, *broken power law*, etc.) où les paramètres de réductions sont affichés. Une courbe de lumière peut être aussi être extraite selon différents critères initiaux (énergie minimale, résolution temporelle, etc.).

J'ai commencé l'analyse *AGN Round Up* en octobre 2019. À ce jour, plus de 510 heures d'observations ont pu être analysées et sont archivées en ligne. La répartition des sources analysées par type est représentée sur la Fig. 3.8. Tous les mois, les analyses effectuées au cours du mois précédent sont présentées dans le groupe de travail *Jet Working Group* au sein de la collaboration H.E.S.S..

Cette tâche de service a permis de mettre au jour des activités particulières de sources γ . Plusieurs sources sont détectées régulièrement et certaines montrent un signal variable au cours du temps. Le caractère variable d'un signal peut être quantifié à l'aide de méthodes appropriées. La méthode la plus basique consiste à mesurer la déviation de la courbe de lumière à la valeur moyenne. En effet, un test de χ^2 est effectué pour déterminer si des fluctuations statistiques permettent

à elles seules de reproduire la variabilité détectée. Dans le cas où le signal est plat (sans variabilité), $\chi^2 \sim 1$ et l'hypothèse est vérifiée. Dans le cas contraire, on vérifiera que $\chi^2 \gg 1$ pour s'assurer de la véritable variabilité du signal. D'autres méthodes peuvent venir compléter la méthode du test de χ^2 comme la méthode dite de F_{var} (Vaughan et al., 2003). Cette méthode permet de comparer la variance σ_{err}^2 des points de données (notées F) avec la variance de la courbe de lumière S^2 . On quantifie alors la variabilité,

$$F_{\text{var}} = \sqrt{\frac{S^2 - \sigma_{\text{err}}^2}{\bar{F}^2}}, \quad (3.10)$$

où \bar{F} est la moyenne. Ce paramètre permet de comparer la fluctuation intrinsèque des points de données avec la fluctuation observée sur l'ensemble des points de données. Ainsi, plus la valeur de F_{var} étant élevée, plus la variabilité du signal sera importante.

3.3.3 Détection fortuite de [REDACTED]

Au cours des observations ToO (*Target of Opportunity*, un programme de surveillance d'AGN) sur la source [REDACTED] réalisée en décembre 2019, une détection fortuite d'une nouvelle source de photons γ de très haute énergie a été réalisée. Cette découverte a été faite parallèlement au travers de l'analyse *AGN Round-Up* de cette même source. Celle-ci est connue pour émettre un rayonnement de très haute énergie dans la bande GeV.

À la suite de cette détection, une demande d'observation interne à H.E.S.S. (Lennain et al., 2019) a été rédigée et approuvée pour mieux caractériser la composante de très haute énergie de cette source. Dans la suite, on montrera des résultats préliminaires de l'analyse des différentes observations qui ont pu s'étaler de décembre 2019 jusqu'en décembre 2020. Une demande d'observation similaire a été approuvée par les collaborations ATOM (télescope optique), Fermi-LAT et Swift, mais les résultats associés ne seront pas présentés ici.

La Fig. 3.9 représente la carte de significativité de [REDACTED]. Le signal a été détecté par CT1, CT2, CT3 et CT4. Concernant l'analyse ici, elle a été effectuée dans une configuration HESS I stéréo et avec une coupure *very loose*. La source initiale pointée étant un AGN de type FSRQ, de spectre mou, cela explique le choix initial de coupure. Le seuil de détection est largement franchi avec un signal significatif de $\sigma = 14$.

L'ensemble des données obtenues ont pu être traitées via **ParisAnalysis**. La courbe de lumière visible sur la Fig. 3.10 montre les points de données montrant des photons d'énergie supérieure à 200 GeV. On y observe une éruption rapide

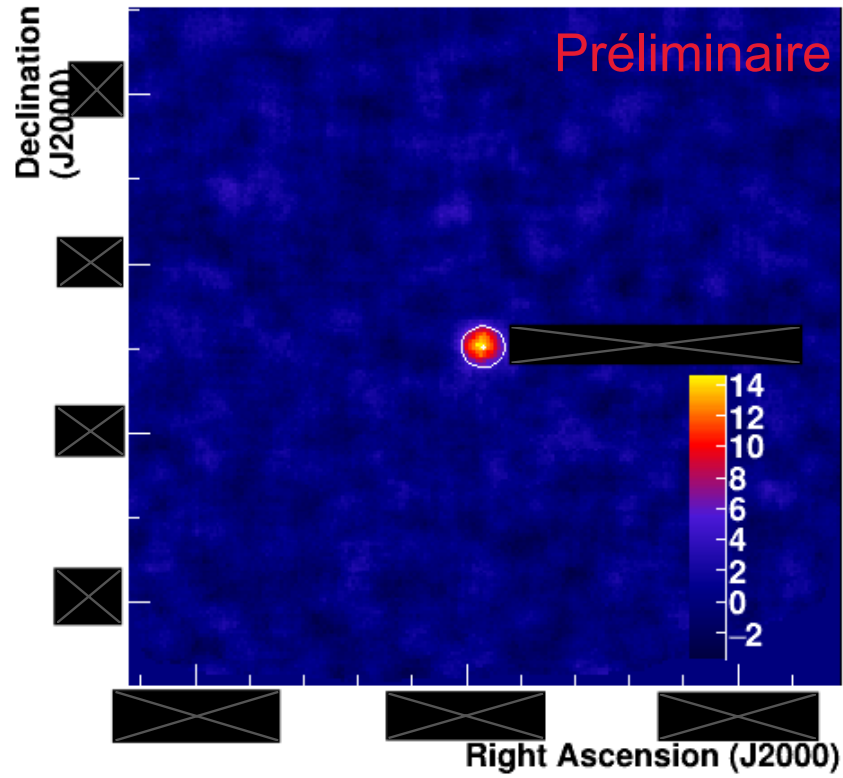



FIGURE 3.9 : Cartes de significativité et d'excès et distribution de  sur l'ensemble des données collectées.

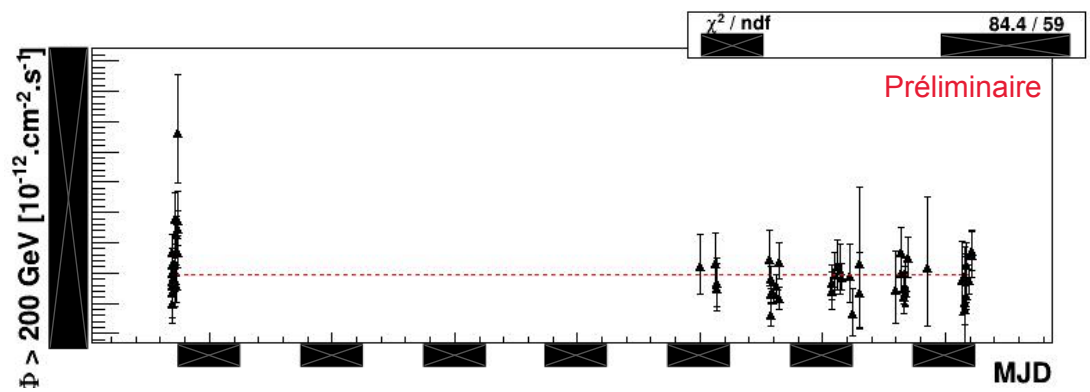




FIGURE 3.10 : Évolution du flux γ (pour une énergie supérieure à 200 GeV) sur l'ensemble de la plage temporelle couverte par les observations de  .

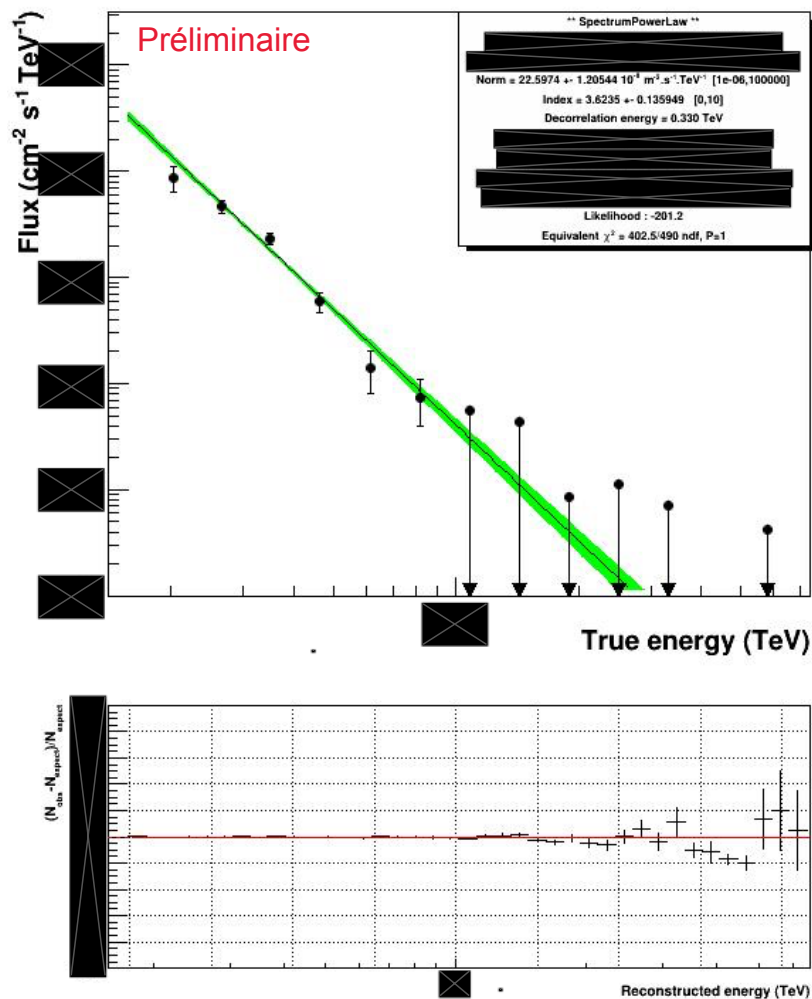


FIGURE 3.11 : *Haut* : Évolution du flux mesuré en fonction de l'énergie (donnée en TeV ici) (points noirs), le tracé vert représente la reconstruction produite par un modèle en loi de puissance. *Bas* : Écart relatif entre les points de données et le modèle en loi de puissance en fonction de l'énergie.

au début de la plage d’observation (lors de la détection) puis un signal plat. Un test de χ^2 est effectué pour déterminer la probabilité que le flux soit constant, ici nous obtenons $\chi^2 \simeq 84.4$ soit une *p value* (la probabilité que l’hypothèse de départ soit vérifiée) de $p = 0.017$. Il y a donc une forte présomption contre l’hypothèse de départ, mais qui reste non significative ($\sigma < 3$). Cette indication de variabilité doit donc être étudiée de plus près, notamment via l’analyse sur les premiers points de données.

L’analyse spectrale du signal est visible sur la Fig. 3.11. Le flux de rayonnement est représenté en fonction de l’énergie observée. On y représente les données en plus d’une réduction avec un modèle en loi de puissance. En dessous du spectre, on montre l’écart relatif entre les données et la loi de puissance et le bon accord aux basses énergies. Cette loi de puissance est caractérisée par sa pente de 3.6 ± 0.1 et une énergie de normalisation de $E_{\text{norm}} = (23 \pm 1) \cdot 10^{-12} \text{ ph} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s} \cdot \text{TeV}$.

3.4 Éruptions aux très hautes énergies

3.4.1 Objectifs du projet

L’étude des éruptions γ de très hautes énergies peut nous permettre de poser des contraintes sur les processus d’accélération et d’émission à l’œuvre. Le nombre d’événements étant relativement faible, il peut être judicieux de réaliser une étude sur l’ensemble des éruptions observées par H.E.S.S. notamment celles observées dans le cadre du programme de surveillance ToO.

L’idée ici est de caractériser les courbes de lumières observées à l’aide de quelques indicateurs (détermination du F_{var} , étude du temps de dédoublement) pour ainsi former une base de données d’éruption à étudier. Dans le cas d’éruption notable, des analyses supplémentaires pourront être réalisées, notamment sur les décalages temporels pour différentes énergies. Des décalages peuvent être observés en comparant différentes bandes d’énergies. Cela peut être lié au processus d’accélération où les particules de hautes énergies sont accélérées sur un temps caractéristique plus important, mais aussi au processus de refroidissement, les particules de hautes énergies refroidissant plus rapidement.

En bref, cela permettra de dériver des contraintes physiques sur les processus physiques ainsi que sur l’extension de la région d’émission. Dans le cadre d’un groupe de travail dédié au sein de la collaboration H.E.S.S., de telles dérivations feront l’objet d’un article. Au moment de l’écriture de ce manuscrit, les analyses de différents événements sont toujours en cours.

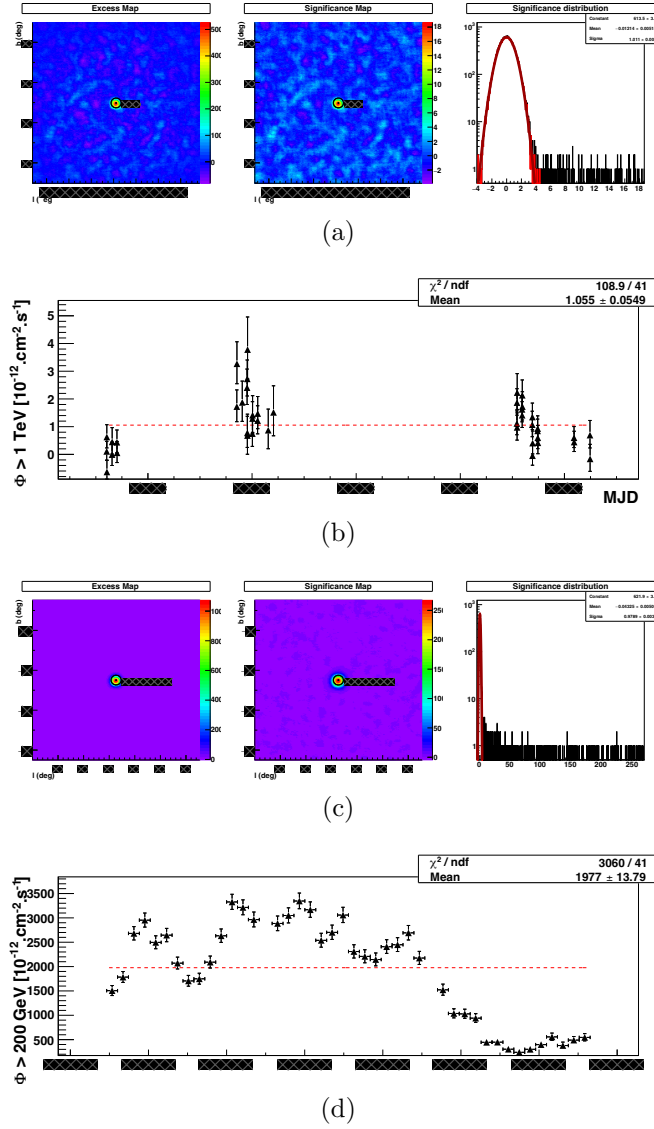


FIGURE 3.12 : Deux paires d'analyses ((a, b) et (c, d)) montrant respectivement une carte de d'excès (et de significativés) ainsi qu'une distribution de la significativité, mais aussi une courbe de lumière avec une énergie de seuil et une résolution temporelle différente.

3.4.2 Quelques résultats préliminaires

Ici, nous présentons dans la Fig. 3.12 quelques résultats préliminaires qui ont été effectués dans le cadre de la caractérisation des éruptions détectées par H.E.S.S.. On y voit deux analyses effectuées via **ParisAnalysis** où le seuil de détection est largement franchi. Par ailleurs, le test du χ^2 montre que le signal est variable. Ces deux événements seront donc inclus dans l'étude de la caractérisation des éruptions gammas de très hautes énergies.

Chapitre 4

Modélisation d'un jet d'AGN : simulations fluides

Sommaire

4.1	Introduction historique	83
4.2	Le code magnétohydrodynamique relativiste : <code>MPI-AMRVAC</code> . .	86
4.2.1	Les équations de la magnétohydrodynamique relativiste	86
4.2.2	Schémas numériques	88
4.3	Simulations de jets relativistes	91
4.3.1	Structure du jet	91
4.3.2	Milieu environnant	92
4.3.3	Ondes de compressions et de raréfactions	94
4.3.4	Perturbation de l'état stationnaire	96
4.3.5	Magnétisation du jet	96
4.3.6	Configuration du champ magnétique	98
4.4	Injection d'électrons relativistes	100
4.4.1	Méthode de détection de chocs	101
4.4.2	Équations du fluide d'électrons relativistes	102
4.5	<code>MPI-AMRVAC</code> : mode d'emploi	103

4.1 Introduction historique

L'ère de la simulation numérique de jet d'AGN a débuté en 1977 avec les travaux de [Rayburn \(1977\)](#). Le résultat visible en [Fig. 4.1](#) montre un jet interagissant avec un milieu environnant. Cette première simulation a permis de mettre en

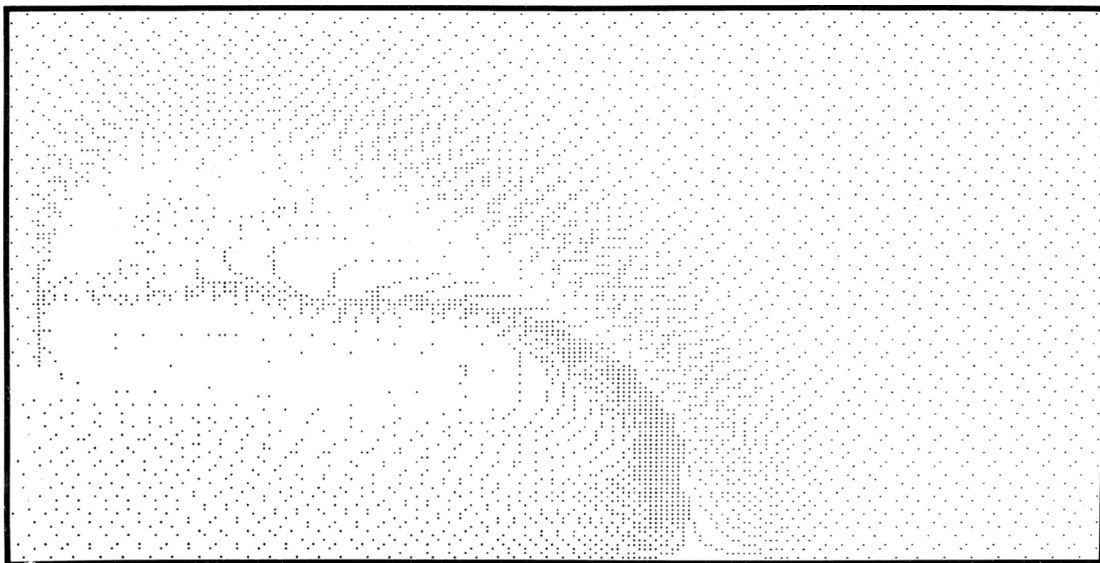


FIGURE 4.1 : Carte de densité de la première simulation 2D de l'interaction d'un jet (se propageant de la gauche vers la droite) avec un milieu environnant (Rayburn, 1977).

évidence la présence de chocs avec la formation d'un cocon autour du jet prédit théoriquement (Scheuer, 1974; R. D. Blandford & Rees, 1974). Sur cette lancée, la première reproduction de choc de recollimation date des travaux en hydrodynamique de Falle & Wilson (1985) se basant sur les premiers travaux sur les chocs dans les jets de Marscher & Gear (1985). Au travers une application au cas du jet de M87, les auteurs sont parvenus à reproduire une succession de zones de compressions et de raréfactions stationnaires au sein d'un jet se propageant au sein d'un milieu environnant.

Les premières simulations MHD de jets ont été réalisées par Clarke et al. (1986). D'ores et déjà, des différences ont été obtenues entre les résultats hydrodynamiques, notamment sur la formation des différents chocs. Si jusqu'à présent les jets simulés étaient considérés non-relativistes, la première simulation d'un jet relativiste et magnétisé est effectuée par Koide et al. (1996). Cela a été rendu possible par l'amélioration successive des méthodes de résolution numériques, le passage en relativité représentant une grande avancée. Par l'augmentation des capacités de calcul, Nishikawa et al. (1998) réalise les mêmes simulations relativistes et en MHD mais cette fois en trois dimensions.

Des simulations plus complexes commencent à être effectuées testant plusieurs configurations de champ magnétique sur les chocs et sur l'interaction du jet avec le milieu environnant (Komissarov, 1999). Les simulations consistent à étudier com-

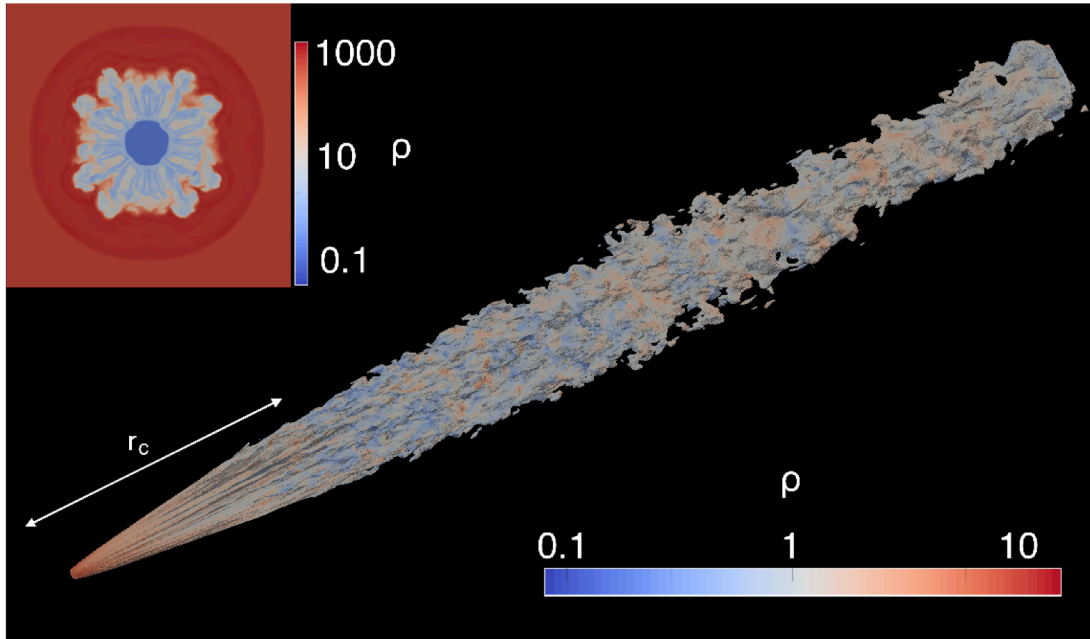


FIGURE 4.2 : Simulation 3D d'un jet relativiste obtenue par [Gourgouliatos & Komissarov \(2018\)](#) avec le code MPI-AMRVAC où l'on aura représenté la densité. On y voit la destruction du jet après l'apparition d'instabilités magnétiques.

ment évolue un jet initialement cylindrique et axisymétrique. Les mécanismes de lancement de jets théorisés (voir les sous-sections 2.6.2 et 2.6.1) commencent à être aussi étudiés en détails ([De Villiers et al., 2003](#), mécanisme de Blandford & Payne) et ([Koide et al., 2002](#); [Parfrey et al., 2019](#), mécanisme de Blandford & Znajek). Le jet ainsi formé va se collimer et, là encore, plusieurs mécanismes ont été étudiés où l'on pourra citer le confinement par un milieu environnant ([Porth & Komissarov, 2015](#)) ou bien par le vent du disque ([Globus & Levinson, 2016](#)). La configuration magnétique du jet joue aussi un rôle crucial dans sa collimation ([Porth et al., 2011](#); [Fendt et al., 2012](#)). Le confinement du jet est une notion cruciale, car très liée à la formation de structure de choc interne ([Nakamura et al., 2010](#); [Mizuno et al., 2015](#); [Martí & Müller, 2015](#); [Hervet et al., 2017](#)). Dans l'ensemble de ces travaux, des caractéristiques observationnelles ont pu être reproduites.

Aujourd'hui, de multitudes de codes en relativité restreinte (SR-MHD) sont accessibles publiquement. On pourra noter MPI-AMRVAC ([Keppens et al., 2012](#)), Athena++ ([Stone et al., 2020](#)), PLUTO ([Mignone et al., 2007](#)) ou encore le code Ratpenat ([Perucho et al., 2010](#)). D'autres comme H-AMR ([Liska et al., 2019](#)) utilisent la puissance de calcul proposée par les GPU (*graphics processing unit*) pour

simuler à très grande résolution et sur un très grand temps. La Fig. 4.2 représente un résultat de simulation issue de [Gourgouliatos & Komissarov \(2018\)](#) obtenue avec le code **MPI-AMRVAC**. Ce code est très bien adapté pour simuler des fluides relativistes et l'équipe "Phénomènes de Hautes Énergies" au LUTh en dispose d'une grande expertise. C'est pourquoi c'est ce code qui est utilisé comme support des simulations SR-MHD des jets relativistes. La prochaine section lui est dédiée.

4.2 Le code magnétohydrodynamique relativiste : MPI-AMRVAC

L'acronyme **MPI-AMRVAC** signifie *Message-Passing Interface Adaptive Mesh Refinement Versatile Advection Code* ([Meliani & Keppens, 2007](#); [Keppens et al., 2012](#)). Ce code permet de résoudre un jeu d'équations différentielles hyperboliques à travers des schémas de résolutions numériques. Ce code fonctionne au travers de l'utilisation de modules adaptés à la situation physique étudiée. Dans notre cas, le code utilise donc les modules d'hydrodynamique (SR-HD) et de magnétohydrodynamique (SR-MHD) relativistes. Ainsi, les équations considérées sont résolues au travers d'un maillage adaptatif et le calcul est effectué en parallèle pour maximiser les performances. **MPI-AMRVAC** peut traiter des problèmes à une ou plusieurs dimensions (1D, 2D et 3D) dans différents choix de coordonnées (cartésiennes, cylindriques et sphériques). Dans la suite, on détaillera plus précisément le jeu d'équations utilisé qui pour modéliser la dynamique de fluide relativiste magnétisé. Puis, nous passerons en revue les différents schémas de résolution numériques utilisés.

4.2.1 Les équations de la magnétohydrodynamique relativiste

Dans un espace-temps plat, la dynamique des jets en SR-MHD idéale peut être évaluée au travers d'un jeu d'équations de conservations que l'on définira en unités naturelles ($c = 1$). Ces équations sont les suivantes [Martí & Müller \(2015\)](#),

$$\partial_t (\rho \mathbf{u}) + \nabla \cdot (\rho \gamma \mathbf{v}) = 0, \quad (4.1)$$

$$\partial_t (\gamma^2 \rho h \mathbf{u} + \mathbf{E} \wedge \mathbf{B}) + \nabla \cdot (\gamma^2 h \mathbf{v} \mathbf{v} - \mathbf{E} \mathbf{E} - \mathbf{B} \mathbf{B} + p \mathbf{I}) = \mathbf{0}, \quad (4.2)$$

$$\partial_t \left(h \gamma^2 - p - \gamma \rho + \frac{E^2 + B^2}{2} \right) + \nabla \cdot \left((h \gamma^2 - p - \gamma p) \mathbf{v} + \mathbf{E} \wedge \mathbf{B} \right) = 0, \quad (4.3)$$

$$\partial_t \mathbf{B} + \nabla \cdot (\mathbf{v} \mathbf{B} - \mathbf{B} \mathbf{v}) = \mathbf{0}, \quad (4.4)$$

où l'on a \mathbf{v} le vecteur vitesse, $\gamma = (1 - v^2)^{-1/2}$ le facteur de Lorentz, $\mathbf{u} = \gamma\mathbf{v}$, ρ la densité volumique, p la pression thermique, $h = h(p, \rho)$ l'enthalpie du fluide. Les quantités \mathbf{E} et \mathbf{B} représentent respectivement les vecteurs de champ électrique et magnétique. L'équation 4.1 représente la conservation de la masse, l'équation 4.2 la conservation du vecteur impulsion, l'équation 4.3 la conservation de l'énergie et enfin l'équation 4.4 représente l'équation d'induction.

La pression totale du fluide peut être exprimée comme la somme de deux composantes, une thermique p et une magnétique p_{mag} , déterminée comme suit,

$$p_{\text{tot}} = p + p_{\text{mag}} = p + \frac{E^2 + B^2}{2}. \quad (4.5)$$

L'enthalpie $h(p, \rho)$ est donnée suivant,

$$h(p, \rho) = \rho \left(1 + e_{\text{th}} + \frac{p}{\rho} + \frac{B^2}{\rho} \right), \quad (4.6)$$

où e_{th}^* est l'énergie interne spécifique.

Dans les plasmas astrophysique (comme les jets), on considère que le fluide n'a pas (ou peu) de résistance électrique. Le fluide est infiniment conducteur et les lignes de champs magnétiques sont ancrées dans le fluide (et inversement). La MHD dite idéale s'applique et l'écriture du champ électrique peut se réduire à la forme suivante,

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}. \quad (4.7)$$

Dans notre situation, il est plus commun de reformuler notre jeu d'équations sous une forme conservée,

$$\partial_t U + \partial_i F^i = 0, \quad (4.8)$$

où l'on pourra identifier,

$$U = \begin{pmatrix} \gamma\rho \\ \gamma^2\rho h\mathbf{v} + \mathbf{E} \wedge \mathbf{B} \\ h\gamma^2 - p - \gamma\rho + \frac{E^2 + B^2}{2} \\ \mathbf{B} \end{pmatrix}, \quad (4.9)$$

et le flux associé,

$$F(U) = \begin{pmatrix} \gamma \rho \mathbf{v} \\ h\gamma^2 \mathbf{v}\mathbf{v} - \mathbf{E}\mathbf{E} - \mathbf{B} - \mathbf{B} + pI \\ (h\gamma^2 - p - \gamma\rho) \mathbf{v} + \mathbf{E} \wedge \mathbf{B} \\ \mathbf{v}\mathbf{B} - \mathbf{B}\mathbf{v} \end{pmatrix}. \quad (4.10)$$

Pour clore ce système d'équations, nous utilisons dans le code `MPI-AMRVAC` l'équation d'état de Sygne qui peut être décrit sous ces termes,

$$p = \frac{(\Gamma - 1)\rho}{2} \left(\frac{e}{\rho} - \frac{\rho}{e} \right), \quad (4.11)$$

où $e = 1 + e_{\text{th}}^*$ et Γ l'indice adiabatique. Il s'agit de l'équation d'état d'un gaz parfait en régime relativiste.

D'autres équations d'état plus complexes peuvent être utilisées (Synge & Morse, 1958) qui impliquent des équations de Bessel et donc plus lourdes en matière de temps de calcul. Cependant, l'équation ci-dessus est suffisamment robuste pour rester valide en régime relativiste.

4.2.2 Schémas numériques

La méthode des volumes finis est massivement utilisée pour résoudre ce système d'équations différentielles (voir équation 4.8). La méthode des volumes finis est utilisée au travers du schéma de Godunov (Godunov & Bohachevsky, 1959). Numériquement, cela consiste à discrétiser l'espace et le temps suivant,

$$U^{n+1} = U^n + \Delta t^n \sum_{\text{idim}=1}^{\text{idim}=\text{ndim}} \frac{F^{i+1/2} - F^{i-1/2}}{\Delta x_{\text{idim}}^i}, \quad (4.12)$$

où U^n et U^{n+1} représentent le jeu de variables conservées évaluées aux temps t^n et $t^{n+1} = t^n + \Delta t^n$ avec Δt^n le pas de temps considéré.

Comme illustré par la Fig. 4.3, le flux $F^{i+1/2}$ est calculé à l'interface entre les cellules numérotées i et $i+1$ dans la direction idim . Le flux $F^{i-1/2}$ est estimé à l'interface entre les cellules i et $i-1$. On estime la valeur moyenne du flux sur la cellule dans la direction idim . Le flux est estimé comme la solution du problème de Riemann.

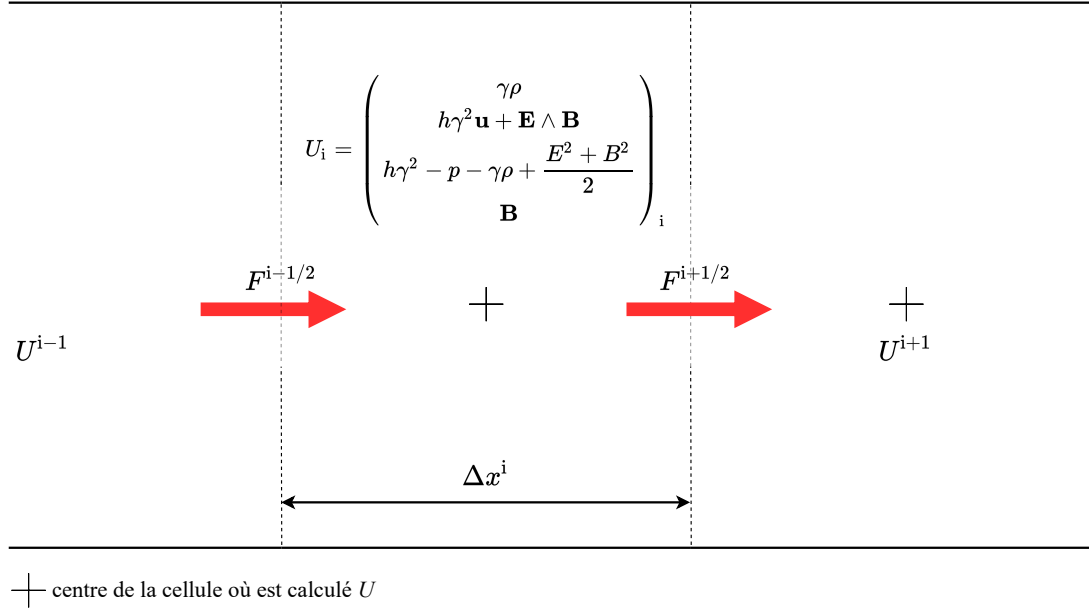


FIGURE 4.3 : Schéma de la méthode des volumes finis avec les variables conservées U calculées au centre de chaque cellule et les différents flux associés évalués aux interfaces.

Le problème de Riemann intervient dans le cadre de la résolution d'équations différentielles hyperboliques avec une condition initiale en morceaux séparé par seulement une discontinuité.

Un exemple est de considérer un ensemble de variable conservé variable $q(x, t)$ définie initialement comme,

$$q(x, t = 0) = \begin{cases} q_G & \text{pour } x < 0, \\ q_D & \text{sinon.} \end{cases} \quad (4.13)$$

La variable q peut représenter, par exemple, la pression de par et d'autre d'un choc. La position de la discontinuité, où de l'onde, évoluera alors à la vitesse v qui est nommée vitesse caractéristique.

La résolution du problème de Riemann va ainsi dépendre du nombre et de l'amplitude des différentes ondes caractéristiques parcourant le milieu. Dans le cadre de la MHD, il y a en tout sept ondes à traiter dans la direction idim avec les vitesses caractéristiques,

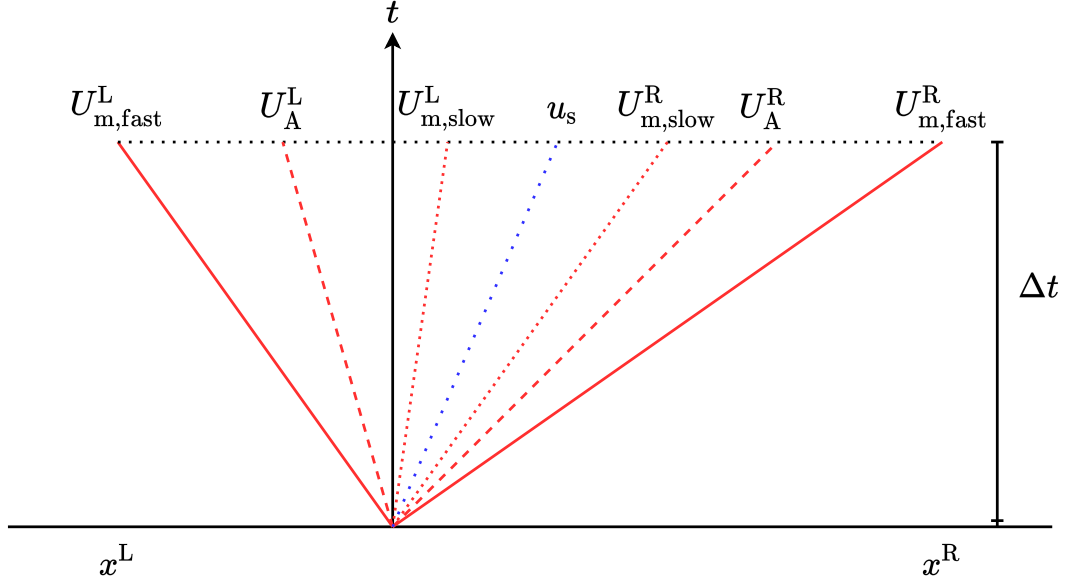


FIGURE 4.4 : Représentation des sept ondes caractéristiques présentes dans le cadre de la MHD.

$$\lambda_{1,7; \text{idim}} = u_s; \text{idim} \mp U_{m,\text{fast}; \text{idim}}, \quad (4.14)$$

$$\lambda_{2,6; \text{idim}} = u_s; \text{idim} \mp U_A; \text{idim}, \quad (4.15)$$

$$\lambda_{3,5; \text{idim}} = u_s; \text{idim} \mp U_{m,\text{slow}; \text{idim}}, \quad (4.16)$$

$$\lambda_{4; \text{idim}} = u_s; \text{idim}, \quad (4.17)$$

où u_s représente la vitesse du son, U_A est la vitesse d'Alfvén et $U_{m,\text{slow}}$ et $U_{m,\text{fast}}$ sont respectivement les vitesses magnéto-soniques lentes et rapides. Les vitesses de ces ondes sont illustrées dans la Fig. 4.4.

La vitesse d'Alfvén peut être définie avec,

$$U_{A; \text{idim}} = \sqrt{\frac{B_{\text{idim}}^2}{B_{\text{idim}}^2 + \rho h}}, \quad (4.18)$$

où B_{idim} représente les composantes de \mathbf{B} .

Les sept ondes caractéristiques satisfont l'inégalité suivante,

$$\lambda_1 \leq \lambda_2 \leq \lambda_3 \leq \lambda_3 \leq \lambda_4 \leq \lambda_5 \leq \lambda_6 \leq \lambda_7. \quad (4.19)$$

La capacité d’obtenir une solution au problème de Riemann est reliée à la condition de Courant-Friedrichs-Lewy. Si cette condition est respectée, alors les équations de la MHD offrent une solution stable dans la cellule considérée. Le pas de temps est contraint par la taille de la cellule et par l’onde dont la vitesse caractéristique est la plus importante. Ainsi, pour une taille de grille fixée, on a l’inégalité,

$$\Delta t \leq \frac{\Delta x}{\max(\lambda_1, \dots, \lambda_7)}. \quad (4.20)$$

Il existe une multitude de solveurs de Riemann qu’il est possible de classer en deux catégories, la première offrant une solution exacte au problème de Riemann et une seconde offrant seulement une approximation. Dans le cadre de la MHD où il y a sept ondes caractéristiques à prendre en compte, la résolution exacte du problème serait trop lourde numériquement. Ainsi, l’utilisation de schéma approximatif est préféré. Toutefois, de tels solveurs sont comparés dans des cas simples aux solveurs offrant des résultats exacts pour vérifier leur précision.

Dans le cadre de notre projet, le solveur de Harten-Lax-van Leer-Contact (HLLC) ([Toro et al., 1994](#)) est utilisé, celui-ci est une version plus complète du solveur de Harten-Lax-van Leer (HLL) ([Harten, 1983](#)). En effet, les solveurs du type HLLC permettent de prendre en compte trois d’ondes caractéristiques (là où le solveur HLL utilise seulement l’onde caractéristique la plus rapide vers la gauche et vers la droite). Cette prise en charge supplémentaire permet de limiter la dissipation numérique amenant à une erreur numérique moins importante. Une revue des différents algorithmes basés sur la méthode HLLC est visible dans [Toro \(2019\)](#).

Dans `MPI-AMRVAC`, le solveur implémenté est visible dans [Mignone & Bodo \(2006\)](#) et il est associé à une méthode de reconstruction spatiale d’ordre trois `cada3` ([Čada & Torrilhon, 2009](#)). Finalement, le code assure l’équation de Maxwell-Thomson (divergence du champ magnétique) via une méthode de nettoyage hyperbolique visible dans [Dedner et al. \(2002\)](#).

Avec tout ce bagage de méthode numérique, `MPI-AMRVAC` est paré pour réaliser des simulations de jets relativistes.

4.3 Simulations de jets relativistes

4.3.1 Structure du jet

À l’aide de `MPI-AMRVAC`, il est possible de simuler différents types de jets. Initialement, nous pouvons décrire le jet comme deux cylindres imbriqués ([Meliani](#)

& Keppens, 2007, 2009; Hervet et al., 2017). Ce choix de géométrie est sous-tendu par l'observation de jet présentant une structure transverse (Giroletti et al., 2004). Ce scénario de jet structuré est notamment utilisé pour expliquer le rayonnement γ de hautes énergies (Ghisellini et al., 2005) (voir chapitre 2).

Chacune des composantes du jet peut être décrite par un rayon, le rayon externe (celui du jet) est fixé comme suit,

$$R_{\text{jet}} = R_{\text{jet,ext}} = 0.1 \text{ pc} . \quad (4.21)$$

À titre d'illustration, on choisit ici la valeur typique retenue pour le rayon du jet de la radiogalaxie M 87 mesuré (Biretta & Junor, 1995; Biretta et al., 2002) à plusieurs rayons de Schwarzschild du cœur radio respectivement observée à 22 et 43 GHz.

Chaque composante du jet va donc transporter une fraction de la puissance cinétique totale qui correspond à valeur typique observée pour les AGN de type FR II (Ghisellini et al., 2014),

$$L_{\text{cin,tot}} = 10^{46} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} . \quad (4.22)$$

Ainsi dans chaque cylindre, on aura la fraction de luminosité suivante,

$$L_{\text{cin,ext}} = f_{\text{ext}} L_{\text{cin,tot}} = (\gamma_{\text{ext}} h_{\text{ext}} - 1) \rho_{\text{ext}} c^2 \gamma_{\text{ext}} \pi (R_{\text{ext}}^2 - R_{\text{int}}^2) v_{z,\text{ext}} , \quad (4.23)$$

$$L_{\text{cin,int}} = (1 - f_{\text{ext}}) L_{\text{cin,tot}} , \quad (4.24)$$

avec γ_{ext} le facteur de Lorentz du jet externe, h_{ext} son enthalpie spécifique, ρ_{ext} sa densité et $v_{z,\text{ext}}$ la valeur du champ de vitesses le long de sa direction de propagation. Le paramètre R_{int} représente le rayon du jet interne. Ces différents paramètres permettent de déterminer la fraction de luminosité emportée par la composante du jet externe $f_{\text{ext}} \in [0, 1]$. La boîte de simulation est représentée schématiquement sur la Fig. 4.5. Sur celle-ci, on y voit donc la présence d'un jet (ici décomposé en une composante interne et externe) plongé dans un milieu environnant (voir sous-section 4.3.2). La carte de densité représentée ici montre un jet en sous-densité par rapport au milieu environnant. Cette caractéristique fait partie du modèle "standard" des jets d'AGN (Scheuer, 1974; R. D. Blandford & Rees, 1974; Begelman & Cioffi, 1989; Daly, 1990).

4.3.2 Milieu environnant

Le jet va donc interagir avec un milieu environnant. Ce milieu est considéré comme statique et non magnétisé. Il est possible avec MPI-AMRVAC d'imposer ou

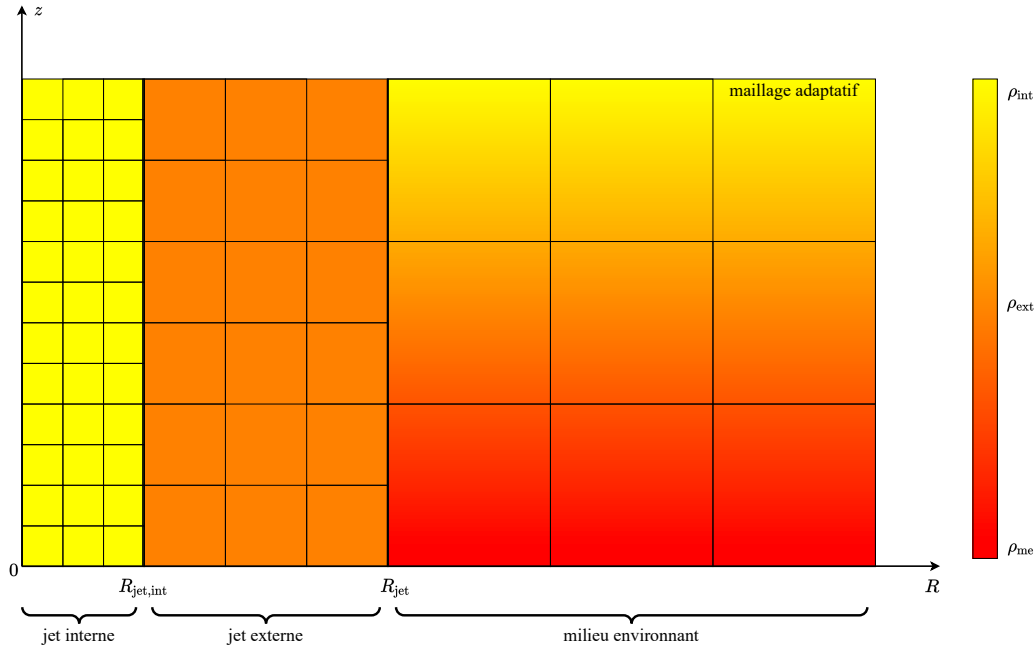


FIGURE 4.5 : Représentation schématique de la boîte de simulation accompagnée des différents paramètres associés aux zones simulées. Ici un gradient de densité est représenté dans le milieu environnant (haute densité en rouge, basse densité en jaune). Le schéma n'est pas à l'échelle.

non un profil sur la pression et de densité du milieu. En effet, en l'absence de profil particulier, on considérera les conditions initiales et uniformes suivantes,

$$p = p_{\text{me}} = \text{const} , \quad (4.25)$$

$$\rho = \rho_{\text{me}} = \text{const} . \quad (4.26)$$

Si cette solution est la plus souvent utilisée par souci de simplicité, il semble que la solution avec un profil non constant soit plus réaliste. En effet, la présence d'un gradient de pression et densité est directement liée à la présence d'un vent provenant de l'AGN (vent de disque par exemple) mais aussi dû au champ gravitationnel. Si le choix d'appliquer un profil apparaît donc comme une nécessité, la forme de celui-ci semble moins évidente à dériver des observations. Ainsi, dans de multiples travaux (Porth & Komissarov, 2015; Gourgouliatos & Komissarov, 2018), divers profils ont pu être testés, du profil purement en loi de puissance au plus complexe prenant en compte la présence d'un choc entre le vent et le milieu interstellaire.

Dans tous les cas, le jet sera fortement impacté par le profil du milieu environnant. Cela influencera fortement la géométrie et la dynamique du jet et donc la forme des ondes de compression et de raréfactions. Il faut noter que pour un certain profil, la dynamique du jet peut évoluer radicalement. En effet, [Porth & Komissarov \(2015\)](#) ont montré que lorsque l'on applique le profil $\xi(z)$,

$$\xi(z) \propto z^{-k}, \text{ avec, } k > 2, \quad (4.27)$$

le jet perd sa causalité et s'étend sans former de nouvelles zones de compressions. En effet, si la condition précédente est respectée, alors la vitesse d'extension radiale du jet est supérieure à celles de l'onde magnéto-sonique qui se propage vers l'intérieur du jet. Ainsi, le jet s'étend à l'infini sans former de nouvelles structures internes.

4.3.3 Ondes de compressions et de raréfactions

Comme le montrent les observations radios, des nœuds stationnaires sont visibles dans certains types de jet ([Lister et al., 2019, 2021](#)). Ces structures stationnaires sont discernables via VLBI. Dans l'hypothèse où ces nœuds sont des zones d'accélération de particules, le choc de recollimation peut être un candidat idéal (voir chapitre 2).

Dans un premier temps, il est possible de reproduire une structure montrant une alternance d'ondes de raréfactions et de compressions en considérant un jet en sur-pression par rapport aux milieux environnants. Cette sur-pression apparaît naturellement lorsque le jet se propage dans un milieu environnant, montrant un gradient en pression (et en densité). Cela aura pour effet d'étendre le jet radialement, engendrant alors la première apparition d'une onde de raréfaction se propageant depuis l'axe jusqu'au bord du jet.

Cette onde peut être caractérisée par le nombre de Mach du jet \mathcal{M} comme suit,

$$\mathcal{M} = \frac{\gamma v}{\gamma_s c_s}, \quad (4.28)$$

avec c_s la vitesse du son et le facteur de Lorentz associé $\gamma_s = (1 - c_s^2)^{-1/2}$.

Il est alors possible de déterminer l'angle α formé entre la direction du jet et la direction de propagation de l'onde de raréfaction,

$$\alpha = \arctan\left(\frac{1}{\mathcal{M}}\right). \quad (4.29)$$

La Fig. 4.6 représente schématiquement l'évolution des ondes de raréfactions et de compressions dans différentes configurations de jet. La première onde de

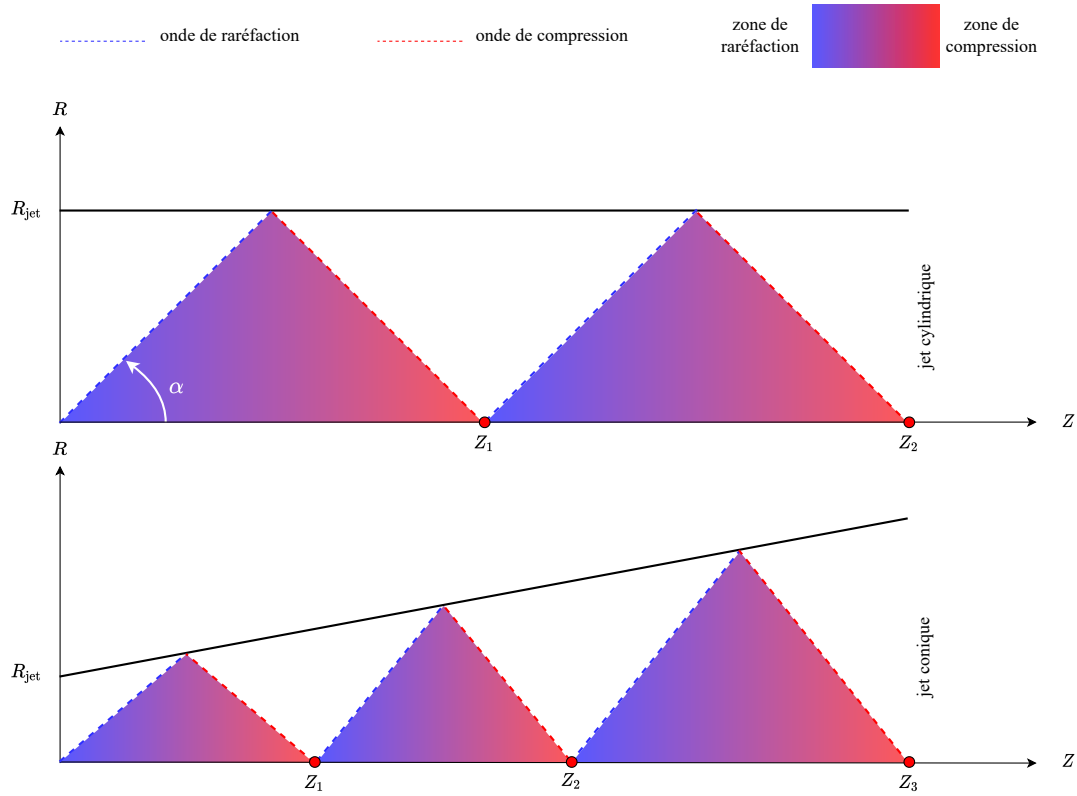


FIGURE 4.6 : Position théorique des nœuds de recollimation dans deux différentes géométries de jet (cylindrique et conique).

raréfaction formée va être partiellement réfléchi à l'interface entre le jet et le milieu environnant, l'onde réfléchi est une onde de compression qui va atteindre l'axe du jet en position notée z_1 . Le processus se répète pour former une succession de zones de raréfactions et de compressions dans le jet.

Toutefois, la forme du jet influence la position z_n des zones de compressions qui suivent la condition,

$$z_n = z_{n-1} \cdot \frac{\tan(\alpha)}{R_n}, \quad (4.30)$$

avec R_n est le rayon du jet à la position z_n .

Dans le cas d'une structuration transverse du jet, les ondes vont se propager dans les différentes composantes, mais aussi être partiellement réfléchies aux interfaces. Elles pourront alors interagir mutuellement et cela complexifiera grandement la position des nœuds de recollimations.

La Fig. 4.7 représente une carte de densité d'un jet à une composante, on y voit

une succession de zones de sur-densité et de sous-densité. Le jet étant cylindrique ici, la distance entre deux chocs successifs est donc relativement identique.

4.3.4 Perturbation de l'état stationnaire

Les observations radio VLBI nous montrent l'émergence de nœud mobile du cœur radio. Cependant, dans notre cas, nous ne simulons pas la base du jet. Ainsi, nous injecterons un éjecta à la base de notre boîte de simulation. Des scénarios de taux d'accrétion et d'éjection non constant ou de variabilité de l'efficacité des processus d'accrétion et d'éjection sont souvent discutés. D'autres mécanismes plus complexes sont aussi évoqués (Shende et al., 2019).

Quoi qu'il en soit, le choix des caractéristiques de l'éjecta reste un choix arbitraire. On se restreindra aux deux possibilités suivantes,

- éjecta sphérique en sur-pression et en sur-densité par rapport au jet (jet interne s'il y a une composante externe) injecté à la vitesse du jet ;
- éjecta sphérique de même pression et densité que le jet, mais avec une vitesse plus élevée.

Dans les deux cas, le paramètre crucial ici est l'énergie interne (ou la luminosité cinétique) de cet éjecta. La luminosité de l'éjecta est donnée suivant,

$$L_{\text{ej}} = (\gamma_{\text{ej}} h_{\text{ej}} - 1) \rho_{\text{ej}} c^2 \gamma_{\text{ej}} \pi R_{\text{ej}}^2 v_{\text{z, ej}}. \quad (4.31)$$

Seule l'énergie de l'éjecta, celle qui sera transférée à l'onde de choc, aura un impact sur l'intensité du choc et donc sur sa capacité d'accélérer des particules qui émettront du rayonnement. Numériquement, l'éjecta est décrit initialement dans le code comme une zone particulière, cependant son évolution obéit aux équations fluides décrites ci-dessus. Comme précisé, l'éjecta en tant que tel perdra rapidement sa cohésion spatiale au profit de l'onde de choc formée et se dissoudra dans le jet. La Fig. 4.7 représente un exemple de simulation de jet obtenue avec **MPI-AMRVAC**, on y voit une onde de choc générée par un éjecta (voir le chapitre 8 qui est dédié à cette simulation).

4.3.5 Magnétisation du jet

La magnétisation du jet est un nombre sans dimension permettant de déterminer si la dynamique du jet est gouvernée par le champ magnétique ou par la dynamique du fluide. Celle-ci peut être définie comme suit,

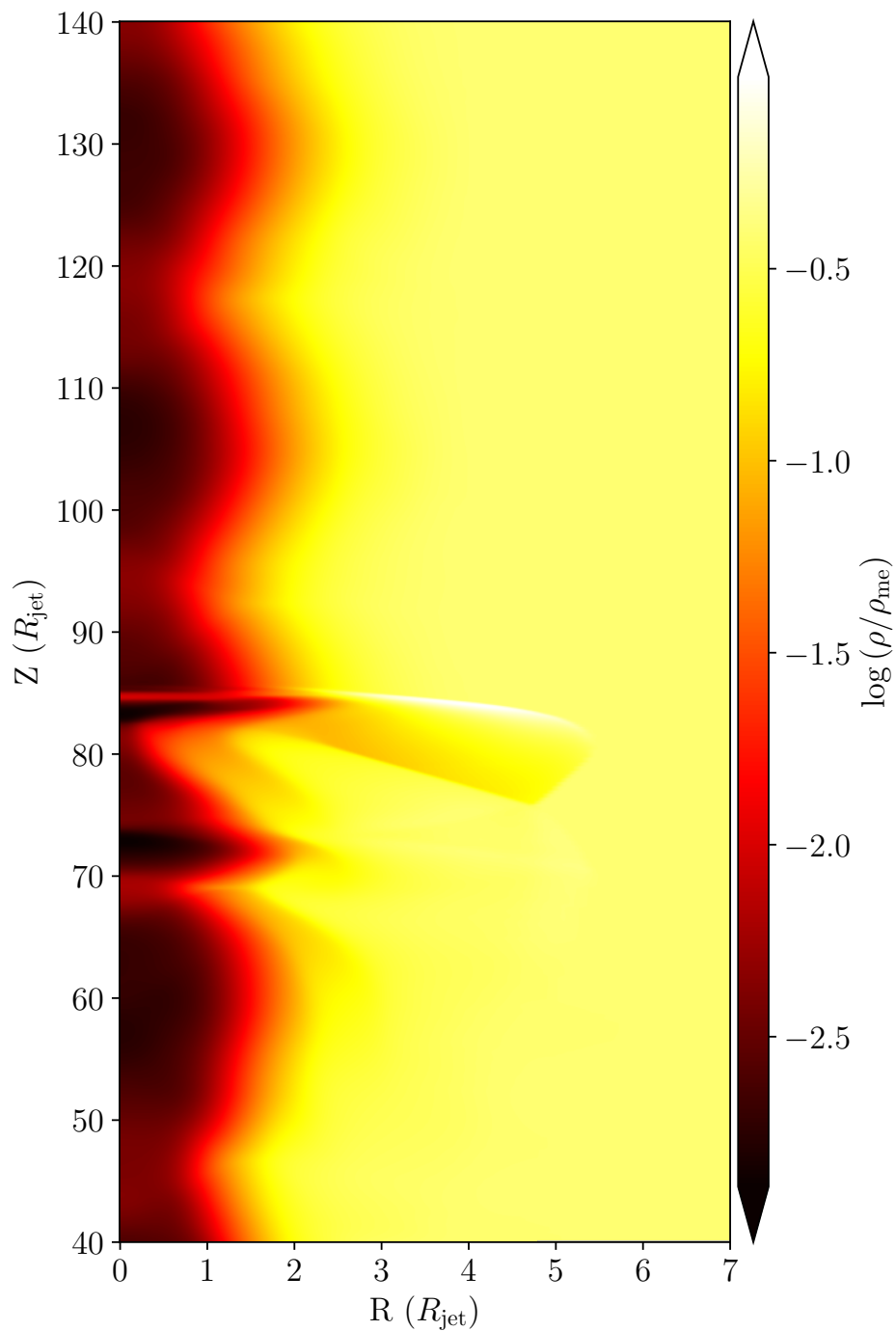


FIGURE 4.7 : Carte de densité (log) d'un jet à une composante simulée avec MPI-AMRVAC (voir chapitre 8). Ici, une onde de choc mobile générée par un éjecta est présente en $Z \simeq 85 R_{\text{jet}}$ (le jet se propage dans la direction des valeurs croissantes de Z).

$$\sigma_M = \frac{B^2 + (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B})^2}{2\gamma^2 \rho h}. \quad (4.32)$$

De nombreuses études sur la microphysique des chocs relativistes (Lemoine & Pelletier, 2010 ; Sironi et al., 2013 ; Plotnikov et al., 2018) montrent que le mécanisme d'accélération de particules par diffusion sur des chocs est efficace suivant la condition,

$$\sigma_M \lesssim 10^{-2}. \quad (4.33)$$

Dans le cadre d'une magnétisation trop élevée, et donc en l'absence d'accélération sur des chocs, l'accélération de particules peut être expliquée par le mécanisme de reconnexion magnétique. Ce mécanisme, ainsi que celui d'accélération sur des chocs, sont décrits dans la section 5.1.

Dans notre situation, nous fixons initialement la valeur de σ_M dans les différentes composantes du jet. Sa valeur permet de déterminer initialement la valeur du champ magnétique partout dans le jet. Typiquement, pour des jets structurés, nous fixons arbitrairement la magnétisation du jet interne à $\sigma_{M,\text{int}} = 10^{-3}$ et celle du jet externe à $\sigma_{M,\text{ext}} = 10^{-4}$. Ces valeurs induisent des intensités de champ magnétique $B \simeq 1 - 100$ mG proches de celles observées dans les jets d'AGN (O'Sullivan & Gabuzda, 2009).

4.3.6 Configuration du champ magnétique

Champ magnétique à large échelle

À l'aide du code `MPI-AMRVAC`, il est possible d'appliquer initialement un champ magnétique de large échelle dans le jet. On peut distinguer trois différentes géométries de champ magnétique que l'on peut décrire au sein de nos coordonnées cylindriques.

La norme du champ magnétique poloïdale (parallèle à l'axe du jet) est définie par la valeur imposée initialement sur la magnétisation. Le champ magnétique toroïdal sera décrit comme suit dans les différentes composantes (Meliani & Keppens, 2009),

$$B_\varphi = \begin{cases} B_{\varphi,\text{int},0} \left(\frac{R}{R_{\text{jet,int}}} \right)^{a_{\text{int}}/2} & \text{si } R < R_{\text{jet,int}}, \\ B_{\varphi,\text{ext},0} \left(\frac{R}{R_{\text{jet}}} \right)^{a_{\text{ext}}/2} & \text{si } R \geq R_{\text{jet,int}}, \end{cases} \quad (4.34)$$

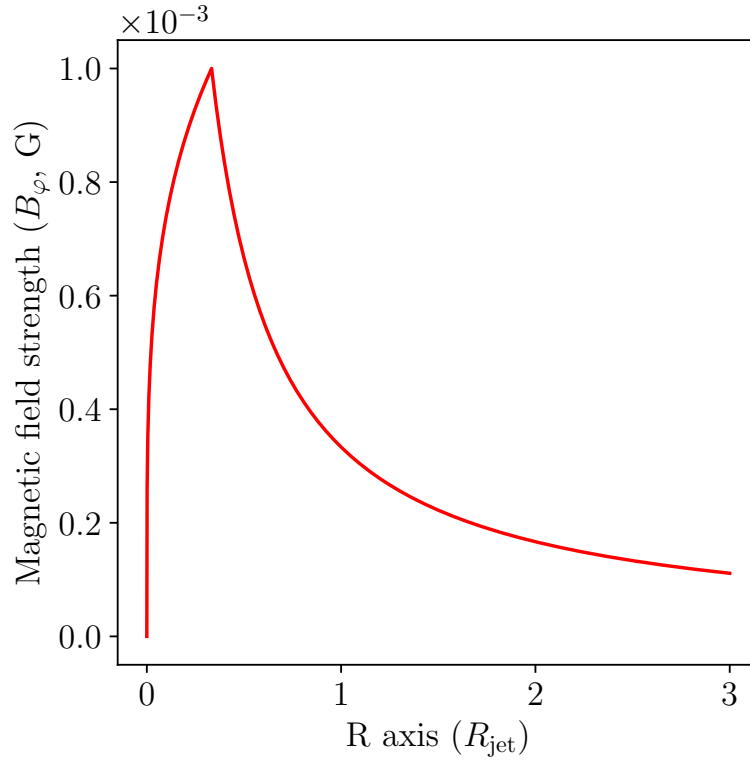


FIGURE 4.8 : Évolution du profil initial de la composante toroïdale B_φ du champ magnétique en fonction du rayon R . Ici, on a $B_{\varphi,\text{int},0} = B_{\varphi,\text{ext},0} = 10^{-3}$ G et $R_{\text{jet,int}} = R_{\text{jet}}/3$.

où les valeurs de $B_{\varphi,\text{int},0}$ et $B_{\varphi,\text{ext},0}$ sont définies respectivement comme les valeurs initiales obtenues par la magnétisation et par l'angle entre la composante poloïdale et toroïdale. On fixe également les paramètres $a_{\text{int}} = 0.5$ et $a_{\text{ext}} = -2$. En effet, dans le scénario où le jet est lancé à partir d'un disque d'accrétion (voir mécanisme de Blandford & Payne décrit en sous-section 2.6.2), les lignes magnétiques s'écartent les unes des autres plus rapidement dans la composante extérieure du jet comparé à la composante interne.

La dernière configuration possible est la configuration hélicoïdale qui est une combinaison d'une configuration poloïdale et toroïdale. Dans ce cas de figure, il est courant de définir l'angle θ_B formé entre la direction azimutale du champ et la direction poloïdale. Dans notre cas, nous définissons alors la configuration hélicoïdale avec,

$$\theta_B = 45^\circ. \quad (4.35)$$

Pour terminer, il est important de noter que si deux composantes de jets sont présentes, alors on applique une transition radiale $\chi(R)$ du type,

$$\chi(R) = \tanh\left(\frac{R}{R_{\text{jet,int}}/2}\right).$$

Cette transition permet d'éviter la présence de discontinuités abruptes entre les composantes et donc de limiter l'apparition d'instabilités numériques. Cette transition n'est pas seulement appliquée à la magnétisation du jet, mais aussi à l'ensemble des variables (ρ , p , etc.) de sorte que l'on applique simplement à z constant (par exemple),

$$\rho(r, z = \text{cst}) \equiv \rho(r, z = \text{cst}) \cdot \chi(R). \quad (4.36)$$

Champ magnétique turbulent

En plus d'un champ magnétique à large échelle, un champ magnétique turbulent de petite échelle peut être défini dans les différentes régions de la simulation (hors milieu ambiant supposé non magnétisé). Pour ce faire, nous définissons la densité d'énergie associée au champ magnétique turbulent comme une fraction de l'énergie thermique du milieu,

$$B_{\text{turb}}^2 = 4\pi\epsilon_B e_{\text{th}}, \quad (4.37)$$

où $\epsilon_B = 0.01$ est un paramètre libre. Il est choisi de sorte que le champ magnétique turbulent n'influence pas la dynamique du jet (voir [Zhang & MacFadyen \(2009\)](#); [Vlasis et al. \(2011\)](#) et les références associées).

Dans **MPI-AMRVAC**, l'évolution du champ magnétique turbulent advecté peut être mise sous forme conservée ([van Eerten et al., 2010](#)),

$$\partial_t \left(\frac{\gamma B_{\text{turb}}^2}{\rho^{1/3}} \right) + \nabla \cdot \left(\frac{\gamma B_{\text{turb}}^2}{\rho^{1/3}} \mathbf{v} \right) = 0. \quad (4.38)$$

4.4 Injection d'électrons relativistes

Dans la sous-section [2.7.7](#), le scénario choc - choc semble être un scénario prometteur pour expliquer les observations multilongueurs d'onde dans les jets relativistes. Néanmoins, d'un point de vue plus pratique, cela nécessite de définir la condition de chocs dans nos simulations, mais aussi la manière dont on va traiter la population de particules (ici des électrons) qui sera injectée aux chocs et advectée dans le jet.

Ainsi, dans la suite, nous allons détailler une méthode de détection de chocs que nous avons choisi d'utiliser, mais aussi la manière dont on gère la population d'électrons non thermiques relativistes, celle qui sera responsable de la contrepartie en rayonnement.

4.4.1 Méthode de détection de chocs

Si l'on observe la présence d'ondes de compression dans le jet, cela ne suffit pas pour les considérer comme des zones de chocs. La méthode numérique de détection de chocs que l'on utilisera doit donc être robuste pour qu'elle puisse différencier une onde de compression d'un véritable choc.

Si définir correctement la notion de choc peut être ardu, tenter de les détecter numériquement l'est tout autant, notamment dans le régime de la relativité restreinte. C'est dans ce cas de figure que nous allons utiliser la méthode de détection de chocs qui est décrite dans [Zanotti et al. \(2010\)](#) et valable dans le cas hydrodynamique relativiste. Selon cette méthode, on considère la vitesse relative v_{12} entre deux cellules adjacentes (notées donc par 1 et 2). Alors la condition de choc est remplie entre les cellules si on a,

$$v_{12} > \tilde{v}_{12}, \quad (4.39)$$

où sont définis respectivement la vitesse relative v_{12} et la vitesse seuil \tilde{v}_{12} comme suit,

$$v_{12} = \frac{v_1 - v_2}{1 - v_1 v_2}, \quad (4.40)$$

$$\tilde{v}_{12} = \tanh \left(\int_{p_1}^{p_2} \frac{\sqrt{h^2 \mathcal{A}_1^2 (1 - c_s^2)}}{(h^2 + \mathcal{A}_1^2) \rho c_s} dp \right). \quad (4.41)$$

On définit la quantité $\mathcal{A} = h\gamma v_r$ (avec v_r la vitesse radiale du fluide) et c_s la vitesse du son. La dérivation de \tilde{v}_{12} est proposée dans [Rezzolla et al. \(2003\)](#) et par initialement des relations de Rankine-Hugoniot dans un régime relativiste.

Dans le code **MPI-AMRVAC**, on teste cette condition entre les cellules, si cette condition est remplie, une variable booléenne **shock_on** est allumée (dans les cellules où un choc est détecté). Cette méthode de détection de choc pourrait être adaptée dans les cas de jets magnétisés. De fait, on repère spatialement un ensemble de chocs le long du jet et c'est sur ces chocs que l'on injectera la population d'électrons non thermique relativiste.

4.4.2 Équations du fluide d'électrons relativistes

Gérer l'accélération des particules relativistes sur des chocs est hors de portée de l'approche SR-MHD. À l'inverse de simulations PIC (ou hybride) dédiées où l'on gère directement des particules. La microphysique des chocs étant inaccessible dans notre approche, on peut encore modéliser un fluide d'électrons non thermique relativiste dont les caractéristiques permettent de simuler leur évolution dans le jet. Pour ce faire, il suffit d'injecter une population d'électrons aux niveaux des chocs détectés en suivant un spectre en énergie propre au mécanisme d'accélération diffusive. Ce mécanisme est décrit en sous-section 5.1.2.

Si un choc est détecté via la méthode décrite dans la partie précédente, alors la densité volumique d'électrons sera déterminée au choc de l'injection comme suit,

$$n_e(x = x_s) = \frac{\rho(x = x_s)}{m_p} \cdot \epsilon_e, \quad (4.42)$$

avec x_s représentant la position spatiale du choc détecté et $\epsilon_e = 0.01$. Ce dernier paramètre libre représente l'efficacité de l'injection. Celui-ci est aussi fixé de sorte que la dynamique des électrons n'influence pas la dynamique du jet. Concernant le facteur de Lorentz maximal des électrons, il est initialement fixé comme suit,

$$\gamma_{e,\max}(x = x_s) = 10^7. \quad (4.43)$$

Ce facteur représente l'une des bornes du spectre en énergie en loi de puissance qui détermine l'évolution de la densité d'électrons en fonction de leurs énergies. Cette distribution sera explicitée dans la sous-section 5.1.2. La borne minimale $\gamma_{e,\min}$ peut être fixée à 1 ou dépendre des caractéristiques de la zone de choc. La valeur maximale de $\gamma_{e,\max}$ est arbitraire et elle permet d'atteindre le rayonnement X dans le régime synchrotron comme observé dans un grand nombre d'AGN.

Ici le traitement des électrons est géré dans **MPI-AMRVAC** comme un fluide. On rappelle tout d'abord l'équation d'évolution du facteur de Lorentz γ_e d'un électron,

$$\frac{d\gamma_e}{dt} = \frac{\gamma_e}{3\rho} \frac{d\rho}{dt} - \gamma_e^2 \frac{\sigma_T B_{\text{tot}}^2}{6\pi m_e}, \quad (4.44)$$

où $B_{\text{tot}} = B + B_{\text{turb}}$ est le champ magnétique total qui résulte de la somme du champ magnétique B de large échelle et de B_{turb} le champ magnétique turbulent de petite échelle. Dans l'équation ci-dessus, le premier terme de droite représente le refroidissement adiabatique de l'élément fluide et le second le refroidissement synchrotron.

Le facteur de Lorentz des électrons est défini entre deux bornes $\gamma_{e,\min}$ ($\gamma_{e,\min}$ est fixé à 1) et $\gamma_{e,\max}$ qui obéit à l'équation ci-dessus. Entre ces deux bornes, la forme de la distribution est une loi de puissance (voir sous-section 5.1.2). Ainsi, on peut montrer que $\gamma_{e,\max}$ suit,

$$-\frac{1}{\gamma_{e,\max}^2} \frac{d\gamma_{e,\max}}{dt'} - \frac{1}{3\rho\gamma_{e,\max}} \frac{d\rho}{dt'} = \frac{\sigma_T}{6\pi m_e} B_{\text{tot}}^2, \quad (4.45)$$

$$-\frac{\rho^{1/3}}{\gamma_{e,\max}^2} \frac{d\gamma_{e,\max}}{dt'} - \frac{1}{3\rho^{2/3}\gamma_{e,\max}} \frac{d\rho}{dt'} = \frac{\sigma_T}{6\pi m_e} \rho^{1/3} B_{\text{tot}}^2, \quad (4.46)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\rho^{1/3}}{\gamma_{e,\max}} \right) = \frac{\sigma_T}{6\pi m_e} \frac{\rho^{1/3} B_{\text{tot}}^2}{\gamma}. \quad (4.47)$$

On rappelle que l'on a $dt = \gamma dt'$. La valeur de $\gamma_{e,\max}$ pouvant évoluer sur plusieurs ordres de grandeur pendant le refroidissement des électrons, on peut reformuler la dernière équation sous la forme (van Eerten et al., 2010),

$$\frac{d}{dt} \ln \left(\frac{\rho^{1/3}}{\gamma_{e,\max}} \right) = \frac{\sigma_T}{6\pi m_e} \frac{\gamma_{e,\max}}{\gamma} B_{\text{tot}}^2. \quad (4.48)$$

Le dernier terme de cette équation permet de prendre en compte le fait que les électrons vont rayonner une fraction de leurs énergies du fait de la présence d'un champ magnétique par effet synchrotron. Même si une démonstration complète sera donnée en sous-section 5.2.2, on peut déjà noter le temps typique de perte d'énergie par effet synchrotron est déterminée comme suit,

$$t_s = \frac{6\pi m_e}{B_{\text{tot}}^2 \sigma_T \gamma}. \quad (4.49)$$

Idéalement, ce terme doit aussi être comparé à d'autres temps caractéristiques comme celui d'échappements.

Pour le traitement du fluide d'électrons (et non du jet), nous utilisons dans MPI-AMRVAC un sous-cycle (Keppens et al., 2020) avec un pas de temps donné par t_s .

4.5 MPI-AMRVAC : mode d'emploi

Dans cette dernière partie, nous allons décrire succinctement l'utilisation pratique du code. Le code MPI-AMRVAC¹ est un code public écrit en FORTRAN 90 qui utilise en entrée un fichier paramètre rassemblant la configuration de la simulation. Cela comprend les caractéristiques de la boîte de simulation avec sa taille et sa

1. [Le site officiel](#) pour plus de détails sur le code.

résolution (nombre de niveaux de raffinements souhaité dans le maillage adaptatif) jusqu'aux caractéristiques des différentes zones simulées. On a donc un ensemble de conditions initiales sur le milieu environnant (et aux bords), le jet (voir sur le jet interne et externe) ainsi que sur la perturbation (éjecta). Au total, plus d'une cinquantaine de paramètres sont utilisés.

Une fois définie, cette condition initiale sert de point de départ au calcul. Celui-ci peut être effectué sur un ordinateur portable ou bien en parallèle sur un super-ordinateur, la différence résidant dans le temps de calcul. Au cours de cette thèse, ont été mis à contribution les super-ordinateurs du **CINES** et ceux du centre **ME-SOPSL**. Une grande part du temps de calcul est dédiée à la période transitoire où le jet atteint son état stationnaire. En effet, entre l'instant initial et la phase stationnaire réside une phase non physique plus ou moins longue où les différentes parties du système se mettent à l'équilibre. La durée de cette phase dépend fortement de la taille de la boîte de simulation, du nombre de niveaux de raffinements, mais aussi de la dynamique du jet qui peut être très instable suivant le choix des paramètres initiaux. L'état stationnaire est finalement atteint lorsque l'état du système n'évolue plus. C'est donc à partir de cet instant que la perturbation (éjecta) pourra être injectée.

En sortie, l'état du système est sauvegardé sous la forme de fichier du type **vtk**. Ce type de fichier est dédié à la visualisation et peut être lu avec des logiciels dédiés comme **Paraview** (ou bien avec des bibliothèques Python). Ainsi, dans chaque fichier, on aura l'état 2D du système d'un ensemble de variables choisies au préalable (densité, pression, champ magnétique, etc.). L'utilisation de tels fichiers dans le cadre d'un traitement radiatif en post-traitement est détaillée dans le chapitre 6, qui est dédié au code **RIPTIDE**.

Chapitre 5

Processus radiatifs dans les jets d'AGN

Sommaire

5.1	Mécanismes d'accélération de particules	106
5.1.1	Accélération par reconnexion magnétique	106
5.1.2	Accélération diffusive par un choc : Fermi I	107
5.1.3	Accélération stochastique sur des turbulences : Fermi II	109
5.1.4	Accélération de cisaillement sur des turbulences	109
5.2	Mécanismes d'émission synchrotron et synchrotron <i>self-Compton</i>	110
5.2.1	Puissance émise par une particule chargée dans un champ magnétique	110
5.2.2	Émission synchrotron	113
5.2.3	<i>Synchrotron Self-Compton</i>	118
5.2.4	Champ de photons externe	121
5.3	Équation de transfert radiatif	122
5.4	Absorption EBL	124
5.5	Effets relativiste	124
5.5.1	<i>Doppler boosting</i>	124
5.5.2	Mouvement super-luminique dans le jet	128
5.5.3	<i>Light crossing effect</i>	130

5.1 Mécanismes d'accélération de particules

Comme souligné dans la sous-section 2.1.4, le rayonnement observé dans les jets relativistes est non thermique et semble provenir d'une population de particules relativistes. L'émission observée aux très hautes énergies suggère qu'il doit exister des processus physiques permettant aux particules d'atteindre de grandes énergies. Plusieurs mécanismes de gain d'énergie (ou d'accélération) ont pu être théorisés, et nous proposons dans la suite de présenter ceux ayant fait leurs preuves dans le passé pour reproduire certaines caractéristiques observationnelles. On mettra l'accent sur le mécanisme d'accélération diffusive sur des chocs (Fermi I) qui est le mécanisme au cœur du modèle retenu dans nos études.

5.1.1 Accélération par reconnexion magnétique

Dans le cadre d'un milieu fortement magnétisé, comme c'est le cas dans les jets relativistes, la configuration magnétique peut être perturbée par le mouvement du fluide. De telles perturbations peuvent amener deux lignes de champ magnétique à se rencontrer et reconnecter, formant alors des îlots magnétiques. La Fig. 5.1 illustre la situation. Le déplacement des lignes est dû au déplacement du fluide vers le centre de la zone de diffusion magnétique. Dans cette région, où les lignes se reconnectent, l'énergie magnétique est convertie en énergie thermique et puis en énergie cinétique qui est transmise aux particules. La reconnexion permet d'accélérer des particules perpendiculairement à la direction du fluide entrant u_0 dans la région de cisaillement. Il est possible de déduire la vitesse du fluide sortant u_1 ,

$$u_1 \simeq U_A = \sqrt{\frac{B_1^2}{B_1^2 + \rho_1 h_1}}, \quad (5.1)$$

avec B_1 l'intensité du champ magnétique après reconnexion, ρ_1 la densité de matière dans la zone de diffusion avant reconnexion et h_1 l'enthalpie associée.

Par ailleurs, il est possible de relier la vitesse sortante u_1 avec la vitesse entrante u_0 à la dimension spatiale de la zone de diffusion,

$$\frac{u_1}{u_0} \simeq \frac{L}{l}, \quad (5.2)$$

avec L la longueur de la zone de diffusion ou de cisaillement et l son épaisseur.

En général, comme $l < L$, on trouve bien que $u_1 > u_0$, il y a donc accélération. Ainsi, une particule relativiste dans le référentiel du flux sortant gagne en énergie. Dans la plupart des cas, les particules les plus énergétiques seront accélérées en

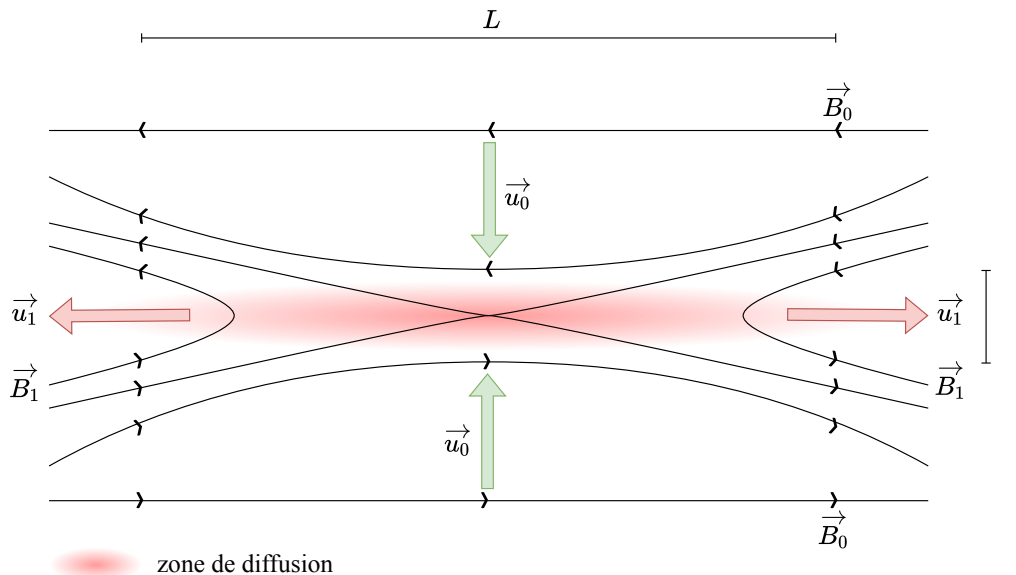


FIGURE 5.1 : Principe de reconnexion magnétique. Les différentes quantités sont indexées 0 (fluide entrant) et 1 (fluide sortant).

interagissant avec les multitudes d'îlots magnétiques formés lors de reconnexions.

La reconnexion relativiste a fortement été étudié au travers des simulations PIC (Sironi & Spitkovsky, 2014). La forme théorique du spectre en énergie typique attendue est une loi de puissance de la forme,

$$n(\gamma) \propto \gamma^{-p}, \quad (5.3)$$

avec n la densité de particules, γ l'énergie associée et $1 \leq p \leq 2$ l'index de la loi de puissance. La valeur de p dépendra fortement de la magnétisation du milieu.

5.1.2 Accélération diffusive par un choc : Fermi I

Si le mécanisme d'accélération par reconnexion magnétique nécessite une forte magnétisation du milieu, le mécanisme d'accélération diffusive sur des chocs (ou accélération Fermi 1) nécessite lui un milieu peu magnétisé ($\sigma_{\text{mag}} \lesssim 10^{-2}$). Ce mécanisme est utilisé dans cette thèse pour expliquer l'émission multilongueurs d'onde des jets d'AGN à l'échelle du parsec.

La Fig. 5.2 représente schématiquement ce mécanisme d'accélération. La particule traverse un certain nombre de fois le choc en réalisant des cycles de Fermi (cela dépend de l'orientation de la particule (des angles θ'_1 et θ_0) mais aussi de la vitesse des différents référentiels (celle du milieu aval v_1 , amont v_2 et du choc v_{choc})). À

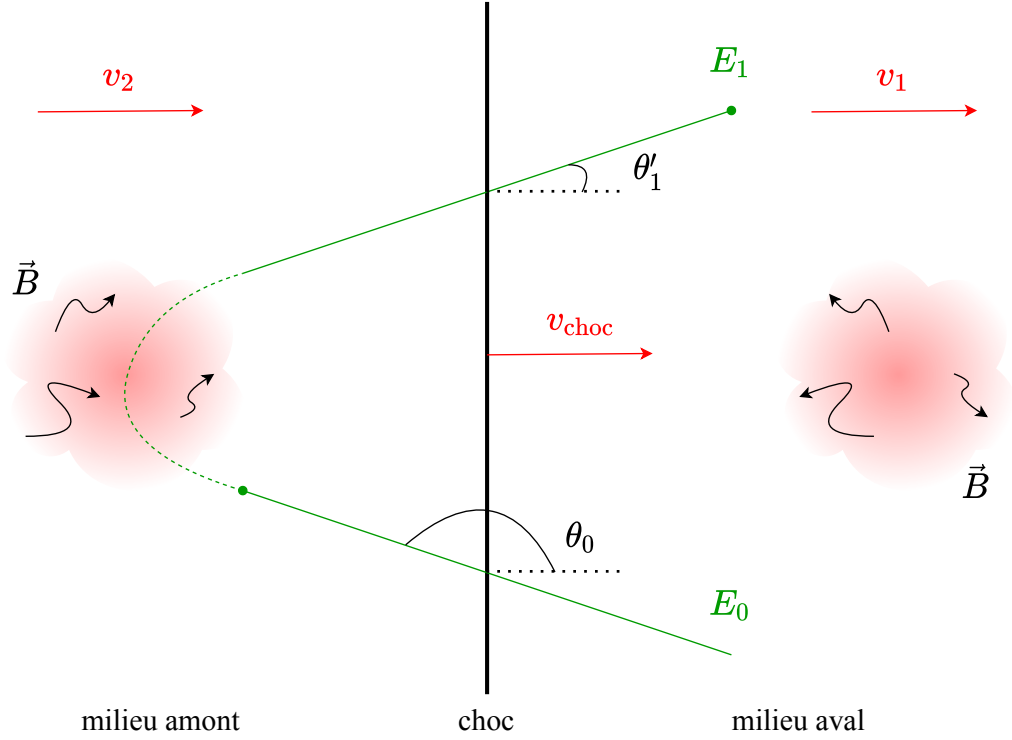


FIGURE 5.2 : Représentation schématique d'un cycle de Fermi au travers d'un choc non-relativiste. E_0 est l'énergie initiale et E_1 l'énergie finale ($E_1 > E_0$).

chaque cycle, l'énergie de la particule augmente ($E_1 > E_0$). La probabilité que la particule effectue peu de cycles étant plus importante, beaucoup de particules seront accélérées aux basses énergies et peu aux très hautes énergies. La dérivation du spectre en énergie est explicitée en Annexe A dans le cadre d'un choc non-relativiste.

De cette dérivation, on peut finalement décrire la distribution en énergie d'une population d'électrons comme suit,

$$n_e(\gamma_e) = K\gamma_e^{-p}, \quad (5.4)$$

avec γ_e le facteur de Lorentz des électrons, K le facteur de normalisation, n_e [cm^{-3}] la densité d'électrons relativistes ayant un facteur de Lorentz γ_e et enfin p l'indice de la loi de puissance qui est définie avec,

$$p = \frac{r+2}{r-1} \quad (5.5)$$

où r est le taux de compression (compression sur la densité ou la pression) imposé par le choc. Les chocs dans les jets relativistes peuvent être relativistes et

non-relativistes. La revue par [Sironi et al. \(2015\)](#) offre plus de détails sur les chocs relativistes et comment cela modifie le spectre en énergie des particules accélérées. La forme du spectre en énergie des électrons peut donc être définie par une loi de puissance (équation 5.4). Toutefois, celle-ci peut être définie entre deux bornes. Une borne minimale, $\gamma_{e,\min}$ dont la valeur peut évoluer notamment si l'on considère des mécanismes de ré-accélérations et une borne maximale $\gamma_{e,\max}$ où il y a équilibre entre l'accélération et la perte radiative des particules.

La présence d'un choc dit fort (ou faible) relativiste ou non-relativiste va impacter la valeur de p . Pour des chocs relativistes, on adoptera $p = 2.2$.

5.1.3 Accélération stochastique sur des turbulences : Fermi II

L'accélération stochastique réside dans l'interaction que peut avoir une particule avec un champ magnétique turbulent aux petites échelles. Dans un plasma, ces turbulences se manifestent par la présence d'un champ magnétique turbulent δB s'additionnant à un champ magnétique B de grande échelle. Ce champ magnétique turbulent perturbe la structure des ondes d'Alfvén dans le milieu. Toute une variété d'ondes apparait, chacune pouvant être décrites par un nombre d'ondes $k = 2\pi/\lambda$ (λ étant la longueur d'onde de l'onde d'Alfvén considérée). Cette collection d'ondes d'Alfvén peuvent être décrite au travers d'un spectre en puissance de la forme,

$$W(k) \propto k^{-q}, \quad (5.6)$$

où l'indice de la loi de puissance q peut prendre différentes valeurs suivant les approximations considérées. Concrètement, les particules vont interagir avec les ondes d'Alfvén et peuvent échanger leur énergie (et leur impulsion).

Dans le cas de jet d'AGN, l'approximation dite *hard-sphere* avec $q = 2$ ([Asano & Hayashida, 2018](#); [Dmytriiev et al., 2021](#)) a permis de reproduire des caractéristiques observationnelles des blazars. La forme théorique du spectre en énergie des particules accélérées est très proche d'une distribution de Maxwell - Jüttner ([Katarzyński et al., 2006](#)).

5.1.4 Accélération de cisaillement sur des turbulences

Un dernier mécanisme d'accélération que nous évoquerons ici est le mécanisme d'accélération par cisaillement sur des turbulences. Celui-ci a été théorisé relativement récemment ([F. M. Rieger, 2019](#)) et a lieu à l'interface entre deux fluides

relativistes. On peut alors le catégoriser en deux catégories représentant deux situations physiques différentes (bien que mutuellement réalisables). Un cisaillement pourra apparaître à l'interface entre deux composantes du jet, entre une composante interne très rapide et une composante externe plus lente. Dans ce cas de figure, il va exister un gradient de vitesse azimutale entre ses deux composantes pouvant permettre l'accélération de particules. Le second mode évoqué est l'accélération à l'interface entre deux fluides en rotations différentielles où un gradient de vitesse sera présent. Dans tous les cas, c'est bien les turbulences à petites échelles qui permettront de diffuser les particules et les faire passer de part et d'autre de l'interface. La Fig. 5.3 représente schématiquement ces deux modes d'accélération par cisaillement. Ce mécanisme est caractérisé par l'émergence d'un spectre en énergie des particules accélérées formé de plusieurs composantes. Plus simplement, on obtiendra un mélange entre un spectre en énergie de type Fermi I et II.

5.2 Mécanismes d'émission synchrotron et synchrotron *self-Compton*

5.2.1 Puissance émise par une particule chargée dans un champ magnétique

Les jets relativistes sont donc composés de particules susceptibles d'être accélérées aux hautes énergies via l'un des mécanismes mentionnés ci-dessus. Dans la suite, nous allons donc considérer une particule chargée de charge q . Dans un premier temps, imaginons cette particule immobile, le champ électrique à une distance r vaut alors,

$$|\mathbf{E}| = E_r = \frac{q}{r^2}. \quad (5.7)$$

Si maintenant la particule est accélérée via un certain processus, le champ électrique est perturbé et une composante perpendiculaire se propage à la vitesse de la lumière. La Fig. 5.4 représente schématiquement cette situation.

À l'aide du théorème de Thalès, on peut simplement écrire la relation entre les deux composantes du champ électrique,

$$\frac{E_{\perp}}{E_r} = \frac{\Delta v \sin(\theta)}{c \Delta t}, \quad (5.8)$$

où $\Delta v / \Delta t$ représente l'accélération de la particule pendant un temps Δt et θ est l'angle formé entre la direction de propagation de la particule et les lignes

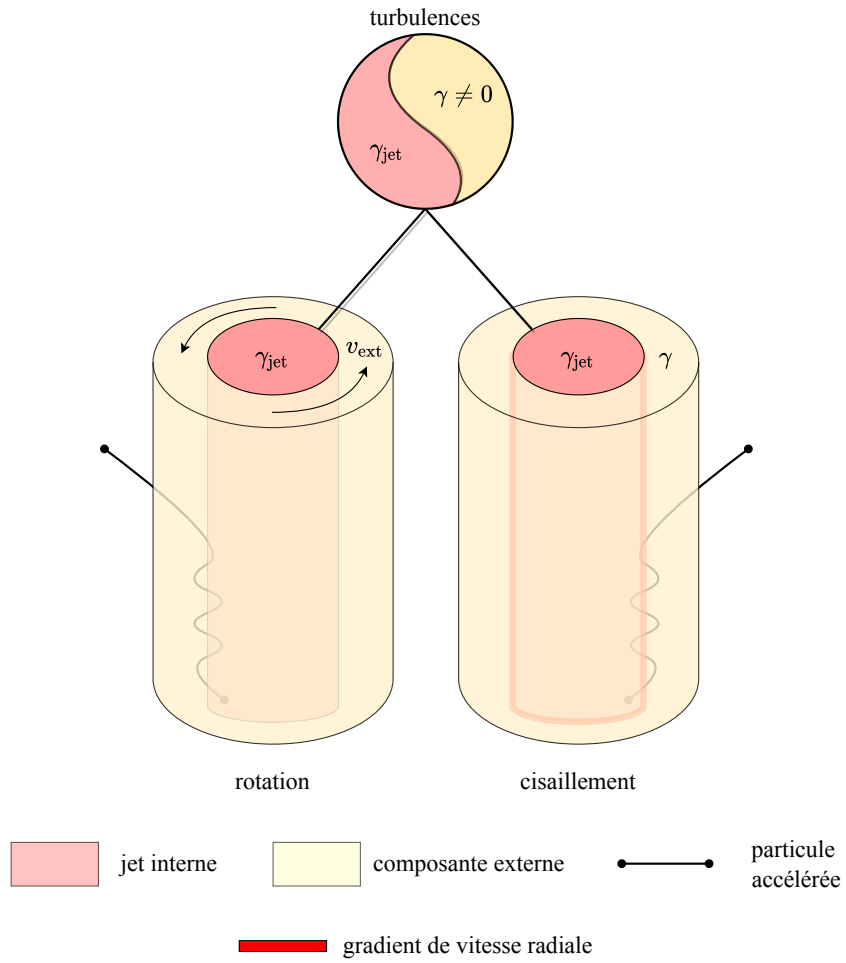


FIGURE 5.3 : Représentation schématique du mécanisme d'accélération par cisaillement sur une interface.

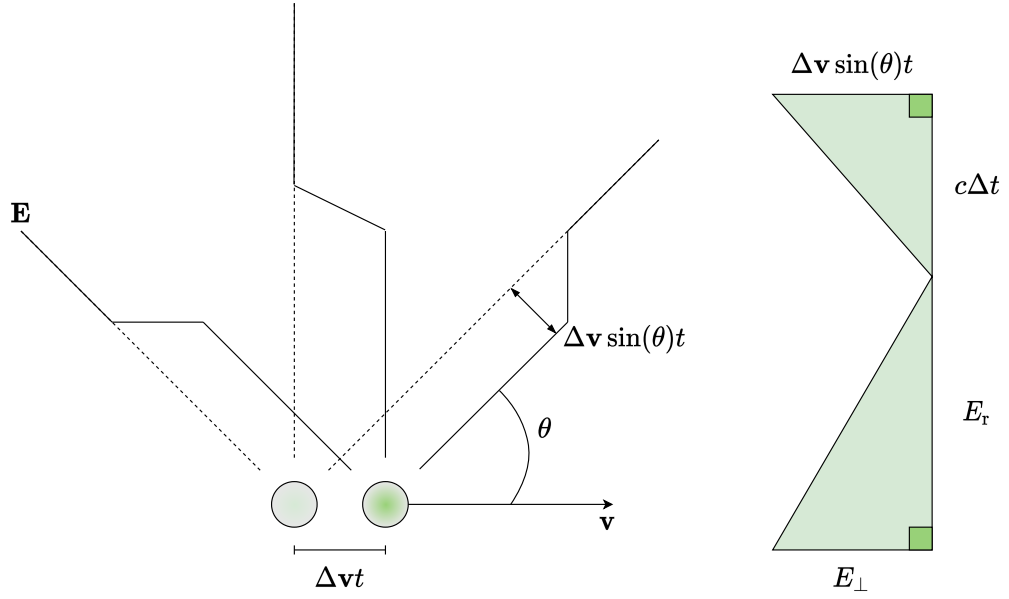


FIGURE 5.4 : Représentation schématique du champ électrique avant (lignes pointillées) et après (lignes pleines) l'accélération de l'électron.

du champ électrique. Connaissant la forme de la composante radiale du champ électrique (équation 5.7), on peut écrire,

$$E_{\perp} = \frac{q}{r^2} \left(\frac{\Delta v}{\Delta t} \right) \frac{t \sin(\theta)}{c}. \quad (5.9)$$

Cette perturbation perpendiculaire se propage à une distance $r = c \cdot t$, par ailleurs, pour un pas de temps infinitésimal, on a,

$$E_{\perp} = \frac{q\dot{v} \sin(\theta)}{rc^2}, \quad (5.10)$$

où $\Delta v/\Delta t \rightarrow \dot{v}$.

Il apparaît que cette composante perpendiculaire va dominer le champ électrique à grande distance. Dans notre situation, nous pouvons donc simplement réduire le champ électrique à cette unique composante perpendiculaire. C'est celle-ci qui va transporter l'énergie rayonnée par la particule.

Le flux de Poynting représente par définition la quantité d'énergie transportée par une onde électro-magnétique. Ici, on a $|\mathbf{E}| = |\mathbf{B}|$, alors le flux de Poynting s'écrit,

$$|\mathbf{\Pi}| = \frac{c}{4\pi} E^2 = \frac{q^2 \dot{v}^2}{4\pi c^3} \frac{\sin^2(\theta)}{r^2}. \quad (5.11)$$

À grande distance r , la puissance rayonnée par la particule suit donc un comportement dipolaire en forme de tore ($\propto \sin^2(\theta)$). Il est donc possible de calculer la puissance totale émise P par la particule en évaluant l'intégrale suivante,

$$P = \frac{q^2 \dot{v}^2}{4\pi} \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \frac{\sin^2(\theta)}{r^2} r^2 \sin(\theta) d\theta d\phi, \quad (5.12)$$

$$= \frac{2}{3} \frac{q^2 \dot{v}^2}{c^3}. \quad (5.13)$$

Ce résultat montre que toutes les particules chargées et accélérées vont rayonner cette énergie. Il faut noter ici que pour arriver à ce résultat, nous avons fait une approximation sur la réponse du champ électrique de la particule lors de son accélération. Une démonstration historique plus rigoureuse faisant appel au potentiel retardé de Lienard-Wiechert est visible dans [Wiechert \(1901\)](#).

5.2.2 Émission synchrotron

Une particule chargée qui est accélérée peut alors rayonner son énergie. Dans la plupart des mécanismes évoqués plus haut, le champ magnétique joue un rôle primordial dans le gain d'énergie. Dans ce cas de figure, il y aura émission synchrotron. Dans les sources astrophysiques et spécifiquement dans les jets, l'émission synchrotron joue un rôle important pour expliquer le spectre en énergie observé et notamment le pic observé à basse fréquence.

De l'équation 5.13, on a,

$$P'_s = \frac{2q^2 a_{\perp}'^2}{3c^3},$$

où P'_s est la puissance synchrotron totale émise par une particule et a'_{\perp} l'accélération soumise par la force de Lorentz. La particule étant relativiste, une transformation de Lorentz est nécessaire pour obtenir cette accélération dans le référentiel de l'observateur. En effet, on a la transformation,

$$a_i = \frac{dv_i}{dt} = \frac{1}{\gamma} \frac{dv'_i}{dt'} \frac{dt'}{dt} = \frac{a'_i}{\gamma^2}, \quad (5.14)$$

où γ le facteur de Lorentz et $i \equiv [y, z]$.

Concernant la puissance totale émise, il s'agit d'un invariant relativiste,

$$P = \frac{dE}{dt} = \frac{dE}{dE'} \frac{dE'}{dt'} \frac{dt'}{dt} = \gamma P' \frac{1}{\gamma} = P'. \quad (5.15)$$

Nous sommes en mesure de réécrire la puissance totale synchrotron rayonnée qui sera décrite avec,

$$P_s = \frac{2e^2 a_\perp^2 \gamma^4}{3c^3}. \quad (5.16)$$

Comme nous venons de le mentionner, l'accélération magnétique est liée à la force de Lorentz,

$$\mathbf{F} = q \frac{\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}}{c}, \quad (5.17)$$

où \mathbf{v} est le vecteur vitesse de la particule et \mathbf{B} le champ magnétique. On les définit dans le repère orthonormé \mathbf{u}_r , \mathbf{u}_\perp (voir Fig. 5.5) dans la direction perpendiculaire et \mathbf{u}_\parallel dans la direction parallèle du champ magnétique. On aura alors,

$$\mathbf{v} = v_r \mathbf{u}_r + v_\perp \mathbf{u}_\perp + v_\parallel \mathbf{u}_\parallel, \quad (5.18)$$

$$\mathbf{B} = B \mathbf{u}_\parallel, \quad (5.19)$$

où $v_r = 0$.

La force de Lorentz ne travaille pas sur la particule, on a alors $\mathbf{F} \cdot \mathbf{v} = 0$. Par conséquent, la particule ne peut être accélérée le long d'une direction parallèle à \mathbf{B} . Il vient que la particule a une trajectoire hélicoïdale centrée autour des lignes de champ magnétique. La force de Lorentz contrebalance alors la force centrifuge générée comme suit (on projette sur le vecteur \mathbf{u}_r),

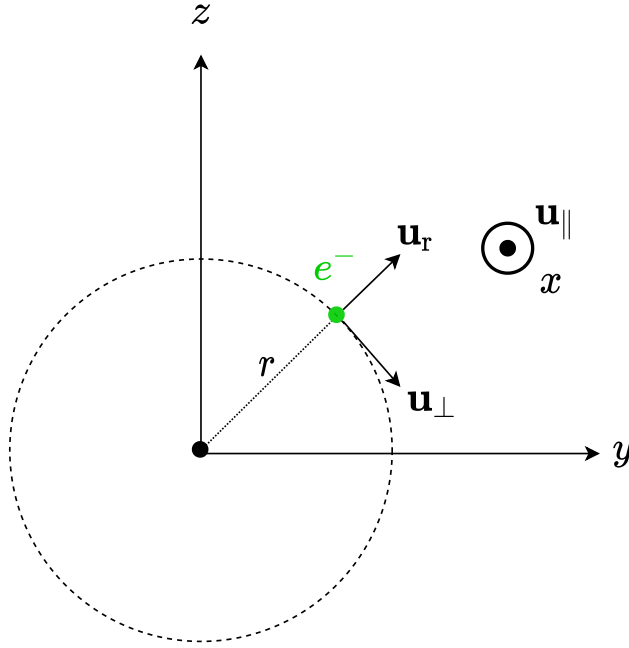
$$\gamma m a_r + q \left| \frac{\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}}{c} \right|_r = 0, \quad (5.20)$$

$$\frac{\gamma m v_\perp^2}{r} - q \frac{v_\perp B}{c} = 0, \quad (5.21)$$

$$v_\perp = \omega_B r, \quad (5.22)$$

où $a_r = v_\perp^2/r$ (terme centripète), m est la masse de la particule et ω_B la pulsation synchrotron. Par identification,

$$\omega_B = \frac{qB}{\gamma m c}. \quad (5.23)$$


 FIGURE 5.5 : Repère orthonormé $(\mathbf{u}_r, \mathbf{u}_\perp, \mathbf{u}_\parallel)$ du problème.

Dans le cas des jets d'AGN, si l'on suppose, par exemple, $B \simeq 1$ mG et $\gamma = 10^5$, on obtient comme fréquence orbitale,

$$\nu_B = \frac{\omega_B}{2\pi} \simeq 2.8 \times 10^{-2} \text{ Hz} . \quad (5.24)$$

Il est possible de montrer que l'on a,

$$a_\perp = \omega_B v_\perp , \quad (5.25)$$

$$= \frac{qBv_\perp}{\gamma mc} , \quad (5.26)$$

$$= \frac{qBv \sin(\alpha)}{\gamma mc} , \quad (5.27)$$

où α est l'angle constant formé entre v_\perp et la direction du champ magnétique (appelé aussi *pitch angle* en anglais).

La puissance totale synchrotron rayonnée devient,

$$P_s = \frac{2q^2\gamma^2}{3} \frac{q^2 B^2}{m^2 c^2} v^2 \sin^2(\alpha) . \quad (5.28)$$

À ce stade, il convient d'introduire la section efficace de Thomson σ_T définie avec,

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \simeq 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2. \quad (5.29)$$

Cette section efficace est associée à la diffusion Thomson qui rend compte de l'interaction entre une onde électro-magnétique et un électron de masse m_e . Lors d'une telle interaction, l'électron est brièvement accéléré par l'énergie transmise par l'onde. Cependant, la puissance totale contenue dans le champ électro-magnétique reste constante comme l'énergie reçue par la particule est rayonnée. Finalement, pour un électron, on peut écrire la puissance totale rayonnée par effet synchrotron comme suit,

$$P_s = 2\sigma_T \beta^2 \gamma^2 c U_B \sin^2(\alpha), \quad (5.30)$$

où $\beta = v/c$ et $U_B = B^2/8\pi$ la densité d'énergie magnétique.

Dans un jet d'AGN, on peut considérer que l'émission synchrotron provenant d'une large collection d'électrons est isotrope. Ainsi, il peut être intéressant de calculer la puissance moyenne rayonnée $\langle P \rangle$ sur l'ensemble des angles α . Si l'on considère que tous les électrons ont le même facteur de Lorentz, on peut écrire,

$$\langle P_s \rangle = 2\sigma_T \beta^2 \gamma^2 c U_B \langle \sin^2(\alpha) \rangle = \frac{4}{3} \sigma_T \beta^2 \gamma^2 c U_B. \quad (5.31)$$

On obtient la puissance moyenne rayonnée par effet synchrotron, celle-ci dépend alors du facteur de Lorentz des électrons et de la densité d'énergie magnétique dans le milieu.

Un calcul plus complet permet de prendre en compte le fait que les électrons n'ont pas tous la même énergie et le même angle α , dans ce cas, la puissance rayonnée par un électron vaut,

$$P_s(\nu, \gamma, \alpha) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin(\alpha)}{m_e c^2} \left(\frac{\nu}{\nu_c} \right) \int_{\nu/\nu_c}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta, \quad (5.32)$$

avec P_s donnée en $[\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1} \cdot \text{sterad}^{-1}]$, $K_{5/3}$ est la fonction de Bessel modifiée d'ordre 5/3 et ν_c la fréquence critique donnée comme suit,

$$\nu_c = \frac{3}{2} \nu_s \sin(\alpha), \quad (5.33)$$

où l'on note la fréquence du pic synchrotron comme $\nu_s = \gamma^3 \nu_B$.

À partir de la puissance rayonnée, il est possible de déterminer l'émissivité synchrotron. L'émissivité représente la somme de la puissance synchrotron rayonnée par une population d'électrons relativistes. Cette population est caractérisée par une densité $n_e(\gamma)$.

L'émissivité synchrotron $\epsilon_s(\nu)$ est donc donnée par l'intégrale suivante,

$$\epsilon_s(\nu) = \frac{1}{4\pi} \int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_{\max}} n_e(\gamma) P_s(\nu, \gamma, \alpha) d\gamma. \quad (5.34)$$

L'émissivité est donnée en $[\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{Hz}^{-1} \cdot \text{sterad}^{-1}]$ avec $\alpha = (p+1)/2$ l'indice spectral. Les bornes de l'intégrale représentent l'énergie minimale (γ_{\min}) et maximale (γ_{\max}) que pourra avoir une particule. On remarque que le spectre en énergie des particules accélérées est présent naturellement ici. Ainsi, si l'on considère observer un rayonnement synchrotron dans les jets d'AGN et dans le cas d'un milieu optiquement mince, la mesure de l'index spectral peut nous renseigner sur la valeur de l'index des particules accélérées.

Au cours de sa propagation, ce rayonnement peut être absorbé. On peut donc définir un coefficient d'absorption synchrotron $k_s(\nu)$, il est donné comme suit,

$$k_s(\nu) = \frac{1}{8\pi m_e \nu^2} \int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_{\max}} \frac{n_e(\gamma)}{\gamma^2} \frac{d}{d\gamma} [\gamma^2 P_s(\nu, \gamma, \alpha)] d\gamma. \quad (5.35)$$

Ce coefficient d'absorption synchrotron est donné en $[\text{cm}^{-1}]$ et il est directement relié à la profondeur optique τ_s au travers de la relation,

$$\tau_s(\nu) = k_s(\nu) \cdot R, \quad (5.36)$$

où l'on notera R la taille typique de la région d'émission. Ce coefficient est crucial, car pour des fréquences basses (P_s faible lorsque $\nu \leq \nu_c$) et / ou pour des zones relativement denses (n_e élevée), l'émission synchrotron pourra être directement absorbée par le milieu. On parlera de milieu optiquement épais.

Un dernier point important concerne le temps typique de refroidissement synchrotron, c'est-à-dire le taux de perte d'énergie de l'électron. On peut le formuler ainsi,

$$\frac{dE}{dt} = \langle P_s \rangle. \quad (5.37)$$

En moyenne, sur un temps de refroidissement typique t_s , on a,

$$t_s = \frac{E}{\langle P_s \rangle}, \quad (5.38)$$

$$= \frac{3\gamma m_e c^2}{4\sigma_T U_B \gamma^2 \beta^2}. \quad (5.39)$$

Dans la limite où $\beta \sim 1$, cette expression peut se simplifier,

$$t_s = \frac{8\pi m_e c}{\sigma_T} \frac{1}{B^2 \gamma}. \quad (5.40)$$

Par exemple, en choisissant les mêmes valeurs typiques pour les jets d'AGN ($B \simeq 1$ mG et $\gamma = 10^5$), on obtient,

$$t_s \simeq 327 \text{ ans}. \quad (5.41)$$

5.2.3 *Synchrotron Self-Compton*

Le processus de *synchrotron self-Compton* (SSC) résulte de l'interaction Compton inverse entre un photon synchrotron et un électron relativiste. Il s'agit d'un cas particulier, car dans la réalité l'origine du photon peut être divers (thermique, synchrotron, externe). La Fig. 5.6 représente cette interaction. Le photon incident transporte l'énergie donnée par le flux de Poynting,

$$\mathbf{\Pi} = \frac{c}{4\pi} |\mathbf{E}|^2. \quad (5.42)$$

Lors de cette interaction, dans le référentiel de l'électron, celui-ci sera accéléré par le champ électrique. Nous venons de voir qu'un électron accéléré va rayonner son énergie. Il en suit donc l'émission d'un photon, la puissance rayonnée étant simplement donnée suivant,

$$P_{\text{ini}} = c U_r \sigma_T. \quad (5.43)$$

où l'on aura noté $U_r = |\mathbf{\Pi}|/c$ qui est la densité d'énergie du rayonnement incident.

Dans le cas d'une interaction avec un électron relativiste, il est crucial d'évaluer la quantité U_r dans le référentiel de l'observateur. Elle sera la seule à subir une transformation de Lorentz étant donné que la puissance rayonnée est un invariant de Lorentz.

Si l'on note E_0 l'énergie du photon incident et θ l'angle entre la direction du photon incident et diffusé d'énergie E_1 (dans le référentiel de l'observateur, E'_0 / E'_1 dans le référentiel de l'électron) alors on a la transformation,

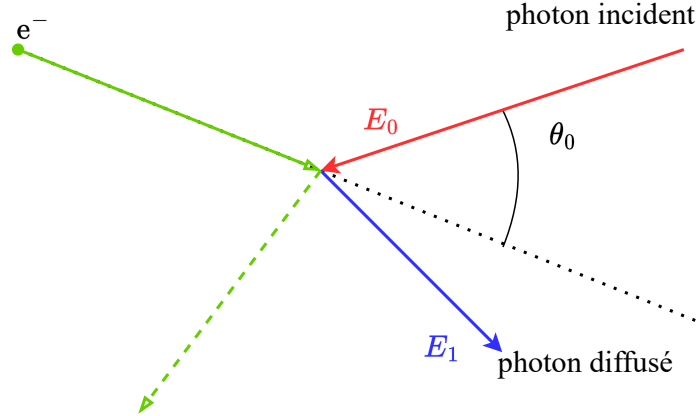


FIGURE 5.6 : Représentation schématique de l'interaction Compton inverse. E_0 et E_1 représentent respectivement l'énergie du photon incident et diffusé tel que mesuré dans le référentiel de l'observateur.

$$E'_0 = \gamma E_0 \cdot (1 + \beta \cos(\theta)) . \quad (5.44)$$

Si l'on note n la densité de photons évaluée par un observateur, alors on aura également,

$$n' = n\gamma (1 + \beta \cos(\theta)) . \quad (5.45)$$

Ainsi, en supposant que le champ de radiations soit isotrope dans le référentiel de l'observateur, sa valeur dans le référentiel comobile de la source est donnée avec,

$$U'_r = \frac{U_r}{4\pi} \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} [\gamma (1 + \beta \cos(\theta))]^2 \sin(\theta) d\theta d\phi , \quad (5.46)$$

$$= U_r \frac{4(\gamma^2 - 1/4)}{3} , \quad (5.47)$$

avec $U_r = nE_0$ et $U'_r = n'E'_0$.

Ainsi, la puissance rayonnée par l'électron vaut,

$$P_e = \frac{4}{3} \sigma_T c U_r \left(\gamma^2 - \frac{1}{4} \right) . \quad (5.48)$$

Toutefois, il ne s'agit pas ici de la puissance totale rayonnée par effet Compton inverse. Il faut lui soustraire la puissance initiale, c'est-à-dire celle contenue dans le

champ de photons initial qui vaut $P_{\text{ini}} = \sigma_{\text{T}} c U_{\text{r}}$. Ainsi, la puissance totale rayonnée par effet Compton inverse vaut,

$$P_{\text{IC}} = P_{\text{e}} - P_{\text{ini}} = \frac{4}{3} \sigma_{\text{T}} c U_{\text{r}} \left(\gamma^2 - \frac{1}{4} \right) - c \sigma_{\text{T}} U_{\text{r}} = \frac{4}{3} \sigma_{\text{T}} \beta^2 \gamma^2 c U_{\text{r}}. \quad (5.49)$$

Il apparait des similarités dans la forme obtenue avec la puissance totale rayonnée par effet synchrotron. En effet, les deux termes sont identiques en substituant la densité d'énergie du champ de photons initial U_{r} par la densité d'énergie magnétique U_{B} .

Il faut noter que l'équation précédente est uniquement valide dans le régime de Thomson. En effet, dans le référentiel de l'électron au repos, l'énergie du photon incident est dans le régime de Thomson,

$$E_0 \ll m_{\text{e}} c^2. \quad (5.50)$$

Pour des énergies de photons plus importantes, nous sommes dans le régime de Klein-Nishina où la section efficace de l'interaction chute rapidement. Une écriture plus correcte du problème est d'utiliser la section efficace de Klein-Nishina σ_{KN} qui dépend donc de l'énergie du photon incident. On peut dans un premier temps décrire la section efficace différentielle (Klein & Nishina, 1929) comme suit,

$$\frac{d\sigma_{\text{KN}}}{d\Omega} = \frac{3}{16\pi} \sigma_{\text{T}} \left(\frac{E_1}{E_0} \right)^2 \left(\frac{E_0}{E_1} + \frac{E_1}{E_0} - \sin^2(\theta) \right). \quad (5.51)$$

L'intégration sur l'angle solide donne la section efficace totale $\sigma_{\text{tot,KN}}$,

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{tot,KN}} &= 2\pi \int_0^\pi \frac{d\sigma_{\text{KN}}}{d\Omega} \sin(\theta) d\theta, \\ &= \frac{3}{4} \sigma_{\text{T}} \left[\frac{m_{\text{e}}^3 c^6 + m_{\text{e}}^2 c^4 E_0}{E_0^3} \left[\frac{2E_0}{m_{\text{e}} c^2 + 2E_0} \left(1 + \frac{E_0}{m_{\text{e}} c^2} \right) - \ln \left(1 + \frac{2E_0}{m_{\text{e}} c^2} \right) \right] \right. \\ &\quad \left. + \frac{m_{\text{e}} c^2}{2E_0} \ln \left(1 + \frac{2E_0}{m_{\text{e}} c^2} \right) - \frac{m_{\text{e}}^2 c^4 + 3m_{\text{e}} c^2 E_0}{(m_{\text{e}} c^2 + 2E_0)^2} \right]. \end{aligned} \quad (5.52)$$

Dans le régime Thomson, le spectre en énergie SSC sera de la même forme que celui synchrotron. En effet, pour des photons incidents, $\theta = 0^\circ$ et l'on sait que $\nu'_0 = \nu_0 \gamma (1 + \beta)$. Par ailleurs, on a,

$$\nu_1 = \nu'_1 \gamma (1 + \beta) = \nu_0 \left[\gamma^2 (1 + \beta) \right]^2. \quad (5.53)$$

Dans la limite où $\beta \sim 1$, on trouve le ratio entre la fréquence du photon incidente et de celui diffusé,

$$\frac{\nu_1}{\nu_0} = 4\gamma^2. \quad (5.54)$$

Un calcul plus complet prenant en compte les différents angles d'incidence permet de déterminer la valeur moyenne de la fréquence du photon diffusé comme suit,

$$\frac{\langle \nu_1 \rangle}{\nu_0} = \frac{4}{3}\gamma^2. \quad (5.55)$$

Ainsi, la fréquence du rayonnement SSC est multipliée par un facteur dépendant du facteur de Lorentz de l'électron. Si le pic synchrotron est atteint à $\nu_s = 10^9$ Hz et $\gamma_e = 10^4$ alors le pic SSC sera atteint à la fréquence,

$$\nu_{\text{SSC}} \simeq 10^{17} \text{ Hz}. \quad (5.56)$$

Ce qui correspond à une émission de plus haute énergie dans les X. En ce qui concerne le maximum de flux SSC, celui-ci est parfaitement déterminé par l'expression,

$$P_{\text{max,SSC}} \simeq P_{\text{max,s}} \frac{U_r}{U_B}. \quad (5.57)$$

L'expression ci-dessus est évidemment valable en régime Thomson.

5.2.4 Champ de photons externe

Si le champ de photons synchrotron peut interagir avec la population de particules non thermiques relativistes, cela peut être également le cas d'un champ de photons externe. On parlera alors d'effet *external-Compton* (où EC). La liste des champs de photons externe va dépendre du type d'AGN dont on souhaite reproduire l'émission multilongueurs d'onde, en voici une liste non exhaustive,

- le champ de photons du fond diffus cosmologique (CMB) ;
- le champ de photons provenant d'un disque d'accrétion ;
- le rayonnement diffus de différentes populations d'étoiles ;
- les champs de photons émis ou réémis depuis la *broad-line-region* (BLR) ou de la *narrow-line-region* (NLR) ;

► le champ de photons infrarouges provenant du tore de poussière.

Il est évident que les origines de ces rayonnements sont diverses, mais ils partagent le point commun d'être reliés de près ou de loin à un rayonnement de type corps noir. L'émission de ces différents objets peut donc être modélisée, au premier ordre, par une superposition de plusieurs rayonnements de corps noirs à différentes températures. La forme du spectre de corps noir effectif peut s'écrire de la manière suivante,

$$I_{\nu'} = \frac{2h\nu'^3}{c^2} \sum_i^N \left(\exp \left(\frac{h\nu'}{k_B T_i} \right) - 1 \right)^{-1}. \quad (5.58)$$

L'ensemble des champs de photons externes seront pris en compte dans le terme U_r . En effet, dans le référentiel comobile de la source, on a,

$$U_r' = \frac{4\pi}{c} \int_0^\infty I_{\nu'} d\nu'. \quad (5.59)$$

Aucun champs de photons externes ne seront considérés dans nos études, il est important de noter son potentiel effet. En considérant simplement que le Compton externe consiste à ajouter une contribution au terme U_r , alors l'impact sur la SED consistera à élever le flux du pic SSC, et cela, linéairement avec U_r . Cette contribution est nécessaire pour expliquer le rayonnement multilongueurs d'onde de certaines sources, notamment celles où il y a un fort rayonnement de la BLR.

5.3 Équation de transfert radiatif

Pour chaque processus radiatif, la radiation émise sera sujette à l'absorption pendant son parcours dans le jet. Localement, on pourra décrire un terme d'émission $\epsilon(\nu')$ et un terme d'absorption $k(\nu')$ (où ν' est la fréquence d'émission dans le référentiel comobile de la source). La fonction source $j(\nu')$ permet de décrire l'intensité intrinsèque avec,

$$j(\nu') = \frac{\epsilon(\nu')}{k(\nu')}. \quad (5.60)$$

À une position donnée au cours de sa propagation, l'intensité synchrotron sera toujours la somme entre le terme source $j(\nu')$ locale avec l'entière de l'intensité émise en amont partiellement absorbée. Cette évolution de l'intensité est transcrite dans l'équation de transfert radiatif,

$$I(\nu') = j(\nu') - \frac{dI}{d\tau}(\nu'), \quad (5.61)$$

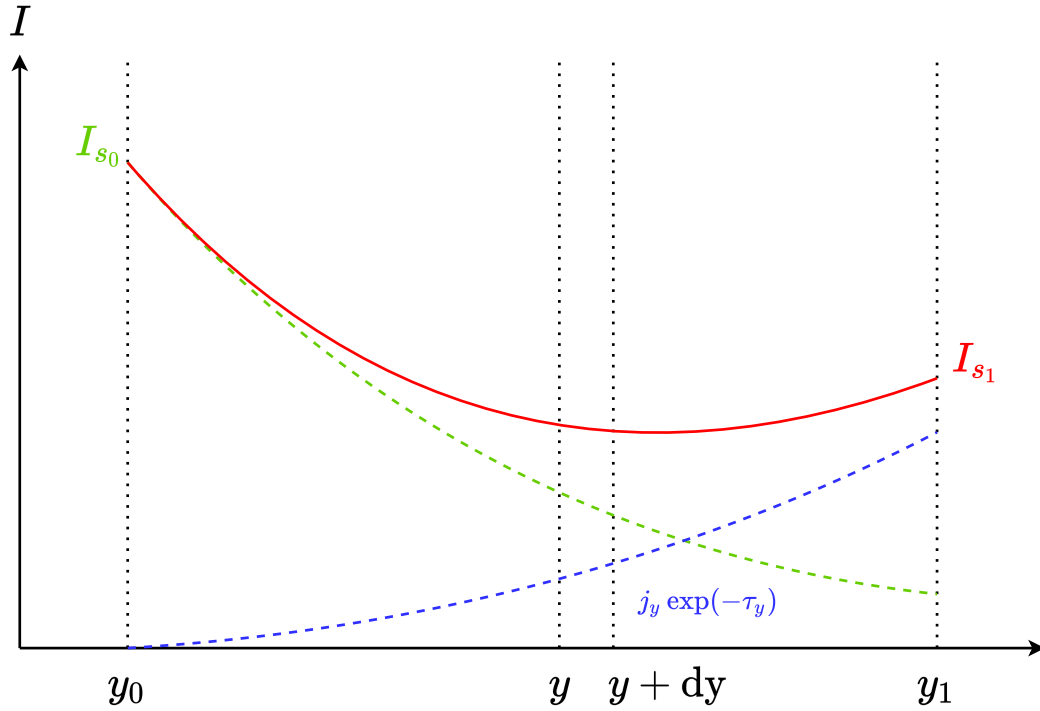


FIGURE 5.7 : Évolution de l'intensité lors de sa propagation dans un milieu absorbant le long d'un axe arbitraire y .

où la quantité $\tau(\nu')$ est la profondeur optique.

Comme visible sur la Fig. 5.7 et à titre d'illustration, dans le cas d'une ligne de visée décrite selon un axe y arbitraire dans le référentiel comobile de la source, l'équation peut être résolue et prend la forme suivante,

$$I_{y_1}(\nu') = I_{y_0}(\nu') \exp(-\tau_{y_0, y_1}(\nu')) + \int_{y_0}^{y_1} j_y(\nu') \exp(-\tau_{y, y_1}(\nu')) d\tau(\nu') , \quad (5.62)$$

La Fig. 5.7 représente schématiquement l'évolution de l'intensité sur un tronçon à l'intérieur d'un milieu absorbant.

En intégrant ainsi l'intensité sur la totalité de la ligne de visée d'un observateur sur Terre, il est possible, en fin de compte, d'obtenir l'intensité $I(\nu')$. Cependant, l'intégralité de ce flux n'arrive pas sur Terre. En effet, ce rayonnement est émis dans toutes les directions et seulement une fraction est effectivement captée sur Terre. On peut représenter cette perte en considérant que l'intensité rayonnée depuis une surface typique S est diluée sur la surface d'une sphère de rayon D_L dont le centre est la zone d'émission et le rayon est la distance lumineuse D_L entre la source et

la Terre.

Le flux total tel que mesuré sur Terre correspond alors au flux suivant,

$$F(\nu) = \frac{S}{D_L^2} (1+z) I(\nu) , \quad (5.63)$$

où z le redshift de la source.

L'unité de $F(\nu)$ est en $[\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}]$. Les différentes quantités ont été transformées dans le référentiel de l'observateur sur Terre. Ces transformations sont explicitées ci-dessous dans la section 5.5.

5.4 Absorption EBL

L'absorption sur l'*extragalactic background light* (EBL) consiste en l'interaction entre des photons γ de très hautes énergies (ceux émis par SSC) et les photons du fond diffus. Ce fond diffus est composé de rayonnement optique provenant de l'émission des étoiles et infrarouge provenant du rayonnement réémis par les poussières. L'absorption consiste en une création de paires (comme celles responsables des cascades sur Terre, voir la section 3.1).

Cette création de paires agit donc comme une atténuation du flux de photons de très hautes énergies mesuré sur Terre. Il semble ainsi évident que cette atténuation, pour une énergie donnée, sera plus importante à mesure que le redshift de la source augmente. La Fig. 5.8 montre pour deux sources différentes, M 87 et PKS 2155-304, l'atténuation en fonction de l'énergie du photon incident. On remarque ainsi que pour PKS 2155-304 l'atténuation est nettement supérieure et va donc agir comme une coupure aux très hautes énergies. Nous expliciterons dans la suite comment cet effet d'atténuation est géré numériquement.

5.5 Effets relativiste

5.5.1 Doppler boosting

On considère un jet relativiste dans lequel se déplace une zone d'émission (voir Fig. 5.9). On discerne alors le référentiel comobile de la source (celui de la source d'émission définie par le référentiel (x', y', z')) du référentiel de l'observateur (sur Terre définie par le référentiel (x, y, z)). Par ailleurs, concernant le jet lui-même, on doit faire la distinction entre le facteur de Lorentz et la vitesse des particules que l'on notera respectivement γ et $\beta = v/c$, avec le facteur de Lorentz et la vitesse du fluide lui-même que l'on notera γ_{jet} et β_{jet} .

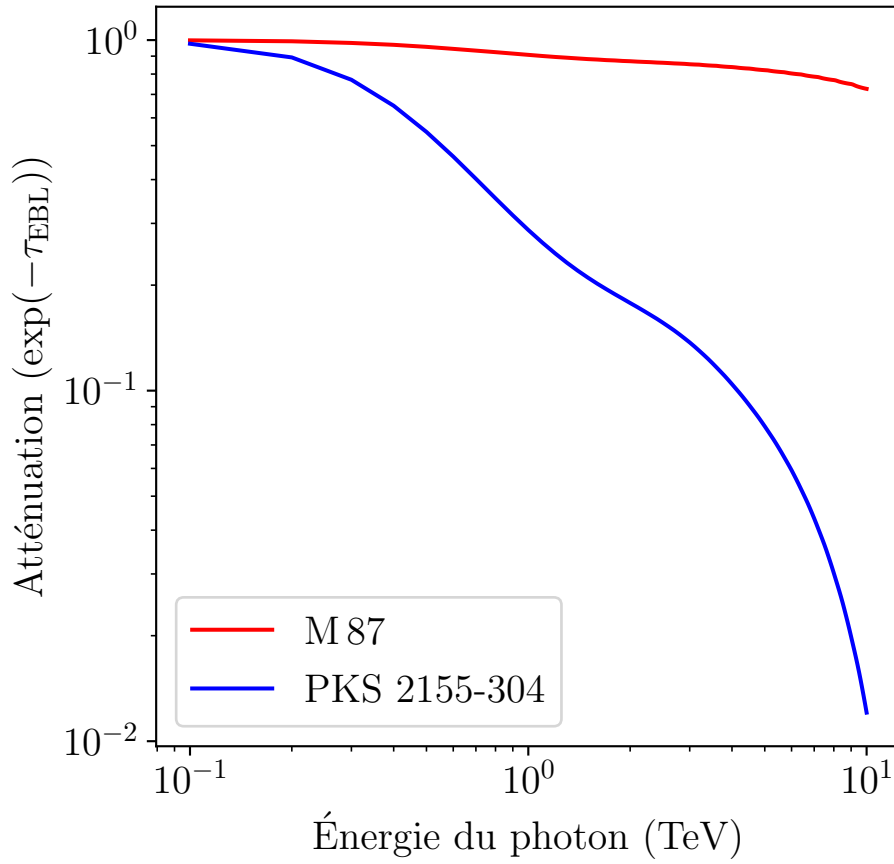


FIGURE 5.8 : Exemple d'atténuation du flux perçu sur Terre pour deux différentes sources (M87 de redshift $z = 0.00428$ et PKS 2155-304 de redshift $z = 0.116$) par l'EBL suivant [Domínguez et al. \(2011\)](#).

Comme représenté sur la Fig. 5.9, il est possible de définir trois différents repères,

- un premier repère centré sur le trou noir (qui ne sera pas utilisé ici) ;
- le référentiel de l'observateur sur Terre, celui où l'on effectue les mesures de flux de rayonnement ;
- le référentiel comobile de la source d'émission, se trouvant donc dans le jet relativiste.

L'objectif ici va être de transformer les différentes quantités établies dans le référentiel comobile de la source à celui de l'observateur sur Terre. Pour ce faire, il

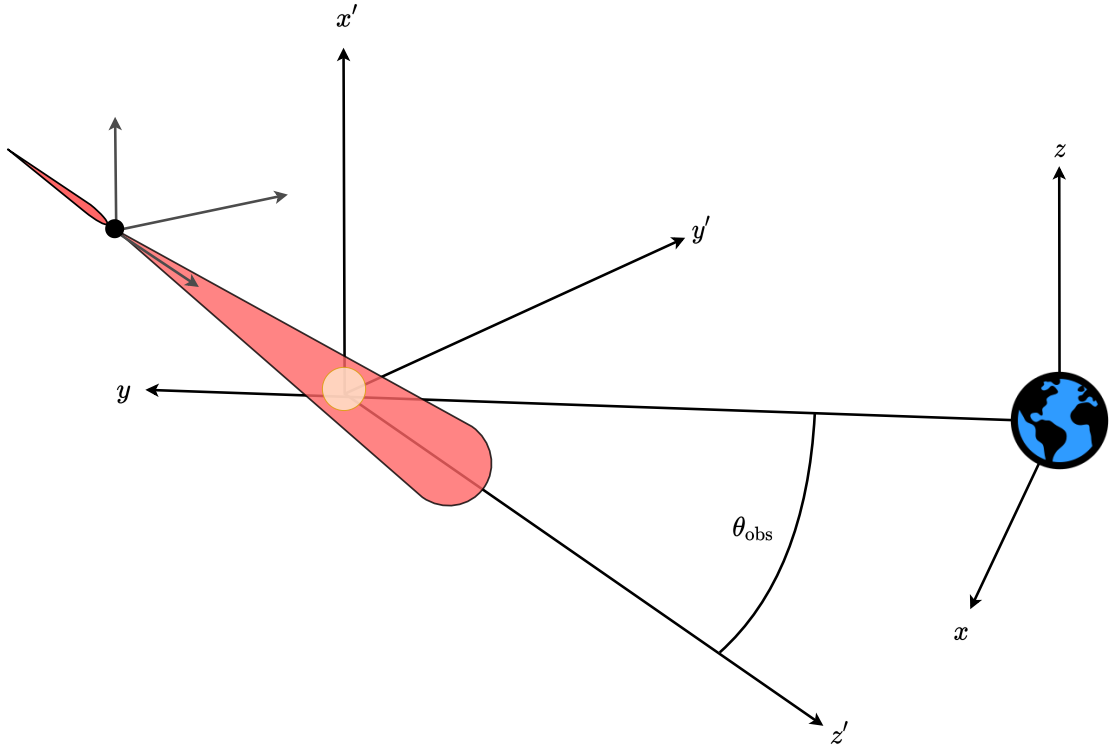


FIGURE 5.9 : Représentation des différents repères, celui centré sur le trou noir (non utilisé), celui centré sur la source (x' , y' , z') et celui centré sur l'observateur sur Terre (x , y , z).

faut prendre en compte les effets relativistes propres au déplacement rapide de la source et à l'orientation du jet (l'orientation du jet est donnée par la direction de déplacement de la zone d'émission). En effet, on peut former entre la direction de propagation du jet (z') et la ligne de visée de l'observateur (y) l'angle d'observation. Cet angle θ_{obs} est représenté sur la Fig. 5.9 et il peut varier entre 0 et π radians. Dans la plupart des changements de référentiels que nous serons amenés à faire, le facteur Doppler interviendra, celui-ci peut s'écrire sous la forme suivante,

$$\delta(\gamma_{\text{jet}}, \theta_{\text{obs}}) = [\gamma_{\text{jet}} (1 - \beta_{\text{jet}} \cos(\theta_{\text{obs}}))]^{-1}. \quad (5.64)$$

Ainsi, le phénomène de dilatation temporelle peut être mis sous la forme,

$$\delta t' = \delta(\gamma_{\text{jet}}, \theta_{\text{obs}}) \cdot \delta t, \quad (5.65)$$

avec respectivement $\delta t'$ et δt une durée mesurée dans le référentiel comobile de la source et celui de l'observateur.

Par ailleurs, le déplacement relativiste va affecter grandement la valeur du flux

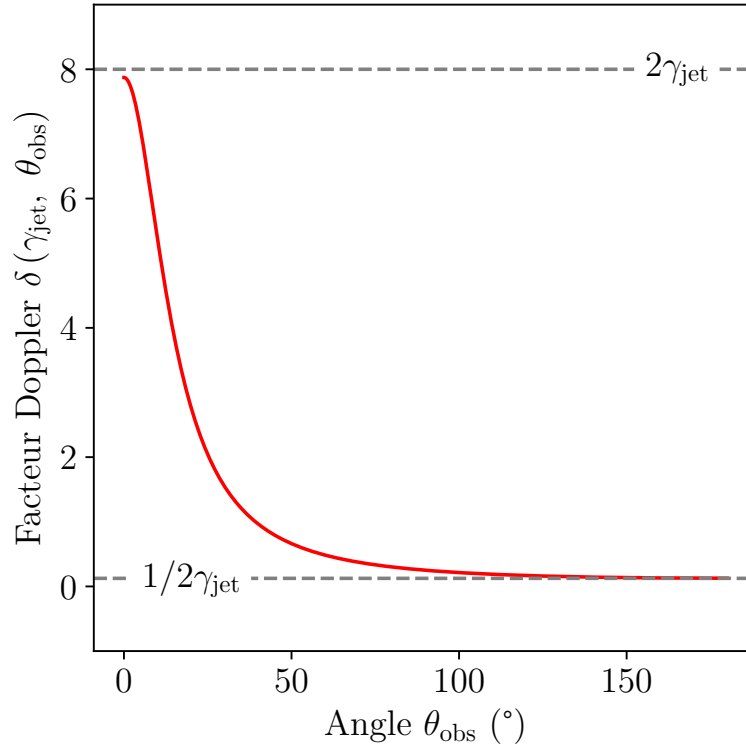


FIGURE 5.10 : Évolution du facteur Doppler pour $\theta_{\text{obs}} \in [0^\circ, 180^\circ]$ et pour $\gamma_{\text{jet}} = 4$.

de photons tel que mesuré sur Terre. En effet, on peut démontrer que l'émissivité et le coefficient d'absorption vont subir les transformations suivantes ([Rybicki & Lightman, 1979](#)),

$$\epsilon(\nu) = \delta(\gamma_{\text{jet}}, \theta_{\text{obs}})^2 \cdot \epsilon'(\nu'), \quad (5.66)$$

$$k(\nu) = \delta(\gamma_{\text{jet}}, \theta_{\text{obs}})^{-1} \cdot k'(\nu'). \quad (5.67)$$

Ainsi, on peut montrer que le flux de photons tel que mesuré sur Terre subit la transformation,

$$F(\nu) = \delta(\gamma_{\text{jet}}, \theta_{\text{obs}})^3 \cdot F'(\nu'). \quad (5.68)$$

Comme le montre la Fig. 5.10 pour un choix arbitraire de γ_{jet} , la valeur du facteur Doppler est comprise entre deux valeurs extrêmes. Le flux sera boosté si l'angle d'observation tend vers 0 d'un facteur $8\gamma_{\text{jet}}^3$, cela intervient lorsque le jet est aligné et pointé directement vers l'observateur. Au contraire, si l'angle tend vers π , donc lorsque le jet fuit la ligne de visée de l'observateur, le flux sera divisé d'un facteur $1/8\gamma_{\text{jet}}^3$.

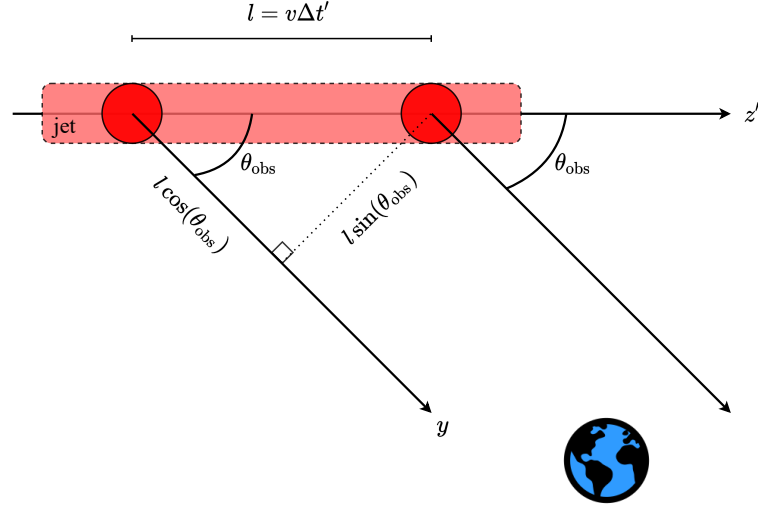


FIGURE 5.11 : Schéma du problème du mouvement supraluminique de nodules radio.

5.5.2 Mouvement super-luminique dans le jet

Il est possible de résoudre spatialement le mouvement de nodule radio qui se déplace à l'intérieur du jet (voir section 2.7). Dans un certain nombre de sources, des nodules présentent des vitesses apparentes bien supérieures à la vitesse de la lumière. La véritable vitesse intrinsèque du nodule est bien inférieure à la vitesse de la lumière et la différence observée provient seulement d'un effet de projection.

Le problème peut être simplifié comme représenté par la Fig. 5.11. Pendant la durée $\Delta t'$, le nodule parcourt la distance $l = v\Delta t'$ avec la vitesse du nodule définie comme $v = c\beta_{\text{jet}}$.

Pour un observateur situé sur Terre, la distance apparente parcourue par le nodule vaut $l \sin(\theta_{\text{obs}})$. Ainsi, dans le référentiel de l'observateur, la vitesse apparente projetée peut être évaluée suivant,

$$v_{\perp, \text{app}} = \frac{l \sin(\theta_{\text{obs}})}{\Delta t}. \quad (5.69)$$

La lumière provenant de la position initiale du nodule doit parcourir une distance supplémentaire de $l \cos(\theta_{\text{obs}})$ par rapport à sa position finale. Ainsi, l'intervalle de temps perçu par l'observateur vaut,

$$\Delta t = \Delta t' - \frac{l \cos(\theta_{\text{obs}})}{c}. \quad (5.70)$$

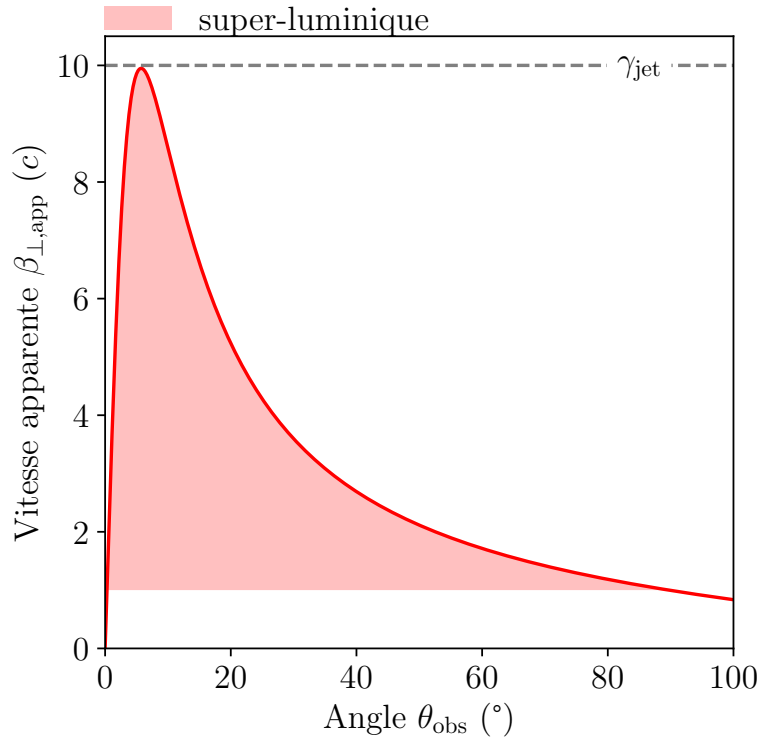


FIGURE 5.12 : Évolution de la vitesse apparente $\beta_{\perp,\text{app}}$ avec $\gamma_{\text{jet}} = 10$.

Ainsi, la vitesse apparente devient,

$$v_{\perp,\text{app}} = \frac{v \sin(\theta_{\text{obs}})}{1 - \beta_{\text{jet}} \cos(\theta_{\text{obs}})} . \quad (5.71)$$

La Fig. 5.12 représente l'évolution de la vitesse apparente $\beta_{\perp,\text{app}}$ en fonction de l'angle d'observation. Un angle important est celui pour lequel la vitesse apparente est maximale. Celui-ci obéit à la relation suivante,

$$\left. \frac{d\beta_{\perp,\text{app}}}{d\theta} \right|_{\theta_c} = 0 , \quad (5.72)$$

$$\cos(\theta_c) = \beta_{\text{jet}} , \quad (5.73)$$

avec θ_c l'angle critique. Ainsi, pour une vitesse donnée du jet, il existera un angle d'observation pour lequel on observera une vitesse apparente maximale.

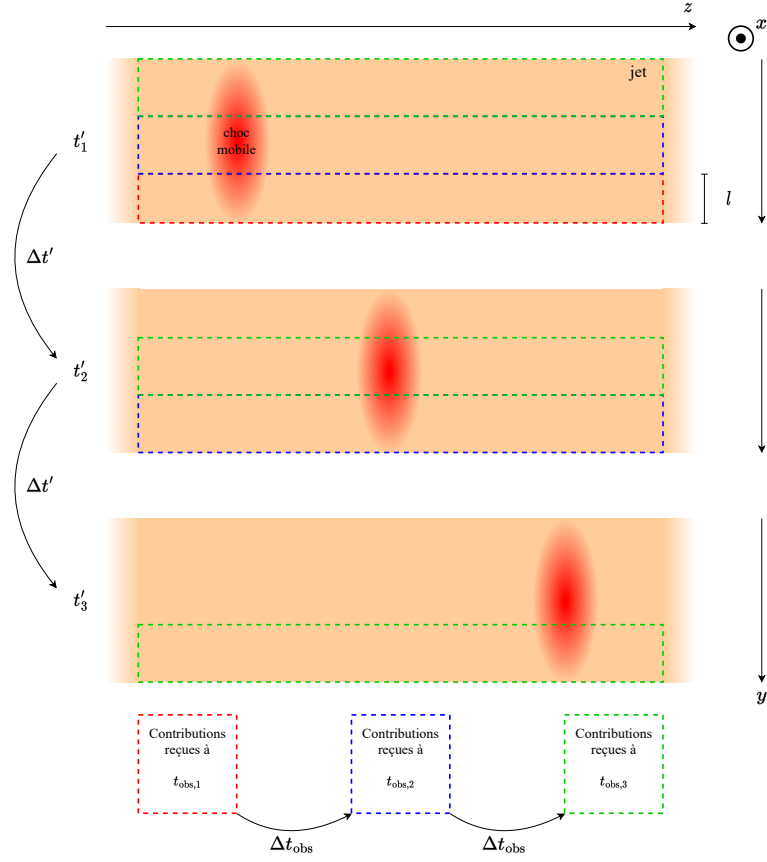


FIGURE 5.13 : Représentation schématique du principe physique du LCE.

5.5.3 *Light crossing effect*

Un dernier effet relativiste discuté ici est fortement lié au mouvement supraluminique des nodules. Cet effet prend en compte le fait que la lumière a une vitesse finie et qu'elle prend un certain temps pour traverser le jet. On nomme effet en anglais *light crossing effect* (LCE). Ainsi, un photon émis du côté opposé du jet (par rapport à l'observateur) aura un retard par rapport à celui émis sur la face avant. Plus généralement, si l'on considère un pas de temps arbitraire $\Delta t'$ défini dans le référentiel comobile de la source, alors du point de vue d'un observateur sur Terre, le photon aura parcouru la distance,

$$l = c\Delta t_{\text{obs}} = \frac{c\Delta t'}{\delta(\gamma_{\text{jet}}, \theta_{\text{obs}})} \cdot (1 + z) , \quad (5.74)$$

avec z le redshift de la source considérée. Cette distance est évaluée le long de la ligne de visée de l'observateur. Il est important de la comparer avec la taille de

la coupe du jet traversée par la ligne de visée. La Fig. 5.13 permet de visualiser la situation en considérant un jet vu du dessus ainsi que la différence entre temps d'émission et temps d'observation. La méthode numérique permettant de traiter cet effet est décrite dans le prochain chapitre.

Chapitre 6

RIPTIDE code : *Radiation Integration Processes with Time Dependence*

Sommaire

6.1	Qu'est-ce que RIPTIDE et comment fonctionne-t-il ?	133
6.1.1	Lecture en entrée	134
6.1.2	Découpage en couches	135
6.1.3	Traitement du fluide d'électrons relativistes	136
6.1.4	Traitement des paramètres synchrotron et SSC	137
6.1.5	Obtention du flux synchrotron et SSC	141
6.1.6	Absorption EBL	142
6.2	Vérification : reproduction du spectre en énergie de la source PKS 2155-304	143

6.1 Qu'est-ce que RIPTIDE et comment fonctionne-t-il ?

Le code RIPTIDE est un code de transfert radiatif permettant de calculer des cartes de flux synchrotron et SSC qui prend en compte les divers effets relativistes propres au déplacement relativiste d'un plasma de leptons à l'intérieur d'un jet relativiste. Le code RIPTIDE est écrit en Python et est en développement depuis

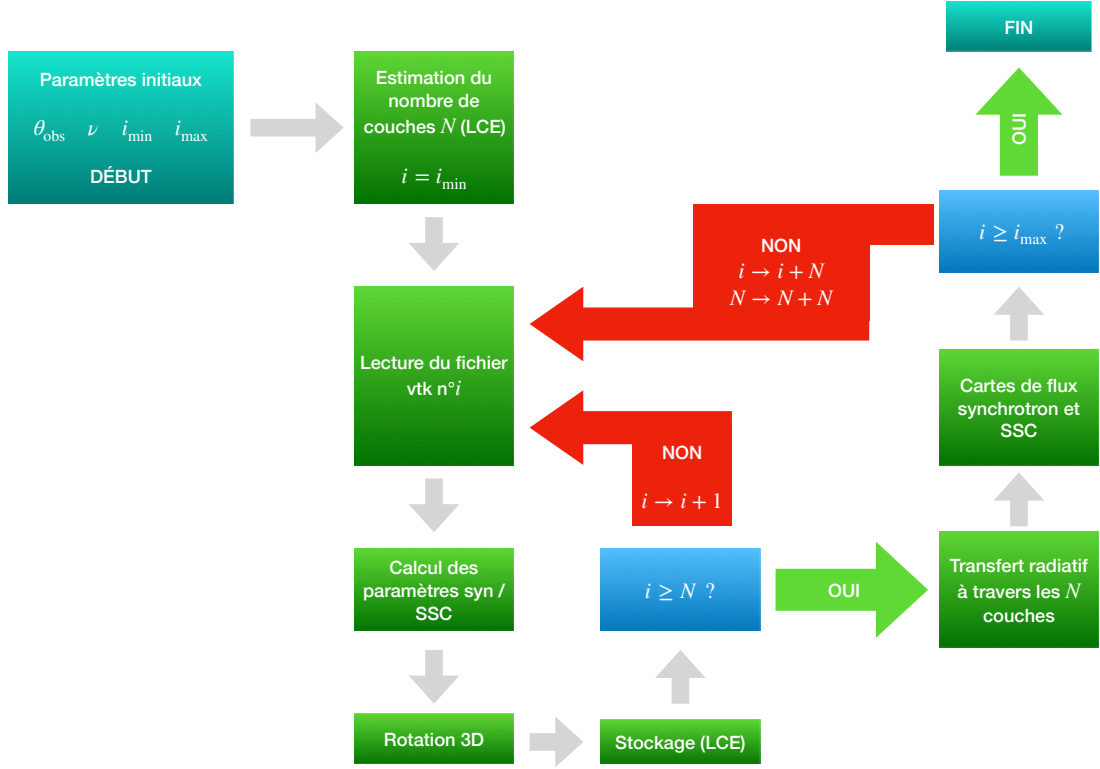


FIGURE 6.1 : Principe de fonctionnement de RIPTIDE.

mon stage de Master 2 (avril 2019). Celui-ci a été essentiellement utilisé pour traiter le rayonnement provenant de simulations SR-MHD de jets relativistes d'AGN mais peut, au besoin, utiliser des modèles analytiques comme nous le verrons en section 6.2.

Le code RIPTIDE est un code écrit en Python 3 qui permet d'interpréter une suite de fichiers `vtk`. Le fonctionnement global du code est décrit au sein de la Fig. 6.1. Le code peut fonctionner en calcul parallèle pour gagner en efficacité, notamment lorsque le LCE impose une grande quantité de couches. Dans la suite, nous allons expliciter les grandes étapes de son fonctionnement qui sont résumé sur la Fig. 6.1.

6.1.1 Lecture en entrée

Les simulations des jets relativistes sont réalisées avec le code `MPI-AMRVAC`. Ce dernier sauvegarde l'état de différentes variables du fluide et du fluide d'électrons pour différents pas de temps d'émission. Les différentes variables sont sauvegar-

dées sous la forme de carte 2D (le code peut aussi extraire l'état du système en 3D) sous le format `vtk`. Ce format spécifique permet de sauvegarder les variables et les coordonnées de la grille de simulation (qu'elle soit structurée ou non).

Du côté de Python, il existe des bibliothèques dédiées pour ouvrir, interpréter et convertir les données au format `numpy` pour le traitement. On peut donc séparer les variables stockées en trois catégories,

- les coordonnées de la grille de simulation ;
- les variables liées au fluide simulé, le jet (interne et externe) et l'éjecta (densité, champ de vitesses / magnétiques, composante turbulente, etc.) ;
- les variables liées au fluide d'électrons relativistes (densité et énergie maximale des électrons).

Généralement, la lecture des fichiers s'étale sur l'ensemble des fichiers où l'on simule la propagation de la perturbation au travers du jet. On peut alors définir la lecture des fichiers entre deux numéros de fichiers i_{\min} et i_{\max} .

6.1.2 Découpage en couches

Pour traiter le LCE, il est possible de scinder la boîte de simulation en N couches. Pour ce faire, on définit le nombre de couches N , perpendiculaire à la ligne de visée, suivant,

$$N = \frac{L_y}{\Delta t_{\text{obs}} (\theta_{\text{obs}})} . \quad (6.1)$$

Le transfert radiatif est réalisé au sein d'un pavé de dimensions L_x , L_y et L_z dont la résolution dépend du nombre de pixels dans chacune des directions. Ainsi, en entrée du code, l'utilisateur doit renseigner l'angle d'observation θ_{obs} , la résolution temporelle en sortie $\Delta t'$ (pas de temps d'émission) ainsi que la résolution spatiale de long de la ligne de visée associée à la valeur de L_y . L'ensemble de ces paramètres suffit à estimer par avance le nombre de couches N attendu. Comme représenté sur la Fig. 6.2, le transfert radiatif s'effectuera dans chaque couche pour un instant t' d'émission donné, le calcul dans la couche suivante concernera alors le fichier défini par l'instant $t' + \Delta t'$. Le lien entre $\Delta t'$ et Δt_{obs} est visible dans l'équation 5.74.

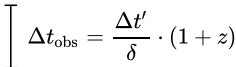


FIGURE 6.2 : Représentation schématique du LCE tel qu'il est implémenté dans RIPTIDE.

6.1.3 Traitement du fluide d'électrons relativistes

Si l'on considère le mécanisme d'accélération diffusive sur des chocs de type Fermi I (voir sous-section 5.1.2), il est possible de décrire la distribution en énergie des électrons avec,

$$n_e = K\gamma_e^{-p}, \quad (6.2)$$

où K est le facteur de normalisation de cette loi de puissance dont l'indice est $p = 2.2$ (voir sous-section 5.1.2). Cette équation est valide pour une plage de facteur de Lorentz des électrons allant de $\gamma_{e,\min}$ jusqu'à $\gamma_{e,\max}$. La valeur de $\gamma_{e,\max}$ est donnée par le code **MPI-AMRVAC** (voir équation 4.48).

Un paramètre important que RIPTIDE va devoir évaluer est le coefficient de normalisation. En effet, étant donné une valeur de n_e et de $\gamma_{e,\max}$ on aura,

$$n_e = K \int_{\gamma_{e,\min}}^{\gamma_{e,\max}} \gamma_e^{-p} d\gamma_e = \frac{K}{1-p} \left(\left(\frac{\gamma_{e,\max}}{\gamma_{e,\min}} \right)^{1-p} - 1 \right) \cdot \gamma_{e,\min}^{1-p}. \quad (6.3)$$

La valeur de $\gamma_{e,\min}$ pourra soit être arbitrairement posée à 1 ou bien dépendre des caractéristiques du milieu (voir [Gomez et al. \(1995\)](#)). Il est alors possible de déduire la valeur de K dans chacune des cellules de la grille. Pour rappel, RIPTIDE ne gère en aucun cas la détection des chocs, celle-ci étant réalisée du côté de MPI-AMRVAC.

6.1.4 Traitement des paramètres synchrotron et SSC

À l'aide de l'état du fluide d'électrons et du champ magnétique, il est alors possible d'estimer les coefficients synchrotron (voir sous-section 5.2.2). Le calcul réel de ces paramètres nécessite de résoudre une triple intégrale coûteuse en temps de calcul. Plusieurs niveaux d'approximations peuvent être utilisés, notamment en utilisant une approximation de la fonction de Bessel. C'est dans cette optique que nous utilisons des approximations proposées dans [Katarzyński et al. \(2001\)](#). On décrit alors l'émissivité synchrotron dans le référentiel comobile de la source avec,

$$\epsilon'_s(\nu'_s) = \frac{9\sigma_T c U_B c_1}{24\pi^2 \nu_B} \sqrt{\frac{\nu'_s}{\nu_B}} \cdot [g(\nu'_s, s_{\max}, \alpha, K) - g(\nu'_s, s_{\min}, \alpha, K)] , \quad (6.4)$$

où $c_1 = 0.78$ est une constante (utilisée dans l'ajustement de la fonction de Bessel) et ν'_s la fréquence synchrotron. On aura aussi la fréquence caractéristique,

$$\nu_B = \frac{eB}{2\pi m_e} . \quad (6.5)$$

La forme de la variable s est donnée suivant,

$$s = \frac{\nu'_s}{3\gamma_e^2 \nu_B} . \quad (6.6)$$

Enfin, la fonction $g(\nu', s, \alpha, K)$ est donnée comme suit,

$$g(\nu'_s, s, \alpha, K) = K \left(\frac{\nu'_s}{3\nu_B} \right)^{-\alpha/2} s^{c_2 + (\alpha-1)/2} (c_3 s)^{(1-\alpha)/2 - c_2} \cdot \Gamma_{ic}(c_2 + (\alpha-1)/2, c_3 s) , \quad (6.7)$$

où $c_2 = 0.25$ et $c_3 = 2.175$ sont des constantes d'ajustement de la fonction de Bessel, K le coefficient de normalisation de la distribution en énergie des électrons, Γ_{ic} qui est la fonction gamma incomplète, et $\alpha = 0.6$ l'index spectral qui est défini via $p = 2\alpha + 1$.

De manière analogue, le coefficient d'absorption synchrotron est défini suivant,

$$k'_s(\nu'_s) = \frac{3\sqrt{3}\sigma_T c U_B c_1}{16\pi^2 m_e \nu_s'^2 \nu_B} \cdot [h(\nu'_s, s_{\max}, \alpha, K) - h(\nu'_s, s_{\min}, \alpha, K)] , \quad (6.8)$$

où ici la fonction h sera donnée avec,

$$h(\nu'_s, s, \alpha, K) = K(\alpha + 2) 3^{\alpha/2} \left(\frac{\nu'_s}{\nu_B} \right)^{-\alpha/2} s^{c_2 + \alpha/2} (c_3 s)^{-c_2 - \alpha/2} \Gamma_{\text{ic}}(c_2 + \alpha/2, c_3 s) . \quad (6.9)$$

Si ces approximations permettent de gagner en temps de calcul, la méthode reste précise. Comparée à l'intégration complète du problème (voir sous-section 5.2.2), l'erreur relative ne dépasse pas les 1% (Katarzyński et al., 2001).

Le traitement des paramètres SSC est effectué de manière plus classique dans *RIPTIDE*. Le coefficient d'émissivité est donné comme suit,

$$\epsilon'_c(\nu'_c) = \frac{h}{4\pi} e'_c q(e'_c) , \quad (6.10)$$

où l'on posera respectivement dans la suite l'énergie normalisée associée à la fréquence Compton (ν'_c) et à la fréquence synchrotron (ν'_s) comme suit,

$$e'_{c/s} = \frac{h\nu'_{c/s}}{m_e c^2} . \quad (6.11)$$

On définira la fonction $q(e'_c)$,

$$q(e'_c) = \int_{e'_{s,\min}}^{e'_{s,\max}} de'_s N_s(e'_s) \int_{\gamma_{e,\min}}^{\gamma_{e,\max}} d\gamma_e n_e(\gamma_e) C(e'_c, \gamma_e, e'_s) , \quad (6.12)$$

ici les bornes d'intégrations sont respectivement données par les fréquences synchrotron $\nu'_{s,\min} = 10^5$ Hz et $\nu'_{s,\max} = 10^{18}$ Hz (c'est un choix arbitraire permettant de couvrir la plage d'émission synchrotron) et par les valeurs de $\gamma_{e,\min}$ et $\gamma_{e,\max}$ déjà évoquées. D'un point de vue numérique, les intégrales sont résolues à l'aide de la librairie Python *scipy* via une méthode de Simpson.

Le nombre $N_s(e'_s)$ représente la densité de photons synchrotron pour une fréquence donnée dans une cellule, elle s'établit comme suit,

$$N_s(e'_s) = \frac{4\pi}{h} \frac{\epsilon'_s(\nu'_s)}{e'_s k'_s(\nu'_s)} (1 - \exp(-\tau_s(\nu'_s))) \quad (6.13)$$

La quantité $C(e'_c, \gamma_e, e'_s)$ représente la section efficace d'interaction entre les photons synchrotron et les électrons. Dans une certaine gamme d'énergie des photons (voir équation 5.50), la section efficace d'interaction sera celle de Thom-

son. Ainsi, ce terme permet de décrire plus généralement l'efficacité d'interaction comme suit (Jones, 1968),

$$C(e'_c, \gamma_e, e'_s) = \frac{2\pi r_e^2}{\gamma_e^2 e'_s} \left[2\kappa \ln(\kappa) + (1 + 2\kappa)(1 - \kappa) + \frac{(4e'_s \gamma_e \kappa)^2}{2(1 + 4e'_s \gamma_e \kappa)} (1 - \kappa) \right], \quad (6.14)$$

où l'on aura défini la quantité κ avec,

$$\kappa = \frac{e'_c}{4e'_s \gamma_e (\gamma_e - e'_c)}. \quad (6.15)$$

On a donc la condition de Compton inverse suivante,

$$e'_s \leq e'_c \leq \frac{4e'_s \gamma_e^2}{1 + 4e'_s \gamma_e^2}. \quad (6.16)$$

Sous cette dernière condition, les électrons pourront transférer une partie de leurs énergies au champ de photons synchrotron. Ici, la perte d'énergie par interaction Compton inverse sera négligée, car en l'absence de champs de photons externes, la perte synchrotron l'emporte (elle n'est donc pas prise en compte dans le traitement des électrons du code **MPI-AMRVAC**).

Aux très hautes énergies, les photons Compton inverse peuvent interagir avec les photons synchrotrons et s'annihiler pour former une paire d'électrons - positrons. Par conséquent, des photons de très hautes énergies ne pourront pas s'échapper de la zone d'émission et il est possible de décrire ce phénomène sous un terme d'absorption (Coppi & Blandford, 1990),

$$k'_c(e'_c) = \frac{\sigma_T}{5e'_c} N_s \left(\frac{1}{e'_c} \right). \quad (6.17)$$

Il faut bien noter que ce terme d'absorption interne est généralement négligeable par rapport à l'absorption sur l'EBL (voir les parties 5.4 et 6.1.6) sauf s'il y a des champs de photons externes importants (voir sous-section 5.2.4). Par ailleurs, l'impact des paires créées n'est actuellement pas pris en compte, que ce soit sur la dynamique ou sur l'émission.

La densité de photons SSC va donc dépendre de la valeur de la densité de photon synchrotron. Si on se limite à la contribution de cette cellule, on obtient une densité de photon SSC intrinsèque à la cellule. Donc, pour une position donnée dans le jet, il faut prendre en compte les différentes contributions synchrotron provenant de tout le jet. En toute première approximation, **RIPTIDE** se limite à la seule contribution intrinsèque de la cellule.

Toutefois, nous proposons dans la suite différentes méthodes plus ou moins sophistiquées pour prendre en compte plus correctement les effets de géométries.

Méthode complète

D'un point de vue plus réaliste, pour une cellule donnée, il faut prendre en compte la contribution synchrotron d'un certain nombre de cellules proches. En effet, pour chaque cellule, on peut définir une sphère d'influence. En se basant sur le même raisonnement que celui du LCE, cette sphère doit être découpée en coquilles. Le nombre de coquilles N_{coqui} est défini dans le référentiel de la cellule centrale avec,

$$N_{\text{coqui}} = \frac{2R_{\text{jet}}}{\Delta t'} . \quad (6.18)$$

L'épaisseur d'une coquille est donc donnée par $l_{\text{coqui}} \equiv \Delta t'$. Numériquement, chaque coquille correspond à un temps d'émission retardé. À l'intérieur de chaque coquille, un ensemble de cellules doit être considéré où l'on prendra soin de transformer l'émission SSC dans le référentiel de la cellule centrée sur la sphère d'influence. Cette méthode est très coûteuse numériquement par le nombre très élevé de cellules dans le jet.

Méthodes intermédiaires

Dans *RIPTIDE*, nous proposons deux niveaux d'approximations. La première, la plus simple, consiste à uniquement considérer le flux synchrotron présent dans la cellule où l'on estime le flux SSC (pas de changement de référentiel à effectuer). C'est d'ailleurs ce que fait la majeure partie des codes de transferts radiatifs du même type. Le second niveau d'approximation consiste à prendre en compte la distance entre le centre du jet et le bord du jet. En effet, on pourra considérer qu'une cellule proche de l'axe du jet (donc située en $R \sim 0$) recevra en moyenne la contribution synchrotron de cellules situées dans une sphère de rayon R_{jet} . En revanche, une cellule située sur le bord du jet (donc située en $R \sim R_{\text{jet}}$) recevra, en moyenne, la moitié de la contribution de la cellule située le long de l'axe du jet. C'est ce qui est proposé dans Gould (1979) avec le profil $\phi(R^*)$ suivant,

$$\phi(R^*) = \frac{1}{4R^*} (1 - R^{*2}) \cdot \ln \left(\frac{1 + R^*}{1 - R^*} \right) + \frac{1}{2} , \quad (6.19)$$

avec $R^* = R/R_{\text{jet}}$. Ainsi, la densité de photon reçu par une cellule se situant à un rayon R de l'axe de propagation du jet sera donnée comme suit,

$$n_{\text{ph}}(R^*) = n_{\text{ph}}(0) \cdot \phi(R^*) , \quad (6.20)$$

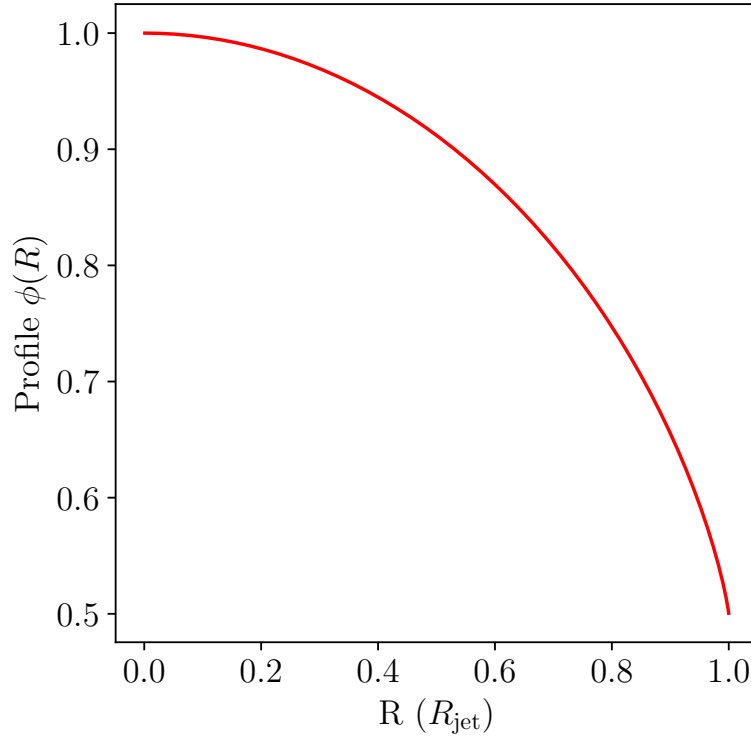


FIGURE 6.3 : Profile décrivant l'évolution de la densité de photon synchrotron perçu à une distance R le long d'une sphère de rayon R_{jet}

avec $n_{\text{ph}}(0)$ la densité de photon mesurée le long de l'axe du jet et donc au centre de la sphère de rayon R_{jet} .

La Fig. 6.3 montre l'évolution de $\phi(R^*)$ en fonction de R^* . Il est clair que de nombreuses approximations sont effectuées ici. Sur l'échelle du jet, l'angle d'ouverture du jet ne dépasse pas localement les 10° (Pushkarev et al. (2017) pour plus de détails). On fait donc l'approximation que, localement, le rayon reste constant. On considère aussi que la densité de photon est uniforme au sein de la sphère de rayon R_{jet} . Même si des inhomogénéités sont présentes (chocs stationnaires ou mobiles par exemple), on considèrera alors que la taille des inhomogénéités est faible par rapport au rayon de la sphère.

6.1.5 Obtention du flux synchrotron et SSC

À cette étape, RIPTIDE a évalué dans chaque cellule les valeurs des paramètres synchrotron (ϵ'_s, k'_s) et SSC (ϵ'_c, k'_c). Pour prendre en compte la propagation du signal de long de la ligne de visée d'un observateur situé sur Terre, il faut tout d'abord effectuer les transformations adéquates. Celles-ci, résumées dans la section

5.5, sont effectuées au travers de l'évaluation dans chaque cellule du facteur Doppler $\delta(\gamma_{\text{jet}}, \theta_{\text{obs}})$. Ainsi, il est possible d'intégrer l'intensité synchrotron et SSC de long de la ligne de visée selon l'équation,

$$I_{\nu_{s/c}; i} = I_{\nu_{s/c}; i-1} \exp(-\tau_{\nu_{s/c}; i}) + j_{\nu_{s/c}; i} (1 - \exp(-\tau_{\nu_{s/c}; i})), \quad (6.21)$$

où l'on aura représenté l'intensité obtenue à la cellule i (le long de la ligne de visée) en fonction de l'intensité à la cellule $i - 1$ et de l'émission intrinsèque de la cellule i via l'évaluation de la fonction source $j_{\nu_{s/c}}$. Ici la profondeur optique est évaluée comme suit,

$$\tau_{s/c} = k_{s/c} \cdot \delta_{\text{pix}}, \quad (6.22)$$

où δ_{pix} représente distance physique entre deux cellules adjacentes.

Par le LCE, il va être nécessaire de seulement intégrer le flux sur une seule couche du jet pour un instant t' d'émission donné. Dans ce cas, les bornes d'intégrations s'adaptent automatiquement et l'intégration sur l'entièreté de la boîte de simulation s'effectuera donc au travers de N fichiers différents (chaque fichier correspondant à un temps d'émission différent).

Dans tous les cas, nous obtenons ici l'intensité synchrotron intégrée sur la ligne de visée. Pour prendre en compte la distance cosmologique qui nous sépare de la source, il nous faut donc estimer le flux synchrotron ou SSC comme suit,

$$F_{s/c} = \frac{S_{\text{pix}}}{D_L^2} (1 + z) I_{s/c}, \quad (6.23)$$

avec S_{pix} la surface physique d'un pixel. Cette équation est la même que l'équation 5.63, seulement ici la surface S_{pix} est la surface physique d'un pixel sur le ciel limité par la résolution de l'instrument donnée à la distance de la source.

6.1.6 Absorption EBL

Concernant l'absorption ou l'atténuation du signal de très haute énergie via création de paires avec un fond diffus de photons de basses énergies, nous allons utiliser une librairie **Python** dédiée. Cette librairie nommée **ebltable**¹ est disponible publiquement en ligne et est maintenue par Manuel Meyer. Celle-ci permet d'obtenir l'atténuation associée à l'absorption EBL pour une énergie (ou fréquence) d'un photon et pour un redshift donné d'une source. Plusieurs profils peuvent être appliqués associés à différents travaux ((Domínguez et al., 2011; Franceschini &

1. Voir <https://github.com/me-manu/ebltable>

Rodighiero, 2017) par exemple). Nous utiliserons dans notre cas les tables proposées par Domínguez et al. (2011). La prise en compte de l'absorption EBL est effectuée hors du jet.

6.2 Vérification : reproduction du spectre en énergie de la source PKS 2155-304

Pour vérifier l'intégralité du traitement radiatif de RIPTIDE, une vérification a été effectuée avec le code LEHA (Cerruti et al., 2015) disponible au LUTh. Ce code adopte un modèle dit *one-zone* ou *blob in jet* lepto-hadronique.

Dans ce genre de code, on considère une région compacte située dans le jet responsable de l'émission multilongueurs d'onde observée. L'approche est donc purement analytique (ou semi-analytique), le traitement temporel et spatial des particules n'étant pas réalisé. La particularité de LEHA est d'aussi gérer une population d'hadrons. Les calculs du rayonnement synchrotron des protons, des cascades de paires et du rayonnement synchrotron des produits de réactions γ sont effectués (voir les réactions présentées en sous-section 2.7.6). Le code a aussi la capacité d'extraire un flux de neutrinos. Il est alors possible de produire des SED pour différents jeux de paramètres. Si le code RIPTIDE est par essence un code *n-zones*, il peut passer en mode *one-zone* et être comparé à LEHA dans le cas leptonique uniquement. Il faut noter que l'estimation du rayonnement synchrotron dans LEHA utilise l'approche analytique et non pas les approximations proposées dans Katarzyński et al. (2001).

Pouvoir effectuer une telle comparaison offre une double opportunité : vérifier que les traitements du processus synchrotron et SSC sont correctement réalisés dans RIPTIDE et de réaliser une reproduction de la SED d'une source particulière, ici PKS 2155-304 dont les points de données sont tirés de Aharonian et al. (2009). Le résultat de cette comparaison est montrée sur la Fig. 6.4. Les paramètres utilisés sont présentés dans la Tab. 6.1 et sont ceux dérivés par le code LEHA dans le cadre de cette application sur la source PKS 2155-304. On remarquera que la distribution en énergie des électrons est plus complexe avec un changement d'indice, cela est aussi pris en compte dans RIPTIDE.

Dans cette figure, on peut voir la SED telle que simulée par LEHA et RIPTIDE. On y a aussi disposé les données observationnelles du flux de rayonnement mesuré à différentes fréquences provenant de PKS 2155-304. On affiche également une courbe montrant l'erreur relative entre RIPTIDE et LEHA dans laquelle on y voit un accord acceptable restant inférieur à 5% dans les domaines où le flux est important. En effet, dans les plages de fréquences où le flux synchrotron est faible, les approximations proposées par Katarzyński et al. (2001) sont moins robustes.

$\theta_{\text{obs}} \text{ [}^\circ\text{]}$	1
δ	30
$\gamma_{\text{e,min}}$	2×10^3
$\gamma_{\text{e,break}}$	1.3×10^5
$\gamma_{\text{e,max}}$	9×10^5
α_1	2.5
α_2	4.32
$K \text{ [cm}^{-3}\text{]}$	1.7×10^5
$B \text{ [G]}$	0.065

TABLE 6.1 : Ensemble des paramètres dérivés par le code *LEHA* dans le cadre de PKS 2155-304 utilisé par *RIPTIDE*.

Ainsi, en plus de démontrer la validité du code *RIPTIDE*, on voit aussi que celui-ci est capable de reproduire parfaitement la SED de PKS 2155-304. Si le code *RIPTIDE* n'est pas initialement prévu pour reproduire des SED, cette comparaison nous offre une assurance sur la validité des résultats proposés dans la suite lors de son utilisation pour déduire le rayonnement provenant de jets simulés par *MPI-AMRVAC*.

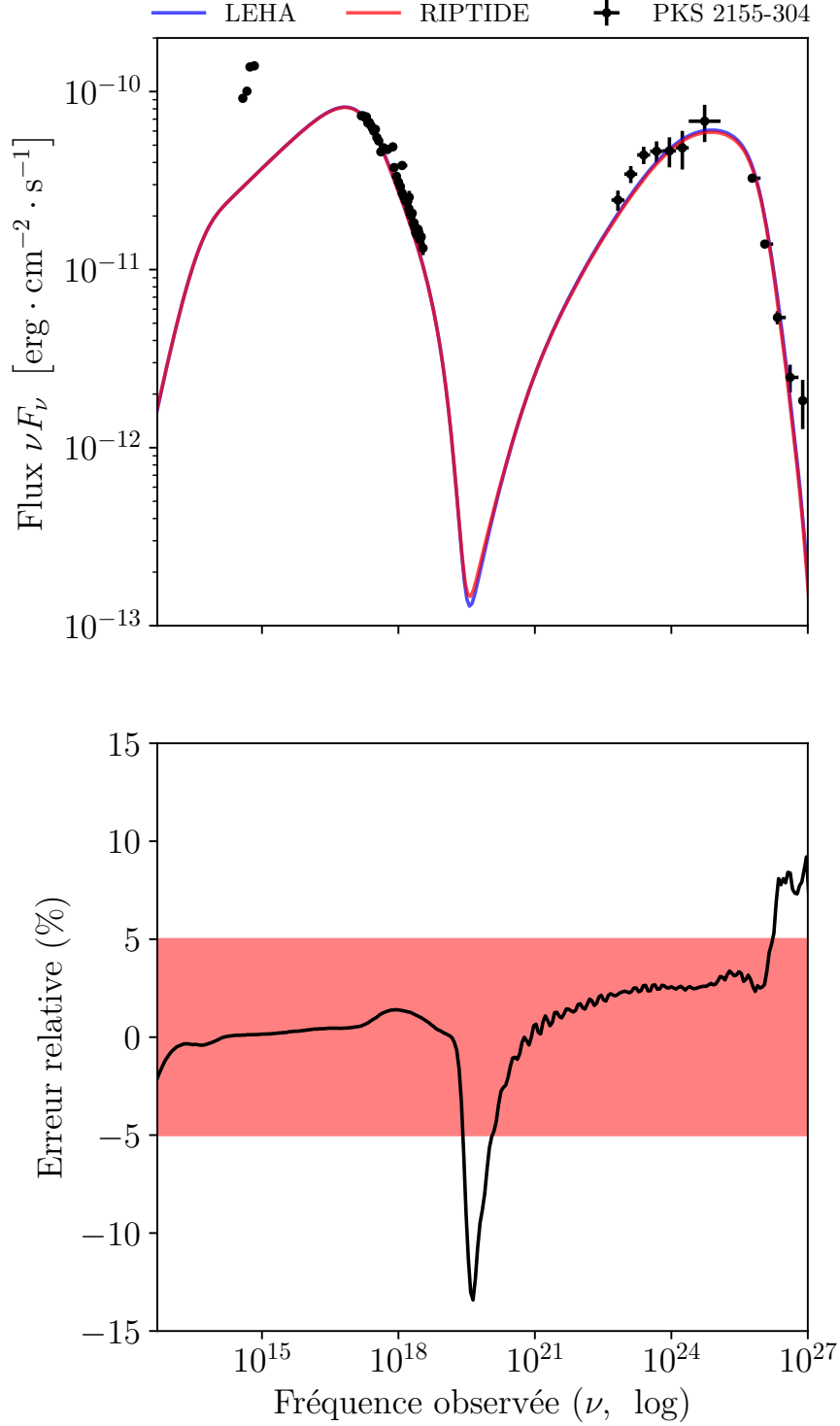


FIGURE 6.4 : Comparaison entre le code lepto-hadronique LEHA (Cerruti et al., 2015) et RIPTIDE pour un même jeu de paramètres visible dans la Tab. 6.1. Ce jeu de paramètres obtenus via LEHA permet de reproduire les point de données de la source PKS 2155-304. L'erreur relative entre les deux codes reste minimale dans les zones d'intérêts.

Chapitre 7

Modélisation de l'émission de jet d'AGN : l'impact d'un champ magnétique à large échelle

Sommaire

7.1	Les champs magnétiques à large échelle dans les jets d'AGN .	147
7.2	Impact dynamique d'un champ magnétique à large échelle sur la structure du jet	149
7.3	Caractéristique et évolution temporelle de l'émission radio lors d'interactions choc - choc	155
7.4	Comparaison avec la source 3C 273	162
7.5	Conclusion	167

7.1 Les champs magnétiques à large échelle dans les jets d'AGN

Comme nous l'avons vue dans la section 2.6, la présence d'une structure de champ magnétique à large échelle est une caractéristique attendue des jets relativistes. En effet, dans les principaux mécanismes de lancement évoqués, la présence d'un champ magnétique hélicoïdal apparaît naturellement. Du côté des observations, la preuve de la présence d'une structure magnétique à large échelle provient des observations radio VLBI. En effet, on sait depuis Pacholczyk (1970) qu'à l'échelle du parsec, un jet qui émet un rayonnement synchrotron est fortement

polarisé. La polarisation est représentée par le vecteur de polarisation (*electric vector polarization angle* ou EVPA en anglais) qui représente le vecteur apparent du champ électrique. Via les observations VLBI, il est possible de dériver l'orientation de ce vecteur qui, la plupart du temps dans le jet, montre une distribution bimodale. En effet, l'EVPA est soit aligné ou bien perpendiculaire à l'axe de propagation du jet. Plusieurs hypothèses permettent d'expliquer cette distribution,

- la présence d'un champ magnétique hélicoïdal à large échelle ;
- la présence de chocs stationnaires où la configuration magnétique serait localement modifiée, ce qui expliquerait les inversions de l'EVPA.

Il se trouve que ces deux explications pourraient coexister. En effet, nous avons des preuves observationnelles qu'un champ magnétique hélicoïdal serait présent via la mesure du gradient de la rotation Faraday. La rotation Faraday (noté RM pour *rotation measure*) représente la rotation de l'EVPA au cours de la propagation d'un champ électromagnétique au travers d'un plasma, on l'estime comme (Govoni & Feretti, 2004),

$$\text{RM} = \frac{e^3}{2\pi m_e c^4} \int_l n_e(l) B_{\parallel}(l) dl, \quad (7.1)$$

avec n_e la densité d'électrons et B_{\parallel} la projection du vecteur de champ magnétique le long de la ligne de visée (dont le parcours est représenté par la quantité l). On mesurera l'angle RM en radians.

La projection du champ magnétique permet de tester si un champ magnétique hélicoïdal (ou toroïdal) est présent (R. D. Blandford, 1990). En effet, en présence d'une composante hélicoïdale, la composante projetée sur la ligne de visée est maximale aux bords du jet (mais de sens opposé) et nulle le long de l'axe de propagation du jet. Le profil obtenu montre alors un certain gradient. Une étude par Gabuzda et al. (2018) montre que ce gradient a pu être observé dans plus de 50 jets d'AGN à l'échelle du parsec et dans 12 à l'échelle du kiloparsec (Knuettel et al., 2017). Cela représente une solide preuve qu'une configuration hélicoïdale (ou toroïdale) est bien présente dans les jets d'AGN, et ce, sur une très grande distance (Gómez et al., 2022).

On sait aussi que la présence de chocs peut être trahie par l'inversion de l'EVPA observée dans la pratique (Beuchert et al., 2018) mais aussi dans les simulations (Lyutikov & Kravchenko, 2016 ; Aller et al., 2020). C'est pourquoi une étude numérique est nécessaire pour comprendre l'impact d'un tel champ magnétique à large échelle sur la morphologie des chocs.

Composante	ρ [cm^{-3}]	p [$\text{dyn} \cdot \text{cm}^{-2}$]	γ	σ_M	R [R_{jet}]
milieu environnant	10^3	1	1	0	16
composante interne	1	1.5	10	10^{-3}	1/3
composante externe	10	1	3	10^{-4}	1

TABLE 7.1 : Conditions initiales des jets simulés.

7.2 Impact dynamique d'un champ magnétique à large échelle sur la structure du jet

De précédentes études sur des jets hydrodynamiques (Gómez et al., 1997; Fromm et al., 2018) et magnétisés (Mizuno et al., 2015; Porth & Komissarov, 2015; Fuentes et al., 2018) ont montré la présence de chocs stationnaires. Comme nous l'avons vu, ces chocs stationnaires sont formés par une succession de zones de compression. Celle-ci est souvent référée comme une structure dite en “diamant” par sa forme.

Dans le cadre de cette première étude, nous avons voulu étudier l'impact d'une composante magnétique à grande échelle sur la structure en chocs stationnaires. Comme point de départ, nous avons choisi de simuler un jet structuré, c'est-à-dire comportant une composante interne et externe. Comme observé dans Hervet et al. (2017), la stratification du jet induit une plus grande variété de structures de chocs stationnaires en raison de l'interaction entre les ondes de compressions se propageant dans les deux composantes. Ici, nous avons testé quatre différentes configurations de champ magnétique : hydrodynamique (comme référence, uniquement une composante turbulente du champ magnétique), toroïdale, poloïdale et hélicoïdale. À part le choix de cette configuration, tous les jets partagent les mêmes caractéristiques qui sont résumées dans la Tab. 7.1. Par souci de clarté, nous réfererons chaque solution par une lettre associée à sa configuration magnétique ; hydrodynamique (**H**), toroïdale (**T**), poloïdale (**P**) et hélicoïdale (**HL**).

La Fig. 7.1 représente donc les quatre différentes solutions à leurs états stationnaires. Dans chacun des cas, le jet présente une succession de chocs stationnaires également espacés le long du jet. Cette équidistance est assurée par la forme quasi cylindrique des jets simulés. Toutefois, de grandes différences dans la structure des chocs sont à noter.

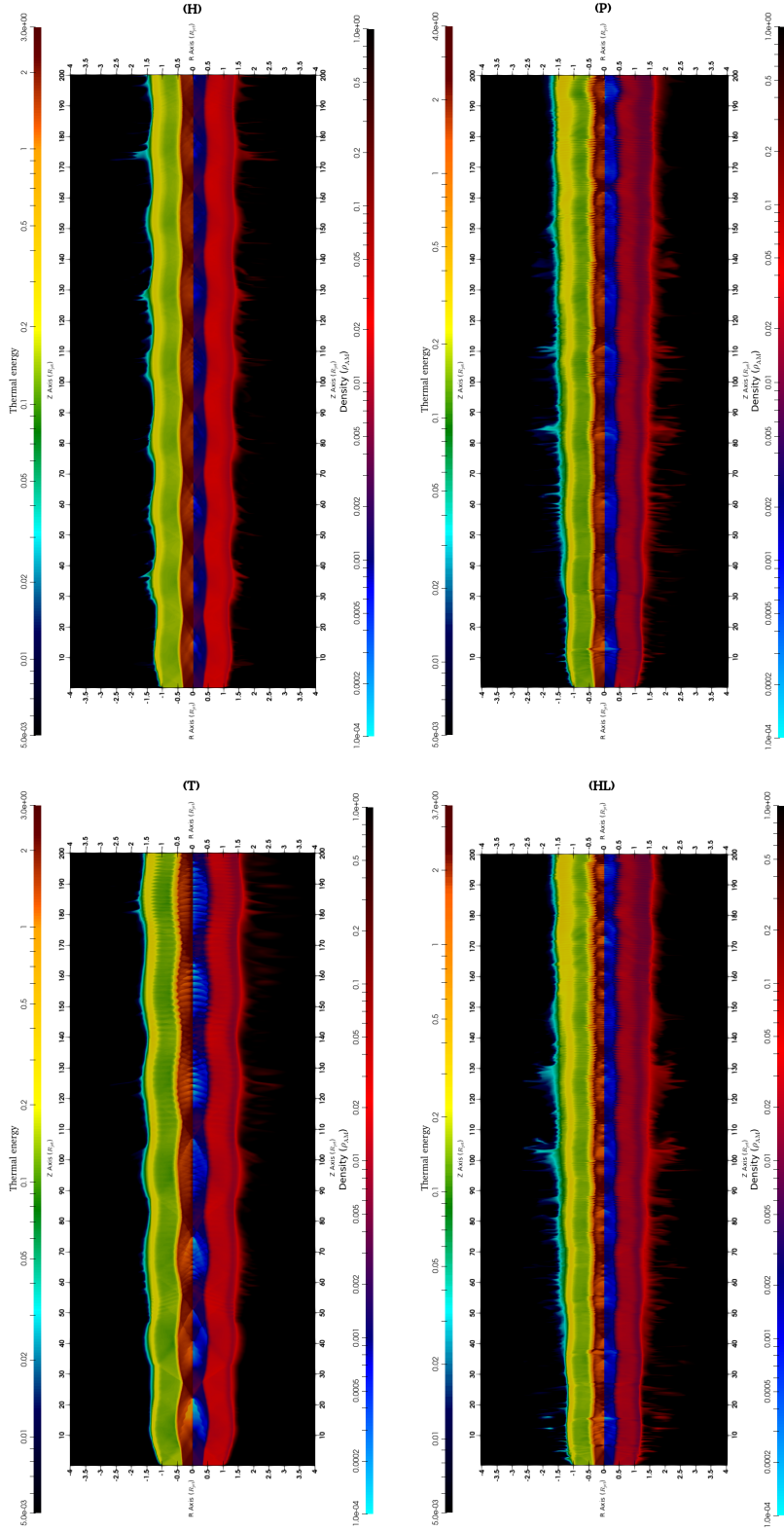


FIGURE 7.1 : Différents types de jets structurés (H, T, P et HL) sans perturbation injectée. La propagation du jet s'effectue le long des valeurs croissantes de Z . Pour chaque cas, le contour de densité (en échelle logarithmique) est représenté en bas et le contour d'énergie thermique en haut. L'unité des axes est en unité de rayon du jet R_{jet} .

Globalement, l'impact d'une composante toroïdale magnétique va renforcer les chocs stationnaires en induisant des alternances de zones de compressions et de raréfactions plus marquées (Fig. 7.1 (en bas à gauche)). Cette différence vient du fait qu'une tension magnétique radiale va apparaître naturellement et va tendre à collimater le jet notamment dans les zones de compressions. Par réaction, le jet va fortement s'étendre radialement pendant les phases de raréfactions. Cela a pour conséquence de perturber radialement le jet qui se réorganise en une structure en chocs stationnaires plus marqués si l'on compare au résultat hydrodynamique. Cela se manifeste notamment par la présence d'un choc fort localisé à $Z \simeq 70 R_{\text{jet}}$ de la base du jet. À plus longue distance, la stratification du jet conduit au développement d'instabilités de Rayleigh-Taylor à l'interface jet extérieur-intérieur et le long des chocs stationnaires, comme observé dans [Toma et al. \(2017\)](#) dans le cas hydrodynamique.

Dans les cas poloïdal et hélicoïdal, la pression magnétique le long de l'axe Z amplifie ces instabilités le long du jet. Dans le jet interne, ces instabilités interfèrent avec les chocs stationnaires et conduisent à diminuer leur intensité et à l'apparition d'une région turbulente à grande distance (voir Fig. 7.1 (en bas)).

Dans un jet structuré, la présence d'un champ magnétique à large échelle va aussi amplifier son angle d'ouverture intrinsèque. Initialement, le jet est purement cylindrique, car se déplaçant au travers d'un milieu environnant uniforme. Cependant, l'impact du champ magnétique sur les ondes caractéristiques va localement impacter son ouverture. La Fig. 7.2 représente cet angle d'ouverture le long du jet. On remarque nettement l'impact d'une composante magnétique par rapport au cas hydrodynamique. Cela est particulièrement apparent dans les cas poloïdal et hélicoïdal où l'ensemble des instabilités va provoquer une décollimation plus ou moins marquée du jet (on aura un angle d'ouverture moyen de $\theta \sim 0.17^\circ$). Ainsi, même si la composante extérieure du jet agit comme un cocon autour de la composante interne ([Porth & Komissarov, 2015](#)), le champ magnétique modifie la topologie des ondes caractéristiques du fluide. La présence d'une composante toroïdale du champ magnétique tend à limiter cette expansion transversale comme observée dans ([Mizuno et al., 2015](#)) et à grande distance dans nos simulations (avec un angle d'ouverture moyen de $\theta \sim 0.10^\circ$).

Comme nous l'avons vu, le scénario choc - choc semble prometteur pour expliquer la variabilité observée dans les AGN notamment dans le domaine des radios. Ce scénario implique donc la présence d'une onde de choc mobile interagissant avec les chocs stationnaires. Dans cette étude, nous avons reproduit l'émergence d'une telle onde en simulant l'apparition d'un éjecta à la base du jet. En effet, l'interaction de cet éjecta avec le jet va induire une onde de compression en amont de

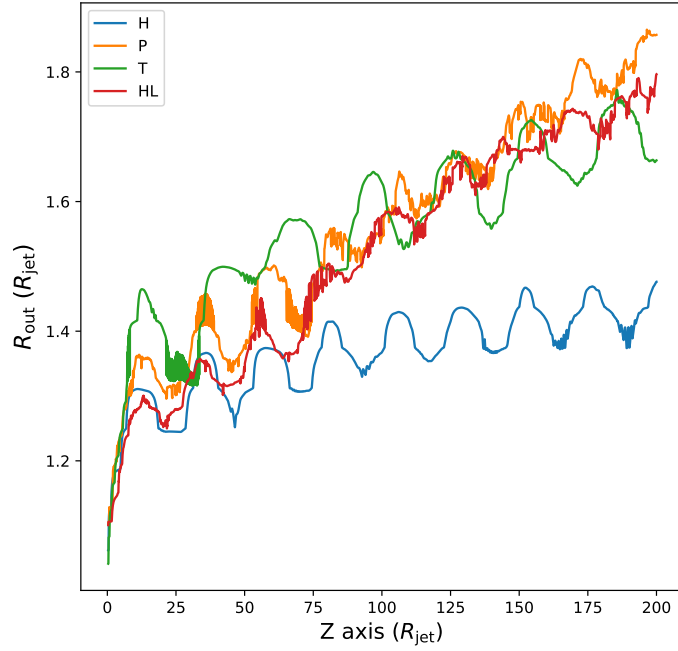


FIGURE 7.2 : Évolution du rayon externe du jet le long de l'axe Z .

l'éjecta. L'éjecta est considéré initialement sphérique et en surdensité par rapport au jet interne. En effet, nous aurons pour l'éjecta,

$$\rho_{ej} = 10^3 \text{ cm}^{-3}, \quad (7.2)$$

$$p_{ej} = 1 \text{ dyn} \cdot \text{cm}^{-2} \quad (7.3)$$

$$\gamma_{ej} = 10. \quad (7.4)$$

Par ailleurs, on fixera le rayon de l'éjecta à $R_{ej} = R_{jet}/6$ (donc la moitié du rayon du jet interne). Celui-ci est injecté initialement le long de l'axe du jet, donc en $R = 0$ et à une distance $Z = R_{jet}$ de la base. Dans ces conditions, le flux d'énergie cinétique emporté par l'éjecta équivaut à $10^{47} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ (la luminosité de l'éjecta est estimée à l'aide de l'équation 4.23). Pour rappel, l'énergie cinétique totale du jet est fixée à $10^{46} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$. L'éjecta va donc perturber la structure du jet en y déposant son énergie au cours de sa propagation.

Si l'éjecta traverse toute la partie simulée du jet en un temps $t' = 200 R_{jet}/c$, les simulations sont effectuées jusqu'au temps $t' = 230 R_{jet}/c$ pour aussi étudier la relaxation du jet après le passage de la perturbation. La Fig. 7.3 représente l'état

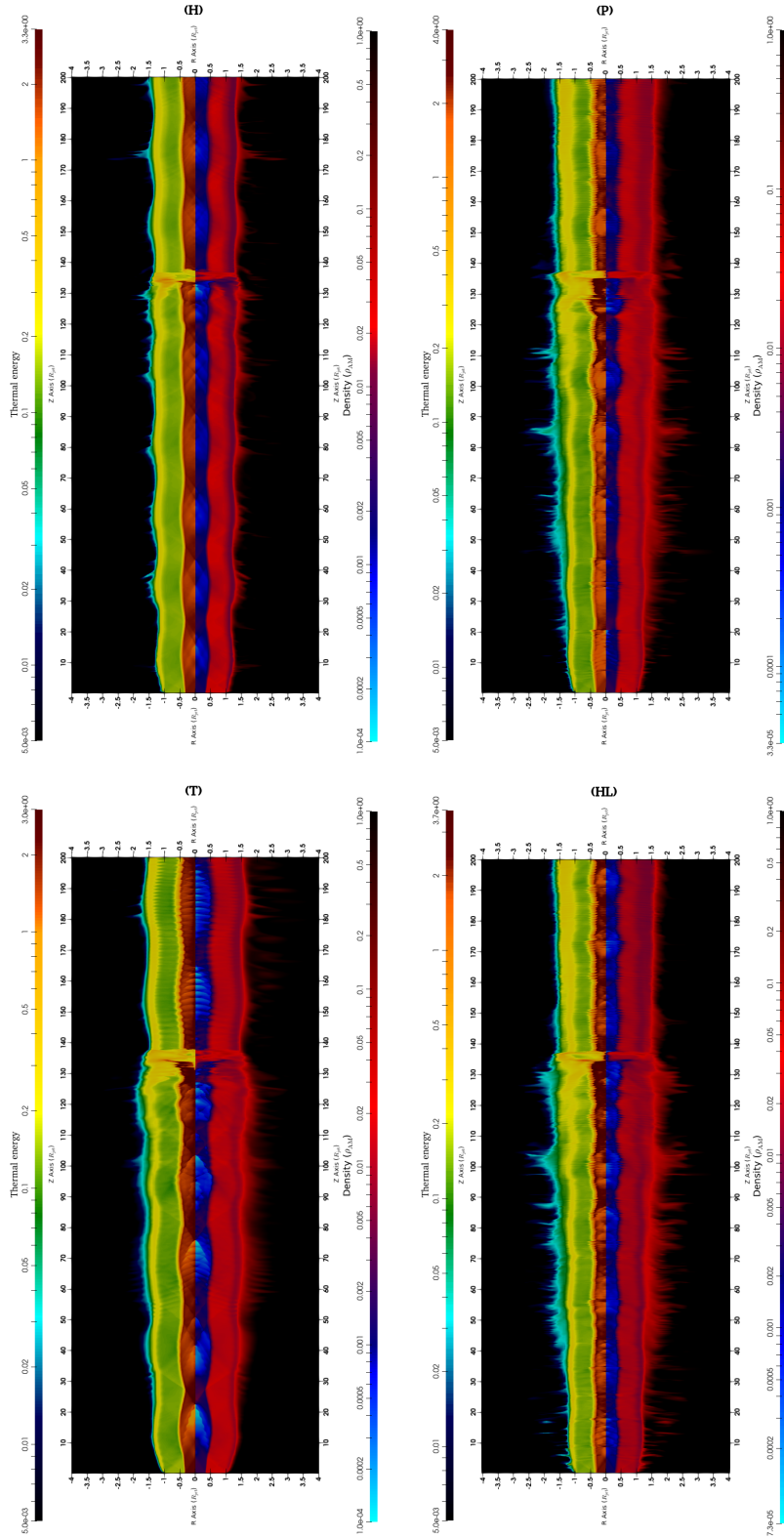


FIGURE 7.3 : Différents types de jets structurés (H, T, P et HL) avec la perturbation localisée en $Z \simeq 135 R_{\text{jet}}$. Pour chaque cas, le contour de densité (en échelle logarithmique) est représenté en bas et le contour d'énergie thermique en haut. L'unité des axes est en unité de rayon du jet R_{jet} .

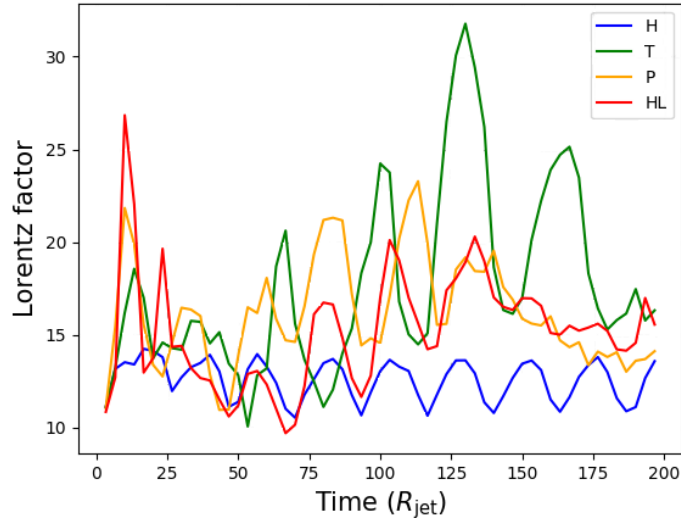


FIGURE 7.4 : Évolution du facteur de Lorentz du choc en mouvement le long de l'axe Z et de ses interactions avec les chocs stationnaires.

des différents jets simulés lorsque la perturbation est localisée en $Z \simeq 135 R_{\text{jet}}$.

L'onde de choc mobile se forme rapidement du fait de l'interaction de l'éjecta avec le jet interne. Celle-ci va interagir avec la structure en choc stationnaire et va donc être accélérée dans les zones de raréfactions ou bien ralentie dans les zones de compressions. La Fig. 7.4 représente pour chacune des configurations magnétiques l'évolution de la vitesse du choc en mouvement.

Comme référence, le cas hydrodynamique montre que le choc mobile suit directement le profil de vitesse du fluide. On y voit clairement la succession de périodes d'accélération ou de décélération représentant les chocs stationnaires. Au contraire, les cas magnétiques montrent une accélération notable du choc mobile. Dans le cas toroïdal, les zones de raréfactions sont plus larges, l'accélération y donc plus marquée. Ceci est particulièrement le cas après le quatrième choc stationnaire où le facteur de Lorentz du choc atteint la valeur élevée $\gamma_{\text{ej}} \simeq 30$ (à la position $Z \simeq 125 R_{\text{jet}}$). Il y a recombinaison des ondes caractéristiques de la composante interne avec celles de la composante externe à cette position, expliquant ainsi l'intensité de ce choc. Ce gain d'énergie permet à l'onde d'interagir plus fortement avec les chocs stationnaires suivants. En réponse, ces derniers oscilleront autour de leur position initiale. Cette oscillation est due à la perturbation radiale que va subir le jet pendant et après l'interaction choc - choc. Nous verrons dans la suite que sous certaines conditions, cette oscillation de chocs stationnaires peut amener

à l'émergence d'ondes de choc en mouvement, les chocs de relaxation.

Pour finir, les cas poloïdal et hélicoïdal sont très similaires. En effet, l'onde en mouvement va tout d'abord subir une accélération constante à travers les différentes zones de raréfactions en perturbant la structure en choc stationnaire. Puis aux alentours de $Z \simeq 100 R_{\text{jet}}$ lorsque l'onde entre dans la portion du jet gouvernée par les instabilités, celle-ci entre dans une phase de ralentissement avant sa sortie de la boîte de simulation.

Pour conclure, la présence d'un champ magnétique à large échelle va fortement perturber la structure en choc stationnaire en agissant soit sur les caractéristiques des ondes de compressions ou de raréfactions formant ladite structure. Cela aura un impact sur l'angle d'ouverture intrinsèque du jet, ce qui aura un effet rétroactif sur la position des chocs stationnaires. La composante toroïdale semble maximiser l'intensité des chocs. Toujours en présence d'une composante magnétique à large échelle, une onde de choc en mouvement générée par un éjecta aura un profil de vitesse montrant des périodes de fortes accélérations ou de décélérations provoquant de plus ou moins importantes perturbations de la structure du jet. Dans la suite, nous allons donc nous focaliser sur la contrepartie radio provenant d'une population d'électrons relativistes présentes sur les zones de chocs.

7.3 Caractéristique et évolution temporelle de l'émission radio lors d'interactions choc - choc

Comme nous l'avons vu dans toutes nos simulations l'onde en mouvement va interagir avec les chocs stationnaires. Ces interactions successives vont entraîner l'apparition d'éruption radio dû à l'augmentation momentanée de l'énergie thermique des électrons (cf. Gómez et al., 1997; Fromm et al., 2016). La Fig. 7.5 montre différentes cartes d'émission obtenue en observant le jet à la perpendiculaire, donc avec un angle d'observation de 90° (dans le référentiel de l'observateur) et à la fréquence d'observation de $\nu = 10^9$ Hz. À titre d'illustration, ces cartes de flux synchrotron sont obtenues en considérant une source se situant à la distance correspondante à la source M 87 (avec le redshift associé $z = 0.00428$). Dans un but de comparer nos résultats avec de véritables observations VLBI, nous avons lissé les cartes d'émission obtenues avec une résolution spatiale typique ($1.6 R_{\text{jet}}$ pour une source telle que M 87).

Pour obtenir ces cartes d'émission, il faut noter que le modèle utilisé était à l'époque plus simple que celui détaillé dans les parties dédiées ci-dessus. En effet,

les électrons relativistes sont ici décrits selon (Gomez et al., 1995),

$$K = \left[\frac{e_{\text{th,e}} (p-2)}{1 - C_E^{2-p}} \right]^{p-1} \left[\frac{1 - C_E^{1-p}}{n_e (p-1)} \right]^{p-2}, \quad (7.5)$$

avec,

$$\gamma_{\text{e,min}} = \frac{e_{\text{th,e}}}{n_e} \frac{p-2}{p-1} \frac{1 - C_E^{1-p}}{1 - C_E^{2-p}}, \quad (7.6)$$

où $e_{\text{th,e}} = \epsilon_e e_{\text{th}}$ est la fraction d'énergie thermique emportée par les électrons, $n_e = \epsilon_n n$ est la fraction de la densité du fluide allouée aux électrons avec $\epsilon_e = \epsilon_n = 0.01$ et le coefficient $C_E = \gamma_{\text{e,max}}/\gamma_{\text{e,min}}$ est fixé à 10^3 . Ces équations peuvent être obtenues en négligeant la perte radiative et en considérant alors le paramètre C_E comme constant. Dans le domaine des radios, cette hypothèse est pleinement vérifiée comme nous l'avons vue dans la sous-section 5.2.2.

En intégrant le flux total au cours du temps sur l'ensemble de la boîte de simulation, il est aussi possible de produire des courbes de lumières qui sont affichées sur la Fig. 7.7. Dans celles-ci, il est possible de distinguer le flux provenant uniquement d'une zone centrée sur le choc en mouvement du reste du jet. Pour discriminer l'origine du flux, nous reproduisons l'émission provenant du choc en mouvement par une Gaussienne 2D adaptative via une régression par la méthode des moindres carrés. Le signal provenant du reste de la simulation étant le signal initial auquel on aura soustrait le signal du choc mobile modélisé par la Gaussienne. La Fig. 7.6 donne un exemple d'une telle soustraction pour une carte d'émission donnée. Les cartes de flux synchrotron étant convoluées avec la résolution typique VLBI, l'approximation de forme gaussienne est justifiée ici. La méthode est valable en considérant que le choc mobile principal émet la plus grande partie du rayonnement et aussi pour des angles d'observations relativement élevés. En effet, dans le cas contraire, on ne reproduira pas le vrai signal provenant uniquement du choc mobile.

Ceci étant dit, nous pouvons tout à fait comprendre les cartes d'émissions obtenues. Dans notre cas de référence, le cas hydrodynamique, l'émission est dominée par les chocs stationnaires. L'intensité et la taille des nœuds diminuent avec la distance en raison de l'amortissement lent de l'intensité du choc avec la distance. La contribution de la composante externe du jet à l'émission est négligeable, puisque la densité d'électrons y est beaucoup plus faible. Dans la courbe de lumière, on y aperçoit des éruptions radio lors de chaque interaction choc - choc. La variabilité est massivement causée par le flux provenant du choc en mouvement, même si l'on peut déceler quelques émissions rémanentes provenant du jet et provenant de chocs stationnaires perturbés. Dans l'ensemble, l'intensité des éruptions observées est

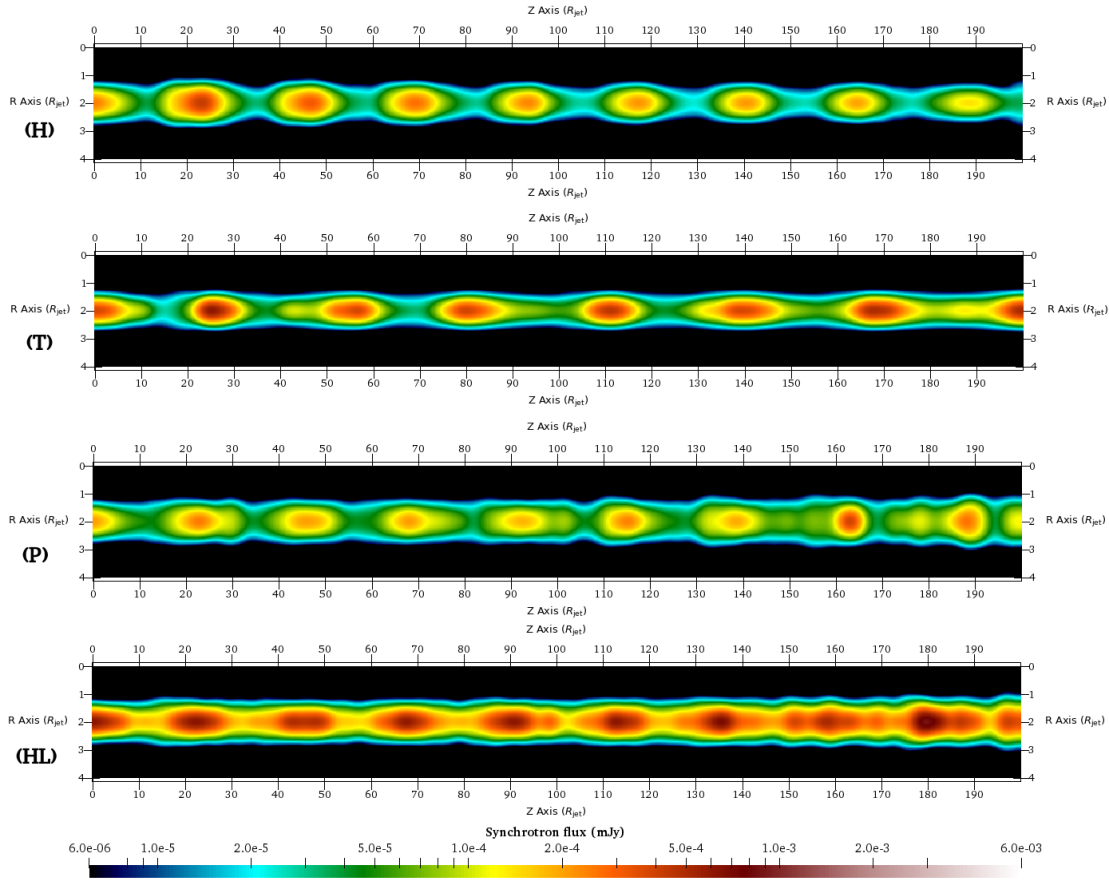


FIGURE 7.5 : Cartes d'émission synchrotron obtenue à la fréquence $\nu = 10^9$ Hz et avec un angle d'observation de $\theta_{\text{obs}} = 90^\circ$ (jet observé à la perpendiculaire). Le flux est donné en unité de mJy. Les différentes configurations magnétiques sont représentées par leur lettre associée sur la gauche.

constante au cours du temps.

Dans le cas toroïdal, on retrouve aussi la présence d'éruptions radio lors des interactions choc - choc. Cependant, et à la différence du cas hydrodynamique, l'intensité des éruptions est très variée. En effet, lors de la quatrième interaction choc - choc, une éruption très puissante est observée avec un flux total augmentant d'un facteur 3.5 par rapport à l'état stationnaire. Cette éruption intervient lorsque le choc en mouvement interagit fortement avec le choc stationnaire le plus puissant. Peu après, le choc en mouvement est fortement accéléré dans la zone de raréfaction la plus large et va perturber les chocs stationnaires suivants. On peut observer dans la courbe de lumière décrivant le flux provenant uniquement

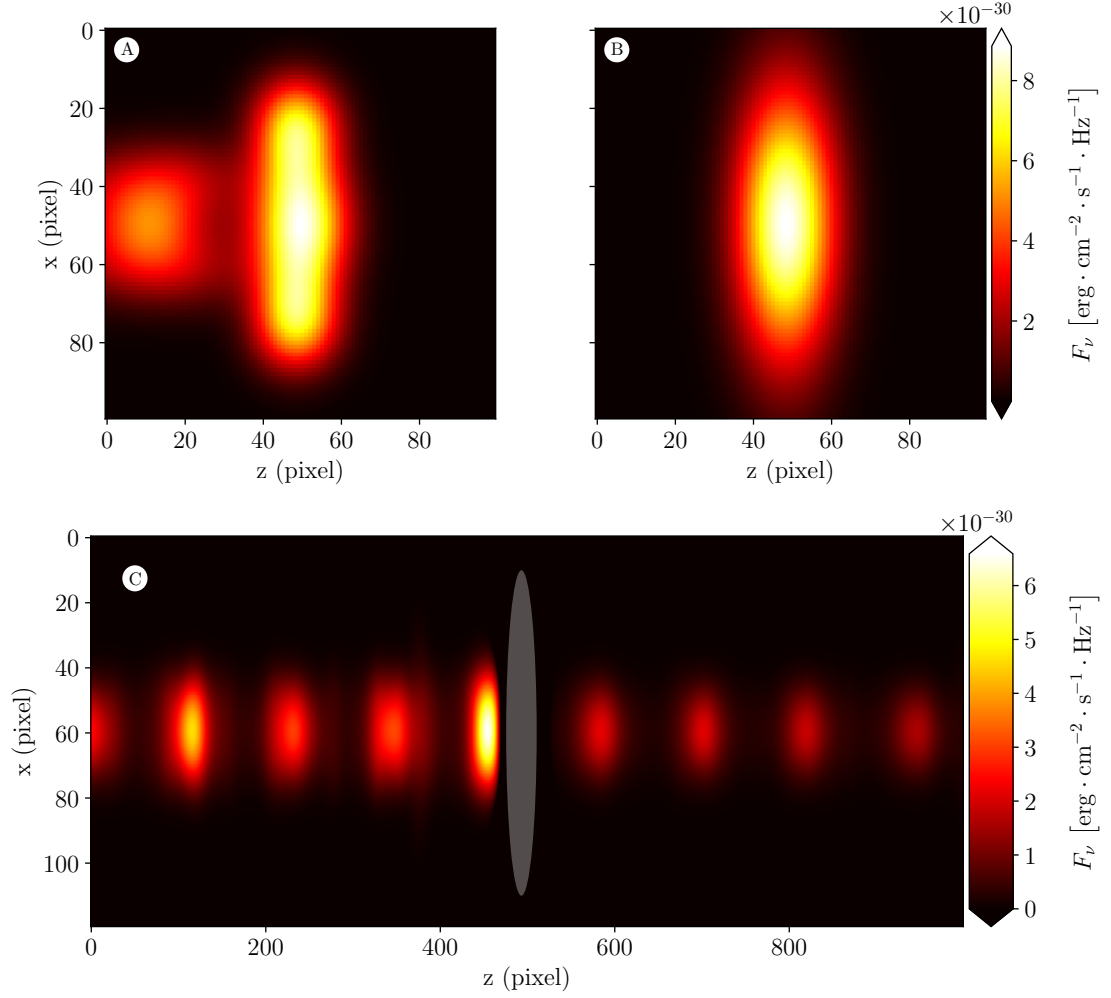


FIGURE 7.6 : **A** : Zoom dans une carte de flux radio ($\nu = 10^9$ Hz et $\theta_{\text{obs}} = 90^\circ$) montrant le choc mobile quittant un choc stationnaire après interaction. **B** : Reproduction du signal émis du choc mobile par une Gaussienne 2D. **C** : Carte complète du jet montrant le flux émis par le jet comme résidus avec soustraction du signal Gaussien (l'ellipse grise représente la la Gaussienne 2D). Les axes sont donnés en unités de pixels de la caméra virtuelle.

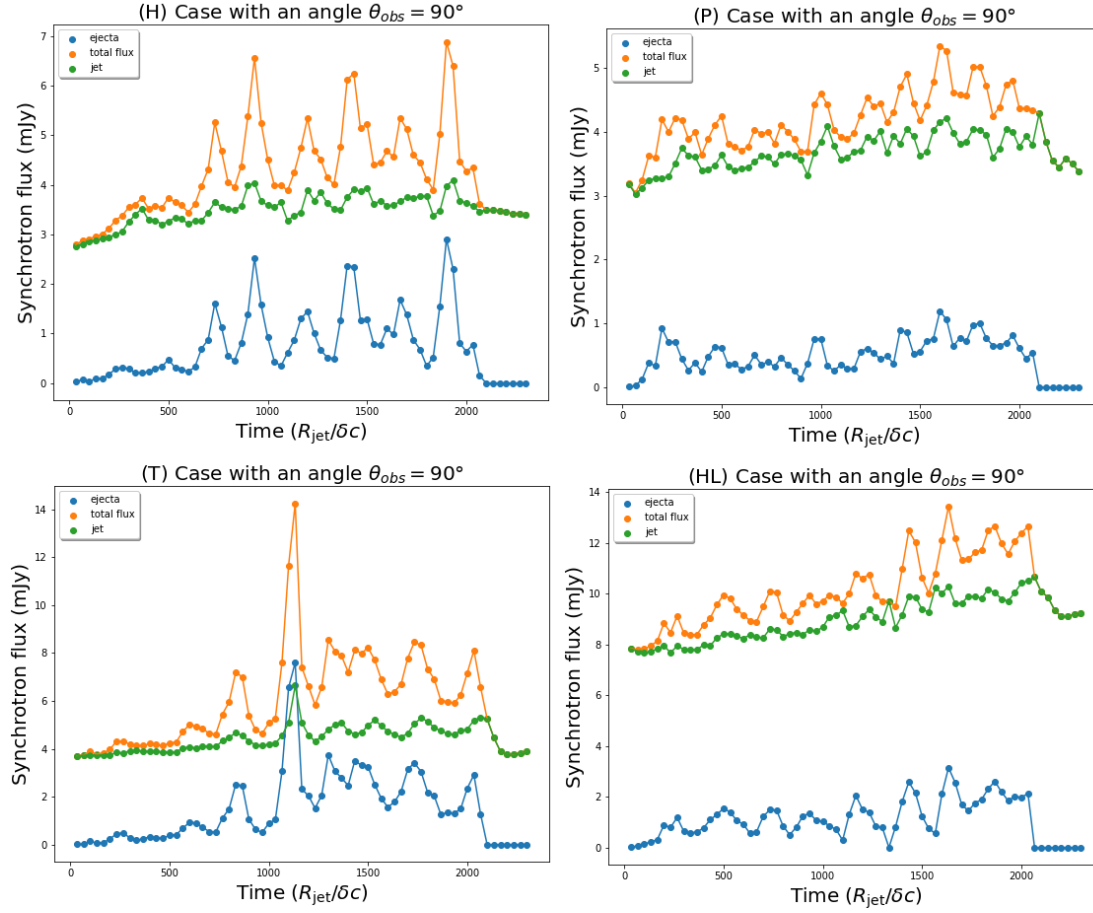


FIGURE 7.7 : Courbe de lumière obtenue en intégrant le flux synchrotron total émis par la boîte de simulation de taille de $[R = 8, Z = 200] R_{\text{jet}}$. Le calcul de la courbe de lumière est réalisé à partir des quatre différents cas de jets (**H**, **T**, **P** et **HL**). Le flux est calculé de $t = 0$ le temps de l'injection de l'éjecta, jusqu'à $t \sim 230 R_{\text{jet}}/\delta$ avec $\delta(\theta_{\text{obs}} = 90^\circ) = 0.1$ dans le référentiel de l'observateur avec $\nu = 10^9$ Hz. Nous séparons le flux total (en orange) en deux composantes : celui provenant du jet (en vert) de celle de l'onde de choc mobile (en bleu).

du jet une sorte de réponse après chaque interaction choc - choc. Cet écho provient de l'oscillation de chocs stationnaires perturbés. Pendant cette oscillation, le choc stationnaire dissipe son énergie et on peut observer localement une augmentation du nombre d'électrons relativistes responsables de ce flux rémanent.

Les cas poloïdal et hélicoïdal partagent là encore de nombreuses similarités. On y observe une structure en émission plus complexe qui est à l'image de la structure en choc stationnaire. Par conséquent, on observe dans les courbes de lumière

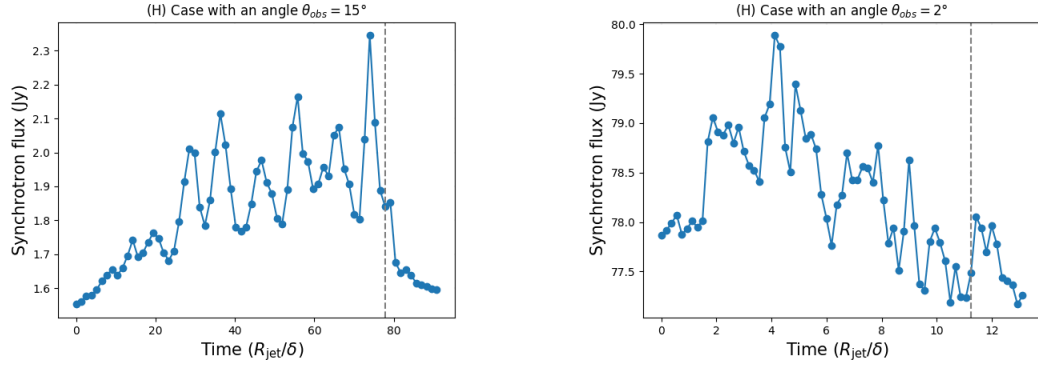


FIGURE 7.8 : Courbes de lumière obtenues en intégrant le flux synchrotron total émis. Le calcul de la courbe de lumière est réalisé uniquement pour le cas hydrodynamique (**H**). Le flux est calculé depuis $t = 0$ le moment de l'injection de l'éjecta, jusqu'à respectivement $t \sim (90, 13) R_{\text{jet}}/\delta$ pour $\delta(\theta_{\text{obs}} = 15^\circ) \simeq 2.57$ (gauche) et $\delta(\theta_{\text{obs}} = 2^\circ) \simeq 18$ (droite) obtenue dans le référentiel de l'observateur avec $\nu = 10^9$ Hz. La ligne en pointillée grise représente la sortie du choc en mouvement de la boîte de simulation.

respectives des éruptions peu marquées. Ceci est dû en partie au fait que dans ces deux cas, la proportion du flux emportée par le jet est beaucoup plus importante. Cette proportion plus importante peut être totalement expliquée par la structure en émission beaucoup plus diffuse et aussi grâce à l'apparition de multiples instabilités lors du passage de la perturbation. C'est pourquoi le flux provenant du jet augmente au cours du temps pour ces deux configurations magnétiques. La principale différence entre le cas poloïdal et hélicoïdal provient de l'intensité moyenne des chocs stationnaires. En effet, dans le cas hélicoïdal, le flux est en moyenne deux fois plus élevé par rapport aux autres cas. Cela provient de l'impact de la composante toroïdale présente, la tension magnétique expliquant la différence en flux observée.

Si les résultats montrés jusqu'ici ont tous été obtenus avec un angle d'observation de $\theta_{\text{obs}} = 90^\circ$, la Fig. 7.8 montre les résultats obtenus uniquement dans le cas hydrodynamique pour deux autres valeurs d'angle, $\theta_{\text{obs}} = 15^\circ$ et $\theta_{\text{obs}} = 2^\circ$ avec $\nu = 10^9$ Hz. L'effet de *Doppler beaming* est bien pris en compte, reflétant l'augmentation du flux de rayonnement et de la compression de l'axe temporel. Si à un angle de 15° , la forme de la courbe de lumière obtenue semble similaire à celle obtenue à 90° , le résultat à 2° montre l'impact de l'absorption synchrotron. En effet, au cours du temps, le choc en mouvement masque davantage de chocs stationnaires.

Le LCE n'est pas pris en compte ici, toutefois l'effet attendu dans le domaine des radios consiste en une compression temporelle de la courbe de lumière comme nous pouvons le montrer dans le chapitre 8. La zone d'émission étant étendue en radio, cette compression ne déforme pas la forme globale de la courbe de lumière. Ainsi, une étude de la forme de la courbe de lumière reste valable. Une étude de l'impact d'un tel effet est décrite dans le prochain chapitre, dans la sous-section 8.3.3 et avec un résultat visible sur la Fig. 8.9.

Pour conclure ici, la présence d'une composante toroïdale du champ magnétique assure la cohésion du choc mobile et des chocs stationnaires. Le fait que des zones de chocs soient très compactes se traduit par l'émission d'éruptions radio intenses. Ce comportement est aussi partagé à un niveau plus faible par le cas hydrodynamique.

Au contraire, lorsqu'une composante poloïdale du champ magnétique est présente, l'interaction entre l'onde de choc mobile et des chocs stationnaires diffus est plus faible et les éruptions associées sont moins prononcées. En effet, par la complexité de la structure en choc stationnaire, une grande part du flux émis provient du jet. Par contraste, la variabilité provenant du choc mobile semble moins marquée.

Dans tous les cas, la grande variété d'éruptions simulées est liée à l'intensité des différents nœuds, provenant de l'interaction des ondes de compression dans le fluide. La composante externe du jet permet l'interférence entre les ondes de compression se propageant dans cette composante avec celles de la composante interne. Dans certaines conditions, deux ondes de compression peuvent se combiner, conduire à la formation d'un choc stationnaire fort et donc à une émission particulièrement marquée lors d'une interaction choc - choc. C'est notamment le cas dans le cas toroïdal avec le quatrième choc stationnaire et à l'éruption radio associée.

Certaines éruptions sont associées à une réponse visible dans le flux émis par le jet, ceci est assez visible dans le cas toroïdal. Ce flux rémanent peut provoquer une asymétrie du profil de l'éruption qui aura alors une phase de descente plus longue. En effet, de l'interaction choc - choc résultera une compression du choc stationnaire et une déformation radiale du jet. Le jet se relaxe alors pour dissiper le gain d'énergie et le choc stationnaire peut être amené à se déplacer autour de sa position d'origine. Ces déplacements peuvent être tout à fait comparé à l'apparition de chocs de recollimation traînants, déjà observés par [Agudo et al. \(2001\)](#) et [Mimica et al. \(2009\)](#). La contrepartie de rayonnement supplémentaire provenant du choc stationnaire choqué aura donc tendance à allonger le profil de l'éruption alors dans sa phase descendante. Ce comportement est en accord avec les différentes éruptions radio observées [Hovatta et al. \(2008\)](#) ; [Nieppola et al. \(2009\)](#) et obtenue numériquement à partir de jets en surpression par [Gómez et al. \(1997\)](#) ;

7.4 Comparaison avec la source 3C 273

Nous proposons ici de comparer qualitativement les résultats de nos simulations avec un cas astrophysique. Un candidat idéal est 3C 273 (B1226+023), un AGN de type FSRQ qui est l'un des plus brillants et des mieux observés depuis des décennies. Son redshift de $z = 0.1583$ (Strauss et al., 1992) se traduit par un facteur d'échelle de $2.73 \text{ pc} \cdot \text{mas}^{-1}$ en considérant une constante d'Hubble de $H_0 = 70 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$. Comme représenté sur la Fig. 7.9, cette source présente à la fois des nœuds radios mobiles et des nœuds quasi stationnaires. Ce comportement intermédiaire est le plus souvent observé dans les blazars intermédiaires (entre FSRQ et BL Lac) (Hervet et al., 2016). Cependant, 3C 273 diffère significativement de ces sources dans la mesure où les nœuds quasi stationnaires ne sont visibles que pendant les périodes de faible activité du jet, et non de façon continue.

Dans nos simulations, nous avons pu reproduire la présence de chocs stationnaires et mobiles visibles en radio. Par ailleurs, lors de la propagation d'un choc mobile, il a été possible de reproduire une série d'éruptions radio observée lors d'interactions choc - choc. Il est à noter que dans toutes nos simulations, la puissance cinétique emportée par le jet externe est supérieure à celle du jet interne avec un rapport initial de 3 : 1. Le rapport des puissances cinétiques a été proposé dans Hervet et al. (2017) comme un critère critique discriminant les types de jets radio VLBI, eux-mêmes associés aux types spectraux des blazars (Hervet et al., 2016 ; Piner & Edwards, 2018 ; Lister et al., 2019). Les jets à deux composantes dont les puissances cinétiques se situent dans le même ordre de grandeur, comme ceux simulés dans cette étude, se sont avérés être les plus similaires aux blazars de type FSRQ.

Il est donc possible de comparer qualitativement les résultats de nos simulations avec la source 3C 273. Pour ce faire, nous avons utilisé les observations à 15.3 GHz du VLBA analysées par l'équipe MOJAVE jusqu'en août 2019 (Lister et al., 2021). Nous avons aussi combiné ces données avec les observations à la même fréquence du télescope OVRO. Celui-ci, au travers d'un programme de surveillance de blazars associé au programme Fermi-LAT, produit des courbes de lumières à la même fréquence de 15.3 GHz (Richards et al., 2011). Notre objectif est de voir comment les nœuds mobiles radio VLBI observés influencent la courbe de lumière globale des jets observés avec OVRO, ainsi que l'évolution de la luminosité pendant leur propagation.

Nous allons nous concentrer sur la période s'étalant de 2008 à 2019. Nous reportons

sur la Fig. 7.9 la présence de quatre nœuds radios mobiles (k22, k31, k37 et k36) et aussi la présence de deux nœuds radios quasi stationnaires (k32 et k35) qui sont observés pendant toute cette période. Le nœud mobile k39 n'est pas considéré ici, car pas référencé dans les données de MOJAVE.

Ainsi dans la Fig. 7.9, on observe la présence des nœuds stationnaires pendant l'absence de nœuds en mouvements, c'est-à-dire lorsque la source est dans son état le plus stable. Cet état s'étale sur deux ans, de 2011 à 2013. La baisse du flux observée dans la courbe de lumière OVRO va dans ce sens. Cela explique pourquoi k32 et k35 sont considérés comme deux nœuds quasi stationnaires présents dans l'état non perturbé de la source. Toutefois, ces deux nœuds quasi stationnaires semblent parfois absents comme k32 entre 2015 et 2016. Cela pourrait être dû aux conditions d'observations, à des limitations instrumentales ou encore dues au fait qu'un nœud mobile peut éclipser une portion du jet en amont. La disparition momentanée d'un nœud quasi stationnaire pourrait aussi être due à la relaxation du jet après le passage de la perturbation, le nœud perturbé revenant à sa position initiale après un certain temps. Par ailleurs, les extrapolations effectuées sur les mouvements de nœuds mobiles montrent que le flux radio commence à augmenter lorsqu'ils émergent du cœur radio.

Concernant plus précisément les nœuds mobiles, on observe bien une augmentation du flux observé par OVRO de leurs émergences avec un pic observé lors de l'interaction avec le premier nœud quasi stationnaire k35 (situé à 0.36 ± 0.08 mas du cœur radio). Les observations VLBI montrent un comportement similaire et tendent à confirmer le scénario choc - choc sous-tendu dans nos simulations. En effet, considérant l'interaction entre un choc mobile avec le choc de recollimation k35, on s'attend à observer une hausse du flux radio lors de la collision. Après l'interaction, le flux provenant des nœuds diminue, ce qui est aussi en accord avec l'existence d'une phase de refroidissement adiabatique ininterrompue après leurs interactions avec k35. Le nœud quasi stationnaire k32 ne semble pas jouer de rôle ici, cela suggère que ce deuxième choc de recollimation est beaucoup moins puissant que le premier. Si le flux radio peut être fortement absorbée dans cette région, des études à plus hautes fréquences sont nécessaires pour sonder la base du jet.

Dans un but de comparaison qualitative des éruptions radios simulées et observées, la Fig. 7.10 représentent quatre courbes de lumières obtenues à la fréquence d'observation 15.3 GHz (fréquence OVRO/MOJAVE) et à l'angle d'observation $\theta_{\text{obs}} = 2^\circ$ (e.g., [Hervet et al., 2016](#)). On y représente la courbe de lumière perçue pour les différentes configurations de champ magnétiques lors de l'interaction du choc mobile avec les deux premiers chocs stationnaires.

Dans les simulations, comme dans les observations, nous observons une éruption lors de chaque interaction entre le choc mobile et un choc stationnaire. Cependant,

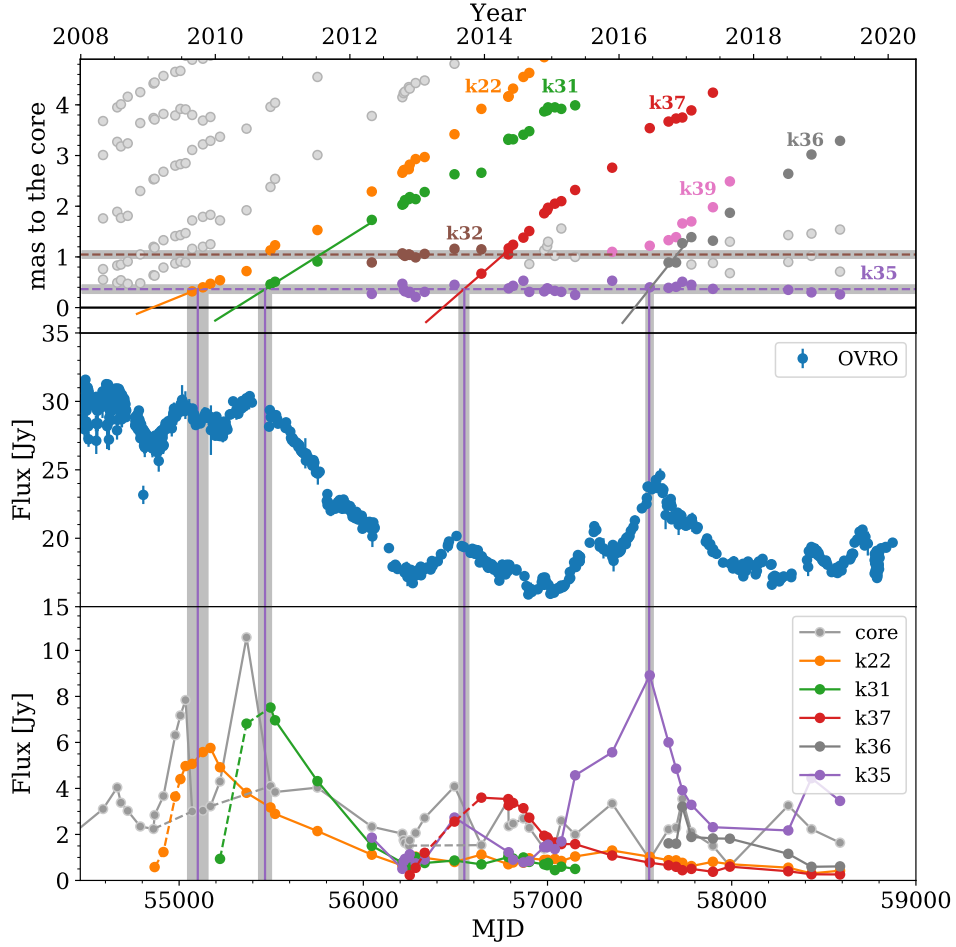


FIGURE 7.9 : 3C 273 observée à 15.3 GHz. *Panneau supérieur* : distance au cœur des nœuds radios analysés par MOJAVE. Nous nous concentrons sur les composants fermement identifiés (en couleur). Les lignes droites sont des extrapolations linéaires des nœuds mobiles basées sur leurs quatre premières observations. Les lignes horizontales en pointillés montrent la position moyenne dans le jet des deux nœuds quasi stationnaires observés, k32 et k35, la bande grise représentant la dispersion de 1 sigma autour de la moyenne. *Panneau du milieu* : courbe de lumière du jet radio observée par OVRO. *Panneau inférieur* : flux du cœur radio et des nœuds en mouvement. Les lignes pointillées indiquent que la variabilité observée du noyau est due à l'augmentation du flux des nœuds mobiles émergeant lorsqu'ils sont indiscernables du noyau en raison des limites de la résolution angulaire. Les lignes verticales montrent le moment le plus probable où les nœuds mobiles traversent la zone stationnaire définie par k35 avec son incertitude associée en gris.

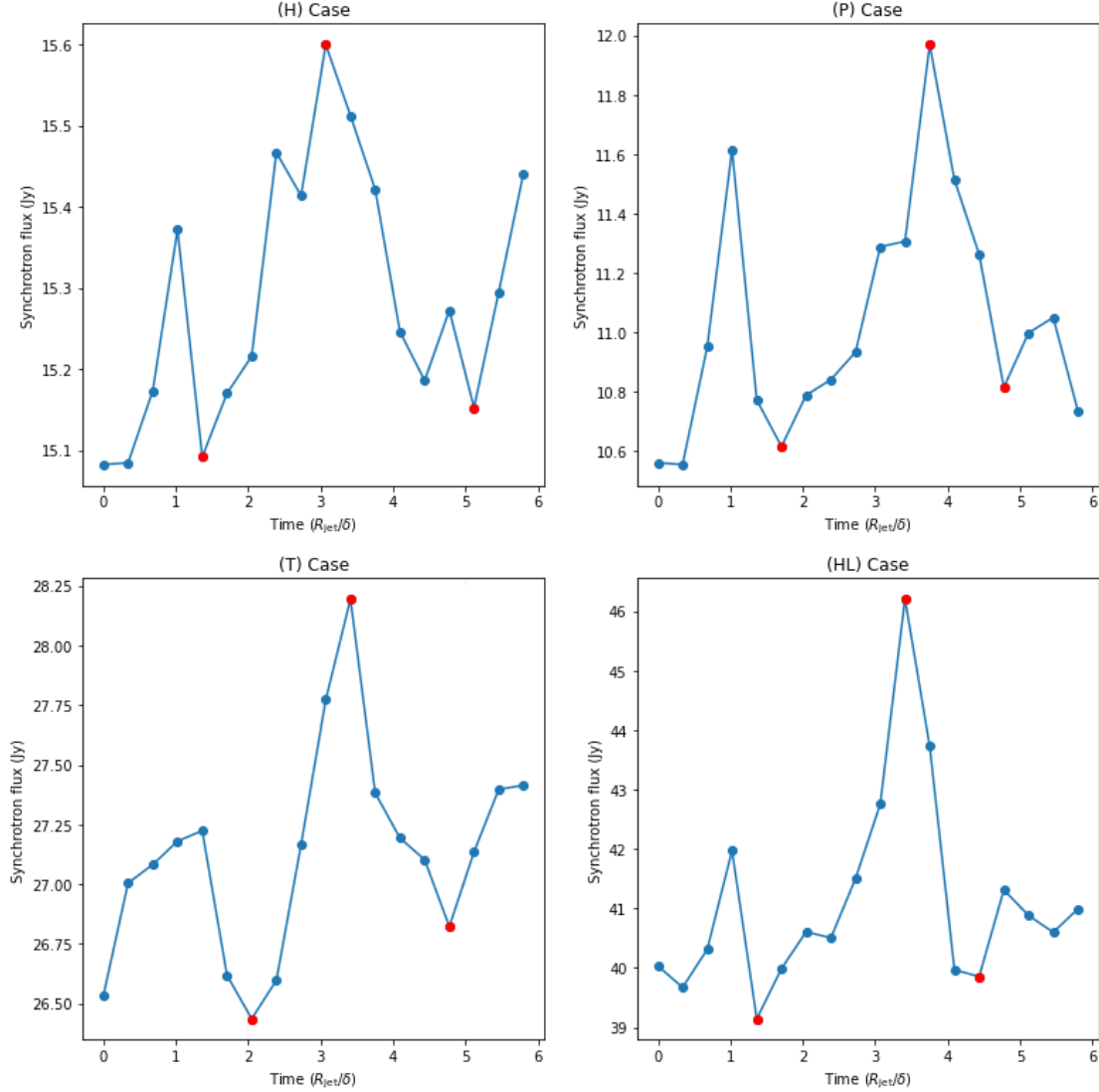


FIGURE 7.10 : Courbe de lumière obtenue en intégrant le flux synchrotron total émis lors des trois premières interactions entre le choc mobile et les chocs stationnaires. Le calcul de la courbe de lumière est réalisé pour les quatre différents cas de jets (**H**, **T**, **P** et **HL**) pour $\delta(\theta_{obs} = 2^\circ) \simeq 18$ et $\nu = 15.3$ GHz. Les points rouge foncé représentent le début, le maximum et la fin estimés de l'éruption.

la durée typique des éruptions est très différente : ~ 800 jours pour k37 et ~ 150 jours pour nos éruptions en moyenne. Cela pourrait être dû à des différences dans la morphologie du jet, la taille des éjectas ou bien des nœuds stationnaires, et la valeur incertaine de l'angle d'observation de 3C 273.

La forme des éruptions observées semble présenter une asymétrie. Pour la quantifier, nous avons utilisé la méthode proposée par Roy et al. (2018); Nalewajko (2013) pour comparer le temps de doublement (ou de division par deux) dans la phase de montée (ou de descente) de l'éruption. En appliquant la méthode à l'éruption k37, nous trouvons $\xi_{k37} = 0.12 \pm 0.03$ (le résultat est positif, car la phase de chute est plus longue que celle de montée). En appliquant la même méthode aux éruptions simulées présentées en Fig. 7.10 (entre les points rouge foncé), on trouve respectivement $\xi_H = 0.14 \pm 0.01$, $\xi_T = 0.13 \pm 0.02$, $\xi_P = 0.12 \pm 0.03$ et $\xi_{HL} = -0.29 \pm 0.06$ pour le cas hydrodynamique, toroïdal, poloïdal et hélicoïdal respectivement. Si l'éruption k37 montre une asymétrie compatible avec les cas hydrodynamique, toroïdal et poloïdal, cette comparaison reste qualitative, car soumise à de nombreuses incertitudes sur les paramètres observationnels. Si le LCE n'est pas pris en compte ici, nous détaillerons dans le chapitre 8 pourquoi l'impact dans le domaine des radios est mineur.

À ce stade, nous arrivons à une interprétation cohérente de la dynamique observée dans la source 3C 273. Si les jets simulés ici n'avaient pas vocation à reproduire fidèlement les caractéristiques de cette source, on peut toutefois noter que le nombre de chocs de recollimation présents dans nos résultats semblent beaucoup plus élevés. Cela est principalement dû à la géométrie de nos jets purement cylindrique. En réalité, on s'attend à observer un jet avec un profil parabolique ou conique montrant alors une plus faible quantité de chocs sur une échelle donnée. Cependant, la superposition d'un nombre important de chocs de recollimation sur la ligne de visée n'est pas à exclure. Aux fréquences étudiées ici, l'opacité du milieu peut amener à éclipser une partie du jet en amont. Les observations VLBI de la radiogalaxie la plus proche (M 87, (e.g., Asada et al., 2014)) et d'autres AGN (Hervet et al., 2016) montrent la présence de zones d'émissions permanentes qui peuvent être interprétées comme des séries de chocs de recollimation. Le déplacement ou la disparition momentanée de choc de recollimation évoqué ci-dessus est aussi observé dans nos simulations dans le cadre d'interaction prononcée entre un choc mobile et un choc de recollimation. Toutefois, la disparition observée du nœud quasi stationnaire k32 peut aussi être expliquée par un changement de l'opacité du milieu le long de la ligne de visée.

Composante	H	P	T	HL
structure en chocs	marquée	diffuse	marquée	diffuse
ouverture intrinsèque	0°	0.17°	0.10°	0.17°
$\gamma_{\text{max,choc}}$	14	22	31	26
éruption choc - choc marquée	oui	non	oui	non
asymétrie moy des éruptions	0.14	0.12	0.13	-0.29

TABLE 7.2 : Résumé des différents résultats pour les quatre configurations magnétiques considérées.

7.5 Conclusion

Au travers de cette étude, nous avons étudié l'impact d'un champ magnétique à large échelle sur la structure du jet et sur la structure des chocs stationnaires. Les différents résultats obtenus sont résumés dans la Tab. 7.2. En considérant les interactions choc - choc après l'injection d'un choc mobile à la base d'un jet à deux composantes en surpression, nous avons pu étudier les différences obtenues dans la contrepartie radio. Nous avons pu extraire des courbes de lumières pour différents angles d'observations allant du cas de référence $\theta_{\text{obs}} = 90^\circ$ jusqu'à $\theta_{\text{obs}} = 2^\circ$. L'effet du LCE n'est pas pris en compte ici, toutefois son impact dans les radios ne modifie pas la forme globale de la courbe de lumière (comme nous le montrerons plus après dans la sous-section 8.3.3).

Choisis ici, les jets magnétisés à deux composantes sont caractérisés par une structure complexe de chocs de recollimation. Cela est permis par l'interaction des ondes caractéristiques de compression et de raréfactions se propageant à la fois dans la composante interne et externe. D'un point de vue radiatif, nous retrouvons la présence de nœuds stationnaires visible en radio présentant alors une grande variété d'intensité. Un cas notable est le cas toroïdal où la recombinaison des ondes de compression du jet interne et externe permet la présence d'un choc stationnaire fort. Lors de l'interaction de ce dernier avec le choc mobile, nous obtenons une éruption radio puissante. Cette structure en choc stationnaire réagit

aussi après la collision avec le choc mobile, une contrepartie radio est donc observée avec une émission rémanente pouvant provoquer une légère asymétrie des éruptions observées. Par ailleurs, si nos jets sont purement cylindriques initialement, la présence d'un champ magnétique à large échelle provoque la décollimation du jet et l'apparition d'un angle d'ouverture intrinsèque. Cela a un effet rétroactif sur la position des chocs de recollimation.

Le scénario choc - choc ainsi évoqué fournit une bonne description de la cinématique et des courbes de lumière observées dans le jet de 3C 273. Au travers d'une comparaison préliminaire, avec un angle d'observation de 2° , une asymétrie dans les profils d'éruption simulés, avec un temps de chute plus long que le temps de montée, a été observée pour le cas hydrodynamique, toroïdale et poloïdale, en accord avec ce qui est observé dans les données OVRO pour cette source.

Chapitre 8

Émission multilongueurs d’onde de jets d’AGN dans le cadre d’interactions choc - choc fortes

Sommaire

8.1	Variétés de nœuds radios dans les jets relativistes	169
8.2	Scénario d’apparition de traînée de chocs	171
8.2.1	Jet stationnaire	171
8.2.2	Passage de la perturbation	174
8.3	Marqueurs observationnels des chocs de relaxation	177
8.3.1	Le motif de la “fourche”	177
8.3.2	Les “échos” d’éruptions	182
8.3.3	Impact du <i>light crossing effect</i>	188
8.4	Comparaison avec la source 3C 111	191
8.4.1	Observation de composantes traînantes dans 3C 111	191
8.4.2	Application du scénario des chocs de relaxation	192
8.5	Conclusion	195

8.1 Variétés de nœuds radios dans les jets relativistes

La présence de nœuds radio est attestée par les observations VLBI. Elles ont révélé une grande diversité de caractéristique des zones d’émission quasi station-

naires dans différentes classes d'AGN (Lister et al., 2018, 2021). Ces nœuds sont donc observés des radios à la bande millimétrique (Lister et al., 2009; Perlman et al., 1999; Britzen et al., 2010; Fromm et al., 2011, 2013b,a; Jorstad et al., 2013; Hervet et al., 2016) et jusqu'aux X dans les sources les plus proches (Marshall et al., 2002; Wilson & Yang, 2002). Dans le domaine des rayons γ , la résolution spatiale ne permet pas de résoudre l'origine du flux, toutefois, par la courte variabilité temporelle observée, celle-ci semble provenir de zones compactes situées dans le jet. Par ailleurs, l'existence d'une émission étendue ne peut être rejetée, en effet une élongation du signal γ de très haute énergie semble avoir été détectée dans la source Centaurus A qui serait alignée sur les jets (H. E. S. S. Collaboration et al., 2020). Ce résultat devra être confirmé par le *Čerenkov Telescope Array*¹ (CTA) qui sera la prochaine génération de télescopes Čerenkov.

Les nœuds quasi stationnaires peuvent être interprétés comme des chocs de recollimation (Marscher et al., 2008; Fromm et al., 2013b; Hervet et al., 2017; Ficht de Clairfontaine et al., 2021). Pour citer l'exemple le plus proche, le nœud quasi stationnaire HST-1 situé à la base du jet de M87 peut tout à fait être expliqué via ce procédé (Stawarz et al., 2006; Mertens et al., 2016). Toutefois, d'autres mécanismes sont aussi souvent évoqués liés à l'interaction du jet avec des nuages de matière de la BLR ou avec des étoiles en phase géante rouge (Snios, Nulsen, et al., 2019; Snios, Wykes, et al., 2019).

Il réside plus de mystères au sujet des nœuds mobiles. Ces derniers ont aussi été observés dans de nombreuses sources (Lister et al., 2013, 2018, 2021). La plupart d'entre eux apparaissent à la base du jet en lieu et place du cœur radio et se propagent le long du jet. D'autres peuvent apparaître spontanément, résultant alors du détachement de nœuds stationnaires (Jorstad et al., 2005; Kadler et al., 2008). Ces nœuds en mouvements peuvent avoir des vitesses supraluminiques du fait du faible angle d'observation (voir la sous-section 5.5.2). Dans une étude, Jorstad et al. (2005) ont étudié la dynamique d'un grand nombre de nœuds supraluminiques pour différents types de sources. Le résultat de cette étude montre la présence d'une grande variété de comportements. Certains nœuds en mouvements montrent des trajectoires purement balistiques avec une vitesse apparente constante, d'autres montrent une trajectoire accélérée, encore d'autres, plus exotiques, résultent de l'interaction du jet avec un milieu environnant particulier. Comme présenté dans la sous-section 2.7.7, il est possible d'interpréter ces nœuds en mouvement comme des ondes de choc en mouvement le long du jet.

Toujours dans Jorstad et al. (2005), une catégorie particulière de nœud mobile est aussi présentée. En effet, nous avons des preuves observationnelles de “traînées” de chocs apparaissant spontanément dans le sillage de nœuds mobiles rapides. Cette

1. Pour plus d'informations <https://www.cta-observatory.org/>.

Composante	ρ [cm ⁻³]	p [dyn · cm ⁻²]	γ	R [R_{jet}]
Milieu environnant	10 ³	1	1	16
Jet	10	1.5	3	1

TABLE 8.1 : Conditions initiales de la solution de jet relativiste hydrodynamique à une seule composante retenue. ρ , p et γ représentent respectivement la densité, la pression et le facteur de Lorentz du jet. R représente le rayon initial de la zone considérée.

traînée de choc n'apparaît donc pas aux alentours du cœur radio, mais bien dans le jet et à l'arrière d'un nœud mobile classique. Dans leurs travaux, [Kadler et al. \(2008\)](#) ont observé, dans les données VLBI de la radio galaxie 3C 111, le déplacement de ces “composantes traînantes” qui peuvent émerger dans le sillage de composantes brillantes.

Ainsi, la présence de tels nœuds en mouvements représente une belle opportunité de tester le scénario choc - choc et d'établir dans quelle mesure ce modèle peut expliquer la présence de telles composantes traînantes. Nous avons vu dans le précédent chapitre l'oscillation de choc stationnaire perturbé après une interaction choc - choc suffisamment puissante. En réalisant cette condition, l'application de notre modèle permet la caractérisation multilongueurs d'onde de tels événements.

8.2 Scénario d'apparition de traînée de chocs

8.2.1 Jet stationnaire

Jusqu'à présent, la plupart des études hydrodynamiques des interactions entre chocs dans les jets se sont concentrées sur les interactions entre de faibles perturbations mobiles et des chocs quasi stationnaires ou mobiles ([Mimica et al., 2009](#); [Fromm et al., 2016](#); [Vaidya et al., 2018](#); [Winner et al., 2019](#); [Fichet de Clairfontaine et al., 2021](#); [Huber, D. et al., 2021](#)). Ici, nous mettons l'accent sur des interactions entre un choc mobile très rapide avec une succession de chocs de recollimations. Cela permet donc d'étudier la réponse du jet et de sa structure en choc stationnaires lors de ces interactions fortes.

Nous choisissons alors de simuler un jet relativiste à une seule composante dépourvue de composante magnétique à large échelle. On considère seulement une composante turbulente du champ magnétique qui se développe dans les chocs et qui est advectée dans le fluide. Ce choix de simplicité permet d'étudier les interactions choc - choc fortes dans un cas de référence sans l'influence d'une configuration de champ magnétique de large échelle.

Comme pour notre première étude, nous considérons les caractéristiques typiques d'un AGN de type *radio-loud*. Concernant les caractéristiques initiales de la solution étudiée, elles sont résumées dans la Tab. 8.1. Ces paramètres sont proches de ceux choisis dans l'étude précédente (voir Chap. 7) ou des oscillations de chocs de recollimation ont été observées. Toutefois, il est clair qu'ils peuvent impacter le résultat. Les ratios entre la densité (ou la pression) du jet et de l'éjecta peuvent influencer l'oscillation des chocs stationnaires. C'est pourquoi une étude dédiée serait nécessaire pour explorer ces paramètres. On remarque que le jet est en surpression par rapport au milieu environnant, cela permet entre autres d'obtenir une structure de chocs stationnaires. Cela est aussi rendu possible par la configuration cylindrique du jet encore une fois utilisée ici. Dans cette étude, nous considérons une nouvelle fois un milieu environnant uniforme en pression et en densité. Par conséquent, et comme nous l'avons vu précédemment, nous nous attendons à seulement observer un angle d'ouverture du jet relativement faible. Si cette configuration semble à nouveau peu réaliste par rapport aux angles d'ouvertures observées (Pushkarev et al., 2017), l'objectif est bien d'étudier les interactions d'un choc en mouvement rapide avec une succession de chocs de recollimation.

La perturbation est générée suite à l'injection d'un éjecta à la base du jet. À la différence de l'étude précédente où l'on a considéré un éjecta en surpression et en surdensité, ici, nous allons considérer l'éjecta comme une zone du jet de mêmes caractéristiques, mais disposant d'une vitesse plus élevée. En effet, on aura,

$$\rho_{ej} = 10 \text{ cm}^{-3}, \quad (8.1)$$

$$p_{ej} = 1.5 \text{ dyn} \cdot \text{cm}^{-2}, \quad (8.2)$$

$$\gamma_{ej} = 24. \quad (8.3)$$

Le choix de changer de caractéristiques est motivé par la volonté de tester une nouvelle configuration. Comme nous l'avons déjà souligné, le flux d'énergie de l'éjecta est le paramètre essentiel pour générer une onde de choc rapide.

On remarquera ainsi le facteur de Lorentz relativement élevé de la perturbation. Cette valeur permet l'obtention d'une onde de compression rapidement après l'injection de l'éjecta. Le rayon de l'éjecta est fixée à $R_{ej} = R_{jet}/2$ et elle est injectée le long de l'axe de propagation du jet à une distance de $10 R_{jet}$ de la base de la boîte

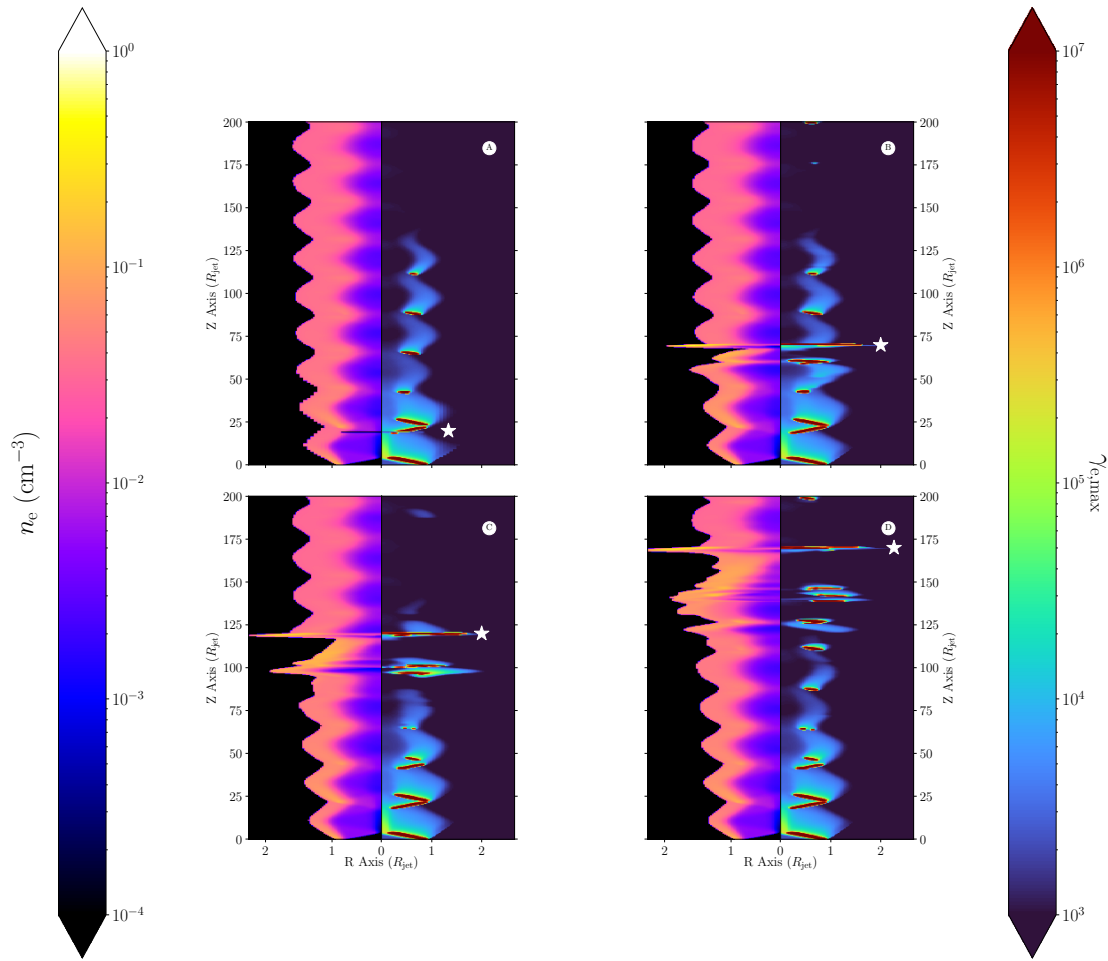


FIGURE 8.1 : Instantanés du jet avec la perturbation (sa position est représentée par une étoile blanche). Le jet se propage de bas en haut. La carte de densité des électrons (en échelle log) est à gauche et le paramètre $\gamma_{e,\max}$ à droite (en échelle log). Les coordonnées sont données en unité de R_{jet} . L'onde de choc mobile est respectivement localisée aux positions $\sim 20 R_{\text{jet}}$ (**A**), $\sim 70 R_{\text{jet}}$ (**B**), $\sim 120 R_{\text{jet}}$ (**C**), et $\sim 170 R_{\text{jet}}$ (**D**) depuis la base du jet.

de simulation. Dans ces conditions, il est aussi possible d'estimer le flux d'énergie cinétique emporté par la perturbation à environ $10^{48} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$, qu'il convient de comparer à la puissance totale du jet fixée à $10^{46} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$. Cela induit dans une interaction forte.

Le jet doit dans un premier temps atteindre son état stationnaire. Cet état de transition non physique prend fin lorsque la formation des chocs stationnaires est

terminée et donc que leurs positions deviennent stables au cours du temps. Sur la Fig. 8.1 (A) nous retrouvons très clairement la structure en chocs stationnaires déjà obtenue. Cette structure en “diamant” est une succession de régions de compression et de raréfaction qui résulte d’un équilibre de pression entre le jet et le milieu environnant. Avec une seule composante ici, la structure obtenue semble moins complexe que celles obtenues avec un jet externe et dans le cadre d’un jet disposant d’une structure de champ magnétique à large échelle.

Ainsi, lorsque cet état stationnaire est atteint, la distance entre deux chocs de recollimation successifs est quasi-constante et peut être déduit comme suit,

$$\delta Z_{\text{choc}} = 2\mathcal{M}R_{\text{jet}} \simeq 22 R_{\text{jet}}. \quad (8.4)$$

Par ailleurs, la méthode de détection de choc (voir sous-section 4.4.1) permet la bonne identification des régions de chocs stationnaires. On rappelle que dans ces régions, les électrons relativistes sont injectés suivant,

$$n_e = 0.1 \cdot \rho, \quad (8.5)$$

$$\gamma_{e,\text{max}} = 10^7. \quad (8.6)$$

Globalement, dans les zones de chocs, le fluide a un facteur de Lorentz de $\gamma_{\text{jet}} = 3$ et peut atteindre localement 4 dans les zones de raréfactions.

Ainsi, toujours sur la Fig. 8.1 (A), on voit la densité des électrons relativistes ainsi que leurs $\gamma_{e,\text{max}}$ respectifs. On prend en compte la perte radiative par émission synchrotron, c’est ce qui explique la décroissance rapide du paramètre $\gamma_{e,\text{max}}$ à mesure que les électrons s’éloignent du lien d’injection. La force des ondes de choc diminue avec la distance Z ; l’expansion radiale des régions de choc diminue. L’injection des électrons a donc lieu principalement au niveau des premiers chocs stationnaires. À partir de là, les électrons subissent un refroidissement radiatif lorsqu’ils s’éloignent des chocs.

8.2.2 Passage de la perturbation

Le jet étant stationnaire, une perturbation est injectée sous la forme d’un éjecta rapide. Les cartes (B) et (C) sur la Fig. 8.1 montrent la propagation de l’onde de choc mobile générée par l’éjecta qui interagit fortement avec le jet. Comme observé précédemment, le choc mobile subit des phases d’accélérations et de décélérations lorsque celui-ci traverse respectivement des zones de raréfactions et de compressions. Lors de ses interactions avec les chocs stationnaires, son énergie thermique augmente et une fraction de la matière du jet est balayée et éjectée radialement vers le bord du jet. Cela a pour effet de limiter la quantité de matière accrétée au niveau du choc mobile et donc sa décélération.

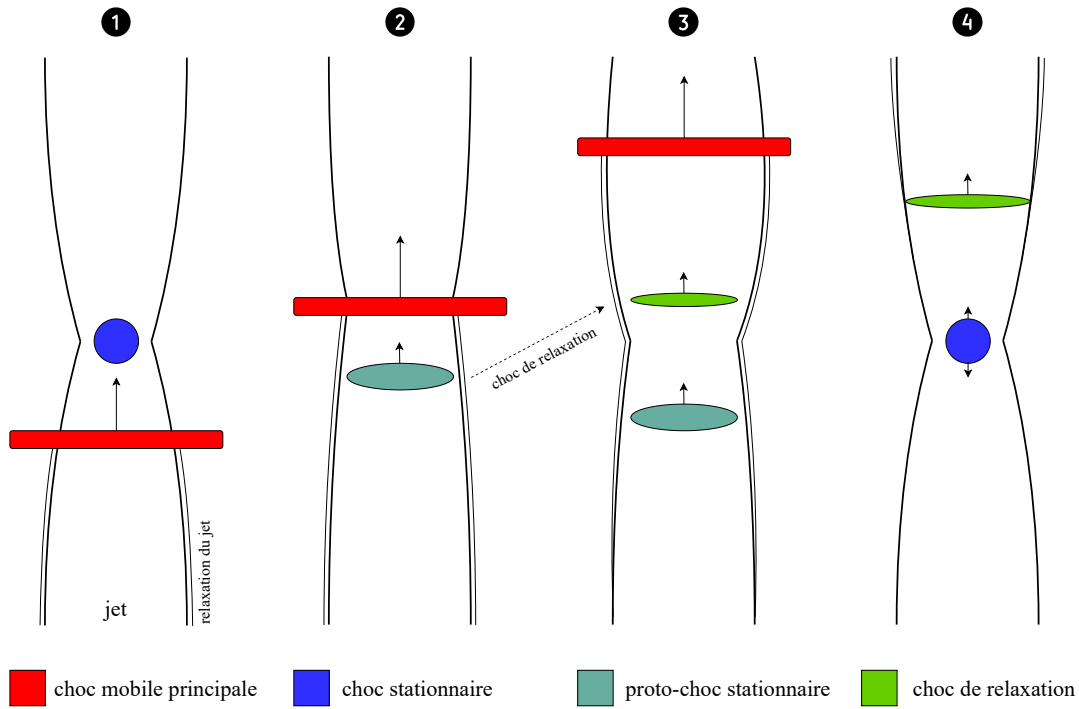


FIGURE 8.2 : Représentation schématique de l'émergence d'onde de relaxation après une interaction choc - choc forte.

Le premier choc stationnaire n'est que très peu perturbé par le passage du choc mobile. Cependant, et comme observé lors de la précédente étude, l'interaction du choc mobile avec le deuxième choc stationnaire conduit à l'oscillation de celui-ci. Cette oscillation est due en partie à l'énergie du choc mobile transférée au choc stationnaire et aussi dû à la perturbation radiale du jet. La position des chocs stationnaires étant déterminée en partie par le rayon du jet, le passage de la perturbation peut conduire à un changement de rayon et donc à déplacer localement le choc stationnaire. Dans notre configuration de jet, le troisième choc stationnaire est fortement perturbé et déstabilisé. Cela a pour conséquence de provoquer l'émergence d'une traînée de chocs secondaires. Cette traînée de chocs se propage alors derrière l'onde mobile principale et interagit avec les chocs stationnaires suivants. Dans la suite de cette étude, nous imposerons la nomenclature suivante : l'onde de choc mobile originelle sera nommé "choc mobile principal" et la traînée "choc de relaxation". Nous explicitons ce dernier choix dans la suite.

La Fig. 8.2 résume le processus permettant l'apparition du choc de relaxation. Celui-ci apparaît comme un cas particulier de l'oscillation de choc stationnaire après interaction avec le choc principale. On peut résumer son émergence suivant

les quatre étapes suivantes,

- ❶ un choc mobile interagit fortement avec le choc stationnaire qui disparaît temporairement par la déformation importante du rayon du jet et le changement du nombre de Mach ;
- ❷ le choc mobile principal continue sa propagation et le jet commence sa relaxation avec la formation d'un proto-choc stationnaire en arrière (carte **B** sur la Fig. 8.1) ;
- ❸ la déformation du jet est telle que le proto-choc stationnaire ne converge pas vers une position stable. Il est alors emporté dans le fluide et dans la zone de raréfaction en aval. En amont, un second proto-choc stationnaire se forme (carte **C** sur la Fig. 8.1) ;
- ❹ le jet est suffisamment relaxé pour permettre au second proto-choc de converger vers une position stable et ainsi former le choc stationnaire initialement perturbé (carte **D** sur la Fig. 8.1).

Ici l'interaction choc - choc est assez forte pour permettre au proto-choc stationnaire de ne pas converger vers une position d'équilibre stable. Dans le cas d'une interaction avec une onde de choc moins puissante, le proto-choc stationnaire converge vers une position stable en oscillant autour de celle-ci. Dans un autre registre, on peut aussi imaginer des interactions choc - choc extrêmes qui permettent l'émergence de plusieurs chocs de relaxation.

Dans notre simulation, nous observons alors les deux phénomènes avec l'oscillation de chocs stationnaires perturbés (par exemple le deuxième choc stationnaire) et aussi l'émergence de choc de relaxation (à partir du troisième choc stationnaire, carte **B** sur la Fig. 8.1). Dans tous les cas, on pourra observer localement l'apparition de choc (quasi stationnaires ou en mouvements) qui permettront l'injection d'électrons relativistes.

Si dans nos simulations, le choc de relaxation n'est pas directement détecté comme une région de choc, il le devient lorsqu'il est accéléré dans la zone de raréfaction. Ce choc de relaxation fraîchement formé peut être aperçu dans les cartes (**B**) et (**C**) sur la Fig. 8.1. Dans notre cas, le choc de relaxation se propage le long du jet et va donc contribuer aussi à perturber les chocs stationnaires suivants, ce qui aura pour conséquence de déclencher une multitude de chocs de relaxation derrière lui. En fin de simulation, lorsque le choc mobile principal et les chocs de relaxation quittent la partie du jet simulée, ce-dernier retrouve un état quasi initial visible sur la carte (**D**) de la Fig. 8.1.

Ainsi, si la présence de chocs de relaxation apparaissant derrière le choc mobile principale après de fortes interactions choc - choc est attestée, il reste à caractériser les marqueurs observationnels associés. En effet, comme mentionné, les structures traînantes observées dans les cartes radios semblent montrer des caractéristiques particulières qu’il est crucial de comparer avec celles des chocs de relaxation.

8.3 Marqueurs observationnels des chocs de relaxation

8.3.1 Le motif de la “fourche”

Comme nous l’avons vue sur la Fig. 8.1, l’intensité des chocs diminue avec la distance qui les séparent de la base du jet. Par ailleurs, les chocs sont plus prononcés vers l’extérieur (bord du jet) du jet par rapport à ceux se trouvant proche de l’axe, car la vitesse du son du fluide diminue vers l’extérieur. Ainsi, une quantité plus importante d’électrons est injectée au bord du jet où ils restent advectés. La Fig. 8.3 représente des jeux de cartes synchrotron pour deux fréquences, $\nu = 10^{10}$ Hz pour le domaine des radios et $\nu = 10^{18}$ Hz pour le domaine des X. Pour illustration, ces cartes sont obtenues dans le référentiel de l’observateur pour un angle d’observation de $\theta_{\text{obs}} = 90^\circ$. Comme les électrons refroidissent par émission synchrotron lorsqu’ils se propagent après leur injection, cela explique pourquoi l’émission X est beaucoup plus prononcée aux chocs. En effet, aux chocs, les électrons sont très énergétiques avec $\gamma_{\text{e,max}} = 10^7$ et refroidissent rapidement. Au contraire, dans la bande radio, les électrons continuent d’émettre pendant toute leur propagation dans le jet, car le temps typique de refroidissement synchrotron augmente fortement pour de faibles valeurs de facteurs de Lorentz.

Concernant l’émission provenant des chocs mobiles, elle suit la même logique. Lors de chaque interaction entre un choc mobile et un choc stationnaire, le nombre d’électrons injectés augmente grâce à l’augmentation de la densité locale. Dans le domaine des X, ces électrons émettent rapidement dans une région proche du front de choc avant de refroidir. Dans le domaine des radios, les électrons injectés sur les chocs en mouvement peuvent rayonner sur une grande période qui se termine soit lorsque les électrons quittent le jet radialement ou quittent la partie simulée du jet. Concernant la fuite radiale des électrons, il est possible d’estimer un temps typique au cours duquel cela intervient à $R_{\text{jet}}/c\mathcal{M}$. Cela correspond à la moitié du temps que va mettre le choc mobile principal à parcourir la distance entre deux chocs de recollimation successifs.

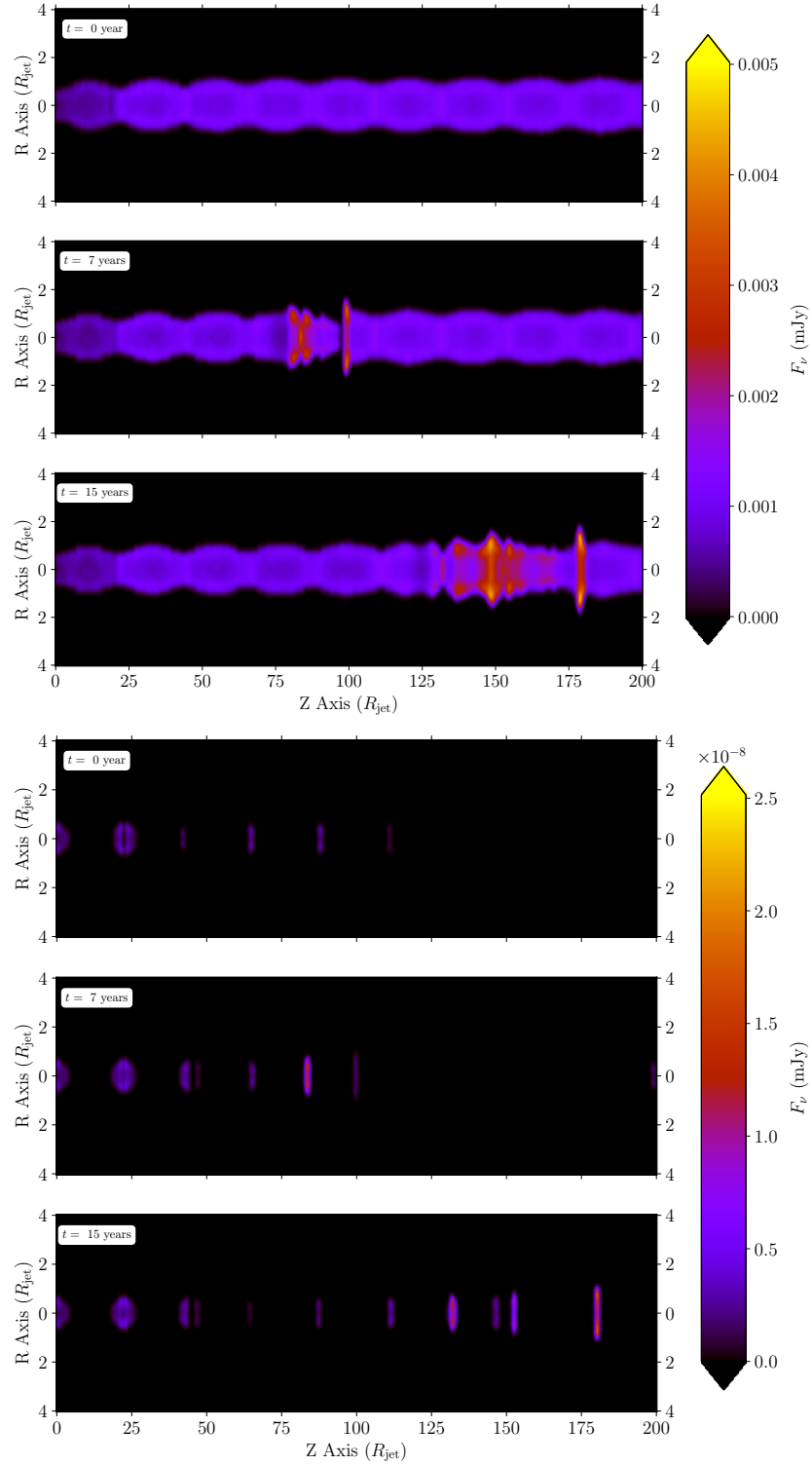


FIGURE 8.3 : Instantanées de cartes d'émission synchrotron du jet avant et pendant le passage du choc mobile principale, vue à deux fréquences, $\nu = 10^{10}$ Hz (dessus) et $\nu = 10^{18}$ Hz (dessous). Chaque carte donne le flux en unité de mJy tel qu'obtenu dans le référentiel de l'observateur (les temps sont affichés en haut à gauche) pour un angle d'observation avec $\theta_{\text{obs}} = 90^\circ$. Le flux est évalué à la distance nous séparant de la radiogalaxie 3C 111. Les coordonnées sont données en unité de R_{jet} .

Toujours dans les cartes de la Fig. 8.3, on voit très clairement l'émergence du choc de relaxation qui survient après la troisième interaction entre le choc mobile principal et un choc stationnaire. Ce choc de relaxation est visible à la fois dans le domaine des radios et dans celui des X, malgré une différence sur la surface d'émission qui a à voir avec la perte radiative. Si un seul choc de relaxation est visible à ce stade, leur nombre augmente à grande distance du fait de l'impact du premier choc de relaxation sur les autres chocs de recollimation. Il est intéressant de noter que dans la bande des X, la structure individuelle des chocs est facilement distinguable.

Comme les chocs de relaxation sont clairement distinguables dans les jets notamment dans le domaine des radios, il peut être intéressant de tracer en fonction du temps leur distance depuis la base du jet. Ce genre de représentation est très commune dans la réalité et peut être notamment obtenue via VLBI. En effet, à ces fréquences, il est possible de suivre individuellement des composantes du jet et d'estimer la distance qu'ils parcourent en fonction du temps. En adoptant la résolution typique VLBI et en suivant le mouvement apparent des maxima locaux, il est possible de distinguer spatialement les différentes composantes. Dans la Fig. 8.4 on représente alors l'évolution de la distance apparente parcourue par ces maximums locaux au cours du temps dans le référentiel de l'observateur, et cela, pour deux angles d'observations différents.

De nos résultats, il est possible de classer les sources de rayonnement en quatre différents groupes,

- l'émission plus ou moins continue du **jet stationnaire**, cette émission correspond alors à l'émission plus ou moins étendue provenant des électrons injectés aux différents chocs stationnaires ;
- l'émission provenant du **choc mobile** principale, comme nous le verrons dans la suite, celle-ci occasionne une forte variabilité lors de sa propagation ;
- l'émission résiduelle provenant des **chocs stationnaires perturbés** qui oscillent suite à leur interaction avec un choc mobile ;
- l'émission des **chocs de relaxation** qui se propagent en arrière du choc mobile principal, cette émission est également plus ou moins étendue.

Ces différentes sources de rayonnement sont répertoriées sur la Fig. 8.4 avec un code couleur (voir la légende). On y a représenté la distance apparente parcourue par ces différentes composantes. Dû au caractère relativiste du jet, il est nécessaire de prendre en compte le LCE notamment pour l'angle d'observation de 20° . Dans ces deux figures, la base du jet est positionnée en tant qu'origine des axes des

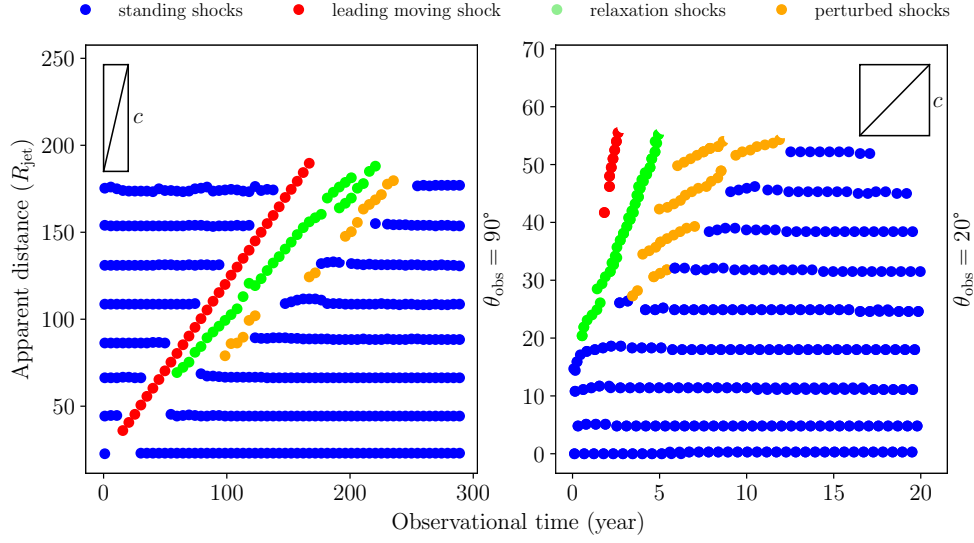


FIGURE 8.4 : Distance apparente parcourue par les différentes composantes du jet (voir légende). Chaque série de points verticale représente, pour un instant donné, la position apparente des maxima locaux repérés dans les cartes radio synchrotron ($\nu = 10^{10}$ Hz). Cela est calculé pour deux angles d'observations $\theta_{\text{obs}} = 90^\circ$ et 20° (voir légende) où l'on aura pris en compte le LCE. La diagonale inscrite dans le carré représente la pente correspondante à une vitesse apparente égale à la vitesse de la lumière c .

ordonnées et correspondrait au cœur radio dans de véritables observations. L'axe temporel est donc donné tel que mesuré par un observateur sur Terre. Dans de telles figures, il est possible de dériver la vitesse apparente des composantes en déterminant la pente que va tracer une composante au cours du temps.

Quoi que soit l'angle d'observation, nous obtenons une structure régulière correspondant aux différents chocs stationnaires comme une série de points également espacés (en bleu). La pente obtenue est quasiment nulle, ce qui correspond bien au comportement attendu pour des chocs stationnaires. Le choc mobile principal peut être facilement identifié par une ligne de pente constante correspondant à la vitesse apparente initiale de l'éjecta. Par ailleurs, le choc mobile principal apparaît bien dans une zone très proche de la base du jet simulé. Pour un angle d'observation de 20° , la présence du choc mobile principale est moins distinguable due à l'opacité synchrotron le long de la ligne de visée, néanmoins, nous observons un déplacement supraluminique avec $\beta_{\text{app}} \simeq 6$. La valeur théorique de la vitesse apparente attendue par l'équation 5.71, pour une onde de choc avec $\gamma_{\text{ej}} = 24$ et $\theta_{\text{obs}} = 20^\circ$, vaut $\beta_{\text{app}} \simeq 5.6$.

À partir de la troisième interaction choc - choc, le premier choc de relaxation ap-

paraît et peut être identifié (notamment à $\theta_{\text{obs}} = 90^\circ$). L'oscillation résultante du choc stationnaire est suffisamment importante pour permettre l'émergence du choc de relaxation qui va alors se propager à une vitesse plus faible que celle du choc principal. On forme alors une deuxième droite de pente quasi constante (points verts).

Par son mécanisme d'apparition évoqué plus haut, la vitesse du choc de relaxation est forcément supérieure ou égale à la vitesse du jet. Ainsi, une limite supérieure peut être dérivée en analysant la pente des droites formées par des chocs de relaxations. En effet, le facteur Lorentz moyen du jet étant de $\bar{\gamma}_{\text{jet}} = 3$, l'équation 5.71 permet de calculer la vitesse apparente d'un élément fluide se déplaçant à la vitesse du jet. On trouve ainsi $\beta_{\text{app,jet}} \simeq 2.8$ ce qui est inférieure et très proche à la vitesse apparente du choc de relaxation $\beta_{\text{app,rel}} \simeq 3$.

Ainsi, dans ce genre de figure, il est possible de caractériser la présence d'un choc de relaxation au travers d'un motif de “fourche”. Comme représentée visuellement sur la Fig. 8.5, la fourche est composée de trois parties distinctes,

- un choc stationnaire représenté par une droite de pente quasi nulle ;
- un choc mobile principal provenant de la base du jet (cœur radio) qui va interagir avec le choc stationnaire (au croisement des deux courbes) ;
- un choc de relaxation apparaissant au croisement et ayant une pente plus faible que celle du choc principal et une vitesse apparente supérieure ou égale à celle du jet.

Le motif de la fourche est facilement discernable dans le cadre d'un observateur se situant à un angle d'observation de 90° . A 20° , cette caractéristique semble plus difficile à détecter, en raison d'une plus grande opacité dans la bande radio et de la limitation de la résolution spatiale. Toutefois, il est important de noter que pour de faibles angles d'observation, le mouvement apparent de chocs stationnaires perturbés peut être important avec $\beta_{\text{app}} \sim 1$.

La mesure de la vitesse apparente du choc de relaxation peut être un bon indicateur de la vitesse apparente du fluide. Dans une moindre mesure (comme représentée sur la Fig. 8.5), la mesure de l'angle α formée entre le tracé du choc stationnaire et celle du choc de relaxation peut directement nous donner la vitesse apparente comme suit,

$$\beta_{\text{jet,app}} \simeq \tan(\alpha) . \quad (8.7)$$

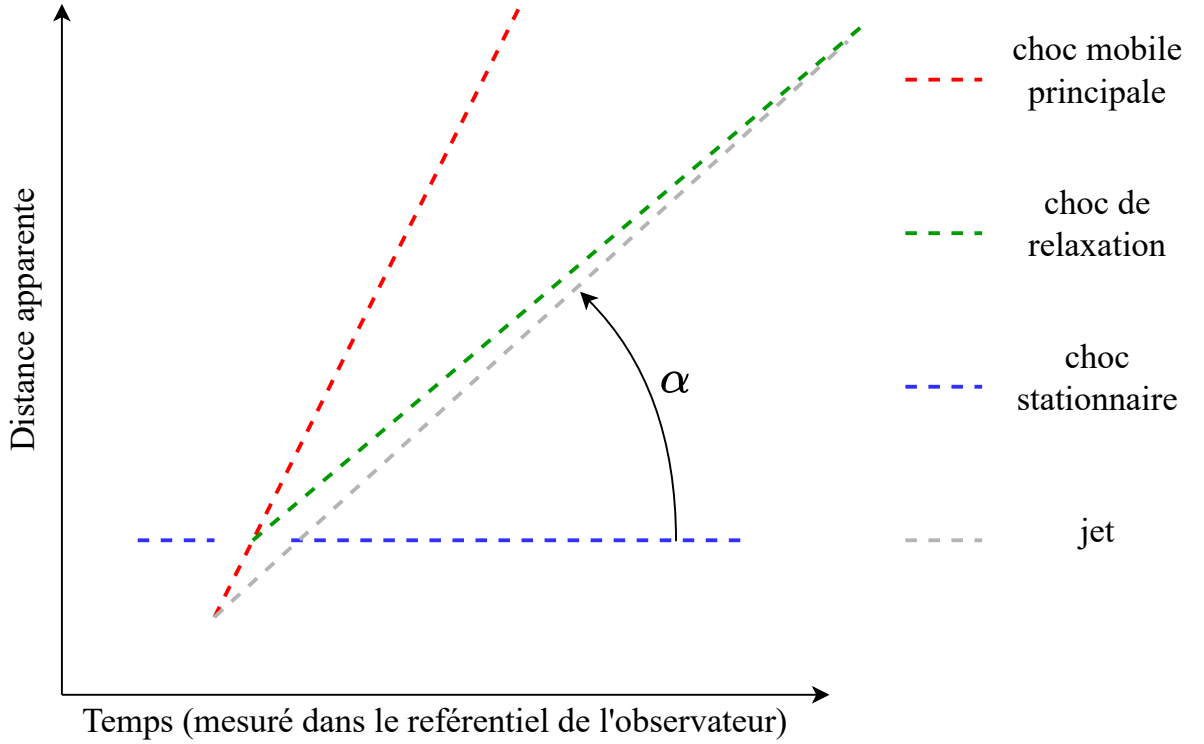


FIGURE 8.5 : Représentation du motif de la fourche potentiellement visible via observations VLBI. Elle est formée par un choc stationnaire (tirés bleus), un choc mobile principal (tirée rouge) et d'un choc de relaxation (tirés verts) de vitesse apparente plus faible. La courbe en tirés gris représente la vitesse apparente d'un élément fluide se déplaçant à la vitesse du jet.

Ainsi, cette méthode, en plus de celles utilisées habituellement, peut permettre de contraindre encore plus fortement la vitesse réelle du jet.

Si ce marqueur observationnel trouve sa place dans le domaine des radios, un autre marqueur présent aux plus hautes énergies se trouve dans les courbes de lumières.

8.3.2 Les “échos” d'éruptions

Dans la Fig. 8.6 nous représentons des courbes de lumières associées à l'émission synchrotron sommée sur l'ensemble de la boîte de simulation pour un angle d'observation de $\theta_{\text{obs}} = 90^\circ$ et pour quatre différentes fréquences ($\nu \in [10^{10}, 10^{12}, 10^{14}, 10^{18}]$ Hz). En plus d'afficher le flux total mesuré (en noir), nous représentons le flux provenant uniquement d'une zone centrée sur le choc mobile principale (en bleu) ainsi

que le flux provenant du reste du jet (en rouge). Ce genre d'opération peut être réalisé lors d'observations VLBI où la résolution spatiale est suffisante pour se focaliser uniquement sur certains nœuds radios. Dans la pratique, nous ne pouvons pas utiliser la même méthode que celle énoncée dans le chapitre précédent (celle de la Gaussienne 2D). Les chocs de relaxations pouvant dominer l'émission, nous appliquons seulement ici un masque non adaptatif qui suit le choc principal de manière à séparer l'origine spatiale des flux.

Globalement, dans toutes les courbes de lumières, une augmentation continue du flux total est observée et semble s'opérer jusqu'à ce que les chocs mobiles (principal et de relaxations) quittent la partie du jet simulée. On remarque que lorsque le choc mobile principal interagit avec un choc de recollimation, une éruption est visible. Ce dernier aspect est d'autant plus visible aux hautes fréquences. Il est important de préciser que pour un angle d'observation de 90° , le LCE peut être négligé. Toutefois, nous nous attarderons dans la suite sur son réel impact lorsque nous utilisons des angles d'observations plus petits.

Dans les radios ($\nu = [10^{10}, 10^{12}]$ Hz), le flux est dominé par l'émission continue des électrons injectés sur les chocs de recollimation et se propageant le long du jet. À chaque interaction choc - choc, une nouvelle population d'électrons commence à contribuer au flux total qui augmente du fait de la densité de particules injectée. Après chaque interaction, en fonction de sa force, le choc de recollimation perturbé peut émettre une émission rémanente, qui peut conduire à un allongement et une asymétrie de l'éruption. Le flux global commence à diminuer lorsque les chocs de recollimation se relaxent vers leurs états initiaux et lorsque les chocs de relaxation quittent la fraction de jet observée. À ces fréquences, la durée de l'éruption est attribuée au temps typique d'advection radiale des électrons du jet choqué vers le milieu environnant le long du front de choc (Meliani et al., 2007). Dans notre configuration de chocs stationnaires, et dans le référentiel comobile, ce temps typique d'émission s'établit à $5 - 10 R_{\text{jet}}/c$.

Lorsque la fréquence d'émission augmente, de la bande optique ($\nu = 10^{14}$ Hz) à la bande X ($\nu = 10^{18}$ Hz), la proportion du flux total provenant du choc mobile principal augmente pour atteindre en moyenne 20 % du fait de l'émission plus localisée des électrons sur les zones d'injection. Ainsi, une variabilité rapide est observée provenant du choc mobile principal lorsque celui-ci interagit avec les chocs de recollimation.

Dans la bande X où la variabilité est la plus rapide, l'échelle de temps typique de l'éruption est directement donnée par la taille du choc stationnaire.

En ce qui concerne le flux émanant du reste du jet, on observe que la proportion du flux provenant des chocs stationnaires reste très importante même à haute

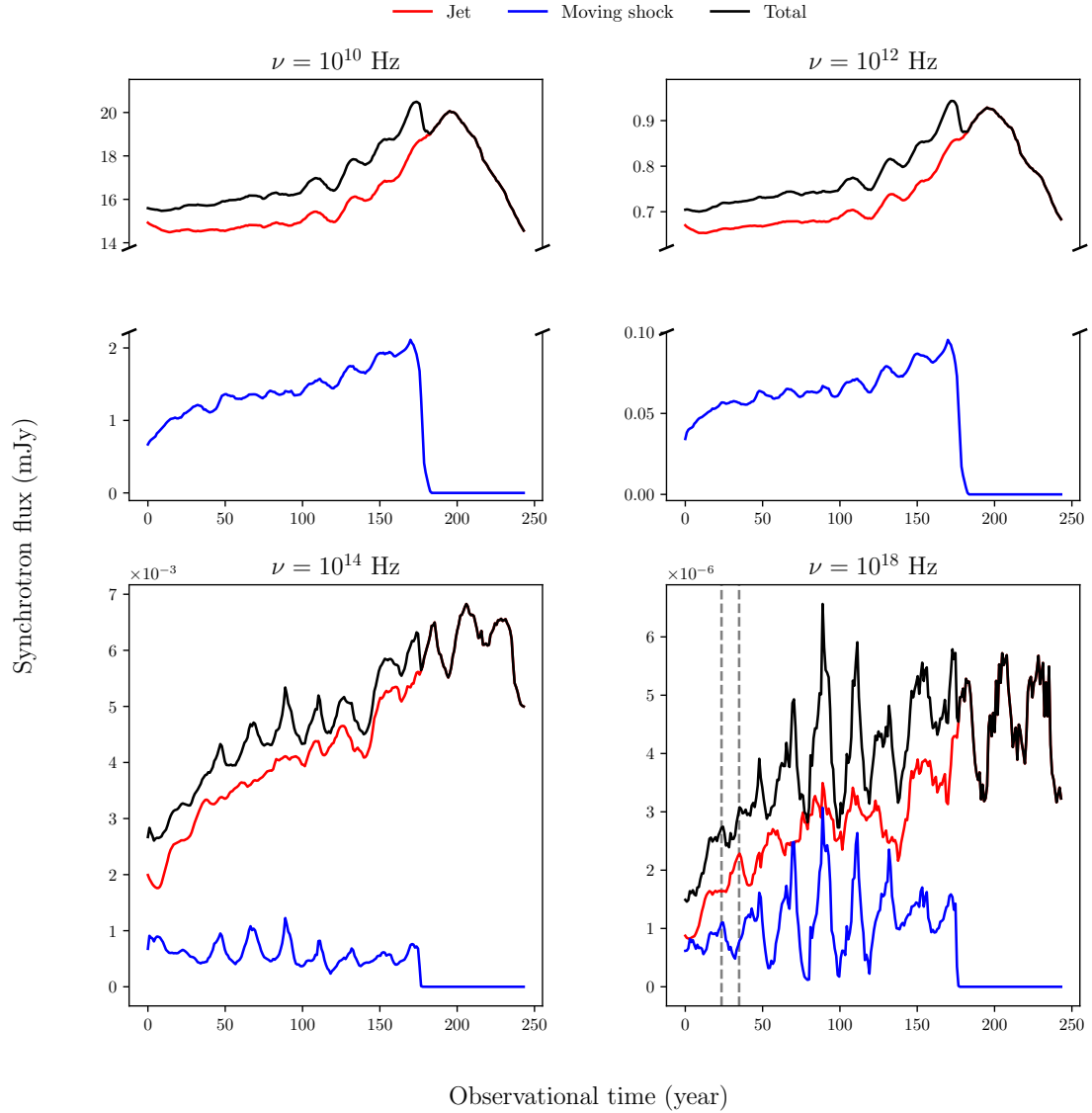


FIGURE 8.6 : Courbes de lumière obtenues en intégrant le flux synchrotron total. Le calcul des courbes de lumière est réalisé pour quatre différentes fréquences (voir légende). Du flux total (courbe noire) on distinguera le flux provenant du choc mobile principal (courbe bleu foncé) du flux provenant du reste du jet (courbe rouge foncé). Le flux est intégré à partir du moment où l'éjecta est injecté (à $t = 0$ yr) jusqu'à $t \sim 250$ yr. Dans la courbe de lumière X, les courbes en pointillées représentent respectivement la position temporelle de la première éruption avec son écho associé. Le flux est évalué à la distance nous séparant de la radiogalaxie 3C 111.

fréquence. Après chaque interaction choc - choc, une réponse radiative peut être observée dans le jet. Celle-ci peut être classée en deux catégories,

- l'émission rémanente provenant d'un choc stationnaire (oscillant) ;
- un écho de l'éruption provenant de l'émergence d'un choc de relaxation.

Dans les deux cas de figures, une réponse tardive en flux est observée, évoquant la présence d'un écho de l'éruption, apparaissant après l'éruption "principale" (provenant donc de l'interaction choc - choc) après un certain décalage temporel. Ce genre d'écho peut être clairement aperçu dans nos résultats et notamment à haute fréquence dans la Fig. 8.6 (voir lignes en pointillées verticales). Si, à première vue, il peut être difficile de distinguer l'écho provenant d'un choc stationnaire perturbé d'un choc de relaxation, l'information apportée par les données radio VLBI peut nous aider à en comprendre l'origine. En effet, on sait que le premier choc de relaxation apparaît lors de la troisième interaction choc - choc. Cela permet donc d'attribuer les deux premiers échos à l'oscillation de chocs stationnaires perturbés et le troisième écho à l'émergence d'un choc de relaxation. Il est clair que d'autres caractéristiques devraient permettre de distinguer un écho provenant d'un choc stationnaire d'un choc de relaxation, par exemple, sur la durée de l'éruption ou sur sa forme. Néanmoins, cela n'était pas l'objectif de cette étude. Enfin, après la sortie de la perturbation principale de la partie simulée du jet, des électrons relativistes sont encore injectés au niveau des chocs de relaxation et provoquent également une variabilité rapide. En fin de simulation, le flux revient à son état quasi-initial.

Ainsi, la présence d'écho dans les courbes de lumières (et notamment dans celles à haute fréquence) semble être un potentiel indicateur de la présence d'un choc de relaxation comme on peut le visualiser sur la Fig. 8.7. Pour approfondir, on se propose dans la Fig. 8.8 de seulement intégrer le flux provenant d'une région du jet centrée sur le troisième choc stationnaire et pendant l'intervalle de temps particulier où l'éruption principale et son écho sont visibles.

La possibilité de capturer l'éruption et son écho sur une zone restreinte du jet permet d'éviter d'être dominé par l'importante contribution de l'émission provenant du jet environnant.

Aux hautes fréquences, en raison du refroidissement rapide, les éruptions provenant de l'injection des électrons dans les chocs mobiles présentent une sous structure de plusieurs pics (voir courbe à $\nu = 10^{18}$ Hz sur la Fig. 8.6). Comme les chocs stationnaires sont formés de deux fronts de chocs, le premier de compression et le second de raréfaction, cela explique les deux périodes d'injection distinctes. Cette double structure en pic est à la fois visible dans l'éruption principale, mais aussi

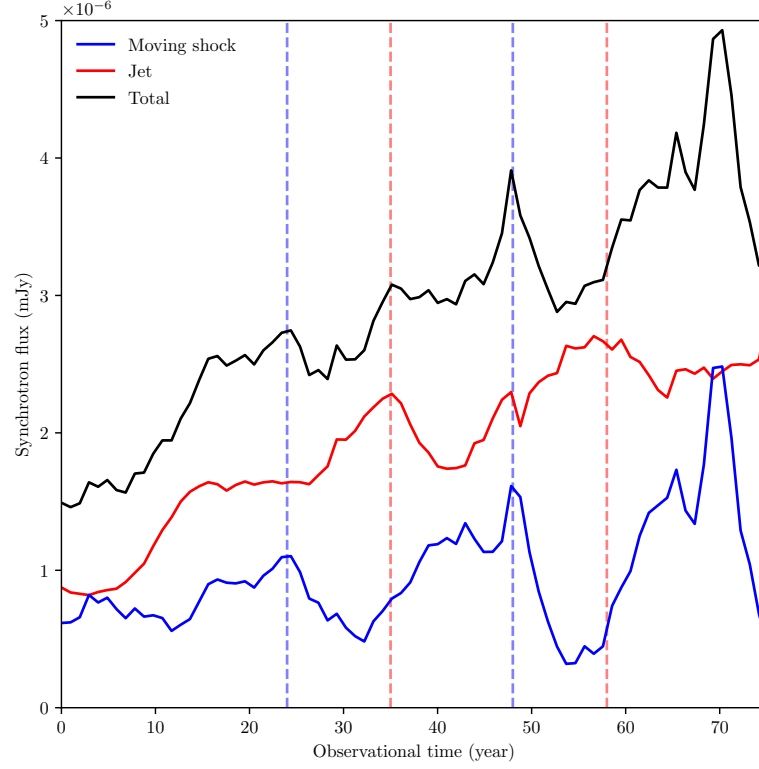


FIGURE 8.7 : Zoom sur les courbes de lumières obtenues à $\nu = 10^{18}$ Hz visible dans la Fig. 8.6. Le zoom est effectué sur une période de 75 ans (pour $t_{\text{obs}} \in [0, 75]$ ans). Les pointillés bleus représentent l'instant d'émission d'une éruption principale et son écho est représenté par les pointillés rouges.

dans l'écho. Ici, il faut noter que la largeur de l'éruption principale et de l'écho dans la bande radio peuvent être artificiellement réduite par la zone restreinte du jet étudiée ici. En effet, les éruptions principales en radio sont en général beaucoup plus larges que celles observées à plus haute fréquence.

Pour conclure, les échos peuvent provenir de l'oscillation de chocs stationnaire perturbés ou bien de la propagation de chocs de relaxation. Ces deux différents phénomènes sont observés dans nos simulations et dans les courbes de lumière (voir Fig. 8.6) et plus précisément pour un cas particulier d'écho provenant du premier choc de relaxation dans la Fig. 8.8.

Dans notre configuration de jet, un choc de relaxation apparaît après la troisième interaction entre le choc mobile principale et un choc stationnaire. À ce stade, il peut être difficile de distinguer dans la courbe de lumière l'émission provenant du choc de relaxation ou bien l'émission rémanente de futurs chocs stationnaires. Quoi

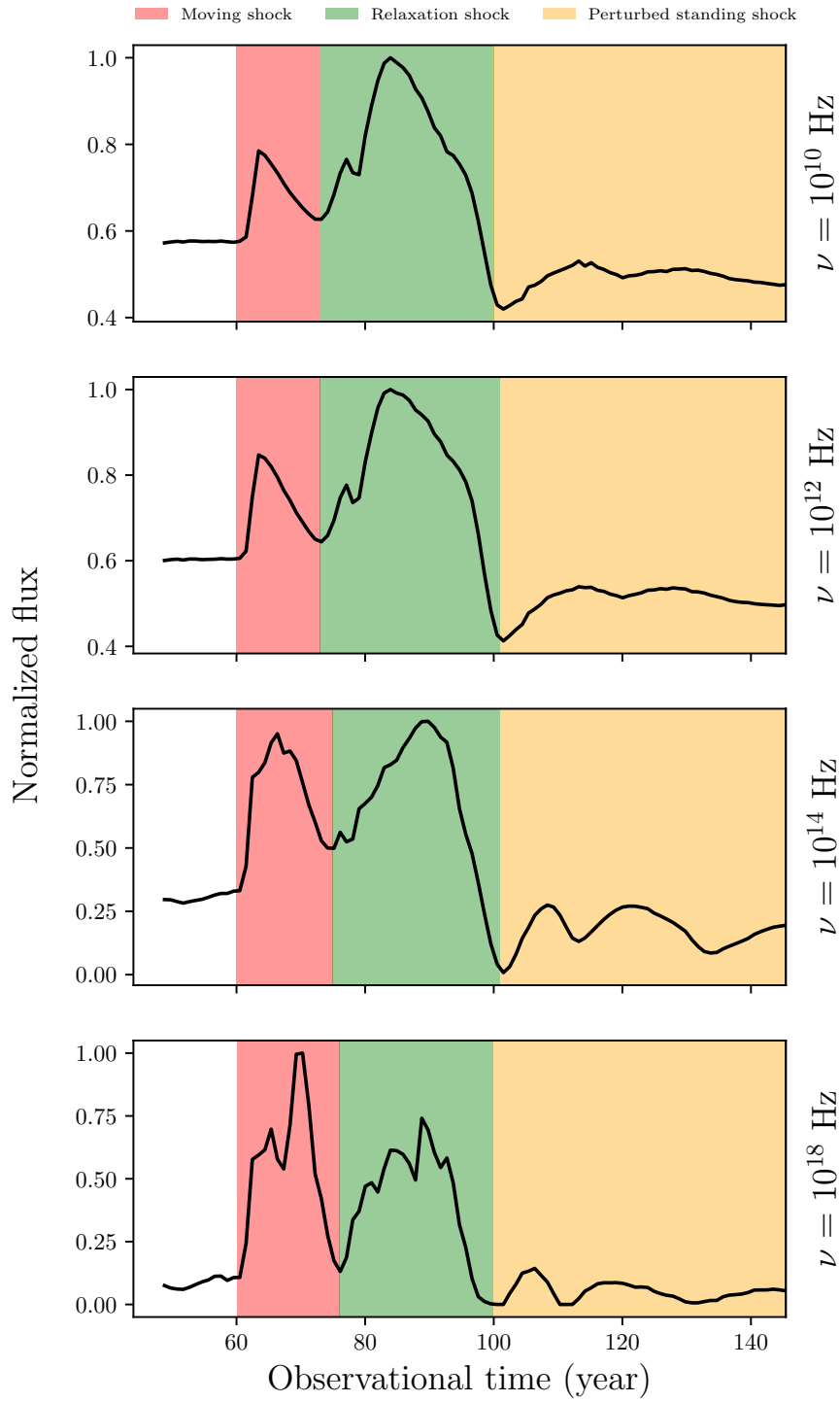


FIGURE 8.8 : Courbes de lumières pour quatre différentes fréquences où l'on aura intégré le flux sur une zone restreinte du jet ($Z \in [75, 90] R_{\text{jet}}$), sur un intervalle de temps restreint ($t \in [4.8, 14.6]$ années) avec un angle d'observation de 90° (référentiel de l'observateur). Le flux a été normalisé par sa valeur maximale.

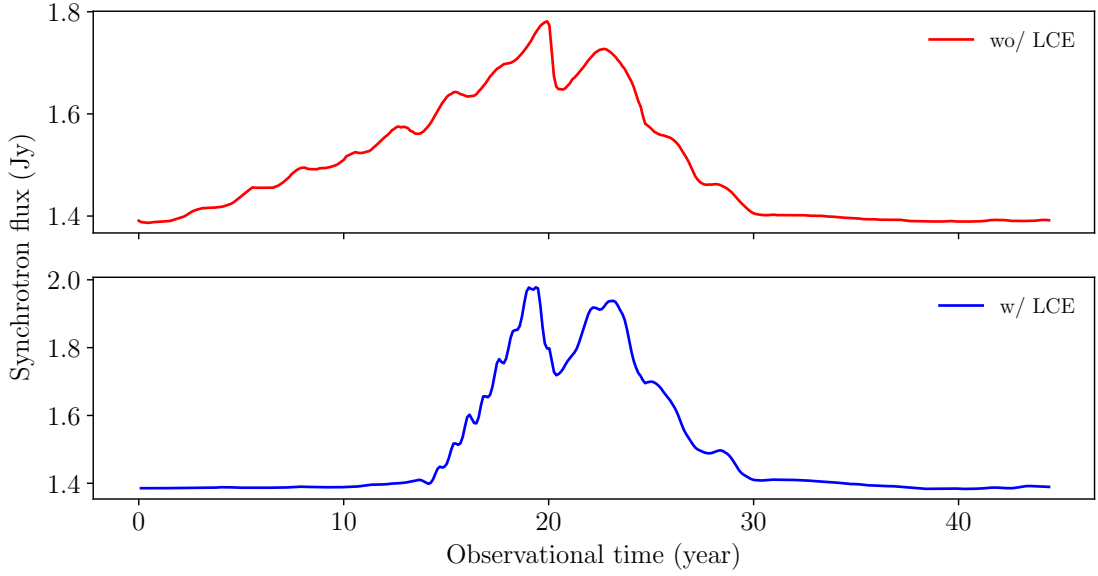


FIGURE 8.9 : Courbe de lumière sans et avec le LCE pour $\nu = 10^{10}$ Hz avec $\theta_{\text{obs}} = 20^\circ$ (référentiel de l'observateur). Le flux est évalué à la distance nous séparant de la radiogalaxie 3C 111.

qu'il en soit, une contrepartie en émission est attendue à toutes les fréquences et peut potentiellement être interprétée comme un écho près une éruption principale. Pour des raisons de résolutions temporelles, ou dans le cadre de faible angle d'observation où le LCE est important, notre capacité à distinguer l'écho de l'éruption principale peut être altérée. Dans ce cas de figure, la contrepartie est toujours présente et pourra se manifester par une plus ou moins forte asymétrie de l'éruption principale. Cela est également attendu dans la bande des radios du fait du refroidissement plus long des électrons entraînant alors une décroissance plus lente de l'éruption principale.

Dans une dernière sous-partie, nous nous proposons d'étudier l'évolution de la courbe de lumière détectée en X pour un angle d'observation de 20° et l'impact associé du LCE.

8.3.3 Impact du *light crossing effect*

Ici, on se propose de considérer un angle d'observation de 20° qui est proche des angles souvent retenus dans le cadre de radiogalaxie, comme 3C 111. Pour prendre en compte cet effet relativiste, on utilisera la méthode décrite dans la sous-section 5.5.3). La Fig. 8.9 et 8.9 représente respectivement, pour deux dif-

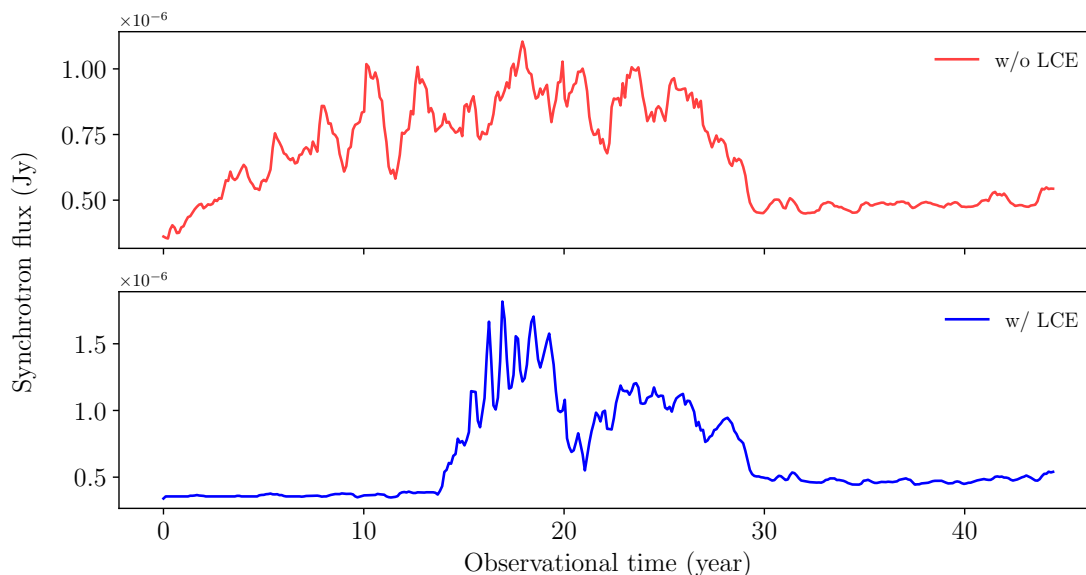


FIGURE 8.10 : Similaire à la Fig. 8.9 obtenue à la fréquence $\nu = 10^{18}$ Hz.

férentes courbes de lumière avec et sans LCE, le résultat dans le domaine radio ($\nu = 10^{10}$ Hz) et X ($\nu = 10^{18}$ Hz).

Ainsi, nous intégrons le flux synchrotron sur l'ensemble du jet simulé. Nous retrouvons une compression temporelle de la courbe de lumière avec une période de forte variabilité s'étalant dans une période de ~ 5 ans. Cette compression temporelle se reflète également dans la Fig. 8.4. En raison du mouvement apparent supraluminique, la variabilité des éruptions diminue pour atteindre plusieurs centaines de jours. Par ailleurs, dans la bande X, le LCE a un impact significatif sur la courbe de lumière observée par rapport à la courbe sans effet. La forme des éruptions change et des simulations dédiées avec un pas de temps de sauvegarde inférieur sont nécessaires pour vraiment capturer l'impact du LCE sur la forme des éruptions. Toutefois, il est possible d'étudier l'impact d'un tel effet sur une éruption isolée en intégrant le flux autour d'une région centrée sur un choc stationnaire particulier. La Fig. 8.11 représente les courbes de lumière avec et sans LCE toujours dans la bande X. On observe une éruption principale ainsi qu'un écho associé. Le LCE étant plus marqué à mesure que les zones d'émission se déplacent proche de c , on voit que l'impact du LCE est plus important sur la forme de l'éruption principale. L'impact est plus modéré sur l'écho étant donné que le choc de relaxation se déplace plus lentement et il est quasiment négligeable pour la dernière éruption qui est une émission rémanente du choc stationnaire perturbé. On remarque également en comparant les courbes de lumière, avec et sans le LCE, que la séparation de l'éruption principale et de son écho est plus prononcée avec

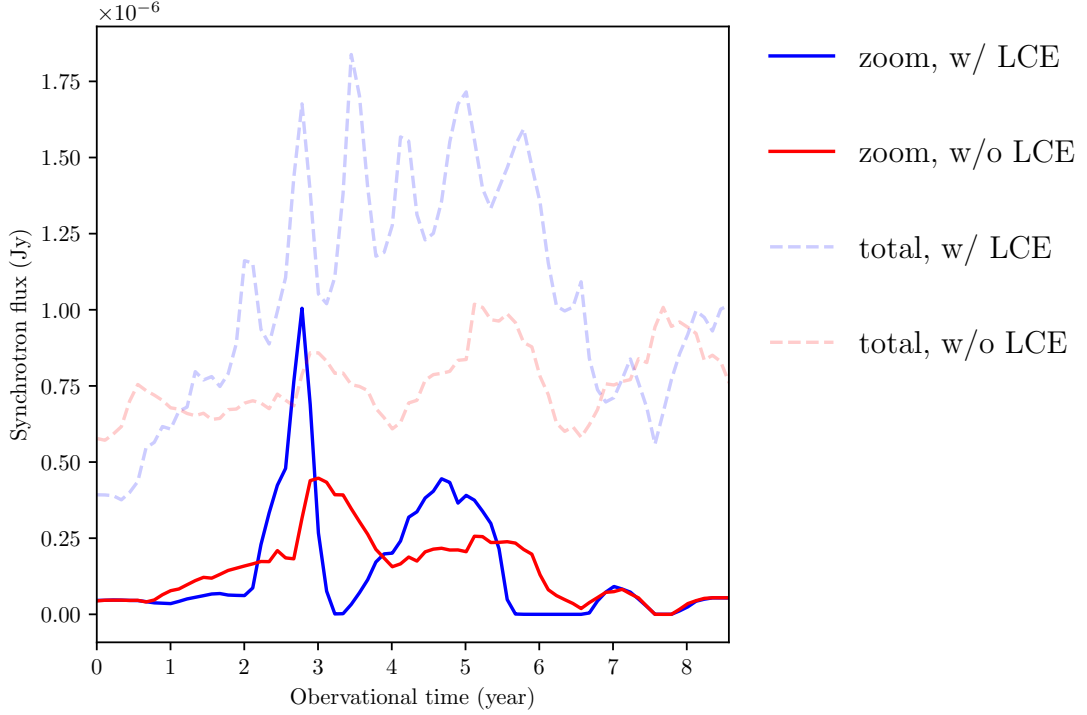


FIGURE 8.11 : Courbes de lumières avec et sans LCE (voir légende) où le flux synchrotron X ($\nu = 10^{18}$ Hz) est intégré dans une zone spatiale restreinte pour capter seulement une éruption (lignes pleines) avec $\theta_{\text{obs}} = 20^\circ$. À titre d'illustration, on représente également les courbes de lumière totales (lignes en tirés) où le flux est intégré sur l'ensemble du jet (voir Fig. 8.10).

le LCE. Cela provient du mouvement supraluminique du choc principal, plus marquée que celle du choc de relaxation. Cette différence de vitesse apparente permet une meilleure distinction des composantes.

À titre informatif, on se propose également d'étudier l'impact du LCE pour un angle d'observation de 90° et avec un pas de temps réduit $\Delta t' = 0.1 \cdot R_{\text{jet}}$ (à comparer avec $\Delta t' = R_{\text{jet}}$ habituellement). Le calcul est réalisé sur une portion réduite de la boîte de simulation pour capturer une seule éruption et est présenté en Annexe B. On retiendra de cette étude que l'impact du LCE est négligeable pour un observateur situé à un angle d'observation de 90° .

Pour conclure, l'impact d'un tel effet ne doit pas être sous-estimé, notamment pour des angles d'observations très faibles et dans le cadre de zones d'émission se déplaçant extrêmement proche de la vitesse de la lumière. Cela permet la meilleure séparation de l'éruption principale de son écho. Dans le domaine radio ou les

zones d'émissions sont larges, le LCE compresse seulement la courbe de lumière temporellement en ne modifiant que très peu la forme des éruptions.

8.4 Comparaison avec la source 3C 111

8.4.1 Observation de composantes traînantes dans 3C 111

De nombreuses similitudes semblent apparaître entre la dynamique des chocs de relaxation visibles dans nos simulations et certaines composantes dites traînantes dans des observations VLBI. En effet, plusieurs de ces composantes de traînée semblent émerger après l'interaction d'un nœud mobile avec un nœud stationnaire. Pour aller plus loin, on se propose de se focaliser sur la radiogalaxie 3C 111 où l'observation de telles composantes est attestée.

La radiogalaxie 3C 111 peut être classifiée de AGN Fanaroff-Riley II, et à un redshift de $z = 0.049$ (Truebenbach & Darling, 2017) et montre un angle d'observation éventuel de $\theta_{\text{obs}} \simeq 19^\circ$ (Kadler et al., 2008). À l'échelle du parsec, son jet relativiste a été observé dans la bande des radios (Kadler et al., 2008), dans la bande des X (Marscher, 2006 ; Fedorova et al., 2020) et jusqu'aux γ (Grandi et al., 2012).

Le suivi VLBI de 3C 111 révèle l'existence de plusieurs nœuds mobiles supraluminique (Preuss et al., 1988 ; Kadler et al., 2008 ; Schulz et al., 2020). Les observations récentes de Schulz et al. (2020) ainsi que des mesures de polarisation radio par le réseau *Very Long Baseline Array* (VLBA) (Beuchert et al., 2018) suggèrent la présence de deux nœuds stationnaires nommés **C2** et **C3** qui sont situés respectivement à 0.5 mas et 3 mas du cœur radio.

La période qui va nous intéresser ici s'étale de 1996 à 2007. Au cours de celle-ci, les programmes de surveillance radio VLBA et MOJAVE ont détecté une multitude de nœuds radios mobiles (Kadler et al., 2008). Ces nœuds mobiles apparaissent là où des nœuds stationnaires furent observés (Beuchert et al., 2018 ; Schulz et al., 2020). En 1997, la corrélation entre le déplacement de certains nœuds radios et une éruption radio montrant une importante asymétrie a pu être établie (voir Fig. 8.12 en bas, adaptée de Kadler et al. (2008) et l'éruption radio en 1997).

De plus, en 2007, Schulz et al. (2020) ont détecté un deuxième événement d'éruption radio montrant une structure complexe. Les auteurs suggèrent que les nœuds mobiles observés montrent des similitudes avec ceux observés entre 1997 et 1999. Là encore, une éruption radio semble aussi être corrélée au déplacement de nœuds mobiles au travers du premier nœud stationnaire **C2**.

Dans les deux cas, des preuves observationnelles de la présence de composantes de traînée sont attestées. En effet, certains nœuds en mouvements apparaissent spontanément à l'arrière de composante mobile provenant du cœur radio. Ces composantes de traînée montrent également une vitesse apparente moins importante que celles des composantes principales. Cela a pour conséquence de former des motifs de fourche, notamment présent pendant les événements de 1997 - 1999 (voir Fig. 8.12 en haut, adaptée de Kadler et al. (2008)). En effet, lors de cette campagne d'observation, deux événements distincts d'apparition de composantes de traînée sont étudiés, la première en 1997 et la seconde en 1999. Dans les deux cas, les auteurs font la différence entre les composantes principales (respectivement notées **E** pour 1997 et **E1** pour 1999) et les composantes de traînées (respectivement notées **F** pour 1997 et **E2**, **E3** et **E4** pour 1999). Dans chaque cas, la composante principale semble se scinder en lieu et place d'un choc stationnaire pour former les structures traînantes observées (Kadler et al., 2008).

Pour expliquer l'origine physique de telles composantes, Kadler et al. (2008) vont interpréter le nœud mobile **F** comme un choc formé en arrière d'un éjecta, le nœud mobile **E** serait donc le choc en avant formé par le déplacement de cet éjecta. Ce scénario de choc avant - arrière avait été précédemment avancé par Perucho et al. (2008) en s'appuyant sur des simulations numériques hydrodynamiques unidimensionnelles.

Concernant l'évènement de 1999, l'émergence des composantes de traînées est interprétée par les auteurs comme la signature de chocs coniques mobiles générés par des instabilités de Kelvin-Helmholtz. Ces instabilités seraient déclenchées par la propagation d'un éjecta (choc mobile principal) au sein du jet (Agudo et al., 2001). Il faut noter que pendant cette phase, aucune éruption notable a été détectée qui aurait pu être corrélée à la propagation des nœuds **E1**, **E2**, **E3** ou **E4**.

8.4.2 Application du scénario des chocs de relaxation

Nous avons précédemment établi un scénario qui concerne l'apparition et la propagation des chocs de relaxation. Dans le cas de 3C 111 et des événements s'étalant de 1997 à 1999, nous interprétons le nœud **E** comme un choc mobile principal et le nœud **F** comme la signature d'un choc stationnaire perturbé (ici perturbé par **E**). Comme nous le savons maintenant, l'apparition de **F** a lieu sur la position du premier choc stationnaire, ce qui sous-entend qu'ici **F** serait le résultat d'un déplacement de **C2** oscillant autour d'une position d'équilibre stable. Dans leur étude, Kadler et al. (2008) ont analysé le flux provenant des composantes individuelles (voir Fig. 8.12 en bas). Il est alors possible de comprendre l'augmentation linéaire du flux de la composante **E** comme une conséquence de l'injection perpétuelle d'électrons au niveau du front de choc. En revanche, la diminution

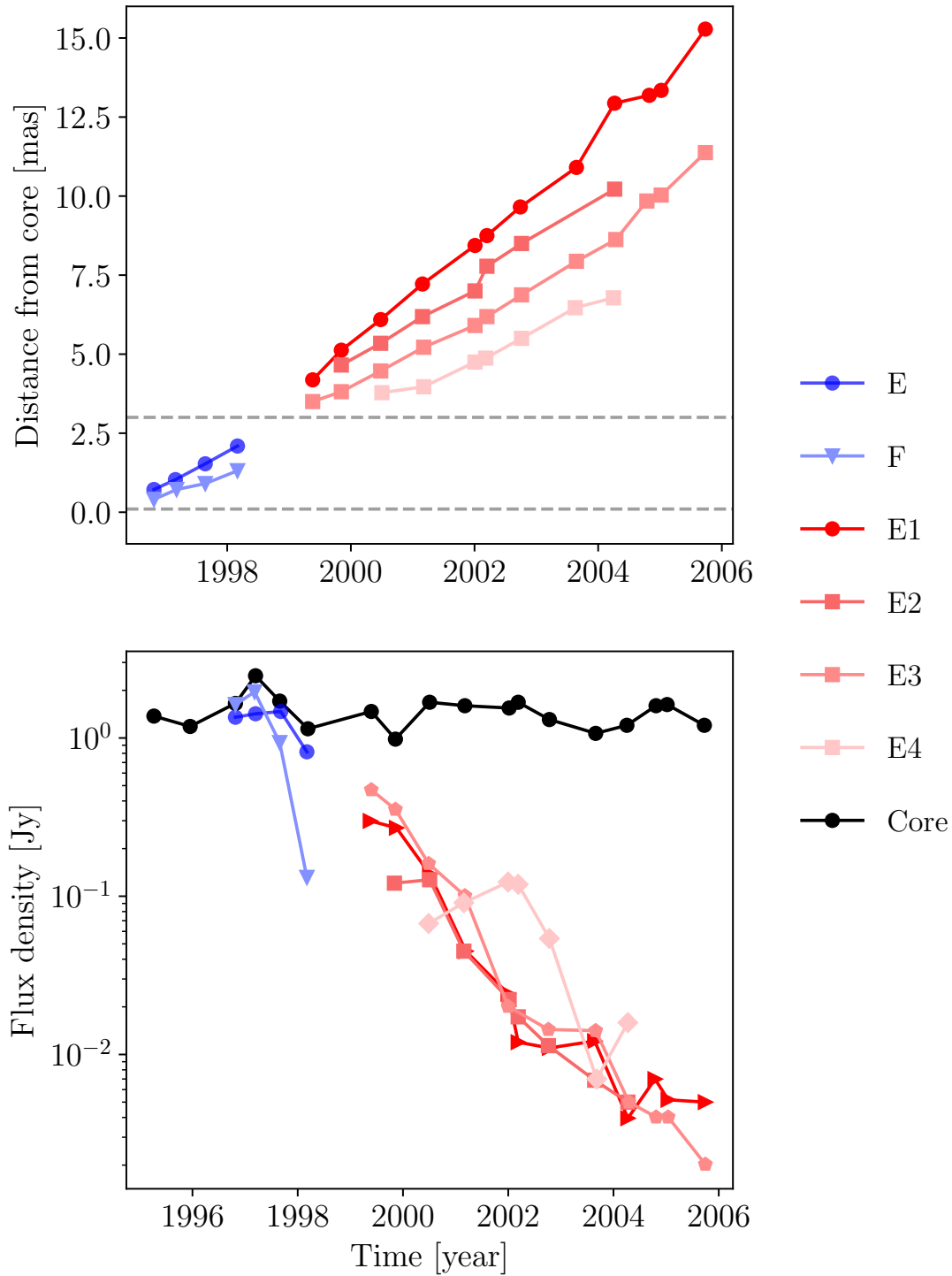


FIGURE 8.12 : *Haut* : Évolution de la distance apparente [mas] parcourue par les nodules radio le long du jet de 3C 111 en fonction du temps, adapté des observations visibles dans Kadler et al. (2008). Deux événements faisant intervenir des composantes traînantes sont observées en 1997 (**F**) et en 1999 (**E2**, **E3** et **E4**). On y a rajouté la position des deux nœuds stationnaires **C1** (0.1 mas) et **C2** (3 mas). Le facteur d'échelle est tel que 1 mas \equiv 1 pc. *Bas* : Évolution du flux radio [Jy] des différentes composantes (cœur radio et composantes en mouvement) à $\nu = 15$ GHz au cours du temps, adapté de (Kadler et al., 2008).

rapide de l'émission provenant de **F** pourrait elle être expliquée par une émission rémanente provenant du choc stationnaire perturbé. De tels déplacements de chocs stationnaires perturbés sont aussi visibles dans nos résultats (Fig. 8.4) même si les géométries des différents jets ne peuvent être directement comparées. Notons que, pour de petits angles de vue, ces chocs stationnaires choqués peuvent être difficiles à distinguer des chocs de relaxation en raison des différents effets relativistes déjà discutés. Toutefois, la durée totale pendant laquelle telle ou telle composante pourrait émettre pourrait être un critère permettant de les distinguer.

Le choc mobile principal **E** est accéléré le long du jet et interagit avec le second choc stationnaire **C3**. À ce stade, nous interprétons les composantes de traînées **E2**, **E3** et **E4** comme des chocs de relaxation générés lors de la seconde interaction choc - choc. Ces derniers forment des motifs de fourches de différents angles α et présentant alors une grande variété de vitesses apparentes. Dans nos simulations, une telle apparition de plusieurs chocs de relaxation peut aussi être observée à grande distance. Ici, le nombre de chocs de relaxation relativement élevé pourrait être expliqué par la force de l'interaction choc - choc entre **E** (devenu **E1** après accélération) et **C3**. Le flux plus faible mesuré pourrait être lié à une densité de particules plus faible dans cette région. En effet, dans leur étude [Beuchert et al. \(2018\)](#) ont montré qu'après **C3** le jet rentré dans une zone d'expansion. Plus récemment encore, [Weaver et al. \(2022\)](#) ont réalisé une mise à jour des données VLBA à 43 GHz pour la source 3C 111. Ces données proviennent du programme de surveillance BEAM-ME (anciennement VLBA-BU-BLAZAR). Dans leurs résultats, ils ont pu trouver d'autres preuves observationnelles de l'existence de nouvelles composantes de traînées qui forment des motifs de fourche.

Pour résumer, le scénario proposé ici témoigne de deux grands avantages par rapport aux précédents modèles envisagés pour expliquer la présence des structures traînantes. En premier lieu, notre scénario prend en compte la présence des chocs stationnaires. En effet, dans notre approche, leur présence est cruciale pour expliquer les observations. Dans le cas de 3C 111, les composantes traînantes semblent toujours apparaître en présence d'un choc stationnaire. Bien que leurs apparitions soient également possibles en l'absence de composantes stationnaires sous certaines conditions, les interactions avec de telles composantes stationnaires conduisent à une plus grande diversité de composantes traînantes. Par ailleurs, le déplacement de choc stationnaire lors d'interaction choc - choc est l'une des grandes caractéristiques du scénario choc - choc comme indiqué dans ([D.-W. Kim et al., 2020](#) ; [Lico et al., 2022](#)). L'oscillation ou la dérive des chocs stationnaires conduit à la présence de contreparties d'émission qui peuvent aider à expliquer les observations comme dans le cas de 3C 111. Enfin, notre scénario permet d'expliquer les différents évé-

nements observés entre 1997 et 2007 par un seul mécanisme alors que plusieurs scénarios différents furent évoqués jusqu'alors.

8.5 Conclusion

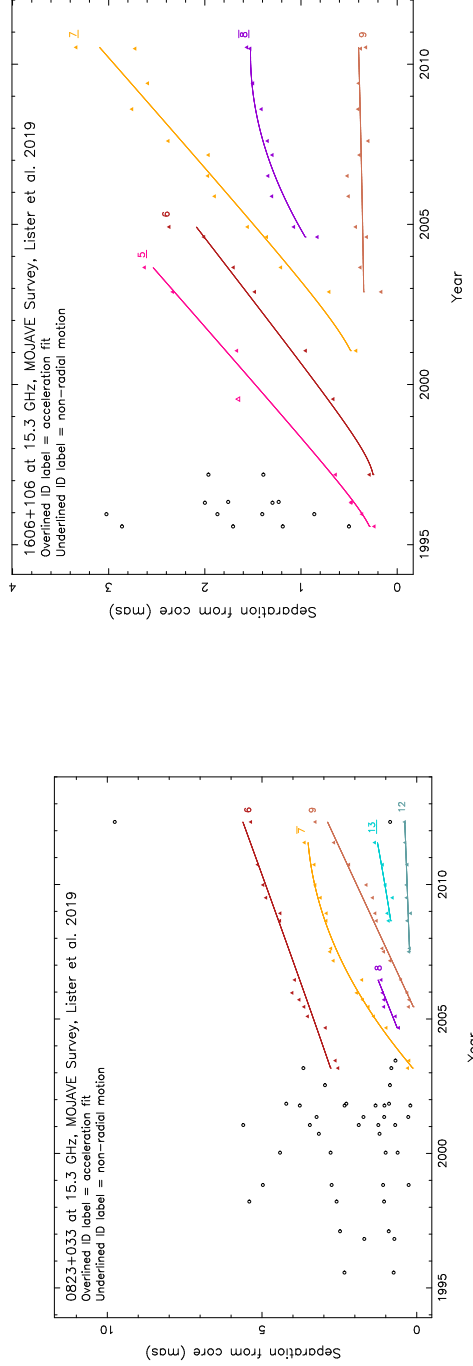
Dans cette étude, nous avons étudié l'émergence de chocs de relaxation qui résultent de l'interaction forte entre un choc mobile principale provenant de la base du jet simulée et des chocs de recollimation présent dans le jet. Pour ce faire, nous avons réalisé des simulations hydrodynamiques relativistes pour simuler un jet à une composante en surpression qui est sujet à l'injection d'un éjecta à sa base. Pour estimer les différentes contreparties multilongueurs provenant de différentes composantes du jet, nous avons utilisé le code RIPTIDE. Nous avons pu obtenir différentes cartes ou courbes de lumières synchrotron pour différents angles d'observations en prenant en compte, le cas échéant, le LCE. Nous avons démontré ici que cet effet peut jouer un rôle important, notamment pour des angles d'observations faibles, mais aussi lors de la présence de zones d'émissions aux vitesses ultra relativistes.

À la lumière de ces résultats, nous avons proposé un scénario capable d'expliquer l'apparition et la propagation des composantes traînantes qui sont observées dans les observations VLBI de radiogalaxie. Dans notre scénario, de telles composantes sont induites par des interactions choc - choc fortes, assez forte pour permettre l'émergence de chocs de relaxation. Ces chocs de relaxation apparaissent comme le résultat de l'oscillation trop intense de choc stationnaire perturbé ne pouvant converger directement vers une position d'équilibre. Ces chocs de relaxation se propagent dans le jet et présentent toujours une vitesse apparente inférieure au choc mobile principale. En plus d'être conforme aux observations, la mesure de la vitesse apparente des chocs de relaxation pourrait permettre une meilleure estimation de la vitesse réelle du jet.

L'extraction des courbes de lumière synchrotron nous aide à distinguer les éruptions provenant des interactions choc - choc et celles, sous forme d'échos, associées à l'émission provenant de chocs stationnaires perturbés ou de chocs de relaxation. Toutefois, des limitations techniques (résolution spatiale / temporelle) ou observationnelles (opacité) peuvent nuire à l'observation de tels échos. Toutefois, il semble que le LCE permet de favoriser l'observation des échos aux hautes fréquences la ou le refroidissement synchrotron est rapide. Plus généralement, cette composante supplémentaire peut conduire à l'observation d'une asymétrie dans le profile des éruptions visibles dans la courbe de lumière.

La présence des chocs de relaxation peut être rendue visible via deux mar-

queurs observationnels : le motif de la fourche visible via VLBI, et l'écho (ou l'asymétrie) d'éruption visible notamment aux hautes fréquences. De ce résultat, nous avons proposé une comparaison qualitative entre ces marqueurs observationnels et les caractéristiques des données disponibles de la radiogalaxie 3C 111. Ici, nous avons proposé un nouveau scénario cohérent permettant d'expliquer l'apparition des différentes composantes de traînées observées à certaines époques via VLBI et leurs contreparties radios. Ces composantes de traînées sont aussi observées dans d'autres radiogalaxies où notre scénario pourrait également s'appliquer. On présente ci-dessous quelques exemples dans la Fig. 8.13 où des fourches radio sont visibles dans les données publiques de MOJAVE (Lister et al., 2018, 2021). Ceci tend à montrer que le modèle d'interactions choc - choc fort, en plus d'expliquer les caractéristiques de bases des observations multilongueurs d'onde des AGN permet également d'expliquer des comportements complexes présents dans la dynamique des jets relativistes.



(a) Source PKS 0823+033. Les composantes $n^{\circ} 8$ et $n^{\circ} 13$ pourraient être des chocs de relaxation. Le nœud $n^{\circ} 12$ pourrait être un choc stationnaire.

(b) Source 4C+10.45. La composante $n^{\circ} 8$ pourrait être un choc de relaxation potentiel et la composante $n^{\circ} 9$ un choc stationnaire.

FIGURE 8.13 : Distance apparente depuis la base apparente des différents jets (cœur radio). Les nœuds sont repérés par une courbe de couleur ainsi qu'un identifiant. Ces données sont tirées d'observations radio ($\nu = 15$ GHz) et accessibles publiquement sur la base de données de l'équipe MOJAVE (Lister et al., 2018, 2021).

Chapitre 9

Conclusion et perspectives

Sommaire

9.1	Bilan	199
9.2	Projet en perspective	202

9.1 Bilan

Une grande partie du travail fourni pendant la thèse a été dévoué à l’élaboration d’un modèle cohérent de l’émission multilongueurs d’onde des jets de noyaux actifs de galaxie. Ce modèle est basé sur le scénario d’interaction choc - choc, celui-ci envisage d’expliquer les caractéristiques observationnelles (variabilité, zones d’émission dans le jet) par l’accélération locale de particules non thermiques relativistes sur des zones de chocs. Pour mener à bien notre projet de tester ce scénario, nous avons développé un modèle combinant à la fois des simulations SR-MHD et le traitement du rayonnement émis par le jet en post-traitement.

La modélisation SR-MHD des jets relativistes d’AGN est donc réalisée via le code `MPI-AMRVAC`. Celui-ci permet de décrire plusieurs types de jets se propageant dans un milieu environnant. En effet, au travers de nos études, nous avons considéré des jets non structurés et structuré transversalement (à plusieurs composantes ou non) et disposant ou non d’une configuration magnétique de large échelle avec le suivi d’une population d’électron non thermique relativiste. Comme le montrent les données radios, le jet est caractérisé par deux types de structures,

- une structure magnétique de large échelle, généralement accompagnée d'une composante turbulente de plus petite échelle ;
- une structure en zone d'émission plus ou moins localisée (aussi visible à plus haute fréquence pour les objets proches).

En effet, le jet radio est caractérisé d'une grande variété de zones d'émission, certaines sont quasi stationnaires, mobiles et d'autres au comportement plus complexe qui sont considérées comme des chocs dans notre scénario. Pour reproduire les chocs en mouvement, nous perturbons le jet à sa base en y injectant un éjecta. Là encore, différents types d'éjecta ont pu être testés au travers de nos études. Notre approche a subi de nombreuses améliorations en cours de route, notamment via l'ajout du traitement d'un fluide d'électrons non thermiques relativistes injecté sur les différents chocs via les prescriptions imposées par le mécanisme de diffusion (Fermi I).

Dans une volonté de comparer nos résultats avec des observations, j'ai développé, pendant cette thèse, le code de transfert radiatif **RIPTIDE** qui interprète les résultats de **MPI-AMRVAC**. Ce code extrait des résultats des simulations SR-MHD les paramètres essentielles pour calculer des cartes de flux synchrotron tels qu'observées par un observateur situé sur Terre. En considérant le fluide d'électrons non thermiques relativistes accéléré par un mécanisme de diffusion sur des chocs, il est possible de calculer en tout point les paramètres synchrotron. La nature relativiste du jet impose de prendre en compte des effets relativistes comme le *Doppler beaming* ou bien le *light crossing effect*. Ce-dernier effet est totalement pris en compte dans notre modèle et de nombreux calculs ont été réalisés pour déterminer son impact sur les courbes de lumières pour différentes fréquences et différents angles d'observation.

Dans une première étude, nous avons pu confirmer que la présence d'un champ magnétique à large échelle impacte la structure du jet et notamment sa structure en zone d'émission radio. En effet, on retrouve selon la configuration une grande variété de zone d'émission, compacte dans le cas toroïdal et plus turbulente dans le cas poloïdale. Lors du passage d'une perturbation dans le jet, on retrouve naturellement une grande variété d'éruption plus ou moins marquée selon la compacité des chocs stationnaires. Dans tous les cas, on observe une éruption marquée lors de chaque interaction choc - choc. Observées dans le cas toroïdal, certaines interactions amènent à une oscillation temporaire des chocs stationnaires perturbés occasionnant alors l'éruption d'un rayonnement radio rémanent visible dans la courbe de lumière.

C'est de ce constat que nous avons entrepris, dans une deuxième étude, le scénario d'interaction choc - choc fort. Dans cette étude, nous utilisons un modèle de jet non structuré et sans champ magnétique de large échelle. Nous avons mis en évidence, dans la bande radio jusqu'à la bande X, l'oscillation de choc stationnaire perturbé, mais aussi l'émergence de composante traînante à l'arrière du choc mobile principale. Ces composantes traînantes, nommées choc de relaxation, apparaissent à l'issue d'une interaction choc - choc lorsque le choc stationnaire perturbé ne peut converger vers sa position initiale et suit le choc principal. Il a été possible de caractériser ces chocs de relaxation au travers de deux marqueurs observationnels, le motif de fourche visible en radio et l'écho de l'éruption principale visible surtout à haute fréquence. Par ailleurs, en prenant en compte le LCE pour de faibles angles d'observation, le mouvement supraluminique a pu être observé.

Par ces études, de nombreuses caractéristiques observationnelles ont pu être reproduites, et ce, à plusieurs bandes de fréquence. Cela s'est notamment manifesté lors des comparaisons qualitatives que nous avons pu effectuer avec des sources typiques. En comparant nos résultats avec des observations multilongueurs d'onde provenant de 3C 273 et 3C 111, nous avons montré que le scénario choc - choc était très prometteur et permettait d'envisager la construction d'un modèle unifié des AGN détectés en multilongueurs d'onde.

L'étude du rayonnement gamma de très haute énergie au travers des analyses effectuées au sein de la collaboration H.E.S.S. ont aussi occupé une grande part du travail effectué. L'objectif de la tâche d'analyse *AGN Round-Up* était double : permettre d'interpréter des données scientifiques montrant des AGN détectés aux TeV certains caractérisés par un signal variable, mais aussi de d'apprendre à manipuler une chaîne d'analyse de données et de diffuser les résultats au sein d'une collaboration. Concernant les études réalisées, elles ont permis de continuer de construire une archive des données analysée, mais aussi de contribuer ponctuellement à des travaux. On pourra citer la co-découverte d'une source gamma, mais aussi les investissements (toujours en cours) dans la caractérisation des éruptions gamma observées par H.E.S.S.. À terme, ces travaux permettront de contraindre les mécanismes d'émission et d'accélération à l'œuvre à ces énergies. Au moyen terme, l'arrivée de la prochaine génération de télescope Čerenkov (CTA) souligne d'autant plus l'intérêt de s'investir dans ce domaine.

Au plus court terme, l'étude du scénario choc - choc continuera en étendant le champ d'application de notre modèle à des jets plus complexes avec un transfert radiatif plus élaboré. Comme présenté dans le manuscrit, l'ajout du processus SSC dans RIPTIDE permet d'étendre le champ d'action du code au rayonnement

de très hautes énergies. Toutefois, la prise en compte des effets de géométrie est un élément crucial, notamment dans le cadre de l'interprétation de simulations SR-MHD. Nous avons proposé dans ce manuscrit différentes manières de traiter les effets de géométries propres au SSC. Par ailleurs, la présence de champs de photons externes devra aussi être prise en compte. Cela permettra de réaliser une future description des émissions gammas jusqu'aux très hautes énergies.

À moyen terme, l'ajout de la polarisation synchrotron semble être une étape obligée. La polarisation synchrotron ouvre de nombreuses portes, notamment dans notre capacité à tester le scénario choc - choc. En effet, les nœuds radio stationnaires et en mouvements manifestent des signatures particulières lors de leurs interactions, mais aussi de manière intrinsèque. L'implémentation de la polarisation synchrotron s'accompagnera de la rotation Faraday qui joue un rôle important sur la structure du champ magnétique perçue. Les avancées technologiques dans le domaine représentent également une grande source de motivation : en radio, la très bonne résolution spatiale atteinte par la VLBI permet de sonder la structure du champ magnétique aux petites échelles, apportant son lot de contraintes, la polarisation en optique, en X (voir en γ dans un futur plus lointain) en est à ses balbutiements, mais permettra à terme de contraindre fortement les modèles utilisées.

9.2 Projet en perspective

Jusqu'à maintenant, les différentes études effectuées ont concerné les interactions entre des chocs mobiles et des chocs stationnaires. Ces études générales n'avaient pour vocations de reproduire une source particulière, même si des applications qualitatives ont pu être réalisées. Du point de vue de l'étude des interactions choc - choc, il était avantageux de maximiser le nombre de chocs stationnaires. Pour ce faire, un jet de géométrie cylindrique a toujours été préféré à d'autre configuration.

Une première perspective serait de modéliser des jets plus complexes présentant un angle d'ouverture apparent d'environ 10° comme observé généralement dans les jets d'AGN (Pushkarev et al., 2017). Cet angle d'ouverture peut être obtenu via différentes méthodes : on peut imposer un champ de vitesse particulier à la base du jet ou bien considérer un gradient de pression / densité dans le milieu environnant. C'est cette seconde solution qui est la plus souvent retenue, car elle tient compte du gradient de densité attendue dans les AGN lorsque l'on s'éloigne du noyau. La présence d'un tel gradient va fortement perturber la structure interne du jet, modifiant la position et l'intensité des chocs de recollimation. Cela a donc un impact non négligeable sur la structure en zones d'émission perçue. La Fig. 9.1

montre un résultat préliminaire d’une simulation montrant un jet stationnaire et ouvert. Cette ouverture induite par un gradient de pression et de densité dans le milieu environnant modifie grandement la structure en chocs. On y voit notamment la présence d’un choc stationnaire fort localisé en $Z \simeq 130 R_{\text{jet}}$. Le choix du gradient étant arbitraire, cela nous laisse la possibilité de tester son impact sur les courbes de lumières obtenues à multilongueurs d’onde lors du passage d’une perturbation. La Fig. 9.2 montre une carte préliminaire du flux gamma de haute énergie mesurée à $\nu = 10^{24}$ Hz. On y représente également un contour radio. Il s’agit ici seulement de la composante SSC où les effets de géométries ne sont pas pris en compte (approximation la plus faible visible dans la sous-section 6.1.4). L’émission est concentrée sur les zones de chocs stationnaires et elle est donc plus ou moins continue le long du jet. Le contour radio montre que les nœuds radios sont aussi situés sur les zones de chocs, toutefois leur centroïde n’est pas parfaitement aligné sur ces derniers.

Fort de ces résultats préliminaires, une application plus ou moins quantitative sur une source serait envisagée, par exemple en reproduisant les caractéristiques du jet de M 87 ou de 3C 273 qui font parties des sources les plus observées et étudiées. Dans le cas du jet de M 87, on pourra s’intéresser aux éruptions observées dans le nœud stationnaire HST-1 situé à environ 80 pc de la base du jet entre 2002 et 2006. En effet, dès 2002, le HST-1 entame une période d’activité intense marquée l’élévation du flux radio et aussi l’apparition d’une configuration magnétique perpendiculaire à l’axe du jet observée via polarisation (Perlman et al., 2003). Simultanément, le flux observé dans la bande X augmente et en 2005 le flux a été multiplié par un facteur 50 (par rapport à l’état bas initial) (Harris et al., 2006). Par ailleurs, une éruption observée aux très hautes énergies sur la même période (2005). Contrairement à ce qui peut être observée habituellement, le temps typique de variabilité est similaire entre la bande radio et X suggérant que des particules sont accélérées continuellement. Divers scénarios ont été proposés pour permettre d’expliquer ces observations, certains d’entre eux évoquent la présence d’un éjecta interagissant avec un choc stationnaire (Liu et al., 2013).

Concernant le jet de 3C 273, l’événement multilongueurs d’onde décrit dans D.-W. Kim et al. (2020) semble être une application idéale. Des preuves observationnelles de l’interaction d’un nœud mobile avec un nœud stationnaire suggère que notre scénario choc - choc pourrait s’appliquer. Dans tous les cas, l’ajout du processus SSC, des champs de photons externe et de la polarisation synchrotron viendront parfaire la comparaison et pourra permettre de déterminer si le scénario des chocs peut expliquer l’émission des blazars.

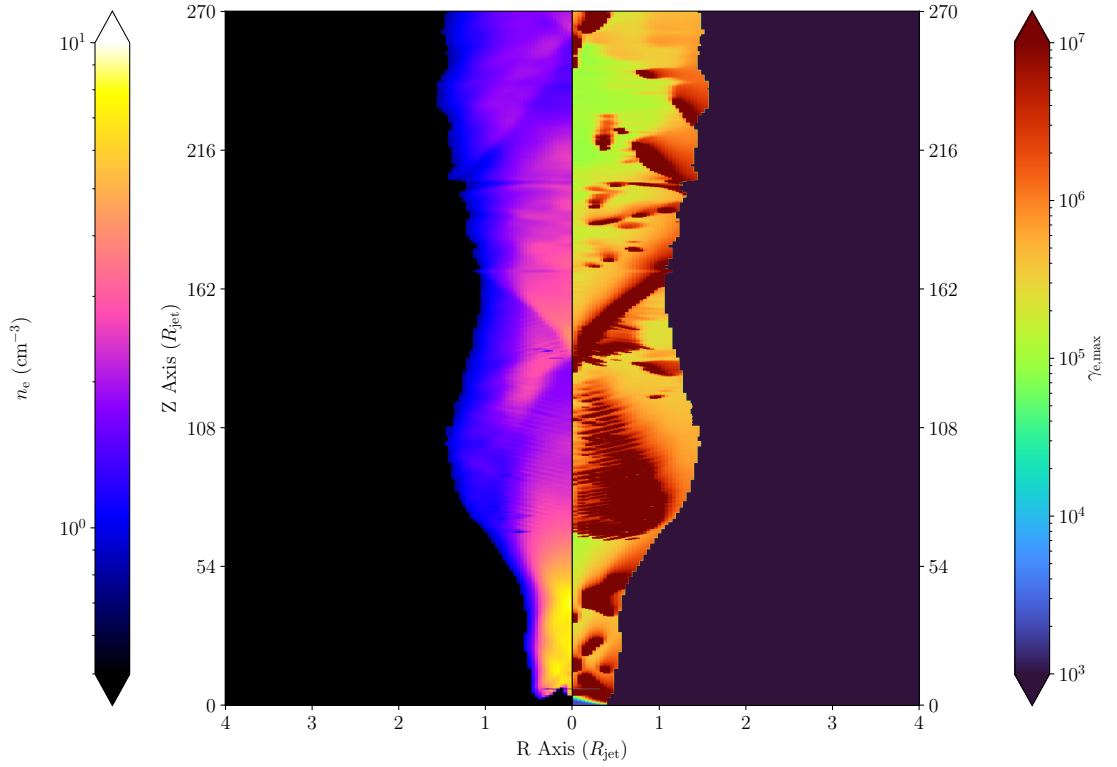


FIGURE 9.1 : Instantané du jet. Le jet se propage de bas en haut. La carte de densité des électrons (en échelle log) est à gauche et le paramètre $\gamma_{e,\max}$ à droite (en échelle log). Les coordonnées sont données en unité de R_{jet} . Un gradient de pression et de densité est appliqué au milieu environnant pour permettre l'ouverture du jet.

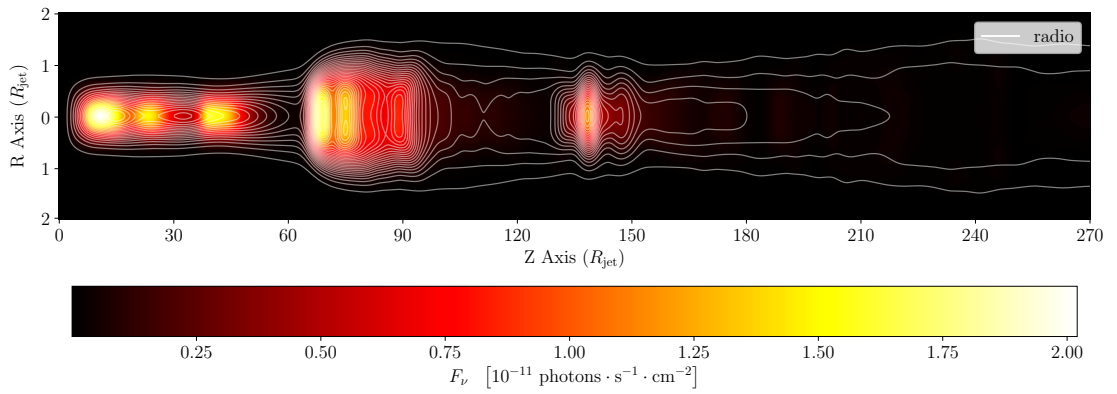


FIGURE 9.2 : Carte d'émission SSC ($\nu = 10^{24}$ Hz, donnée en unité de nombre de photons) avec contour radio ($\nu = 10^{10}$ Hz) obtenue avec RIPTIDE et observée dans le référentiel de l'observateur avec $\theta_{\text{obs}} = 90^\circ$. Il s'agit du jet visible dans la Fig. 9.1.

Bibliographie

- Abramowski, A. (2012, 2). The 2010 very high energy γ -ray flare and 10 years of multi-wavelength observations of M 87. *The Astrophysical Journal*, 746(2). Consulté sur <https://www.osti.gov/biblio/1356761> doi : 10.1088/0004-637X/746/2/151
- Agudo, I., Gómez, J. L., Casadio, C., Cawthorne, T. V., & Roca-Sogorb, M. (2012, juin). A Recollimation Shock 80 mas from the Core in the Jet of the Radio Galaxy 3C 120 : Observational Evidence and Modeling. *The Astrophysical Journal*, 752(2), 92. doi : 10.1088/0004-637X/752/2/92
- Agudo, I., Gómez, J.-L., Martí, J.-M., Ibáñez, J.-M., Marscher, A. P., Alberdi, A., ... Hardee, P. E. (2001, Mar). Jet Stability and the Generation of Superluminal and Stationary Components. *The Astrophysical Journal*, 549(2), L183-L186. doi : 10.1086/319158
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Anton, G., Barres de Almeida, U., Bazer-Bachi, A. R., Becherini, Y., ... Fermi LAT Collaboration (2009, mai). Simultaneous Observations of PKS 2155-304 with HESS, Fermi, RXTE, and Atom : Spectral Energy Distributions and Variability in a Low State. *The Astrophysical Journal Letters*, 696(2), L150-L155. doi : 10.1088/0004-637X/696/2/L150
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., Behera, B., Beilicke, M., Benbow, W., ... Zdziarski, A. A. (2007, août). An Exceptional Very High Energy Gamma-Ray Flare of PKS 2155-304. *The Astrophysical Journal Letters*, 664(2), L71-L74. doi : 10.1086/520635
- Aller, M., Hughes, P., Aller, H., & Hovatta, T. (2020, mars). Diagnosing Magnetic Field Geometry in Blazar Jets Using Multi-Frequency, Centimeter-Band Polarimetry and Radiative Transfer Modeling. *Galaxies*, 8(1), 22. doi : 10.3390/galaxies8010022
- Ansoldi, S., Antonelli, L. A., Arcaro, C., Baack, D., Babić, A., Banerjee, B., ... Cerutti, M. (2018, août). The Blazar TXS 0506+056 Associated with a High-energy

- Neutrino : Insights into Extragalactic Jets and Cosmic-Ray Acceleration. *The Astrophysical Journal Letters*, 863(1), L10. doi : 10.3847/2041-8213/aad083
- Araudo, A. T., Bosch-Ramon, V., & Romero, G. E. (2010, novembre). Gamma rays from cloud penetration at the base of AGN jets. *Astronomy & Astrophysics*, 522, A97. doi : 10.1051/0004-6361/201014660
- Asada, K., Nakamura, M., Doi, A., Nagai, H., & Inoue, M. (2014, janvier). Discovery of Sub- to Superluminal Motions in the M87 Jet : An Implication of Acceleration from Sub-relativistic to Relativistic Speeds. *The Astrophysical Journal Letters*, 781(1), L2. doi : 10.1088/2041-8205/781/1/L2
- Asano, K., & Hayashida, M. (2018, juillet). Blazar Spectra with Hard-sphere-like Acceleration of Electrons. *The Astrophysical Journal*, 861(1), 31. doi : 10.3847/1538-4357/aac82a
- Avachat, S. S., Perlman, E. S., Adams, S. C., Cara, M., Owen, F., Sparks, W. B., & Georganopoulos, M. (2016, novembre). Multi-wavelength Polarimetry and Spectral Study of the M87 Jet During 2002-2008. *The Astrophysical Journal*, 832(1), 3. doi : 10.3847/0004-637X/832/1/3
- Becherini, Y., Djannati-Ataï, A., Marandon, V., Punch, M., & Pita, S. (2011, juillet). A new analysis strategy for detection of faint γ -ray sources with Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes. *Astroparticle Physics*, 34(12), 858-870. doi : 10.1016/j.astropartphys.2011.03.005
- Beckmann, V., & Shrader, C. R. (2012). *Active Galactic Nuclei*. Wiley.
- Begelman, M. C., & Cioffi, D. F. (1989, octobre). Overpressured Cocoon in Extragalactic Radio Sources. *The Astrophysical Journal Letters*, 345, L21. doi : 10.1086/185542
- Beuchert, T., Kadler, M., Perucho, M., Großberger, C., Schulz, R., Agudo, I., ... Wilms, J. (2018, février). VLBA polarimetric monitoring of 3C 111. *Astronomy & Astrophysics*, 610, A32. doi : 10.1051/0004-6361/201731952
- Biretta, J. A., & Junor, W. (1995, décembre). The Parsec-Scale Jet in M87. *Proceedings of the National Academy of Science*, 92(25), 11364-11367. doi : 10.1073/pnas.92.25.11364
- Biretta, J. A., Junor, W., & Livio, M. (2002, mai). Evidence for initial jet formation by an accretion disk in the radio galaxy M87. *New Astronomy Reviews*, 46(2-7), 239-245. doi : 10.1016/S1387-6473(01)00188-9

- Blandford, R., Yuan, Y., Hoshino, M., & Sironi, L. (2017, juillet). Magnetoluminescence. *Space Science Reviews*, 207(1-4), 291-317. doi : 10.1007/s11214-017-0376-2
- Blandford, R. D. (1990, janvier). Physical processes in active galactic nuclei. In R. D. Blandford, H. Netzer, L. Woltjer, T. J. L. Courvoisier, & M. Mayor (Eds.), *Active galactic nuclei* (p. 161-275).
- Blandford, R. D., & Begelman, M. C. (1999, février). On the fate of gas accreting at a low rate on to a black hole. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 303(1), L1-L5. doi : 10.1046/j.1365-8711.1999.02358.x
- Blandford, R. D., & Königl, A. (1979, Aug). Relativistic jets as compact radio sources. *The Astrophysical Journal*, 232, 34-48. doi : 10.1086/157262
- Blandford, R. D., & Payne, D. G. (1982, juin). Hydromagnetic flows from accretion disks and the production of radio jets. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 199, 883-903. doi : 10.1093/mnras/199.4.883
- Blandford, R. D., & Rees, M. J. (1974, décembre). A “twin-exhaust” model for double radio sources. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 169, 395-415. doi : 10.1093/mnras/169.3.395
- Blandford, R. D., & Znajek, R. L. (1977, 07). Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 179(3), 433-456. Consulté sur <https://doi.org/10.1093/mnras/179.3.433> doi : 10.1093/mnras/179.3.433
- Bosch-Ramon, V., Perucho, M., & Barkov, M. V. (2012, mars). Clouds and red giants interacting with the base of AGN jets. *Astronomy & Astrophysics*, 539, A69. doi : 10.1051/0004-6361/201118622
- Britzen, S., Kudryavtseva, N. A., Witzel, A., Campbell, R. M., Ros, E., Karouzos, M., ... Zensus, J. A. (2010, février). The kinematics in the pc-scale jets of AGN. The case of S5 1803+784. *Astronomy and Astrophysics*, 511, A57. doi : 10.1051/0004-6361/20079267
- Cerruti, M. (2020, octobre). Leptonic and Hadronic Radiative Processes in Supermassive-Black-Hole Jets. *Galaxies*, 8(4), 72. doi : 10.3390/galaxies8040072
- Cerruti, M., Zech, A., Boisson, C., & Inoue, S. (2015, mars). A hadronic origin for ultra-high-frequency-peaked BL Lac objects. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 448(1), 910-927. doi : 10.1093/mnras/stu2691

- Cheng, H., Yuan, W., Liu, H.-Y., Breeveld, A. A., Jin, C., & Liu, B. (2019, août). Modelling accretion disc emission with generalized temperature profile and its effect on AGN spectral energy distribution. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 487(3), 3884-3903. doi : 10.1093/mnras/stz1532
- Cherenkov, P. A. (1934). Visible luminescence of pure liquids under the influence of γ -radiation. *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 2(8), 451-454. doi : 10.3367/UFNr.0093.196710n.0385
- Chiaberge, M., & Ghisellini, G. (1999, juillet). Rapid variability in the synchrotron self-Compton model for blazars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 306(3), 551-560. doi : 10.1046/j.1365-8711.1999.02538.x
- Clarke, D. A., Norman, M. L., & Burns, J. O. (1986, décembre). Numerical Simulations of a Magnetically Confined Jet. *The Astrophysical Journal Letters*, 311, L63. doi : 10.1086/184799
- Coppi, P. S., & Blandford, R. D. (1990, août). Reaction rates and energy distributions for elementary processes in relativistic pair plasmas. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 245(3), 453-453. doi : 10.1093/mnras/245.3.453
- Daly, R. A. (1990, juin). A Model to Explain the Correlation between the Optical and Radio Properties of High-Redshift Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 355, 416. doi : 10.1086/168775
- de Naurois, M., & Rolland, L. (2009, décembre). A high performance likelihood reconstruction of γ -rays for imaging atmospheric Cherenkov telescopes. *Astroparticle Physics*, 32(5), 231-252. doi : 10.1016/j.astropartphys.2009.09.001
- Dedner, A., Kemm, F., Kröner, D., Munz, C. D., Schnitzer, T., & Wesenberg, M. (2002, janvier). Hyperbolic Divergence Cleaning for the MHD Equations. *Journal of Computational Physics*, 175(2), 645-673. doi : 10.1006/jcph.2001.6961
- De Villiers, J.-P., Hawley, J. F., & Krolik, J. H. (2003). Magnetically driven accretion flows in the kerr metric I : models and overall structure. *Astrophys. J.*, 599, 1238. doi : 10.1086/379509
- Dmytriiev, A., Sol, H., & Zech, A. (2021, août). Connecting steady emission and very high energy flaring states in blazars : the case of Mrk 421. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 505(2), 2712-2730. doi : 10.1093/mnras/stab1445

- Domínguez, A., Primack, J. R., Rosario, D. J., Prada, F., Gilmore, R. C., Faber, S. M., ... Cooper, M. C. (2011, 01). Extragalactic background light inferred from AEGIS galaxy-SED-type fractions. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 410(4), 2556-2578. Consulté sur <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.17631.x> doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.17631.x
- Event Horizon Telescope Collaboration, Akiyama, K., Alberdi, A., Alef, W., Asada, K., Azulay, R., ... Ziurys, L. (2019, avril). First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole. *The Astrophysical Journal Letters*, 875(1), L1. doi : 10.3847/2041-8213/ab0ec7
- Falle, S. A. E. G., & Wilson, M. J. (1985, septembre). A theoretical model of the M 87 jet. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 216, 79-84. doi : 10.1093/mnras/216.1.79
- Fanaroff, B. L., & Riley, J. M. (1974, mai). The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 167, 31P-36P. doi : 10.1093/mnras/167.1.31P
- Fedorova, E., Hnatyk, B. I., Zhdanov, V. I., & Popolo, A. D. (2020, novembre). X-ray Properties of 3C 111 : Separation of Primary Nuclear Emission and Jet Continuum. *Universe*, 6(11), 219. doi : 10.3390/universe6110219
- Fendt, C., Porth, O., & Vaidya, B. (2012, jul). Formation and propagation of MHD jets - relativistic jets, radiation pressure, and shock-induced rotation. *Journal of Physics : Conference Series*, 372, 012011. Consulté sur <https://doi.org/10.1088%2F1742-6596%2F372%2F1%2F012011> doi : 10.1088/1742-6596/372/1/012011
- Fichet de Clairfontaine, G., Meliani, Z., & Zech, A. (2022). *Flare echos from relaxation shocks in perturbed relativistic jets*.
- Fichet de Clairfontaine, G., Meliani, Z., Zech, A., & Hervet, O. (2021, mars). Flux variability from ejecta in structured relativistic jets with large-scale magnetic fields. *Astronomy & Astrophysics*, 647, A77. doi : 10.1051/0004-6361/202039654
- Franceschini, A., & Rodighiero, G. (2017, juillet). The extragalactic background light revisited and the cosmic photon-photon opacity. *Astronomy & Astrophysics*, 603, A34. doi : 10.1051/0004-6361/201629684
- Frank, I. M., & Tamm, I. E. (1937). Coherent visible radiation of fast electrons passing through matter. *Compt. Rend. Acad. Sci. URSS*, 14(3), 109-114. doi : 10.3367/UFNr.0093.196710o.0388

- Fromm, C. M., Perucho, M., Mimica, P., & Ros, E. (2016, Apr). Spectral evolution of flaring blazars from numerical simulations. *Astronomy and Astrophysics*, 588, A101. doi : 10.1051/0004-6361/201527139
- Fromm, C. M., Perucho, M., Porth, O., Younsi, Z., Ros, E., Mizuno, Y., ... Rezzolla, L. (2018, Jan). Jet-torus connection in radio galaxies. Relativistic hydrodynamics and synthetic emission. *Astronomy and Astrophysics*, 609, A80. doi : 10.1051/0004-6361/201731048
- Fromm, C. M., Perucho, M., Ros, E., Savolainen, T., Lobanov, A. P., Zensus, J. A., ... Lähteenmäki, A. (2011, juillet). Catching the radio flare in CTA 102. I. Light curve analysis. *Astronomy & Astrophysics*, 531, A95. doi : 10.1051/0004-6361/201116857
- Fromm, C. M., Ros, E., Perucho, M., Savolainen, T., Mimica, P., Kadler, M., ... Zensus, J. A. (2013a, septembre). Catching the radio flare in CTA 102. III. Core-shift and spectral analysis. *Astronomy & Astrophysics*, 557, A105. doi : 10.1051/0004-6361/201321784
- Fromm, C. M., Ros, E., Perucho, M., Savolainen, T., Mimica, P., Kadler, M., ... Zensus, J. A. (2013b, mars). Catching the radio flare in CTA 102. II. VLBI kinematic analysis. *Astronomy & Astrophysics*, 551, A32. doi : 10.1051/0004-6361/201219913
- Fuentes, A., Gómez, J. L., Martí, J. M., & Perucho, M. (2018, Jun). Total and Linearly Polarized Synchrotron Emission from Overpressured Magnetized Relativistic Jets. *The Astrophysical Journal*, 860(2), 121. doi : 10.3847/1538-4357/aac091
- Gabuzda, D. C., Nagle, M., & Roche, N. (2018, avril). The jets of AGN as giant coaxial cables. *Astronomy & Astrophysics*, 612, A67. doi : 10.1051/0004-6361/201732136
- Gabuzda, D. C., Reichstein, A. R., & O'Neill, E. L. (2014, Oct). Are spine-sheath polarization structures in the jets of active galactic nuclei associated with helical magnetic fields? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 444(1), 172-184. doi : 10.1093/mnras/stu1381
- Ghisellini, G., & Tavecchio, F. (2008, mai). Rapid variability in TeV blazars : the case of PKS2155-304. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society : Letters*, 386(1), L28-L32. doi : 10.1111/j.1745-3933.2008.00454.x
- Ghisellini, G., Tavecchio, F., & Chiaberge, M. (2005, Mar). Structured jets in TeV BL Lac objects and radiogalaxies. Implications for the observed properties. *Astronomy and Astrophysics*, 432(2), 401-410. doi : 10.1051/0004-6361:20041404

- Ghisellini, G., Tavecchio, F., Maraschi, L., Celotti, A., & Sbarrato, T. (2014, novembre). The power of relativistic jets is larger than the luminosity of their accretion disks. *Nature*, 515(7527), 376-378. doi : 10.1038/nature13856
- Giroletti, M., Giovannini, G., Feretti, L., Cotton, W. D., Edwards, P. G., Lara, L., ... Venturi, T. (2004, jan). Parsec-scale properties of markarian 501. *The Astrophysical Journal*, 600(1), 127-140. Consulté sur <https://doi.org/10.1086%2F379663> doi : 10.1086/379663
- Giustini, M., & Proga, D. (2019, octobre). A global view of the inner accretion and ejection flow around super massive black holes. Radiation-driven accretion disk winds in a physical context. *Astronomy & Astrophysics*, 630, A94. doi : 10.1051/0004-6361/201833810
- Globus, N., & Levinson, A. (2016, septembre). The collimation of magnetic jets by disc winds. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 461(3), 2605-2615. doi : 10.1093/mnras/stw1474
- Godunov, S., & Bohachevsky, I. (1959). Finite difference method for numerical computation of discontinuous solutions of the equations of fluid dynamics. *Matematicheskij sbornik*, 47(3), 271-306.
- Goldreich, P., & Julian, W. H. (1969, août). Pulsar Electrodynamics. *The Astrophysical Journal*, 157, 869. doi : 10.1086/150119
- Gómez, J. L., Martí, J. M., Marscher, A. P., Ibáñez, J. M., & Alberdi, A. (1997, Jun). Hydrodynamical Models of Superluminal Sources. *The Astrophysical Journal*, 482(1), L33-L36. doi : 10.1086/310671
- Gomez, J. L., Marti, J. M. A., Marscher, A. P., Ibanez, J. M. A., & Marcaide, J. M. (1995, août). Parsec-Scale Synchrotron Emission from Hydrodynamic Relativistic Jets in Active Galactic Nuclei. *Astrophysical Journal Letters*, 449, L19. doi : 10.1086/309623
- Gómez, J. L., Traianou, E., Krichbaum, T. P., Lobanov, A. P., Fuentes, A., Lico, R., ... Zensus, A. (2022, janvier). Probing the Innermost Regions of AGN Jets and Their Magnetic Fields with RadioAstron. V. Space and Ground Millimeter-VLBI Imaging of OJ 287. *The Astrophysical Journal*, 924(2), 122. doi : 10.3847/1538-4357/ac3bcc
- Gould, R. J. (1979, juillet). Compton and synchrotron processes in spherically-symmetric non-thermal sources. *Astronomy & Astrophysics*, 76(3), 306-311.

- Gourgouliatos, K. N., & Komissarov, S. S. (2018, décembre). Reconfinement and loss of stability in jets from active galactic nuclei. *Nature Astronomy*, 2, 167-171. doi : 10.1038/s41550-017-0338-3
- Govoni, F., & Feretti, L. (2004, janvier). Magnetic Fields in Clusters of Galaxies. *International Journal of Modern Physics D*, 13(8), 1549-1594. doi : 10.1142/S0218271804005080
- Grandi, P., Torresi, E., & Stanghellini, C. (2012, mai). The γ -Ray Emission Region in the Fanaroff-Riley II Radio Galaxy 3C 111. *The Astrophysical Journal Letters*, 751(1), L3. doi : 10.1088/2041-8205/751/1/L3
- H. E. S. S. Collaboration, Abdalla, H., Adam, R., Aharonian, F., Ait Benkhali, F., Angüner, E. O., ... Żywucka, N. (2020, juin). Resolving acceleration to very high energies along the jet of Centaurus A. *Nature*, 582(7812), 356-359. doi : 10.1038/s41586-020-2354-1
- Haardt, F., & Maraschi, L. (1991, octobre). A Two-Phase Model for the X-Ray Emission from Seyfert Galaxies. *Astrophysical Journal Letters*, 380, L51. doi : 10.1086/186171
- Harris, D. E., Cheung, C. C., Biretta, J. A., Sparks, W. B., Junor, W., Perlman, E. S., & Wilson, A. S. (2006, mars). The Outburst of HST-1 in the M87 Jet. *The Astrophysical Journal*, 640(1), 211-218. doi : 10.1086/500081
- Harten, A. (1983). High resolution schemes for hyperbolic conservation laws. *Journal of Computational Physics*, 49(3), 357-393. Consulté sur <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0021999183901365> doi : [https://doi.org/10.1016/0021-9991\(83\)90136-5](https://doi.org/10.1016/0021-9991(83)90136-5)
- Hervet, O., Boisson, C., & Sol, H. (2016, juillet). An innovative blazar classification based on radio jet kinematics. *Astronomy & Astrophysics*, 592, A22. doi : 10.1051/0004-6361/201628117
- Hervet, O., Meliani, Z., Zech, A., Boisson, C., Cayatte, V., Sauty, C., & Sol, H. (2017, octobre). Shocks in relativistic transverse stratified jets. A new paradigm for radio-loud AGN. *Astronomy & Astrophysics*, 606, A103. doi : 10.1051/0004-6361/201730745
- Hillas, A. M. (1985, août). Cerenkov Light Images of EAS Produced by Primary Gamma Rays and by Nuclei. In *19th international cosmic ray conference (icrc19), volume 3* (Vol. 3, p. 445).
- Hoffmeister, C. (1929, septembre). 354 neue Veränderliche. *Astronomische Nachrichten*, 236, 233. doi : 10.1002/asna.19292361502

- Hovatta, T., Nieppola, E., Tornikoski, M., Valtaoja, E., Aller, M. F., & Aller, H. D. (2008, Jul). Long-term radio variability of AGN : flare characteristics. *Astronomy and Astrophysics*, 485(1), 51-61. doi : 10.1051/0004-6361:200809806
- Huber, D., Kissmann, R., Reimer, A., & Reimer, O. (2021). Relativistic fluid modelling of gamma-ray binaries - i. the model. *A&A*, 646, A91. Consulté sur <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202039277> doi : 10.1051/0004-6361/202039277
- Jolley, E. J. D., & Kuncic, Z. (2008, mai). Jet-enhanced accretion growth of supermassive black holes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 386(2), 989-994. doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.13082.x
- Jolley, E. J. D., Kuncic, Z., Bicknell, G. V., & Wagner, S. (2009, décembre). Accretion discs in blazars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 400(3), 1521-1526. doi : 10.1111/j.1365-2966.2009.15554.x
- Jones, F. C. (1968, mars). Calculated Spectrum of Inverse-Compton-Scattered Photons. *Physical Review*, 167(5), 1159-1169. doi : 10.1103/PhysRev.167.1159
- Jorstad, S., & Marscher, A. (2016). The vlba-bu-blazar multi-wavelength monitoring program. *Galaxies*, 4(4). Consulté sur <https://www.mdpi.com/2075-4434/4/4/47> doi : 10.3390/galaxies4040047
- Jorstad, S. G., Marscher, A. P., Lister, M. L., Stirling, A. M., Cawthorne, T. V., Gear, W. K., ... Robson, E. I. (2005, octobre). Polarimetric Observations of 15 Active Galactic Nuclei at High Frequencies : Jet Kinematics from Bimonthly Monitoring with the Very Long Baseline Array. *The Astronomical Journal*, 130(4), 1418-1465. doi : 10.1086/444593
- Jorstad, S. G., Marscher, A. P., Morozova, D. A., Troitsky, I. S., Agudo, I., Casadio, C., ... Tornikoski, M. (2017, septembre). Kinematics of Parsec-scale Jets of Gamma-Ray Blazars at 43 GHz within the VLBA-BU-BLAZAR Program. *The Astrophysical Journal*, 846(2), 98. doi : 10.3847/1538-4357/aa8407
- Jorstad, S. G., Marscher, A. P., Smith, P. S., Larionov, V. M., Agudo, I., Gurwell, M., ... Strelitski, V. (2013, août). A Tight Connection between Gamma-Ray Outbursts and Parsec-scale Jet Activity in the Quasar 3C 454.3. *The Astrophysical Journal*, 773(2), 147. doi : 10.1088/0004-637X/773/2/147
- Kadler, M., Ros, E., Perucho, M., Kovalev, Y., Homan, D., Agudo, I., ... others (2008). The trails of superluminal jet components in 3c 111. *The Astrophysical Journal*, 680(2), 867.

- Katarzyński, K., Ghisellini, G., Mastichiadis, A., Tavecchio, F., & Maraschi, L. (2006, juillet). Stochastic particle acceleration and synchrotron self-Compton radiation in TeV blazars. *Astronomy & Astrophysics*, *453*(1), 47-56. doi : 10.1051/0004-6361:20054176
- Katarzyński, K., Sol, H., & Kus, A. (2001, mars). The multifrequency emission of Mrk 501. From radio to TeV gamma-rays. *Astronomy & Astrophysics*, *367*, 809-825. doi : 10.1051/0004-6361:20000538
- Kellermann, K. I., Sramek, R., Schmidt, M., Shaffer, D. B., & Green, R. (1989, octobre). VLA Observations of Objects in the Palomar Bright Quasar Survey. *The Astronomical Journal*, *98*, 1195. doi : 10.1086/115207
- Keppens, R., Meliani, Z., van Marle, A. J., Delmont, P., Vlasis, A., & van der Holst, B. (2012, février). Parallel, grid-adaptive approaches for relativistic hydro and magnetohydrodynamics. *Journal of Computational Physics*, *231*(3), 718-744. doi : 10.1016/j.jcp.2011.01.020
- Keppens, R., Teunissen, J., Xia, C., & Porth, O. (2020, avril). MPI-AMRVAC : a parallel, grid-adaptive PDE toolkit. *arXiv e-prints*, arXiv :2004.03275.
- Kim, D.-W., Trippe, S., & Kravchenko, E. V. (2020, avril). Investigating the connection between γ -ray activity and the relativistic jet in 3C 273 during 2015-2019. *Astronomy & Astrophysics*, *636*, A62. doi : 10.1051/0004-6361/202037474
- Kim, J. Y., Krichbaum, T. P., Lu, R. S., Ros, E., Bach, U., Bremer, M., ... Zensus, J. A. (2018, Sep). The limb-brightened jet of M87 down to the 7 Schwarzschild radii scale. *Astronomy and Astrophysics*, *616*, A188. doi : 10.1051/0004-6361/201832921
- Kishimoto, M., Antonucci, R., Blaes, O., Lawrence, A., Boisson, C., Albrecht, M., & Leipski, C. (2008, juillet). The characteristic blue spectra of accretion disks in quasars as uncovered in the infrared. *Nature*, *454*(7203), 492-494. doi : 10.1038/nature07114
- Klein, O., & Nishina, T. (1929, novembre). Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac. *Zeitschrift für Physik*, *52*(11-12), 853-868. doi : 10.1007/BF01366453
- Knuettel, S., Gabuzda, D., & O'Sullivan, S. (2017, octobre). Evidence for Toroidal B-Field Components in AGN Jets on Kiloparsec Scales. *Galaxies*, *5*(4), 61. doi : 10.3390/galaxies5040061

- Koide, S., Nishikawa, K.-I., & Mutel, R. L. (1996, juin). A Two-dimensional Simulation of Relativistic Magnetized Jet. *The Astrophysical Journal Letters*, 463, L71. doi : 10.1086/310054
- Koide, S., Shibata, K., Kudoh, T., & Meier, D. L. (2002). Extraction of black hole rotational energy by a magnetic field and the formation of relativistic jets. *Science*, 295(5560), 1688-1691. Consulté sur <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1068240> doi : 10.1126/science.1068240
- Komissarov, S. S. (1999, octobre). Numerical simulations of relativistic magnetized jets. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 308(4), 1069-1076. doi : 10.1046/j.1365-8711.1999.02783.x
- Konigl, A. (1981, février). Relativistic jets as X-ray and gamma-ray sources. *Astrophysical Journal*, 243, 700-709. doi : 10.1086/158638
- Koratkar, A., & Blaes, O. (1999, janvier). The Ultraviolet and Optical Continuum Emission in Active Galactic Nuclei : The Status of Accretion Disks. *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 111(755), 1-30. doi : 10.1086/316294
- Krolik, J. H., & Di Matteo, T. (2000, mai). Active Galactic Nuclei : From the Central Black Hole to the Galactic Environment. *American Journal of Physics*, 68(5), 489-489. doi : 10.1119/1.19463
- Lemoine, M., & Pelletier, G. (2010, Feb). On electromagnetic instabilities at ultra-relativistic shock waves. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 402(1), 321-334. doi : 10.1111/j.1365-2966.2009.15869.x
- Lemoine, M., Pelletier, G., Vanthieghem, A., & Gremillet, L. (2019, septembre). Physics of relativistic collisionless shocks. III. The suprathermal particles. *Physical Review E*, 100(3), 033210. doi : 10.1103/PhysRevE.100.033210
- Lemoine, M., Vanthieghem, A., Pelletier, G., & Gremillet, L. (2019, septembre). Physics of relativistic collisionless shocks. II. Dynamics of the background plasma. *Physical Review E*, 100(3), 033209. doi : 10.1103/PhysRevE.100.033209
- Lico, R., Casadio, C., Jorstad, S. G., Gomez, J. L., Marscher, A. P., Traianou, E., ... Zensus, J. A. (2022, février). New jet feature in the parsec-scale jet of the blazar OJ287 connected to the 2017 teraelectronvolt flaring activity. *arXiv e-prints*, arXiv :2202.02523.

- Liska, M., Chatterjee, K., Tchekhovskoy, A., Yoon, D., van Eijnatten, D., Hesp, C., ... van der Klis, M. (2019, décembre). H-AMR : A New GPU-accelerated GRMHD Code for Exascale Computing With 3D Adaptive Mesh Refinement and Local Adaptive Time-stepping. *arXiv e-prints*, arXiv :1912.10192.
- Lister, M. L., Aller, H. D., Aller, M. F., Cohen, M. H., Homan, D. C., Kadler, M., ... Vermeulen, R. C. (2009, mars). MOJAVE : Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. V. Multi-Epoch VLBA Images. *The Astronomical Journal*, 137(3), 3718-3729. doi : 10.1088/0004-6256/137/3/3718
- Lister, M. L., Aller, M. F., Aller, H. D., Hodge, M. A., Homan, D. C., Kovalev, Y. Y., ... Savolainen, T. (2018, janvier). MOJAVE. XV. VLBA 15 GHz Total Intensity and Polarization Maps of 437 Parsec-scale AGN Jets from 1996 to 2017. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 234(1), 12. doi : 10.3847/1538-4365/aa9c44
- Lister, M. L., Aller, M. F., Aller, H. D., Homan, D. C., Kellermann, K. I., Kovalev, Y. Y., ... Savolainen, T. (2013, novembre). MOJAVE. X. Parsec-scale Jet Orientation Variations and Superluminal Motion in Active Galactic Nuclei. *The Astronomical Journal*, 146(5), 120. doi : 10.1088/0004-6256/146/5/120
- Lister, M. L., Homan, D. C., Hovatta, T., Kellermann, K. I., Kiehlmann, S., Kovalev, Y. Y., ... Savolainen, T. (2019, mars). MOJAVE. XVII. Jet Kinematics and Parent Population Properties of Relativistically Beamed Radio-loud Blazars. *The Astrophysical Journal*, 874(1), 43. doi : 10.3847/1538-4357/ab08ee
- Lister, M. L., Homan, D. C., Kellermann, K. I., Kovalev, Y. Y., Pushkarev, A. B., Ros, E., & Savolainen, T. (2021, août). MOJAVE : XVIII. Kinematics and Inner Jet Evolution of Bright Radio-Loud Active Galaxies. *arXiv e-prints*, arXiv :2108.13358.
- Liu, W.-P., Zhao, G.-Y., Chen, Y. J., Wang, C.-C., & Shen, Z.-Q. (2013, décembre). An Hourglass Model for the Flare of HST-1 in M87. *The Astronomical Journal*, 146(6), 155. doi : 10.1088/0004-6256/146/6/155
- Lyutikov, M., & Kravchenko, E. (2016, décembre). Emission Knots and Polarization Swings of Swinging Jets. *Galaxies*, 4(4), 75. doi : 10.3390/galaxies4040075
- Marcaide, J. M., & Shapiro, I. I. (1984, janvier). VLBI study of 1038+528A and B : discovery of wavelength dependence of peak brightness location. *Astrophysical Journal*, 276, 56-59. doi : 10.1086/161592
- Marscher, A. P. (2006, mars). X-ray and radio emission in the nuclei of radio galaxies and the disk-jet connection. *Astronomische Nachrichten*, 327, 217-222. doi : 10.1002/asna.200510510

- Marscher, A. P., & Gear, W. K. (1985, novembre). Models for high-frequency radio outbursts in extragalactic sources, with application to the early 1983 millimeter-to-infrared flare of 3C 273. *The Astrophysical Journal*, 298, 114-127. doi : 10.1086/163592
- Marscher, A. P., Jorstad, S. G., D’Arcangelo, F. D., Smith, P. S., Williams, G. G., Larionov, V. M., ... Ryle, W. T. (2008, avril). The inner jet of an active galactic nucleus as revealed by a radio-to- γ -ray outburst. *Nature*, 452(7190), 966-969. doi : 10.1038/nature06895
- Marshall, H. L., Miller, B. P., Davis, D. S., Perlman, E. S., Wise, M., Canizares, C. R., & Harris, D. E. (2002, Jan). A High-Resolution X-Ray Image of the Jet in M87. *The Astrophysical Journal*, 564(2), 683-687. doi : 10.1086/324396
- Martí, J. M., & Müller, E. (2015, décembre). Grid-based Methods in Relativistic Hydrodynamics and Magnetohydrodynamics. *Living Reviews in Computational Astrophysics*, 1(1), 3. doi : 10.1007/lrca-2015-3
- Massaro, E., Perri, M., Giommi, P., & Nesci, R. (2004). Log-parabolic spectra and particle acceleration in the bl lac object mkn 421 : Spectral analysis of the complete beposax wide band x-ray data set. *Astronomy & Astrophysics*, 413(2), 489-503. Consulté sur <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20031558> doi : 10.1051/0004-6361:20031558
- McKinney, J. C., Tchekhovskoy, A., Sadowski, A., & Narayan, R. (2014, juillet). Three-dimensional general relativistic radiation magnetohydrodynamical simulation of super-Eddington accretion, using a new code HARMRAD with M1 closure. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 441(4), 3177-3208. doi : 10.1093/mnras/stu762
- Meliani, Z., & Keppens, R. (2007, décembre). Transverse stability of relativistic two-component jets. *Astronomy & Astrophysics*, 475(3), 785-789. doi : 10.1051/0004-6361:20078563
- Meliani, Z., & Keppens, R. (2009, novembre). Decelerating Relativistic Two-Component Jets. *The Astrophysical Journal*, 705(2), 1594-1606. doi : 10.1088/0004-637X/705/2/1594
- Meliani, Z., Keppens, R., Casse, F., & Giannios, D. (2007, avril). AMRVAC and relativistic hydrodynamic simulations for gamma-ray burst afterglow phases. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 376(3), 1189-1200. doi : 10.1111/j.1365-2966.2007.11500.x

- Mertens, F., Lobanov, A. P., Walker, R. C., & Hardee, P. E. (2016, octobre). Kinematics of the jet in M 87 on scales of 100-1000 Schwarzschild radii. *Astronomy & Astrophysics*, 595, A54. doi : 10.1051/0004-6361/201628829
- Mignone, A., & Bodo, G. (2006, 04). An HLLC Riemann solver for relativistic flows – II. Magnetohydrodynamics. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 368(3), 1040-1054. Consulté sur <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.10162.x> doi : 10.1111/j.1365-2966.2006.10162.x
- Mignone, A., Bodo, G., Massaglia, S., Matsakos, T., Tesileanu, O., Zanni, C., & Ferrari, A. (2007, août). PLUTO : a Numerical Code for Computational Astrophysics. In *Jenam-2007, “our non-stable universe”* (p. 96-96).
- Mikheeva, E. V., Lukash, V. N., Repin, S. V., & Malinovskii, A. M. (2019, avril). Catalog of Supermassive Black Holes for Interferometric Observations. *Astrophysics Reports*, 63(4), 343-352. doi : 10.1134/S1063772919030077
- Mimica, P., Aloy, M. A., Agudo, I., Martí, J. M., Gómez, J. L., & Miralles, J. A. (2009, May). Spectral Evolution of Superluminal Components in Parsec-Scale Jets. *The Astrophysical Journal*, 696(2), 1142-1163. doi : 10.1088/0004-637X/696/2/1142
- Mizuno, Y., Gómez, J. L., Nishikawa, K.-I., Meli, A., Hardee, P. E., & Rezzolla, L. (2015, Aug). Recollimation Shocks in Magnetized Relativistic Jets. *The Astrophysical Journal*, 809(1), 38. doi : 10.1088/0004-637X/809/1/38
- Nagai, H., Haga, T., Giovannini, G., Doi, A., Orienti, M., D’Ammando, F., ... Giroletti, M. (2014, Apr). Limb-brightened Jet of 3C 84 Revealed by the 43 GHz Very-Long-Baseline-Array Observation. *The Astrophysical Journal*, 785(1), 53. doi : 10.1088/0004-637X/785/1/53
- Nakamura, M., Garofalo, D., & Meier, D. L. (2010, octobre). A Magnetohydrodynamic Model of the M87 Jet. I. Superluminal Knot Ejections from HST-1 as Trails of Quad Relativistic MHD Shocks. *The Astrophysical Journal*, 721(2), 1783-1789. doi : 10.1088/0004-637X/721/2/1783
- Nalewajko, K. (2013, 01). The brightest gamma-ray flares of blazars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 430(2), 1324-1333. Consulté sur <https://doi.org/10.1093/mnras/sts711> doi : 10.1093/mnras/sts711
- Narayan, R., Igumenshchev, I. V., & Abramowicz, M. A. (2003, décembre). Magnetically Arrested Disk : an Energetically Efficient Accretion Flow. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 55, L69-L72. doi : 10.1093/pasj/55.6.L69

- Narayan, R., & Yi, I. (1995, octobre). Advection-dominated Accretion : Underfed Black Holes and Neutron Stars. *The Astrophysical Journal*, 452, 710. doi : 10.1086/176343
- Netzer, H. (1989, janvier). The mass and size of AGN. *Comments on Astrophysics*, 14, 137.
- Netzer, H. (1990, janvier). AGN emission lines. In R. D. Blandford, H. Netzer, L. Woltjer, T. J. L. Courvoisier, & M. Mayor (Eds.), *Active galactic nuclei* (p. 57-160).
- Netzer, H. (2015). Revisiting the unified model of active galactic nuclei. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 53(1), 365-408. Consulté sur <https://doi.org/10.1146/annurev-astro-082214-122302> doi : 10.1146/annurev-astro-082214-122302
- Nieppola, E., Hovatta, T., Tornikoski, M., Valtaoja, E., Aller, M. F., & Aller, H. D. (2009, Jun). Long-Term Variability of Radio-Bright BL Lacertae Objects. *The Astronomical Journal*, 137(6), 5022-5036. doi : 10.1088/0004-6256/137/6/5022
- Nishikawa, K.-I., Koide, S., Sakai, J.-i., Christodoulou, D. M., Sol, H., & Mutel, R. L. (1998, mai). Three-dimensional Magnetohydrodynamic Simulations of Relativistic Jets Injected into an Oblique Magnetic Field. *The Astrophysical Journal*, 498(1), 166-169. doi : 10.1086/305556
- O'Sullivan, S. P., & Gabuzda, D. C. (2009, novembre). Magnetic field strength and spectral distribution of six parsec-scale active galactic nuclei jets. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 400(1), 26-42. doi : 10.1111/j.1365-2966.2009.15428.x
- Pacholczyk, A. G. (1970). *Radio astrophysics. Nonthermal processes in galactic and extragalactic sources*. Freeman & Company, W. H.
- Page, D. N., & Thorne, K. S. (1974, juillet). Disk-Accretion onto a Black Hole. Time-Averaged Structure of Accretion Disk. *Astrophysical Journal*, 191, 499-506. doi : 10.1086/152990
- Parfrey, K., Philippov, A., & Cerutti, B. (2019, janvier). First-Principles Plasma Simulations of Black-Hole Jet Launching. *Physical Review Letters*, 122(3), 035101. doi : 10.1103/PhysRevLett.122.035101
- Pelletier, G., Gremillet, L., Vanthieghem, A., & Lemoine, M. (2019, juillet). Physics of relativistic collisionless shocks : The scattering-center frame. *Physical Review E*, 100(1), 013205. doi : 10.1103/PhysRevE.100.013205

- Perlman, E. S., Biretta, J. A., Zhou, F., Sparks, W. B., & Macchetto, F. D. (1999, May). Optical and Radio Polarimetry of the M87 Jet at 0.2'' Resolution. *The Astronomical Journal*, 117(5), 2185-2198. doi : 10.1086/300844
- Perlman, E. S., Harris, D. E., Biretta, J. A., Sparks, W. B., & Macchetto, F. D. (2003, décembre). Month-Timescale Optical Variability in the M87 Jet. *The Astrophysical Journal*, 599(2), L65-L68. doi : 10.1086/381191
- Perucho, M., Agudo, I., Gómez, J. L., Kadler, M., Ros, E., & Kovalev, Y. Y. (2008, octobre). On the nature of an ejection event in the jet of 3C 111. *Astronomy & Astrophysics*, 489(2), L29-L32. doi : 10.1051/0004-6361:200810479
- Perucho, M., Martí, J. M., Cela, J. M., Hanasz, M., de La Cruz, R., & Rubio, F. (2010, septembre). Stability of three-dimensional relativistic jets : implications for jet collimation. *Astronomy & Astrophysics*, 519, A41. doi : 10.1051/0004-6361/200913012
- Piner, B. G., & Edwards, P. G. (2018, janvier). Multi-epoch VLBA Imaging of 20 New TeV Blazars : Apparent Jet Speeds. *The Astrophysical Journal*, 853(1), 68. doi : 10.3847/1538-4357/aaa425
- Plotnikov, I., Grassi, A., & Grech, M. (2018, juillet). Perpendicular relativistic shocks in magnetized pair plasma. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 477(4), 5238-5260. doi : 10.1093/mnras/sty979
- Porth, O., Fendt, C., Meliani, Z., & Vaidya, B. (2011, jul). SYNCHROTRON RADIATION OF SELF-COLLIMATING RELATIVISTIC MAGNETOHYDRODYNAMIC JETS. *The Astrophysical Journal*, 737(1), 42. Consulté sur <https://doi.org/10.1088%2F0004-637x%2F737%2F1%2F42> doi : 10.1088/0004-637x/737/1/42
- Porth, O., & Komissarov, S. S. (2015, septembre). Causality and stability of cosmic jets. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 452(2), 1089-1104. doi : 10.1093/mnras/stv1295
- Preuss, E., Alef, W., & Kellermann, K. I. (1988, janvier). Superluminal Behavior of the Double-Lobed Radio Galaxy 3C111. In M. J. Reid & J. M. Moran (Eds.), *The impact of vlbi on astrophysics and geophysics* (Vol. 129, p. 105).
- Pringle, J. E. (1981, janvier). Accretion discs in astrophysics. *Annual review of astronomy and astrophysics*, 19, 137-162. doi : 10.1146/annurev.aa.19.090181.001033

- Pushkarev, A. B., Kovalev, Y. Y., Lister, M. L., & Savolainen, T. (2017, juillet). MOJAVE - XIV. Shapes and opening angles of AGN jets. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 468(4), 4992-5003. doi : 10.1093/mnras/stx854
- Rayburn, D. R. (1977, juin). A numerical study of the continuous beam model of extragalactic radio sources. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 179, 603-617. doi : 10.1093/mnras/179.4.603
- Rezzolla, L., Zanotti, O., & Pons, J. A. (2003, mars). An improved exact Riemann solver for multi-dimensional relativistic flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 479, 199-219. doi : 10.1017/S0022112002003506
- Richards, J. L., Max-Moerbeck, W., Pavlidou, V., King, O. G., Pearson, T. J., Readhead, A. C. S., ... Bustos, R. (2011, juin). Blazars in the Fermi Era : The OVRO 40 m Telescope Monitoring Program. *The Astrophysical Journal Supplement*, 194(2), 29. doi : 10.1088/0067-0049/194/2/29
- Rieger, F. (2019, janvier). Gamma-Ray Astrophysics in the Time Domain. *Galaxies*, 7(1), 28. doi : 10.3390/galaxies7010028
- Rieger, F. M. (2019, septembre). An Introduction to Particle Acceleration in Shearing Flows. *Galaxies*, 7(3), 78. doi : 10.3390/galaxies7030078
- Roy, N., Chatterjee, R., Joshi, M., & Ghosh, A. (2018, 10). Probing the jets of blazars using the temporal symmetry of their multiwavelength outbursts. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 482(1), 743-757. Consulté sur <https://doi.org/10.1093/mnras/sty2748> doi : 10.1093/mnras/sty2748
- Ryan, B. R., Ressler, S. M., Dolence, J. C., Tchekhovskoy, A., Gammie, C., & Quataert, E. (2017, août). The Radiative Efficiency and Spectra of Slowly Accreting Black Holes from Two-temperature GRRMHD Simulations. *The Astrophysical Journal Letters*, 844(2), L24. doi : 10.3847/2041-8213/aa8034
- Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. (1979). *Radiative processes in astrophysics*.
- Saugé, L., & Henri, G. (2004, novembre). TeV Blazar Gamma-Ray Emission Produced by a Cooling Pileup Particle Energy Distribution Function. *The Astrophysical Journal*, 616(1), 136-146. doi : 10.1086/424905
- Scheuer, P. A. G. (1974, mars). Models of extragalactic radio sources with a continuous energy supply from a central object. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 166, 513-528. doi : 10.1093/mnras/166.3.513

- Schulz, R., Kadler, M., Ros, E., Perucho, M., Krichbaum, T. P., Agudo, I., ... Zensus, J. A. (2020, décembre). Sub-milliarcsecond imaging of a bright flare and ejection event in the extragalactic jet 3C 111. *Astronomy & Astrophysics*, 644, A85. doi : 10.1051/0004-6361/202037737
- Seyfert, C. K. (1943, janvier). Nuclear Emission in Spiral Nebulae. *The Astrophysical Journal*, 97, 28. doi : 10.1086/144488
- Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. (1973, janvier). Black holes in binary systems. Observational appearance. *Astronomy & Astrophysics*, 24, 337-355.
- Shang, Z., Brotherton, M. S., Green, R. F., Kriss, G. A., Scott, J., Quijano, J. K., ... Zheng, W. (2005, jan). Quasars and the big blue bump. *The Astrophysical Journal*, 619(1), 41–59. Consulté sur <https://doi.org/10.1086/426134> doi : 10.1086/426134
- Shende, M. B., Subramanian, P., & Sachdeva, N. (2019, juin). Episodic Jets from Black Hole Accretion Disks. *The Astrophysical Journal*, 877(2), 130. doi : 10.3847/1538-4357/ab1cb6
- Shields, G. A. (1978, avril). Thermal continuum from accretion disks in quasars. *Nature*, 272(5655), 706-708. doi : 10.1038/272706a0
- Siemiginowska, A., Stawarz, Ł., Cheung, C. C., Harris, D. E., Sikora, M., Aldcroft, T. L., & Bechtold, J. (2007, mar). The 300 kpc long x-ray jet in PKS 1127-145, $z=1.18$ quasar : Constraining x-ray emission models. *The Astrophysical Journal*, 657(1), 145–158. Consulté sur <https://doi.org/10.1086%2F510898> doi : 10.1086/510898
- Sironi, L., Keshet, U., & Lemoine, M. (2015, octobre). Relativistic Shocks : Particle Acceleration and Magnetization. *Space Science Reviews*, 191(1-4), 519-544. doi : 10.1007/s11214-015-0181-8
- Sironi, L., & Spitkovsky, A. (2014, feb). RELATIVISTIC RECONNECTION : AN EFFICIENT SOURCE OF NON-THERMAL PARTICLES. *The Astrophysical Journal*, 783(1), L21. Consulté sur <https://doi.org/10.1088/2041-8205/783/1/L21> doi : 10.1088/2041-8205/783/1/L21
- Sironi, L., Spitkovsky, A., & Arons, J. (2013, jun). THE MAXIMUM ENERGY OF ACCELERATED PARTICLES IN RELATIVISTIC COLLISIONLESS SHOCKS. *The Astrophysical Journal*, 771(1), 54. Consulté sur <https://doi.org/10.1088%2F0004-637x%2F771%2F1%2F54> doi : 10.1088/0004-637x/771/1/54

- Snios, B., Nulsen, P. E. J., Kraft, R. P., Cheung, C. C., Meyer, E. T., Forman, W. R., ... Murray, S. S. (2019, juillet). Detection of Superluminal Motion in the X-Ray Jet of M87. *The Astrophysical Journal*, 879(1), 8. doi : 10.3847/1538-4357/ab2119
- Snios, B., Wykes, S., Nulsen, P. E. J., Kraft, R. P., Meyer, E. T., Birkinshaw, M., ... Jones, C. (2019, février). Variability and Proper Motion of X-Ray Knots in the Jet of Centaurus A. *The Astrophysical Journal*, 871(2), 248. doi : 10.3847/1538-4357/aafaf3
- Sokolovsky, K. V., Kovalev, Y. Y., Pushkarev, A. B., & Lobanov, A. P. (2011, août). A VLBA survey of the core shift effect in AGN jets. I. Evidence of dominating synchrotron opacity. *Astronomy & Astrophysics*, 532, A38. doi : 10.1051/0004-6361/201016072
- Sol, H., Pelletier, G., & Asseo, E. (1989, Mar). Two-flow model for extragalactic radio jets. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 237, 411-429. doi : 10.1093/mnras/237.2.411
- Stawarz, Ł., Aharonian, F., Kataoka, J., Ostrowski, M., Siemiginowska, A., & Sikora, M. (2006, août). Dynamics and high-energy emission of the flaring HST-1 knot in the M 87 jet. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 370(2), 981-992. doi : 10.1111/j.1365-2966.2006.10525.x
- Stone, J. M., Tomida, K., White, C. J., & Felker, K. G. (2020, 6). The athena++ adaptive mesh refinement framework : Design and magnetohydrodynamic solvers. *The Astrophysical Journal. Supplement Series (Online)*, 249(1). doi : 10.3847/1538-4365/ab929b
- Strauss, M. A., Huchra, J. P., Davis, M., Yahil, A., Fisher, K. B., & Tonry, J. (1992, novembre). A Redshift Survey of IRAS Galaxies. VII. The Infrared and Redshift Data for the 1.936 Jansky Sample. *Astrophysical Journal Supplement*, 83, 29. doi : 10.1086/191730
- Synge, J. L., & Morse, P. M. (1958, janvier). The Relativistic Gas. *Physics Today*, 11(12), 56. doi : 10.1063/1.3062345
- Tavecchio, F. (2020, novembre). Constraining the shear acceleration model for the X-ray emission of large-scale extragalactic jets. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, arXiv :2011.03264.
- Tavecchio, F., & Ghisellini, G. (2008, 03). Spine-sheath layer radiative interplay in subparsec-scale jets and the tev emission from m87. *Monthly Notices of the*

- Royal Astronomical Society : Letters*, 385, L98 - L102. doi : 10.1111/j.1745-3933.2008.00441.x
- Tavecchio, F., & Ghisellini, G. (2014, septembre). On the spine-layer scenario for the very high-energy emission of NGC 1275. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 443(2), 1224-1230. doi : 10.1093/mnras/stu1196
- Toma, K., Komissarov, S. S., & Porth, O. (2017, 07). Rayleigh–Taylor instability in two-component relativistic jets. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 472(1), 1253-1258. Consulté sur <https://doi.org/10.1093/mnras/stx1770> doi : 10.1093/mnras/stx1770
- Toro, E. F. (2019, juin). The HLLC Riemann solver. *Shock Waves*, 29(8), 1065-1082. doi : 10.1007/s00193-019-00912-4
- Toro, E. F., Spruce, M., & Speares, W. (1994, juillet). Restoration of the contact surface in the HLL-Riemann solver. *Shock Waves*, 4(1), 25-34. doi : 10.1007/BF01414629
- Truebenbach, A. E., & Darling, J. (2017, novembre). The VLBA Extragalactic Proper Motion Catalog and a Measurement of the Secular Aberration Drift. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 233(1), 3. doi : 10.3847/1538-4365/aa9026
- Tsai, C.-W., Eisenhardt, P. R. M., Jun, H. D., Wu, J., Assef, R. J., Blain, A. W., ... Yeh, S. C. C. (2018, novembre). Super-Eddington Accretion in the WISE-selected Extremely Luminous Infrared Galaxy W2246-0526. *The Astrophysical Journal*, 868(1), 15. doi : 10.3847/1538-4357/aae698
- Urry, C. (2004, juin). AGN Unification : An Update. In G. T. Richards & P. B. Hall (Eds.), *Agn physics with the sloan digital sky survey* (Vol. 311, p. 49).
- Urry, C. M., & Padovani, P. (1995, septembre). Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 107, 803. doi : 10.1086/133630
- Vaidya, B., Mignone, A., Bodo, G., Rossi, P., & Massaglia, S. (2018, oct). A particle module for the PLUTO code. II. hybrid framework for modeling nonthermal emission from relativistic magnetized flows. *The Astrophysical Journal*, 865(2), 144. Consulté sur <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aadd17> doi : 10.3847/1538-4357/aadd17
- van Eerten, H. J., Leventis, K., Meliani, Z., Wijers, R. A. M. J., & Keppens, R. (2010, 03). Gamma-ray burst afterglows from transrelativistic blast wave

- simulations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 403(1), 300-316. Consulté sur <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.16109.x> doi : 10.1111/j.1365-2966.2009.16109.x
- Vaughan, S., Edelson, R., Warwick, R. S., & Uttley, P. (2003, novembre). On characterizing the variability properties of X-ray light curves from active galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 345(4), 1271-1284. doi : 10.1046/j.1365-2966.2003.07042.x
- Vlasis, A., van Eerten, H. J., Meliani, Z., & Keppens, R. (2011, juillet). Two-shell collisions in the gamma-ray burst afterglow phase. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 415(1), 279-291. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.18696.x
- Wakely, S. P., & Horan, D. (2008). TeVCat : An online catalog for Very High Energy Gamma-Ray Astronomy. *International Cosmic Ray Conference*, 3, 1341-1344.
- Walker, R. C., Hardee, P. E., Davies, F. B., Ly, C., & Junor, W. (2018, mar). The structure and dynamics of the subparsec jet in m87 based on 50 VLBA observations over 17 years at 43 GHz. *The Astrophysical Journal*, 855(2), 128. Consulté sur <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaafcc> doi : 10.3847/1538-4357/aaafcc
- Wang, J.-M., Watarai, K.-Y., & Mineshige, S. (2004, juin). The Hot Disk Corona and Magnetic Turbulence in Radio-quiet Active Galactic Nuclei : Observational Constraints. *The Astrophysical Journal*, 607(2), L107-L110. doi : 10.1086/421906
- Weaver, Z. R., Jorstad, S. G., Marscher, A. P., Morozova, D. A., Troitsky, I. S., Agudo, I., ... Tornikoski, M. (2022, février). Kinematics of Parsec-Scale Jets of Gamma-Ray Bright Blazars at 43 GHz during Ten Years of the VLBA-BU-BLAZAR Program. *arXiv e-prints*, arXiv :2202.12290.
- Wehrle, A. E., Grupe, D., Jorstad, S. G., Marscher, A. P., Gurwell, M., Baloković, M., ... Stern, D. (2016, janvier). Erratic Flaring of BL Lac in 2012-2013 : Multiwavelength Observations. *The Astrophysical Journal*, 816(2), 53. doi : 10.3847/0004-637X/816/2/53
- Wehrle, A. E., Marscher, A. P., Jorstad, S. G., Gurwell, M. A., Joshi, M., MacDonald, N. R., ... Grupe, D. (2012, octobre). Multiwavelength Variations of 3C 454.3 during the 2010 November to 2011 January Outburst. *The Astrophysical Journal*, 758(2), 72. doi : 10.1088/0004-637X/758/2/72

- Wiechert, E. (1901, janvier). Elektrodynamische Elementargesetze. *Annalen der Physik*, 309(4), 667-689. doi : 10.1002/andp.19013090403
- Wilson, A. S., & Yang, Y. (2002, mars). Chandra X-Ray Imaging and Spectroscopy of the M87 Jet and Nucleus. *The Astrophysical Journal*, 568(1), 133-140. doi : 10.1086/338887
- Winner, G., Pfrommer, C., Girichidis, P., & Pakmor, R. (2019, 07). Evolution of cosmic ray electron spectra in magnetohydrodynamical simulations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 488(2), 2235-2252. Consulté sur <https://doi.org/10.1093/mnras/stz1792> doi : 10.1093/mnras/stz1792
- Yuan, F., & Narayan, R. (2014, août). Hot Accretion Flows Around Black Holes. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 52, 529-588. doi : 10.1146/annurev-astro-082812-141003
- Zanotti, O., Rezzolla, L., Del Zanna, L., & Palenzuela, C. (2010, novembre). Electromagnetic counterparts of recoiling black holes : general relativistic simulations of non-Keplerian discs. *Astronomy & Astrophysics*, 523, A8. doi : 10.1051/0004-6361/201014969
- Zensus, J. A. (1997, janvier). Parsec-Scale Jets in Extragalactic Radio Sources. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 35, 607-636. doi : 10.1146/annurev.astro.35.1.607
- Zensus, J. A., Krichbaum, T. P., & Lobanov, A. P. (1995, décembre). Morphology of high-luminosity compact radio sources. *Proceedings of the National Academy of Science*, 92(25), 11348-11355. doi : 10.1073/pnas.92.25.11348
- Zhang, W., & MacFadyen, A. (2009, may). THE DYNAMICS AND AFTERGLOW RADIATION OF GAMMA-RAY BURSTS. i. CONSTANT DENSITY MEDIUM. *The Astrophysical Journal*, 698(2), 1261-1272. Consulté sur <https://doi.org/10.1088/0004-637x/698/2/1261> doi : 10.1088/0004-637x/698/2/1261
- Čada, M., & Torrilhon, M. (2009). Compact third-order limiter functions for finite volume methods. *Journal of Computational Physics*, 228(11), 4118 - 4145. Consulté sur <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0021999109000953> doi : <https://doi.org/10.1016/j.jcp.2009.02.020>

Annexe A

Accélération de type Fermi 1

Considérons donc un choc non-relativiste ($v_{\text{choc}} \ll c$) séparant un milieu en deux parties distinctes. On a le milieu en aval à l'arrière du choc et le milieu amont devant le choc comme visible sur la Fig. A.1. On suppose que le choc est un plan infini et que les milieux amont et aval ont une extension infinie dans les deux directions. On suppose également la présence d'inhomogénéités magnétiques de part et d'autre du choc où des particules peuvent être diffusées élastiquement (force de Lorentz).

On va ici considérer un cycle d'accélération où la particule non thermique est initialement en amont du choc, traverse le choc et pénètre dans le milieu aval avec un angle θ_0 formé avec le vecteur vitesse normal au choc. Après diffusion, la particule re-bascule dans le milieu amont avec un angle θ'_1 . Pour un observateur situé dans le référentiel du choc, le milieu aval se rapproche à la vitesse $v_1 = v_{\text{choc}}$. Au contraire, le milieu amont s'éloigne à la vitesse,

$$v_2 = \frac{v_1}{r} = \frac{v_{\text{choc}}}{r}, \quad (\text{A.1})$$

avec $r > 1$ le coefficient de compression lié au choc. On représente sur la Fig. 5.2 les différentes quantités du problème.

Maintenant, pour un observateur situé dans le référentiel du milieu amont, il verra le milieu amont s'éloigner à la vitesse v_2 et le choc s'approcher à la vitesse,

$$\Delta v = v_1 - v_2 = v_{\text{choc}} \left(\frac{r-1}{r} \right). \quad (\text{A.2})$$

La particule non thermique a initialement l'énergie E_0 dans le milieu amont. Une fois rentré dans le milieu aval avec un angle θ_0 avec la normale, son énergie devient,

$$E'_0 = \gamma E_0 (1 - \beta \cos(\theta_0)), \quad (\text{A.3})$$

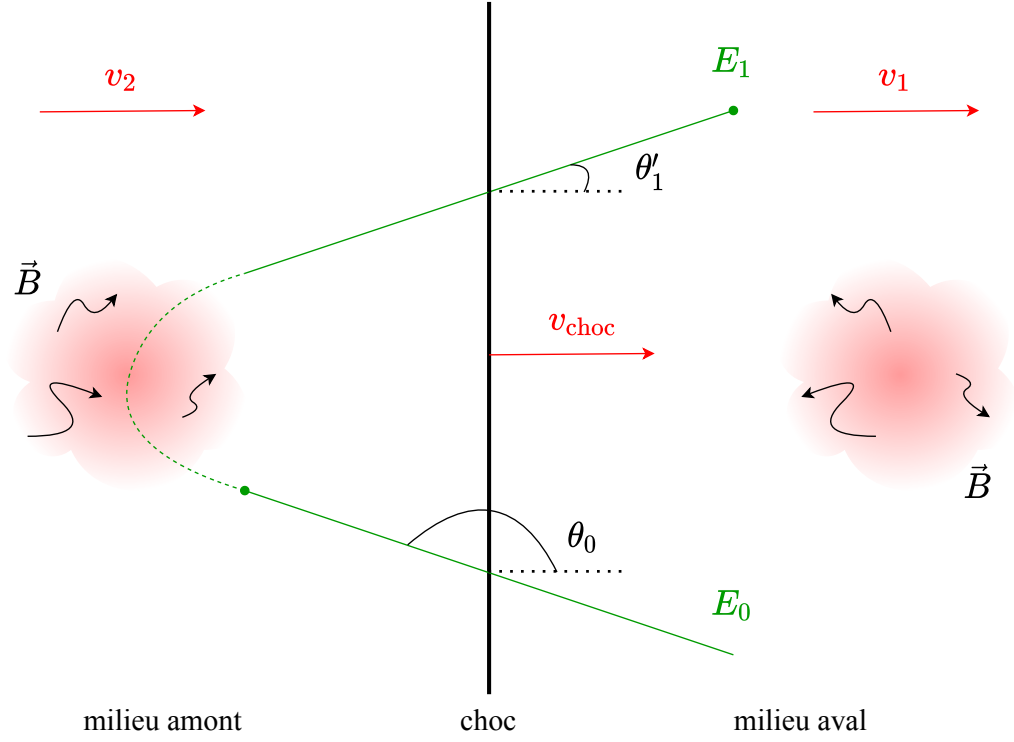


FIGURE A.1 : Représentation schématique d'un cycle de Fermi au travers d'un choc non-relativiste. E_0 est l'énergie initiale et E_1 l'énergie finale ($E_1 > E_0$).

où l'on aura les quantités,

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\Delta v^2}{c^2}}}, \quad (\text{A.4})$$

$$\beta = \frac{\Delta v}{c}. \quad (\text{A.5})$$

Après diffusion magnétique dans le milieu aval, la particule passe dans le milieu amont avec un angle θ_1 avec la normale au choc. Comme on sait que la force de Lorentz ne travaille pas, alors les diffusions magnétiques ne modifient pas l'énergie de la particule, on aura alors $E'_1 = E'_0$. Ce nouveau changement de référentiel amène à la nouvelle énergie de la particule,

$$E_1 = \gamma E'_1 (1 + \beta \cos(\theta'_1)). \quad (\text{A.6})$$

Ainsi, sur ce cycle, on peut calculer le gain d'énergie comme le rapport,

$$\frac{\Delta E}{E_0} = \frac{E_1 - E_0}{E_0}, \quad (\text{A.7})$$

$$= \frac{\beta \cos(\theta'_1) - \beta \cos(\theta_1) - \beta^2 \cos(\theta'_1) \cos(\theta_0)}{1 - \beta^2}. \quad (\text{A.8})$$

Comme le choc n'est pas relativiste alors $\beta^2 \ll 1$. En gardant seulement les termes à l'ordre 1, il vient le gain d'énergie,

$$\frac{\Delta E}{E_0} \simeq \beta [\cos(\theta'_1) - \cos(\theta_0)]. \quad (\text{A.9})$$

Il nous faut maintenant étudier le gain moyen, c'est-à-dire celui effectué par une distribution de particule d'angle d'attaque θ isotrope. Pour ce faire, nous devons moyenner sur l'angle solide projeté sur le plan du choc. En effet, seulement les électrons qui rencontrent le choc doivent être considérés. On multipliera alors l'angle solide par un facteur $\cos(\theta)$ et l'on aura,

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E_0} \right\rangle = \beta [\langle \cos(\theta'_1) \rangle - \langle \cos(\theta_0) \rangle], \quad (\text{A.10})$$

avec les moyennes sur les angles,

$$\langle \cos(\theta) \rangle = \frac{\int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} \cos^2(\theta) d\Omega}{\int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} \cos(\theta) d\Omega} = \frac{\int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} \cos^2(\theta) \sin(\theta) d\theta}{\int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta}, \quad (\text{A.11})$$

où l'angle solide élémentaire est défini comme suit,

$$d\Omega = 2\pi \sin(\theta) d\theta. \quad (\text{A.12})$$

L'angle d'attaque θ_0 ne peut varier qu'entre $\theta_0 \in [\pi/2, \pi]$ et l'angle retour entre $\theta'_1 \in [0, \pi/2]$. Ce qui amène aux moyennes,

$$\langle \cos(\theta_0) \rangle = -2/3, \quad (\text{A.13})$$

$$\langle \cos(\theta'_1) \rangle = 2/3. \quad (\text{A.14})$$

Ainsi, le gain d'énergie moyen sur un seul cycle devient,

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E_1} \right\rangle = \frac{4}{3}\beta = \frac{4}{3} \left(\frac{r-1}{r} \right) \beta_{\text{choc}}. \quad (\text{A.15})$$

Ainsi, lors de chaque cycle, les particules non thermiques sont bien accélérées, car le gain d'énergie est positif. Ce gain est d'ailleurs proportionnel à la vitesse du

choc. Ce mécanisme d'accélération est aussi nommé mécanisme de Fermi à l'ordre 1 (ou encore simplement Fermi 1).

Connaissant maintenant le gain d'énergie moyen à chaque cycle de Fermi, il va être intéressant d'estimer le spectre en énergie des particules pouvant s'échapper. Pour ce faire, nous devons estimer la probabilité qu'une particule accélérée au cours d'un cycle s'échappe.

Dans le milieu aval, grâce à nos considérations, la probabilité que la particule rentre dans un nouveau cycle est égale à 1. En effet, dans ce référentiel, le choc se dirige vers la particule. Ce milieu étant infini, des inhomogénéités magnétiques viendront forcément défléchir la particule vers le choc. En revanche, dans le référentiel du milieu amont, le choc s'éloigne à la vitesse Δv . Pour une particule relativiste advectée à l'infini en arrière, le choc s'éloigne.

Dans ce dernier cas de figure, la probabilité d'échappement peut donc être obtenue en comparant le flux de particules s'échappant en arrière à l'infini avec le flux de particules entrant dans le milieu amont sur le choc. Si l'on considère n_{part} la densité de particules accélérées, alors à l'infini en arrière du choc, les particules auront une vitesse Δv et le flux associé par unité de surface sera,

$$\Phi_{\text{ech}} = n_{\text{part}} \Delta v . \quad (\text{A.16})$$

Le flux de particules entrant dans le choc est lui simplement donné suivant,

$$\Phi_{\text{choc}} = \frac{n_{\text{part}}}{4\pi} v_{\text{part}} \int_{\pi}^{\pi/2} d\Omega = \frac{n_{\text{part}}}{4} c , \quad (\text{A.17})$$

où l'on aura considéré que $v_{\text{part}} \sim c$.

Par conséquent, la probabilité d'échappement sera donnée par le rapport entre les flux de sorte que,

$$P_{\text{ech}} = \frac{\Phi_{\text{ech}}}{\Phi_{\text{choc}}} \simeq \frac{4}{r} \beta_{\text{choc}} . \quad (\text{A.18})$$

À l'aide de cette information, on peut en déduire que pour un nombre initiale de particules N_0 , le nombre de particules encore présent après n cycle de Fermi vaut,

$$N_n = N_0 (1 - P_{\text{ech}})^n . \quad (\text{A.19})$$

On sait que le gain en énergie après 1 cycle correspond à $E_1 = E_0 (1 + k)$ (avec k le gain estimé plus haut). Ainsi pour n cycle de Fermi, on aura la nouvelle énergie,

$$E_n = E_0 (1 + k)^n, \quad (\text{A.20})$$

$$n = \frac{\ln(E_n/E_0)}{\ln(1 + k)}. \quad (\text{A.21})$$

Connaissant maintenant l'expression de n , on a le nombre de particules dont l'énergie est supérieure E_n ,

$$N(> E_n) = N_0 (1 - P_{\text{ech}}) \frac{\ln(E_n/E_0)}{\ln(1 + k)}. \quad (\text{A.22})$$

En manipulant les puissances, on peut en déduire $N(> E)$,

$$N(> E) = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\frac{\ln(1 - P_{\text{ech}})}{\ln(1 + k)}}. \quad (\text{A.23})$$

Le choc est considéré non-relativiste donc $\beta_{\text{choc}} \ll 1$, il vient alors que $P_{\text{ech}} \ll 1$ et $k \ll 1$. Ainsi, au premier ordre, on obtient,

$$N(> E) = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\frac{P_{\text{ech}}}{k}}. \quad (\text{A.24})$$

Ici le spectre en énergie nous donne la densité de particules relativistes pour une énergie E donnée. Cette quantité notée $n(E)$ est définie suivant,

$$N(> E) = \int_E^{+\infty} n(E) dE. \quad (\text{A.25})$$

Par identification, on a alors,

$$n(E) = \left| \frac{dN(> E)}{dE} \right| = (p - 1) \frac{N_0}{E_0} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-p}. \quad (\text{A.26})$$

On obtient une distribution en énergie en loi de puissance dont la puissance p est donnée comme suit,

$$p = \frac{r + 2}{r - 1}. \quad (\text{A.27})$$

Si l'on considère dans la suite une population d'électrons relativistes accélérés et en utilisant plutôt leurs facteurs de Lorentz, on aura plus simplement,

$$n_e(\gamma_e) = K \gamma_e^{-p}, \quad (\text{A.28})$$

où K est le facteur de normalisation de la distribution. La pente de la distribution en énergie dépend uniquement de r qui est le taux de compression du choc. Généralement, pour un gaz monoatomique et dans le cadre d'un choc relativement faible, on aura $p \simeq 2.2$.

Annexe B

Le *light crossing effect*

Sommaire

B.1	Application du LCE à un modèle simplifié de jet	233
B.2	Application de la méthode à de véritables simulations	236

B.1 Application du LCE à un modèle simplifié de jet

La méthode que nous avons mise en œuvre pour tenir compte du LCE est une extension de la procédure décrite par [Chiaberge & Ghisellini \(1999\)](#), qui était limitée au cas d’une région d’émission à la géométrie simple vue à un angle de 90° par un observateur situé dans le référentiel comobile de la source.

La prise en compte du LCE dans RIPTIDE est détaillée dans la sous-section 5.5.3. La procédure permet de déterminer le nombre N de couches nécessaires divisant la boîte de simulation. Nous avons d’abord testé la procédure sur un modèle simplifié, similaire à celui évoqué par [Chiaberge & Ghisellini \(1999\)](#), qui décrit un événement d’éruption où un choc mobile croise un choc stationnaire. Le jet 2D est modélisé par des cellules carrées et la région du choc stationnaire correspond à une colonne de cellules perpendiculaire à l’axe de visée de l’observateur (région rouge foncé dans la Fig. B.1). L’interaction est représentée par l’injection d’électrons dans toutes les cellules à l’intérieur de la région du choc. Lorsque le choc mobile passe au travers de la région de choc stationnaire, l’injection a lieu d’abord au début de la région au temps t_{start} et ensuite également dans les colonnes consécu-

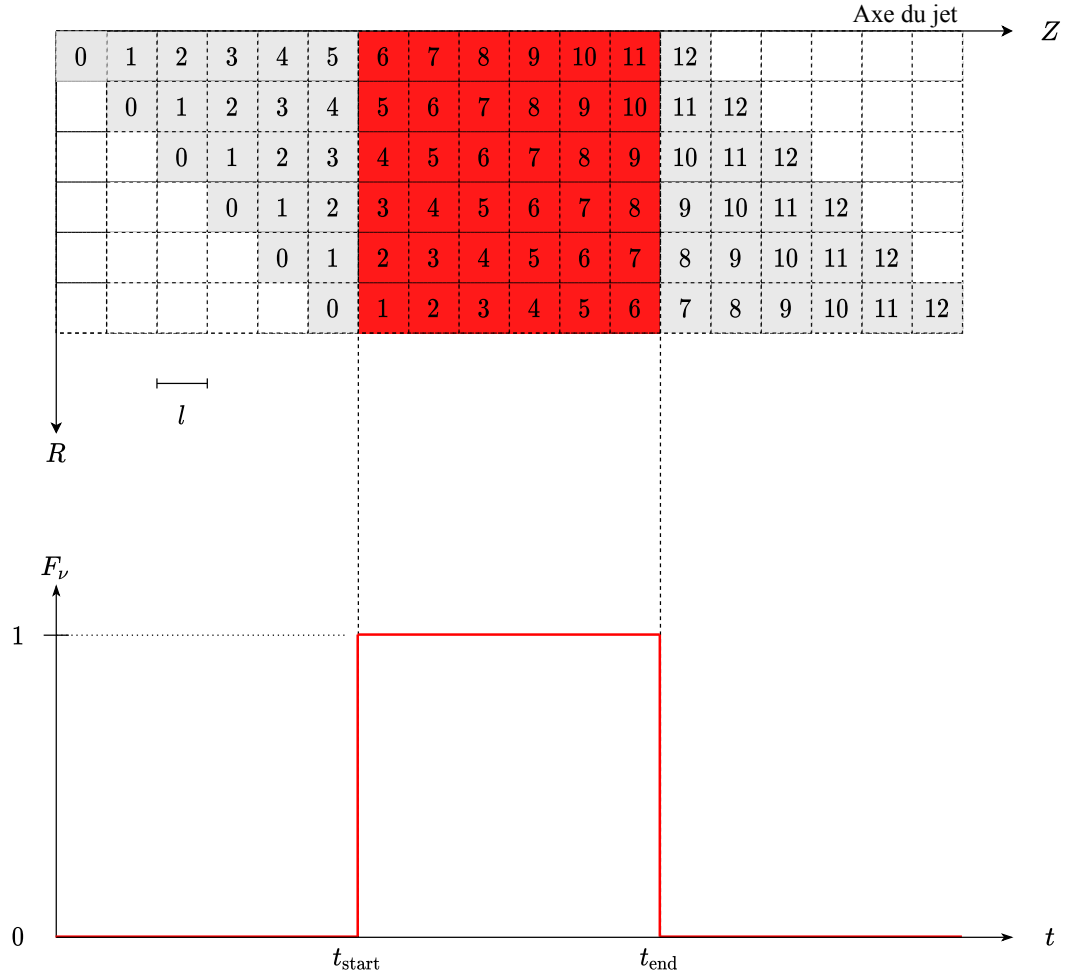


FIGURE B.1 : *Haut* : Représentation schématique de notre modèle simplifié. La zone rouge foncé représente la région où le choc (orange) est “allumé”, en gris lorsqu’il est “éteint”. Le nombre sur chaque cellule indique la génération des électrons. *Bas* : Représentation de la courbe de lumière attendue sans LCE sous la forme d’une fonction porte définie entre t_{start} et t_{end} (pas de temps Δt).

tives. L'injection s'arrête partout, lorsque le choc mobile sort de la région au temps t_{end} . Nous réalisons le calcul de la courbe de lumière dans le référentiel de l'observateur dans la bande X à $\nu = 10^{18}$ Hz pour un angle d'observation de $\theta_{\text{obs}} = 90^\circ$.

Dans la Fig. B.1, les chiffres indiqués sur les cellules correspondent à la génération des électrons dans le référentiel de l'observateur. Ainsi, la lumière provenant des cellules portant le même numéro (émise à de temps d'émission différents) atteint l'observateur à un même temps d'observation. Comme le choc mobile se déplace au cours du temps, cela conduit à la disposition diagonale des cellules de même numéro.

Après que le choc a quitté la région de choc stationnaire, l'émission se poursuivra pendant les étapes de 6 à 11 car les photons proches de l'axe du jet arrivent à l'observateur avec un retard supplémentaire de $\Delta t_{\text{obs}} = c \cdot l$ pour chaque pas de temps supplémentaire, où l est la largeur d'une cellule.

Pour tenir compte correctement du LCE et avant de d'intégrer le flux synchrotron le long de chaque colonne verticale (ici l'observateur observe le jet à la perpendiculaire avec $\theta_{\text{obs}} = 90^\circ$), le jet est divisé en N couches (correspondant aux rangées de cellules dans notre jet simplifié visible sur la Fig. B.1). L'intégration du flux est alors réalisée suivant la procédure décrite dans la sous-section 5.5.3.

La courbe de lumière résultante pour le modèle simplifié est visible sur la Fig. B.2. En ignorant le LCE, la courbe de lumière est une simple fonction d'Heaviside (comme représentée sur la Fig. B.1) dont la largeur correspond à la taille de la région d'injection (courbe rouge foncé) qui est alors définie entre t_{start} et t_{end} . En prenant en compte le LCE, le nombre de cellules "activées" à un pas de temps donné suit une moyenne mobile avec un maximum au pas de temps 6 (donc à t_{end}) lorsque l'injection se produit sur toute la région de choc stationnaire. Le résultat avec LCE est représenté par la courbe bleue en pointillés. La forme de la nouvelle courbe de lumière est en bon accord avec le résultat de Chiaberge & Ghisellini (1999) à des énergies élevées (voir la figure 6 de leur article).

Pour ce cas particulier d'une région d'émission géométrique simple et d'un angle d'observation $\theta_{\text{obs}} = 90^\circ$, il est possible de reproduire le LCE en appliquant une simple moyenne mobile sur la courbe de lumière (courbe verte, Fig. B.2). La largeur temporelle de cette moyenne mobile doit être égale au temps de propagation de la lumière au travers d'une couche mesurée par l'observateur.

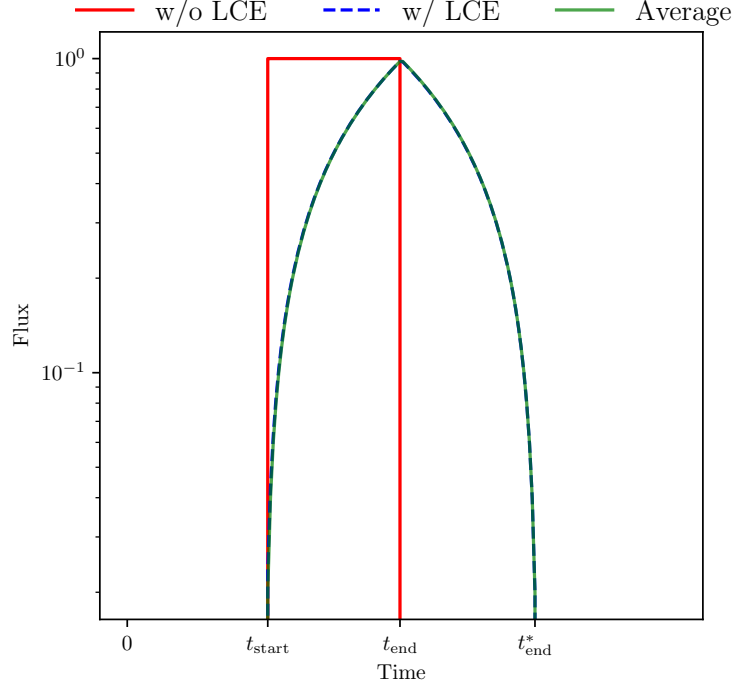


FIGURE B.2 : Courbes de lumière normalisées ($\nu = 10^{18}$ Hz) avec et sans le LCE obtenues dans le référentiel de l’observateur avec $\theta_{\text{obs}} = 90^\circ$.

B.2 Application de la méthode à de véritables simulations

Nous appliquons d’abord la “méthode des couches” aux simulations de jets complets pour un angle de vue de $\theta_{\text{obs}} = 90^\circ$ dans le référentiel de l’observateur. Le pas de temps de la simulation doit être suffisamment petit, comparé au temps de traversée de la lumière du rayon du jet, si l’on veut résoudre le LCE. Nous présentons ici des résultats avec $\Delta t'_{\text{obs}} = 0.05 R_{\text{jet}}/c$ (nous utilisons typiquement $1 R_{\text{jet}}/c$). En raison de la grande quantité de temps de calcul, nous avons limité le traitement radiatif à une zone restreinte du jet centrée sur un choc stationnaire. À cet angle et comme nous pouvons le voir sur la Fig. B.3, différentes courbes de lumières obtenues avec $\nu = 10^{18}$ Hz. Nous captions essentiellement une éruption lors du passage de la perturbation par le choc stationnaire considéré. Le LCE n’entraîne quasiment aucune modification et seul un lissage de la forme globale de la courbe de lumière est observée sans impact notable.

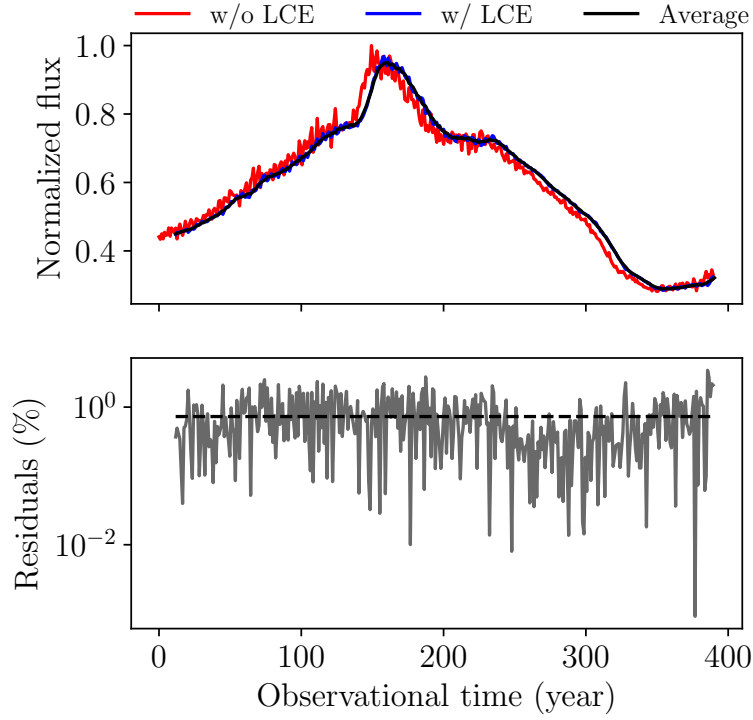


FIGURE B.3 : *Haut* : Courbes de lumière avec (ligne bleue) et sans LCE (rouge) pour 10^{18} Hz à $\theta_{\text{obs}} = 90^\circ$ (référentiel de l'observateur). La ligne noire représente la méthode de convolution (ou méthode de la moyenne mobile). *Bas* : Écart relatif entre les méthodes des couches et de la moyenne mobile traitant le LCE.

En comparant le résultat avec l'application d'une moyenne mobile simple (cf. B.1), on constate un bon accord. Les résidus entre les deux méthodes montrent une erreur relative moyenne de $\sim 1\%$ (voir Fig. B.3). Ce résultat confirme que le LCE est négligeable pour de grands angles observations.

Annexe C

Contributions

Sommaire

C.1	Liste de publications	239
C.2	Présentations	241

C.1 Liste de publications

Premier auteur ou correspondant :

- Gaëtan Fichet de Clairfontaine, Zakaria Meliani, Andreas Zech et Olivier Hervet - *Flux variability from ejecta in structured relativistic jets with large-scale magnetic fields*, 2021, *Astronomy & Astrophysics*, Volume 647, id.A77, 18 pp.
- Gaëtan Fichet de Clairfontaine, Zakaria Meliani et Andreas Zech - *Flare echoes from relaxation shocks in perturbed relativistic jets*, 2022, *Astronomy & Astrophysics*, Volume 661, id.A54, 13 pp.

Co-auteur :

- H.E.S.S. Collaboration - *An extreme particle accelerator in the Galactic plane : HESS J1826-130*, 2020, *Astronomy & Astrophysics*, Volume 644, id.A112, 8 pp.

- H.E.S.S. Collaboration - *H.E.S.S. and MAGIC observations of a sudden cessation of a very-high-energy gamma-ray flare in PKS 1510–089 in May 2016*, 2021, *Astronomy & Astrophysics*, Volume 648, id.A23, 22 pp.
- H.E.S.S. Collaboration - *Broadband Multi-wavelength Properties of M87 during the 2017 Event Horizon Telescope Campaign*, 2021, *The Astrophysical Journal Letters*, Volume 911, Issue 1, id.L11, 43 pp.
- H.E.S.S. Collaboration - *Search for dark matter annihilation in the Wolf-Lundmark-Melotte dwarf irregular galaxy with H.E.S.S.*, 2021, *Physical Review D*, Volume 103, Issue 10, article id.102002.
- H.E.S.S. Collaboration - *Revealing X-ray and gamma ray temporal and spectral similarities in the GRB 190829A afterglow*, 2021, *Science*, Volume 372, Issue 6546, pp. 1081-1085 (2021).
- H.E.S.S. Collaboration - *TeV Emission of Galactic Plane Sources with HAWC and H.E.S.S.*, 2021, *The Astrophysical Journal*, Volume 917, Issue 1, id.6, 16 pp.
- H.E.S.S. Collaboration - *Evidence of 100 TeV γ -ray emission from HESS J1702-420 : A new PeVatron candidate*, 2021, *Astronomy & Astrophysics*, Volume 653, id.A152, 21 pp.
- H.E.S.S. Collaboration - *Search for Dark Matter Annihilation Signals from Unidentified Fermi-LAT Objects with H.E.S.S.*, 2021, *The Astrophysical Journal*, Volume 918, Issue 1, id.17, 14 pp.
- H.E.S.S. Collaboration - *Searching for TeV Gamma-Ray Emission from SGR 1935+2154 during Its 2020 X-Ray and Radio Bursting Phase*, 2021, *The Astrophysical Journal*, Volume 919, Issue 2, id.106, 9pp.
- H.E.S.S. Collaboration - *LMC N132D : A mature supernova remnant with a power-law gamma-ray spectrum extending beyond 8 TeV*, 2021, *Astronomy & Astrophysics*, Volume 655, id.A7, 13 pp.
- H.E.S.S. Collaboration - *H.E.S.S. Follow-up Observations of Binary Black Hole Coalescence Events during the Second and Third Gravitational-wave Observing Runs of Advanced LIGO and Advanced Virgo*, 2021, *The Astrophysical Journal*, Volume 923, Issue 1, id.109, 15 pp.

- H.E.S.S. Collaboration - *Observation of the gamma-ray binary HESS J0632+057 with the H.E.S.S., MAGIC, and VERITAS telescopes*, 2021, *The Astrophysical Journal*, Volume 923, Issue 2, id.241, 30 pp.
- H.E.S.S. Collaboration - *Evidence for gamma-ray emission from the remnant of Kepler's supernova based on deep H.E.S.S. observations*, 2022, eprint arXiv :2201.05839.
- H.E.S.S. Collaboration - *Time-resolved hadronic particle acceleration in the recurrent nova RS Ophiuchi*, 2022, *Science*, Volume 376, Issue 6588, pp. 77-90 (2022).

Proceedings :

- Gaëtan Fichet de Clairfontaine, Zakaria Meliani et Andreas Zech - *Modeling flux variability from internal shocks in relativistic jets*, 2020, *High Energy Phenomena in Relativistic Outflows VII*, id.92;

Papiers en préparation :

- Pierre Cristofari, Zakaria Meliani et Gaëtan Fichet de Clairfontaine - *The Galactic winds of starburst galaxies*, 2022, *Astronomy & Astrophysics*, In Prep.
- Gaëtan Fichet de Clairfontaine, Zakaria Meliani et Andreas Zech - *Dynamic of a HST-1 like standing knot in a perturbed relativistic jets*, 2022, *Astronomy & Astrophysics*, In Prep.

C.2 Présentations

Présentation oral :

- *Simulating the evolution and emission of relativistic outflows*, Workspop à Meudon (France) - Octobre 2019.

- *European Astronomical Society Annual Meeting : SS4 radio-loud AGN : Advances in observations and theory driven by next generation surveys* (EAS, à distance) - Juillet 2020.
- *Les Journées de la Société Française d'Astronomie et d'Astrophysique (SF2A) : Atelier général du PNHE* (à distance) - Juin 2021.
- *Jets : Extragalactic jets on all scales - launching, propagation, termination* (MPA, à distance) - Juin 2021.
- *XXVIII Cracow EIPPHANY Conference on Recent Advances in Astroparticle Physics* (à distance) - Janvier 2022.
- Séminaire, Instituto de Astrofísica de Andalucía, Blazar Journal Club (à distance) - Février 2022.
- Séminaire, Institut d'Astrophysique de Grenoble (IPAG), Grenoble (France) - Mai 2022.
- Séminaire, Max Planck Institute for Radio Astronomy (à distance), Mai 2022.
- *IAU GA 2022, FM 1 : Physics of Relativistic Jets on all Scales*, Busan (Corée du Sud) - Août 2022.

Poster :

- *High Energy Phenomena in Relativistic Outflows (HEPRO)*, Barcelone (Espagne) - Juillet 2019.
- *9th Microquasar Workshop : Celebrating over 50 years of discovery* Cagliari (Italie) - Septembre 2021.
- *7th Heidelberg International Symposium on High-Energy Gamma-Ray Astronomy*, Barcelone (Espagne) - Juillet 2022.