



**UNIVERSITÉ  
DE GENÈVE**

**Archive ouverte UNIGE**

<https://archive-ouverte.unige.ch>

Thèse

2000

Open Access

This version of the publication is provided by the author(s) and made available in accordance with the copyright holder(s).

---

## La variabilité du rayonnement multi-longueur d'onde du quasar 3C 273

---

Tuerler, Marc

### How to cite

TUERLER, Marc. La variabilité du rayonnement multi-longueur d'onde du quasar 3C 273. Doctoral Thesis, 2000. doi: [10.13097/archive-ouverte/unige:184147](https://doi.org/10.13097/archive-ouverte/unige:184147)

This publication URL: <https://archive-ouverte.unige.ch/unige:184147>

Publication DOI: [10.13097/archive-ouverte/unige:184147](https://doi.org/10.13097/archive-ouverte/unige:184147)

© This document is protected by copyright. Please refer to copyright holder(s) for terms of use.

# La variabilité du rayonnement multi-longueur d'onde du quasar 3C 273

## THÈSE

présentée à la Faculté des sciences de l'Université de Genève  
pour obtenir le grade de Docteur ès sciences,  
mention astronomie et astrophysique

par

Marc André TÜRLER

de

La Neuveville (BE)

Thèse N° 3151

GENÈVE

Atelier de reproduction de la Section de physique

2000

La Faculté des sciences, sur le préavis de Messieurs T. COURVOISIER, professeur ordinaire et directeur de thèse (Département d'astronomie), G. HENRI, professeur (Université Joseph Fourier, Laboratoire d'astrophysique de l'Observatoire de Grenoble - France), G. BURKI, professeur ordinaire (Département d'astronomie) et A. MAEDER, professeur ordinaire (Département d'astronomie), autorise l'impression de la présente thèse, sans exprimer d'opinion sur les propositions qui y sont énoncées.

Genève, le 27 mars 2000

**Thèse - 3151-**



**Le Doyen, Jacques WEBER**

# Remerciements

Une thèse de doctorat est l'aboutissement d'un grand travail qui nécessite la participation de nombreuses personnes. Je tiens à remercier ici en premier lieu mon directeur de thèse, Monsieur le Professeur Thierry Courvoisier, pour la confiance qu'il m'a témoignée dès le début de mon doctorat. Son dynamisme et ses encouragements m'ont beaucoup stimulé et ses grandes qualités humaines ont contribué au plaisir que j'ai eu à travailler au sein de son groupe de recherche.

Je souhaite également remercier chaleureusement Messieurs les Professeurs Gilles Henri, Gilbert Bürki et André Maeder d'avoir bien voulu accepter de faire partie du jury de ma thèse. D'une manière générale, j'aimerais exprimer ma gratitude à tout le personnel de l'Observatoire de Genève et de l'ISDC (*INTEGRAL Science Data Centre*) pour l'excellent accueil qu'ils m'ont réservé. J'ai beaucoup apprécié l'atmosphère de travail de ces deux instituts et je me réjouis de continuer mon activité professionnelle dans ce cadre privilégié.

Une personne qu'il me tient particulièrement à coeur de remercier est mon collègue, ami et compagnon de course à pied Stéphane Paltani. J'ai commencé mon doctorat quand il terminait le sien et c'est peu dire que j'ai énormément profité de son expérience et de sa compétence. Son aide et ses conseils tant sur le plan scientifique qu'au niveau de l'utilisation de méthodes mathématiques et d'outils informatiques ont grandement contribué à la réalisation de cette thèse. J'ai également été aidé par les autres membres du groupe de recherche sur les noyaux actifs de galaxie, à savoir Mari Polletta et Roland Walter. J'ai beaucoup apprécié de pouvoir travailler dans un groupe aussi sympathique et enrichissant.

Ingrid est entrée dans ma vie en automne 1994, au début de mon travail de diplôme, et est devenue entre temps mon épouse. Outre par sa compréhension et par son soutien moral, elle a participé activement à l'aboutissement de cette thèse en la relisant attentivement pour y apporter les dernières corrections et la touche finale. Je la remercie de tout coeur pour son aide précieuse.

Je me retrouve soudain au bout d'un long cheminement intellectuel et ce n'est pas sans une certaine émotion que je me remémore le parcours effectué de la scolarité obligatoire jusqu'à la maturité et des études universitaires jusqu'à la rédaction de ma thèse. Une personne m'a tout particulièrement accompagné dès le début et presque jusqu'au bout de ce cheminement. Cette personne est bien évidemment ma mère et j'aimerais rendre ici hommage à son soutien et à son dévouement. Le soutien de mon père ne fut pas moins grand et j'aimerais le remercier pour tout ce qu'il m'a apporté de par sa générosité, sa modestie et son expérience dans le domaine de la recherche scientifique.

Je ne pourrais citer tous les membres de ma famille, de ma belle-famille et mes amis qui ont tous contribué, d'une manière ou d'une autre, à ce que cette thèse voie le jour, mais j'aimerais leur témoigner ici ma reconnaissance pour l'aide et le soutien qu'ils m'ont apportés.

# Avertissement

Cette thèse est exclusivement écrite en français, exceptés les articles publiés, qui sont inclus sous leur forme originale et par conséquent en anglais. Pour des raisons de mise en page, le texte de ces publications est écrit en très petits caractères. J'ai cependant décidé de garder cette mise en page, car ces publications peuvent être directement consultées dans la plupart des instituts.

Bien que j'essaie d'éviter l'utilisation d'expressions anglophones dans le texte, plusieurs mots à l'intérieur des figures, certaines unités et la plupart des indices de grandeurs physiques correspondent, cependant, à la terminologie anglaise. J'évite également l'utilisation d'acronymes pour faciliter la lecture aux personnes n'étant pas habituées au jargon scientifique propre au sujet traité. Ce souci de clarté me semble d'autant plus important que les chapitres de cette thèse ont divers degrés de difficulté. J'ai tenté de commencer chaque partie d'une manière descriptive, que j'espère assez claire, avant d'aborder en détail certains aspects théoriques utiles à la compréhension des publications. Pour bien clarifier la signification de certains termes francophones que j'utilise, je donne leur terminologie anglaise en *italique*, suivie de l'acronyme usuel.

Du point de vue du contenu, j'ai choisi de ne pas aborder la description de méthodes observationnelles. J'ai préféré me concentrer sur la présentation des aspects théoriques de mon travail, que ce soient des méthodes mathématiques ou des modèles physiques. Je me borne donc à mentionner le nom de l'observatoire ou du satellite qui a permis de réaliser la mesure en question.

Dans ma thèse, j'utilise exclusivement le système d'unités *cgs* (*centimètre-gramme-seconde*) traditionnellement employé en astrophysique, parce que toute la littérature se base sur ce système. Je trouve cependant que l'adoption du système international (SI) permettrait de rapprocher d'avantage l'astronomie des autres domaines de la science.

J'utilise tout au long de cette thèse la même convention de signe pour l'indice spectral  $\alpha$ , à savoir  $S_\nu \propto \nu^{+\alpha}$ , où  $S_\nu$  est la densité de flux, qui est parfois également notée  $F_\nu$ . Comme dans la plupart des ouvrages, je représente les vecteurs en gras dans les équations, de sorte que le vecteur vitesse est représentée par  $\mathbf{v}$  au lieu de  $\vec{v}$  alors que sa norme  $|\vec{v}|$  est notée  $v$ . Pour alléger l'écriture, j'utilise parfois le point pour désigner la dérivée par rapport au temps, selon  $\dot{v} \equiv dv/dt$  et  $\ddot{r} \equiv d^2r/dt^2$ .

# Table des matières

INTRODUCTION	1
<b>I LE QUASAR 3C 273</b>	<b>3</b>
<b>1 Les noyaux actifs de galaxie et le quasar 3C 273</b>	<b>5</b>
1.1 Qu'est-ce qu'un noyau actif de galaxie? . . . . .	5
1.1.1 Les propriétés observationnelles des quasars . . . . .	6
1.1.2 Les processus d'émission et les modèles théoriques . . . . .	8
1.2 La famille des noyaux actifs de galaxie . . . . .	10
1.2.1 La classification des noyaux actifs . . . . .	10
1.2.2 Les premières unifications . . . . .	12
1.3 Les caractéristiques de 3C 273 . . . . .	15
1.3.1 Le jet de 3C 273 . . . . .	15
1.3.2 La double nature de 3C 273 . . . . .	17
<b>2 30 ans d'observations multi-longueur d'onde de 3C 273</b>	<b>19</b>
Préambule . . . . .	19
PUBLICATION :	
30 YEARS OF MULTI-WAVELENGTH OBSERVATIONS OF 3C 273 . . . . .	21
2.1 Introduction . . . . .	21
2.2 Radio observations . . . . .	22
2.3 Millimetre and submillimetre observations . . . . .	24
2.4 Infrared observations . . . . .	25
2.5 Optical observations . . . . .	25
2.6 Ultraviolet observations . . . . .	27
2.7 X-ray and $\gamma$ -ray observations . . . . .	29
2.8 Description of the database . . . . .	30
2.9 Conclusion . . . . .	30
<b>3 Description générale de la variabilité de 3C 273</b>	<b>33</b>
3.1 L'amplitude des variations . . . . .	33
3.2 La vitesse des variations . . . . .	35
3.3 Le délai entre les variations . . . . .	37

<b>II</b>	<b>LA VARIABILITÉ DES RAIES D'ÉMISSION DES NOYAUX ACTIFS</b>	<b>41</b>
<b>4</b>	<b>La région d'émission des raies larges</b>	<b>43</b>
4.1	L'émission des raies spectrales . . . . .	44
4.2	Origine et propriétés des raies d'émission . . . . .	46
4.3	L'effet Baldwin . . . . .	48
4.4	La réponse des raies aux variations du continu . . . . .	50
4.5	Les variations du profil des raies . . . . .	52
<b>5</b>	<b>L'analyse en composantes principales</b>	<b>57</b>
5.1	Le principe de la méthode . . . . .	57
5.2	Le formalisme mathématique . . . . .	59
5.3	L'interprétation physique . . . . .	62
<b>6</b>	<b>Les variations de deux raies ultraviolettes dans 18 noyaux actifs</b>	<b>66</b>
	Préambule . . . . .	66
	PUBLICATION :	
	PRINCIPAL COMPONENT ANALYSIS OF ULTRAVIOLET EMISSION-LINES IN 18 AGN	68
6.1	Introduction . . . . .	68
6.2	Observational material . . . . .	69
6.3	Principal component analysis . . . . .	69
6.4	Definition of the variability parameters . . . . .	71
6.5	Results . . . . .	72
6.6	Discussion . . . . .	75
6.A	PCA decomposition of the C IV line . . . . .	77
6.B	PCA decomposition of the Ly $\alpha$ line . . . . .	78
<b>III</b>	<b>L'ÉMISSION SYNCHROTRON DU JET DE 3C 273</b>	<b>79</b>
<b>7</b>	<b>Le rayonnement synchrotron des jets extra-galactiques</b>	<b>81</b>
7.1	Les jets en astrophysique . . . . .	81
7.2	L'émission synchrotron d'une particule . . . . .	84
7.3	Les équations essentielles du rayonnement synchrotron . . . . .	87
7.4	L'application au cas des jets extra-galactiques . . . . .	90
<b>8</b>	<b>Le modèle de choc dans les jets</b>	<b>94</b>
8.1	Les propriétés du jet . . . . .	95
8.2	L'onde de choc dans le jet . . . . .	96
8.3	Les trois étapes de l'évolution du choc . . . . .	97
8.3.1	La phase adiabatique . . . . .	98
8.3.2	La phase synchrotron . . . . .	99
8.3.3	La phase Compton . . . . .	99
8.4	Les transitions d'une phase à l'autre . . . . .	101
<b>9</b>	<b>Modélisation du comportement millimétrique-à-radio de 3C 273</b>	<b>105</b>
	Préambule . . . . .	105
	PUBLICATION :	

MODELLING THE SUBMILLIMETRE-TO-RADIO FLARING BEHAVIOUR OF 3C 273 . . .	107
9.1 Introduction . . . . .	107
9.2 Observational material . . . . .	108
9.3 The light-curve approach . . . . .	108
9.4 The three-stage approach . . . . .	111
9.5 Discussion . . . . .	113
9.6 Summary and conclusion . . . . .	116
<b>10 Modélisation de 20 ans d'émission synchrotron dans le jet de 3C 273</b>	<b>117</b>
Préambule . . . . .	117
PUBLICATION :	
MODELLING 20 YEARS OF SYNCHROTRON FLARING IN THE JET OF 3C 273 . . . . .	119
10.1 Introduction . . . . .	119
10.2 Observational material . . . . .	120
10.3 Physical shock model . . . . .	120
10.4 Parametrization . . . . .	123
10.5 Results . . . . .	126
10.6 Discussion . . . . .	128
10.7 Summary and conclusion . . . . .	130
<b>11 Perspectives d'avenir</b>	<b>132</b>
11.1 Les deux composantes de la bosse-bleue . . . . .	132
11.2 La modélisation du radio à l'ultraviolet . . . . .	134
11.3 Un lien possible avec les micro-quasars de la Galaxie . . . . .	136
 CONCLUSION	 <b>139</b>
 ANNEXE	 <b>141</b>
<b>A Relativité et cosmologie</b>	<b>143</b>
A.1 Les transformations de Lorentz . . . . .	143
A.2 L'effet Doppler relativiste . . . . .	145
A.3 Le transfert radiatif relativiste . . . . .	147
A.4 Les vitesses superluminiques . . . . .	149
A.5 Un brin de cosmologie . . . . .	153
A.5.1 Le redshift, la constante de Hubble et le paramètre de décélération . . . . .	153
A.5.2 La notion de distance en cosmologie . . . . .	154
<b>B Echelles de grandeurs en astronomie</b>	<b>156</b>
B.1 Echelle de longueurs et de distances . . . . .	156
B.2 Echelle de masses . . . . .	157
B.3 Echelle de densités . . . . .	157
B.4 Echelle de températures . . . . .	157
B.5 Echelle de luminosités . . . . .	158
<b>C Liste de publications</b>	<b>159</b>



«Le monde est une fresque peinte sur le vide.»

PROVERBE TIBÉTAIN  
CITÉ PAR ALEXANDRA DAVID-NÉEL

## INTRODUCTION

LES QUASARS sont parmi les objets astrophysiques les plus lumineux et peuvent ainsi être observés jusqu'aux confins de l'univers. Leur éloignement les rend cependant très discrets, de sorte que ce n'est qu'après 1960 que l'on a réalisé que ces étoiles invisibles à l'œil nu sont en réalité des objets très lointains au sein desquels se déroulent continuellement des phénomènes physiques d'une violence insoupçonnée. Cette rare violence s'exprime par la très grande luminosité des quasars, mais aussi, et surtout, par leur très forte variabilité. Comme l'a relevé mon directeur de thèse, le professeur Courvoisier, cette variabilité équivaut à allumer ou à éteindre en quelques jours des milliards d'étoiles comparables au soleil. L'étude de la variabilité des noyaux actifs de galaxie, et en particulier des quasars, a pour but d'identifier les mécanismes physiques capables de produire des variations aussi fortes en des temps si courts.

Le quasar 3C 273 est le quasar le plus brillant dans le ciel de par sa forte luminosité intrinsèque et sa relative proximité. La lumière émise par ce quasar doit cependant être considérée avec beaucoup de respect, car elle a voyagé pendant plus d'un milliard d'années pour parvenir jusqu'à nous.<sup>1</sup> La lumière visible ne constitue cependant qu'une très faible portion du spectre électromagnétique émis par 3C 273. L'étude des variations de ce rayonnement multi-longueur d'onde a accaparé l'essentiel de mon attention durant les quatre années et demi de ma thèse. Il est par conséquent légitime que ce travail soit presque exclusivement consacré à ce noyau actif de galaxie hors du commun.

Cette thèse est divisée en trois grandes parties. La première partie a pour but d'introduire le phénomène des noyaux actifs de galaxie et de décrire les caractéristiques propres au quasar 3C 273. Cette partie présente les milliers d'observations de 3C 273 que j'ai regroupées durant ma thèse, avant de décrire quelques outils mathématiques simples permettant une description générale de sa variabilité multi-longueur d'onde. La seconde partie est consacrée aux variations des raies spectrales en émission du domaine ultraviolet. La méthode de l'«analyse de la composante principale» est ici utilisée pour décrire la variabilité du profil de ces raies pour un ensemble de noyaux actifs de galaxie incluant 3C 273. L'étude des variations observées dans le domaine millimétrique et le domaine radio constitue la troisième partie de cette thèse. J'y présente un modèle physique susceptible d'expliquer ces variations par des ondes de choc se propageant dans un jet relativiste. Je confronte ensuite ce modèle aux observations. En guise de conclusion, je propose quelques perspectives d'avenir, tandis qu'une annexe aborde certains aspects de relativité restreinte et de cosmologie.

---

<sup>1</sup>Pour la lumière, curieusement, ce voyage n'aura duré qu'un instant. Ceci est une conséquence du ralentissement infini de son temps propre ou de manière équivalente à la contraction infinie des distances le long de son chemin (cf. Sect. A.1).



Première partie

LE QUASAR 3C 273



# Chapitre 1

## Les noyaux actifs de galaxie et le quasar 3C 273

Je ne vais pas donner ici une description complète de l'état de nos connaissances des noyaux actifs de galaxie. Ceci me mènerait trop loin et n'apporterait rien de nouveau. Il existe en effet de nombreux ouvrages qui introduisent le phénomène des noyaux actifs. Les introductions de Robson (1996), de Peterson (1997) ou celle déjà plus complète de Kembhavi & Narlikar (1999) sont certainement de bons points de départ. L'ouvrage de Krolik (1999), ainsi que le cours de Saas-Fee de 1990 – en particulier la contribution de Blandford (1990) – sont déjà plus techniques et je les conseillerais d'avantage pour des sujets particuliers que comme première lecture dans le domaine. Il existe également de bonnes références en français comme le cours sur les noyaux actifs de Camenzind (1997), sans oublier la thèse de Stéphane Paltani (1996).

Etant donné ce vaste ensemble de publications récentes dans le domaine, je me borne, dans la Sect. 1.1, à introduire très succinctement le sujet en essayant de répondre le plus simplement possible à la question : «qu'est-ce qu'un noyau actif de galaxie ?». J'essaie ensuite, dans la Sect. 1.2, de présenter la famille des noyaux actifs dans toute sa diversité et avec quelques pistes d'unification. Après cette entrée en matière, je décris, dans la Sect. 1.3, les caractéristiques du quasar 3C 273, qui est le principal sujet d'étude de cette thèse.

### 1.1 Qu'est-ce qu'un noyau actif de galaxie ?

Les régions centrales d'une galaxie sont généralement les plus lumineuses, car la densité des étoiles y est plus élevée que dans les régions externes. Certaines galaxies présentent d'importantes zones de formation stellaire dans des nuages moléculaires proches du centre de la galaxie. Outre ces galaxies présentant une activité centrale liée à la naissance, à l'évolution et à la mort des étoiles, il existe des galaxies dont l'intense activité centrale a des propriétés, qui ne peuvent pas être expliquées par de l'activité stellaire. La source d'énergie au coeur de ces galaxies particulières est appelée un **noyau actif de galaxie**.

Il existe une grande diversité de noyaux actifs de galaxie avec des luminosités très différentes (cf. Sect. 1.2). Les propriétés observationnelles d'un quasar comme 3C 273, qui présente toutes les caractéristiques essentielles des noyaux actifs, sont décrites dans la Sect. 1.1.1. Dans la Sect. 1.1.2, j'introduis les mécanismes d'émission invoqués pour expliquer le rayonnement d'un tel objet et le modèle général d'un noyau actif.

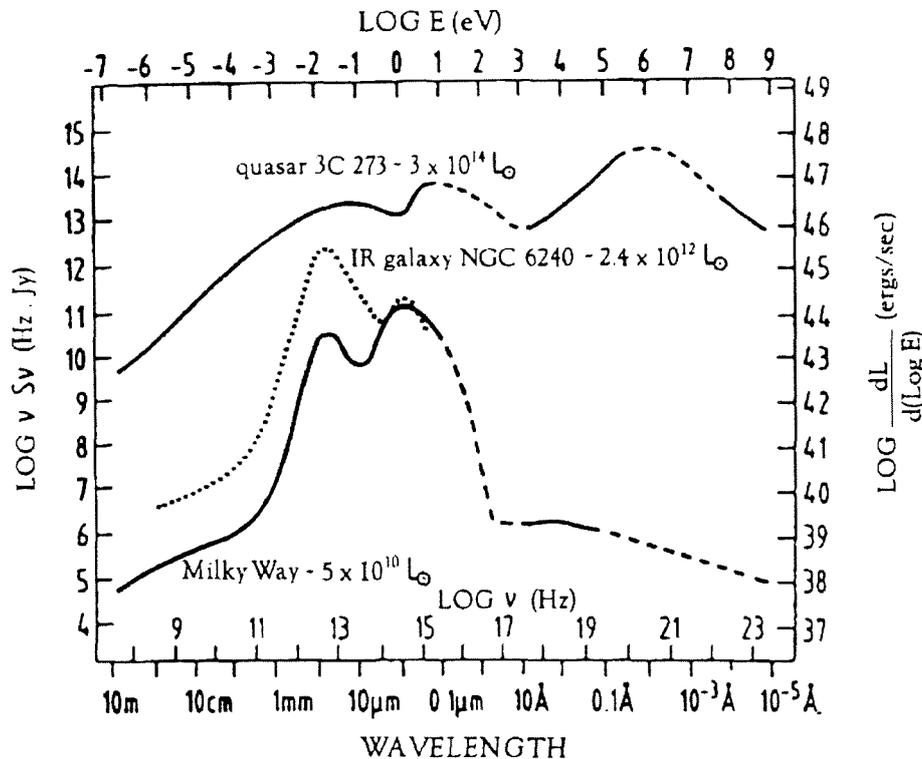


FIG. 1.1 – Le spectre multi-longueur d'onde du quasar 3C 273 comparé à celui de la galaxie NGC 6240 à forte émission infrarouge et à celui de notre galaxie, la Voie lactée. La forte luminosité optique et ultraviolette est appelée la bosse-bleue. TIRÉ DE: Camenzind (1997). DONNÉES DE: Clavel.

### 1.1.1 Les propriétés observationnelles des quasars

Les objets les plus lumineux de l'Univers, appelés des *quasars*, sont des noyaux actifs de galaxie. Leur luminosité peut être plus de 1000 fois supérieure à la luminosité d'une galaxie spirale semblable à la nôtre. Les quasars sont souvent très lointains et nous apparaissent comme de faibles étoiles invisibles à l'œil nu. La galaxie hôte, encore beaucoup moins brillante et perdue dans le fort rayonnement du quasar, n'est que très difficilement observable. Des images récentes ont pourtant montré que les quasars sont généralement au cœur de galaxies elliptiques. Du fait de leur éloignement, la lumière des quasars voyage durant des milliards d'années avant d'atteindre la Terre. Par conséquent, l'absence actuelle de quasars très proches de nous suggère que ces objets étaient plus abondants dans le passé de l'Univers que maintenant.

Le terme «quasar» est la contraction de l'anglais «quasi-star» pour «quasi-étoile» et fait référence à l'apparence stellaire de ces objets de par leur rayonnement non pas diffus, comme celui des galaxies, mais ponctuel comme celui des étoiles. Les seules structures observables et qui ont été détectées dans de nombreux quasars, sont des jets que l'on observe le mieux dans le domaine radio. Le jet optique et radio de 3C 273 est montré dans la Fig. 1.2.

Le rayonnement émis par les quasars a la particularité de couvrir une très grande gamme de longueurs d'onde. Il peut s'étendre sur tout le spectre électromagnétique connu, du domaine radio jusqu'au domaine des rayons gamma. La Fig. 1.1 montre clairement la différence qui existe en intensité et en forme entre l'émission d'un quasar lumineux, comme 3C 273, et celle

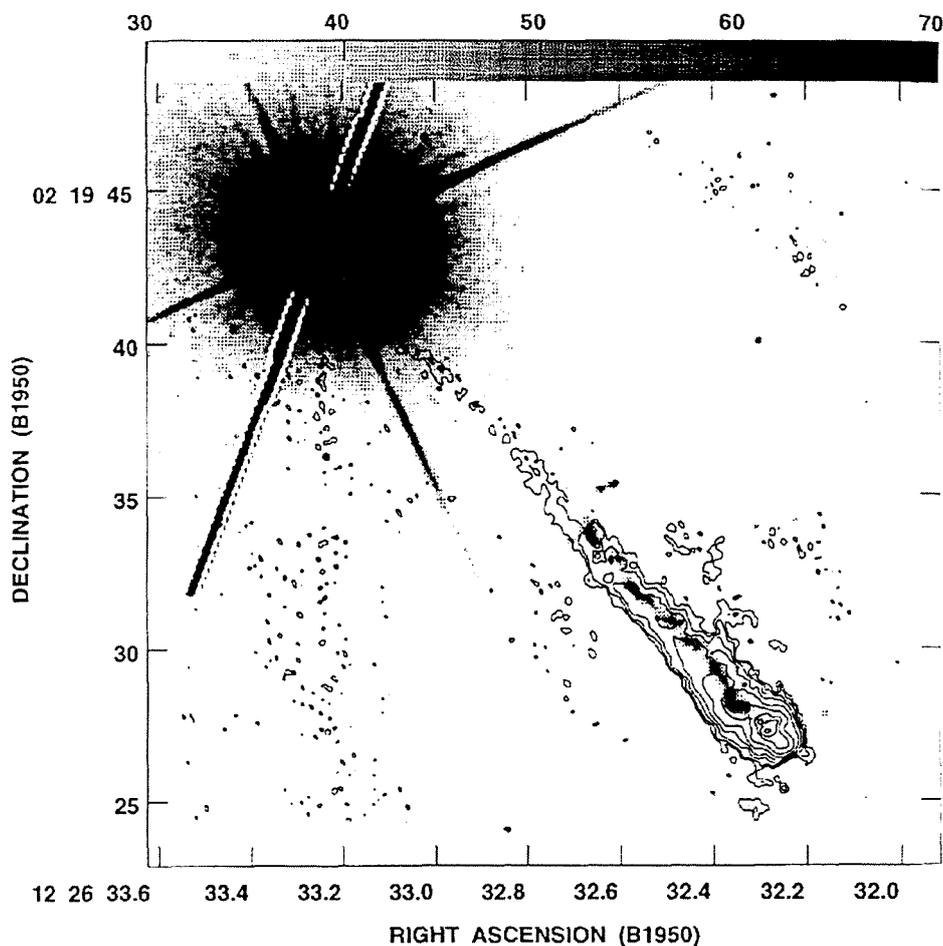


FIG. 1.2 – Le jet optique et radio du quasar 3C 273 (en haut à gauche). Des contours d'intensité radio sont superposés à l'image optique en tons de gris obtenue par le télescope spatial Hubble. TIRÉ DE: Bahcall et al. (1995).

d'une galaxie très peu active, comme notre galaxie, la Voie lactée.

Une autre caractéristique essentielle des quasars est leur très grande variabilité. Le rayonnement reçu de ces objets peut varier d'un facteur deux ou plus en seulement quelques mois, voire quelques jours lors d'éruptions soudaines. Ces variations rapides suggèrent que la source d'émission est très compacte, car une source de rayonnement étendue ne peut pas varier globalement plus vite que le temps mis par la lumière pour la traverser.

Finalement, le spectre visible et ultraviolet d'un quasar comme 3C 273 a la particularité d'avoir de fortes raies spectrales en émission comme illustré dans la Fig. 4.2. Ces raies indiquent la présence de gaz ionisé, dont les atomes, en se recombinant, émettent de la lumière à des longueurs d'onde bien définies formant ainsi des raies d'émission. Ces raies peuvent être très larges, ce qui suggère – via l'effet Doppler – que les ailes de la raie sont émises par des atomes se déplaçant vers nous et loin de nous à des vitesses pouvant atteindre plus de 10 000 km par seconde.

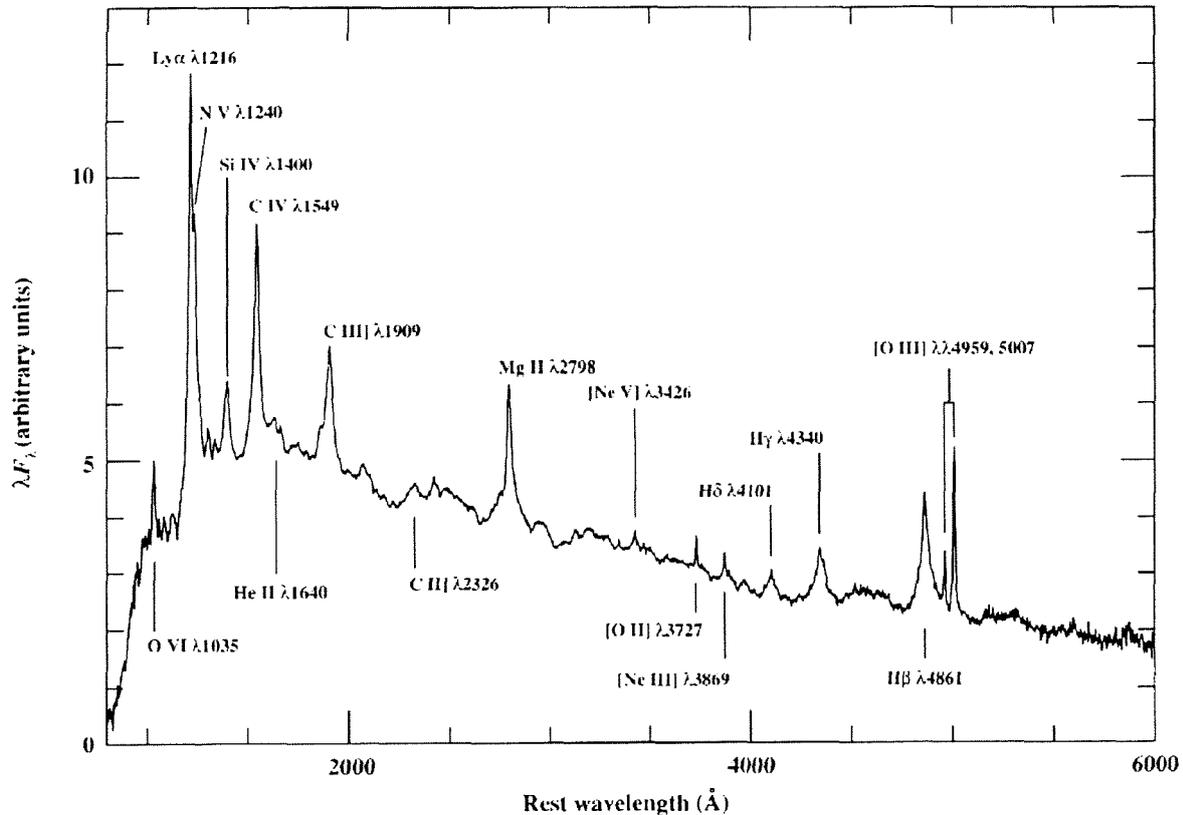


FIG. 1.3 – Le spectre ultraviolet et optique caractéristique des quasars. Ce spectre est le spectre moyen en  $\lambda F_{\lambda}$  de plus de 700 quasars en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$  corrigée du décalage spectral cosmologique. Les principales raies en émission sont indiquées. TIRÉ DE: Peterson (1997). DONNÉES DE: Francis & Foltz.

### 1.1.2 Les processus d'émission et les modèles théoriques

Si le rayonnement des noyaux actifs de galaxie, de l'infrarouge à l'ultraviolet, peut être dû à de l'émission thermique, leur forte émission radio et gamma a, en revanche, clairement une autre origine. Le rayonnement radio est très certainement dû à de l'émission *synchrotron*. Le rayonnement synchrotron est émis par des particules chargées, contraintes à spiraler dans le champ magnétique ambiant sous l'effet de la force de Lorentz (cf. Sect. 7.2).

Le rayonnement à haute énergie, quant à lui, est très probablement dû à de l'émission *Compton-inverse*. Une interaction électromagnétique d'une particule chargée avec un photon – une «particule» de lumière sans masse et sans charge – implique un transfert d'énergie de l'un vers l'autre. Le processus Compton-inverse est le cas particulier de l'interaction d'une particule relativiste avec un photon, lors duquel la particule transmet une partie de son énergie cinétique au photon. Ce mécanisme est très efficace pour produire des photons X et gamma à partir de photons thermiques ou synchrotrons.

Le rayonnement synchrotron et l'effet Compton-inverse sont tous deux plus efficaces lorsque la particule chargée est légère. Ce sont donc les électrons, environ 2000 fois plus légers que les protons, qui sont les meilleurs candidats pour être à l'origine de l'émission radio et gamma des quasars. Grâce à des observations interférométriques à bases interconti-

mentales (VLBI pour *Very Long Baseline Interferometry*), on a pu voir que le rayonnement radio est essentiellement émis par le jet (cf. Fig. 1.7). La mauvaise résolution angulaire des détecteurs gamma ne permet pas de déterminer d'où vient le rayonnement à haute énergie. Il est cependant fort probable que les électrons du jet, responsables de l'émission synchrotron, soient également à l'origine du processus Compton-inverse. La nature des photons intervenant dans l'effet Compton-inverse est plus incertaine. Il pourrait s'agir des photons synchrotrons eux-mêmes ou de photons d'origine externe au jet. La première possibilité, appelée processus synchrotron auto-Compton (SSC pour *synchrotron self-Compton*), est particulièrement séduisante, car ce serait alors les mêmes électrons qui émettraient les photons synchrotrons avant de les transformer en photons plus énergétiques par interaction Compton-inverse.

Si l'on a besoin du jet, pour expliquer l'émission radio et gamma de certains noyaux actifs, on a besoin d'un trou noir massif pour comprendre l'origine du jet. En effet, même si le mécanisme d'éjection des jets est encore très mal compris, il est assez clair que la matière, dans le jet, doit provenir de matière tournant autour d'un objet compact en rotation (cf. Sect. 7.1). Depuis quelques années, de plus en plus d'observations indiquent qu'il existe une très forte concentration de masse au centre de la plupart des galaxies spirales ou elliptiques, y compris de la Voie lactée. Les densités sont telles qu'il devient quasiment impossible de les expliquer avec un amas dense d'étoiles, capable de résister durant quelques milliards d'années à l'effondrement en trou noir. Une autre évidence, qui parle en faveur d'un trou noir massif, est la forme particulière de la raie d'émission Fe  $K\alpha$  du fer dans le domaine des rayons X à 6.4 keV (cf. Wang et al. 1999 pour les raies de NGC 4151 et MCG -6-30-15). Sa forte extension vers le rouge serait due à un décalage spectral d'origine gravitationnelle aux abords immédiats d'un trou noir.

Outre ces indications observationnelles, la présence d'un trou noir dans les noyaux actifs permettrait d'expliquer leur très forte luminosité vu que l'accrétion de matière, par un trou noir, est le phénomène physique le plus efficace, à notre connaissance, pour transformer de l'énergie de masse en énergie cinétique ou en rayonnement. L'accrétion de matière, par un trou noir en rotation maximale, permet d'extraire jusqu'à  $\sim 40\%$  de l'énergie de masse ( $E = mc^2$ ) de la matière accrétée. Un trou noir, qui est l'objet le plus compact possible, permettrait également de satisfaire au mieux les contraintes sur la taille de la source imposée par la variabilité des noyaux actifs. Finalement, les mouvements rapides de gaz suggérés par la largeur des raies peuvent être interprétés comme étant des vitesses Keplériennes dans le puits de potentiel profond d'un trou noir massif.

Tous les arguments énumérés ci-dessus parlent en faveur de l'existence d'un trou noir massif de quelques millions à quelques milliards de fois la masse du soleil. Ils font qu'un tel objet est l'élément essentiel et quasiment incontournable du phénomène des noyaux actifs de galaxie. Comment la matière s'organise autour de cet objet central est beaucoup plus incertain. Il est communément admis qu'il existe, autour du trou noir, un disque d'accrétion optiquement et probablement aussi géométriquement épais,<sup>1</sup> comme illustré dans la Fig. 1.4. Si le jet est hadronique (cf. Sect. 7.1), la présence d'un disque d'accrétion est quasi incontournable pour expliquer l'origine de la matière éjectée. Un tel disque permettrait d'expliquer la forte luminosité dans le domaine visible et ultraviolet appelée la *bosse-bleue* (cf. Fig. 1.1). Le rayonnement thermique du disque pourrait être dû à l'échauffement de la matière dans le

<sup>1</sup>Un disque d'accrétion géométriquement épais a une forme semblable à celle d'un tore, qui est due à une forte pression interne au disque. La matière y est «gonflée» soit par la pression du rayonnement thermique du disque, soit par celle des ions du gaz (Robson 1996).

disque, en raison de sa viscosité et de sa rotation différentielle comme proposé initialement par Shakura & Sunyaev (1973). Cependant, les variations rapides de la bosse-bleue et leur quasi-simultanéité dans l'ultraviolet et l'optique (cf. Sect. 11.1) sont en forte contradiction avec un tel processus d'émission (Courvoisier & Clavel 1991). L'interprétation correcte de ces variations est certainement un des problèmes majeurs qu'il reste à résoudre dans le domaine des noyaux actifs de galaxie. De nombreuses pistes ont été proposées allant de l'illumination du disque par une source de rayons X externe (e.g. Collin-Souffrin 1991 ; Henri & Petrucci 1997) à des collisions d'étoiles dans l'amas stellaire entourant probablement le trou noir central (Courvoisier et al. 1996). A la fin de cette thèse, dans la Sect. 11.3, j'évoque une nouvelle possibilité d'explication de ces variations par analogie avec des phénomènes qui semblent se produire dans les micro-quasars de notre galaxie (cf. Sect. 7.1).

Pour expliquer les caractéristiques des raies larges en émission, on rajoute généralement au modèle un très grand nombre de petits «nuages» de gaz optiquement épais, qui se déplacent à grande vitesse aux abords du trou noir. La véritable nature de ces nuages est encore très incertaine. Les variations des raies larges suivent celles du continu, ce qui suggère que les atomes, dans les nuages, sont photo-ionisés par le rayonnement ultraviolet du quasar avant d'émettre la raie par recombinaison. On distingue généralement deux régions d'émission de raies. La région interne, à moins de  $\sim 1$  pc du trou noir, produit des raies larges en raison des grandes vitesses Képlériennes aux abords du trou noir. Elle est appelée, en anglais, la *Broad Line Region* (BLR). Une autre région, apparemment distincte, la *Narrow Line Region* (NLR), serait située à une distance de 100 à 1000 pc du trou noir et serait à l'origine de la composante étroite des raies.

Des considérations évoquées ci-dessus découle la représentation schématique de la Fig. 1.4, qui montre les abords immédiats du trou noir massif au centre d'une galaxie active. Pour une représentation à diverses échelles d'une galaxie active du Mpc jusqu'au trou noir central, je réfère le lecteur à la Fig. 9.9 de Robson (1996).

## 1.2 La famille des noyaux actifs de galaxie

Les propriétés observationnelles et le modèle de noyau actif présentés ci-dessus concerne essentiellement les quasars lumineux semblables à 3C 273. Comme des différences importantes apparaissent d'un noyau actif à l'autre, on commence par séparer les objets en différentes classes en fonction de leurs caractéristiques observationnelles, avant de les réunifier en un modèle physique général pouvant expliquer ces différences.

### 1.2.1 La classification des noyaux actifs

Les principales classes de noyaux actifs sont les suivantes.

- **Les quasars.** 3C 273 fait partie de la classe des quasars à forte émission radio appelée *radio-loud* en anglais. La majorité des quasars ont cependant un rayonnement radio beaucoup plus faible par rapport à l'émission de la bosse-bleue et sont appelés *radio-quiet* en anglais. Une nette baisse de la luminosité X et gamma est également associée à la diminution du rayonnement radio.
- **Les galaxies de Seyfert.** Ces galaxies spirales de morphologie normale<sup>2</sup> ont été iden-

<sup>2</sup>Des observations récentes ont montré que les galaxies de Seyfert sont souvent en interactions avec des galaxies voisines et présentent de fortes barres centrales (e.g. Kennicutt 1998).

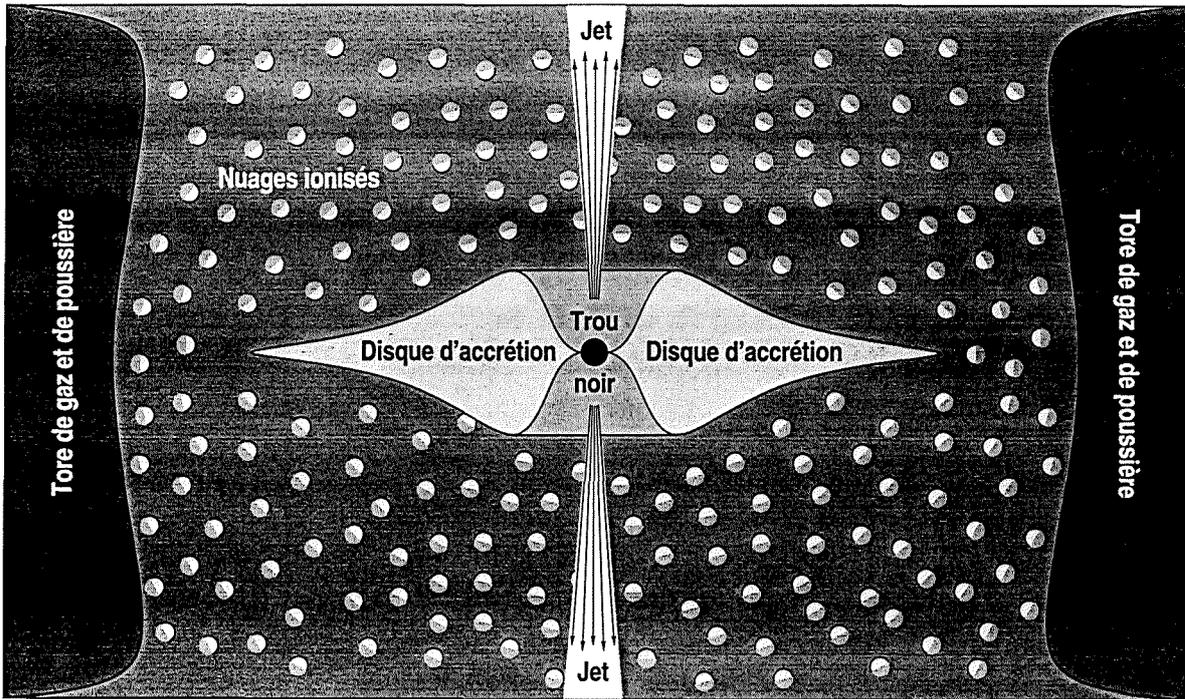


FIG. 1.4 – Représentation schématique de la région centrale d'un noyau actif de galaxie. Les ingrédients essentiels de ce modèle sont un disque d'accrétion autour d'un trou noir massif qui éjecte un jet le long de son axe de rotation. Les nuages de gaz ionisés sont introduits pour expliquer les raies larges en émission. Le tore de poussière permet, quant à lui, d'unifier les galaxies de Seyfert de type 1 et 2 en cachant les régions centrales lorsque celles-ci sont observées au travers du tore (cf. Sect. 1.2.2).

tifiées par Seyfert (1943) comme ayant une émission centrale particulièrement importante. Les propriétés de ces premiers noyaux actifs de galaxie connus sont très semblables à celles des quasars à faible émission radio, mis à part leur plus faible luminosité. Les populations des quasars et des galaxies de Seyfert ne sont pas distinctes de sorte que la séparation fixée à une magnitude absolue de  $M_B = -23$  est arbitraire.<sup>3</sup> Les caractéristiques ci-dessus concernent les galaxies de Seyfert de type 1 ayant des raies larges en émission. La majorité des galaxies de Seyfert est de type 2 et a la particularité de ne présenter que des raies étroites en émission.

- **Les blazars.** Les blazars sont des noyaux actifs à variations fortes et très rapides à toutes les longueurs d'onde. Leur rayonnement optique est fortement polarisé ( $> 3\%$ ) et ils sont de fort émetteurs dans le domaine radio et/ou X et gamma. Le spectre multi-longueur d'onde des blazars, représenté en  $\nu F_\nu$ , est caractérisé par la quasi-absence de la bosse-bleue, laissant un spectre typique à deux bosses comme montré dans la Fig. 1.5 pour 3C 279. Les objets de type **BL Lac** (ou **lacertides**) forment une sous-classe peu lumineuse ( $L \sim 10^{45-46} \text{ erg s}^{-1}$ ) des blazars. Cette sous-classe est caractérisée par des raies en émission très faibles, voire inexistantes.

<sup>3</sup>Cette magnitude correspond à une luminosité de  $L_B \simeq 10^{12} L_\odot \simeq 10^{45.6} \text{ erg s}^{-1}$ , intégrée sur le domaine infrarouge à ultraviolet pour une longueur d'onde  $\lambda$  entre 0.1 et 100  $\mu\text{m}$ , ou encore à une luminosité bolométrique de  $L_{\text{bol}} \simeq 5 \cdot 10^{12} L_\odot \simeq 2 \cdot 10^{46} \text{ erg s}^{-1}$  (Camenzind 1997).

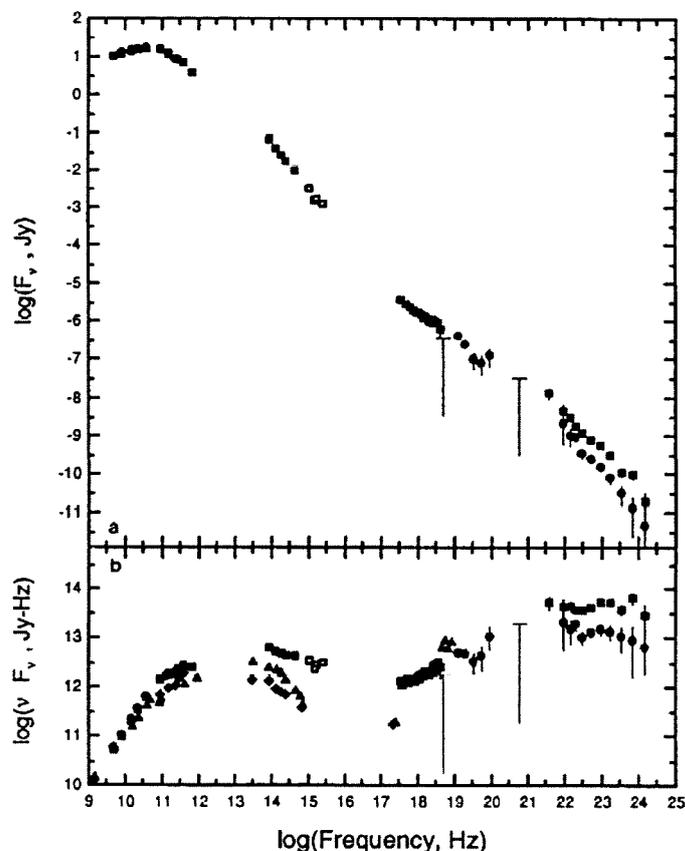


FIG. 1.5 – Le spectre multi-longueur d’onde du blazar 3C 279 est représenté ici tel qu’il a été observé à différentes époques, ce qui illustre ses fortes variations d’une observation à l’autre. *a* La représentation en flux,  $F_\nu$ , où l’on remarquera le spectre radio légèrement inversé ( $\alpha > 0$ ) entre 1 et 100 GHz. *b* La représentation en  $\nu F_\nu$ , où apparaissent clairement les deux bosses caractéristiques des blazars, l’une dans le domaine infrarouge à une fréquence d’environ  $10^{13}$  GHz et l’autre dans le domaine des rayons gamma à une fréquence d’environ  $10^{21}$  GHz. TIRÉ DE: Hartman et al. (1996).

Outre ces trois catégories essentielles, on peut encore mentionner les radio-galaxies et les galaxies à raies d’émission de basse ionisation. Ces dernières sont appelées LINER pour *Low-Ionization Nuclear Emission-line Region* en anglais. Les **radio-galaxies** sont des galaxies elliptiques avec un fort jet radio. Les propriétés et la morphologie de ces jets sont décrits dans la Sect. 7.1. Les **LINER** sont les noyaux actifs les moins lumineux ( $L \sim 10^{41-42}$  erg s $^{-1}$ ) et les plus abondants ( $\sim 50-75\%$  des noyaux actifs). Ils font la transition entre les galaxies passives et les galaxies de Seyfert 2, ont des raies étroites en émission et seraient présents dans environ un quart de toutes les galaxies (Ho et al. 1997). Leur spectre multi-longueur d’onde ne présente généralement pas de bosse-bleue (Ho 1999).

### 1.2.2 Les premières unifications

Une introduction intéressante au projet d’unification des noyaux actifs de galaxie est donnée par Wills (1999). La première unification importante est celle des galaxies de Seyfert de type 1 et 2. Il semblerait que les objets de ces deux classes soient tous de même nature,

mais vus sous des angles différents (e.g. Antonucci 1993). Le modèle généralement admis suppose la présence d'un tore de poussière s'étendant sur des distances d'environ 1 à 100 pc du trou noir (cf. Fig. 1.4). Dans les galaxies de Seyfert 2, ce tore serait vu par la tranche et masquerait les régions internes du noyau actif et en particulier la région d'émission des raies larges. Les raies étroites, émises à plus grande distance, resteraient visibles. Ce modèle d'unification est basé sur l'observation dans la galaxie de Seyfert 2 NGC 1068 de raies larges en lumière visible polarisée (Antonucci & Miller 1985). La polarisation suggère que cette composante large est réfléchiée par de la poussière ou des électrons libres dans du gaz ionisé situé au dessus du plan du tore. L'émission de la source centrale de l'infrarouge jusqu'aux rayons X est également vue que par réflexion, l'absorption visible  $A_V$  du tore de poussière étant de l'ordre de 25 magnitudes ou plus (Wills 1999). L'observation d'un ou de deux cônes symétriques d'ionisation à l'échelle du kpc dans plusieurs galaxies de Seyfert (Pogge 1989) dont NGC 1068 (Pogge 1988) appuie cette interprétation. Par contre, la découverte récente d'une mutation rapide d'un type Seyfert 2 vers un type Seyfert 1, telle qu'elle a été observée dans la galaxie NGC 7582 (Aretxaga 1999), pose d'une part un problème d'interprétation dans le cadre du modèle unifié décrit ci-dessus, mais prouve d'autre part la nature très similaire de ces deux types,

Similairement à cette unification des galaxies de Seyfert basée sur l'orientation, il se pourrait que beaucoup de radio-galaxies soient des quasars radio obscurcis par un tore de poussière (e.g. Barthel 1993). Ceci est suggéré par leur faible luminosité centrale dans le domaine optique et l'absence de raies larges en émission, alors que des raies étroites sont présentes. En fait, les propriétés optiques de nombreuses radio-galaxies correspondent à celles de galaxies de Seyfert 2 ou même de type LINER, malgré la forte émission radio (Ho 1999). Tout récemment, des raies larges en lumière polarisée ont été détectées dans trois radio-galaxies ayant des noyaux de type LINER (Barth et al. 1999). Pour deux (NGC 4261 et NGC 315) de ces trois galaxies elliptiques, le télescope spatial Hubble a effectivement observé un disque de poussière central qui pourrait être l'extension du tore obscurcissant (e.g. Jaffe et al. 1993 pour NGC 4261).

Ce qui distingue les blazars des autres noyaux actifs à forte émission radio est très probablement l'orientation de leur jet dans une direction proche de la ligne de vue. En effet, leur forte émission à très haute énergie et leur rapide variabilité peuvent s'expliquer par des effets relativistes, qui sont dus au fait que la source d'émission synchrotron et Compton-inverse dans le jet s'approche de l'observateur avec une vitesse proche de celle de la lumière (cf. Sect. A.3).

La famille des blazars est cependant très diverse et ce n'est que récemment qu'une unification séduisante a été proposée. Fossati (1999) présente succinctement les points essentiels de cette unification en se basant sur les travaux de Fossati et al. (1998) et de Ghisellini et al. (1998). Les principaux résultats de ces travaux sont les suivants.

- Les deux bosses caractéristiques du spectre multi-longueur d'onde des blazars ont toujours approximativement le même écart logarithmique en fréquence.
- La fréquence du maximum de la bosse à plus basse énergie – et par conséquent également de l'autre – dépend clairement de la luminosité du blazar comme illustré dans la Fig. 1.6. Les sources les moins lumineuses étant décalées vers les plus hautes fréquences.
- L'intensité relative de la bosse à haute fréquence augmente avec la luminosité, ce qui suggère que le rapport  $P_{\text{Compton}}/P_{\text{synch}} = u_{\text{ph}}/u_B$  (cf. Eq. (8.18)) suit la même tendance.
- On peut comprendre les différences au sein de la famille des blazars comme dépendant seulement de la luminosité de l'objet.

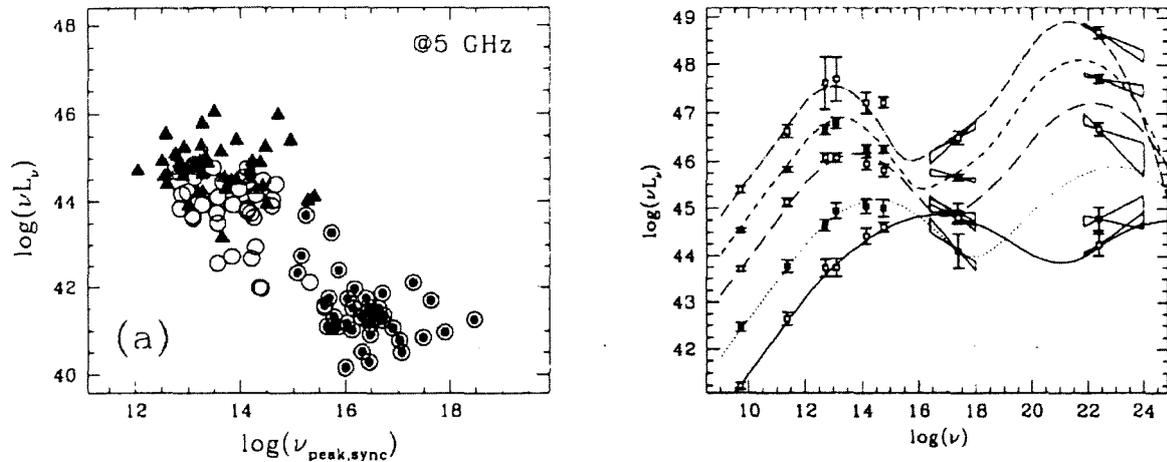


FIG. 1.6 – La figure de droite représente la moyenne des observations au sein de cinq sous-classes de la famille des blazars, qui sont caractérisées par des luminosités différentes. Ces cinq ensembles d'observations sont bien reproduits par les cinq courbes représentant les spectres multi-longueur d'onde en  $\nu F_\nu$ , qui sont typiques pour ces sous-classes. Le graphique de droite illustre le fait que la fréquence du maximum de la bosse à plus basse énergie de ces spectres (la bosse synchrotron) décroît pour des sous-classes ayant des luminosités radio plus fortes. TIRÉ DE: Fossati (1999).

Il ressort de ces considérations que les différents types de blazars ne sont pas distincts, mais forment une séquence continue. Par ordre croissant de luminosité, on aurait d'abord des objets BL Lac à haute fréquence (HBL pour *High-frequency BL Lac*), puis leur frère à plus basse fréquence (LBL pour *Low-frequency BL Lac*) et enfin les quasars à spectre radio plat (FSRQ pour *Flat Spectrum Radio Quasar*). Parmi cette dernière catégorie, on pourrait encore distinguer les quasars à haute polarisation optique (HPQ pour *Highly Polarized Quasar*) comme par exemple 3C 279, et les quasars à basse polarisation optique (LPQ pour *Lowly Polarized Quasar*) comme 3C 273. La dernière catégorie étant la plus lumineuse.

Fossati et al. (1999) essaient d'expliquer cette séquence de manière physique par une augmentation de l'importance d'un champ de rayonnement d'origine externe au jet. Un faible rayonnement externe dans les objets de type BL Lac est suggéré par la quasi-absence de leurs raies d'émission. Dans ce cas, le refroidissement des électrons du jet par interaction Compton-inverse serait plus faible, ce qui permettrait à la distribution des électrons de s'étendre vers des énergies plus élevées et ainsi de produire un flux synchrotron et Compton-inverse à plus haute fréquence. La faible amplitude relative de la bosse Compton à haute énergie dans les objets de type BL Lac s'expliquerait justement par une faible contribution à l'effet Compton-inverse par des photons d'origine externe au jet. Dans les quasars à spectre radio plat, par contre, un fort rayonnement thermique externe au jet est suggéré par une bosse bleue plus ou moins marquée et des raies fortes en émission. Cet apport externe de photons, qui traverse le jet, y refroidirait très rapidement les électrons qui ne pourraient ainsi plus être accélérés vers des énergies très élevées. En conséquence, les bosses d'émission synchrotron et Compton-inverse seraient déplacées vers de plus basses fréquences et la bosse à haute énergie serait plus prononcée à cause de la forte émission Compton-inverse induite par les photons thermiques traversant le jet.

### 1.3 Les caractéristiques de 3C 273

Le 273<sup>ème</sup> objet du troisième catalogue de sources radio de Cambridge (3C 273) a une série de caractéristiques qui en font le quasar le plus étudié et le mieux connu (cf. Courvoisier 1998 pour une revue). Après 3C 48<sup>4</sup>, c'est la deuxième source radio à avoir été identifiée par Hazard et al. (1963) comme coïncidant avec un objet visible ponctuel d'apparence stellaire. 3C 273 est cependant le premier quasar pour lequel une série de raies en émission (cf. Fig. 4.2) a été reconnue comme étant une séquence de raies d'hydrogène décalée vers le rouge (Schmidt 1963).<sup>5</sup> L'interprétation cosmologique de ce décalage spectral (cf. Sect. A.5.1) projette 3C 273 à une distance de l'ordre du milliard d'années lumière<sup>6</sup> et transforme cette étoile faible en apparence<sup>7</sup> en un objet environ  $10^{14}$  fois plus lumineux que le soleil, soit mille fois plus lumineux que la Voie lactée (cf. Sect. B.5).

3C 273 est un quasar particulièrement facile à observer grâce à sa brillance relativement forte, mais aussi grâce à sa position privilégiée dans le ciel.<sup>8</sup> 3C 273 a le double avantage d'être proche de l'équateur céleste, ce qui permet son observation depuis les deux hémisphères, et à haute latitude galactique, ce qui minimise les effets d'absorption interstellaire dus au gaz et à la poussière le long de la ligne de vue. Cette position privilégiée a le seul désavantage d'être trop proche de la trajectoire apparente du soleil, sur la voûte céleste, ce qui empêche l'observation de 3C 273 de juillet à décembre dans le domaine infrarouge à ultraviolet.

#### 1.3.1 Le jet de 3C 273

3C 273 est non seulement relativement proche, lumineux et bien situé sur la sphère céleste, mais a également des propriétés physiques très intéressantes qu'elles soient intrinsèques ou liées à son orientation par rapport à la Terre. Une caractéristique essentielle de 3C 273 est son jet optique et radio montré dans la Fig. 1.2 qui se termine par une source brillante à  $21.5''$  d'arc du quasar (Conway et al. 1993). Le jet présente des caractéristiques similaires dans l'infrarouge proche (Neumann et al. 1997). Des observations dans le domaine des rayons X ont également révélé une source diffuse, qui coïncide avec le jet à une distance de  $15''$  d'arc du quasar (Röser et al. 1996). L'extension du jet radio de  $21.5''$  d'arc à la distance angulaire de  $D_A = D_L/(1+z)^2 = 381 h^{-1} \text{ Mpc}$  (cf. Sect. A.5.2) correspond à une longueur de  $40 h^{-1} \text{ kpc} \simeq 61 \text{ kpc}$  pour  $q_0 = 0$  et  $h \simeq 0.65$ . En tenant compte du fait que l'angle entre le jet de 3C 273 et la ligne de vue est de l'ordre de 0.1 radian, soit environ 5 à 10 degrés,<sup>9</sup> son

<sup>4</sup>Le quasar 3C 48 est la première source radio découverte comme coïncidant avec une source d'apparence stellaire plutôt qu'une galaxie (Matthews et al. 1961). Son redshift élevé de  $z = 0.3675$  fut obtenu après celui de 3C 273 par Greenstein & Matthews (1963).

<sup>5</sup>L'histoire passionnante de la découverte des quasars et en particulier de 3C 273 est racontée en détails par Robson (1996).

<sup>6</sup>Le redshift de 3C 273 est  $z = 0.158$ , ce qui correspond à une distance de luminosité de  $511 h^{-1} \text{ Mpc} \simeq 786 \text{ Mpc}$  en utilisant l'Eq. (A.50) avec  $q_0 = 0$  et où  $h \simeq 0.65$  est défini par l'Eq. (A.47).

<sup>7</sup>3C 273, bien qu'étant le quasar le plus brillant dans le ciel, n'est qu'un objet de 13<sup>ème</sup> magnitude ( $m_V \simeq 12.9$  en moyenne).

<sup>8</sup>Les coordonnées équatoriales de 3C 273 sont  $\alpha_{2000} = 12^{\text{h}}29^{\text{m}}06.70^{\text{s}}$  et  $\delta_{2000} = +02^{\circ}03'08.6''$  et ses coordonnées galactiques sont  $l = 289.95$  et  $b = +64.36$ .

<sup>9</sup>Ces estimations sont dérivées des vitesses superlumines (cf. Sect. A.4 et Fig. 1.7) observées dans les régions les plus internes du jet (e.g. Unwin et al. 1985). Je fais ici l'hypothèse que la direction du jet est constante; il est cependant probable que le jet soit incurvé de sorte que sa direction par rapport à la ligne de vue augmente avec la distance. En effet, le jet, vu en projection, est légèrement courbé à environ 5 millisecondes d'arc du quasar (Abraham et al. 1996).

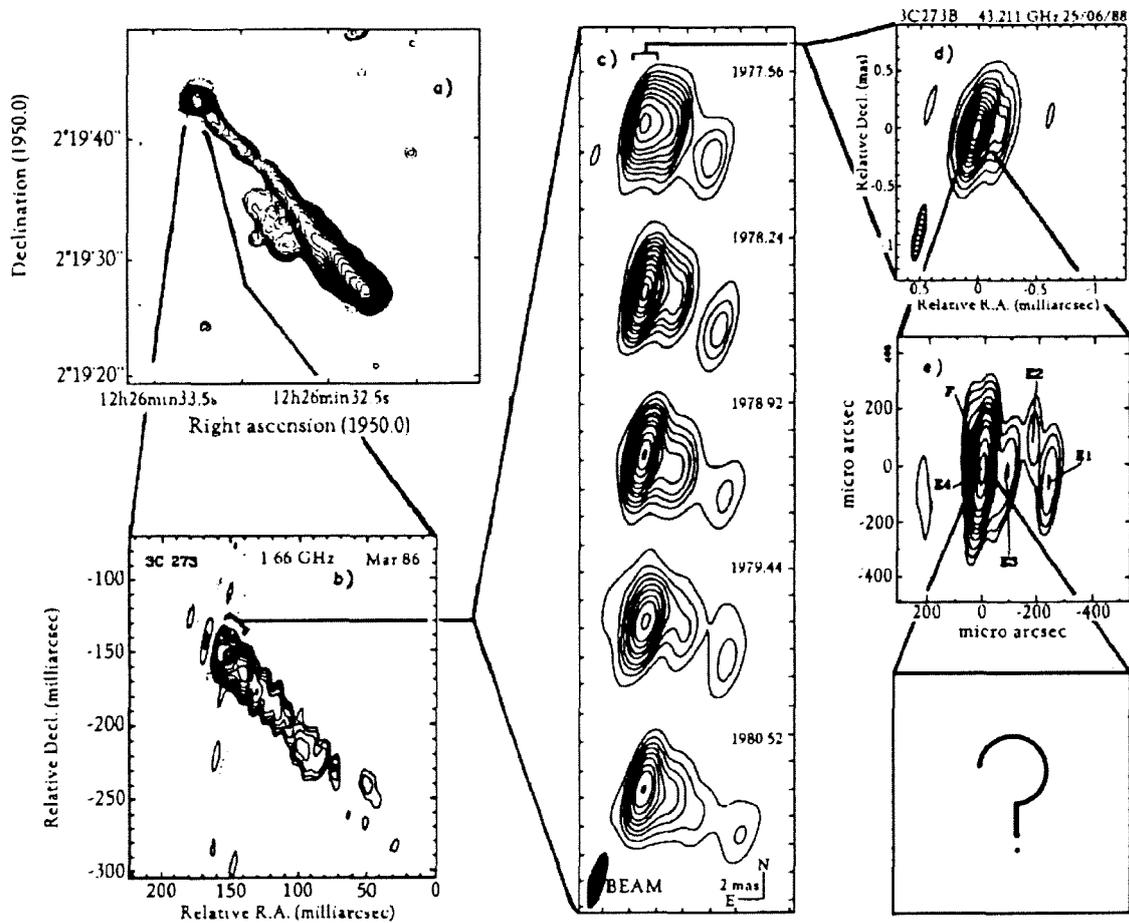


FIG. 1.7 – Un zoom complet dans le jet radio du quasar 3C 273 jusqu'aux limites des possibilités de l'instrumentation actuelle. La nature fractale des structures dans le jet apparaît clairement. Le déplacement superluminaire des nodules est illustré par la séquence d'images au centre de la figure. TIRÉ DE: Camenzind (1997). ORIGINAL DE: Schilizzi (1992).

extension réelle pourrait être encore environ 10 fois supérieure, soit une vingtaine de fois le diamètre de notre galaxie. Le jet de 3C 273 s'étend bien au delà de la galaxie hôte identifiée comme étant une galaxie elliptique de type E4 (Bahcall et al. 1997). Ce long jet, avec une luminosité radio augmentant avec la distance jusqu'à une source brillante, est clairement un jet de type Fanaroff-Riley II semblable à celui de Cygnus A (cf. Sect. 7.1). Le spectre de cette source terminale est typique pour une source de rayonnement synchrotron optiquement mince. Elle a une pente spectrale de  $\alpha_{\text{thin}} \approx -0.5$  à très basse fréquence, une cassure à une fréquence de  $\sim 1$  GHz vers une pente plus raide de  $\alpha_{\text{thin}} \approx -1.0$  et une coupure exponentielle dans l'infrarouge proche, à une fréquence de  $\sim 10^{14}$  Hz (Meisenheimer et al. 1989 ; Conway et al. 1993). Aux plus basses fréquences ( $< 1$  GHz), l'extrémité brillante du jet est plus intense que la base du jet associée au quasar lui-même. C'est pourquoi, lorsqu' on a découvert, grâce à des mesures d'occultation lunaire effectuées le 5 août 1962 à 136 et 410 MHz, que 3C 273 était une source radio double, l'extrémité du jet a été nommée 3C 273A, alors que le quasar lui-même a été appelé 3C 273B (Hazard et al. 1963). A plus haute fréquence, cependant, le

coeur du jet (3C 273B) est clairement la source principale et présente de fortes variations de flux. La compréhension de ces variations en termes d'ondes de choc se déplaçant le long du jet sous la forme de nodules superluminiques est le principal sujet de cette thèse et sera abordé en détails dans la Partie III.

### 1.3.2 La double nature de 3C 273

Le quasar 3C 273 est une des rares sources détectées à des énergies au-delà de 100 MeV, par l'instrument EGRET (*Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope*), à bord du satellite Compton-GRO (*Compton Gamma-Ray Observatory*). La forte émission X et gamma de 3C 273, qui atteint sa puissance maximale à une énergie d'environ 1 MeV, est une caractéristique des blazars et serait due à un processus Compton-inverse, lors duquel les électrons relativistes du jet transmettent une partie de leur énergie aux photons ambiants. Ces photons sont soit des photons synchrotrons émis dans le jet, soit des photons thermiques de la bosse-bleue émis aux alentours du trou noir central et traversant le jet. Les caractéristiques de 3C 273, qui sont typiques des blazars, sont très probablement toutes liées à la présence de son jet pointant dans une direction proche de la ligne de vue.

Dans la famille des blazars (cf. Sect. 1.2.2), 3C 273 serait classé comme un quasar à spectre radio plat<sup>10</sup> (FSRQ) de faible polarisation optique (LPQ). Comparé à 3C 279 (cf. Fig. 1.5) et à d'autres blazars, 3C 273 a la particularité d'avoir un très important rayonnement optique et ultraviolet, accompagné de fortes raies en émission. Cette bosse-bleue très prononcée est caractéristique des galaxies de Seyfert 1 (cf. Sect. 1.2.1).

Traditionnellement, on peut voir le quasar 3C 273 comme un objet hybride, dans lequel coexistent, avec des importances comparables, à la fois des propriétés typiques des galaxies de Seyfert et des blazars. En tenant compte de l'unification récente des blazars, telle qu'elle est présentée à la fin de la Sect. 1.2.2, 3C 273 ne serait pas un objet atypique, mais simplement un cas extrême dans la séquence des blazars. Ainsi, en étudiant 3C 273, on étudie le phénomène des noyaux actifs dans toute sa complexité et avec le secret espoir qu'il soit la clef vers une unification complète des noyaux actifs de galaxie pouvant faire le lien entre les propriétés de type Seyfert et celles de type blazar apparemment si différentes.

## Références

- Abraham Z., Carrara E.A., Zensus J.A., Unwin S.C., 1996, *A&AS* 115, 543  
Antonucci R.R.J., 1993, *ARA&A* 31, 473  
Antonucci R.R.J., Miller J.S., 1985, *ApJ* 297, 621  
Aretxaga I., Joguet B., Kunth D., Melnick J., Terlevich R.J., 1999, *ApJ* 519, L123  
Bahcall J.N., Kirhakos S., Schneider D.P., et al., 1995, *ApJ* 452, L91  
Bahcall J.N., Kirhakos S., Saxe D.H., Schneider D.P., 1997, *ApJ* 479, 642  
Barth A.J., Filippenko A.V., Moran E.C., 1999, *ApJ* 525, 673  
Barthel P., 1993, *Nat* 362, 326  
Blandford R.D., 1990. In : *Active Galactic Nuclei*, Courvoisier T.J.-L., Mayor M. (eds.), Saas-Fee Advanced Course 20, Springer-Verlag, p. 161  
Camenzind M., 1997. *Les noyaux actifs de galaxies : galaxies de Seyfert, QSO, quasars, lacertides et radiogalaxies*, Trad. de l'allemand par A. Boucher, *Lecture Notes in Physics*, Springer-Verlag, Heidelberg  
Collin-Souffrin S., 1991, *A&A* 249, 344

<sup>10</sup>Le spectre de 3C 273 est globalement plat entre  $\sim 1$  GHz et 100 GHz.

- Conway R.G., Garrington S.T., Perley R.A., Biretta J.A., 1993, *A&A* 267, 347
- Courvoisier T.J.-L., 1998, *A&AR* 9, 1
- Courvoisier T.J.-L., Clavel J., 1991, *A&A* 248, 389
- Courvoisier T.J.-L., Paltani S., Walter R., 1996, *A&A* 308, L17
- Fossati G., 1999. In : *BL Lac Phenomenon*, Takalo L.O., Sillanpää A. (eds.), *ASP Conf. Series*, Vol. 159, p. 351
- Fossati G., Maraschi L., Celotti A., Comastri A., Ghisellini G., 1998, *MNRAS* 299, 433
- Ghisellini G., Celotti A., Fossati G., Maraschi L., Comastri A., 1998, *MNRAS* 301, 451
- Greenstein J.L., Matthews T.A., 1963, *Nat* 197, 1041
- Hartman R.C., Webb J.R., Marscher A.P., et al., 1996, *ApJ* 461, 698
- Hazard C., Mackey M.B., Shimmins A.J., 1963, *Nat* 197, 1037
- Henri G., Petrucci P.O., 1997, *A&A* 326, 87
- Ho L.C., 1999, *ApJ* 516, 672
- Ho L.C., Filippenko A.V., Sargent W.L.W., 1997, *ApJ* 487, 568
- Jaffe W., Ford H.C., O'Connell R.W., Ferrarese L., van den Bosch F., 1993, *Nat* 364, 213
- Kembhavi A.K., Narlikar J.V., 1999. *Quasars and Active Galactic Nuclei : An Introduction*, Cambridge University Press
- Kennicutt R.C., 1998. In : *Galaxies : Interactions and Induced Star Formation*, Friedli D., Martinet L., Pfenniger D. (eds.), *Saas-Fee Advanced Course 26*, Springer-Verlag, p. 1
- Krolik J.H., 1999. *Active galactic nuclei : from the central black hole to the galactic environment*, Princeton Series in Astrophysics, Princeton University Press
- Matthews T.A., Bolton J.G., Greenstein J.L., Münch G., Sandage A.R., 1961, *Sky & Telescope* 21, 148
- Meisenheimer K., Röser H.-J., Hiltner P.R., et al., 1989, *A&A* 219, 63
- Neumann M., Meisenheimer K., Röser H.-J., 1997, *A&A* 326, 69
- Paltani S., 1996. *Contraintes sur les modèles de noyau actif de galaxie par l'utilisation de la variabilité*, Thèse de doctorat, Université de Genève
- Peterson B.M., 1997. *An introduction to active galactic nuclei*, Cambridge University Press
- Pogge R.W., 1988, *ApJ* 328, 519
- Pogge R.W., 1989, *ApJ* 345, 730
- Robson I., 1996. *Active Galactic Nuclei*, Wiley-Praxis Series in Astronomy and Astrophysics, John Wiley & Sons Ltd
- Röser H.-J., Meisenheimer K., Neumann M., Conway R.G., 1996. In : *Röntgenstrahlung from the Universe*, Zimmermann H.U., Trümper J., Yorke H. (eds.), *MPE Report* 263, p. 499
- Schmidt M., 1963, *Nat* 197, 1040
- Schilizzi R.T., 1992. In : *Extragalactic Radio Sources – From Beams to Jets*. Roland J., Sol H., Pelletier G. (eds.), Cambridge University Press, p. 92
- Seyfert C.K., 1943, *ApJ* 97, 28
- Shakura N.I., Sunyaev R.A., 1973, *A&A* 24, 337
- Unwin S.C., Cohen M.H., Biretta J.A., et al., 1985, *ApJ* 289, 109
- Wang J.-X., Zhou Y.-Y., Wang T.-G., 1999, *ApJ* 523, L129
- Wills B.J., 1999, *Introduction to Unified Schemes*. In : *Quasars and Cosmology*, Ferland G., Baldwin J. (eds.), *ASP Conf. Series*, Vol. 162, p. 101

## Chapitre 2

# 30 ans d'observations multi-longueur d'onde de 3C 273

### Préambule

Thierry Courvoisier est depuis longtemps associé à l'étude du quasar 3C 273, ce qui lui a valu d'avoir été récemment sollicité pour écrire un article de revue sur cet objet (Courvoisier 1998). Son intérêt particulier pour ce quasar remonte à 1982, quand, pour la première fois, de fortes variations ultraviolettes ont été découvertes dans 3C 273 par le satellite IUE (*International Ultraviolet Explorer*) (Courvoisier & Ulrich 1985). Curieusement, ces variations, ou du moins leur amplitude, furent inattendues, malgré la connaissance de la variabilité de 3C 273 dans le domaine visible. A l'époque, la variabilité des quasars n'était pas suffisamment prise en considération, les préoccupations du moment étant d'avantage orientées vers l'explication de leur très grande luminosité. La découverte de l'intense variabilité ultraviolette, suivie de celle d'une forte éruption synchrotron, qui a dominé l'émission infrarouge à millimétrique de 3C 273 en février 1983 (Robson et al. 1983), ont certainement stimulé la campagne d'observations multi-longueurs d'onde de ce quasar. L'effort observationnel des années 80 a mené à deux publications sur les propriétés multi-longueurs d'onde de 3C 273 (Courvoisier et al. 1987, 1990) et à plusieurs publications plus spécifiques : Courvoisier et al. (1988) pour l'éruption synchrotron de 1988 vue dans le domaine visible et infrarouge ; Robson et al. (1986) pour les variations spectrales du radio à l'infrarouge ; Ulrich et al. (1988) pour la variabilité ultraviolette ; et Turner et al. (1990) pour le rayonnement X.

Durant le début des années 90, bien que l'effort observationnel se soit poursuivi, l'étude multi-longueur d'onde de 3C 273 s'essouffla un peu. Sur le plan des publications, on ne relèvera que l'étude sur le lien entre les variations des rayons X et celles de l'ultraviolet de Walter & Courvoisier (1992) et l'analyse de la variabilité dans le domaine millimétrique à radio de Robson et al. (1993). Cette relative démotivation fut probablement due à la prise de conscience que le comportement de la variabilité en fonction de la longueur d'onde de 3C 273 était plus complexe qu'attendu. Si, durant les années 80, on pouvait encore espérer trouver un lien simple entre l'émission dans les différents domaines du spectre, force était de constater, au début des années 90, que s'il devait y avoir un lien, celui-ci était loin d'être simple.

A partir de 1995, il y eut un regain d'intérêt pour 3C 273 suite à sa détection dans le domaine gamma à très haute énergie par l'instrument EGRET du satellite américain Compton-GRO. Deux articles ont marqué cet événement en publiant le spectre multi-longueur d'onde

de 3C 273 observé quasi-simultanément du domaine radio au rayonnement gamma (Lichti et al. 1995 ; von Montigny et al. 1997). A la fin de 1997, deux importants piliers de l'observation de 3C 273 avaient cessé leur activité. C'est d'abord la fin des opérations du satellite IUE en 1996, puis la désaffectation du télescope suisse de 70 cm à La Silla en 1997 qui stoppèrent brusquement la campagne d'observations de la bosse-bleue de 3C 273, menée simultanément par ces deux télescopes pendant plus de dix ans. Il était, par conséquent, opportun de publier l'ensemble des données de 3C 273 que nous – d'abord Stéphane Paltani, puis moi-même – avions rassemblées dans une structure facilement utilisable : la base de données de 3C 273. En me lançant dans cette entreprise, je me suis rapidement laissé prendre par la curiosité en me mettant à la recherche de toutes les données de 3C 273, dès sa première identification dans le domaine radio datant de plus de 30 ans (cf. Sect. 1.3).

La publication qui suit est le fruit de cette recherche minutieuse des observations de 3C 273. Les données, contenues dans une centaine de publications, ont été homogénéisées dans une seule et même structure contenant la date de l'observation, sa longueur d'onde, sa densité de flux, l'incertitude sur ce flux et la référence de la publication originale. Les dates juliennes et les jours du calendrier ont été convertis en année fractionnaire. Les magnitudes du domaine visible et infrarouge ont été exprimées en Jansky ( $1 \text{ Jy} = 10^{-23} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ ), ce qui n'a pas toujours été facile, en raison des différents filtres utilisés par divers observatoires. Le système photométrique de Genève a été choisi comme référence, de sorte que les séries de mesures d'autres observatoires ont été recalibrées par rapport à cette référence en ajustant les observations effectuées quasi-simultanément dans les deux systèmes photométriques.

Dans le domaine ultraviolet, nous avons extrait huit courbes de lumière à partir des spectres IUE en prenant la moyenne du flux dans des bandes spectrales pas ou peu contaminées par des raies. Certains spectres, ayant une calibration en flux douteuse, ont été identifiés et spécifiés comme tels. Dans le domaine des rayons X et gamma, il est usuel d'ajuster les observations avec une loi de puissance. Les différentes courbes de lumière à haute énergie ont été construites en utilisant les paramètres de ces ajustements.

La base de données complète forme un ensemble cohérent de près de 20 000 observations réparties dans 70 courbes de lumière qui couvrent tout le spectre électromagnétique, du domaine radio ( $\nu = 10 \text{ MHz}$ ) au domaine gamma ( $E = 1 \text{ GeV}$ ). C'est la première fois que l'ensemble des observations d'un objet astronomique a été regroupé de la sorte et rendu accessible grâce à Internet. Cette base de données sera maintenue à jour en espérant qu'elle puisse stimuler des études de variabilité multi-longueur d'onde dans la communauté astronomique mondiale.

## Références

- Courvoisier T.J.-L., 1998, *A&AR* 9, 1  
Courvoisier T.J.-L., Ulrich M.-H., 1985, *Nat* 316, 524  
Courvoisier T.J.-L., Turner M.J.L., Robson E.I., et al., 1987, *A&A* 176, 197  
Courvoisier T.J.-L., Robson E.I., Blecha A., et al., 1988, *Nat* 335, 330  
Courvoisier T.J.-L., Robson E.I., Blecha A., et al., 1990, *A&A* 234, 73  
Lichti G.G., Balonek T., Courvoisier T.J.-L., et al., 1995, *A&A* 298, 711  
Robson E.I., Gear W.K., Brown L.M.J., et al., 1986, *Nat* 323, 134  
Robson E.I., Litchfield S.J., Gear W.K., et al., 1993, *MNRAS* 262, 249  
Turner M.J.L., Williams O.R., Courvoisier T.J.-L., et al., 1990, *MNRAS* 244, 310  
Ulrich M.-H., Courvoisier T.J.-L., Wamsteker W., 1988, *A&A* 204, 21  
von Montigny C., Aller H.D., Aller M.F., et al., 1997, *ApJ* 483, 161  
Walter R., Courvoisier T.J.-L., 1992, *A&A* 258, 255

**30 years of multi-wavelength observations of 3C 273\***

M. Türlér<sup>1,2</sup>, S. Paltani<sup>1,2</sup>, T.J.-L. Courvoisier<sup>1,2</sup>, M.F. Aller<sup>3</sup>, H.D. Aller<sup>3</sup>, A. Blecha<sup>1</sup>, P. Bouchet<sup>4,5</sup>, M. Lainela<sup>6</sup>, I.M. McHardy<sup>7</sup>, E.I. Robson<sup>8,9</sup>, J.A. Stevens<sup>9,10</sup>, H. Teräsranta<sup>11</sup>, M. Tornikoski<sup>11</sup>, M.-H. Ulrich<sup>12</sup>, E.B. Waltman<sup>13</sup>, W. Wamsteker<sup>14</sup>, and M.C.H. Wright<sup>15</sup>

<sup>1</sup> Geneva Observatory, ch. des Maillettes 51, CH-1290 Sauverny, Switzerland<sup>2</sup> INTEGRAL Science Data Centre, ch. d'Écogia 16, CH-1290 Versoix, Switzerland<sup>3</sup> University of Michigan, Department of Astronomy, 817 Dennison Building, Ann Arbor, MI 48 109, USA<sup>4</sup> European Southern Observatory, Casilla 19 001, Santiago 19, Chile<sup>5</sup> Cerro Tololo Inter-American Observatory, Casilla 603 – La Serena, Chile<sup>6</sup> Tuorla Observatory, Väisäläntie 20, FIN-21 500 Piikkiö, Finland<sup>7</sup> Department of Physics, University of Southampton, Southampton SO9 5NH, United Kingdom<sup>8</sup> Centre for Astrophysics, University of Central Lancashire, Preston, PR1 2HE, United Kingdom<sup>9</sup> Joint Astronomy Centre, 660 North A'ohōkū Place, University Park, Hilo, Hawaii 96 720, USA<sup>10</sup> Mullard Space Science Laboratory, University College London, Holmbury St. Mary, Dorking, Surrey RH5 6NT, United Kingdom<sup>11</sup> Metsähovi Radio Observatory, Metsähovintie, FIN-02 540 Kylmälä, Finland<sup>12</sup> European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Strasse 2, D-85 748 Garching bei München, Germany<sup>13</sup> Remote Sensing Division, Naval Research Laboratory, Washington, DC 20 375-5351, USA<sup>14</sup> ESA-Vilspa, P.O. Box 50 727, E-28 080 Madrid, Spain<sup>15</sup> Department of Astronomy, University of California, Berkeley, CA 94 720, USA

Received June 23; accepted July 23, 1998

**Abstract.** We present a wide multi-wavelength database of most observations of the quasar 3C 273 obtained during the last 30 years. This database is the most complete set of observations available for an active galactic nucleus (AGN). It contains nearly 20 000 observations grouped together into 70 light curves covering 16 orders of magnitude in frequency from the radio to the  $\gamma$ -ray domain.

The database is constituted of many previously unpublished observations and of most publicly available data gathered in the literature and on the World Wide Web (WWW). It is complete to the best of our knowledge, except in the optical (UBV) domain where we chose not to add all observations from the literature. In addition to the photometric data, we present the spectra of 3C 273 obtained by the International Ultraviolet Explorer (IUE) satellite. In the X-ray domain, we used the spectral fit parameters from the literature to construct the light curves.

Apart from describing the data, we show the most representative light curves and the average spectrum of 3C 273. The database is available on the WWW in a homogeneous and clear form and we wish to update it regularly by adding new observations.

**Key words:** astronomical data bases: miscellaneous – galaxies: active – quasars: individual: 3C 273 – radio continuum: galaxies – ultraviolet: galaxies – X-rays: galaxies

**1. Introduction**

3C 273 is the brightest quasar on the sky, with a mean V band magnitude of 12.9. It can be easily observed from both hemispheres, thanks to its position very close to the celestial equator:  $\alpha = 12^{\text{h}}29^{\text{m}}06.70^{\text{s}}$ ,  $\delta = +02^{\circ}03'08.6''$  (J2000.0) and at high galactic latitude:  $l = 289.95$ ,  $b = +64.36$ . The redshift of 3C 273 is  $z = 0.158$ , which corresponds to an effective distance of  $440 h^{-1}$  Mpc, with a Hubble constant defined as  $H_0 = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  and a deceleration parameter of  $q_0 = 0.05$ . The mean bolometric flux received from 3C 273 between  $10^7$  and  $10^{25}$  Hz (see Fig. 6) is  $1.9 \cdot 10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . If the whole spectrum of 3C 273 is emitted isotropically, this flux would correspond to a bolometric luminosity of  $6.0 \cdot 10^{46} h^{-2} \text{ erg s}^{-1}$ . The host galaxy of 3C 273 is an elliptical (E4) galaxy, which has an outer radius of about  $15''$  and a V band magnitude of 16.4 (Bahcall et al. 1997).

3C 273 has a jet with apparent superluminal motion that ends with a hot spot called 3C 273A. It is among the few active galactic nuclei (AGN) detected at energies above 100 MeV by the Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope (EGRET) on board the Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO) and is thus often classified as a blazar despite its prominent blue-bump and its strong emission-lines. This coexistence of blazar- and Seyfert-like properties makes 3C 273 be a very interesting but complex object.

The detection of strong ultraviolet variability in 1982 (Courvoisier & Ulrich 1985) was at the origin of the multi-wavelength monitoring campaign that started in 1983. This observation effort, which is still going on, led to several publi-

Send offprint requests to: M. Türlér (ISDC)

\* Data available at: <http://obswww.unige.ch/3c273/>

Correspondence to: Marc.Turler@obs.unige.ch

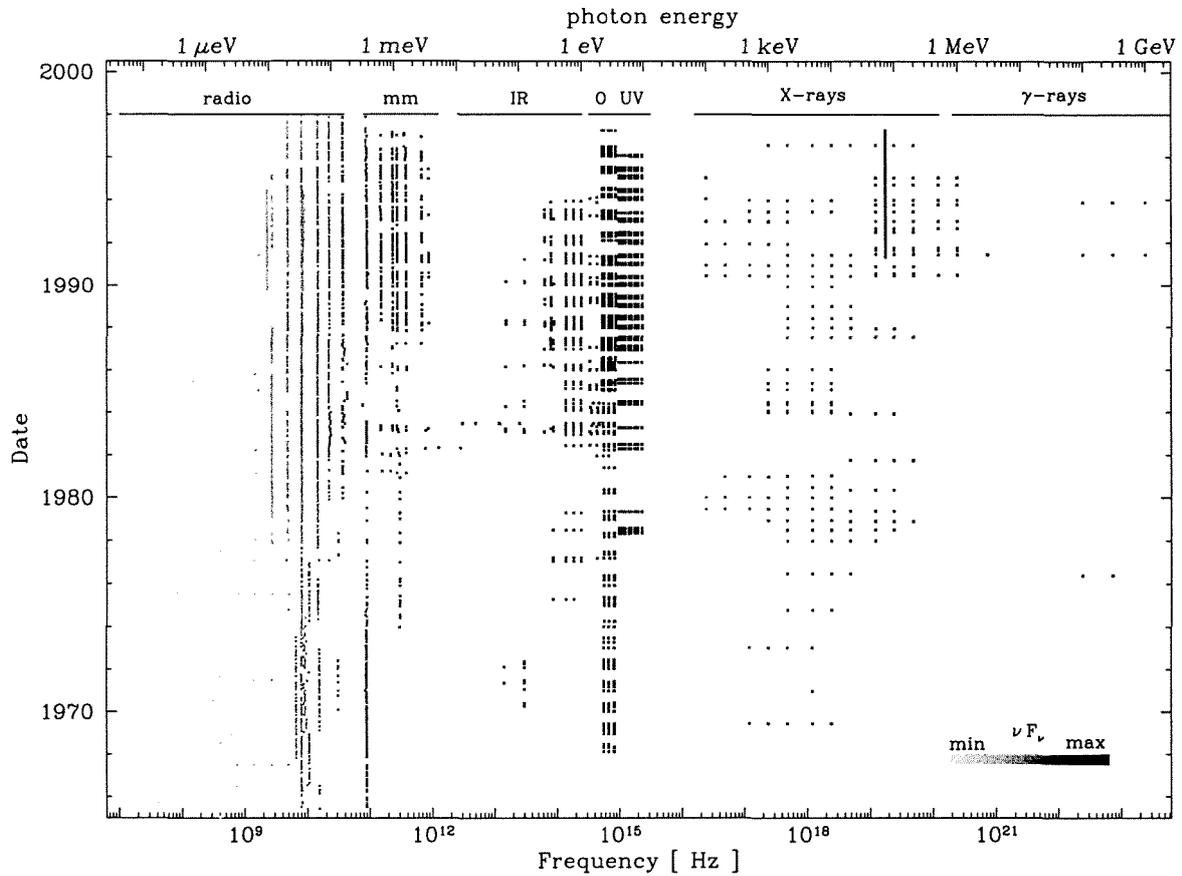


Fig. 1. Time versus frequency distribution of all observations of 3C 273 presently in the database. This figure summarizes more than 30 years of observations in the spectral range from 10 MHz to 1 GeV, covering 16 orders of magnitude in frequency. The relative intensity of the observed flux ( $\log(\nu F_\nu)$ ) is given by a greyscale

on the multi-wavelength properties of 3C 273 (Courvoisier et al. 1987, 1990; Lichti et al. 1995; von Montigny et al. 1997). More detailed variability studies in specific spectral domains were also possible with these observations (e.g. Turner et al. 1990; Cappi et al. 1998 (X-rays); Ulrich et al. 1988 (ultraviolet); Courvoisier et al. 1988 (optical and infrared); Robson et al. 1993 (infrared to radio); Stevens et al. 1998 (millimetre to radio)).

The end of the IUE operations and the writing of a review paper on 3C 273 (Courvoisier 1998) is a good opportunity to make all these data available. The aim of this contribution is to present and to maintain a high quality publicly available database of most observations of 3C 273. Publishing such a wide database is not a goal in itself, but has the purpose to stimulate variability analyses by a large community of astronomers. The huge effort of observing 3C 273 during more than 30 years should lead to a better understanding of this object and hence of AGN in general. The detailed studies of the blue-bump variabil-

ity (Paltani et al. 1998) and of the millimetre-to-radio flaring behaviour (Türler et al. in preparation) are examples of what can be done with these data and we hope that this analysis effort will continue elsewhere, thanks to this database.

## 2. Radio observations

We grouped together all radio measurements into 17 light curves from 15 MHz to 37 GHz (see Table 1). The 8.0 GHz light curve obtained with the 26 m radio telescope of the University of Michigan Radio Astronomy Observatory (UMRAO) is the most complete light curve of 3C 273 obtained by a single observatory during more than 30 years (see Fig. 2). It is therefore given alone in the database, whereas other observations around 8 GHz are included in the 10 GHz light curve. The UMRAO monitoring of 3C 273 at 14.5 GHz and 4.8 GHz started respectively in 1974 and in 1978. The 5 GHz and the 15 GHz light curves contain mainly these obser-

vations. Details on the instrumentation and the calibration used at the UMRAO are given by Aller et al. (1985) together with the data obtained until 1984. We do not include here the polarization observations, which are publicly available at the UMRAO Database Interface on the WWW at <http://www.astro.lsa.umich.edu/obs/radiotel/umrao.html>.

Shorter wavelengths radio observations at 22.2 and 36.8 GHz were performed since 1980 both with the 14 m telescope of the Metsähovi Radio Observatory, Finland and with the 22 m telescope of the Crimean Astrophysical Observatory, Ukraine. The 22 GHz and 37 GHz light curves are very well sampled since 1986 except for a gap in the summer of 1994 due to the replacement of the Metsähovi antenna (see Fig. 2). The observations during 1980–85 and during 1985–90 are respectively published in Salonen et al. (1987) and in Teräsraanta et al. (1992), together with details on the measurement methods and the calibrations. Calibrations at 22 GHz were usually performed with the nearby source 3C 274 (Virgo A, M 87), whose flux was taken to be 21.7 Jy. Since there might have been a recent outburst in 3C 274, the 22 GHz data from Metsähovi presented here are only calibrated with the primary calibrator DR 21. We therefore have the same calibration procedure at 22 and 37 GHz. The differences between the two calibrations are generally within the uncertainties.

Daily observations of 3C 273 were performed by the Green Bank Interferometer (GBI) at 2.7 GHz and at 8.1 GHz from 1979 to 1988. This huge data set was published by Waltman et al. (1991). Additional observations carried out with new receivers at 2.25 GHz and at 8.3 GHz from 1989 to 1994 are also included in the database. The GBI light curves display brightness dips, which occur when the sun is too close to 3C 273 on the sky. Since the GBI is an interferometer, it does not measure the total flux of an extended source like 3C 273. It is therefore difficult to compare the GBI measurements with single dish telescope observations. For clarity, the GBI data are stored in separate files.

Other repeated radio observations from the literature were added to the database. Observations at 2.7, 4.75 and 10.55 GHz from the 100 m telescope at Effelsberg, Germany reported in von Montigny et al. (1997) were added to the 2.5 GHz, the 5 GHz and the 10 GHz light curves respectively. The 5 GHz and 10 GHz light curves also contain earlier observations at 6.6 GHz and at 10.6 GHz from the 46 m telescope of the Algonquin Radio Observatory (Medd et al. 1972; Andrew et al. 1978). Observations at 7.8, 7.9 and 15.5 GHz from the 37 m antenna of the Haystack Radio Observatory are included in the 10 GHz and in the 15 GHz light curves (Allen & Barrett 1966; Dent & Kapitzky 1976; Dent & Kojoian 1972; Dent et al. 1974). We also added to the 22 GHz and 37 GHz light curves the 22 and 44 GHz observations from the 13.7 m Itapetinga radio telescope, Brazil (Botti & Abraham 1988) and the 24 GHz observations from the UMRAO (Haddock et al. 1987). Finally, we included in the 37 GHz light curve a few earlier observations at 31.4 GHz made with the 11 m antenna of the National Radio Astronomical Observatory (NRAO) at Kitt Peak (Dent & Hobbs 1973).

**Table 1.** The radio and mm/submm light curves of 3C 273 in the database. The light curves are characterized by the date range (Epoch) between the first and the last observation, the number  $N$  of observations, the mean frequency  $\bar{\nu}$  in Hz, the mean flux density  $\overline{F_\nu}$  in Jy and the dispersion  $\sigma_\nu$  in Jy

Light curve	Epoch	$N$	$\bar{\nu}$	$\overline{F_\nu}$	$\sigma_\nu$
15 MHz	1975–75	3	$1.47 \cdot 10^7$	451.4	57.5
22 MHz	1975–75	2	$2.25 \cdot 10^7$	316.1	33.1
40 MHz	1965–66	2	$3.98 \cdot 10^7$	204.7	69.7
100 MHz	1962–81	4	$9.95 \cdot 10^7$	138.2	33.6
200 MHz	1963–85	8	$1.95 \cdot 10^8$	81.9	9.3
400 MHz	1962–81	16	$3.97 \cdot 10^8$	59.8	4.4
800 MHz	1963–75	11	$7.58 \cdot 10^8$	48.9	3.2
1.5 GHz	1962–91	11	$1.48 \cdot 10^9$	40.8	5.5
GBI 2 GHz	1979–94	2831	$2.59 \cdot 10^9$	35.0	5.7
2.7 GHz	1964–95	37	$2.70 \cdot 10^9$	41.5	3.3
5 GHz	1967–97	548	$5.00 \cdot 10^9$	38.4	4.3
8.0 GHz	1965–97	1242	$8.00 \cdot 10^9$	39.3	5.6
GBI 8 GHz	1979–94	3061	$8.14 \cdot 10^9$	31.0	3.9
10 GHz	1965–94	218	$9.57 \cdot 10^9$	48.0	4.5
15 GHz	1965–97	776	$1.46 \cdot 10^{10}$	36.2	8.3
22 GHz	1977–97	773	$2.23 \cdot 10^{10}$	33.5	8.3
37 GHz	1970–97	774	$3.69 \cdot 10^{10}$	29.1	8.6
3.3 mm	1965–97	875	$8.91 \cdot 10^{10}$	28.6	11.5
2 mm	1981–97	203	$1.50 \cdot 10^{11}$	17.9	6.3
1.3 mm	1981–97	375	$2.30 \cdot 10^{11}$	13.2	5.5
1.1 mm	1973–97	316	$2.76 \cdot 10^{11}$	13.5	6.4
0.8 mm	1981–97	243	$3.74 \cdot 10^{11}$	10.3	4.9
0.45 mm	1987–96	72	$6.66 \cdot 10^{11}$	5.4	2.5
0.35 mm	1982–95	23	$8.34 \cdot 10^{11}$	9.6	6.7

We did not include all the isolated observations from early radio catalogues. We added only the flux measurements reported by Kühr et al. (1981), since they are all recalibrated to the scale of Baars et al. (1977), and the total flux densities (core plus jet) reported by Conway et al. (1993). At very low frequency ( $< 30$  MHz), we added the observations from Braude et al. (1979), but multiplied by the scaling factor of 1.23 used for other objects by Kühr et al. (1981). In the 100–1000 MHz range other isolated observations are from Artyukh (1984), Dennison et al. (1981), Fanti et al. (1979, 1981), Fisher & Erickson (1980) and Hunstead (1972). Above 1 GHz, some isolated radio observations were found in Jones et al. (1981), Landau et al. (1983) and Lichti et al. (1995). All these data were included in the respective light curves.

The radio light curves of 3C 273 at 8.0 GHz, 15 GHz and 37 GHz are shown in Fig. 2. The contribution from the jet (3C 273A) was derived from Fig. A1 of Conway et al. (1993). It is a broken power law with a spectral index  $\alpha_{\text{jet}}$  of 0.67 below 735 MHz (29.0 Jy) and of 0.85 at higher frequencies. The flux density of 3C 273A declines strongly in the infrared-to-optical domain with  $\alpha_{\text{jet}} \sim 4$ , as shown in Fig. 4f of Meisenheimer et al. (1989). Fig. 6 shows that the jet component is dominant below  $\sim 1$  GHz, whereas it becomes negligible ( $< 5\%$  of  $\overline{F_\nu}$ ) above 22 GHz.

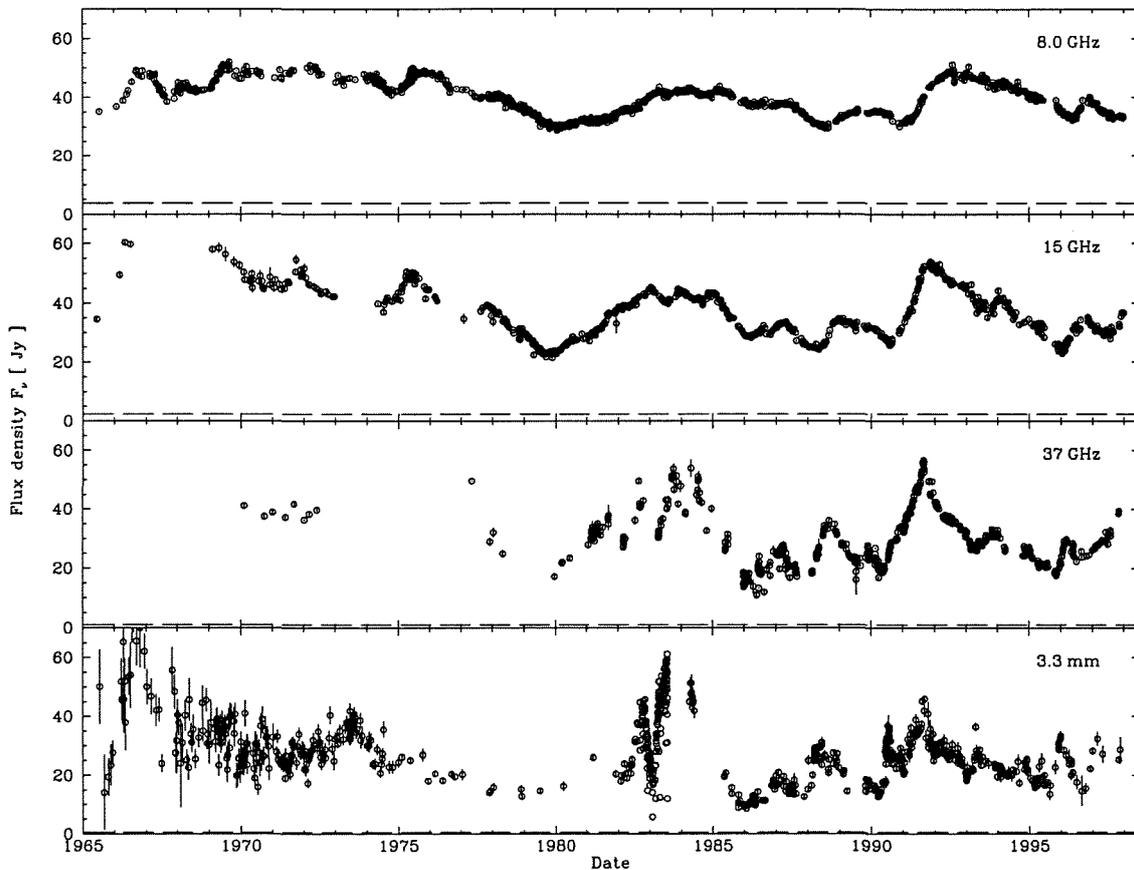


Fig. 2. Four characteristic light curves of the radio-to-millimetre behaviour of 3C 273 shown on a same scale from 1965 to 1998. The dashed line is the contribution from the jet (3C 273A) (see Sect. 2)

### 3. Millimetre and submillimetre observations

All the millimetre/submillimetre (mm/submm) observations of 3C 273 were grouped together into seven light curves: 3.3 mm (90 GHz), 2.0 mm (150 GHz), 1.3 mm (230 GHz), 1.1 mm, 0.8 mm, 0.45 mm and 0.35 mm (see Table 1). The 3.3 mm light curve is shown in Fig. 2.

All the submillimetre observations, as well as most observations at 1.1 mm, 1.3 mm and 2.0 mm were performed on Mauna Kea, Hawaii. The QMC/Oregon photometer (Ade et al. 1984) was used on the 3.8 m United Kingdom Infrared Telescope (UKIRT) until 1985. Since January 1986, a new common user photometer UKT14 (Duncan et al. 1990) was installed on the UKIRT, before being moved in March 1988 to the 15 m James Clerk Maxwell Telescope (JCMT). Finally, in July 1996, UKT14 was replaced on the JCMT by the Submillimetre Common-User Bolometer Array (SCUBA), described by Robson et al. (1998). Details on the observations performed with the UKT14 photometer both on the JCMT and

the UKIRT, as well as calibration techniques are given by Robson et al. (1993). The earlier observation techniques with the QMC/Oregon photometer are described in Robson et al. (1983).

A second important source of millimetre observations at 90 and 230 GHz is the 15 m Swedish-ESO Submillimetre Telescope (SEST) on the European Southern Observatory (ESO) site at La Silla, Chile. Until June 1995, the 90 GHz observations were obtained using a dual polarization Schottky receiver, and since then measurements were made with a superconductor-insulator-superconductor (SIS) receiver. As a back-end, wide band (1 GHz) acousto-optic spectrometers (AOS) were used. For the 230 GHz observations a Schottky receiver and a wide band AOS were initially used, but since 1991 measurements are mainly obtained with a single channel bolometer. The flux density measurements were made in a dual beam-switching mode, and calibrated against planets. All the SEST observations until

June 1994 were published by Tornikoski et al. (1996), together with more details on the observation techniques.

Interferometer observations of 3C 273 at around 90 GHz (75–115 GHz) were obtained since 1986 with the Berkeley-Illinois-Maryland Association (BIMA) millimetre array located at Hat Creek, California (Welch et al. 1996). The 3C 273 flux densities were measured relative to planets assuming the planetary brightness temperatures given by Ulich (1981). The larger error bars include the uncertainties in the correction for atmospheric decorrelation on the longer baselines. All BIMA observations are included in the 3.3 mm light curve. This light curve also contains several unpublished 87.3 GHz observations performed since 1985 at the Metsähovi Radio Observatory, Finland (Teräsraanta et al. 1992).

An other major source of 3C 273 data in the millimetre domain are the published observations at 90, 150 and 230 GHz obtained using the heterodyne detectors of the “Institut de Radio-Astronomie Millimétrique” (IRAM) 30 m telescope at Pico Veleta, Spain. Details on the observations and the calibrations are given by Steppe (1992), whereas the measurements were published by Steppe et al. (1988, 1992, 1993) and by Reuter et al. (1997).

Other mm/submm observations from the literature were added to the database. In the 3.3 mm light curve, we included the huge set of observations made at 90 GHz with the Aerospace 4.6 m telescope from 1965 to 1975 (Epstein et al. 1982) and the less frequent measurements made at 85.2 or 90 GHz with the 11 m NRAO telescope located on Kitt Peak (Hobbs & Dent 1977). The 3.3 mm light curve also contains the very well sampled observations performed in 1982–83 with the 25 m telescope at Hat Creek, California (Backer 1984), the 87 GHz observations obtained in 1981–82 at the 14 m telescope of the Five College Radio Astronomy Observatory (FCRAO) (Barvainis & Predmore 1984), and the 77 GHz observations obtained at Metsähovi in 1984 (Teräsraanta et al. 1987). Early monitoring of 3C 273 was also performed at 1 mm with the 5 m Hale telescope from 1973 to 1980 (Elias et al. 1978; Ennis et al. 1982). Early UKIRT mm/submm observations together with NRAO measurements at various wavelengths are reported by Robson et al. (1983, 1986) and Gear et al. (1984). Other isolated millimetre observations are reported by several authors (Chini et al. 1984; Clegg et al. 1983; Courvoisier et al. 1987; Geldzahler et al. 1981; Jones et al. 1981; Landau et al. 1980; Owen & Puschell 1982; Owen et al. 1978; Roellig et al. 1986; Sherwood et al. 1983). All these data were included in the respective light curves.

#### 4. Infrared observations

The database contains infrared (IR) observations made through the eight filters J (1.25  $\mu\text{m}$ ), H (1.65  $\mu\text{m}$ ), K (2.2  $\mu\text{m}$ ), L (3.45  $\mu\text{m}$ ), L' (3.8  $\mu\text{m}$ ), M (4.8  $\mu\text{m}$ ), N (10  $\mu\text{m}$ ) and Q (20  $\mu\text{m}$ ), as well as very few far IR observations grouped together into the 60  $\mu\text{m}$ , the 100  $\mu\text{m}$  and the 240  $\mu\text{m}$  light curves (see Table 2).

The two main sources of observations in the IR are the 3.8 m UKIRT on Mauna Kea, Hawaii and different ESO telescopes (1 m, 2.2 m and 3.6 m) at La Silla, Chile. Since the flare of 1983, 3C 273 was intensively observed both from Mauna Kea and La Silla. The UKIRT observations of 3C 273 until 1993 and the ESO observations until 1990 were published by Litchfield et al. (1994). The same data are presented here, but with the recent unpublished ESO observations from 1990 to 1993 and some earlier measurements from the literature. Following Litchfield et al. (1994), all IR magnitudes were converted to fluxes, using the standard NASA Infrared Telescope Facility (IRTF) zero-magnitude fluxes, which are in Jy ( $10^{-23} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ ): 1600 (J), 1020 (H), 657 (K), 290 (L), 252 (L'), 163 (M), 39.8 (N) and 10.4 (Q). The IRTF conversion has the advantage of being intermediate between the UKIRT and the ESO conversions (cf. Courvoisier et al. 1990). The use of a same conversion for all measurements enables the user to easily reconvert the fluxes into magnitudes if needed.

We included in the database the IR magnitude measurements from the literature reported by Allen (1976), Cutri et al. (1985), Elvis et al. (1994), Glass (1979), Hyland & Allen (1982), Kotilainen et al. (1992) (12" aperture), McLeod & Rieke (1994), O'Dell et al. (1978), Smith et al. (1987) and Takalo et al. (1992a). All these magnitudes were converted into fluxes using the IRTF zero-magnitude fluxes given above. We also added the early 10 and 21  $\mu\text{m}$  flux measurements published by Rieke & Low (1972), as well as other flux densities given by Courvoisier et al. (1987), Robson et al. (1983, 1986), Roellig et al. (1986) and von Montigny et al. (1997). A light curve of early IR observations of 3C 273 from 1967 to 1978 is shown by Neugebauer et al. (1979), but unfortunately these data could not be obtained yet.

Above 20  $\mu\text{m}$  the only IR detections of 3C 273 are those performed by the Kuiper Airborne Observatory (KAO) at 107 and 240  $\mu\text{m}$  (Clegg et al. 1983), and by the Infrared Astronomical Satellite (IRAS) at 12, 25, 60 and 100  $\mu\text{m}$  (Neugebauer et al. 1986; Impey & Neugebauer 1988; Elvis et al. 1994).

The obtained H band light curve is compared to higher frequency light curves in Fig. 4. The contribution from the host galaxy in the H band is 6.4 mJy. This value corresponds to 13–14 % of the mean H band flux and was obtained from the host galaxy's H magnitude of 13.0 (McLeod & Rieke 1994) by using the H band IRTF zero-magnitude flux (1020 Jy). According to Fig. 1 of McLeod & Rieke (1995), the stellar contribution has been very roughly estimated to peak at  $\lambda_{\text{rest}} \sim 1 \mu\text{m}$  with a value of  $\sim 1.4 \cdot 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  for 3C 273 (see Fig. 6).

#### 5. Optical observations

Since 1985, 3C 273 is observed about once a week (when the Moon is not too bright) during its visibility season, from end of December to beginning of July with the Swiss telescope at La Silla, Chile. Our database contains presently 376 observations made in the seven-colour Geneva photometric system from 1985 to 1997: U (3439 Å), B<sub>1</sub> (4003 Å), B (4213 Å), B<sub>2</sub> (4466 Å), V<sub>1</sub> (5395 Å), V (5479 Å) and G (5798 Å). The quoted

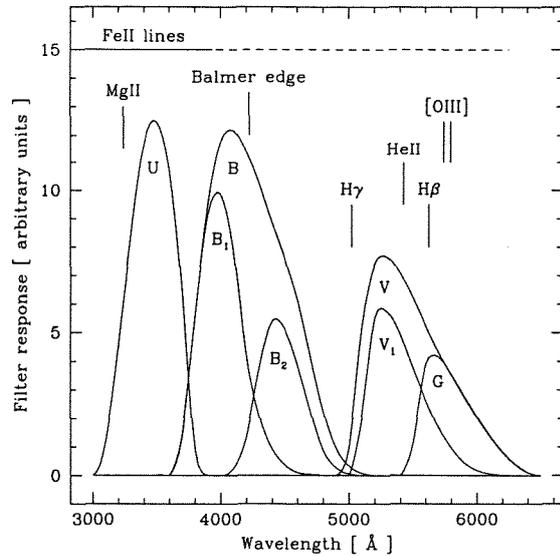
**Table 2.** The infrared, optical and ultraviolet light curves of 3C 273 in the database. The parameters are as in Table 1 except that  $\overline{F_\nu}$  and  $\sigma_\nu$  are expressed in mJy

Light curve	Epoch	$N$	$\overline{\nu}$	$\overline{F_\nu}$	$\sigma_\nu$
240 $\mu\text{m}$	1982–82	1	$1.25 \cdot 10^{12}$	3000.0	—
100 $\mu\text{m}$	1982–83	4	$2.95 \cdot 10^{12}$	2935.8	636.0
60 $\mu\text{m}$	1983–83	3	$5.00 \cdot 10^{12}$	1966.3	210.2
Q (20 $\mu\text{m}$ )	1971–90	17	$1.44 \cdot 10^{13}$	826.5	286.0
N (10 $\mu\text{m}$ )	1970–91	38	$2.94 \cdot 10^{13}$	387.5	134.8
M (4.8 $\mu\text{m}$ )	1983–93	40	$6.25 \cdot 10^{13}$	270.2	118.8
L' (3.8 $\mu\text{m}$ )	1983–93	107	$7.89 \cdot 10^{13}$	170.3	30.4
L (3.45 $\mu\text{m}$ )	1975–93	22	$8.67 \cdot 10^{13}$	160.5	33.5
K (2.2 $\mu\text{m}$ )	1975–93	195	$1.36 \cdot 10^{14}$	83.8	13.5
H (1.65 $\mu\text{m}$ )	1975–93	193	$1.82 \cdot 10^{14}$	47.3	8.9
J (1.25 $\mu\text{m}$ )	1977–93	191	$2.40 \cdot 10^{14}$	34.4	6.4
I (9000 $\text{\AA}$ )	1982–94	113	$3.37 \cdot 10^{14}$	28.1	5.9
R (7000 $\text{\AA}$ )	1977–94	86	$4.33 \cdot 10^{14}$	27.4	5.1
G (5798 $\text{\AA}$ )	1985–97	376	$5.17 \cdot 10^{14}$	31.4	3.0
V (5479 $\text{\AA}$ )	1968–97	636	$5.50 \cdot 10^{14}$	28.6	3.2
V <sub>1</sub> (5395 $\text{\AA}$ )	1985–97	376	$5.56 \cdot 10^{14}$	29.0	2.9
B <sub>2</sub> (4466 $\text{\AA}$ )	1985–97	376	$6.71 \cdot 10^{14}$	26.3	2.9
B (4213 $\text{\AA}$ )	1968–97	623	$7.00 \cdot 10^{14}$	26.5	3.1
B <sub>1</sub> (4003 $\text{\AA}$ )	1985–97	376	$7.49 \cdot 10^{14}$	27.1	3.0
U (3439 $\text{\AA}$ )	1968–97	612	$8.57 \cdot 10^{14}$	26.5	3.2
3000 $\text{\AA}$	1978–96	209	$9.99 \cdot 10^{14}$	24.8	6.5
2700 $\text{\AA}$	1978–96	209	$1.11 \cdot 10^{15}$	23.3	5.7
2425 $\text{\AA}$	1978–96	212	$1.24 \cdot 10^{15}$	20.2	5.0
2100 $\text{\AA}$	1978–96	212	$1.43 \cdot 10^{15}$	18.5	4.9
1950 $\text{\AA}$	1978–96	252	$1.54 \cdot 10^{15}$	18.5	4.2
1700 $\text{\AA}$	1978–96	252	$1.76 \cdot 10^{15}$	16.2	4.0
1525 $\text{\AA}$	1978–96	252	$1.97 \cdot 10^{15}$	15.2	3.7
1300 $\text{\AA}$	1978–96	252	$2.31 \cdot 10^{15}$	12.0	3.1

wavelength are effective wavelength calculated with the spectrum of 3C 273. The stability of the Geneva photometry is extremely good, and the uncertainty on the magnitudes can be as small as 0.01, which is about 1 % in flux.

The response functions of the seven filters to an equiphotonic flux are shown in Fig. 3. The B and V filters are broad-band filters (width  $\sim 300 \text{\AA}$ ) relatively close to the corresponding Johnson's filters. The other filters are narrower (width  $\sim 180 \text{\AA}$ ). The U filter is comparable to Johnson's U filter, apart from the fact that its "red" wing is cut below the Balmer discontinuity (3647  $\text{\AA}$ ). B<sub>1</sub> and B<sub>2</sub> are roughly the "blue" and the "red" parts of B, and V<sub>1</sub> and G are roughly the "blue" and the "red" parts of V.

Broad-band photometry has the disadvantage of including emission-line contamination in the continuum measurements. The observed position of the main emission-lines in 3C 273 is shown in Fig. 3. Unfortunately, the flux measurements in all filters are contaminated by line emission. Using the line parameters given by Wills et al. (1985), we calculated that the Mg II  $\lambda 2798$  line contributes by 2.8 % in the U filter and that the broad H $\beta$  line contributes respectively by 9.1 %, 9.7 % and 17.1 % in the V<sub>1</sub>, V and G filters. The other lines are expected



**Fig. 3.** Passband functions of the seven filters in the Geneva photometric system. The observed position of the main emission-lines in 3C 273 is shown

to contribute much less to the V<sub>1</sub>, V and G filters. The contamination in the U, B<sub>1</sub>, B and B<sub>2</sub> filters due to the Fe II pseudo-continuum and to the Balmer lines is difficult to estimate. Since the ultraviolet emission-lines (Ly $\alpha$  and C IV  $\lambda 1549$ ) are nearly constant in 3C 273 (Ulrich et al. 1993; Türler & Courvoisier 1998), we do not expect significant variations of the optical lines. Therefore, the optical flux variations are expected to be nearly pure continuum variations.

The normal photometric reduction produces magnitudes in the seven filters, which are transformed into fluxes following the calibration of Rufener & Nicolet (1988) (Eq. (6) with the  $E_\nu$  constants of Table 8). The uncertainties have been estimated by taking two consecutive observations in about 40 % of the nights; the average of the deviation in flux during these nights provided the uncertainties of the order of 1 %, even in the less sensitive filters. The systematic uncertainty introduced by the absolute calibration has been estimated to be about 5 times the photometric accuracy, i.e. of the order of 5 % (Rufener & Nicolet 1988).

Other optical observations in the UBV filters from the literature were included, but only when they satisfy the following criteria. We included only photo-electric measurements, since the photographic observations have usually much greater uncertainties (see the B band light curve of 3C 273 from 1887 to 1980 shown by Angione & Smith (1985)). We considered only sets of magnitude measurements made with the same instrument and having at least a few observations during the period from 1970 to 1985. It means that we did not include isolated magnitudes, as well as sets of observations that are contemporaneous with the Geneva photometric observations, since

**Table 3.** List of the magnitude corrections applied to the UBV sets of magnitudes. The number  $N$  of nearly simultaneous ( $\Delta t \leq 5$  days) observation pairs we used is given in parentheses

Data set	$U_{\text{corr}} (N)$	$B_{\text{corr}} (N)$	$V_{\text{corr}} (N)$
Burkhead	-0.12 (4)	-0.02 (6)	+0.05 (4)
Mt Lemmon	-0.03 (4)	-0.04 (4)	-0.02 (4)
Turku	+0.00 (2)	+0.04 (2)	+0.07 (2)
Las Campanas	+0.02 (2)	+0.00 (0)	+0.07 (7)

they would only add artificial scatter to the well sampled light curves due to the use of different instruments, filter passbands and calibrations.

From all references given by Belokon' (1991), the five following sets of magnitudes satisfy our criteria. The two main sources of data are those of Burkhead (Burkhead 1969, 1980; Burkhead & Hill 1975; Burkhead & Lee 1970; Burkhead & Parvey 1968; Burkhead & Rettig 1972; Burkhead & Stein 1971) and the Crimean observations of Lyutyi (Lyutyi 1976; Lyutyi & Metlova 1987), which cover respectively the periods from 1968 to 1979 and from 1971 to 1986. The uncertainty of each measurement in these two data sets was assumed to be either 0.03 or 0.05 magnitude depending on the remarks in Burkhead's papers and the presence of a ":" sign in Lyutyi's papers. The other sets of magnitudes we considered are those from Mount Lemmon (Cutri et al. 1985; Elvis et al. 1994; O'Dell et al. 1978; Smith et al. 1987), from Turku (Sillanpää et al. 1988), and the magnitudes from Las Campanas (Impey et al. 1989) with uncertainties not exceeding 0.1 magnitude.

Since the Geneva photometry set of observations is the most complete and the most accurate, we chose to rescale the other sets of magnitudes according to the Geneva photometric system. Similarly to Belokon' (1991), we adjusted each set of magnitudes by comparing pairs of nearly simultaneous observations ( $\Delta t \leq 5$  days). We first determined with 35 to 40 such pairs of observations taken mainly during 1986, that the Crimean magnitudes are consistent (average deviation smaller than 0.01 magnitude) with the Geneva photometry flux densities if their zero-magnitude fluxes are 1700 Jy (U), 3900 Jy (B) and 3600 Jy (V). These two sets of observations being consistently linked by these values, we corrected the other sets of magnitudes according to this combined reference data set. The magnitude corrections we applied are given in Table 3, together with the number  $N$  of observation pairs we used. We then converted the Crimean original magnitudes and the other corrected magnitudes to flux densities using the zero-magnitude fluxes given above. Finally, we completed the UBV light curves by including a few isolated flux densities reported by Landau et al. (1983, 1986) and Sadun (1985).

The obtained V band light curve is shown in Fig. 4. The contribution from the host galaxy in the V band is only 1.0 mJy. This value was obtained from the host galaxy's V magnitude of 16.4 (Bahcall et al. 1997) by using the V band zero-magnitude flux of 3647 Jy given by Elvis et al. (1994). The relative contribution of the stars in the host galaxy is only about 3–4 % in the

V band, which is about four times less than in the H band (see Sect. 4 and Fig. 6).

The database contains also observations from the literature in the R (7000 Å) and I (9000 Å) filters, which are not included in the Geneva photometry. The R and I magnitudes added to the database are from Cutri et al. (1985), Elvis et al. (1994), Hamuy & Maza (1987) (24" aperture), Impey et al. (1989), Moles et al. (1986), O'Dell et al. (1978), Smith et al. (1987), Takalo et al. (1992b) and Valtaoja et al. (1991). All these magnitudes were converted into flux densities using the zero-magnitude fluxes given by Elvis et al. (1994), which are 2791 Jy (R) and 1871 Jy (I). We also added the R and I band flux densities of 3C273 reported by Landau et al. (1983, 1986), Lichti et al. (1995), Sadun (1985) and von Montigny et al. (1997).

## 6. Ultraviolet observations

3C273 was already observed by the International Ultraviolet Explorer (IUE) satellite in the first month of the mission. As soon as the existence of important variability was established (Courvoisier & Ulrich 1985), a long-term monitoring campaign was launched, which started in 1986 and went on up to the end of the mission in 1996. The spectra have been taken in the low-dispersion mode, and the usual observation rate was once every 2–3 weeks during two annual observation periods of about 3 months.

During the whole IUE mission, and taking into account only the low-dispersion observations, we have collected 256 short wavelength (SWP: 1150–1980 Å) spectra and 212 long wavelength (LWP or LWR: 1850–3350 Å) spectra. The spectra presented here are the IUE newly extracted spectra (INES) that were taken from the INES access catalogue publicly available on the WWW at: <http://ines.vilspa.esa.es/ines/>. This site contains also an important documentation including the quality flag description. The INES flux extraction algorithm (Rodríguez-Pascual et al. 1998) was built to correct some problems found in the spectra of the IUE final archive (IUEFA) reduced with the NEWSIPS software. The comparison of IUE flux extraction by INES and NEWSIPS shows that the INES spectra are generally more reliable than the NEWSIPS spectra in difficult conditions (Schartel & Skillen 1998).

The ultraviolet (UV) continuum light curves (see Table 2) were extracted from eight 50 Å continuum bands centered at  $\lambda_{\text{obs}}$  1300 Å, 1525 Å, 1700 Å, 1950 Å, 2100 Å, 2425 Å, 2700 Å and 3000 Å (see Fig. 5). We considered only the wavelength bins with a quality flag of zero. The spectra having no such bin in a continuum band are therefore not included in the corresponding light curve (e.g. SWP01365LL).

The flux density  $F_\nu$  and its uncertainty  $\Delta F_\nu$  in a 50 Å band were defined as

$$F_\nu = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n F_{\nu_i} \quad \text{and} \quad \Delta F_\nu = \frac{x}{n} \sqrt{\sum_{i=1}^n (\Delta F_{\nu_i})^2} \quad (1)$$

where  $F_{\nu_i}$  and  $\Delta F_{\nu_i}$  are respectively the INES flux density and its uncertainty at the frequency  $\nu_i$ , and  $x$  is a correction factor.

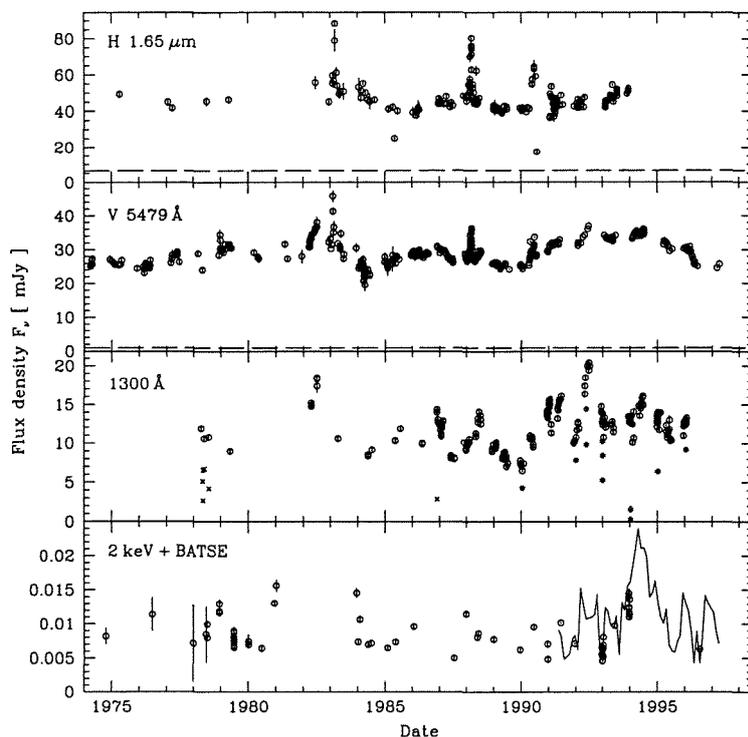


Fig. 4. Four characteristic light curves of the infrared-to-X-ray behaviour of 3C 273 from 1974 to 1998. Three flares are clearly visible in the H and V band light curves in 1983, 1988 and 1990. The dashed line is the contribution from the host galaxy (see Sects. 4 and 5). In the 1300 Å ultraviolet light curve, we indicated by crosses the six small aperture IUE observations and by stars the 11 other dubious spectra (see Sect. 6). We added to the 2 keV light curve the BATSE 20–350 keV light curve (solid line), which was rebinned into 0.1 year bins and was extrapolated to 2 keV assuming a power law of spectral index  $\alpha=0.6$

Table 4. Values of the correction factor  $x$  in Eq. (1) determined for a 50 Å band and a single INES bin at the observed wavelength  $\lambda_{\text{obs}}$

$\lambda_{\text{obs}}$	$x$ (50 Å)	$x$ (1 bin)	$\lambda_{\text{obs}}$	$x$ (50 Å)	$x$ (1 bin)
1300 Å	1.9	0.9	2100 Å	0.7	0.5
1525 Å	2.0	0.9	2425 Å	1.1	0.6
1700 Å	3.0	1.6	2700 Å	1.4	0.8
1950 Å	4.6	1.4	3000 Å	2.0	1.0

The factor  $x$  is introduced to ensure that the average uncertainty  $\overline{\Delta F_{\nu}}/F_{\nu}$  corresponds to the experimental value derived from all pairs of observations taken within one day. The obtained values of  $x$  reported in Table 4 are not simply equal to one, because the bins used to calculate the fluxes are not independent from each other due to the oversampling of the IUE spectra. However, by calculating  $x$  for a single INES bin, we obtain on average over the eight values given in Table 4 a value of  $0.97 \pm 0.36$ , which shows that the INES uncertainties for a single bin are in good agreement with the experimental values derived from consecutive spectra. Our estimation of the uncertainties gives average relative values,  $\overline{\Delta F_{\nu}}/F_{\nu}$ , around 2–3% in all eight 50 Å bands.

In Fig. 4 we show the 1300 Å UV light curve extracted from the IUE spectra at  $\lambda_{\text{obs}}$  1275–1325 Å. It can be seen that the six SWP small aperture spectra (namely, SWP01492LS,

SWP01498LS, SWP01509LS, SWP01655LS, SWP02100LS and SWP29775LS) all lie well below the light curve drawn only with the large aperture observations. The same occurs with the two LWR small aperture spectra (LWR01447LS and LWR04470LS), clearly illustrating that, even for point sources, the small aperture of IUE gives unreliable fluxes due to the relatively large size of the IUE point spread function compared to the size of the small aperture.

Other points lie well outside the general UV light curves. In three spectra (SWP49812LL, SWP49813LL and LWP27215LL) no significant flux is detected, because of a technical problem. Other spectra show a characteristic 3C 273 spectrum, but with a normalization very different from the typical flux at this period. Most of these spectra have a problem which is reported in the INES header of the spectrum or at least in the SILO file. SWP38038LL and SWP53305LL are out of aperture. SWP43550LL, SWP46633LL, SWP46647LL, SWP46650LL, LWP22191LL, LWP24638LL and LWP24657LL had no tracking during exposure and thus drifted out. LWP27045LL is contaminated by the solar spectrum and LWP24741LL had no guiding and is most probably also contaminated by scattered solar spectrum.

Three other SWP spectra and one LWP spectrum (LWP21967LL) are dubious, although no problem has been reported. The SWP spectra SWP44732LL, SWP44733LL and SWP56622LL have a Ly $\alpha$  emission-line flux which is respec-

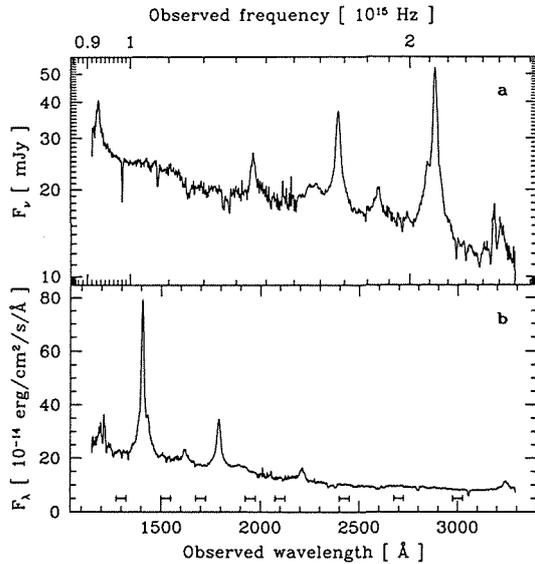


Fig. 5. **a** and **b**. The average IUE spectrum of 3C 273 in the range  $\lambda_{\text{obs}} 1150\text{--}3295 \text{ \AA}$ . **a** the logarithmic  $F_\nu$  vs.  $\nu$  representation. **b** the  $F_\lambda$  vs.  $\lambda$  representation with the continuum bands from which the UV light curves were extracted

tively only 82 %, 60 % and 73 % that of a comparison spectrum obtained at nearby epoch. It suggests that there is a normalization problem with these spectra, and not an unusually fast variability, since the Ly $\alpha$  line was observed to remain constant within  $\pm 8$  % of the average line flux from 1978 to 1992 (Ulrich et al. 1993). This argument cannot be applied to the LWP spectrum LWP21967LL, but it was found to have a flux about 20 % lower than that of the following spectrum obtained only three hours later.

All the spectra discussed above are flagged in the UV light curves by a non-zero value of “Flag”. Small aperture spectra are flagged with a value of  $-2$ , whereas other spectra with problems or found to be dubious are flagged with a value of  $-1$ . The average IUE spectrum of 3C 273 shown in Fig. 5 was constructed by excluding these spectra, but without taking into account the INES quality flag of each wavelength bin.

## 7. X-ray and $\gamma$ -ray observations

The database contains X-ray light curves at 0.1, 0.2, 0.5, 1, 2, 5, 10, 20, 50, 100, 200 and 500 keV and  $\gamma$ -ray light curves at 1 MeV, 3 MeV, 100 MeV, 300 MeV and 1 GeV (see Table 5). These light curves were constructed with the spectral fit parameters given in the literature. All X-ray observations of 3C 273 until 1990 are summarized in Malaguti et al. (1994). We completed this list to the best of our knowledge with the more recent X-ray and  $\gamma$ -ray observations of 3C 273 found in the literature. The parameters we used were sometimes directly taken from Malaguti et al. (1994), but we often tried to find additional information in the original publications. We usually pre-

Table 5. The X- and  $\gamma$ -ray light curves of 3C 273 in the database. The parameters are as in Table 1, with  $\bar{F}_\nu$  and  $\sigma_\nu$  expressed in Jy

Light curve	Epoch	$N$	$\bar{\nu}$	$\bar{F}_\nu$	$\sigma_\nu$
0.1 keV	1979–95	22	$2.42 \cdot 10^{16}$	$2.48 \cdot 10^{-4}$	$1.0 \cdot 10^{-4}$
0.2 keV	1979–93	20	$4.84 \cdot 10^{16}$	$9.47 \cdot 10^{-5}$	$3.3 \cdot 10^{-5}$
0.5 keV	1969–93	32	$1.21 \cdot 10^{17}$	$2.90 \cdot 10^{-5}$	$7.6 \cdot 10^{-6}$
1 keV	1969–96	44	$2.42 \cdot 10^{17}$	$1.44 \cdot 10^{-5}$	$3.8 \cdot 10^{-6}$
2 keV	1969–96	68	$4.84 \cdot 10^{17}$	$8.67 \cdot 10^{-6}$	$2.9 \cdot 10^{-6}$
5 keV	1969–96	46	$1.21 \cdot 10^{18}$	$5.86 \cdot 10^{-6}$	$1.9 \cdot 10^{-6}$
10 keV	1969–96	44	$2.42 \cdot 10^{18}$	$4.15 \cdot 10^{-6}$	$1.4 \cdot 10^{-6}$
20 keV	1976–96	21	$4.84 \cdot 10^{18}$	$3.26 \cdot 10^{-6}$	$2.0 \cdot 10^{-6}$
50 keV	1977–96	36	$1.21 \cdot 10^{19}$	$1.62 \cdot 10^{-6}$	$8.2 \cdot 10^{-7}$
BATSE	1991–97	2133	$1.77 \cdot 10^{19}$	$1.30 \cdot 10^{-6}$	$1.3 \cdot 10^{-6}$
100 keV	1978–96	34	$2.42 \cdot 10^{19}$	$1.12 \cdot 10^{-6}$	$6.4 \cdot 10^{-7}$
200 keV	1978–96	29	$4.84 \cdot 10^{19}$	$8.17 \cdot 10^{-7}$	$5.9 \cdot 10^{-7}$
500 keV	1990–95	14	$1.21 \cdot 10^{20}$	$2.88 \cdot 10^{-7}$	$1.7 \cdot 10^{-7}$
1 MeV	1990–95	15	$2.42 \cdot 10^{20}$	$1.80 \cdot 10^{-7}$	$1.1 \cdot 10^{-7}$
3 MeV	1991–91	1	$7.25 \cdot 10^{20}$	$5.63 \cdot 10^{-8}$	—
100 MeV	1976–93	5	$2.42 \cdot 10^{22}$	$4.76 \cdot 10^{-10}$	$2.4 \cdot 10^{-10}$
300 MeV	1976–93	5	$7.25 \cdot 10^{22}$	$8.77 \cdot 10^{-11}$	$4.0 \cdot 10^{-11}$
1 GeV	1991–93	4	$2.42 \cdot 10^{23}$	$1.36 \cdot 10^{-11}$	$8.8 \cdot 10^{-12}$

ferred to use the parameters from fits in which the absorbing hydrogen column density  $N_{\text{H}}$  was fixed to its galactic value ( $\sim 1.8 \cdot 10^{20} \text{ atoms cm}^{-2}$ ), rather than left as a free parameter of the fit.

Apart from Malaguti et al. (1994), we used the spectral fit parameters from the following references. The European X-ray Observatory Satellite (EXOSAT) observations and most Ginga observations are from Turner et al. (1990). The Roentgen Observatory Satellite (ROSAT) observations are from Staubert et al. (1992), Bühler et al. (1995) and Leach et al. (1995). The CGRO observations are from Johnson et al. (1995), Lichti et al. (1995), McNaron-Brown et al. (1995) and von Montigny et al. (1997). The Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics (ASCA) observations are from Cappi et al. (1998), the SIGMA observations are from Churazov et al. (1994), the Extreme Ultraviolet Explorer (EUVE) observations are from Ramos et al. (1997) and the “Satellite per Astronomia X” (SAX) observation is from Grandi et al. (1997).

From the spectral fit parameters we constructed the light curves as follows. For each observation, we first derived the mean photon energy  $E_{\text{mean}}$  in the energy range  $E_1\text{--}E_2$  of the fit knowing the spectral index  $\alpha$ . We then calculated the flux normalization  $F_{\text{norm}}$  at  $E_{\text{mean}}$  and its uncertainty  $\Delta F_{\text{norm}}$ . Finally, we obtained the flux densities  $F_E$  at the photon energies  $E$  of the light curves between  $E_1$  and  $E_2$  by the relation

$$F_E = F_{\text{norm}}(E/E_{\text{mean}})^{-\alpha} \quad \text{where } E \in [E_1; E_2]. \quad (2)$$

The corresponding flux uncertainties  $\Delta F_E$  were derived from both  $\Delta F_{\text{norm}}$  and  $\Delta \alpha$  according to the equation

$$\begin{aligned} \Delta F_E &= \sqrt{\left(\frac{\partial F_E}{\partial F_{\text{norm}}} \Delta F_{\text{norm}}\right)^2 + \left(\frac{\partial F_E}{\partial \alpha} \Delta \alpha\right)^2} \\ &= F_E \sqrt{(\Delta F_{\text{norm}}/F_{\text{norm}})^2 + (\ln(E/E_{\text{mean}}) \Delta \alpha)^2}. \end{aligned}$$

As far as possible, we always converted the uncertainties from the literature into  $1\text{-}\sigma$  uncertainties (68 % confidence level).  $\Delta F_{\text{norm}}$  and  $\Delta \alpha$  were respectively assumed to be 5 % of  $F_{\text{norm}}$  and 0.5, if the corresponding uncertainties were not found in the reference. If both upper and lower uncertainties are given by the authors, we fixed the uncertainty to the smaller value.

We also included in the database the Burst and Transient Source Experiment (BATSE) light curve of 3C273 derived from Earth occultation data, which are made public on the WWW by the Compton Observatory Science Support Center (COSSC). The BATSE light curve was derived from the daily photon fluxes in the range 20–350 keV assuming a photon spectral index  $\Gamma$  of 1.7. Its frequency corresponds to the mean photon energy in the range 20–350 keV with  $\Gamma = 1.7$ . We used this value of  $\Gamma$ , because it is the value assumed when the occultation data are reduced. However, a  $\Gamma$  of 1.6 would better correspond to the 1–200 keV SAX observation reported by Grandi et al. (1997). Since the hard X-ray spectral index of 3C273 does not vary much, we show in Fig. 4 the general shape of the BATSE light curve extrapolated to 2 keV with a constant  $\Gamma$  of 1.6. This light curve is in fairly good agreement with the contemporary 2 keV observations.

## 8. Description of the database

The overall database is illustrated in Fig. 1 by a time versus frequency representation of all observations currently in the database and in Fig. 6 by the average spectrum of 3C273. The observations presented here are publicly available on the WWW at the address: <http://obswww.unige.ch/3c273/>. Special care was taken to have a homogeneous and clear database, which can be easily understood and used. The user should however be aware that the presented light curves often contain observations at different (but close) wavelengths. To facilitate the selection of observations within the light curves, each individual measurement is always characterized by the epoch of observation, the frequency, the wavelength, the flux, the flux uncertainty, the observatory that made the observation and the literature reference of previously published observations.

The epoch of observation is given with an accuracy of up to one hour in universal time (UT). It is both expressed by the year (yyyy), the month (mm), the day (dd) and the hour (hh) coded in the number “yyyymmdd.hh” and in fractional years of same duration (365.25 days). The fractional year “Date” is given with an accuracy of 0.0001 year, which is about one hour (1 day  $\simeq$  0.0027 year). It was always derived from the Julian date (JD) by the following relation:

$$\text{Date} = 2000.0 + (\text{JD} - 2\,451\,544.5)/365.25 \quad (3)$$

If an observation lasted more than one day, the epoch is set to the middle of the observation period. If “yyyymmdd” finishes by two or four zeros, it means respectively that the day or the month of the observation was not known to us. In this case, the value of “Date” was calculated for the middle of the month or of the year respectively. For a few radio catalogue data where

we could not find any indication about the date of observation, we fixed the epoch to the year of publication, since it is a way to identify them.

We chose to give both the observed frequency and the observed wavelength at which the flux measurement was made. The frequency “Nu” ( $\nu$ ) is always expressed in Hz and the wavelength “Lambda” ( $\lambda$ ) is always expressed in Å. The flux density “Fnu” ( $F_\nu$ ) and its uncertainty “Delfnu” ( $\Delta F_\nu$ ) are always expressed in Jansky (1 Jy =  $10^{-23}$  erg cm $^{-2}$  s $^{-1}$  Hz $^{-1}$  =  $10^{-26}$  W m $^{-2}$  Hz $^{-1}$ ). Upper limits are not considered in this database. A zero value for “Delfnu” means that the relevant uncertainty is not known to us. The observatory, the telescope site, or the satellite that made the observation is indicated by a name or an abbreviation in the column labeled “Obs”. For published data, the reference “Ref” is given in an abbreviated form (initial letters of the three first authors’ surnames and the year (yy) of publication). Instead of the “Ref” column, the UV light curve files contain two other columns “Spectrum” and “Flag” containing respectively the INES spectrum identification and our general quality flag defined in Sect. 6.

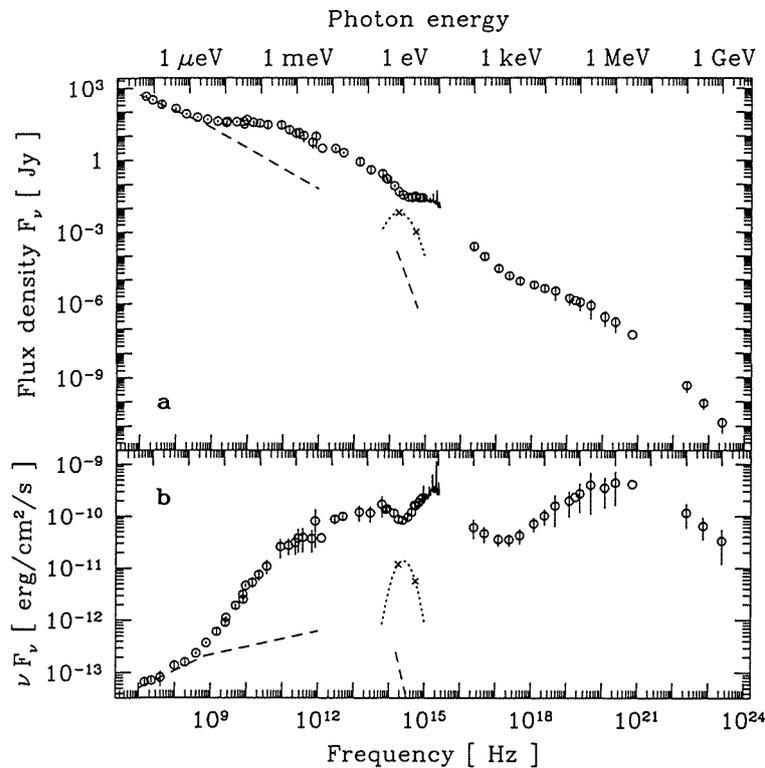
The average spectrum shown in Fig. 5 and all individual IUE spectra are given in one file per observation in ASCII format. The files are simply the ASCII equivalent of the FITS files from the INES catalogue and the original headers are also provided. The date of observation and our general quality flag can be found in the UV light curves.

The original X-ray spectral fit parameters, which we used for constructing the light curves are also provided in a file. This file contains for each observation the epoch of its start and sometimes of its end, the energy range  $E_1$ – $E_2$  of the fit, the photon spectral index  $\Gamma = \alpha + 1$ , the flux normalization at 1 keV,  $F_{1\text{keV}}$ , in units of  $10^{-2}$  photons cm $^{-2}$  s $^{-1}$  keV $^{-1}$  (which corresponds to 6.6261  $\mu$ Jy) and the associated uncertainties  $\Delta \Gamma$  and  $\Delta F_{1\text{keV}}$ . We also indicate the confidence level of the quoted uncertainties in  $\sigma$  ( $1\sigma = 68\%$ ,  $1.6\sigma = 90\%$ ,  $2\sigma = 95\%$ ), whether the fit was performed with a free value of the hydrogen column density  $N_{\text{H}}$  or not, the instrument that made the observation and the reference.

## 9. Conclusion

This paper is the witness of the enormous observing effort made all over the world to monitor 3C273 at every possible wavelength during more than 30 years. It is to the best of our knowledge the first attempt of making an archive grouping together most available observations of a single AGN through the entire electro-magnetic spectrum. Such a database, apart from making data publicly available, ensures that early observations sometimes only published in graphical form are not completely lost after a few decades.

The aim of the database presented here is to make the analysis of multi-wavelength variability possible for a large community of astronomers. We are convinced that such studies are of great help to the understanding of the physical processes at work in 3C273. This paper might also stimulate the creation of



**Fig. 6. a and b.** Average spectrum of 3C 273 constructed with the parameters  $\bar{\nu}$ ,  $\bar{F}_\nu$  and  $\sigma_\nu$  given in Tables 1, 2 and 5 (points) and the average IUE spectrum (solid line). **a** the  $F_\nu$  representation; **b** the  $\nu F_\nu$  representation. The dashed line is the contribution from the jet (3C 273A) (see Sect. 2). The contribution from the host galaxy is suggested by a parabola in  $\nu F_\nu$  (dotted line), which is normalized by the H and V band contributions (crosses) (see Sects. 4 and 5). The relatively small error-bars show that the variability of 3C 273 does not basically change its overall spectral shape

similar archives for other well observed AGN (Seyfert galaxies or blazars), which would enable the direct comparison of variability between different object classes and hence constrain the unification models of AGN.

*Acknowledgements.* We are very grateful to all observers and collaborators, who participated in the Geneva photometric monitoring of 3C 273. We also thank D.C. Backer and R. Barvainis for providing us the 89 GHz observations from Hat Creek and the 87 GHz FCRAO observations, respectively. M. Aller and H. Aller would like to acknowledge partial support by the National Science Foundation (NSF) from grant AST 94-21 979 and preceding grants. The BIMA array is operated by the Berkeley-Illinois-Maryland Association under funding from the NSF under grant AST 93-20 238. The GBI was operated by the National Radio Astronomy Observatory under contract to the US Naval Observatory and the Naval Research Laboratory (NRL) during the time period of these observations. Radio astronomy at the NRL is supported by the Office of Naval Research.

## References

- Ade P.A.R., Griffin M.J., Cunningham C.T., et al., 1984, *Infrared Phys.*, 24, 403  
 Allen D.A., 1976, *ApJ* 207, 367  
 Allen R.J., Barrett A.H., 1966, *AJ* 71, 843  
 Aller H.D., Aller M.F., Latimer G.E., Hodge P.E., 1985, *ApJS* 59, 513  
 Andrew B.H., MacLeod J.M., Harvey G.A., Medd W.J., 1978, *AJ* 83, 863  
 Angione R.J., Smith H.J., 1985, *AJ* 90, 2474  
 Artyukh V.S., 1984, *AZh* 61, 240  
 Baars J.W.M., Genzel R., Pauliny-Toth I.I.K., Witzel A., 1977, *A&A* 61, 99  
 Backer D.C., 1984, *Extragalactic VLBI at 89 GHz*. In: *VLBI and Compact Radio Sources*, Fanti R., Kellermann K., Setti G. (eds.), IAU Symposium No. 110, p. 31  
 Bahcall J.N., Kirhakos S., Saxe D.H., Schneider D.P., 1997, *ApJ* 479, 642  
 Barvainis R., Predmore C.R., 1984, *ApJ* 282, 402  
 Belokon' E.T., 1991, *AZh* 68, 1  
 Botti L.C.L., Abraham Z., 1988, *AJ* 96, 465  
 Braude S.Ya., Megn A.V., Sokolov K.P., Tkachenko A.P., Sharykin N.K., 1979, *Ap&SS* 64, 73  
 Bühler P., Courvoisier T.J.-L., Staubert R., Brunner H., Lamer G., 1995, *A&A* 295, 309  
 Burkhead M.S., 1969, *PASP* 81, 691  
 Burkhead M.S., 1980, *PASP* 92, 91  
 Burkhead M.S., Hill R.K., 1975, *PASP* 87, 821  
 Burkhead M.S., Lee V.J., 1970, *PASP* 82, 1150  
 Burkhead M.S., Parvey M.I., 1968, *PASP* 80, 483  
 Burkhead M.S., Rettig T.W., 1972, *PASP* 84, 850  
 Burkhead M.S., Stein W.L., 1971, *PASP* 83, 830  
 Cappi M., Matsuoka M., Otani C., Leighly K.M., 1998, *PASJ* 50, 213  
 Chini R., Kreysa E., Mezger P.G., Gemünd H.-P., 1984, *A&A* 137, 117  
 Churazov E., Gilfanov M., Finoguenov A., et al., 1994. In: *Multiwavelength Continuum Emission of AGN*, Courvoisier T.J.-L., Blecha A. (eds.), IAU Symposium No. 159, p. 63

- Clegg P.E., Gear W.K., Ade P.A.R., et al., 1983, *ApJ* 273, 58  
 Conway R.G., Garrington S.T., Perley R.A., Biretta J.A., 1993, *A&A* 267, 347  
 Courvoisier T.J.-L., 1998, *A&AR*, submitted  
 Courvoisier T.J.-L., Ulrich M.-H., 1985, *Nat* 316, 524  
 Courvoisier T.J.-L., Turner M.J.L., Robson E.I., et al., 1987, *A&A* 176, 197  
 Courvoisier T.J.-L., Robson E.I., Blecha A., et al., 1988, *Nat* 335, 330  
 Courvoisier T.J.-L., Robson E.I., Blecha A., et al., 1990, *A&A* 234, 73  
 Cutri R.M., Wiśniewski W.Z., Rieke G.H., Lebofsky M.J., 1985, *ApJ* 296, 423  
 Dennison B., Broderick J.J., Ledden J.E., O'Dell S.L., Condon J.J., 1981, *AJ* 86, 1604  
 Dent W.A., Hobbs R.W., 1973, *AJ* 78, 163  
 Dent W.A., Kapitzky J.E., 1976, *AJ* 81, 1053  
 Dent W.A., Kojoian G., 1972, *AJ* 77, 819  
 Dent W.A., Kapitzky J.E., Kojoian G., 1974, *AJ* 79, 1232  
 Duncan W.D., Sandell G., Robson E.I., Ade P.A.R., Griffin M.J., 1990, *MNRAS* 243, 126  
 Elias J.H., Ennis D.J., Gezari D.Y., et al., 1978, *ApJ* 220, 25  
 Elvis M., Wilkes B.J., McDowell J.C., et al., 1994, *ApJS* 95, 1  
 Ennis D.J., Neugebauer G., Werner M., 1982, *ApJ* 262, 451  
 Epstein E.E., Fogarty W.G., Mottmann J., Schneider E., 1982, *AJ* 87, 449  
 Fanti R., Ficarra A., Mantovani F., Padrielli L., Weiler K., 1979, *A&AS* 36, 359  
 Fanti C., Fanti R., Ficarra A., et al., 1981, *A&AS* 45, 61  
 Fisher J.R., Erickson W.C., 1980, *ApJ* 242, 884  
 Gear W.K., Robson E.I., Ade P.A.R., et al., 1984, *ApJ* 280, 102  
 Geldzahler B.J., Witzel A., 1981, *AJ* 86, 1306  
 Glass I.S., 1979, *MNRAS* 186, 29P  
 Grandi P., Guainazzi M., Mineo T., et al., 1997, *A&A* 325, L17  
 Haddock T.F., Aller H.D., Aller M.F., 1987, *AJ* 93, 1356  
 Hamuy M., Maza J., 1987, *A&AS* 68, 383  
 Hobbs R.W., Dent W.A., 1977, *AJ* 82, 257  
 Hunstead R.W., 1972, *MNRAS* 157, 367  
 Hyland A.R., Allen D.A., 1982, *MNRAS* 199, 943  
 Impey C.D., Neugebauer G., 1988, *AJ* 95, 307  
 Impey C.D., Malkan M.A., Tapia S., 1989, *ApJ* 347, 96  
 Johnson W.N., Dermer C.D., Kinzer R.L., et al., 1995, *ApJ* 445, 182  
 Jones T.W., Rudnick L., Owen F.N., et al., 1981, *ApJ* 243, 97  
 Kotilainen J.K., Ward M.J., Boisson C., et al., 1992, *MNRAS* 256, 125  
 Kühr H., Witzel A., Pauliny-Toth I.I.K., Nauber U., 1981, *A&AS* 45, 367  
 Landau R., Epstein E.E., Rather J.D.G., 1980, *AJ* 85, 363  
 Landau R., Jones T.W., Epstein E.E., et al., 1983, *ApJ* 268, 68  
 Landau R., Golisch B., Jones T.J., et al., 1986, *ApJ* 308, 78  
 Leach C.M., McHardy I.M., Papadakis I.E., 1995, *MNRAS* 272, 221  
 Lichti G.G., Balonek T., Courvoisier T.J.-L., et al., 1995, *A&A* 298, 711  
 Litchfield S.J., Robson E.I., Stevens J.A., 1994, *MNRAS* 270, 341  
 Lyutyi V.M., 1976, *Astron. Tsirk.* 920, 1  
 Lyutyi V.M., Metlova N.V., 1987, *Astron. Tsirk.* 1475, 3  
 Malaguti G., Bassani L., Caroli E., 1994, *ApJS* 94, 517  
 McLeod K.K., Rieke G.H., 1994, *ApJ* 431, 137  
 McLeod K.K., Rieke G.H., 1995, *ApJ* 454, L77  
 McNaron-Brown K., Johnson W.N., Jung G.V., et al., 1995, *ApJ* 451, 575  
 Medd W.J., Andrew B.H., Harvey G.A., Locke J.L., 1972, *Mem. R. Astron. Soc.* 77, 109  
 Meisenheimer K., Röser H.-J., Hiltner P.R., et al., 1989, *A&A* 219, 63  
 Moles M., García-Pelayo J.M., Masegosa J., Garrido R., 1986, *AJ* 92, 1030  
 Neugebauer G., Oke J.B., Becklin E.E., Matthews K., 1979, *ApJ* 230, 79  
 Neugebauer G., Miley G.K., Soifer B.T., Clegg P.E., 1986, *ApJ* 308, 815  
 O'Dell S.L., Puschell J.J., Stein W.A., et al., 1978, *ApJ* 224, 22  
 Owen F.N., Puschell J.J., 1982, *AJ* 87, 595  
 Owen F.N., Porcas R.W., Mufson S.L., Moffett T.J., 1978, *AJ* 83, 685  
 Owen F.N., Spangler S.R., Cotton W.D., 1980, *AJ* 85, 351  
 Paltani S., Courvoisier T.J.-L., Walter R., 1998, *A&A*, submitted  
 Ramos E., Kafatos M., Fruscione A., et al., 1997, *ApJ* 482, 167  
 Reuter H.-P., Kramer C., Sievers A., et al., 1997, *A&AS* 122, 271  
 Rieke G.H., Low F.J., 1972, *ApJ* 177, L115  
 Robson E.I., Gear W.K., Clegg P.E., et al., 1983, *Nat* 305, 194  
 Robson E.I., Gear W.K., Brown L.M.J., et al., 1986, *Nat* 323, 134  
 Robson E.I., Litchfield S.J., Gear W.K., et al., 1993, *MNRAS* 262, 249  
 Robson E.I., et al., 1998, *MNRAS*, submitted  
 Rodríguez-Pascual P.M., Schartel N., Wamsteker W., Perez A., 1998, In: *UV Astrophysics beyond the IUEFA*, Wamsteker W., Gonzalez R. (eds.), *ESA SP-413*, p. 731  
 Roellig T.L., Becklin E.E., Impey C.D., Werner M.W., 1986, *ApJ* 304, 646  
 Rufener F., Nicolet B., 1988, *A&A* 206, 357  
 Sadun A.C., 1985, *PASP* 97, 395  
 Salonen E., Teräsraanta H., Urpo S., et al., 1987, *A&AS* 70, 409  
 Schartel N., Skillen I., 1998, In: *UV Astrophysics beyond the IUEFA*, Wamsteker W., Gonzalez R. (eds.), *ESA SP-413*, p. 735  
 Sherwood W.A., Kreysa E., Gemünd H.-P., Biermann P., 1983, *A&A* 117, L5  
 Sillanpää A., Haarala S., Korhonen T., 1988, *A&AS* 72, 347  
 Smith P.S., Balonek T.J., Elston R., Heckert P.A., 1987, *ApJS* 64, 459  
 Staubert R., Fink H., Courvoisier T.J.-L., et al., 1992, In: *Testing the AGN Paradigm*, Holt S.S., Neff S.G., Urry C.M. (eds.), *AIP conf. proc.*, p. 366  
 Steppe H., 1992, *A&A* 259, 61  
 Steppe H., Salter C.J., Chini R., et al., 1988, *A&AS* 75, 317  
 Steppe H., Liechti S., Mauersberger R., et al., 1992, *A&AS* 96, 441  
 Steppe H., Paubert G., Sievers A., et al., 1993, *A&AS* 102, 611  
 Stevens J.A., Robson E.I., Gear W.K., et al., 1998, *ApJ* 502, in press  
 Takalo L.O., Kidger M.R., de Diego J.A., Sillanpää A., Nilsson K., 1992a, *AJ* 104, 40  
 Takalo L.O., Sillanpää A., Nilsson K., et al., 1992b, *A&AS* 94, 37  
 Teräsraanta H., Valtaoja E., Haarala S., et al., 1987, *A&AS* 71, 125  
 Teräsraanta H., Tornikoski M., Valtaoja E., et al., 1992, *A&AS* 94, 121  
 Tornikoski M., Valtaoja E., Teräsraanta H., et al., 1996, *A&AS* 116, 157  
 Türler M., Courvoisier T.J.-L., 1998, *A&A* 329, 863  
 Turner M.J.L., Williams O.R., Courvoisier T.J.-L., et al., 1990, *MNRAS* 244, 310  
 Ulich B.L., 1981, *AJ* 86, 1619  
 Ulrich M.-H., Courvoisier T.J.-L., Wamsteker W., 1988, *A&A* 204, 21  
 Ulrich M.-H., Courvoisier T.J.-L., Wamsteker W., 1993, *ApJ* 411, 125  
 Valtaoja L., Valtaoja E., Shakhovskoy N.M., et al., 1991, *AJ* 102, 1946  
 von Montigny C., Aller H.D., Aller M.F., et al., 1997, *ApJ* 483, 161  
 Waltman E.B., Fiedler R.L., Johnston K.J., et al., 1991, *ApJS* 77, 379  
 Welch W.J., Thornton D.D., Plambeck R.L., et al., 1996, *PASP* 108, 93  
 Wills B.J., Netzer H., Wills D., 1985, *ApJ* 288, 94

## Chapitre 3

# Description générale de la variabilité de 3C 273

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté la base de données de 3C 273. Ce grand travail de recherche, de calibration et d'archivage ne se justifie que s'il est suivi d'une analyse poussée de la variabilité à travers l'ensemble du spectre électro-magnétique. Une première étape dans ce processus consiste à décrire la variabilité de manière générale. Ce chapitre est donc consacré à la description de certains outils simples d'analyse temporelle, qui permettent d'étudier, d'une manière générale, la variabilité multi-longueur d'onde de 3C 273. Ces outils nous apportent les premiers éléments de réponse aux questions suivantes :

- Comment évolue l'amplitude des variations en fonction de la longueur d'onde ?
- Comment évolue la vitesse des variations en fonction de la longueur d'onde ?
- Peut-on définir un délai entre les variations à des longueurs d'onde différentes ?

### 3.1 L'amplitude des variations

La première chose à faire avec un ensemble d'observations à une longueur d'onde donnée est de calculer les deux premiers moments de la distribution des flux, à savoir la moyenne et la dispersion (ou écart-type) de cette distribution. La moyenne  $\langle F_\nu \rangle$  et la dispersion  $\sigma_\nu$  de l'ensemble des flux  $F_\nu(t_i)$  mesurés aux temps  $t_i$  ( $i = 1, \dots, n$ ) sont définis par :

$$\langle F_\nu \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n F_\nu(t_i) \quad \text{et} \quad \sigma_\nu^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (F_\nu(t_i) - \langle F_\nu \rangle)^2. \quad (3.1)$$

La dispersion est un moyen simple pour exprimer l'amplitude des variations, à condition de prendre quelques précautions. La précision des mesures du flux n'étant pas parfaite, une dispersion non-nulle sera observée, même en l'absence de variations de la source. Pour corriger cet effet, il est judicieux de soustraire à la dispersion totale  $\sigma_{\nu, \text{tot}}$  la dispersion  $\sigma_{\nu, \text{err}}$  due à l'incertitude des mesures. La dispersion effective  $\sigma_{\nu, \text{eff}}$  s'obtient par :

$$\sigma_{\nu, \text{eff}}^2 = \sigma_{\nu, \text{tot}}^2 - \sigma_{\nu, \text{err}}^2, \quad (3.2)$$

où  $\sigma_{\nu, \text{tot}}$  est donné par l'Eq. (3.1) et où  $\sigma_{\nu, \text{err}}$  est la moyenne des incertitudes.

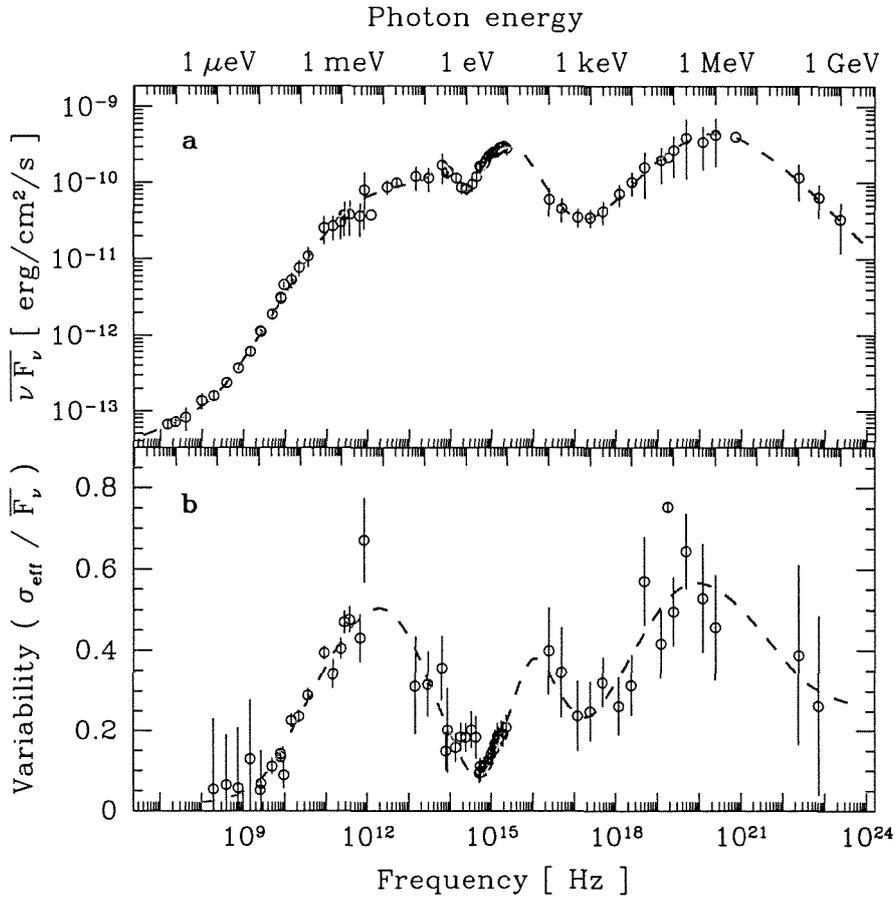


FIG. 3.1 – Spectre multi-longueur d'onde de la variabilité relative  $\sigma_{\nu, \text{rel}}$  de 3C 273 (b) comparé au spectre moyen (a). Les barres d'erreur correspondent, en a, à la dispersion totale  $\sigma_{\nu, \text{tot}}$  et sont proportionnelles, en b, à la racine carrée du nombre d'observations. Les courbes de lumière avec moins de 5 observations ne sont pas incluses dans la figure b. La courbe traitillée suggère la tendance générale.

Pour comparer les dispersions de différentes courbes de lumière, il est également judicieux de les normaliser en les divisant par le flux moyen :

$$\sigma_{\nu, \text{rel}} = \frac{\sigma_{\nu, \text{eff}}}{\langle F_\nu \rangle} \quad (3.3)$$

Cette dispersion relative exprime simplement, mais correctement, l'amplitude relative des variations.

La Fig. 3.1 montre l'évolution de cette variabilité relative en fonction de la fréquence pour l'ensemble des observations de la base de données de 3C 273. Le spectre de la variabilité présente trois maxima : le premier dans l'infrarouge lointain, le second dans l'ultraviolet lointain et le troisième dans le domaine des rayons X durs. Ces trois domaines spectraux sont, curieusement, tous difficiles à observer, alors que les domaines spectraux les mieux observés comme le visible et le radio lointain ne présentent que peu de variabilité. S'il n'est pas exclu qu'un biais observationnel augmente la variabilité dans ces domaines spectraux peu accessibles, il y a cependant des arguments physiques capables d'expliquer la forme générale

du spectre de la variabilité de 3C 273.

La forte variabilité dans l'infrarouge lointain est probablement due aux éruptions synchrotrons, qui émettent en moyenne le plus de flux entre 40 et 450 GHz, comme le suggère la publication du Chapitre 10. Dans le domaine submillimétrique, l'amplitude des éruptions par rapport au flux moyen est très grande. Ceci est partiellement dû au fait que les éruptions sont plus rapides à ces fréquences (cf. Sect. 3.2), de sorte qu'elles ne se superposent quasiment plus, contrairement à ce qui est observé dans le domaine radio.<sup>1</sup>

La forte variabilité dans l'ultraviolet lointain est probablement due aux variations de la composante  $\mathcal{B}$  de la bosse-bleue identifiée par Paltani et al. (1998) (cf. Sect. 11.1). Contrairement aux éruptions synchrotrons, le temps caractéristique des variations de la composante  $\mathcal{B}$  ne semble pas dépendre fortement de la fréquence. Le paramètre essentiel qui contrôle la variabilité dans la bosse-bleue est donc uniquement l'amplitude des variations, qui a, manifestement, un maximum dans l'ultra-violet lointain.

La variabilité dans le domaine des rayons X durs est encore mal connue. Son origine est probablement reliée à la variabilité aux plus basses fréquences. En effet, si l'émission des rayons X durs et des rayons gamma est effectivement due à un processus Compton-inverse (cf. Sect. 1.1.2), ses variations devraient dépendre à la fois de la distribution en énergie des électrons dans le jet et de la densité du champ de rayonnement. Dans le cas du processus synchrotron auto-Compton, la distribution en énergie des électrons influence elle-même la densité du champ de rayonnement synchrotron, de sorte que les variations Compton-inverses devraient être en relation directe avec les variations synchrotrons. Dans le second cas, celui d'un processus Compton-inverse sur des photons d'origine externe au jet, les variations du rayonnement de la bosse-bleue pourraient aussi influencer les variations du domaine des rayons X durs.

### 3.2 La vitesse des variations

Maintenant que l'amplitude des variations du rayonnement de 3C 273 est décrite, il est intéressant d'étudier comment le temps caractéristique de ces variations évolue avec la longueur d'onde. Pour déterminer ce temps caractéristique, il existe au moins deux outils mathématiques simples : la fonction de structure et la fonction d'auto-corrélation. La fonction de structure est décrite en détail dans la thèse de Stéphane Paltani (1996) et je ne vais pas l'utiliser ici. La fonction d'auto-corrélation d'un signal temporel  $F(t)$ , supposé connu en tout temps  $t$ , s'exprime formellement comme

$$\mathcal{A}(\tau) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (F(t) - \langle F \rangle)(F(t+\tau) - \langle F \rangle) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} (F(t) - \langle F \rangle)^2 dt}. \quad (3.4)$$

La variable  $\tau$  est appelée le «décalage» ou le «retard» que l'on applique au signal temporel  $F(t)$  pour le comparer avec son expression originale, c'est-à-dire non-décalée en temps. On constate que le numérateur de l'équation ci-dessus devient égal au dénominateur pour une valeur nulle de  $\tau$ , de sorte qu'une auto-corrélation a toujours une valeur de 1 pour un décalage  $\tau$  nul.

L'expression de l'Eq. (3.4) n'est valable que dans le cas idéal où le signal temporel est connu en tout temps  $t$ , ce qui n'est possible que pour un signal périodique. Dans le cas d'une

<sup>1</sup>Cet effet est illustré par la décomposition des courbes de lumière montrée dans la Fig. 3 de la publication du Chapitre 10.

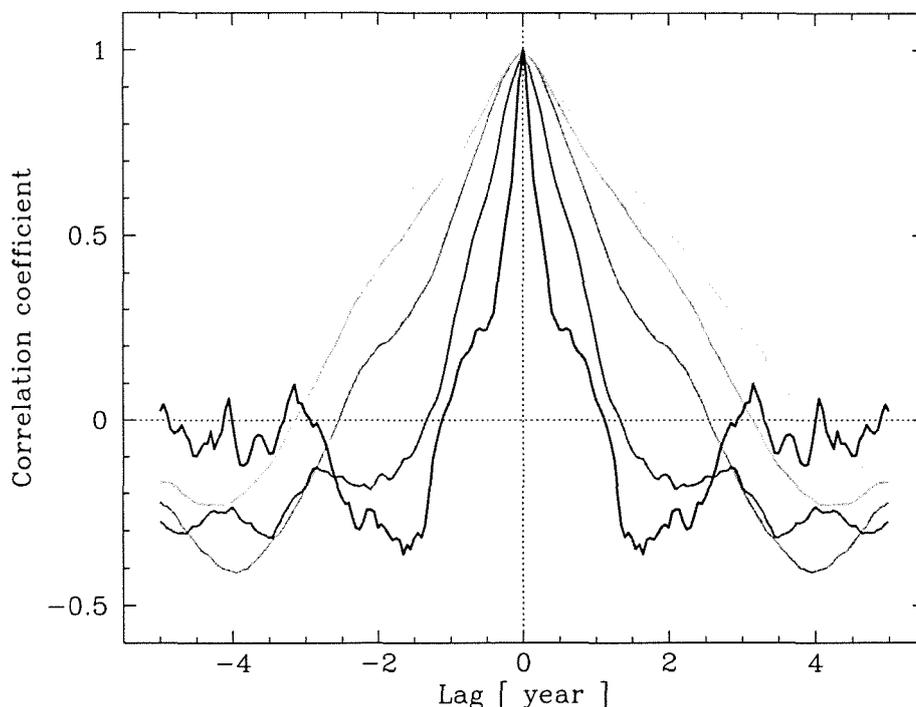


FIG. 3.2 – Série de fonctions d'auto-corrélation de cinq courbes de lumière de 3C 273 dans le domaine millimétrique et radio. Du gris clair au gris foncé, la fréquence des courbes de lumière augmente, avec des valeurs de 5 GHz, 8 GHz, 15 GHz, 37 GHz et 150 GHz ( $\lambda = 2$  mm). Il apparaît clairement que le temps caractéristique des variations diminue avec la fréquence du rayonnement.

courbe de lumière  $F_\nu(t)$  le nombre d'observations est forcément limité à un certain nombre  $n$ , de sorte qu'il faille remplacer l'intégrale de l'Eq. (3.4) par une somme, selon

$$\mathcal{A}(\tau) = \frac{\sum_{i=1}^n (F_\nu(t_i) - \langle F_\nu \rangle)(F_\nu(t_i + \tau) - \langle F_\nu \rangle)}{\sum_{i=1}^n (F_\nu(t_i) - \langle F_\nu \rangle)^2} \quad (3.5)$$

ce que l'on peut encore écrire avec l'Eq. (3.1), selon

$$\mathcal{A}(\tau) = \frac{1}{(n-1)\sigma_\nu^2} \sum_{i=1}^n (F_\nu(t_i) - \langle F_\nu \rangle)(F_\nu(t_i + \tau) - \langle F_\nu \rangle). \quad (3.6)$$

Ces deux équations peuvent être utilisées à condition que la courbe de lumière  $F_\nu(t_i)$  soit régulièrement échantillonnée et que l'on ne considère que les décalages  $\tau$  qui soient un multiple entier de l'intervalle de temps  $\Delta t = t_{i+1} - t_i$  entre chaque paire d'observations  $t_i$  et  $t_{i+1}$  consécutives. En réalité, cette condition n'est que très rarement remplie et les Eqs (3.5) et (3.6) ne peuvent donc pas être utilisées tel quel. Une manière de résoudre ce problème est d'interpoler linéairement la courbe de lumière décalée  $F(t_i + \tau)$  pour obtenir la fonction interpolée  $\tilde{F}(t_i)$  dont les valeurs correspondent aux temps  $t_i$  de la courbe de lumière originale  $F(t_i)$ . Cette méthode d'interpolation a été introduite par Gaskell & Sparke (1986), dans le cas plus général des corrélations (cf. Sect. 3.3). Une autre manière de faire a été proposée par Edelson & Krolik (1988), mais elle donne souvent des résultats moins fiables que la méthode interpolée (cf. White & Peterson 1994; Litchfield et al. 1995).

En guise d'exemple, je montre, dans la Fig. 3.2, les fonctions d'auto-corrélation  $\mathcal{A}(\tau)$  de cinq courbes de lumière du domaine millimétrique et radio. Il apparaît clairement que les auto-corrélations sont toutes symétriques et qu'elles ont une valeur de 1 pour un décalage  $\tau$  nul. Le décalage  $\tau_0$ , pour lequel la fonction d'auto-corrélation atteint une valeur nulle, peut être considéré comme un temps caractéristique des variations de la courbe de lumière.<sup>2</sup> Il indique que deux observations séparées d'un temps  $\tau_0$  ne sont généralement plus corrélées, ce qui signifie qu'après un temps  $\tau_0$  toute l'information de la variabilité passée est perdue.

Le temps caractéristique  $\tau_0$  augmente avec la longueur d'onde du rayonnement d'une valeur d'environ une année, pour une longueur d'onde de 2 mm, à presque quatre ans, pour une longueur d'onde de 6 cm correspondant à une fréquence de 5 GHz. Cette augmentation signifie que la vitesse des variations diminue avec la longueur d'onde dans le domaine millimétrique-à-radio. Ce résultat est une caractéristique de l'émission synchrotron du jet et ne peut être généralisé aux plus hautes fréquences. En effet, les fonctions d'auto-corrélations des courbes de lumière ultraviolettes et optiques ne présentent pas de différences significatives les unes par rapport aux autres.

### 3.3 Le délai entre les variations

L'auto-corrélation présentée ci-dessus est un cas particulier de la fonction de corrélation, qui permet de mettre en évidence un éventuel délai entre les variations aux différentes longueurs d'onde. La fonction de corrélation de deux courbes de lumière  $F(t)$  et  $G(t)$ , appelée *cross-correlation function* en anglais, s'exprime formellement, comme

$$\mathcal{C}(\tau) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (F(t) - \langle F \rangle)(G(t+\tau) - \langle G \rangle) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} (F(t) - \langle F \rangle)(G(t) - \langle G \rangle) dt}. \quad (3.7)$$

On constate que l'Eq. (3.4) est simplement le cas particulier de cette dernière équation pour lequel les deux fonctions  $F(t)$  et  $G(t)$  sont les mêmes. Avec les mêmes arguments que ci-dessus, les intégrales de l'Eq. (3.7) se ramènent à des sommes dans le cas de deux courbes de lumière  $F_\nu(t_i)$  et  $G_\nu(t_i)$  réelles, selon

$$\mathcal{C}(\tau) = \frac{1}{(n-1)\sigma_F\sigma_G} \sum_{i=1}^n (F_\nu(t_i) - \langle F_\nu \rangle)(G_\nu(t_i+\tau) - \langle G_\nu \rangle), \quad (3.8)$$

où  $\sigma_F$  et  $\sigma_G$  sont respectivement les dispersions des courbes de lumière  $F(t_i)$  et  $G(t_i)$  obtenues avec l'Eq. (3.1).

Le problème lié à l'échantillonnage irrégulier des courbes de lumière, qui a été évoqué dans la Sect. 3.2, peut à nouveau se résoudre en interpolant linéairement les observations. Le résultat sera cependant différent en choisissant d'interpoler l'une des courbes de lumière plutôt que l'autre. D'une manière générale, il est préférable d'interpoler la courbe de lumière la mieux échantillonnée, car l'interpolation sera ainsi mieux contrainte par les observations et correspondra probablement mieux à la courbe de lumière réelle. Dans le cas où l'échantillonnage des deux courbes de lumière est de qualité semblable, on calculera de préférence les deux fonctions de corrélation que l'on obtient en reconstituant tantôt l'une et tantôt l'autre courbe de

<sup>2</sup>Il n'y a pas une manière unique de définir un temps caractéristique des variations. J'ai choisi ici le temps pour lequel la corrélation atteint une valeur nulle, mais il est peut être plus pratique de définir ce temps pour une corrélation de 0.5, ou encore de  $1/e \simeq 0.37$ . Dans ce dernier cas, on suppose implicitement que la décroissance est approximativement exponentielle, ce qui n'est pas vrai pour toutes les courbes de lumière.

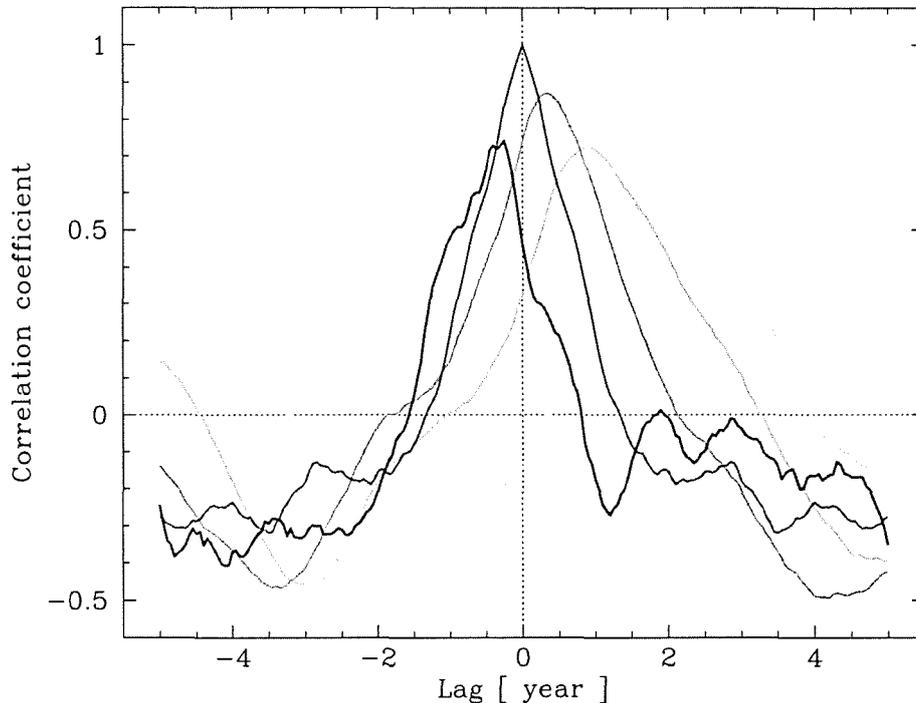


FIG. 3.3 – Série de cinq fonctions de corrélation avec la courbe de lumière à 37 GHz. Les fréquences des courbes de lumière sont les mêmes que dans la Fig. 3.2, de sorte que la corrélation à 37 GHz est en fait l'auto-corrélation de cette courbe de lumière. Il apparaît clairement qu'il existe un délai entre les variations millimétriques et les variations radio et que ce délai augmente progressivement avec la longueur d'onde du rayonnement.

lumière par interpolation linéaire. La dernière étape consiste à moyenniser ces deux différentes fonctions de corrélation.

Pour illustrer cette méthode, je montre dans la Fig. 3.3 cinq fonctions de corrélation de courbes de lumière de 3C 273 avec sa courbe de lumière radio à 37 GHz. Les différentes courbes illustrées correspondent aux mêmes fréquences que dans la Fig. 3.2. On constate que le maximum de la fonction de corrélation se déplace avec la fréquence. C'est le retard  $\tau$ , correspondant à ce maximum, qui est, à présent, la grandeur essentielle. Elle caractérise le délai typique existant entre les variations dans les deux courbes de lumière différentes. L'amplitude du maximum de la fonction de corrélation montre, quant à elle, à quel point les deux courbes de lumière, décalées de  $\tau$  l'une par rapport à l'autre, se superposent bien. Elle nous renseigne ainsi sur le degré de ressemblance des deux courbes de lumière. Ainsi, l'évolution du pic des fonctions de corrélation de la Fig. 3.3 indique que les variations des courbes de lumière radio sont retardées par rapport à celles à plus haute fréquence et que la forme des courbes de lumière varie régulièrement en fonction de la fréquence.

Comme dans le cas de l'auto-corrélation, j'ai choisi de montrer ici les résultats obtenus pour le domaine millimétrique-à-radio, parce qu'ils illustrent le mieux la méthode. Les fonctions de corrélation du domaine radio avec l'ultraviolet sont montrées dans la Fig. 11.3 à la fin de cette thèse, tandis que les corrélations au sein de la bosse-bleue de 3C 273 sont montrées dans la Fig. 5 de Paltani et al. (1998). Elles ont permis de déceler un très léger retard d'une trentaine

de jours entre l'ultraviolet à 1250–1300 Å et le domaine visible (cf. Sect. 11.1). L'interprétation des fonctions de corrélation dans d'autres domaines du spectre est souvent plus difficile, en raison d'un moins bon échantillonnage des courbes de lumière. Un échantillonnage insuffisant peut faire apparaître de faux pics de corrélation, dûs à l'interpolation entre des observations trop espacées dans le temps.

## Références

- Edelson R.A., Krolik J.H., 1988, ApJ 333, 646  
Gaskell C.M., Sparke L.S., 1986, ApJ 305, 175  
Litchfield S.J., Robson E.I., Hughes D.H., 1995, A&A 300, 385  
Paltani S., 1996. Contraintes sur les modèles de noyau actif de galaxie par l'utilisation de la variabilité,  
Thèse de doctorat, Université de Genève  
Paltani S., Courvoisier T.J.-L., Walter R., 1998, A&A 340, 47  
White R.J., Peterson B.M., 1994, PASP 106, 879



Deuxième partie

LA VARIABILITÉ DES RAIES D'ÉMISSION  
DES NOYAUX ACTIFS



## Chapitre 4

# La région d'émission des raies larges

Le premier projet de ma thèse fut de poursuivre l'étude commencée durant mon travail de diplôme, qui traitait de la variabilité des raies d'émission ultraviolettes dans un ensemble de noyaux actifs de galaxie. Les résultats de cette étude font l'objet de la publication présentée au Chapitre 6, dont le but était de caractériser les mouvements de la matière émettant les raies larges, en étudiant les variations temporelles du profil des raies pour plusieurs galaxies de type Seyfert 1. Comme l'étude des raies d'émission des noyaux actifs de galaxie est un vaste sujet, qu'il n'est pas facile d'aborder rapidement, je me dois d'introduire ici d'une manière relativement détaillée certains aspects de cette étude auxquels je ferai référence au Chapitre 6.

Contrairement à d'autres domaines de l'étude des noyaux actifs de galaxie, il y a beaucoup d'informations dans les raies spectrales, mais cette information est souvent difficile à traiter. La complexité du problème réside dans le fait que chaque élément chimique peut produire plusieurs raies, qui sont caractérisées par leur intensité et par leur forme. La comparaison de l'intensité des différentes raies ou de leur profil est un aspect du problème. Les choses se compliquent en comparant ces données pour différents objets et cela d'autant plus que les noyaux actifs sont intrinsèquement variables. Aux variations d'un objet à l'autre se rajoutent les variations temporelles de l'intensité et du profil des raies, qui ont elles-mêmes des propriétés différentes d'une raie à l'autre et d'un objet à l'autre. Malgré ces difficultés, l'étude des raies est importante, car elle permet de nous renseigner sur le processus d'excitation ou d'ionisation des atomes, sur la composition chimique des nuages émettant les raies, sur leur distribution spatiale et leur champ de vitesse.

De bonnes références dans le domaine de l'étude des raies d'émission des noyaux actifs sont le cours de Netzer (1990) et le Chapitre 5 de Peterson (1997). Je ne vais aborder ici que certains aspects de cette étude en me bornant essentiellement à la région d'émission des raies larges situées dans le parsec central de la galaxie, aux abords immédiats de l'intense émission du noyau actif. Je commence par rappeler les bases théoriques de l'émission de raies spectrales et la manière usuelle de les désigner, avant d'évoquer, dans la Sect. 4.2, certains éléments de notre compréhension actuelle de ces raies et de leur origine. Dans la Sect. 4.3, je présente «l'effet Baldwin», qui décrit la relation entre la luminosité des raies et celle du continu. La Sect. 4.4 est consacrée à la réponse retardée des raies aux variations du continu. Le retard permet d'estimer la taille de la région d'émission des raies. Pour tester la géométrie et le champ de vitesse de cette région, il faut en outre étudier les variations du profil des raies. Cet aspect de l'étude des raies sera discuté dans la Sect. 4.5, pour le cas simple d'une géométrie à symétrie sphérique.

## 4.1 L'émission des raies spectrales

Les électrons, dans un atome, sont liés au noyau par la force de Coulomb qui attire des charges opposées. L'énergie de liaison des électrons dans un atome est quantifiée, de sorte que seuls certains niveaux d'énergie distincts sont permis. L'énergie de ces niveaux est décrite par la mécanique quantique. C'est le *principe d'exclusion de Pauli* qui s'oppose à ce que deux électrons se trouvent simultanément dans le même état quantique. Un atome est dans son état fondamental si tous les électrons se trouvent à leur niveau d'énergie le plus bas autorisé par ce principe d'exclusion.

Lorsque de l'énergie est transmise à l'atome, soit par l'absorption d'un photon, soit par collision avec un autre atome ou avec une particule chargée, un électron peut être déplacé vers un niveau d'énergie plus élevé. On dit alors que l'atome est dans un état excité. Il pourra retrouver son état fondamental par une ou plusieurs désexcitations radiatives, qui consistent à émettre un photon à la fréquence  $\nu = \Delta E/h$ , où  $\Delta E = E' - E$  est la différence d'énergie entre le niveau d'énergie initial  $E'$  de l'électron et son niveau final  $E$  et où  $h$  est la constante de Planck. Une raie spectrale à la longueur d'onde  $\lambda = c/\nu$  correspond donc à une transition d'énergie  $\Delta E = hc/\lambda$ , dont la valeur est une caractéristique de l'élément chimique.

Pour l'atome d'hydrogène, constitué simplement d'un proton et d'un électron, chaque raie spectrale porte un nom. Les transitions de l'électron d'un niveau excité  $n' \geq 2$  vers le niveau fondamental  $n = 1$  forment la série des raies de Lyman. On désigne les différentes raies de cette série par des lettres grecques correspondant à la différence  $\Delta n = n' - n$  des niveaux d'énergie de la transition avec  $\alpha$  pour  $\Delta n = 3 - 2 = 1$ ,  $\beta$  pour  $\Delta n = 4 - 2 = 2$ , et ainsi de suite, comme illustré dans la Fig. 4.1. La même règle s'applique à l'ensemble des désexcitations vers le niveau  $n = 2$ , qui constitue la série de Balmer des raies visibles de l'hydrogène, ainsi qu'aux séries suivantes de Paschen, de Brackett, etc...

La situation est plus compliquée pour les raies des autres éléments chimiques, car ayant plusieurs électrons, ceux-ci peuvent être dans des *degrés d'ionisation* différents. En effet, si l'énergie transférée à l'atome lors de l'absorption d'un photon ou lors d'une collision est trop importante, un électron pourra quitter l'atome en le laissant avec un excès de charge positive. Par convention, le degré d'ionisation de l'atome neutre est noté I en chiffre romain, de sorte qu'un atome, une fois ionisé, auquel il manque un électron, correspond à un degré d'ionisation II. Comme des raies spectrales différentes correspondent à divers degrés d'ionisation d'un élément chimique, on désigne généralement les raies par le symbole de l'élément, par son degré d'ionisation et par la longueur d'onde  $\lambda$  de la raie en angström (Å). Ainsi, la raie ultraviolette à 1549 Å du carbone C<sup>+3</sup> trois fois ionisé est notée C IV  $\lambda 1549$ .

Dans un milieu dense, il peut arriver que des collisions entre atomes participent à leur désexcitation, un processus qui peut devenir dominant par rapport à la désexcitation radiative décrite ci-dessus. Lors de ces collisions, l'énergie correspondant à la désexcitation d'un des deux atomes est emportée par l'autre sous forme d'énergie cinétique. Ce processus ne laisse pas de trace observable et empêche l'émission d'une raie par désexcitation radiative. A cause de cet effet, certaines raies spectrales ne sont que très difficilement observables en laboratoire et sont appelées *interdites*. Cependant, dans certaines structures gazeuses de l'univers ayant une densité et une pression extrêmement faibles, le taux de collision entre atomes est fortement diminué, ce qui permet l'émission de ces raies inhibées en laboratoire. Les raies interdites sont différenciées des raies permises en les mettant entre crochets, comme par exemple [O III]  $\lambda 5007$ , qui est la raie interdite de l'oxygène O<sup>++</sup> à 5007 Å donnant une couleur verte à certaines nébuleuses (cf. Robson 1996). Les cas intermédiaires sont appelés des raies *semi-interdites* et

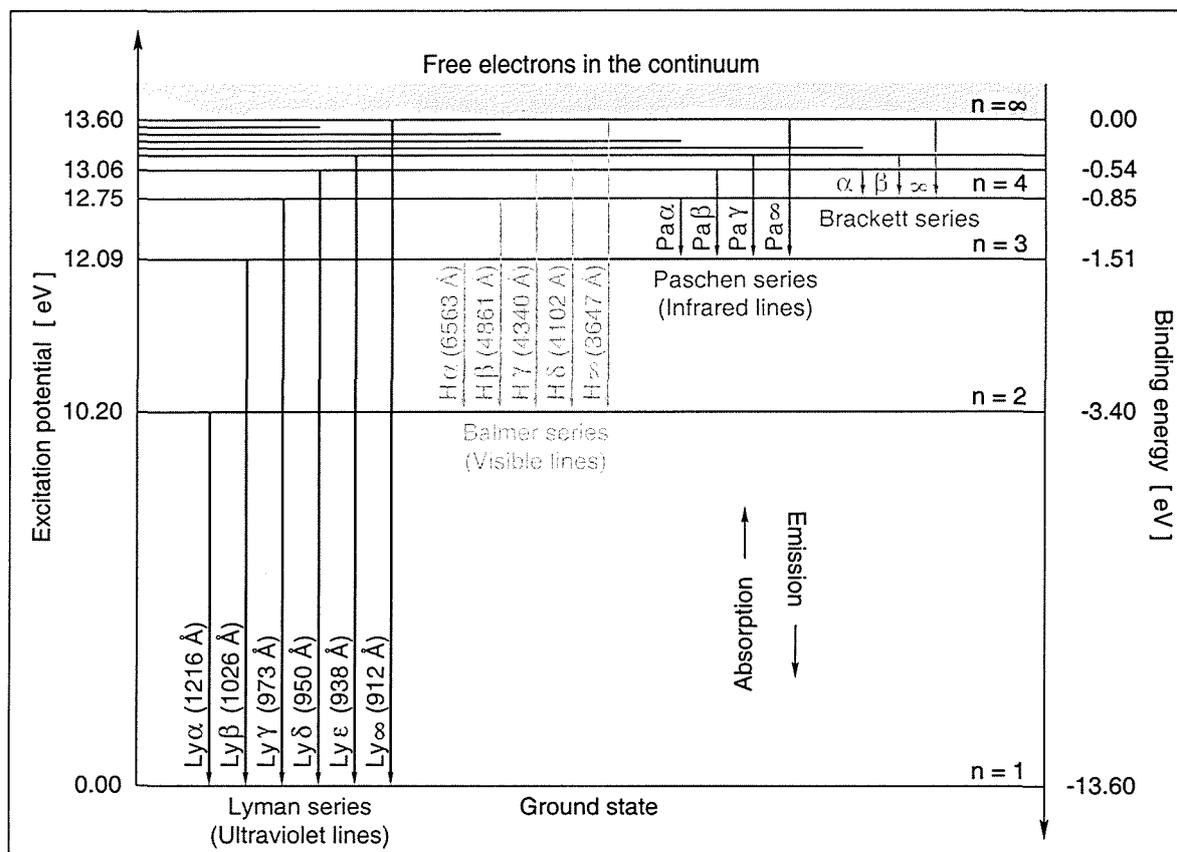


FIG. 4.1 – Diagramme des niveaux d'énergie de l'atome d'hydrogène selon le modèle de Bohr avec la nomenclature des principales transitions et la longueur d'onde en angström (Å) de la raie qui leur est associée. L'énergie en électron-volt (eV) qu'il faut fournir à l'électron pour le faire passer du niveau fondamental ( $n = 1$ ) à un niveau excité ( $n \geq 2$ ) est représentée en ordonnée sur une échelle quadratique. L'axe de droite, quant à lui, représente l'énergie de liaison de l'atome. ADAPTÉ DE: Robson (1996).

sont notées avec un seul crochet, comme par exemple la raie ultraviolette C III]  $\lambda 1909$  du carbone C<sup>++</sup>.

Les rapports d'intensité entre des raies permises et des raies interdites dépendent de la température et de la densité du gaz, ce qui permet d'estimer ces grandeurs physiques essentielles à partir d'observations spectroscopiques. Les intensités relatives des différentes raies d'un même élément chimique, dans des degrés d'ionisation et d'excitation divers, permettent, quant à elles, de déterminer le processus d'ionisation et d'excitation de ces atomes. Les deux processus essentiels sont l'ionisation ou l'excitation par un photon d'une source proche de rayonnement intense et celle par collision avec un autre atome ou avec un électron libre du gaz. Dans le cas de la *photo-ionisation*, un électron est libéré de l'atome par l'absorption d'un photon, dont l'énergie  $E = h\nu$  doit être supérieure au *potentiel d'ionisation* de l'atome, c'est-à-dire à l'énergie de liaison électro-statique qui retient l'électron le plus externe. L'atome d'hydrogène, dans son état fondamental, a un potentiel d'ionisation de 13.6 eV et ne peut, par conséquent, être photo-ionisé que par un photon du domaine ultraviolet lointain de longueur d'onde inférieure à 912 Å (cf. Fig. 4.1)<sup>1</sup>.

<sup>1</sup>La longueur d'onde  $\lambda$  s'obtient à partir de l'énergie  $E$  selon  $\lambda = hc/E$  avec  $hc \simeq 12398 \text{ eV } \text{Å}$ .

## 4.2 Origine et propriétés des raies d'émission

La Fig. 1.3 de la page 8 montre que le spectre moyen des quasars présente des raies d'éléments lourds tels le carbone, l'oxygène, le magnésium ou le silicium, ce qui indique que le gaz émettant ces raies – bien qu'il soit à haut redshift – a déjà été enrichi par une activité stellaire intense. En effet, la comparaison des rapports d'intensité des raies avec les modèles théoriques suggère une abondance en éléments lourds dans les noyaux actifs, qui est comparable ou même légèrement supérieure à celle du Soleil (cf. Table 2 de Netzer 1990).

On estime que la température  $T$  du gaz émettant les raies est d'environ 10 000 K, ce qui suggère une vitesse typique des atomes du gaz de l'ordre de  $v \approx \sqrt{kT/m_p} \approx 10 \text{ km s}^{-1}$  (Peterson 1997), où  $k$  est la constante de Boltzmann et  $m_p$  est la masse du proton. Cette vitesse est 100 à 1000 fois trop faible pour expliquer la largeur des raies d'émission des quasars.<sup>2</sup> Il est donc nécessaire d'invoquer un mécanisme d'élargissement des raies autre que l'agitation thermique. On attribue généralement la largeur des raies à la présence de nombreux nuages individuels se déplaçant à des vitesses élevées dans des directions diverses. Leur vitesse, projetée le long de la ligne de vue, détermine, par l'effet Doppler, à quelle partie de la raie (le cœur ou l'une des deux ailes) ils contribuent. Si le nombre de nuages est faible, la contribution individuelle de chacun d'eux au profil total de la raie devrait pouvoir être observable. Dietrich et al. (1999) ont récemment essayé d'identifier la signature de nuages individuels dans le spectre à très haute résolution de 3C 273, montré dans la Fig. 4.2. Ils n'ont découvert aucune structure dans le profil des raies trahissant la présence de nuages distincts, ce qui suggère que le nombre de nuages est supérieur à 100 millions.

Un si grand nombre de nuages serait en contradiction avec la possibilité que les nuages soient en fait des atmosphères d'étoiles massives de l'amas stellaire central de la galaxie, qui sont gonflées par le fort rayonnement du noyau actif. Cette hypothèse, quant à la nature des nuages émettant les raies, a été étudiée en détail par Alexander & Netzer (1994, 1997). Le fait de mettre une étoile au centre des nuages a l'avantage de leur fournir un confinement gravitationnel<sup>3</sup> qui évite leur évaporation en quelques semaines seulement (Krolik 1999). Le problème du confinement de nuages distincts et le très grand nombre de ces nuages suggéré par les profils de raie extrêmement lisses, nous pousse à considérer des modèles où le gaz émettant les raies est réparti plus uniformément. Une possibilité est que les raies soient émises par de la matière soufflée du disque d'accrétion autour du trou noir (e.g. Dumont & Collin-Souffrin 1990 ; Cassidy & Raine 1996 ; Murray & Chiang 1997). Le gaz, en quittant le disque, se dissout rapidement, mais il est immédiatement remplacé par un flux de matière continu s'échappant du disque.

Si l'origine et la nature des nuages émettant les raies larges sont encore très controversées, il est généralement admis que le gaz est photo-ionisé (cf. Sect. 4.1) par la forte émission ultraviolette des noyaux actifs. Cette hypothèse repose sur le fait que les variations d'intensité

<sup>2</sup>La largeur d'une raie se mesure généralement à mi-hauteur (FWHM pour *Full Width at Half Maximum*) et s'exprime par la vitesse du gaz associé au décalage en longueur d'onde  $\Delta\lambda$  via l'effet Doppler (cf. Sect. A.2). La composante large de la raie indique des vitesses de l'ordre de 1500 à 10 000  $\text{km s}^{-1}$ , alors que la composante étroite correspond à des vitesses de 200 à 1000  $\text{km s}^{-1}$ . Ces deux composantes seraient émises dans des régions d'émission distinctes (cf. Sect. 1.1.2). Les considérations de ce chapitre ne s'appliquent pas à la région d'émission des raies étroites située probablement à une distance de 100 à 1000 pc du noyau actif central et ayant des propriétés différentes de celles décrites ici.

<sup>3</sup>La masse de chaque nuage ne serait que de  $10^{-7}$  à  $10^{-8} M_\odot$  (Peterson 1997), ce qui est insuffisant à leur auto-gravitation. Cette faible masse des nuages suggère que la masse totale de la matière émettant les raies larges serait inférieure à  $10 M_\odot$  pour  $10^8$  nuages.

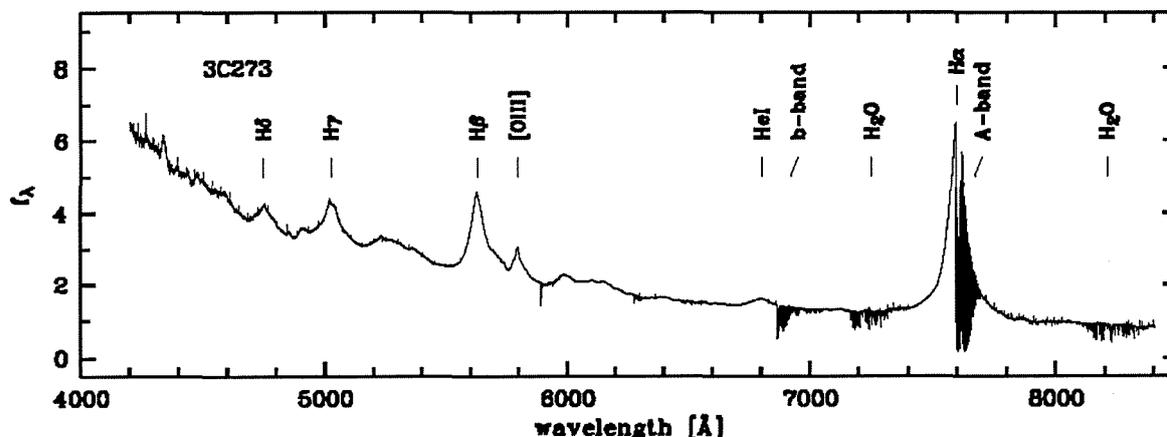


FIG. 4.2 – Le spectre optique de 3C 273 à très haute résolution ( $\Delta v \approx 10 \text{ km s}^{-1}$ ) présentant de fortes raies larges en émission. La densité de flux  $f_\lambda$  est exprimée en  $10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$ . Les bandes d'absorption dans l'aile rouge de la raie  $H\alpha$  sont dues à de l'absorption d'oxygène atmosphérique. TIRÉ DE: Dietrich et al. (1999).

de certaines raies dans les galaxies de Seyfert 1 suivent clairement celles du continu avec un retard de quelques jours seulement. Ce retard est une mesure de la distance de la source ionisante à laquelle les raies sont émises et indique une taille de la région d'émission des raies larges de quelques jours-lumière, pour les galaxies de Seyfert 1, à quelques mois-lumière pour les quasars (cf. Sect. 4.4).

Le fait que l'intensité des raies puisse répondre aux variations du continu suggère que les nuages sont optiquement épais, car s'ils étaient optiquement minces, l'émission des raies serait saturée et resterait constante (cf. Shields et al. 1995). Pour de tels nuages, la fraction du continu ionisant, qui est absorbée par les nuages, est simplement donnée par la fraction du ciel  $f = \Omega/4\pi$  vue depuis la source centrale, qui est recouverte par des nuages. La grandeur  $f$  est appelée le «facteur de couverture» (*covering factor* en anglais) et vaut probablement  $f \approx 0.1$  (Peterson 1997), voire moins (Murray & Chiang 1997). Pour exprimer la fraction du volume de la région d'émission des raies larges effectivement occupée par des nuages, on se réfère au «facteur de remplissage» (*filling factor* en anglais), qui est typiquement de l'ordre de  $10^{-6}$  à  $10^{-7}$  (Peterson 1997).

Le degré d'ionisation dans lequel se trouve généralement un élément donné (par exemple  $C^{+3}$  pour le carbone) dépend du rapport du flux de photons ionisant sur la densité numérique du gaz. En principe, ce rapport est différent pour chaque élément chimique et pour différentes régions à la surface ou dans le nuage. En pratique, cependant, il est suffisant de définir ce rapport pour l'hydrogène à la surface illuminée du nuage pour bien caractériser le degré d'ionisation général de la région d'émission des raies. Cette grandeur s'exprime par un paramètre sans unités appelé le *paramètre d'ionisation*  $U$  défini par

$$U = \frac{1}{c} \frac{\text{flux de photons ionisant}}{\text{densité numérique du gaz}} = \frac{Q(H)}{4\pi r^2 c n_H} \quad \text{avec} \quad Q(H) = \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu, \quad (4.1)$$

où la vitesse de la lumière  $c$  est introduite pour que  $U$  soit sans unités ;  $r$  est la distance entre la source ionisante et le nuage,  $n_H$  est la densité numérique des atomes d'hydrogène et  $Q(H)$  est le nombre de photons ionisant par seconde qu'émet la source centrale.  $Q(H)$  est donné par

l'intégrale sur toutes les fréquences  $\nu \geq \nu_1 = 13.6 \text{ eV}/h$  du rapport de la luminosité spécifique  $L_\nu$  [ $\text{erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ ] de la source sur l'énergie  $E = h\nu$  des photons pouvant ioniser l'hydrogène.

Les raies dites de *haute ionisation* sont des raies émises dans des régions ayant un grand paramètre d'ionisation  $U$ , c'est-à-dire les zones sur la face éclairée du nuage où la fraction d'hydrogène ionisé  $\text{H}^+/\text{H}^0$  est proche de 1. Les régions plus internes des nuages, généralement optiquement épaisses à la discontinuité de Lyman à  $\lambda = 912 \text{ \AA}$ , sont partiellement ionisées ( $\text{H}^+/\text{H}^0 \approx 0.1$ ) par du rayonnement ultraviolet extrême, voire X. A cause de la forte profondeur optique de ces régions internes, les photons  $\text{Ly}\alpha$  y sont piégés, d'où résulte une grande population d'atomes d'hydrogène excités dans le niveau  $n = 2$  (cf. Fig. 4.1). L'excitation par collision de ces atomes vers des niveaux  $n > 2$  engendre une émission importante de raies de Balmer. D'autres raies de basses ionisation telle la raie  $\text{Mg II } \lambda 2798$  et les milliers de raies du pseudo-continu<sup>4</sup> du  $\text{Fe II}$  sont également produites dans ces régions faiblement ionisées des nuages et peuvent s'en échapper grâce au fait que les nuages sont optiquement minces pour ces photons de plus basse fréquence.

### 4.3 L'effet Baldwin

La *largeur équivalente*  $W_{\lambda_0}$  [ $\text{\AA}$ ] (*equivalent width* en anglais) d'une raie à la longueur d'onde  $\lambda_0$  est définie par

$$W_{\lambda_0} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{F_\lambda - F_{\lambda,\text{cont}}}{F_{\lambda,\text{cont}}} d\lambda \simeq \frac{F_{\text{line}}}{F_{\lambda_0,\text{cont}}}, \quad (4.2)$$

où  $F_{\lambda,\text{cont}}$  [ $\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$ ] est la densité de flux du spectre du continu extrapolé sous la raie et  $F_{\text{line}}$  [ $\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ] est le flux de la raie intégrée sur toute son extension entre  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ . Elle représente la largeur [ $\text{\AA}$ ] sur laquelle il faudrait intégrer la densité de flux du continu [ $\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$ ] pour obtenir le même flux d'énergie [ $\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ] que dans la raie d'émission, et sert à exprimer l'importance du flux de la raie par rapport au continu sous-jacent.

Les spectres ultraviolet et visible des noyaux actifs présentant des raies larges sont globalement assez semblables, malgré la grande différence en luminosité entre de faibles galaxies de Seyfert 1 et des quasars très lumineux. Cette ressemblance implique que la luminosité des raies est corrélée à celle du continu ou, en d'autres termes, que les largeurs équivalentes des raies ne dépendent pas de la luminosité de l'objet. Si cette indépendance est bien vérifiée pour les raies visibles  $\text{H}\alpha$  et  $\text{H}\beta$  de l'hydrogène, la largeur équivalente de certaines raies ultraviolettes tend cependant à diminuer avec la luminosité de l'objet. C'est Baldwin (1977), qui fut le premier à mettre en évidence cette anti-corrélation avec des observations de la raie ultraviolette  $\text{C IV } \lambda 1549$ . Cette anti-corrélation appelée «effet Baldwin» est en fait une manifestation de la non-linéarité de la relation entre la luminosité de la raie et celle du continu sous-jacent pour un ensemble d'objets. En effet, si la relation log-log entre la luminosité de la raie  $\text{C IV } \lambda 1549$  et celle du continu, à une longueur d'onde proche de  $1549 \text{ \AA}$  a une pente  $\gamma (< 1)$ , on obtiendra une relation de pente  $\beta = \gamma - 1 (< 0)$  en remplaçant l'ordonnée par le

<sup>4</sup>L'atome de fer ionisé  $\text{Fe}^+$  a une configuration en niveaux d'énergie extrêmement compliquée, qui donne lieu à des milliers de transitions possibles produisant un ensemble quasi-continu de raies s'étendant entre  $2200 \text{ \AA}$  et  $5350 \text{ \AA}$ , comme illustré dans la Fig. 15 de Netzer (1990).

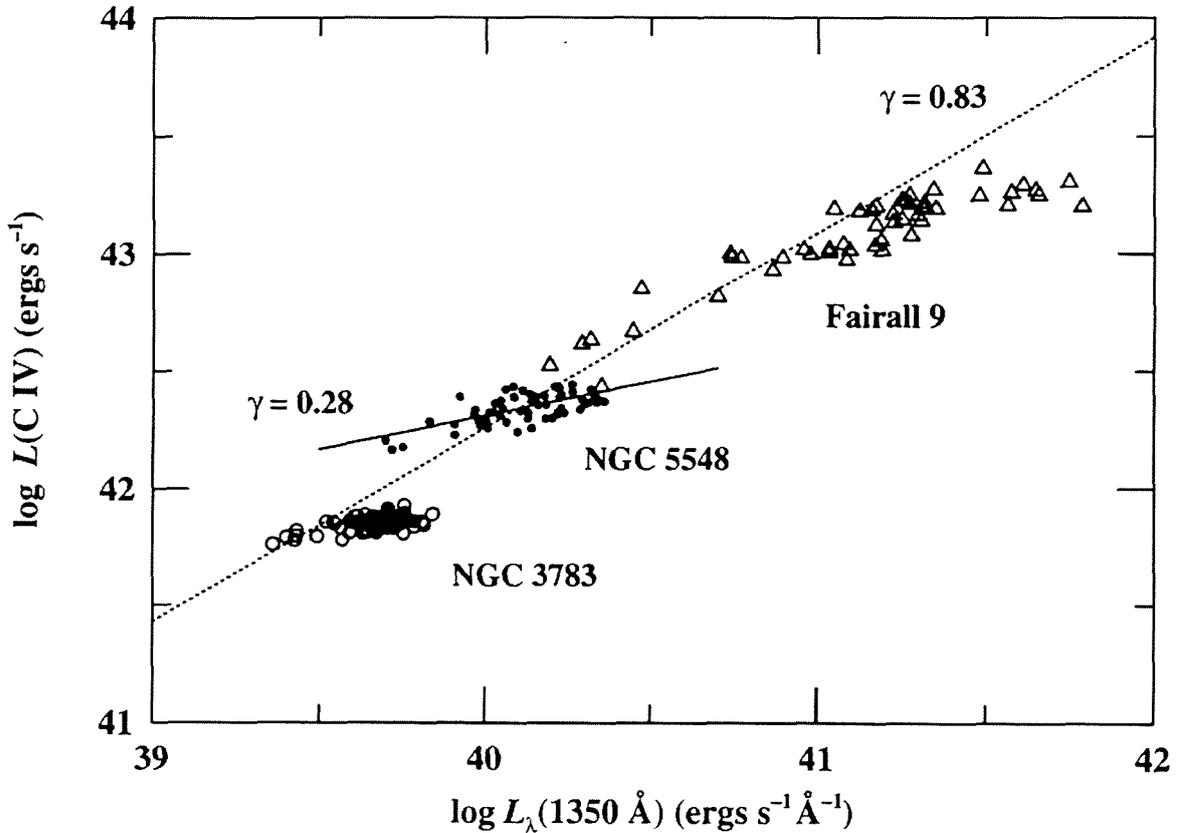


FIG. 4.3 – Illustration de l'effet Baldwin pour la raie ultraviolette C IV  $\lambda 1549$  de trois galaxies de type Seyfert 1. Le logarithme de la luminosité intégrée de la raie d'émission est représenté en fonction du logarithme de la luminosité du continu mesuré dans un intervalle de longueur d'onde centré sur  $\lambda = 1350 \text{ \AA}$ . Les points représentés par un même symbole montrent les variations propres à chaque source. Le fait que la corrélation entre la luminosité de la raie et celle du continu soit non-linéaire ( $\gamma < 1$ ) est appelé l'effet Baldwin. L'effet Baldwin intrinsèque, qui concerne les variations temporelles au sein d'un même objet, a une pente  $\gamma$  plus faible que l'effet Baldwin global, qui concerne les variations d'un objet à l'autre. TIRÉ DE: Peterson (1997).

logarithme de la largeur équivalente de la raie (Peterson 1997), selon

$$L_{\text{line}} \propto L_{\lambda_0, \text{cont}}^\gamma \iff W_{\lambda_0} \simeq \frac{L_{\text{line}}}{L_{\lambda_0, \text{cont}}} \propto L_{\lambda_0, \text{cont}}^{\gamma-1}. \quad (4.3)$$

La relation  $F_{\text{line}}(t) \propto F_{\lambda_0, \text{cont}}^\gamma(t)$  entre les variations temporelles de la raie et celles du continu au sein d'un même objet est également non-linéaire avec un indice  $\gamma$  encore plus petit, comme illustré dans la Fig. 4.3. Cette caractéristique est souvent appelée l'effet Baldwin intrinsèque, par analogie avec la relation globale d'un objet à l'autre. Une bonne partie de la dispersion de la relation globale est due à cet effet de variabilité intrinsèque (Kinney et al. 1990) ayant lui-même une dispersion provenant principalement du retard  $\tau$  (cf. Sect. 4.4) des variations de la raie par rapport à celles du continu (Pogge & Peterson 1992). L'effet Baldwin, aussi bien intrinsèque que global, est encore relativement mal compris et je réfère le lecteur à la récente revue d'Osmer & Shields (1999) pour une discussion critique des différentes

hypothèses quant à l'origine de cette relation. Une complication, mais peut-être aussi une chance pour écarter certaines hypothèses est que l'effet Baldwin global semble dépendre du potentiel d'ionisation de l'ion émettant la raie, de sorte que les raies C IV  $\lambda 1549$ , He II  $\lambda 1640$  et tout particulièrement O VI  $\lambda 1035$  présentent un effet Baldwin plus prononcé que les raies Ly $\alpha$ , H $\alpha$  et H $\beta$  de l'hydrogène (Espey & Andreadis 1999).

#### 4.4 La réponse des raies aux variations du continu

La taille et la structure de la région d'émission des raies larges peuvent en principe être estimées en observant la réponse des raies aux variations du continu. La réponse de la raie est généralement retardée et étirée en temps à cause de la contribution différée de chaque nuage individuel. Le retard de la raie est essentiellement dû au fait que la distance parcourue par la lumière de la source de continu ionisant vers un des nuages puis de ce nuage vers l'observateur est plus long que le chemin direct de la source centrale vers l'observateur (cf. Fig. 4.5). En effet, le temps de recombinaison d'un atome photo-ionisé par le continu est très court<sup>5</sup>, de sorte que l'émission d'un photon d'une raie de recombinaison suit quasi-instantanément l'ionisation de l'atome. Ainsi, la réponse des raies émises par des nuages situés le long de la ligne de vue de la source centrale vers l'observateur sera quasi-simultanée avec les variations du continu, alors que la réponse des autres nuages sera plus ou moins retardée suivant leur position. Les nuages répondant aux variations du continu avec un même retard  $\tau$  sont alignés le long d'un paraboloïde de révolution, ayant comme axe la ligne de vue de l'observateur à la source ionisante, comme illustré dans la Fig. 4.5.

Le flux total d'une raie s'obtient en additionnant les contributions de tous les nuages, alignés le long des différents paraboloïdes. Le flux total est, par conséquent, composé de contributions provenant de nuages répondant aux variations du continu avec des retards  $\tau$  différents. Mathématiquement, l'évolution temporelle du flux d'une raie  $L(t)$  s'exprime comme la convolution du flux du continu  $C(t - \tau)$  – observé au temps  $t - \tau$  antérieur – avec la *fonction de transfert*  $\Psi(\tau)$ , qui caractérise la distribution spatiale des nuages, selon

$$L(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(\tau) C(t - \tau) d\tau. \quad (4.4)$$

Cette intégrale s'appelle l'*équation de transfert* et sa résolution permettrait en principe de déduire la fonction de transfert  $\Psi(\tau)$  à partir des courbes de lumière  $L(t)$  et  $C(t)$  de la raie et du continu. Pour un flash unique du continu ionisant en  $t = 0$  et de durée nulle,  $C(t)$  serait une fonction  $\delta$  de Dirac et  $\Psi(\tau)$  serait équivalent à la courbe de lumière  $L(t)$  de la raie. En pratique, les variations du continu sont complexes et il s'est avéré très difficile de déconvoluer correctement le flux de la raie pour obtenir la fonction de transfert  $\Psi(\tau)$ . Peterson (1993) a écrit un article de revue concernant cette technique, appelée, en anglais, *reverberation mapping*, qui permet d'étudier la géométrie de la région d'émission des raies larges.

Dans la plupart des cas, les campagnes de spectroscopie intensive entreprises, dès la fin des années 80, afin d'obtenir, pour quelques noyaux actifs, des courbes de lumière régulièrement échantillonnées une à deux fois par semaine pendant plusieurs mois, ont seulement permis de définir, pour plusieurs raies, un retard typique  $\tau$  de leur réponse aux variations du continu. Ce retard typique  $\tau$  correspond au maximum de la corrélation (cf. Sect. 3.3) entre les courbes de

<sup>5</sup>Le temps de recombinaison est inversement proportionnel à la densité des électrons  $n_e$  et vaut environ 40 sec pour l'hydrogène avec une valeur typique de  $n_e = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  (Peterson 1997).

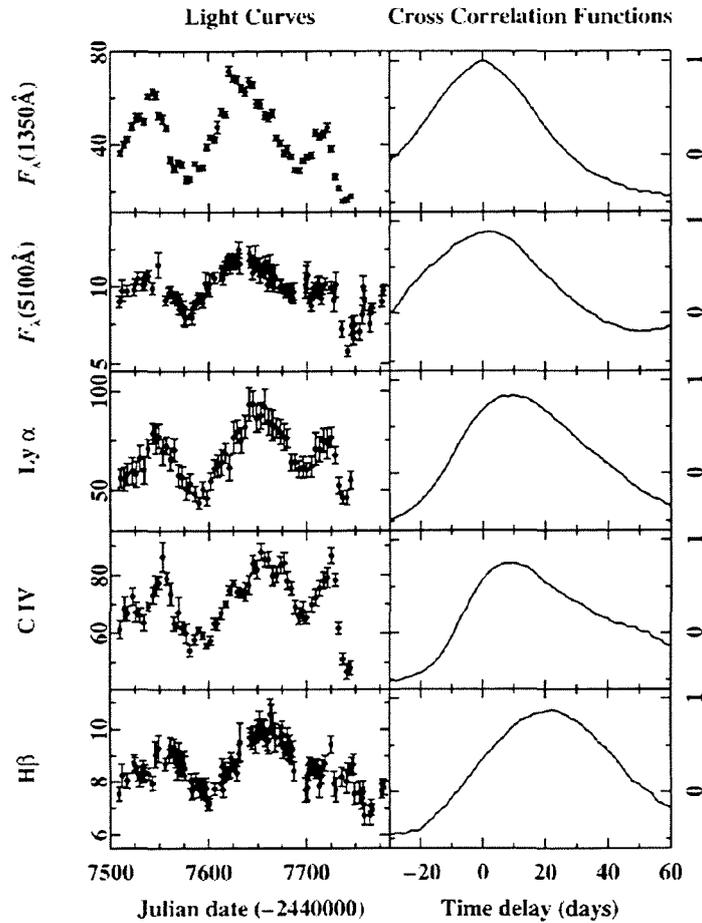


FIG. 4.4 – Courbes de lumière et fonction de corrélation du continu et des raies de la galaxie de Seyfert 1 NGC 5548 obtenu durant la campagne de 1988–89. La colonne de gauche montre de haut en bas les courbes de lumière du continu ultraviolet à 1350 Å et optique à 5100 Å en  $10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Å}^{-1}$ , suivi par celles des raies d'émission ultraviolettes  $\text{Ly}\alpha$  et  $\text{CIV } \lambda 1549$  et la raie visible  $\text{H}\beta$  en  $10^{-13} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ . Pour chacune de ces courbes de lumière, la colonne de droite montre la fonction de corrélation de cette courbe de lumière avec celle du continu ultraviolet à 1350 Å, de sorte que la première fonction est en fait une auto-corrélation. Il apparaît clairement que les raies varient similairement au continu, mais avec un retard de quelques jours, comme mis en évidence par la fonction de corrélation. TIRÉ DE: Peterson (1997).

lumière de la raie intégrée et du continu, comme illustré pour la galaxie de Seyfert 1 NGC 5548 dans la Fig. 4.4. Multiplié par la vitesse de la lumière  $c$ , le retard  $\tau$  est une mesure de la taille  $r = c\tau$  de la région d'émission de la raie considérée, qui, pour une région à symétrie sphérique, correspond effectivement assez bien à son rayon extérieur (cf. Sect. 4.5).

Deux résultats importants découlent de l'effort observationnel de cette dernière décennie dans le domaine de la spectro-photométrie ultraviolette et/ou optique des galaxies de Seyfert 1. Le premier résultat est que le retard  $\tau$  de la réponse aux variations du continu est différent d'une raie à l'autre au sein d'un même objet et que ce sont les raies de haute ionisation, comme par exemple  $\text{N V } \lambda 1240$ ,  $\text{He II } \lambda 1640$  ou encore  $\text{C IV } \lambda 1549$ , qui répondent le plus vite

au continu, alors que  $H\beta$  et  $C\text{ III] } \lambda 1909$  répondent avec un retard plus long (cf. Fig. 4.4 et par exemple Clavel et al. 1991). Cette propriété suggère que la région d'émission des raies autour de la source centrale a une structure d'ionisation radialement stratifiée, où les régions internes ont le plus grand paramètre d'ionisation  $U$  (cf. Sect. 4.2). Ce résultat complique les modèles de photo-ionisation qui considéraient, auparavant, que les conditions d'ionisation étaient les mêmes pour tous les nuages. Actuellement, on considère que les nuages les plus proches de la source du continu sont fortement ionisés et pourraient même être entièrement ionisés, c'est-à-dire optiquement minces au continu de Lyman (cf. Shields et al. 1995), alors que les nuages situés plus loin de la source centrale ont une plus grande zone partiellement ionisée d'où sont émises les raies de Balmer et d'autres raies de basse ionisation (cf. Sect. 4.2).

L'autre résultat intéressant est que la taille  $r$  de la région d'émission des raies des noyaux actifs augmente avec la luminosité  $L$  de l'objet. Ce résultat, qui est basé sur le retard  $\tau$  des raies de Balmer et en particulier d' $H\beta$ , est illustré par la Fig. 4 de Kaspi et al. (1996). La relation observée entre la taille de la région  $r = c\tau$  et la luminosité  $L$  du noyau actif est en accord avec une augmentation linéaire de  $r$  avec la racine carrée de  $L$ , selon  $r \propto L^{1/2}$ . Une telle relation est attendue à partir de l'Eq. (4.1), en émettant l'hypothèse que la forme spectrale du continu ionisant est indépendante de la luminosité  $L$  de l'objet et que tous les noyaux actifs ont une région d'émission des raies caractérisée par le même paramètre d'ionisation  $U$  et la même densité du gaz  $n_H$ . Une manifestation de cette similarité entre noyaux actifs de luminosités différentes est la ressemblance générale des spectres évoquée au début de la Sect. 4.3.

## 4.5 Les variations du profil des raies

En partant du principe que les raies d'émission des noyaux actifs sont effectivement élargies par l'effet Doppler, comme évoqué dans la Sect. 4.2, le profil des raies contient de l'information concernant le champ de vitesse global de la matière qui les émet. Dans le cas d'un champ de vitesse radial, la matière peut être en chute vers le centre (*infall* en anglais) ou, au contraire, soufflée par les régions internes (*outflow*). Alternativement, les nuages émettant les raies peuvent être en mouvement orbital autour de la masse centrale, soit sous une forme organisée en un disque ou un tore, soit de manière aléatoire.

Rosenblatt et al. (1994) introduisent leur travail par une discussion qualitative des variations possibles du profil des raies pour les différents champs de vitesse présentés ci-dessus. Je vais reprendre et quelque peu étendre cette discussion ici, en me basant sur la Fig. 4.5, qui illustre la problématique des variations du profil des raies. J'ai choisi de considérer une région d'émission des raies à symétrie sphérique autour d'une source variable de rayonnement ionisant. Pour qu'il puisse y avoir des variations significatives du profil des raies, il faut que le temps caractéristique des variations  $t_{\text{var}}$  du continu ionisant soit du même ordre de grandeur que le temps  $r_{\text{out}}/c$  nécessaire à la lumière pour atteindre le bord de la région d'émission des raies. En effet, si  $t_{\text{var}} \ll r_{\text{out}}/c$ , le profil de la raie sera que très peu variable, car la trop grande région d'émission va fortement diluer les variations rapides du continu, alors que si  $t_{\text{var}} \gg r_{\text{out}}/c$ , toutes les parties de la raie répondront quasi-simultanément aux variations du continu, de sorte que la raie variera en intensité, mais non en forme.

Pour faciliter la discussion, j'ai divisé la région d'émission des raies de la Fig. 4.5 en trois zones distinctes (a, b et c), en fonction de leur éloignement par rapport à l'observateur. La zone proche (a) répond immédiatement aux variations du continu et cette réponse cesse au

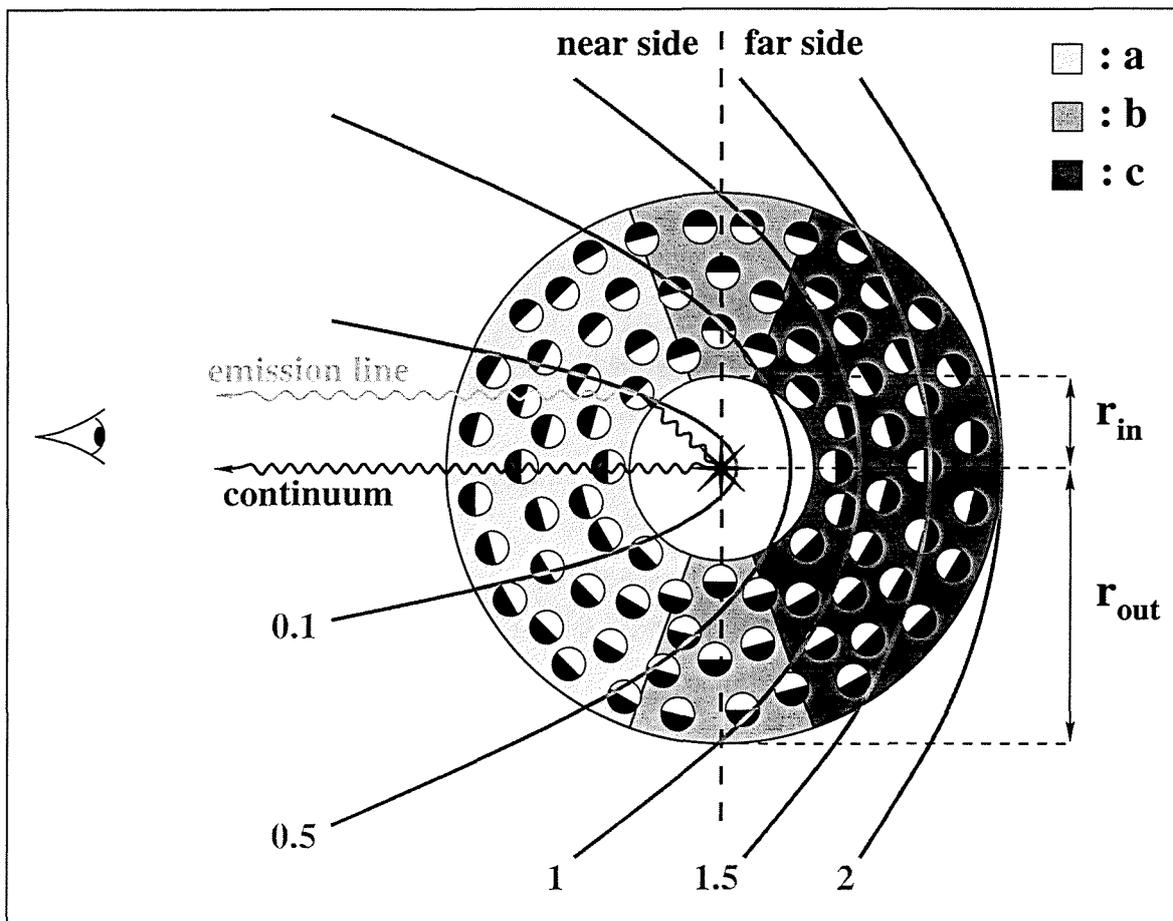


FIG. 4.5 – Coupe schématique d'une région d'émission des raies larges en forme de coquille épaisse de rayon intérieur  $r_{in}$  et de rayon extérieur  $r_{out}$  autour d'une source centrale de rayonnement ionisant. Cette région est divisée en trois zones a, b et c de volumes égaux pour une géométrie axisymétrique où l'axe est la ligne de vue de l'observateur à la source centrale. Des paraboloïdes de révolution relient les nuages dont l'émission de la raie répond aux variations du continu ionisant avec le même retard  $\tau$ , indiqué ici en unités de  $r_{out}/c$ . Les nuages sont représentés comme des demi-lunes pour illustrer le fait que les raies sont émises de manière privilégiée sur la face éclairée des nuages.

delà d'un délai de  $\sim 0.5 r_{out}/c$ . La zone b ne répond aux variations du continu qu'entre  $\sim 0.25$  et  $\sim 1.25 r_{out}/c$ , alors que la réponse de la zone c s'étend entre  $\sim 0.5$  et  $2 r_{out}/c$ . Cette simple constatation a plusieurs conséquences importantes. La réponse des raies aux variations du continu a un retard moyen et une durée totale qui augmentent de la zone a à la zone c. La plus longue durée de réponse des raies émises dans la zone lointaine c a pour effet de diminuer la variabilité de cette réponse en diluant en temps les variations rapides du continu.

Cet effet temporel, lié à la géométrie, n'affecte cependant pas les intensités des raies émises par les trois zones. Ces intensités seront égales, si la distribution des nuages autour de la source centrale est isotrope et s'il n'y a pas d'obscurcissement. Les nuages qui émettent les raies étant en grande partie optiquement épais au continu de Lyman (cf. Sect. 4.2), la raie  $Ly\alpha$  sera émise de manière privilégiée de la face éclairée du nuage vers la source du continu ionisant. Selon

TAB. 4.1 – Table récapitulative des propriétés des trois zones **a**, **b** et **c** de la région d'émission des raies larges illustrée dans la Fig. 4.5.

		Zone a	Zone b	Zone c
Position par rapport à l'observateur		proche	moyenne	lointaine
Caractéristiques de la réponse de la raie aux variations du continu	Retard $\tau$	court	moyen	long
	Durée	courte	moyenne	longue
	Variabilité	forte	moyenne	faible
Contribution à la raie en cas d'obscurcissement	interne aux nuages	faible	moyenne	forte
	externe aux nuages	forte	moyenne	faible
Partie de la raie émise pour un champ de vitesse	radial vers l'intérieur	aile rouge	coeur	aile bleue
	radial vers l'extérieur	aile bleue	coeur	aile rouge
	rotationnel (axe $\perp$ l.d.v.)	coeur	ails	coeur
	rotationnel (axe $\parallel$ l.d.v.)	coeur	coeur	coeur
	chaotique	raie totale	raie totale	raie totale

Ferland et al. (1992), non seulement  $\text{Ly}\alpha$ , mais également la plupart des autres raies, sont émises anisotropiquement dans la direction de la source d'ionisation, comme illustré par les nuages en demi-lune de la Fig. 4.5. Cet obscurcissement interne aux nuages a pour effet de diminuer la contribution à la raie émise par la zone **a** et d'augmenter celle émise par la zone **c**. L'effet inverse n'est cependant pas exclu dans le cas d'un obscurcissement externe aux nuages, qui pourrait être dû à de la poussière inter-nuages dans la région d'émission des raies et qui produirait cette fois-ci une atténuation plus forte de la contribution à la raie provenant de la zone éloignée **c**.

Les zones **a**, **b** et **c** ont également la propriété de correspondre à différentes parties de la raie pour un champ de vitesse simple. Dans le cas d'un champ de vitesse radial, le coeur de la raie sera principalement émis par la zone **b** et ses ailes par les zones **a** et **c**, où l'aile rouge et l'aile bleue correspondent respectivement à la zone **a** et **c** dans le cas d'une chute vers le centre et vice versa pour une éjection des nuages vers l'extérieur. Dans le cas d'une rotation de la région d'émission des raies autour d'un axe perpendiculaire à la ligne de vue, le coeur de la raie sera émis par les zones **a** et **c**, alors que les ailes de la raie seront émises dans la zone **b**. Pour une rotation autour d'un axe parallèle à la ligne de vue, les trois zones contribueront au coeur de la raie, qui sera donc étroite. Finalement, pour des nuages ayant des orbites orientées dans des directions aléatoires, le champ de vitesse à une certaine distance  $r$  de la masse centrale sera indépendant de la position  $(\theta, \phi)$  dans la région d'émission des raies et sera donc le même dans les trois zones **a**, **b** et **c**.

Les caractéristiques des trois zones présentées ci-dessus sont rassemblées dans la Table 4.1. Cette récapitulation montre que pour un champ de vitesse chaotique, la raie sera toujours symétrique avec des variations en intensité, mais pas en forme. La raie sera également symétrique pour un champ de vitesse en rotation, mais les ailes de la raie ne répondront pas simul-

tanément à son coeur, ce qui implique des variations de la largeur de la raie. En fonction de la nature de l'obscurcissement, la zone dominante pour l'émission du coeur de la raie sera soit la zone a, soit la zone c, de sorte que la variabilité du coeur sera plus ou moins forte par rapport à celle des ailes. Finalement, un champ de vitesse radial doit produire des variations asymétriques du profil de la raie avec l'aile rouge variant rapidement et fortement dans le cas d'une chute vers le centre et l'aile bleue variant moins et avec un retard plus important par rapport au continu. Un tel comportement du profil de la raie a effectivement été observé pour la raie C IV  $\lambda 1549$  de NGC 5548 (Crenshaw & Blackwell 1990; Korista et al. 1995; Wanders et al. 1995; Done & Krolik 1996) et a été interprété par Done & Krolik (1996) comme étant la signature d'une composante radiale significative dans le champ de vitesse globalement rotationnel ou chaotique de cet objet. En cas d'obscurcissement interne ou externe aux nuages, un champ de vitesse radial doit également se caractériser par un profil asymétrique de la raie moyenne. De tels profils sont souvent observés dans les noyaux actifs, avec des asymétries pouvant être très prononcées pour certains objets (Peterson 1997).

La discussion ci-dessus ne doit être considérée que comme un point de départ dans l'interprétation des variations du profil des raies d'émission dans les noyaux actifs. La géométrie choisie a l'avantage d'être simple, mais elle n'est pas réaliste. Le problème vient surtout du fait que la source ionisante est considérée comme ponctuelle, alors que les modèles prévoient en général l'existence d'un disque d'accrétion s'étendant au travers de la région d'émission des raies, comme illustré dans la Fig. 1.4. La source du continu ionisant ne sera alors plus ponctuelle et le disque aura pour effet de masquer une partie des nuages émettant les raies. Le disque aura probablement aussi pour effet de produire un rayonnement anisotrope avec une émission plus importante dans deux cônes s'ouvrant de part et d'autre du disque. Goad & Wanders (1996), par exemple, ont étudié le profil des raies dans le cas d'un tel continu et avec la même géométrie que dans la Fig. 4.5 pour différentes orientations du disque par rapport à l'observateur.

Une autre complication est la possibilité d'avoir un jet qui peut émettre du rayonnement ionisant à une certaine distance du trou noir central et de manière privilégiée dans la direction de sa propagation. L'effet d'une telle source sur le profil des raies n'a, à ma connaissance, encore jamais été étudié. Finalement, en considérant que le plan d'une galaxie de Seyfert n'est pas forcément aligné avec le disque d'accrétion (cf. Clarke et al. 1998), il est possible que le tore de poussière (cf. Sect. 1.2.2) masque un côté de ce disque. Des raies émises à la surface de ce disque partiellement obscurcit pourraient alors apparaître asymétriques, bien qu'il n'y ait pas, dans ce cas, de mouvements radiaux.

## Références

- Alexander T., Netzer H., 1994, MNRAS 270, 781  
Alexander T., Netzer H., 1997, MNRAS 284, 967  
Baldwin J.A., 1977, ApJ 214, 679  
Cassidy I., Raine D.J., 1996, A&A 310, 49  
Clarke C.J., Kinney A.L., Pringle J.E., 1998, ApJ 495, 189  
Clavel J., Reichert G.A., Alloin D., et al., 1991, ApJ 366, 64  
Crenshaw D.M., Blackwell J.M., 1990, ApJ 358, L37  
Dietrich M., Wagner S.J., Courvoisier T.J.-L., Bock H., North P., 1999, A&A 351, 31  
Done C., Krolik J.H., 1996, ApJ 463, 144  
Dumont A.M., Collin-Souffrin S., 1990, A&A 229, 313

- Espey B.R., Andreadis S.J., 1999. In : Quasars and Cosmology, Ferland G., Baldwin J. (eds.), ASP Conf. Series, Vol. 162, p. 351
- Ferland G.J., Peterson B.M., Horne K., Welsh W.F., Nahar S.N., 1992, ApJ 387, 95
- Goad M., Wanders I., 1996, ApJ 469, 113
- Kaspi S., Smith P.S., Maoz D., Netzer H., Jannuzi B.T., 1996, ApJ 471, L75
- Kinney A.L., Rivolo A.R., Koratkar A.P., 1990, ApJ 357, 338
- Korista K.T., Alloin D., Barr P., et al., 1995, ApJS 97, 285
- Krolik J.H., 1999. Active galactic nuclei : from the central black hole to the galactic environment, Princeton Series in Astrophysics, Princeton University Press
- Murray N., Chiang J., 1997, ApJ 474, 91
- Netzer H., 1990. In : Active Galactic Nuclei, Courvoisier T.J.-L., Mayor M. (eds.), Saas-Fee Advanced Course No. 20, Springer-Verlag, p. 57
- Osmer P.S., Shields J.C., 1999, A Review of Line and Continuum Correlations in AGNs. In : Quasars and Cosmology, Ferland G., Baldwin J. (eds.), ASP Conf. Series, Vol. 162, p. 235
- Peterson B.M., 1993, PASP 105, 247
- Peterson B.M., 1997. An introduction to active galactic nuclei, Cambridge University Press
- Pogge R.W., Peterson B.M., 1992, AJ 103, 1084
- Robson I., 1996. Active Galactic Nuclei, Wiley-Praxis Series in Astronomy and Astrophysics, John Wiley & Sons Ltd
- Rosenblatt E.I., Malkan M.A., Sargent W.L.W., Readhead A.C.S., 1994, ApJS 93, 73
- Shields J.C., Ferland G.J., Peterson B.M., 1995, ApJ 441, 507
- Wanders I., Goad M.R., Korista K.T., et al., 1995, ApJ 453, L87

## Chapitre 5

# L'analyse en composantes principales

Une manière originale d'étudier les variations du profil des raies, en fonction des variations du continu, est d'utiliser la méthode appelée, en anglais, *principal component analysis* (PCA), dont la traduction littérale est «analyse en composantes principales». Cette méthode statistique est décrite au chapitre 2 de Kendall (1980) ou au chapitre 43 de Kendall & Stuart (1976) et fait l'objet d'un ouvrage entier chez Jolliffe (1986).

L'idée d'appliquer l'analyse en composantes principales à l'étude des variations du profil des raies m'a été proposée par Stéphane Paltani durant mon travail de diplôme. Si, grâce à son expérience, il m'a été facile d'appliquer cet outil mathématique aux spectres ultraviolets, il m'a, en revanche, fallu beaucoup plus de temps pour en dégager les résultats essentiels, les comprendre et les interpréter correctement. Je vais essayer ici de transmettre le fruit de cette réflexion pour permettre au lecteur d'aborder plus facilement cette puissante méthode statistique encore peu exploitée en astronomie (cf. Francis & Wills (1999) pour quelques exemples d'applications de cette analyse à l'étude des noyaux actifs). Ainsi, avant de passer, dans la Sect. 5.2, au formalisme mathématique utilisé pour analyser une série de spectres, je commence ce chapitre par une description plus intuitive du principe de la méthode en me servant d'un exemple météorologique. La Sect. 5.3 termine ce chapitre en donnant une interprétation physique au formalisme de la Sect. 5.2. Elle introduit également ma première publication, présentée dans le Chapitre 6, en décrivant comment l'analyse en composantes principales peut être appliquée à l'étude des variations des raies d'émission des noyaux actifs de galaxie.

### 5.1 Le principe de la méthode

Pour décrire un système complexe qui varie, soit au cours du temps, soit en fonction du lieu soit d'un objet à un autre, on commencera par mesurer un maximum de grandeurs qui le caractérisent. A la bourse, ces grandeurs seront par exemple la valeur des actions et des devises évoluant au cours du temps. En météorologie, elles pourraient être les températures, les pressions et les vitesses des vents en divers lieux. En astronomie, elles seront, par exemple, les intensités et les largeurs de plusieurs raies mesurées pour diverses étoiles ayant des masses, des luminosités et des indices de couleur différents. L'étude de tels ensembles d'observations n'est pas facile est c'est à ce moment que la méthode de l'analyse en composantes principales

peut être utile. Elle consiste à rechercher un mode de variation privilégié au sein des variations complexes de l'ensemble des grandeurs mesurées. Ce mode de variation principal est en fait une nouvelle grandeur, qui est une combinaison linéaire des autres et qui décrit le lien existant entre les variations des grandeurs initiales.

Prenons un exemple simple : le temps à Genève en automne. Admettons que nous avons fait des mesures de température  $T$ , d'humidité de l'air  $h$  et de vitesse  $v$  du vent dans la direction sud-ouest vers nord-est tous les jours du mois de novembre. Nous pouvons représenter ces 30 séries d'observations journalières par 30 points dans un espace à trois dimensions avec un des axes correspondant à la température  $T$ , un autre à l'humidité  $h$  et le troisième à la vitesse  $v$  du vent. La distribution de ces points, dans notre espace, aura une direction dans laquelle son extension est maximale. Cette direction privilégiée peut être exprimée comme une combinaison linéaire des trois directions initiales de notre espace, selon

$$\hat{e}_1 = T_1 \mathbf{e}_1 + h_1 \mathbf{e}_2 + v_1 \mathbf{e}_3,$$

où les trois vecteurs unitaires  $\mathbf{e}_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) forment une base orthonormée<sup>1</sup>  $\{\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3\}$  de notre espace  $(T, h, v)$  et les facteurs  $T_1$ ,  $h_1$  et  $v_1$  ont des valeurs telles que le vecteur résultant  $\hat{e}_1$  soit aussi unitaire.<sup>2</sup> Cette direction d'extension maximale des points correspond au mode principal de variation de nos trois grandeurs mesurées en novembre. Dans notre exemple, les trois facteurs  $T_1$ ,  $h_1$  et  $v_1$  seront probablement tous de même signe (positif ou négatif)<sup>3</sup>, ce qui indique qu'un fort vent de nord-est (la bise) est habituellement associé à une baisse de température et à une faible humidité ou inversement qu'un fort vent de sud-ouest est positivement corrélé avec la température et l'humidité de l'air. Cette composante principale ne décrit pas toutes les variations possibles de ces trois grandeurs, mais décrit correctement la tendance générale ou, autrement dit, le mode de variation principal du temps à Genève en novembre.

Une fois cette composante principale trouvée, nous pouvons projeter le nuage, formé des 30 points de notre espace, dans un plan perpendiculaire à la direction de son élongation maximale. Dans ce plan, la distribution des 30 points aura à nouveau une direction dans laquelle son extension est maximale. Cette direction peut à nouveau être définie comme une combinaison linéaire des trois axes initiaux de notre espace, selon

$$\hat{e}_2 = T_2 \mathbf{e}_1 + h_2 \mathbf{e}_2 + v_2 \mathbf{e}_3,$$

où  $\hat{e}_2$  correspond à la deuxième composante des variations du temps durant le mois de novembre. Si, par exemple,  $T_2$  et  $h_2$  sont de signe opposé et  $v_2$  est quasi-nul, cela indiquerait un mode de variation du temps décrivant des journées chaudes et sèches ou froides et humides,

<sup>1</sup>Une base orthonormée est une base dont tous les vecteurs sont orthogonaux et unitaires, c'est-à-dire de norme 1.

<sup>2</sup>Dans cet exemple, les trois grandeurs ont des unités différentes, dont le choix influence la distribution des points dans l'espace  $(T, h, v)$  et en particulier sa direction d'extension maximale. Il faut donc garder à l'esprit que les rapports entre les valeurs  $T_1$ ,  $h_1$  et  $v_1$  dépendent des unités choisies. Une manière de faire, pour donner une importance égale aux trois variables  $T$ ,  $h$  et  $v$ , est de diviser les 30 observations de température, d'humidité et de vitesse du vent par leur variance  $\sigma^2$  respective. Ceci correspond, en fait, à utiliser, à la place de la *matrice de covariance*  $C$  de l'Eq. (5.2), la *matrice des coefficients de corrélation*  $\mathcal{G}$ , dont les éléments  $g_i^j$  sont normalisés selon  $g_i^j = \text{cov}(f_i, f_j) / \sqrt{\sigma_i^2 \sigma_j^2}$ . Une telle renormalisation n'est généralement pas souhaitée, car elle altère les observations originales en leur ôtant de l'information. Elle peut cependant être appropriée dans certains cas particuliers (cf. Kendall 1980).

<sup>3</sup>La composante principale indique une direction dans un espace et sa normalisation et son signe sont donc indéterminés, car tout multiple  $\alpha \hat{e}_1$  ( $\alpha \neq 0$ ) du vecteur unitaire  $\hat{e}_1$  définit une seule et même direction.

indépendamment de la vitesse du vent. Finalement, une troisième et dernière composante  $\hat{e}_3$  peut être définie comme correspondant à la direction perpendiculaire aux deux directions définies par les deux premières composantes  $\hat{e}_1$  et  $\hat{e}_2$ . Ces trois vecteurs unitaires forment une nouvelle base orthonormée  $\{\hat{e}_1, \hat{e}_2, \hat{e}_3\}$  de notre espace  $(T, h, v)$ , qui a la particularité d'être alignée le long des axes principaux de notre nuage de points caractérisant le temps en novembre.<sup>4</sup> Un tel changement de base s'effectue mathématiquement par la diagonalisation de la *matrice de covariance* (cf. Sect. 5.2) de dimension  $3 \times 3$ , qui décrit comment les variations de chacune des trois grandeurs mesurées sont corrélées entre elles.

Le principe de l'analyse en composantes principales, que j'ai essayé de décrire simplement ci-dessus avec un exemple météorologique avec seulement  $n = 3$  variables, se généralise facilement pour un ensemble de  $n > 3$  variables. Le formalisme mathématique reste le même avec, comme élément clef, la matrice de covariance, qui sera de dimension  $n \times n$ . Seule la représentation géométrique des points de mesure, dans un espace à  $n > 3$  dimensions, sera plus difficile à imaginer...

## 5.2 Le formalisme mathématique

Pour décrire pas par pas le formalisme mathématique de l'analyse en composantes principales, je vais directement prendre, comme exemple, le cas particulier de l'étude des variations spectrales d'un objet astrophysique au cours du temps.<sup>5</sup>

Considérons que nous avons  $m$  spectres d'un même objet observé à différentes époques et que chacun de ces spectres est constitué de  $n$  mesures de flux  $f(\lambda_i)$  dans  $n$  intervalles spectraux centrés aux longueurs d'onde  $\lambda_i$  ( $i = 1, \dots, n$ ). La première étape consiste à construire la **matrice des flux**  $\mathcal{F}$  ( $m \times n$ ) en rangeant les  $m$  spectres dans les lignes de la matrice, selon

$$\mathcal{F} = \begin{pmatrix} f_1^1 & f_2^1 & \dots & f_n^1 \\ f_1^2 & f_2^2 & \dots & f_n^2 \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ f_1^m & f_2^m & \dots & f_n^m \end{pmatrix}, \quad (5.1)$$

où  $f_i^k \equiv f^k(\lambda_i)$  est le flux de l'observation  $k$  ( $k = 1, \dots, m$ ) à la longueur d'onde  $\lambda_i$ . Les lignes de cette matrice sont des spectres à  $m$  différentes époques, et ses colonnes contiennent les  $n$  courbes de lumière aux différentes longueurs d'onde  $\lambda_i$ .

A cette représentation matricielle correspond une représentation géométrique dans un espace Euclidien à  $n$  dimensions ayant comme base orthonormée l'ensemble  $\{\mathbf{e}_i\}$  des  $n$  vecteurs unitaires  $\mathbf{e}_i$  ( $i = 1, \dots, n$ ) tous orthogonaux entre eux. Chacun des  $m$  spectres peut être représenté par un point dans cet espace en portant – pour chaque élément  $i$  du spectre – la valeur du flux  $f_i \equiv f(\lambda_i)$  à la longueur d'onde  $\lambda_i$  sur l'axe défini par le vecteur unitaire  $\mathbf{e}_i$ . La figure 5.1 illustre cette représentation géométrique dans le cas simple de  $m = 30$  observations dans  $n = 2$  intervalles de longueur d'onde.

Les liens existant entre les variations de flux  $f_i$  aux diverses longueurs d'onde  $\lambda_i$  sont exprimés par la **matrice de covariance**  $\mathcal{C}$  de  $\mathcal{F}$  de dimension  $(n \times n)$  définie de la manière

<sup>4</sup>En astronomie extra-galactique, on connaît bien le nuage d'étoiles formant une galaxie elliptique tri-axiale. Dans le cadre de cette analogie, le grand-axe de la galaxie correspondrait à la direction définie par la composante principale, l'axe intermédiaire à celle de la seconde composante et le petit-axe à celle de la troisième et dernière composante.

<sup>5</sup>Le cas de l'étude des variations spectrales d'un objet à un autre est évidemment tout à fait similaire.

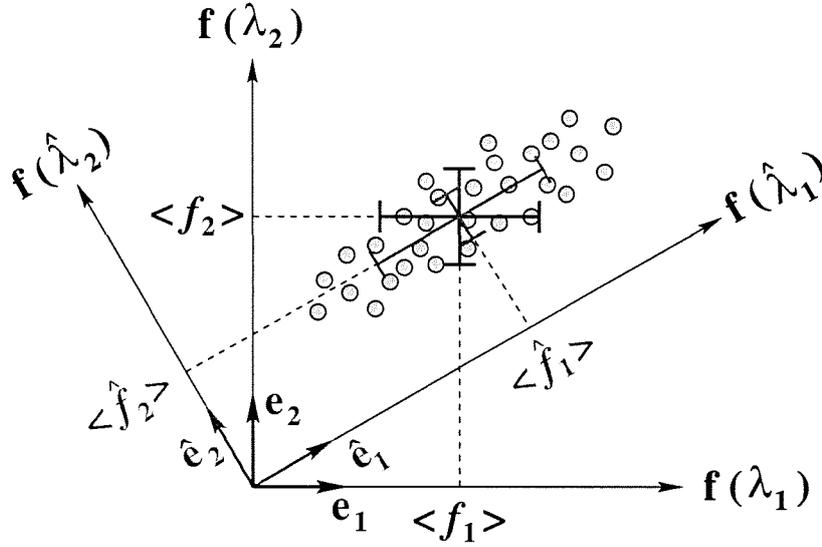


FIG. 5.1 – Représentation géométrique du principe de l'analyse en composantes principales dans le cas simple d'un espace à seulement deux dimensions correspondant aux flux  $f(\lambda_1)$  et  $f(\lambda_2)$  dans  $n = 2$  intervalles de longueur d'onde centrés en  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ . Les points représentent les mesures de flux  $(f_1^k; f_2^k)$  en  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  à 30 différentes époques  $k$ . Les barres d'erreur horizontales et verticales, centrées sur la moyenne  $(\langle f_1 \rangle; \langle f_2 \rangle)$  de ces observations, représentent respectivement les dispersions de flux  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$ . L'analyse en composantes principales a pour but de transformer la base orthonormée  $\{e_1; e_2\}$  du plan en une nouvelle base  $\{\hat{e}_1; \hat{e}_2\}$  orientée le long de la direction de plus grande dispersion  $\hat{\sigma}_1$  des observations.

suivante :

$$C = \text{cov}(\mathcal{F}) = \begin{pmatrix} \sigma_1^2 & \text{cov}(f_1, f_2) & \cdots & \text{cov}(f_1, f_n) \\ \text{cov}(f_2, f_1) & \sigma_2^2 & \cdots & \text{cov}(f_2, f_n) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \text{cov}(f_n, f_1) & \text{cov}(f_n, f_2) & \cdots & \sigma_n^2 \end{pmatrix}, \quad (5.2)$$

où la covariance  $\text{cov}(f_i, f_j)$  des flux  $f_i$  et  $f_j$  aux longueurs d'onde  $\lambda_i$  et  $\lambda_j$  est définie par

$$\text{cov}(f_i, f_j) \equiv \frac{1}{m} \sum_{k=1}^m (f_i^k - \langle f_i \rangle) (f_j^k - \langle f_j \rangle) \quad \text{avec} \quad \langle f_i \rangle = \frac{1}{m} \sum_{k=1}^m f_i^k, \quad (5.3)$$

et se réduit à la variance  $\sigma_i^2$  des flux  $f_i^k$  pour  $i = j$ , selon

$$\text{cov}(f_i, f_i) = \frac{1}{m} \sum_{k=1}^m (f_i^k - \langle f_i \rangle)^2 \equiv \sigma_i^2. \quad (5.4)$$

La matrice de covariance  $C$  est *symétrique*, car la covariance est une opération commutative, selon  $\text{cov}(f_j, f_i) = \text{cov}(f_i, f_j) \forall i, j$ . Selon un théorème d'algèbre (e.g. Efimov 1976), toute matrice d'une transformation linéaire qui est symétrique dans une base orthogonale est **diagonalisable**. Il doit donc exister une base  $\{\hat{e}_i\}$  dans notre espace à  $n$  dimensions, pour laquelle l'expression de la matrice de covariance  $C$  est une matrice diagonale  $\hat{C}$ . Cette base particulière est constituée des  $n$  vecteurs propres  $\hat{e}_i$  correspondant aux  $n$  valeurs propres  $\mu_i$

de la matrice de covariance  $C$ . L'expression  $\widehat{C}$  de cette matrice, dans la nouvelle base  $\{\widehat{e}_i\}$ , est, quant à elle, la matrice ayant justement les  $n$  valeurs propres  $\mu_i$  composant sa diagonale<sup>6</sup>, selon

$$\widehat{C} = \begin{pmatrix} \mu_1 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & \mu_2 & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & \cdots & 0 & \mu_n \end{pmatrix}. \quad (5.5)$$

Les  $n$  valeurs propres  $\mu_i$  de  $C$  sont les  $n$  racines du polynôme caractéristique  $P_C(\mu)$  de degré  $n$  en  $\mu$ , défini par

$$P_C(\mu) = \det(C - \mu I) = 0 \quad \text{avec} \quad C - \mu I = \begin{pmatrix} c_1^1 - \mu & c_2^1 & \cdots & c_n^1 \\ c_1^2 & c_2^2 - \mu & \cdots & c_n^2 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ c_1^n & c_2^n & \cdots & c_n^n - \mu \end{pmatrix}, \quad (5.6)$$

où  $\det(C - \mu I)$  est le déterminant de la matrice  $C - \mu I$  et où  $I$  est la matrice identité composée uniquement de 1 dans sa diagonale. L'ordre des valeurs propres dans la matrice  $\widehat{C}$  de l'Eq. (5.5) étant arbitraire, nous pouvons choisir de les numéroter par ordre décroissant, tel que  $\mu_1 > \mu_2 > \cdots > \mu_n$ .

A chacune des  $n$  valeurs propres  $\mu_i$  de la matrice  $C$  correspond un vecteur propre unitaire  $\widehat{e}_i$ , qui s'exprime comme une combinaison linéaire des vecteurs de la base initiale  $\{e_i\}$ , selon

$$\widehat{e}_i = t_i^1 e_1 + t_i^2 e_2 + \cdots + t_i^n e_n. \quad (5.7)$$

Ces vecteurs propres<sup>7</sup> de la matrice  $C$ , définis par leurs  $n$  composantes  $t_i^j$  ( $j = 1, \dots, n$ ), sont les solutions des  $n$  équations suivantes ( $i = 1, \dots, n$ ) :

$$C * \widehat{e}_i = \mu_i \widehat{e}_i, \quad \text{soit} \quad \begin{pmatrix} c_1^1 & c_2^1 & \cdots & c_n^1 \\ c_1^2 & c_2^2 & \cdots & c_n^2 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ c_1^n & c_2^n & \cdots & c_n^n \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} t_i^1 \\ t_i^2 \\ \vdots \\ t_i^n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mu_i t_i^1 \\ \mu_i t_i^2 \\ \vdots \\ \mu_i t_i^n \end{pmatrix}, \quad (5.8)$$

où le signe  $*$  symbolise le produit matriciel.

Les vecteurs propres  $\widehat{e}_i$  de la matrice  $C$  sont tous perpendiculaires les uns aux autres et forment ainsi une nouvelle base orthonormée  $\{\widehat{e}_i\}$  de notre espace. La matrice de changement de base  $T$  de la base  $\{e_i\}$  à la base  $\{\widehat{e}_i\}$  se construit en plaçant les  $n$  composantes  $t_i^j$  de chaque

<sup>6</sup>Si les valeurs contenues dans une matrice dépendent de la base dans laquelle on l'exprime, la transformation linéaire qu'elle représente, de même que ces valeurs et vecteurs propres, sont indépendants de la base choisie. Les valeurs et vecteurs propres de  $C$  et de  $\widehat{C}$  sont donc les mêmes.

<sup>7</sup>D'une manière générale, un vecteur propre  $x$  d'une transformation linéaire  $A$  a la particularité de se transformer en un vecteur  $y = A(x) = A * x$  colinéaire à  $x$ , c'est-à-dire que  $y = \mu x$ , où  $\mu$  est la valeur propre associée. Les vecteurs propres d'une transformation  $A$  ne sont pas définis de manière unique par l'équation  $A * x = \mu x$ , car tout multiple  $\alpha x$  non nul ( $\alpha \neq 0$ ) d'un vecteur propre  $x$  est également un vecteur propre associé à la même valeur propre  $\mu$  (e.g. Efimov 1976). Il est donc toujours possible de normaliser les vecteurs propres de sorte que leur norme vaud 1. Il subsiste pourtant encore une indétermination du signe du vecteur propre.

vecteur propre  $\hat{\mathbf{e}}_i$  dans la  $i^{\text{ème}}$  colonne de  $\mathcal{T}$ , ce qui donne

$$\mathcal{T} = \begin{pmatrix} t_1^1 & t_2^1 & \dots & t_n^1 \\ t_1^2 & t_2^2 & \dots & t_n^2 \\ \vdots & \vdots & \dots & \vdots \\ t_1^n & t_2^n & \dots & t_n^n \end{pmatrix}. \quad (5.9)$$

Avec  $\mathcal{T}$  ainsi défini, les  $n$  égalités de l'Eq. (5.8) peuvent s'exprimer simplement sous une forme matricielle comme

$$\mathcal{C} * \mathcal{T} = \mathcal{T} * \hat{\mathcal{C}} \iff \hat{\mathcal{C}} = \mathcal{T}^{-1} * \mathcal{C} * \mathcal{T}, \quad (5.10)$$

où  $\mathcal{T}^{-1}$  est la *matrice inverse* de  $\mathcal{T}$ , c'est-à-dire que  $\mathcal{T}^{-1} * \mathcal{T} = \mathcal{T} * \mathcal{T}^{-1} = \mathcal{I}$ . La relation de droite de l'Eq. (5.10) est typique d'une équation de changement de base, ce qui montre que  $\hat{\mathcal{C}}$ , tel que défini dans l'Eq. (5.5), correspond bien à l'expression de la matrice de covariance  $\mathcal{C}$  dans la nouvelle base  $\{\hat{\mathbf{e}}_i\}$ .

Finalement, une dernière matrice intéressante est l'expression  $\hat{\mathcal{F}}$  de la matrice des flux  $\mathcal{F}$  dans la nouvelle base  $\{\hat{\mathbf{e}}_i\}$ , qui s'obtient selon

$$\hat{\mathcal{F}} = \mathcal{T}^{-1} * \mathcal{F} * \mathcal{T} = \begin{pmatrix} \hat{f}_1^1 & \hat{f}_2^1 & \dots & \hat{f}_3^1 \\ \hat{f}_1^2 & \hat{f}_2^2 & \dots & \hat{f}_3^2 \\ \vdots & \vdots & \dots & \vdots \\ \hat{f}_1^m & \hat{f}_2^m & \dots & \hat{f}_3^m \end{pmatrix}, \quad (5.11)$$

où  $\hat{f}_i^k$  est le flux de l'observation  $k$  le long du nouvel axe parallèle au vecteur unitaire  $\hat{\mathbf{e}}_i$  (cf. Fig. 5.1).

### 5.3 L'interprétation physique

Le formalisme mathématique, présenté ci-dessus, consiste à effectuer un changement de base dans un espace à  $n$  dimensions, qui correspondent aux  $n$  intervalles de longueur d'onde de nos spectres. La nouvelle base de cet espace est obtenue en diagonalisant la matrice de covariance des flux aux différentes longueurs d'onde. Je vais tenter ici de donner une interprétation physique au changement de base effectué.

Les valeurs propres d'une matrice de covariance sont toujours réelles et positives (Kendall & Stuart 1968). Elles correspondent à la variance  $\hat{\sigma}_i^2$  des observations le long des nouveaux axes alignés sur les vecteurs unitaires  $\hat{\mathbf{e}}_i$  de la nouvelle base (cf. Fig. 5.1). Ces vecteurs  $\hat{\mathbf{e}}_i$  sont les vecteurs propres de la matrice de covariance  $\mathcal{C}$  normalisés à 1. Ils sont déterminés de manière unique au signe près. De même que les vecteurs  $\mathbf{e}_i$  correspondent aux longueurs d'onde  $\lambda_i$ , on peut considérer que les vecteurs propres  $\hat{\mathbf{e}}_i$  correspondent à des «pseudo-longueurs d'onde»  $\hat{\lambda}_i$ , qui expriment différents *modes de variation* du spectre. Chaque vecteur propre  $\hat{\mathbf{e}}_j$  peut être représenté comme un spectre en assignant à chacune des  $n$  longueurs d'onde  $\lambda_i$  la valeur  $t_j^i$  correspondante. La forme de ce spectre décrit qualitativement le mode de variation qu'il représente. Le fait que la matrice de covariance  $\hat{\mathcal{C}}$ , exprimée dans la nouvelle base  $\hat{\mathbf{e}}_i$ , soit diagonale assure que ces modes de variation sont indépendants et représentent, par conséquent, des *composantes* distinctes de la variabilité observée.

La *composante principale* est associée à la plus grande valeur propre  $\mu_1 = \hat{\sigma}_1^2$ , ce qui indique que la dispersion  $\hat{\sigma}_1$  des  $m$  flux  $\hat{f}_1^k$  est maximale dans la pseudo-longueur d'onde  $\hat{\lambda}_1$ , c'est-à-dire dans le mode de variation décrit par le vecteur propre  $\hat{\mathbf{e}}_1$ .<sup>8</sup>

La somme des valeurs propres d'une matrice est appelée sa *trace* et correspond à la somme des valeurs composant sa diagonale indépendamment de la base choisie, de sorte que la trace de  $\mathcal{C}$  est égale à la trace de  $\hat{\mathcal{C}}$ . Ceci signifie que la somme des variances  $\sigma_i^2$  du flux aux longueurs d'onde  $\lambda_i$  est la même que la somme des variances du flux  $\hat{\sigma}_i^2$  dans les pseudo-longueurs d'onde  $\hat{\lambda}_i$ , selon

$$\sum_{i=1}^n \sigma_i^2 = \text{Trace}(\mathcal{C}) = \text{Trace}(\hat{\mathcal{C}}) = \sum_{i=1}^n \hat{\sigma}_i^2. \quad (5.12)$$

La contribution d'une certaine composante  $j$  à la variabilité totale est généralement exprimée par son importance relative  $I_j$ , définie comme étant le rapport de la valeur propre associée  $\mu_j$  sur la somme des valeurs propres, soit

$$I_j = \frac{\mu_j}{\sum_{i=1}^n \mu_j} = \frac{\hat{\sigma}_i^2}{\sum_{i=1}^n \hat{\sigma}_i^2} = \frac{\hat{\sigma}_i^2}{\text{Trace}(\hat{\mathcal{C}})}. \quad (5.13)$$

Cette grandeur indique si le mode de variation  $j$  est significatif ou, si au contraire, il ne contribue que très peu aux variations totales.

La matrice  $\hat{\mathcal{F}}$ , qui est l'expression de la matrice des flux  $\mathcal{F}$  dans la nouvelle base  $\{\hat{\mathbf{e}}_i\}$ , est également intéressante, car ses colonnes contiennent les  $n$  courbes de lumière des différentes composantes. Ces courbes de lumière sont intéressantes à divers égards. En calculant le flux moyen  $\langle \hat{f}_i \rangle$  des flux  $\hat{f}_i^k$  de chaque courbe de lumière, il est possible de lever l'indétermination du signe des composantes en imposant que leur flux moyen doit être positif. De plus, on peut renormaliser correctement les composantes en multipliant chaque vecteur propre unitaire  $\hat{\mathbf{e}}_i$  par le flux moyen  $\langle \hat{f}_i \rangle$  de la courbe de lumière correspondante. Cette renormalisation permet de comparer l'importance en flux des composantes, et pas seulement leur importance en terme de variabilité (cf. Eq. (5.13)). Elle permet également d'additionner correctement les composantes individuelles. En effet, la somme de toutes les composantes ainsi renormalisées est égale au spectre moyen. Cette égalité n'est pas tout à fait triviale, car le spectre moyen s'obtient en moyennant les flux  $f_i^k$  des  $m$  observations dans les différentes longueurs d'onde  $\lambda_i$ , alors que la composante totale s'obtient en additionnant les composantes individuelles normalisées par leur flux moyen  $\langle \hat{f}_i \rangle$ , ce qui est apparemment tout à fait différent. Pour comprendre cette égalité, il faut considérer que le formalisme mathématique de l'analyse en composantes principales associe implicitement, à tout intervalle de longueur d'onde  $\lambda_j$ , un spectre semblable à celui d'une composante, mais ayant une valeur de 1 (une unité de flux) à la longueur d'onde  $\lambda_j$  et une valeur nulle à toutes les autres longueurs d'onde. Dans ce cas, il est clair que l'addition de toutes ces composantes normalisées par leur flux moyen correspond bien au spectre moyen. Le fait que l'on obtienne le même spectre en additionnant les composantes correspondant aux différents modes de variation est une manifestation de l'équivalence des deux bases  $\{\mathbf{e}_i\}$  et  $\{\hat{\mathbf{e}}_i\}$  de notre espace à  $n$  dimensions (cf. Fig. 5.1).

<sup>8</sup> Je reconnais que la terminologie introduite ici est compliquée. Le principe de l'analyse en composantes principales se comprend aisément géométriquement à partir de la Fig. 5.1. La difficulté réside dans l'interprétation mathématique et physique des nouvelles directions privilégiées de notre espace. Toutes les notions de vecteur propre, de pseudo-longueur d'onde, de mode de variation ou de composante distincte se réfèrent, en fait, à des aspects différents d'une même réalité.

Une autre normalisation possible consiste à élever les composantes au carré avant de les multiplier par la variance  $\hat{\sigma}_i^2$  de la courbe de lumière associée. Dans ce cas, la composante totale correspond au *spectre de la variance*, c'est-à-dire au spectre construit avec la variance  $\sigma_i^2$  du flux calculée dans chaque intervalle de longueur d'onde  $\lambda_i$ . Un exemple de décomposition du spectre moyen et du spectre de la variance, pour une même raie en émission, est montré dans la Fig. 1 de la publication du Chapitre 6. Grâce à la possibilité présentée ci-dessus de normaliser correctement les composantes, il a été possible d'effectuer une véritable décomposition de cette raie en un spectre fortement variable : la *composante principale* et un spectre faiblement variable : la *composante restante* qui est la somme des  $n - 1$  autres composantes. La somme de ces deux composantes forme le *spectre total*, qui est équivalent au spectre moyen ou au spectre de la variance suivant la normalisation choisie.

Par addition vectorielle des flux  $f_i^k$  à chaque longueur d'onde  $\lambda_i$ , on obtient un certain *flux vectoriel total*  $\mathbf{f}_{\text{tot}}^k$  d'un spectre  $k$ , selon

$$\mathbf{f}_{\text{tot}}^k = \sum_{i=1}^n f_i^k \mathbf{e}_i = f_1^k \mathbf{e}_1 + f_2^k \mathbf{e}_2 + \dots + f_n^k \mathbf{e}_n, \quad (5.14)$$

dont la norme vaut

$$f_{\text{tot}}^k = |\mathbf{f}_{\text{tot}}^k| = \sqrt{\sum_{i=1}^n (f_i^k)^2} = \sqrt{(f_1^k)^2 + (f_2^k)^2 + \dots + (f_n^k)^2}. \quad (5.15)$$

De manière tout à fait équivalente, on peut additionner vectoriellement le flux  $\hat{f}_i^k$  dans les composantes, selon

$$\hat{f}_{\text{tot}}^k = |\hat{\mathbf{f}}_{\text{tot}}^k| = \sqrt{\sum_{i=1}^n (\hat{f}_i^k)^2} = \sqrt{(\hat{f}_1^k)^2 + (\hat{f}_2^k)^2 + \dots + (\hat{f}_n^k)^2}, \quad (5.16)$$

ce qui donne le même résultat ( $f_{\text{tot}}^k = \hat{f}_{\text{tot}}^k$ ), comme le laisse présager la représentation géométrique de la Fig. 5.1. L'ensemble ( $k = 1, \dots, m$ ) de ces flux  $f_{\text{tot}}^k$  forme la *courbe de lumière du spectre total*. La courbe de lumière de la composante restante s'obtient évidemment de la même manière en ne sommant dans l'Eq. (5.16) que les composantes  $i = 2$  jusqu'à  $n$ .

Pour des observations bien échantillonnées, les variations de la composante restante peuvent être très intéressantes. La diagonalisation de la matrice de covariance impose que les variations des différentes composantes soient indépendantes, c'est-à-dire complètement non-corrélées pour un délai nul. Ainsi, la fonction de corrélation entre la composante principale et la composante restante passera forcément par zéro pour un retard nul, mais pourra montrer une corrélation pour un retard plus grand. Un exemple d'une telle corrélation est présenté dans la Fig. 2b de la publication du Chapitre 6. Elle suggère que les parties de la raie CIV  $\lambda 1549$  présentes dans la composante restante de NGC 5548, suivent le continu avec un retard d'environ 25 jours, alors que le profil plus large de la raie, présent dans la composante principale, répond quasi-instantanément ( $< 5$  jours) aux variations du continu.

## Références

Efimov N., 1976, Formes quadratiques et matrices, édition Mir

- 
- Francis P.J., Wills B.J., 1999, Introduction to Principal Components Analysis. In : Quasars and Cosmology, Ferland G., Baldwin J. (eds.), ASP Conf. Series, Vol. 162, p. 363
- Jolliffe I.T., 1986, Principal Component Analysis, Springer Series in Statistics, Springer-Verlag
- Kendall M.G., 1980, Multivariate Analysis, 2<sup>nd</sup> edition, Charles Griffin & Co. Ltd., London
- Kendall M.G., Stuart A., 1976, The Advanced Theory of Statistics, 3<sup>rd</sup> edition, Vol. 3, Griffin & Company, London

## Chapitre 6

# Les variations de deux raies ultraviolettes dans 18 noyaux actifs

### Préambule

Ma première publication, présentée ici, fut un travail de longue haleine, qui faisait suite à mon travail de diplôme. Son but était de contraindre le champ de vitesse de la région d'émission des raies larges dans un ensemble de 18 noyaux actifs fréquemment observés par le satellite IUE (*International Ultraviolet Explorer*). La première version de ce travail n'était pas uniquement basée sur l'analyse en composantes principales, décrite au chapitre précédent. Il s'agissait également d'utiliser d'autres moyens permettant de contraindre le champ de vitesse de la région d'émission des raies larges, en caractérisant les variations du profil des raies, selon le principe discuté dans la Sect. 4.5. L'idée était d'intégrer le flux de la forte raie d'émission C IV  $\lambda 1549$  dans trois parties distinctes, à savoir l'aile rouge, l'aile bleue et le coeur de la raie. Alors que le coeur de la raie est émis par des nuages se déplaçant à des vitesses radiales inférieures à  $2500 \text{ km s}^{-1}$ , ses ailes correspondent à des vitesses comprises entre  $2500$  et  $10\,000 \text{ km s}^{-1}$  (cf. Sect. 4.2).

Après avoir calculé le rapport du flux des deux ailes sur le flux du coeur de la raie, ainsi qu'un paramètre d'asymétrie entre l'aile rouge et l'aile bleue, j'ai étudié la variation de ces deux grandeurs lorsque le flux total de la raie augmente. J'ai également quantifié la variabilité des trois parties de la raie et du continu<sup>1</sup> en calculant la dispersion relative (cf. Eq. (3.3)) de leur flux. En divisant, pour chaque objet, les trois valeurs obtenues pour la raie par celle obtenue pour le continu, il est possible d'estimer l'amplitude de la réponse de chaque partie de la raie aux variations du continu. J'ai ensuite comparé ces valeurs avec la pente  $\gamma$  de l'effet Baldwin intrinsèque (cf. Sect. 4.3), obtenue séparément pour le coeur et les deux ailes de la raie.

En plus de l'étude des variations du profil de la raie, au sein d'un même objet, j'ai cherché à distinguer des tendances générales pour tous les paramètres décrits ci-dessus en fonction du type des 18 noyaux actifs, de leur luminosité, de la largeur équivalente moyenne de leur raie C IV  $\lambda 1549$  (cf. Sect. 4.3) et de la variabilité de leur continu. Si l'on ajoute à cela l'analyse en composantes principales, qui constituait la deuxième partie du travail, on comprendra

---

<sup>1</sup>Le continu a été défini à la longueur d'onde de la raie, soit à  $\lambda_0 = (1+z) 1549 \text{ \AA}$  en ajustant sa contribution par une droite reliant deux bandes de  $40 \text{ \AA}$  de large apparemment dépourvues de raies spectrales et situées de part et d'autre de la raie C IV  $\lambda 1549$ .

aisément que la première version de cette publication, avec toutes ces grandeurs souvent redondantes, avait une certaine lourdeur et relativement peu de résultats intéressants. Cette première version n'a cependant pas été vaine, car elle m'a permis de comparer les résultats de l'analyse en composantes principales avec ceux obtenus par d'autres méthodes. Cette comparaison m'a convaincu de l'efficacité de cette technique, de sorte que j'ai décidé de consacrer la publication finale uniquement à cet méthode d'analyse nouvelle et prometteuse.

La publication, qui suit, montre comment l'analyse en composantes principales peut être utilisée pour décomposer une raie en deux parties indépendantes, à savoir une composante «principale», variant fortement et de manière corrélée avec le continu, et une composante «restante», de moindre variabilité et/ou ne variant pas simultanément avec le continu. Cela implique que la raie, dans la composante principale, serait plutôt émise par des nuages dans la zone a de la Fig. 4.5 et dans la partie interne de la zone b, alors que le reste de la région d'émission des raies émettrait la composante restante. Ainsi, le fait que le profil de la raie, dans la composante principale, soit généralement assez symétrique et plus large que celui de la composante restante, exclut un champ de vitesse essentiellement radial de la région d'émission des raies larges. Dans le cas où l'absorption est principalement interne aux nuages, elle indiquerait plutôt un mouvement de rotation (cf. Sect. 4.5).

Comme le relèvent Osmer & Shields (1999), le fait d'obtenir, pour les raies Ly $\alpha$  et CIV  $\lambda$ 1549, un profil large dans la composante principale est en apparente contradiction avec l'étude de Francis et al. (1992). Cette étude, également basée sur l'analyse en composantes principales, montre, en effet, un profil étroit de ces raies dans la composante principale des variations d'un quasar à l'autre. Cette différence suggère que les variations temporelles intrinsèques agissent principalement sur les ailes des raies, alors que les variations d'un objet à un autre concernent d'avantage leur coeur. Notre résultat indiquant que les ailes varient d'avantage que le coeur des raies ultraviolettes est également contraire à certains résultats obtenus pour la raie optique H $\beta$ . Les variations temporelles de cette raie semblent, en effet, être confinées au coeur de la raie dans les galaxies de Seyfert Mrk 590 (Peterson et al. 1993) et Mrk 335 (Kassebaum et al. 1997).

L'ensemble des résultats indique que la réponse des raies aux variations du continu diminue avec la luminosité des noyaux actifs, ce qui est en accord avec une augmentation de la taille de la région d'émission des raies avec la luminosité (cf. Sect. 4.4). Cette corrélation est cependant fortement influencée par la présence de 3C 273 dans notre échantillon de noyaux actifs. Le fait que les raies de 3C 273 ne varient quasiment pas (cf. aussi Ulrich et al. 1993) n'est peut-être pas seulement dû à une plus grande région d'émission des raies, mais aussi à ses caractéristiques de type blazar, comme suggéré par un comportement semblable observé dans 3C 279 (Koratkar et al. 1998).

## Références

- Kassebaum T.M., Peterson B.M., Wanders I., et al., 1997, ApJ 475, 106  
Koratkar A., Pian E., Urry C.M., Pesce J.E., 1998, ApJ 492, 173  
Osmer P.S., Shields J.C., 1999, A Review of Line and Continuum Correlations in AGNs. In : Quasars and Cosmology, Ferland G., Baldwin J. (eds.), ASP Conf. Series, Vol. 162, p. 235  
Peterson B.M., Ali B., Horne K., et al., 1993, ApJ 402, 469  
Ulrich M.-H., Courvoisier T.J.-L., Wamsteker W., 1993, ApJ 411, 125

Astron. Astrophys. 329, 863–872 (1998)

ASTRONOMY  
AND  
ASTROPHYSICS

## Principal component analysis of two ultraviolet emission-lines in 18 active galactic nuclei

M. Türlér<sup>1,2</sup> and T. J.-L. Courvoisier<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Geneva Observatory, ch. des Maillettes 51, CH-1290 Sauverny, Switzerland

<sup>2</sup> *INTEGRAL* Science Data Centre, ch. d'Écogia 16, CH-1290 Versoix, Switzerland

Received 2 September 1996 / Accepted 27 August 1997

**Abstract.** We apply a principal component analysis (PCA) to the spectra of each of the 18 Seyfert 1-like objects observed more than 15 times by the international ultraviolet explorer (IUE) from 1978 until the end of 1991. PCA allows us to decompose the Ly $\alpha$  and C IV  $\lambda$ 1549 emission-lines of each object into two components with uncorrelated variations. We find that the principal component describes correlated continuum and line variations, whereas the rest component reveals the line-parts that do not vary in tune with the continuum. A cross-correlation analysis in NGC 5548 reveals that variable line features in the rest component follow the continuum by about 25 days. The symmetry usually observed in the component's line profiles excludes that the velocity field of the line-emitting region is dominated by radial motion. In some objects, the principal component reveals a clearly double-peaked line profile.

The results suggest that the variable line feature in the principal and the rest component is respectively emitted in the inner and outer parts of an extended broad-line region (BLR). The fraction of the line that varies together with the continuum seems to decrease significantly with increasing luminosity. We interpret this trend as a consequence of a larger BLR in more luminous objects. Finally, we propose a solution to the C IV/Ly $\alpha$  ratio problem without referring to optically thin emission-line clouds.

**Key words:** Line: profiles – Galaxies: active – quasars: emission lines – Galaxies: Seyfert – Ultraviolet: galaxies

### 1. Introduction

Intensive studies of some Seyfert 1 galaxies have shown that emission-line variations are clearly a response to continuum variations (e.g. NGC 5548: Clavel et al. 1991; NGC 3783: Reichert et al. 1994; Fairall 9: Rodríguez-Pascual et

*Send offprint requests to:* M. Türlér

al. 1997). This gives strong support to the standard idea that emission-lines in active galactic nuclei (AGN) arise from photoionization of many small dense clouds moving around a central ionizing source (Netzer 1990). The nature of these clouds is still unclear, but an attractive possibility is that they might be the envelopes of bloated stars (Alexander 1997 and references therein).

To understand the structure and the kinematics of the emission-line region, it is of great interest to be able to decompose the emission-lines into several independent components. Most previous attempts decomposed the line profile into several Gaussian components (e.g. Wamsteker et al. 1990). Such decompositions do not ensure that the components are really varying independently.

An interesting way to overcome this problem is to decompose the emission-lines by a principal component analysis (PCA). This was first done by Mittaz et al. (1990), who applied a PCA to the IUE spectra of NGC 4151. They concluded that PCA has only a fairly limited application to the analysis of spectral variability, because they could not find the physical meaning of most components. The analysis we propose here is similar except that we consider only two components: the principal component and the rest component, which comprises all minor variations. Doing so, the physical interpretation of the components becomes much easier and PCA turns out to be a promising way to study emission-line variations and hence the structure and the kinematics of the line emitting region.

The great advantage of the PCA, as compared to reverberation mapping (Peterson 1993) or cross-correlation methods, is that it does not require very well-sampled observations. PCA allows us to study objects that have much too sparse observations to perform a meaningful cross-correlation between continuum and line fluxes. Our sample of 18 objects is to our knowledge the greatest on which line profile variations were studied in a consistent way. It gives us the opportunity to identify common behaviors among the AGN diversity and to look for possible trends with the object luminosity.

## 2. Observational material

All spectra were down-loaded from the uniform low dispersion archive (ULDA) version 4.0 in the Swiss ULDA national host in Lausanne. This database contains almost all the low dispersion (resolution  $\sim 6 \text{ \AA}$ ) ultraviolet (UV) spectra obtained by the IUE satellite from 1978 to the end of 1991 (Courvoisier & Paltani 1992). The spectra of the ULDA database are processed with the IUE-SIPS reduction software described by Wamsteker et al. (1989) and references therein. We are aware that the superior NEWSIPS reduction software would improve the signal-to-noise ratio of the spectra. However, the IUE final archive (IUEFA) does not yet contain all the spectra used in this work and we considered that the improvement was not worth repeating the reduction for the more than thousand spectra used in this work.

We considered the 18 Seyfert 1-like objects (quasars and Seyfert galaxies) with more than 15 good quality spectra observed through the large aperture ( $10'' \times 20''$ ) of the short wavelength prime (SWP) camera. Each spectrum was viewed separately and we excluded sky and noisy spectra, as well as some spectra with bright spots. The redshift of 3C 273 is so that the C IV  $\lambda 1549$  line coincides with a resseau mark at  $\lambda_{\text{obs}} 1792\text{--}1796 \text{ \AA}$ , its most spoiled spectra were also excluded.

Because of the IUE wavelength scale uncertainty due to small displacements of the target within the IUE aperture, we realigned all spectra according to the peak of the geocoronal Ly $\alpha$   $\lambda 1216$  emission fitted by a Gaussian. This was done for all objects except NGC 4151, because the geocoronal emission is contaminated by its small redshifted ( $z=0.0033$ ) Ly $\alpha$  line. We choose the geocoronal emission rather than emission-lines from the object to avoid problems with double-peaked profiles and to use an identical procedure for all objects. The dispersion of the shifts that we measured is  $\sim 1.5 \text{ \AA}$ , but shifts up to  $\sim 5 \text{ \AA}$  are observed. This is enough to introduce spurious antisymmetric line profile variations (Türler & Courvoisier 1997). Finally, the spectra were rebinned into  $1 \text{ \AA}$  bins for computational convenience. Throughout this paper, the flux density is expressed in  $10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$  and the integrated line flux is expressed in  $10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ .

## 3. Principal component analysis

PCA is a mathematical tool, which can reduce a multi-dimensional data set into a small number of linearly independent variables. A general description of the PCA method can be found in Kendall & Stuart (1976) or Jolliffe (1986). The special case of PCA applied to AGN spectra is described by Mittaz et al. (1990) or by Francis et al. (1992) for object-to-object variations.

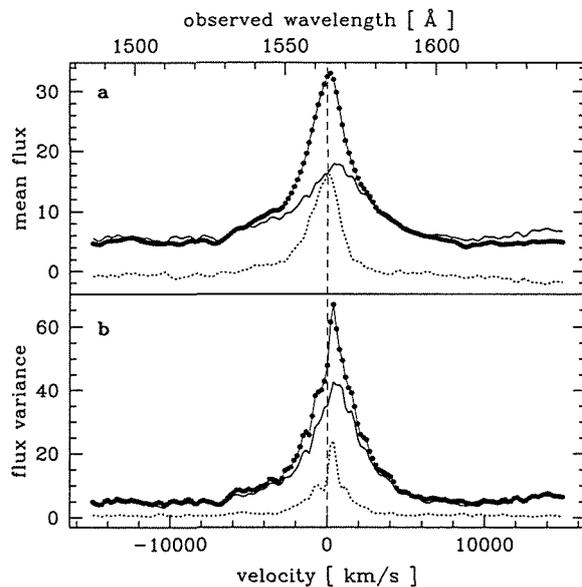


Fig. 1. Principal component analysis of the C IV  $\lambda 1549$  line in NGC 3783. a decomposition of the mean spectrum (points) into the principal component (solid line) and the rest component (dotted line). b similar decomposition of the variance spectrum. The flux is expressed in  $10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$

### 3.1. Description of the method

The analysis we applied to the spectra of each object was done as follows. We constructed a  $m \times n$  matrix  $\mathcal{F}$  containing the fluxes of the  $m$  observations in the  $n$   $1 \text{ \AA}$  wavelength bins  $\lambda_i$  ( $i = 1 \dots n$ ) between  $\lambda_{\text{obs}} 1229$  and  $1948 \text{ \AA}$ . These 720 bins represent nearly the entire SWP range except the geocoronal Ly $\alpha$  emission below  $1229 \text{ \AA}$ . The fluxes in each  $\lambda_i$  form a base  $\{f(\lambda_i)\}$  of a  $n$ -dimensional space, in which the  $m$  observations are represented by  $m$  points.

The aim of the PCA is to form a new base  $\{f(\lambda'_i)\}$ , in which only a few number of the  $n$  vectors  $f(\lambda'_i)$  are relevant to describe the variations.  $\{f(\lambda'_i)\}$  is the base in which the expression of the covariance matrix  $\mathcal{C}$  of  $\mathcal{F}$  is diagonal. The vectors  $f(\lambda'_i)$  are thus the eigenvectors of  $\mathcal{C}$ . They are called components, since they describe linearly independent forms of variations and can be represented as spectra (each component is a linear combination of the  $n$  initial  $f(\lambda_i)$ ). For a given component  $k$ , the eigenvalue of  $\mathcal{C}$  is equal to the flux variance  $\sigma_k^2$  in this component. The contribution of the component  $k$  to the total variability is given by its relative importance  $I_k$  defined by:  $I_k = \sigma_k^2 / \sum_{i=1}^n \sigma_i^2 = \sigma_k^2 / \text{Trace}(\mathcal{C})$ . The principal component is thus the component with the highest  $I_k$  and its direction

in the  $n$ -space follows the maximal elongation of the  $m$  observation points.

The matrix  $\mathcal{F}'$ , which is the expression of  $\mathcal{F}$  in the new base  $\{f(\lambda'_i)\}$ , contains the fluxes of the  $m$  observations in the  $n$  “pseudo-wavelengths”  $\lambda'_i$ . We therefore have the  $n$  lightcurves of the components from which we derive the mean flux  $\langle f \rangle_i$  and the flux variance  $\sigma_i^2$  in each component  $i$ . The raw components are normalized to unity and their sign is undefined. In order to be able to add or subtract components, we have to normalize them properly. Two possible additive normalizations are (a) to multiply the components by their mean flux  $\langle f \rangle_i$  or (b) to multiply the squared components by their flux variance  $\sigma_i^2$ . The total component (i.e. the sum of all components) is then equal to (a) the mean spectrum or (b) the variance spectrum (i.e. respectively the mean flux and the flux variance in each  $\lambda_i$ ).

In our analysis, we concentrate on only two components: the principal component and the rest component, which is constructed by subtracting the principal from the total component and is therefore the sum of the  $n - 1$  minor components. In Fig. 1, we show the decomposition into these two components of (a) the mean and (b) the variance spectrum taken around the C IV  $\lambda 1549$  line of NGC 3783. The lightcurve of the total component is obtained by a vectorial addition of the lightcurves in the  $n$  components (i.e. for each observation the squared flux in the total component is the sum of the squared fluxes in the  $n$  components).

### 3.2. Properties of the components

The power of the PCA lies in the diagonalization of the covariance matrix  $C$  of  $\mathcal{F}$ . A diagonal covariance matrix ensures that all structures constituting a single PCA component vary simultaneously, while the different components have variations that are completely uncorrelated at zero lag.

We applied the PCA on the widest possible spectral range to include a significant fraction of the continuum in the analysis. This ensures that the principal component reflects the main continuum variations, since the continuum is known to vary with larger amplitudes than the emission-lines. Figure 1b illustrates that in NGC 3783 nearly all continuum variations are described by the principal component alone. Under this assumption, we can physically interpret the line profiles in the two components. The line profile in the principal component shows which line-part varies simultaneously with the continuum, whereas the line profile in the rest component shows line-parts that do not vary in tune with the continuum.

To test this interpretation and to further investigate the relationship between the continuum and our two components, we applied the PCA method to only the well sampled observations of the 1989 monitoring campaign on NGC 5548 (Clavel et al. 1991). In Fig. 2a, we compare

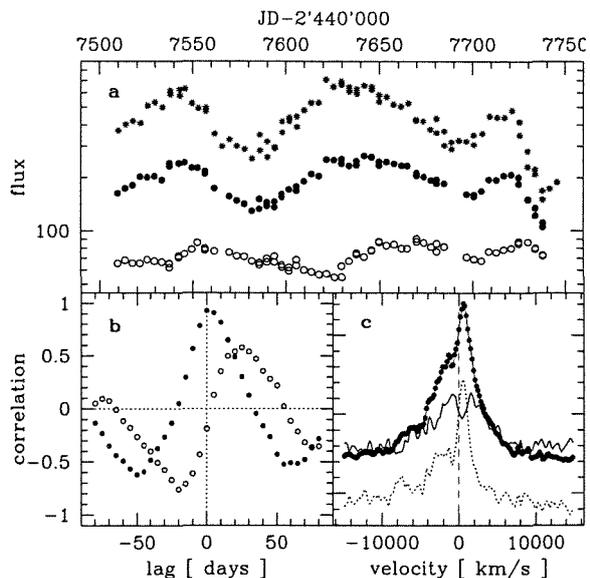


Fig. 2. PCA study of the 1989 monitoring campaign on NGC 5548. a logarithmic lightcurves of the continuum flux at  $\lambda_{\text{rest}} 1350 \text{ \AA}$  from Clavel et al. (1991) (star points), of the principal component (filled points) and of the rest component (open points). b cross-correlations of the principal component (filled points) and the rest component (open points) with the continuum lightcurve at  $\lambda_{\text{rest}} 1350 \text{ \AA}$ . c PCA decomposition of the C IV line as in Fig. 1a

the principal and the rest component lightcurves with the original continuum lightcurve at  $\lambda_{\text{rest}} 1350 \text{ \AA}$  from Clavel et al. (1991) in units of  $10^{-16} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$ .

We analysed the correlation of the two components with the UV continuum using the interpolated cross-correlation function (ICCF) of Gaskell & Sparke (1986) as described by White & Peterson (1994). The results show that the principal component variations are indeed strongly correlated with those of the continuum flux at zero lag, while the rest component variations are completely uncorrelated at zero lag with those of the continuum. However, the cross-correlation between the rest component and the UV continuum suggests that the variable line-parts in the rest component follow the continuum with a delay of the order of 25 days. This lag is twice as large as the lag between the continuum and the integrated Ly $\alpha$  and C IV lines (8–16 days) (Clavel et al. 1991), which means that the PCA divides the line into two parts: a line-part that responds to the continuum with a very small delay ( $\lesssim 5$  days) and a line-part that responds with a much longer delay ( $\sim 25$  days).

The CIV line profile of these two parts is shown in Fig. 2c. The full width at half maximum (FWHM) of the line-part in the rest component is much narrower ( $1850 \text{ km s}^{-1}$ ) than in the principal component ( $7300 \text{ km s}^{-1}$ ). However, the full width at 1/4 maximum of the line-part in the rest component ( $6650 \text{ km s}^{-1}$ ) shows that high velocities are also present.

This analysis suggests that the line-part in the principal component is emitted in the inner broad-line region (BLR), since it responds with large amplitudes and nearly zero lag to the continuum, whereas the line-part in the rest component is both constituted of a less varying contribution from outer parts of the BLR that respond with a greater delay to the continuum and of a non-varying contribution from the narrow-line region (NLR).

The lag of  $\sim 25$  days found for the rest component in NGC 5548 is comparable to the lag of the C III]  $\lambda 1909$  line (26–32 days) (Clavel et al. 1991) and to the Balmer-line lags ( $\sim 20$  days for H $\beta$ ) (e.g. Peterson et al. 1991). It is therefore possible that the CIV line-part in the rest component is emitted at about the same distance from the ionizing continuum than the C III] or the H $\beta$  line.

In other objects, the temporal sampling of the observations does not allow us to determine a clear lag between the two components and the continuum. However, this will be possible with the other monitoring campaign data, that will soon be available in the IUEFA.

#### 4. Definition of the variability parameters

From the PCA results, it is possible to derive line and continuum variability parameters. The mean continuum  $\langle f_{\lambda, \text{cont}} \rangle_k$  and line  $\langle f_{\text{line}} \rangle_k$  fluxes are derived from the component  $k$  normalized by its mean flux  $\langle f \rangle_k$  (Fig. 1a). The continuum  $\sigma_{\lambda, \text{cont}}$  and line  $\sigma_{\text{line}}$  flux dispersions are estimated from the principal component normalized by its flux dispersion  $\sigma_{\text{prin}}$ . This derivation is motivated by the theoretical argument exposed in Sect. 4.1. The determination of the continuum and the method of line integration is described in Sect. 4.2.

##### 4.1. Theoretical basis

In the following, the temporal average  $\langle f(\lambda) \rangle$  and the temporal dispersion  $\sigma(\lambda)$  of the  $n$  spectra  $f(\lambda, t_i)$  measured at time  $t_i$  ( $i = 1 \dots n$ ) are defined as

$$\langle f(\lambda) \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n f(\lambda, t_i) \quad \text{and} \quad (1)$$

$$\sigma^2(\lambda) = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (\Delta f(\lambda, t_i))^2, \quad (2)$$

where  $\Delta f(\lambda, t_i) \equiv f(\lambda, t_i) - \langle f(\lambda) \rangle$ . At each  $t_i$ , the total spectrum is the sum of a continuum and a line contribution  $f_{\text{tot}}(\lambda, t_i) = f_{\text{cont}}(\lambda, t_i) + f_{\text{line}}(\lambda, t_i)$ . This relation

combined with Eqs. (1) & (2) gives

$$\langle f_{\text{tot}}(\lambda) \rangle = \langle f_{\text{cont}}(\lambda) \rangle + \langle f_{\text{line}}(\lambda) \rangle \quad (3)$$

$$\sigma_{\text{tot}}^2(\lambda) = \sigma_{\text{cont}}^2(\lambda) + \sigma_{\text{line}}^2(\lambda) + \frac{2}{n-1} \sum_{i=1}^n \Delta f_{\text{cont}}(\lambda, t_i) \cdot \Delta f_{\text{line}}(\lambda, t_i) \quad (4)$$

Eq. (4) shows that contrary to the mean spectrum, the variance spectrum can not be simply decomposed into a continuum and a line contribution.

It would however be possible to decompose the dispersion spectrum (i.e. the flux dispersion in each  $\lambda_i$ ) into a continuum and a line contribution if

$$\Delta f_{\text{line}}(\lambda, t_i) = R(\lambda) \cdot \Delta f_{\text{cont}}(\lambda, t_i), \quad (5)$$

because this would imply that  $\sigma_{\text{line}}(\lambda) = R(\lambda) \cdot \sigma_{\text{cont}}(\lambda)$  via Eq. (2) and thus that Eq. (4) reduces to

$$\sigma_{\text{tot}}(\lambda) = \sqrt{\sigma_{\text{cont}}^2(\lambda) + \sigma_{\text{line}}^2(\lambda) + 2R(\lambda)\sigma_{\text{cont}}^2(\lambda)} = \sigma_{\text{cont}}(\lambda) + \sigma_{\text{line}}(\lambda). \quad (6)$$

Equation (5) would correspond to substitute a time independent response function  $R(\lambda)$  for actual convolution with the transfer function. Since there is a significant lag between the line and the continuum variations, Eq. (5) is incorrect and thus we can not derive the line variability  $\sigma_{\text{line}}$  from the dispersion spectrum via Eq. (6).

However, we have shown in Sect. 3.2 that the principal component is correlated with the continuum at zero lag. This is not only verified in NGC 5548, but is a direct consequence of the way we applied the PCA. Therefore, Eq. (5) is correct for the line-part in the principal component and thus, according to Eq. (6), we can estimate the line variability  $\sigma_{\text{line}}$  by integrating the line-part in the principal component normalized by its flux dispersion  $\sigma_{\text{prin}}$ . This estimation gives a lower limit to the actual line variability, since it does not consider the delayed line variations, but has the advantage of excluding spurious variability due to noisy spectra.

##### 4.2. Continuum and emission-line determination

On the basis of Eqs. (3) & (6), we can derive both the mean and the dispersion of the line flux by integrating the emission-line above a defined continuum in the appropriate component. To do this, we first defined five  $30 \text{ \AA}$  bands that are usually free of emission or absorption features in the rest frame of the source at  $\lambda_{\text{rest}} 1120\text{--}1150 \text{ \AA}$ ,  $1320\text{--}1350 \text{ \AA}$ ,  $1430\text{--}1460 \text{ \AA}$ ,  $1700\text{--}1730 \text{ \AA}$ ,  $1810\text{--}1840 \text{ \AA}$ . The two last bands are both outside of the component domain  $\lambda_{\text{obs}} 1229\text{--}1948 \text{ \AA}$  in 3C 273 and GQ Comae, due to their higher redshift. For these two objects, we had to define a new band from  $\lambda_{\text{rest}} 1665 \text{ \AA}$  to the end of the component, despite the possible He II  $\lambda 1640$  and O III]  $\lambda 1663$  contamination at those wavelengths. Doing so, there are always

**Table 1.** List of the objects in our sample with some characteristic parameters derived from the PCA.  $\log(L)$  is the logarithm of the luminosity expressed in  $\text{erg s}^{-1} \text{\AA}^{-1}$ , the FWHM is expressed in  $\text{km s}^{-1}$ . Other quantities have no units. The parameters are defined in Sect. 5.1

Object	n	z	$\log(L)$	$I_{\text{prin}}$	$\frac{\sigma_{\text{rest}}}{\sigma_{\text{prin}}}$	$\eta$		FWHM <sub>prin</sub>		FWHM <sub>rest</sub>	
						Ly $\alpha$	C IV	Ly $\alpha$	C IV	Ly $\alpha$	C IV
Ark 120	33	0.0330	41.39	0.70	0.20	0.61±0.06	0.37±0.07	5 700	8 650	3 800	3 450
3C 120	21	0.0336	40.68	0.48	0.24	0.42±0.07	0.42±0.04	1 950	2 300	3 800	2 250
3C 273	110	0.158	43.26	0.85	0.12	0.21±0.03	0.17±0.10	14 450	—	3 150	3 900
3C 382	22	0.0578	41.34	0.88	0.11	0.56±0.05	0.57±0.03	8 650	13 100	7 500	10 550
3C 390.3	23	0.0561	40.74	0.50	0.31	0.47±0.05	0.87±0.06	8 550	8 200	2 500	1 400
ESO 141-55	26	0.0368	41.67	0.85	0.12	0.88±0.03	0.55±0.05	4 950	5 750	3 500	5 250
Fairall 9	84	0.046	41.77	0.86	0.21	0.85±0.02	0.62±0.03	4 200	3 950	2 150	2 050
GQ Comae	17	0.1653	41.93	0.66	0.18	0.40±0.05	0.38±0.11	4 750	5 000	3 100	2 650
Mrk 279	23	0.0297	41.22	0.89	0.11	0.78±0.02	0.53±0.03	7 700	4 200	3 700	7 000
Mrk 335	28	0.025	41.17	0.48	0.50	0.82±0.03	0.78±0.08	2 850	3 700	1 600	2 900
Mrk 509	37	0.0355	41.60	0.70	0.16	0.78±0.03	0.53±0.03	6 650	5 350	3 300	2 400
Mrk 926	18	0.048	41.54	0.85	0.14	0.43±0.03	0.61±0.02	7 600	10 650	5 000	5 050
NGC 3516	30	0.009	39.73	0.81	0.18	0.71±0.02	0.60±0.01	6 100	8 900	2 700	2 300
NGC 3783	55	0.0096	40.24	0.87	0.18	0.97±0.03	0.60±0.01	7 400	4 650	2 300	2 200
NGC 4151	314	0.0033	39.60	0.89	0.13	0.94±0.08	0.82±0.01	8 000	7 650	—	1 850
NGC 4593	25	0.0087	39.58	0.76	0.17	0.79±0.04	0.68±0.03	10 300	9 250	3 800	3 500
NGC 5548	154	0.017	40.71	0.78	0.17	0.91±0.01	0.63±0.01	6 900	7 450	1 500	1 850
NGC 7469	20	0.0165	40.77	0.51	0.42	0.27±0.04	0.33±0.05	7 000	7 500	2 000	2 850

four bands that constrain the continuum, whatever the redshift of the object is.

The continuum is estimated by fitting a straight line through the points in these four bands. We used the ordinary least-squares regression “OLS(X|Y)” of Isobe et al. (1990) with its uncertainties on the slope and on the intercept. To take into account systematic errors, the uncertainty on the continuum is assumed to be twice the uncertainty on the fit that was calculated, as all uncertainties in this paper, according to the general formula

$$\sigma_f = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left( \frac{\partial f}{\partial x_i} \sigma_{x_i} \right)^2}, \quad (7)$$

where  $f$  is a function of the  $n$  variables  $x_i$  with uncertainties  $\sigma_{x_i}$ .

The Ly $\alpha$  and C IV emission-lines are integrated above the continuum in the velocity ranges  $[-15\,000; +15\,000]$  and  $[-15\,000; +12\,000]$  respectively, as far as enabled by the redshift of the object. We choose these ranges in order to include the NV  $\lambda 1240$  line in the Ly $\alpha$   $\lambda 1216$  integration and to exclude the He II  $\lambda 1640$  and O III]  $\lambda 1663$  lines from the C IV  $\lambda 1549$  integration. In the following, the Ly $\alpha$  line actually refers to the Ly $\alpha$  + NV line. The uncertainty on the line contribution is determined by integrating the line above the fitted continuum plus and minus its uncertainty. The continuum parameters are arbitrary defined at  $\lambda_{\text{rest}} 1350 \text{\AA}$ .

## 5. Results

In the appendix, we show the PCA decomposition of the C IV and Ly $\alpha$  lines for all objects. If the component's line profiles are similar for the C IV and the Ly $\alpha$  line of a same object, they can be very different from one AGN to the other. This great diversity forced us to consider only very simple parameters to quantify the line properties of the components in order to find significant trends. The general results and possible trends with luminosity are presented in Sect. 5.1, whereas comments on individual objects are given in Sect. 5.2.

### 5.1. Global trends

Tables 1 & 2 display the most meaningful quantities derived from our analysis together with the number  $n$  of considered spectra and the redshift  $z$  of the object as given by the set of identifications, measurements and bibliography for astronomical data (SIMBAD).  $\log(L)$  is the logarithm of the luminosity density at  $\lambda_{\text{rest}} 1350 \text{\AA}$  expressed in  $\text{erg s}^{-1} \text{\AA}^{-1}$ . It was derived from the fitted continuum assuming a Hubble constant of  $H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ .

To quantify the variability in the principal component with respect to other variations, we choose two parameters:  $I_{\text{prin}}$  and  $\sigma_{\text{rest}}/\sigma_{\text{prin}}$ , which are respectively the relative importance of the principal component and the ratio of the flux dispersions in the rest and in the principal component, as defined in Sect. 3.1. Both parameters show that in general the dominant variations are well de-

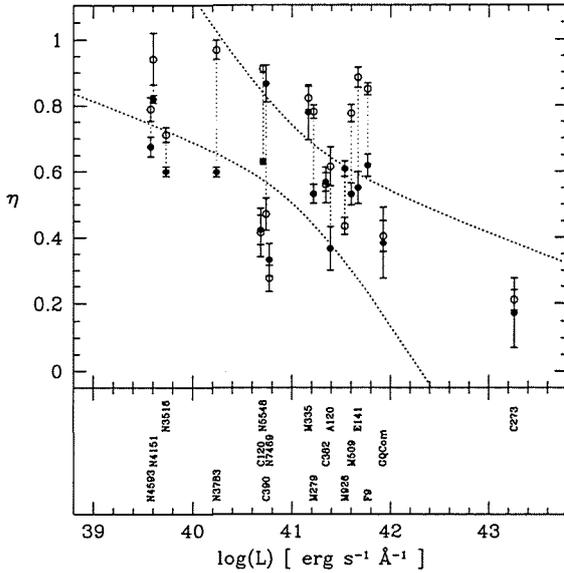


Fig. 3. Fraction of the emission-line present in the principal component as a function of the object luminosity. Open and filled points represent respectively Ly $\alpha$  and C IV lines. The two dotted curves represent the 3- $\sigma$  uncertainty on the bisector linear regression of Isobe et al. (1990)

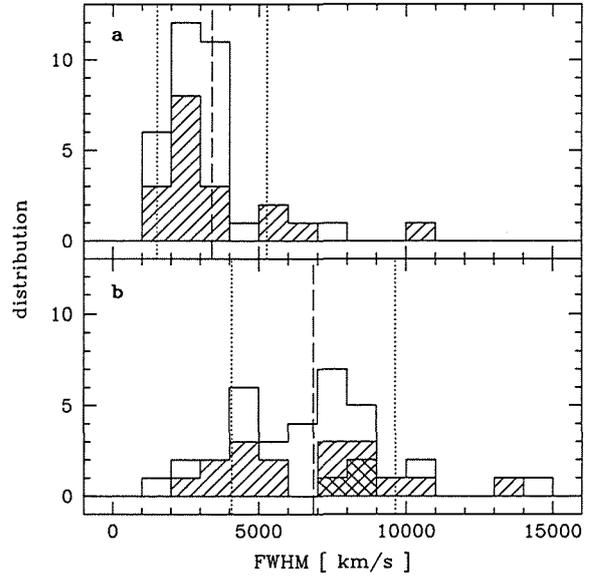


Fig. 4. Distribution of the FWHM of the emission-lines in the rest component (a) and the principal component (b). The C IV lines are shaded or twice shaded if they are double-peaked. The mean (dashed line) and the dispersion (dotted lines) of the distribution are shown

scribed by the principal component alone ( $I_{\text{prin}} \gtrsim 50\%$  and  $\sigma_{\text{rest}}/\sigma_{\text{prin}} \lesssim 50\%$ ).

According to the discussion in Sect. 3.2, the fraction  $\eta$  of the line that varies together with the continuum is given by the ratio of the mean line fluxes in the principal and in the total component  $\eta = \langle f_{\text{line}} \rangle_{\text{prin}} / \langle f_{\text{line}} \rangle_{\text{tot}}$ . Its dependence with luminosity shown in Fig. 3 has a slope of  $-0.28 \pm 0.06/\text{decade}$ . Here, as in the following, the slope was determined by using the ‘‘OLS bisector’’ unweighted linear regression of Isobe et al. (1990), as advised by these authors and the trend is highlighted in the figure by the 3- $\sigma$  uncertainty on the regression. We applied a Spearman’s test (e.g. Bevington 1969) to determine whether the correlation suggested by Fig. 3 is significant or not. The probability that such a correlation could occur by chance is 1.6%.

We quantified the width of the Ly $\alpha$  and the C IV lines by evaluating their FWHM both in the principal and in the rest component. The FWHM values displayed in Table 1 are expressed in  $\text{km s}^{-1}$  with an uncertainty on the measure of  $\pm 100 \text{ km s}^{-1}$ . Some noisy components had to be smoothed to determine properly their width and in low redshift objects, for which the blue side of the Ly $\alpha$  line is not in the component, the FWHM was extrapolated from

the half width at half maximum. Even so, we could not determine a meaningful width for the Ly $\alpha$  line in the rest component of NGC 4151, because of geocoronal Ly $\alpha$  contamination and for the C IV line in the principal component of 3C 273, because there is nearly no line feature in this component.

The distribution of the FWHM in Fig. 4 shows that there is no obvious difference between the C IV and the Ly $\alpha$  line. The average width of the two lines is twice as large in the principal component ( $6850 \text{ km s}^{-1}$ ) as in the rest component ( $3400 \text{ km s}^{-1}$ ). Individually, the line is always broader in the principal component than in the rest component, except for the Ly $\alpha$  line in 3C 120 and the C IV line in Mrk 279. This clear result shows that the line-part that varies with the continuum is broader in general than the line-part that varies less. In many objects however, the line in the rest component is broader than the typical width ( $300\text{--}1000 \text{ km s}^{-1}$ ) of a line emitted in the NLR (Netzer 1990).

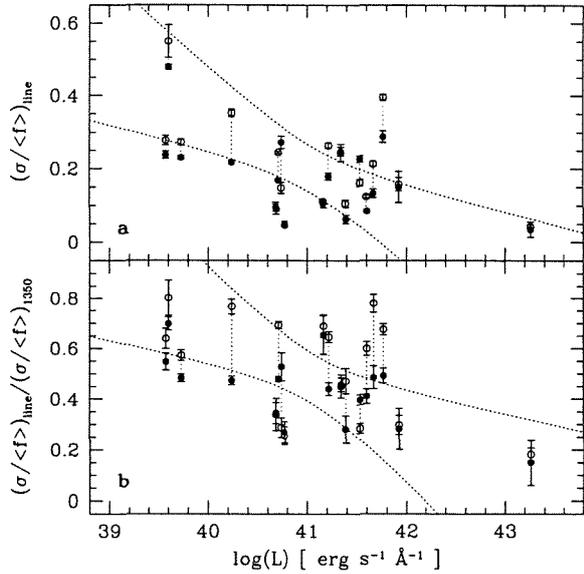
The C IV line profile in the principal component is clearly double-peaked in 3C 390.3, NGC 3516 and NGC 4151. A double-peaked profile is known to be the signature of a thin rotating disk viewed close to edge-on (Welsh & Horne 1991). Recently, Goad & Wanders (1996) showed

**Table 2.** The relative variability of the continuum measured at  $\lambda_{\text{rest}} 1350 \text{ \AA}$  and of the integrated Ly $\alpha$  and C IV lines

Object	$(\sigma/\langle f \rangle)_{1350}$	$(\sigma/\langle f \rangle)_{\text{Ly}\alpha}$	$(\sigma/\langle f \rangle)_{\text{CIV}}$
Ark 120	0.22±0.01	0.11±0.01	0.06±0.01
3C 120	0.27±0.02	0.09±0.02	0.09±0.01
3C 273	0.23±0.00	0.04±0.01	0.03±0.02
3C 382	0.54±0.02	0.24±0.02	0.25±0.01
3C 390.3	0.52±0.04	0.15±0.02	0.27±0.02
ESO 141-55	0.27±0.01	0.21±0.01	0.13±0.01
Fairall 9	0.58±0.01	0.40±0.01	0.29±0.02
GQ Comae	0.53±0.03	0.16±0.02	0.15±0.04
Mrk 279	0.41±0.01	0.26±0.01	0.18±0.01
Mrk 335	0.16±0.01	0.11±0.00	0.11±0.01
Mrk 509	0.21±0.01	0.12±0.00	0.08±0.01
Mrk 926	0.57±0.02	0.16±0.01	0.23±0.01
NGC 3516	0.48±0.01	0.27±0.01	0.23±0.01
NGC 3783	0.46±0.01	0.35±0.01	0.22±0.01
NGC 4151	0.69±0.02	0.55±0.05	0.48±0.01
NGC 4593	0.43±0.02	0.28±0.01	0.24±0.01
NGC 5548	0.35±0.01	0.24±0.00	0.17±0.00
NGC 7469	0.18±0.01	0.05±0.01	0.05±0.01

that double-peaked profiles can also originate due to a non-uniform lighting of a spherical BLR by a predominantly biconical continuum emission. Their model is able to reproduce a wide range of observed profiles and predicts that the FWHM should be generally larger in double- than in single-peaked profiles. The FWHM that we measured for our three C IV double-peaked profiles ( $\sim 8000 \text{ km s}^{-1}$ ) are among the highest in the sample, in good agreement with their prediction. The line profile in Mrk 509 can be seen as the transition between double- and single-peaked profiles.

We quantified the variability of the continuum and of the Ly $\alpha$  and C IV lines by the ratio of the flux dispersion on the mean flux  $\sigma/\langle f \rangle$ . This ratio corresponds to the parameter  $F_{\text{var}}$  first defined by Clavel et al. (1991) to describe the flux variability. We calculated the values shown in Table 2 as explained in Sect. 4. The luminosity dependence of the line variability shown in Fig. 5a has a slope of  $-0.16 \pm 0.03/\text{decade}$ . The Spearman's test probability that such an anticorrelation could occur by chance is 1.8%, but rises to  $\sim 10\%$ , when we consider only the Ly $\alpha$  or the C IV line and reaches 70% for the continuum variability. This absence of correlation between the continuum variability and the luminosity is in contradiction with Paltani & Courvoisier (1994), who found a strongly significant anticorrelation in a sample of 72 Seyfert-like objects with a slope of  $-0.046/\text{decade}$ . The fact that this trend remains hidden to us with a sub-sample of 18 objects is most probably due to its weak slope and to the high scatter of the points. This increases our confidence in the significant trends that we found for the two emission-lines.



**Fig. 5.** Luminosity dependence of the line variability (a) and a parameter describing the line-to-continuum response (b). Open and filled points represent respectively Ly $\alpha$  and C IV lines. The dotted curves are defined as in Fig. 3

The ratio of the line variability on the continuum variability  $(\sigma/\langle f \rangle)_{\text{line}}/(\sigma/\langle f \rangle)_{1350}$  is perhaps even more meaningful, since it describes the line-to-continuum response. Its luminosity dependence shown in Fig. 5b has a steeper slope ( $-0.24 \pm 0.05/\text{decade}$ ) than that of the line variability, but the Spearman's test probability is similar (1.7%) and the scatter of the points is higher. The great similarity with the relation in Fig. 3 is due to the fact that  $\eta$  and  $(\sigma/\langle f \rangle)_{\text{line}}/(\sigma/\langle f \rangle)_{1350}$  are closely related, as shown by the following theoretical argument.

Since the PCA results suggest that a fraction  $\eta$  of the line varies in tune with the continuum, while the remaining fraction  $(1 - \eta)$  is nearly constant, we can write

$$f_{\text{line}}(t_i) \simeq R[\eta f_{\lambda, \text{cont}}(t_i) + (1 - \eta)\langle f_{\lambda, \text{cont}} \rangle] \quad (8)$$

$$\simeq R[\langle f_{\lambda, \text{cont}} \rangle + \eta \Delta f_{\lambda, \text{cont}}(t_i)], \quad (9)$$

where  $R$  is a response constant and  $\Delta f(t_i) \equiv f(t_i) - \langle f \rangle$ . We can now equal the first and the second term in Eq. (9) with  $\langle f_{\text{line}} \rangle$  and  $\Delta f_{\text{line}}(t_i)$  respectively:

$$\langle f_{\text{line}} \rangle \simeq R \langle f_{\lambda, \text{cont}} \rangle \quad (10)$$

$$\Delta f_{\text{line}}(t_i) \simeq R \eta \Delta f_{\lambda, \text{cont}}(t_i). \quad (11)$$

In accordance with Eq. (2), Eq. (11) implies that  $\sigma_{\text{line}} \simeq R\eta\sigma_{\lambda,\text{cont}}$ , which together with Eq. (10) leads to

$$\eta \simeq \frac{(\sigma/\langle f \rangle)_{\text{line}}}{(\sigma/\langle f \rangle)_{\lambda,\text{cont}}}. \quad (12)$$

This straightforward calculation shows that both  $\eta$  and  $(\sigma/\langle f \rangle)_{\text{line}}/(\sigma/\langle f \rangle)_{1350}$  describe in a way the line-to-continuum response.

In all but two objects (3C 390.3 and Mrk 926), the line response is stronger within the uncertainties for the Ly $\alpha$  than for the CIV line. This naturally leads to a decrease of the CIV/Ly $\alpha$  ratio with increasing continuum flux, as it was observed in some Seyfert galaxies (Peterson 1993). 3C 390.3 was until now the only object in which the CIV/Ly $\alpha$  ratio was observed to increase with increasing continuum flux (Wamsteker et al. 1997). Our results confirm this peculiar behavior in 3C 390.3 and predict a similar one in Mrk 926.

We did not quantify line profile asymmetries, but a look at the components displayed in the appendix shows that most of their line profiles are roughly symmetric. The observed absence of strong line asymmetries in the components of most objects excludes that their line-emitting region is dominated by infall or outflow (Rosenblatt et al. 1994). However, minor line asymmetries might reflect some radial motion within a predominantly chaotic or rotational velocity field.

### 5.2. Comments on individual objects

Apart from 3C 390.3, which has a different CIV/Ly $\alpha$  ratio behavior than most AGN (Sect. 5.1), other objects have some peculiarities. The most luminous radio-loud quasar in our sample is 3C 273, its principal component has only a very broad and nearly undetectable line feature. This leads to a very weak line variability, as was already noticed by Ulrich et al. (1993) for the Ly $\alpha$  line. Since 3C 273 is the only well enough observed luminous object, it is difficult to know whether or not its blazar characteristics are responsible for this peculiarity. However, the fact that 3C 273 is well inside the obtained luminosity trend suggests that other luminous quasars would also have nearly constant emission-lines.

Fairall 9, on the other hand, is an object which does not follow the general luminosity trend. Its line variability behavior is typical for a Seyfert galaxy, whereas its luminosity is that of a quasar. This was already pointed out by Rodríguez-Pascual et al. (1997), who found that the emission-line lags in Fairall 9 (Ly $\alpha$ : 14–20 days; He II  $\lambda$ 1640:  $\lesssim$  4 days) are comparable to those in NGC 5548, despite the difference in luminosity of a factor of ten. It suggests that the luminosity of Fairall 9 during the first years of IUE observations was extraordinary high and hence that its average luminosity is overestimated.

3C 120 and NGC 7469 are two other objects that are always outside of the 3- $\sigma$  uncertainty curves. Their line

variability is very small, because they are the two only objects with a clear asymmetric line profile in their first component. The blue wing of the line is not correlated with the continuum in 3C 120, whereas it seems even anticorrelated in NGC 7469. Such asymmetries are qualitatively consistent with an infalling BLR, since the blue wing is then emitted behind the continuum source having thus a higher emission-line lag than the red wing emitted in front of the source. However, both objects are not well enough observed to draw strong conclusions only based on these PCA results.

## 6. Discussion

Perhaps the most important result of the PCA is that a great fraction of the emission-line does not vary together with the continuum. This fraction has a line profile that is usually too broad to originate only in the NLR and thus the classical division of the emission-line into a variable BLR and a constant NLR contribution has to be reviewed. The PCA decomposition gives support to the model proposed by Brotherton et al. (1994) in which the traditional BLR is divided in two components: a very broad line region (VBLR) and an intermediate line region (ILR), which have typical velocities of  $\sim 7000 \text{ km s}^{-1}$  and  $\sim 2000 \text{ km s}^{-1}$ , respectively. The line profile in the principal component would then be the signature of the VBLR, whereas the rest component's profile would be the signature of the ILR plus a constant contribution from the NLR.

Under this assumption, the delay of  $\sim 25$  days that we measured between the rest component and the UV continuum in NGC 5548 (Sect. 3.2) can be understood as the distance of the ILR. This result is in good agreement with Brotherton et al. (1994), who estimate that the ILR is about 10 times more distant from the ionizing continuum than the VBLR. We note however that the line profile in the rest component has wings which extend to significant fractions of those in the principal component. This implies the presence of high velocity gas in the ILR and hence suggests that the VBLR and the ILR are not completely separated.

The ratio of the line on the continuum variability naturally decreases when the light-travel time across the line-emitting region  $t_{\text{lt}}$  is of the order of the typical variability timescale of the ionizing continuum  $t_{\text{var}}$ . If  $t_{\text{lt}} \ll t_{\text{var}}$ , the entire line-emitting region will respond as a whole to continuum variations, whereas if  $t_{\text{lt}} \gg t_{\text{var}}$ , different sub-regions will respond with different delays to the ionizing continuum averaging out the variations (Rosenblatt et al. 1994). In our interpretation, the lines emitted in the ILR have weak variations, because the extended ILR implies that  $t_{\text{lt}} > t_{\text{var}}$ , whereas the lines emitted in the VBLR vary in tune with the continuum, because this region is small enough to satisfy  $t_{\text{lt}} < t_{\text{var}}$ . A simple way to formally link the fraction  $\eta$  of the line in the principal component (i.e.

emitted in the VBLR) to the two characteristic timescales is to write

$$\eta \simeq \exp(-t_{\text{lt}}/t_{\text{var}}), \quad (13)$$

where  $t_{\text{lt}}$  is now the light-crossing time of the BLR. According to Eq. (13), we obtain with our data the following relation with luminosity

$$t_{\text{lt}}/t_{\text{var}} \simeq -\ln(\eta) \propto L^{0.52 \pm 0.09}, \quad (14)$$

which shows that the BLR size increases with respect to  $ct_{\text{var}}$  as the luminosity increases. If we assume that  $t_{\text{lt}}$  is proportional to the observed delays between the line and the continuum and thus that it varies roughly with the luminosity as  $t_{\text{lt}} \propto L^{0.5}$  (Kaspi et al. 1996), the relation in Eq. (14) suggests that the variability timescale of the ionizing continuum  $t_{\text{var}}$  is independent of the object luminosity.

The usually observed decrease of the C IV/Ly $\alpha$  ratio with increasing continuum flux was interpreted as being due to a population of optically thin clouds (Shields et al. 1995). Such a model predicts that the broad emission-line component emitted in the inner BLR by optically thin clouds should be less variable than the narrower component emitted in the outer BLR by optically thick clouds. This prediction seems to be verified for the H $\beta$  line in some Seyfert galaxies (Mrk 590: Peterson et al. 1993; Mrk 335: Kassebaum et al. 1997), but was never observed to our knowledge for the Ly $\alpha$  or the C IV line. Our result that the most varying line-part is usually also the broadest is in contradiction with such a model.

We propose that the C IV/Ly $\alpha$  ratio problem is due to a significant decrease of the variability timescale  $t_{\text{var}}$  between the ionizing thresholds of H I and C IV, respectively at 912 Å (13.6 eV) and at 192 Å (64.5 eV). If we assume that the light-crossing time of the BLR  $t_{\text{lt}}$  is similar for the two lines, this would lead to a better line-to-continuum response for the Ly $\alpha$  than for the C IV line (Eq. (12) & (13)), implying a decrease of the C IV/Ly $\alpha$  ratio with increasing continuum flux.

The lack of far UV observations does not allow us to test this interpretation. However, there are evidences that the continuum varies more rapidly at higher energies than in the UV. Nandra et al. (1991) found that the X-ray flux in NGC 5548 varies significantly on timescales of hours and that it can vary by a factor of two in less than a few days. More recently, Marshall et al. (1997) found that the extreme UV (150–200 eV) can vary by a factor of two on timescales of 0.5 day. Such a decrease of the variability timescale toward shorter wavelength from the UV to the extreme UV domain is qualitatively in agreement with our interpretation.

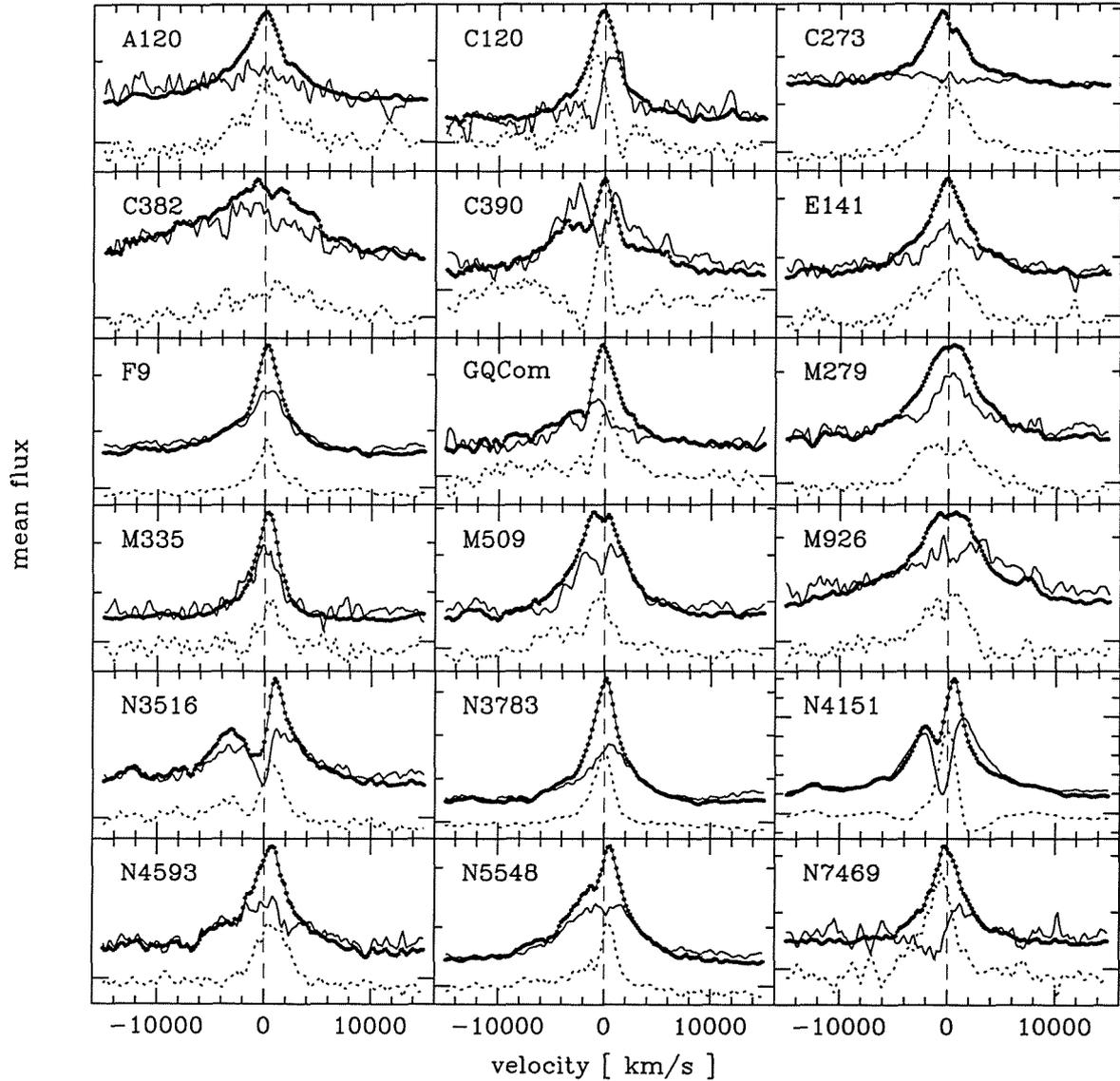
*Acknowledgements.* We thank S. Paltani for precious help and advice on the use of PCA and we are very grateful to the anonymous referee for his detailed comments, which helped us strongly to improve this work.

## References

- Alexander T., 1997, MNRAS 285, 891  
 Bevington P.R., 1969, Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences. McGraw-Hill Book Company  
 Brotherton M.S., Wills B.J., Francis P.J., Steidel C.C., 1994, ApJ 430, 495  
 Clavel J., Reichert G.A., Alloin D., et al., 1991, ApJ 366, 64  
 Courvoisier T.J.-L., Paltani S., 1992, IUE-ULDA Access Guide No. 4, Vol. A & B. ESA SP 1153 A & B  
 Francis P.J., Hewett P.C., Foltz C.B., Chaffee F.H., 1992, ApJ 398, 476  
 Gaskell C.M., Sparke L.S., 1986, ApJ 305, 175  
 Goad M., Wanders I., 1996, ApJ 469, 113  
 Isobe T., Feigelson E.D., Akritas M.G., Babu G.J., 1990, ApJ 364, 104  
 Jolliffe I.T., 1986, Principal Component Analysis, Springer-Verlag  
 Kaspi S., Smith P.S., Maoz D., Netzer H., Jannuzi B.T., 1996, ApJ 471, L75  
 Kassebaum T.M., Peterson B.M., Wanders I., et al., 1997, ApJ 475, 106  
 Kendall M.G., Stuart A., 1976, The Advanced Theory of Statistics, 3<sup>rd</sup> edition, Vol. 3. Griffin and Company, London  
 Marshall H.L., Carone T.E., Peterson B.M., et al., 1997, ApJ 479, 222  
 Mittaz J.P.D., Penston M.V., Sijnders M.A.J., 1990, MNRAS 242, 370  
 Nandra K., Pounds K.A., Stewart G.C., et al., 1991, MNRAS 248, 760  
 Netzer H., 1990. In: Courvoisier T.J.-L., Mayor M. (eds.) Active Galactic Nuclei. 20<sup>th</sup> Saas-Fee Advanced Course, Springer Verlag, p. 57  
 Paltani S., Courvoisier T.J.-L., 1994, A&A 291, 74  
 Peterson B.M., 1993, PASP 105, 247  
 Peterson B.M., Balonek T.J., Barker E.S., et al., 1991, ApJ 368, 119  
 Peterson B.M., Ali B., Horne K., et al., 1993, ApJ 402, 469  
 Reichert G.A., Rodríguez-Pascual P.M., Alloin D., et al., 1994, ApJ 425, 582  
 Rodríguez-Pascual P.M., Alloin D., Clavel J., et al., 1997, ApJS 110, 9  
 Rosenblatt E.I., Malkan M.A., Sargent W.L.W., Readhead A.C.S., 1994, ApJS 93, 73  
 Shields J.C., Ferland G.J., Peterson B.M., 1995, ApJ 441, 507  
 Türler M., Courvoisier T.J.-L., 1997. In: Peterson B.M., Cheng F.-Z., Wilson A.S. (eds.) Emission Lines in Active Galaxies: New Methods and Techniques. ASP Conference Series Vol. 113, p. 191  
 Ulrich M.-H., Courvoisier T.J.-L., Wamsteker W., 1993, ApJ 411, 125  
 Wamsteker W., Driessen C., Munoz J.R., et al., 1989, A&AS 79, 1  
 Wamsteker W., Rodríguez-Pascual P.M., Beverley J.W., et al., 1990, ApJ 354, 446  
 Wamsteker W., Wang T., Schartel N., Vio R., 1997, MNRAS, 288, 225  
 Welsh W.F., Horne K., 1991, ApJ 379, 586  
 White R.J., Peterson B.M., 1994, PASP 106, 879

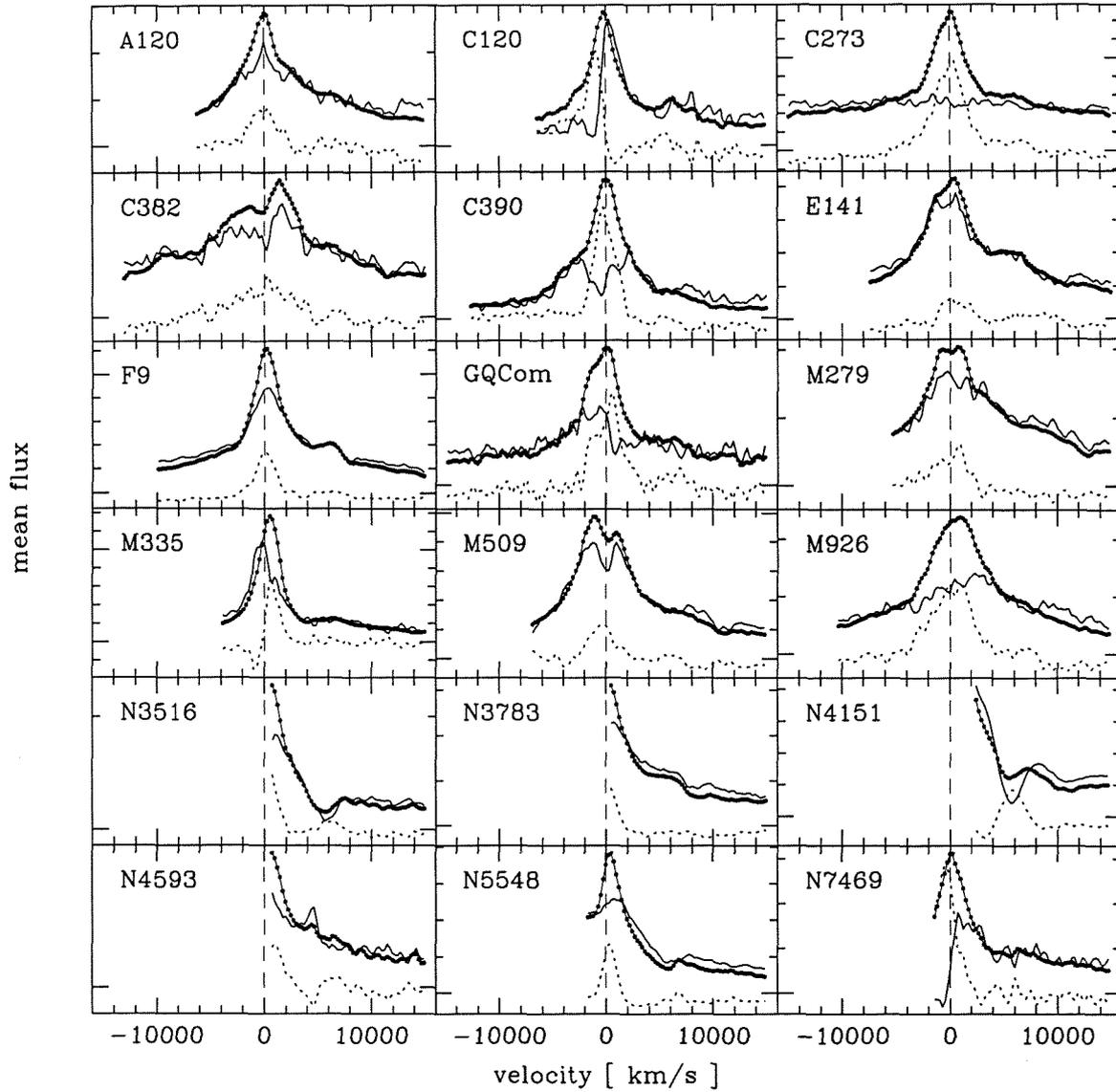
## Appendix A: PCA decomposition of the C IV line

PCA decomposition of the mean C IV  $\lambda 1549$  line profile (points) into the principal component (solid line) and the rest component (dotted line). The abbreviated name of the object is shown in each panel. The zero velocity (dashed line) is defined by the redshift. On the flux axis, the first big tick is always at zero flux and small ticks are at every  $10^{-13} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$ .



**Appendix B: PCA decomposition of the Ly $\alpha$  line**

Same as in appendix A, but for the Ly $\alpha$  line. The blue wing of the line could not always be analysed because of geocoronal Ly $\alpha$  contamination.



Troisième partie

L'ÉMISSION SYNCHROTRON DU JET DE  
3C 273



## Chapitre 7

# Le rayonnement synchrotron des jets extra-galactiques

Le rayonnement synchrotron est le mécanisme d'émission des noyaux actifs aux plus basses fréquences. Il a l'avantage d'être bien décrit par la théorie de l'électromagnétisme, ce qui permet un traitement analytique dans plusieurs cas simples. Le formalisme complet du rayonnement synchrotron est néanmoins assez lourd et il ne serait pas utile de l'inclure ici. Le but de ce chapitre est surtout de faire le lien entre les équations de base et les formules utilisées couramment dans la description des jets extra-galactiques.

Avant d'aborder le formalisme du rayonnement synchrotron, je commence ce chapitre par un bref tour d'horizon du phénomène des jets en astrophysique. Les équations de base du rayonnement synchrotron, émis par une particule, sont rappelées dans la section Sect. 7.2, selon l'approche de Rybicki & Lightman (1979). Après cette introduction, je passe, dans la Sect. 7.3, aux résultats essentiels du traitement complet de l'émission synchrotron d'un ensemble de particules, tel qu'il est présenté par Pacholczyk (1970). Finalement, dans la Sect. 7.4, j'utilise ces expressions pour les appliquer au cas particulier des jets extra-galactiques.

### 7.1 Les jets en astrophysique

Si le jet d'eau, situé au bout du lac Léman, est probablement une curiosité propre à la planète bleue, des jets se trouvent dans la plupart des autres objets astrophysiques. Ils participent au processus de formation stellaire sous la forme de jet de Herbig-Haro (e.g. Reipurth 1997). Des jets sont également observés dans des nébuleuses planétaires (Corradi et al. 1999) et il semble de plus en plus probable qu'un jet soit à l'origine des mystérieux sursauts gamma (Harrison et al. 1999). Un des modèles propose que les sursauts gamma soient associés à des collapsars (MacFadyen & Woosley 1999) aussi appelés des hypernovas (Paczynski 1998), c'est-à-dire à des explosions d'étoiles massives de 25–35  $M_{\odot}$  en supernova ayant la particularité de former un trou noir plutôt qu'une étoile de neutrons. Une fraction significative de la matière constituant l'étoile pourrait alors former un disque d'accrétion autour du trou noir et, par la suite, être éjectée dans deux jets polaires. La coïncidence spatiale et temporelle de la supernova SN 1998bw avec le sursaut gamma GRB 980425 (Galama et al. 1998) est à l'origine de ce modèle, qui semble être pris de plus en plus au sérieux. Il se pourrait même qu'on ait découvert les extrémités du jet et du contre-jet de la fameuse supernova SN 1987A du Grand Nuage de Magellan, qui aurait donné lieu à un sursaut gamma si le jet était pointé dans notre direction

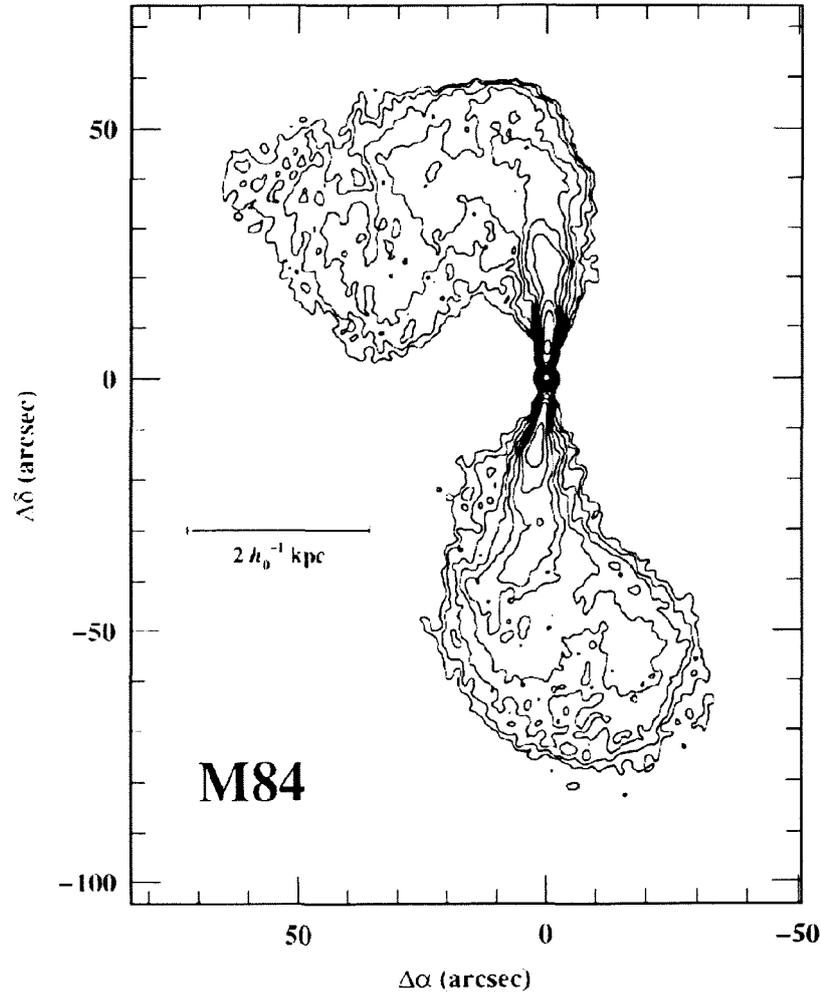


FIG. 7.1 – Le jet radio, observé à la fréquence de  $4.9 \text{ GHz}$  de la galaxie elliptique M84 (3C 272.1 ou NGC 4373), dans l'amas de la Vierge, est donné, ici, comme exemple d'un jet Fanaroff–Riley de type I. TIRÉ DE: Peterson (1997). ORIGINAL DE: Laing & Bridle (1987).

(Cen 1999).

Outres ces jets participant à la naissance et à la mort des étoiles, il existe également, dans notre galaxie, des jets produits par des systèmes binaires. Une fameuse source produisant deux jets non-relativistes qui precessionnent est le système binaire SS 433 (e.g. Margon 1984), qui est probablement constitué d'une étoile massive évoluée d'environ  $14 M_{\odot}$  et d'un trou noir stellaire (Verbunt & van den Heuvel 1995). Plus récemment, des jets relativistes ressemblant aux jets extra-galactiques, avec des vitesses apparemment superluminiques (cf. Sect. A.4), ont été découverts dans la Galaxie. Les deux sources galactiques présentant clairement des mouvements superluminiques sont GRS 1915+105, découverte par Mirabel & Rodríguez (1994), et GRO J1655–40, découverte parallèlement par Tingay et al. (1995) et Hjellming & Rupen (1995). Une troisième source, nommée XTE J1748–288, a des caractéristiques semblables à celles des deux précédentes et pourrait également présenter des vitesses superluminiques dans son jet (Mirabel & Rodríguez 1999). Ces répliques miniatures de phénomènes que l'on croyait

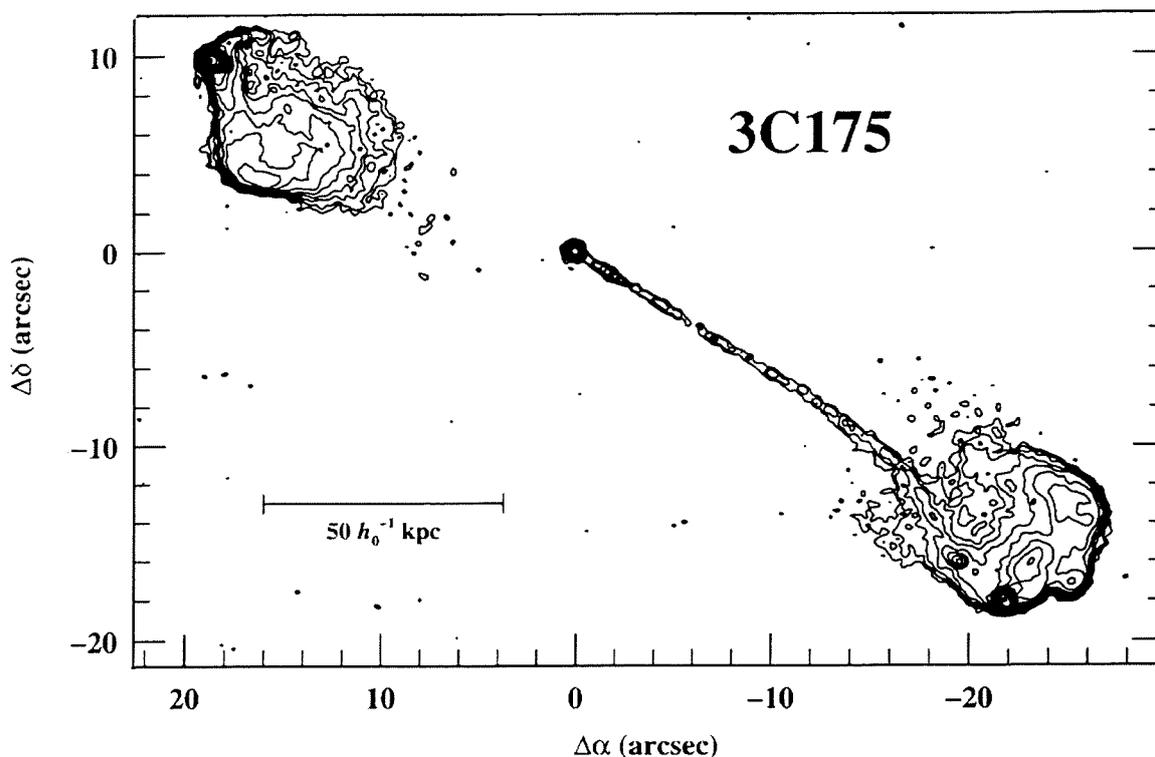


FIG. 7.2 – Le jet radio à 4.9 GHz du quasar 3C 175 ( $z = 0.768$ ) est donné ici comme exemple d'un jet Fanaroff-Riley de type II. TIRÉ DE: Peterson (1997). ORIGINAL DE: Bridle et al. (1994).

réservés aux noyaux actifs de galaxie sont appelés des micro-quasars.

La manifestation la plus spectaculaire du phénomène des jets dans l'univers est celle des puissants jets radio produits au coeur de certaines galaxies, généralement elliptiques. Fanaroff & Riley (1974) ont classé les jets extra-galactiques en deux groupes en fonction de leur luminosité et de leur morphologie. La première classe de Fanaroff & Riley (FRI) regroupe les jets étendus de moindre luminosité. Ces jets sont généralement doubles (jet et contre-jet) et symétriques, comme illustré dans la Fig. 7.1. Leur particularité essentielle est d'avoir une émission continue et relativement uniforme sur toute la longueur du jet avec une intensité diminuant progressivement de la base du jet vers l'extérieur. Les jets FRI se terminent par un lobe étendu se diluant de plus en plus avec un spectre radio plus raide vers l'extérieur.

La deuxième classe de Fanaroff & Riley (FRII) regroupe les jets étendus les plus puissants. Ces jets ne sont généralement pas symétriques en apparence, comme illustré dans la Fig. 7.2. S'ils sont doubles, un des jets est beaucoup plus brillant que l'autre, en raison de l'effet relativiste exprimé par l'Eq. (A.30). Leur particularité essentielle est d'avoir un jet très bien colimé et relativement peu lumineux sur des distances de l'ordre de dizaines à centaines de kpc avant de se terminer par une source brillante appelée *hot-spot*, en anglais, à l'extrémité de très grands lobes d'émission radio. Contrairement aux jets de type FRI, l'émission le long de leur jet n'est souvent pas continue, mais dominée par des nodules brillants. Les sources de type FRII se différencient également des sources FRI par le fait que l'émission radio des lobes est la plus forte à leur surface. Centaurus A (NGC 5128) ou Virgo A (M 87, 3C 274) sont des exemples de radio-galaxies avec un jet dissipatif de type FRI, alors que Cygnus A

est l'archétype d'une source de type FR II. Les galaxies elliptiques hôtes des sources de type FR II sont généralement isolées alors que les sources de type FR I se trouvent souvent dans les galaxies centrales d'un amas de galaxies.

Le fait que l'on rencontre des jets dans des objets astrophysiques si différents, allant des étoiles en formation aux galaxies géantes, suggère qu'il doit y avoir un mécanisme similaire à leur origine. La grande stabilité des jets sur des distances pouvant atteindre le Mpc implique la présence d'une direction privilégiée durant quelques millions d'années. La rotation est très probablement à l'origine de cette stabilité et les jets seraient alignés le long de l'axe de rotation d'un objet tournant sur lui-même. Cet objet central serait une proto-étoile, dans le cas de jets Herbig-Haro, une étoile à neutrons ou plus probablement un trou noir stellaire, dans le cas de jets galactiques comme ceux des micro-quasars et un trou noir massif pour les jets extra-galactiques.

Connaître la composition des jets extra-galactiques est une première étape vers une meilleure compréhension de leur processus d'éjection. Ces jets peuvent soit être constitués d'électrons et de positrons, soit de protons et d'électrons. Dans le premier cas, on parle de jets leptoniques ou de «paires» alors que dans le second cas, on parle de jets hadroniques ou de jets de plasma «ordinaire». Des publications récentes de Reynolds et al. (1996) pour M 87 et de Wardle et al. (1998) et Hirotani et al. (1999) pour 3C 279 penchent plutôt en faveur d'un plasma de paires dans ces objets pour expliquer les propriétés des régions internes de leur jet.

Le modèle de jet pouvant le mieux tenir compte de l'ensemble des propriétés observées est un modèle hybride (*two-flow model* en anglais), composé d'un jet hadronique ( $p^+ e^-$ ) moyennement relativiste ( $v_j \simeq 0.4c$ ), qui renferme en son coeur un jet leptonique ( $e^+ e^-$ ) ultra-relativiste avec un facteur de Lorentz global (cf. Sect. A.1) de  $\gamma_j \simeq 10$  (Sol et al. 1989). Le jet de plasma ordinaire serait responsable des structures radio à grande échelle, qui se terminent par des lobes étendus dans le cas des sources de type FR II. Le jet de paires serait, en revanche, à l'origine des nodules synchrotron observés à la base du jet. Cette composante ultra-relativiste du jet serait également responsable du rayonnement gamma des blazars par annihilation de paires et par émission Compton inverse (Henri et al. 1993 ; Marcowith et al. 1995 ; Henri & Marcowith 1996).

Des mécanismes physiques susceptibles de produire un jet hadronique sont évoqués par Blandford (1990). Un mécanisme plus récent d'éjection magnéto-hydrodynamique de la matière d'un disque d'accrétion stellaire ou extra-galactique est décrit par Ferreira & Pelletier (1995). Blandford & Levinson (1995) évoquent certaines pistes pour produire un jet leptonique et Renaud & Henri (1998) reconsidèrent, dans le cas du modèle à deux jets évoqué ci-dessus, l'effet de la «fusée Compton» ("*Compton rocket*" en anglais) originellement proposée par O'Dell (1981) pour accélérer un jet de paires par le fort rayonnement du disque d'accrétion. Ce qui est certain, c'est que dans tous les modèles de production d'un jet, la matière sous forme d'un disque ou d'un tore d'accrétion autour de l'objet central joue un rôle essentiel.

## 7.2 L'émission synchrotron d'une particule

Le rayonnement synchrotron est émis par des particules de charge  $q \neq 0$ , se déplaçant à la vitesse  $\mathbf{v}$  dans un champ magnétique  $\mathbf{B}$ . La trajectoire de chaque particule est une spirale, comme montré dans la Fig. 7.3, car elle subit une accélération perpendiculaire à sa vitesse

sous l'effet de la *force de Lorentz*

$$\mathbf{F}_{\text{Lorentz}} = \gamma m \dot{\mathbf{v}} = \frac{q}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad \text{où} \quad \gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} \quad (7.1)$$

est le *facteur de Lorentz* (cf. Sect. A.1). La trajectoire spirale de la particule consiste en un déplacement à vitesse constante  $v_{\parallel}$  le long du champ magnétique  $\mathbf{B}$  et en une rotation circulaire de rayon  $R$  dans la direction perpendiculaire. La *fréquence angulaire* de rotation de la particule  $\omega_B = 2\pi\nu_B$  est donnée par

$$a_{\perp} = \dot{v}_{\perp} = \frac{v_{\perp}^2}{R} = \frac{qv_{\perp}B}{\gamma mc} \quad \Longrightarrow \quad \omega_B = \frac{v_{\perp}}{R} = \frac{qB}{\gamma mc}. \quad (7.2)$$

L'accélération centripète  $a_{\perp}$  de la particule – bien que n'affectant pas la norme de sa vitesse – implique l'émission de rayonnement électromagnétique avec un taux de perte d'énergie par radiation de la particule  $\dot{E}_{\text{rad}} < 0$  donné par la *formule de Larmor*

$$-\dot{E}_{\text{rad}} = -\dot{E}'_{\text{rad}} = \frac{2|\ddot{\mathbf{p}}'|^2}{3c^3} = \frac{2q^2|\ddot{\mathbf{r}}'|^2}{3c^3} = \frac{2q^2|\mathbf{a}'|^2}{3c^3} = \frac{2q^2}{3c^3} \gamma^4 (a_{\perp}^2 + \gamma^2 a_{\parallel}^2), \quad (7.3)$$

où  $\mathbf{r}'$  est le vecteur position de la particule par rapport à une origine arbitraire et où  $\mathbf{p}' = q\mathbf{r}'$  est le *moment dipolaire* associé. Ces grandeurs sont mesurées dans le référentiel instantané  $\mathcal{R}'$ , dans lequel la particule est au repos au moment de l'émission. La dernière égalité de l'Eq. (7.3) s'obtient en transformant l'accélération  $\mathbf{a}'$  du référentiel  $\mathcal{R}'$  au référentiel global  $\mathcal{R}$  de la source<sup>1</sup>, avec  $a'_{\perp} = \gamma^2 a_{\perp}$  et  $a'_{\parallel} = \gamma^3 a_{\parallel}$  (Eq. (4.91) de Rybicki & Lightman 1979), qui sont respectivement les composantes de l'accélération perpendiculaire et parallèle à la vitesse de la particule. Pour l'émission synchrotron, l'accélération est centripète ( $a_{\parallel} = 0$ ) avec une norme  $a_{\perp} = \omega_B v_{\perp}$ , ce qui donne, avec les Eqs (7.2) et (7.3), l'expression pour la puissance émise par rayonnement synchrotron

$$P_{\text{synch}} = -\dot{E}_{\text{rad}} = \frac{2q^2}{3c^3} \gamma^4 \frac{q^2 B^2}{\gamma^2 m^2 c^2} v_{\perp}^2 = \frac{2q^4 \gamma^2}{3m^2 c^5} v_{\perp}^2 B^2. \quad (7.4)$$

Pour un ensemble de particules ayant une distribution isotrope des vitesses, on a en moyenne  $\langle v_{\perp}^2 \rangle = v^2 \langle \sin^2 \alpha \rangle = v^2 / (4\pi) \int \sin^2 \alpha d\Omega = 2v^2/3$ , où  $\alpha$  est l'angle entre  $\mathbf{B}$  et  $\mathbf{v}$ . Ainsi, la puissance synchrotron moyenne d'une particule s'exprime selon

$$P_{\text{synch}} = \frac{4q^4 \gamma^2}{9m^2 c^5} v^2 B^2 = \frac{4}{3} \gamma^2 \beta^2 c \sigma_{\text{T}} u_B, \quad (7.5)$$

où  $\beta \equiv v/c$ ,  $\sigma_{\text{T}} \equiv (8\pi q^4)/(3m^2 c^4)$  est la *section efficace de Thomson* et où  $u_B = B^2/(8\pi)$  est la *densité d'énergie* du champ magnétique. A partir de l'expression de la puissance émise, on obtient facilement le temps de refroidissement moyen d'une particule comme

$$t_{\text{cool}} = \frac{E}{P_{\text{synch}}} = \frac{\gamma mc^2}{P_{\text{synch}}} = \frac{9m^3 c^5}{4q^4} \gamma^{-1} \beta^{-2} B^{-2}. \quad (7.6)$$

<sup>1</sup>La vitesse du référentiel de la source correspond à la résultante de toutes les vitesses individuelles des particules. Le référentiel de la source est généralement lui-même en mouvement par rapport à l'observateur. Les transformations supplémentaires de la source vers l'observateur sont décrites dans l'Annexe A.

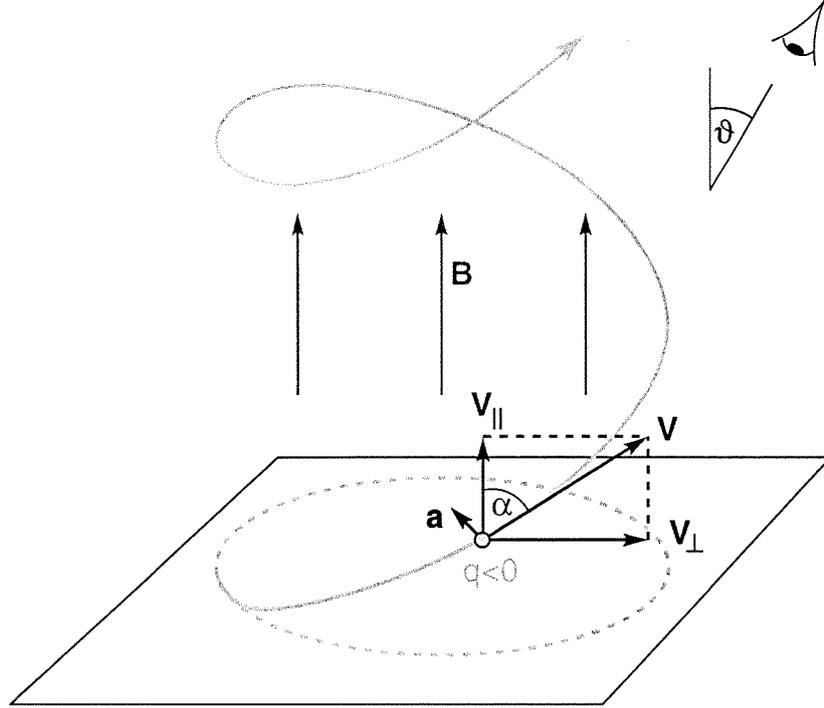


FIG. 7.3 – Trajectoire spirale d'une particule de charge négative et de vitesse  $\mathbf{v}$  dans un champ magnétique uniforme  $\mathbf{B}$ . ADAPTÉ DE: Rybicki & Lightman (1979).

Pour un électron ultra-relativiste ( $\beta = v/c \simeq 1$ ), le temps de refroidissement vaut  $t_{\text{cool}} \simeq 5 \cdot 10^8 \gamma^{-1} B^{-2}$  sec, où  $B$  est mesuré en Gauss.

Dans le cas non-relativiste ( $v \ll c$ ), la fréquence d'émission du rayonnement – que l'on appelle dans ce cas *rayonnement cyclotron* – correspond à la fréquence de rotation  $\nu_B = qB/(2\pi mc)$  dans le champ magnétique  $B$  (cf. Eq. (7.2)) et produit, par conséquent, une raie spectrale en émission. Le spectre synchrotron, émis par une particule relativiste, est beaucoup plus étendu autour d'une *fréquence critique*  $\nu_c$ . L'obtention de cette fréquence n'est pas immédiate (Rybicki & Lightman 1979) et je me borne ici à en donner le résultat

$$\nu_c = \frac{3}{2} \gamma^3 \nu_B \sin \alpha = \frac{3q}{4\pi mc} \gamma^2 B \sin \alpha \quad \text{et} \quad \nu_c = \frac{3q}{16mc} \gamma^2 B \quad (7.7)$$

pour  $\langle \sin \alpha \rangle = \pi/4$ , qui correspond à une distribution isotrope des vitesses. Le temps de refroidissement  $t_{\text{cool}}$  de l'Eq. (7.6) peut être réécrit en fonction de la fréquence critique  $\nu_c$  comme

$$t_{\text{cool}} = \frac{9m^3 c^5}{4q^4} \left( \frac{3qB}{16mc\nu_c} \right)^{1/2} \beta^{-2} B^{-2} = \left( \frac{3}{4} \right)^2 \sqrt{\frac{3m^5 c^9}{q^7}} \beta^{-2} B^{-3/2} \nu_c^{-1/2}. \quad (7.8)$$

Numériquement, pour un électron d'énergie  $E = \gamma mc^2$ , la fréquence critique  $\nu_c$  vaut

$$\nu_c \approx 2.8 \cdot 10^6 B \gamma^2 \text{ Hz} \approx 4.2 \cdot 10^9 B E^2 \text{ GHz} \quad (7.9)$$

et son temps de refroidissement, dans le cas ultra-relativiste ( $\beta \simeq 1$ ), s'exprime par

$$t_{\text{cool}} \simeq 6 \cdot 10^8 \left( \frac{B}{\text{G}} \right)^{-3/2} \left( \frac{\nu_c}{\text{MHz}} \right)^{-1/2} \text{ sec} \simeq 0.6 \left( \frac{B}{\text{G}} \right)^{-3/2} \left( \frac{\nu_c}{\text{GHz}} \right)^{-1/2} \text{ year}. \quad (7.10)$$

### 7.3 Les équations essentielles du rayonnement synchrotron

Considérons le rayonnement synchrotron émis dans un champ magnétique uniforme  $\mathbf{B}$  par des électrons ayant une distribution en énergie  $E = \gamma mc^2$  suivant une loi de puissance

$$N(E)dE = K E^{-s} dE \quad \text{pour } E_1 \leq E \leq E_2, \quad (7.11)$$

où  $K$  a des unités qui dépendent de  $s$  :  $[K] = \text{erg}^{s-1} \text{cm}^{-3}$ , de sorte que  $N(E)dE$  est le nombre d'électrons par  $\text{cm}^3$ . Pacholczyk (1970) considère que le champ magnétique  $\mathbf{B}$  a une direction fixe qui forme un angle  $\vartheta$  avec la ligne de vue (cf. Fig. 7.3). Il obtient l'expression suivante pour le *coefficient d'émission*<sup>2</sup>  $\varepsilon_\nu$  [ $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3} \text{Hz}^{-1} \text{sterad}^{-1}$ ]

$$\varepsilon_\nu = c_1(s) K B_\perp^{(s+1)/2} \nu^{(1-s)/2}, \quad (7.12)$$

où  $B_\perp = B \sin \vartheta$  et où  $c_1(s)$  est un facteur sans unité qui dépend de  $s$  au travers de la fonction  $\Gamma$  d'Euler définie par

$$\Gamma(s) \equiv \int_0^\infty x^{s-1} e^{-x} dx \quad (s > 0) \quad \text{telle que } \Gamma(s+1) = s \Gamma(s). \quad (7.13)$$

L'expression complète de  $c_1(s)$  – qui correspond à  $(2c_1)^{(s-1)/2} c_5(s)$  chez Pacholczyk (1970) – est donnée par

$$\begin{aligned} c_1(s) &= \frac{\sqrt{3} q^3}{48 \pi m c^2} \left( \frac{3s+7}{s+1} \right) \left( \frac{3q}{2\pi m^3 c^5} \right)^{(s-1)/2} \Gamma\left(\frac{3s-1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3s+7}{12}\right) \\ &= \frac{\sqrt{3} q^3}{4 \pi m c^2 (s+1)} \left( \frac{3q}{2\pi m^3 c^5} \right)^{(s-1)/2} \Gamma\left(\frac{3s-1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3s+19}{12}\right), \end{aligned} \quad (7.14)$$

en utilisant la propriété de la fonction  $\Gamma$  indiquée dans l'Eq. (7.13).

Le rayonnement synchrotron, émis selon l'Eq. (7.12), sera auto-absorbé à basse fréquence. Le *coefficient d'absorption*  $\kappa_\nu$  [ $\text{cm}^{-1}$ ] est donné par

$$\kappa_\nu = c_2(s) K B_\perp^{(s+2)/2} \nu^{-(s+4)/2}, \quad (7.15)$$

où  $c_2(s)$  – qui correspond à  $(2c_1)^{(s+4)/2} c_6(s)$  chez Pacholczyk (1970) – est donné par

$$\begin{aligned} c_2(s) &= \frac{\sqrt{3} \pi}{18} q m^5 c^{10} \left( \frac{3q}{2\pi m^3 c^5} \right)^{(s+4)/2} \Gamma\left(\frac{3s+2}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3s+22}{12}\right) \\ &= \frac{\sqrt{3} q^3}{8\pi m} \left( \frac{3q}{2\pi m^3 c^5} \right)^{s/2} \Gamma\left(\frac{3s+2}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3s+22}{12}\right). \end{aligned} \quad (7.16)$$

La *profondeur optique*  $\tau_\nu$  (sans unités) d'une région de dimension  $x$  le long de la ligne de vue, ayant un coefficient d'absorption  $\kappa_\nu$  supposé constant le long de  $x$ , est simplement

$$\tau_\nu = x \kappa_\nu = c_2(s) x K B_\perp^{(s+2)/2} \nu^{-(s+4)/2}. \quad (7.17)$$

On peut également écrire cette équation comme

$$\tau_\nu = \left( \frac{\nu}{\nu_1} \right)^{-(s+4)/2} \quad \text{où } \nu_1 = \left( c_2(s) x K B_\perp^{(s+2)/2} \right)^{2/(s+4)} \quad (7.18)$$

<sup>2</sup>Dans cette section, toutes les grandeurs sont exprimées dans le référentiel  $\mathcal{R}'$  au repos de la source, bien que j'aie omis les primes pour ne pas surcharger l'écriture.

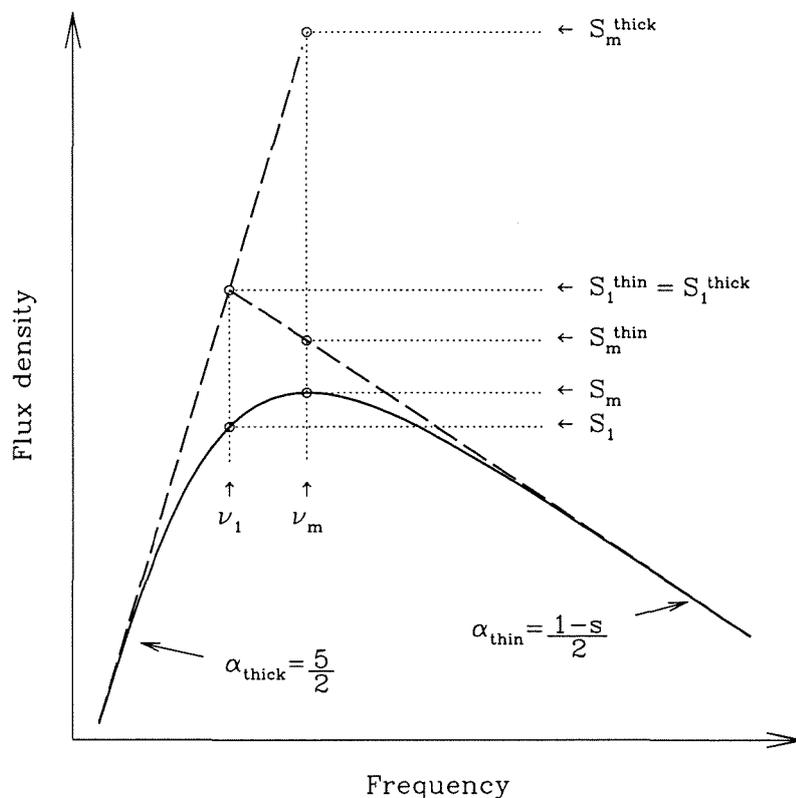


FIG. 7.4 – Le spectre synchrotron auto-absorbé d'une source homogène avec quatre normalisations différentes en densité de flux et en fréquence.

est la fréquence à laquelle la profondeur optique vaut 1. Il est à remarquer que la profondeur optique  $\tau_\nu$  décroît très fortement avec la fréquence, de sorte qu'autour de la fréquence  $\nu_1$ , on passera rapidement d'un milieu opaque ( $\tau_\nu \gg 1$ ) à basse fréquence ( $\nu < \nu_1$ ) à un milieu transparent ( $\tau_\nu \ll 1$ ) à plus haute fréquence ( $\nu > \nu_1$ ).

L'intensité spécifique  $I_\nu$  [ $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1} \text{sterad}^{-1}$ ] s'obtient en résolvant l'équation différentielle du transfert radiatif, ce qui donne

$$I_\nu = \frac{\varepsilon_\nu}{\kappa_\nu} (1 - e^{-\tau_\nu}) = \frac{c_1(s)}{c_2(s)} B_\perp^{-1/2} \nu^{5/2} (1 - e^{-\tau_\nu}), \quad (7.19)$$

où le rapport  $\varepsilon_\nu/\kappa_\nu$  est usuellement appelé la *fonction source*. Une relation similaire s'applique à la *densité de flux*  $S_\nu$  [ $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1} = 10^{23} \text{Jy}$ ], qui s'obtient par intégration de l'intensité spécifique sur tout l'angle solide  $\Omega$  soutenu par la région émettrice :

$$S_\nu = \int_\Omega I_\nu d\Omega \quad \Rightarrow \quad S_\nu = \Omega I_\nu, \quad (7.20)$$

si l'intensité spécifique  $I_\nu$  est constante sur tout l'angle solide  $\Omega$ .

On remarque que l'Eq. (7.19) est indéterminée en l'absence d'absorption ( $\kappa_\nu = 0$ ). Pour obtenir l'expression correcte, lorsque l'absorption est négligeable ( $\tau_\nu \ll 1$ ), il faut développer l'exponentiel au premier ordre comme  $e^{-\tau_\nu} = 1 - \tau_\nu$ , de sorte que la densité de flux – en

utilisant l'Eq. (7.12) – se réduit à

$$S_\nu^{\text{thin}} = \Omega I_\nu^{\text{thin}} = \Omega \frac{\varepsilon_\nu}{\kappa_\nu} \tau_\nu = \Omega x \varepsilon_\nu = c_1(s) \Omega x K B_\perp^{(s+1)/2} \nu^{(1-s)/2}. \quad (7.21)$$

C'est cette relation qui décrit le spectre émis aux plus hautes fréquences pour lesquelles le milieu est optiquement mince. La pente spectrale correspondante est  $\alpha_{\text{thin}} = -(s-1)/2$ , qui est négative (si  $s > 1$ ). A l'inverse, aux basses fréquences pour lesquelles le milieu est opaque ( $\tau_\nu \gg 1$ ), l'exponentiel, dans l'Eq. (7.19), devient négligeable. La pente spectrale correspondante est  $\alpha_{\text{thick}} = +5/2$ . Il doit donc exister un maximum dans le spectre à une fréquence  $\nu_m$  proche de  $\nu_1$  (cf. Fig. 7.4). Pour obtenir ce maximum, il faut dériver  $S_\nu = \Omega I_\nu$  avec  $I_\nu$  donné par l'Eq. (7.19) par rapport à la fréquence, ce qui donne une expression pour  $\tau_m \equiv \tau_\nu(\nu_m) = (\nu_m/\nu_1)^{-(s+4)/2}$

$$\frac{dS_\nu}{d\nu} = 0 \quad \Rightarrow \quad e^{\tau_m} = 1 + \frac{s+4}{5} \tau_m \quad \Rightarrow \quad \tau_m \approx \frac{3}{2} \left( \sqrt{1 + \frac{8(s-1)}{15}} - 1 \right), \quad (7.22)$$

où la dernière approximation s'obtient en développant l'exponentiel  $e^{\tau_m}$  au troisième ordre, selon  $e^{\tau_m} \approx 1 + \tau_m + \tau_m^2/2 + \tau_m^3/6$ , et en résolvant l'équation du second degré en  $\tau_m$  qui en résulte. Il est à remarquer que la profondeur optique au maximum  $\tau_m$  ne dépend que de l'indice de la distribution en énergie des électrons  $s$  (cf. Eq. (7.11)).

Comme illustré dans la Fig. 7.4, il existe plusieurs normalisations possibles pour un spectre synchrotron auto-absorbé. Les six normalisations indiquées ont toutes leurs avantages et leurs inconvénients et il est important de savoir passer de l'une à l'autre. Un même spectre synchrotron  $S_\nu$  peut être exprimé par les six équations

$$\begin{aligned} S_\nu &= S_1^{\text{thick}} \left( \frac{\nu}{\nu_1} \right)^{5/2} (1 - \exp(-\tau_\nu)) = S_m^{\text{thick}} \left( \frac{\nu}{\nu_m} \right)^{5/2} (1 - \exp(-\tau_\nu)) \\ &= S_1^{\text{thin}} \left( \frac{\nu}{\nu_1} \right)^{5/2} (1 - \exp(-\tau_\nu)) = S_m^{\text{thin}} \left( \frac{\nu}{\nu_m} \right)^{5/2} \frac{1 - \exp(-\tau_\nu)}{\tau_m} \\ &= S_1 \left( \frac{\nu}{\nu_1} \right)^{5/2} \frac{1 - \exp(-\tau_\nu)}{1 - \exp(-1)} = S_m \left( \frac{\nu}{\nu_m} \right)^{5/2} \frac{1 - \exp(-\tau_\nu)}{1 - \exp(-\tau_m)}, \end{aligned} \quad (7.23)$$

où  $S_1 \equiv S_\nu(\nu_1)$ ,  $S_m \equiv S_\nu(\nu_m)$  et où les indices "thin" et "thick" se réfèrent respectivement aux extrapolations des spectres optiquement minces et épais. On peut expliciter  $\tau_\nu$  dans les quatre équations ci-dessus en fonction de la fréquence  $\nu$ . On choisira de préférence la relation  $\tau_\nu = (\nu/\nu_1)^{-(s+4)/2}$  pour les équations de gauche et  $\tau_\nu = \tau_m(\nu/\nu_m)^{-(s+4)/2}$  pour équations de droites. La normalisation à  $(\nu_1, S_1^{\text{thin}} = S_1^{\text{thick}})$  est certainement la plus élégante mathématiquement, car elle correspond à l'intersection des asymptotes du spectre. Celle à  $(\nu_m, S_m^{\text{thin}})$  est généralement utilisée par A. Marscher, car l'expression de  $S_m^{\text{thin}}$  en fonction des grandeurs physiques dans le jet est plus simple que celle de  $S_m$ . Pour ma part, j'ai introduit la normalisation  $(\nu_m, S_m)$  pour exprimer l'évolution temporelle du maximum du spectre dans les deux publications des Chapitres 9 et 10. Avec les six équations ci-dessus il est facile de trouver les relations qui existent entre  $S_1^{\text{thick}}$ ,  $S_m^{\text{thick}}$ ,  $S_1^{\text{thin}}$ ,  $S_m^{\text{thin}}$ ,  $S_1$  et  $S_m$ . En particulier,  $S_m$  s'exprime en fonction de  $S_m^{\text{thick}}$  et de  $S_m^{\text{thin}}$  comme

$$S_m = S_m^{\text{thick}} (1 - \exp(-\tau_m)) = S_m^{\text{thin}} \frac{1 - \exp(-\tau_m)}{\tau_m}. \quad (7.24)$$

## 7.4 L'application au cas des jets extra-galactiques

Pour appliquer les équations théoriques ci-dessus aux jets extra-galactiques, il faut tenir compte des effets relativistes et cosmologiques présentés dans l'Annexe A. Je vais utiliser ci-dessous les transformations du référentiel en mouvement de la source  $\mathcal{R}'$  vers le référentiel au repos de l'observateur  $\mathcal{R}$ , qui sont regroupées dans la Sect. A.3, avec, comme ingrédients principaux, le *facteur Doppler*  $\delta$  (cf. Eq. (A.14)) et le *redshift*  $z$  (cf. Eq. (A.44)). Les différentes distances définies en cosmologie et présentées dans la Sect. A.5.2 vont également être utilisées ici.

La géométrie du problème est représentée dans la Fig. 7.5. Je considère l'émission synchrotron d'un élément cylindrique du jet de section  $A = \pi R^2 = \pi (\psi D_A/2)^2$  et de longueur  $x$ , où  $D_A$  est la *distance angulaire* (cf. Eq. (A.51)) à laquelle se trouve l'observateur et où  $\psi$  est l'angle soutenu par la source. Cette portion du jet se déplace à la vitesse  $\mathbf{v}$  dans une direction formant un petit angle  $\theta$  avec la ligne de vue. L'angle  $\theta$  est choisi petit pour que l'épaisseur de la source, mesurée le long de la ligne de vue, corresponde approximativement à  $x$ .

L'intensité spécifique  $I'_{\nu'}$ , émise par cet élément du jet peut être considérée comme constante dans l'angle solide  $\Omega = A/D_A^2 = \pi \psi^2/4$ , de sorte que la densité de flux est simplement  $S'_{\nu'} = \Omega I'_{\nu'}$  (cf. Eq. (7.20)). La densité de flux  $S_{\nu}^{\text{thin}} = \Omega x \varepsilon_{\nu}$  (cf. Eq. (7.21)), observée en l'absence d'absorption, c'est-à-dire dans la partie optiquement mince du spectre, s'exprime, en utilisant l'expression pour  $\varepsilon'_{\nu'}(\nu')$  de l'Eq. (7.12) et la transformation correspondante de l'Eq. (A.26), par

$$\begin{aligned} S_{\nu}^{\text{thin}} &= \Omega \left( \frac{\delta}{1+z} \right)^2 x \varepsilon'_{\nu'}(\nu') = \frac{\pi}{4} c_1(s) \psi^2 \left( \frac{\delta}{1+z} \right)^2 x K' B'_{\perp}{}^{(s+1)/2} \left( \frac{1+z}{\delta} \nu \right)^{(1-s)/2} \\ &= \frac{\pi}{4} c_1(s) \psi^2 \left( \frac{\delta}{1+z} \right)^{(s+3)/2} x K' B'_{\perp}{}^{(s+1)/2} \nu^{(1-s)/2}. \end{aligned} \quad (7.25)$$

Cette équation peut aussi être exprimée en fonction de  $R$  plutôt que de  $\psi$  en remplaçant  $\psi^2$  par  $4R^2/D_A^2 = 4R^2(1+z)^4/D_L^2$ , où  $D_L$  est la *distance de luminosité* définie par l'Eq. (A.49), ce qui donne

$$S_{\nu}^{\text{thin}} = \pi c_1(s) D_L^{-2} (1+z)^{(5-s)/2} R^2 x K' B'_{\perp}{}^{(s+1)/2} \delta^{(s+3)/2} \nu^{(1-s)/2}. \quad (7.26)$$

J'ai dérivé ci-dessus une expression pour la densité de flux en l'absence d'absorption. Pour tenir compte de l'auto-absorption il faut savoir comment la profondeur optique  $\tau_{\nu} = x \kappa_{\nu}$  (cf. Eq. (7.17)) dépend des grandeurs physiques et, en particulier, de la fréquence. Avec la transformation de l'Eq. (A.24) et l'expression pour  $\kappa'_{\nu'}(\nu')$  de l'Eq. (7.15), on a

$$\begin{aligned} \tau_{\nu} &= \left( \frac{\delta}{1+z} \right)^{-1} x \kappa'_{\nu'}(\nu') = c_2(s) \left( \frac{\delta}{1+z} \right)^{-1} x K' B'_{\perp}{}^{(s+2)/2} \left( \nu \left( \frac{\delta}{1+z} \right)^{-1} \right)^{-(s+4)/2} \\ &= c_2(s) \left( \frac{\delta}{1+z} \right)^{(s+2)/2} x K' B'_{\perp}{}^{(s+2)/2} \nu^{-(s+4)/2}. \end{aligned} \quad (7.27)$$

La forme du spectre étant donnée par l'Eq. (7.23), l'important est de pouvoir exprimer une des normalisations du spectre en fonction des grandeurs physiques. La densité de flux  $S_m^{\text{thin}}$ , par exemple, s'exprime en fonction de  $\nu_m$  en remplaçant simplement  $\nu$  par  $\nu_m$  dans l'Eq. (7.26) :

$$S_m^{\text{thin}} = \pi c_1(s) D_L^{-2} (1+z)^{(5-s)/2} R^2 x K' B'_{\perp}{}^{(s+1)/2} \delta^{(s+3)/2} \nu_m^{(1-s)/2}. \quad (7.28)$$

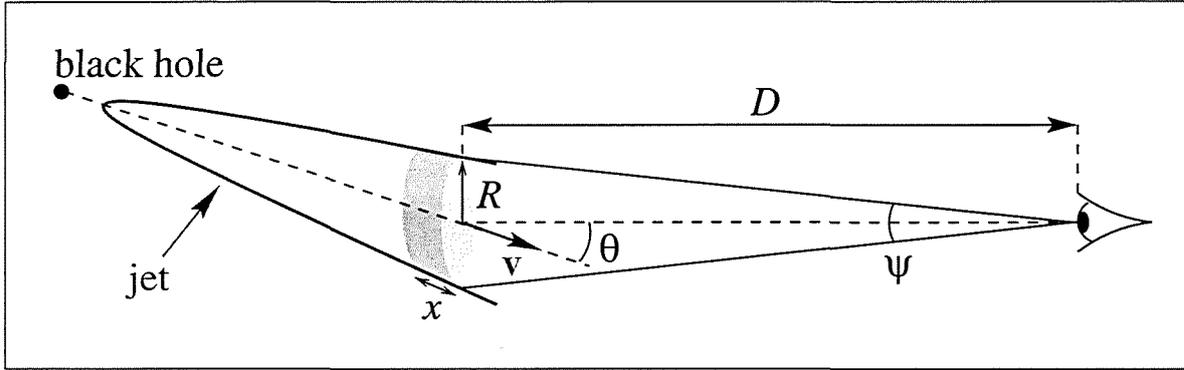


FIG. 7.5 – Géométrie supposée pour le calcul de l'émission d'une portion cylindrique du jet, qui se déplace à la vitesse  $v$  le long de l'axe du jet formant un petit angle  $\theta$  avec la ligne de vue.

Quant à la fréquence du maximum  $\nu_m$ , elle s'obtient par l'Eq. (7.27) en fonction de la profondeur optique correspondante  $\tau_m$  – qui est connue grâce à l'Eq. (7.22) – selon

$$\nu_m = \left( c_2(s) \tau_m^{-1} (1+z)^{-(s+2)/2} x K' B_{\perp}'^{(s+2)/2} \delta^{(s+2)/2} \right)^{2/(s+4)}. \quad (7.29)$$

En insérant cette équation dans l'Eq. (7.28), on obtient l'expression de  $S_m^{\text{thin}}$  en fonction des grandeurs physiques, selon

$$S_m^{\text{thin}} = \pi c_1(s) D_L^{-2} R^2 \left( c_2(s)^{1-s} \tau_m^{s-1} (1+z)^{s+9} x^5 K'^5 B_{\perp}'^{2s+3} \delta^{3s+7} \right)^{1/(s+4)}. \quad (7.30)$$

Ces deux dernières équations, sous la forme de proportionnalités, sont le point de départ du modèle de choc de Marscher & Gear (1985) décrit dans le Chapitre 8. Il est cependant souvent plus judicieux de ne pas éliminer  $\nu_m$  de l'Eq. (7.28), mais d'utiliser les Eqs (7.28) et (7.29) pour obtenir les expressions des grandeurs  $K'$  et  $B_{\perp}'$ , qui sont les véritables inconnues. Des observations interférométriques à haute résolution permettent en effet de mesurer approximativement la taille de la région émettrice  $R$ , alors que la vitesse superluminique apparente, observée dans les jets, permet d'estimer grossièrement la valeur du factor Doppler  $\delta$  (cf. Sect. A.4). Quant à  $x$ , on peut soit faire l'hypothèse d'une source sphérique, ce qui relie  $x$  à  $R$  selon l'Eq. (7.33), soit utiliser le modèle de choc de Marscher & Gear (1985), qui exprime  $x$  en fonction des autres quantités physiques dans le jet (cf. Chapitre 8).

L'expression du champ magnétique  $B_{\perp}'$  s'obtient le plus simplement en divisant l'Eq. (7.28) pour  $S_m^{\text{thin}}$  par l'Eq. (7.27) pour  $\tau_m \equiv \tau_{\nu}(\nu_m)$ , ce qui donne

$$\begin{aligned} B_{\perp}' &= \left( \pi \frac{c_1(s)}{c_2(s)} \right)^2 R^4 (1+z)^7 D_L^{-4} \delta \left( \frac{S_m^{\text{thin}}}{\tau_m} \right)^{-2} \nu_m^5 \\ &= \left( \frac{\pi c_1(s)}{4 c_2(s)} \right)^2 \frac{\delta}{1+z} \psi^4 (S_m^{\text{thick}})^{-2} \nu_m^5, \end{aligned} \quad (7.31)$$

avec  $\psi = 2R(1+z)^2/D_L$  et la relation  $S_m^{\text{thick}} = S_m^{\text{thin}}/\tau_m$  de l'Eq. (7.24). L'expression pour le facteur  $K'$  de la distribution en énergie des électrons de l'Eq. (7.11) s'obtient en injectant l'Eq. (7.31) dans l'Eq. (7.27) pour  $\tau_m$ , ce qui donne

$$K' = c_2(s)^{-1} \left( \pi \frac{c_1(s)}{c_2(s)} \delta (1+z)^3 R^2 D_L^{-2} (S_m^{\text{thin}})^{-1} \right)^{-(s+2)} x^{-1} \tau_m^{-(s+1)} \nu_m^{-(2s+3)}$$

$$= c_2(s)^{-1} \left( \frac{\pi}{4} \frac{c_1(s)}{c_2(s)} \frac{\delta}{1+z} \psi^2 (S_m^{\text{thin}})^{-1} \right)^{-(s+2)} x^{-1} \tau_m^{-(s+1)} \nu_m^{-(2s+3)}. \quad (7.32)$$

Dans le cas d'une source sphérique plutôt que cylindrique, il suffit de remplacer  $x$  dans les équations ci-dessus par

$$x = \frac{4}{3} \frac{\delta}{1+z} R = \frac{2}{3} \frac{\delta}{(1+z)^3} \psi D_L. \quad (7.33)$$

La première égalité de cette équation s'obtient en posant que, dans le référentiel  $\mathcal{R}'$  de la source, le volume de la sphère doit être le même que celui du cylindre. Il faut en outre tenir compte de l'Eq. (A.23), qui décrit la transformation relativiste de la profondeur géométrique  $\Delta s$  d'une source.

Finalement, dans le cas d'une orientation aléatoire du champ magnétique  $\mathbf{B}'$ , il faut moyenner  $B'_\perp = B' \sin \vartheta'$  par rapport à une distribution isotrope des angles  $\vartheta'$ , que forme le champ  $\mathbf{B}'$  avec la ligne de vue. On peut alors remplacer  $B'_\perp$  par  $B'$  dans les équations ci-dessus tout en modifiant légèrement les facteurs  $c_1(s)$  et  $c_2(s)$  des Eqs (7.14) et (7.16). Ainsi,  $c_1(s)$  doit être multiplié par (Longair 1984)

$$\langle (\sin \vartheta')^{(s+1)/2} \rangle = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} (\sin \vartheta')^{(s+1)/2} d\Omega' = \frac{1}{2} \int_0^\pi (\sin \vartheta')^{(s+3)/2} d\vartheta' = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\Gamma\left(\frac{s+5}{4}\right)}{\Gamma\left(\frac{s+7}{4}\right)} \quad (7.34)$$

et  $c_2(s)$  doit être multiplier par

$$\langle (\sin \vartheta')^{(s+2)/2} \rangle = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} (\sin \vartheta')^{(s+2)/2} d\Omega' = \frac{1}{2} \int_0^\pi (\sin \vartheta')^{(s+4)/2} d\vartheta' = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\Gamma\left(\frac{s+6}{4}\right)}{\Gamma\left(\frac{s+8}{4}\right)}. \quad (7.35)$$

Ces relations ne dépendent pas fortement de  $s$ . En effet, pour  $1 \leq s \leq 3$  et en utilisant la relation  $\Gamma(1/2) = \sqrt{\pi}$ , on a  $\pi/4 \leq \langle (\sin \vartheta')^{(s+1)/2} \rangle \leq 2/3$ . Les valeurs numériques, en unités cgs, des facteurs  $c_1(s)$  et  $c_2(s)$  ainsi corrigés pour une orientation aléatoire du champ magnétique  $\mathbf{B}'$  sont données par Marscher (1987) et par Gear (1988) en fonction de  $\alpha = (s-1)/2$  (leur convention étant  $S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ ). Les équations et les valeurs correspondantes, pour le système international d'unités (SI), sont données par Longair (1984).

## Références

- Blandford R.D., 1990. In : Active Galactic Nuclei, Courvoisier T.J.-L., Mayor M. (eds.), Saas-Fee Advanced Course 20, Springer-Verlag, p. 161  
 Blandford R.D., Levinson A., 1995, ApJ 441, 79  
 Bridle A.H., Hough D.H., Lonsdale C.J., Burns J.O., Laing R.A., 1994, AJ 108, 766  
 Cen R., 1999, ApJ 524, L51  
 Corradi R.L.M., Perinotto M., Villaver E., Mampaso A., Gonçalves D.R., 1999, ApJ 523, 721  
 Fanaroff B.L., Riley J.M., 1974, MNRAS 167, 31P  
 Ferreira J., Pelletier G., 1995, A&A 295, 807  
 Galama T.J., Vreeswijk P.M., van Paradijs J., et al., 1998, Nat 395, 670  
 Gear W.K., 1988. In : Millimetre and Submillimetre Astronomy, Wolstencroft R.D., Burton W.B. (eds.), Kluwer Academic Publishers, p. 307  
 Harrison F.A., Bloom J.S., Frail D.A., 1999, ApJ 523, L121

- Henri G., Marcowith A., 1996, *A&AS* 120, 567  
Henri G., Pelletier G., Roland J., 1993, *ApJ* 404, L41  
Hirokuni K., Iguchi S., Kimura M., Wajima K., 1999, *PASJ* 51, 263  
Hjellming R.M., Rupen M.P., 1995, *Nat* 375, 464  
Laing R.A., Bridle A.H., 1987, *MNRAS* 228, 557  
Longair M.S., 1984. *High Energy Astrophysics*, Vol. 2, Stars, the Galaxy and the interstellar medium, 2<sup>nd</sup> edition, Cambridge Univ. Press  
MacFadyen A.I., Woosley S.E., 1999, *ApJ* 524, 262  
Marcowith A., Henri G., Pelletier G., 1995, *MNRAS* 277, 681  
Margon B.A., 1984, *ARA&A* 22, 507  
Marscher A.P., 1987. In : *Superluminal Radio Sources*, Zensus J.A., Pearson T.J. (eds.), Cambridge Univ. Press, p. 280  
Marscher A.P., Gear W.K., 1985, *ApJ* 298, 114  
Mirabel I.F., Rodríguez L.F., 1994, *Nat* 371, 46  
Mirabel I.F., Rodríguez L.F., 1999, *ARA&A* 37, 409  
O'Dell S.L., 1981, *ApJ* 243, L147  
Pacholczyk A.G., 1970. *Radio Astrophysics*, Freeman, San Francisco  
Paczynski B., 1998, *ApJ* 494, L45  
Peterson B.M., 1997. *An introduction to active galactic nuclei*, Cambridge University Press  
Reipurth B., 1997, *The Messenger (ESO)*, No. 88, p. 20  
Renaud N., Henri G., 1998, *MNRAS* 300, 1047  
Reynolds C.S., Fabian A.C., Celotti A., Rees M.J., 1996, *MNRAS* 283, 873  
Rybicki G.B., Lightman A.P., 1979. *Radiative Processes in Astrophysics*, John Wiley & Sons Inc., New York  
Sol H., Pelletier G., Asséo E., 1989, *MNRAS* 237, 411  
Tingay S.J., Jauncey D.L., Preston R.A., et al., 1995, *Nat* 374, 141  
Verbunt F., van den Heuvel E.P.J., 1995. In : *X-Ray Binaries*, Lewin W.H.G., van Paradijs J., van den Heuvel E.P.J. (eds.), Cambridge Astrophysics Series 26, p. 457  
Wardle J.F.C., Homan D.C., Ojha R., Roberts D.H., 1998, *Nat* 392, 457

## Chapitre 8

# Le modèle de choc dans les jets

C'est vers 1980 que la théorie de l'émission synchrotron des jets relativistes s'est développée, principalement grâce à Blandford & Königl (1979), Marscher (1980) et Königl (1981). L'idée que les électrons relativistes responsables de l'émission synchrotron soient accélérés dans le jet par des ondes de choc remonte à Blandford & McKee (1977). Leur travail décrit l'émission synchrotron et inverse-Compton émise par une onde de choc sphérique. Ce sont Blandford & Königl (1979), qui proposent pour la première fois que l'émission radio pourrait provenir à la fois des régions internes d'un jet quasi-stable et de fortes ondes de choc se propageant dans le jet. Ces chocs pourraient soit se former suite à l'interaction du jet avec des nuages denses qui seront ensuite accélérés par le jet, soit suite à des instabilités dans le champ de vitesse du jet.

C'est en 1985, que Marscher & Gear (1985) et Hughes et al. (1985) proposent quasi-simultanément deux modèles pour l'émission d'une onde de choc se propageant dans un jet relativiste. Le code numérique de Hughes et al. (1989a), qui décrit l'émission de l'onde de choc, est capable de reproduire de manière convaincante la variabilité observée dans le domaine radio de la densité de flux et de la polarisation du blazar BL Lacertae (Hughes et al. 1989b). Quant au modèle analytique de Marscher & Gear (1985), il a été développé pour décrire la phase initiale de l'évolution d'une éruption synchrotron très impressionnante qui domina le spectre de 3C 273 de l'infrarouge au millimétrique en février 1983 (Robson et al. 1983). Il a l'avantage d'inclure les effets de pertes d'énergie des électrons par rayonnement synchrotron et Compton-inverse, qui ne peuvent être négligés à plus haute fréquence (infrarouge et millimétrique).

Quinze ans plus tard, le modèle de choc de Marscher & Gear (1985) est toujours la référence dans le domaine. Il permet d'expliquer physiquement les composantes apparemment distinctes, que l'on observe se propager le long du jet à des vitesses proches de la vitesse de la lumière. Il décrit complètement l'évolution temporelle de l'émission synchrotron de ces composantes, qui, en se superposant, forment le spectre total comme illustré dans la Fig. 8.1. Il doit par conséquent être possible de décomposer la variabilité du spectre total observée dans les courbes de lumière en une série d'éruptions synchrotrons qui se superposent en évoluant des hautes aux basses fréquences. La réalisation d'une telle décomposition fut le principal sujet d'étude de ma thèse et a donné lieu à deux publications présentées dans les Chapitres 9 et 10. Comme la décomposition du second papier est directement basée sur le modèle de choc de Marscher & Gear (1985), il est important d'en rappeler ici les principales caractéristiques.

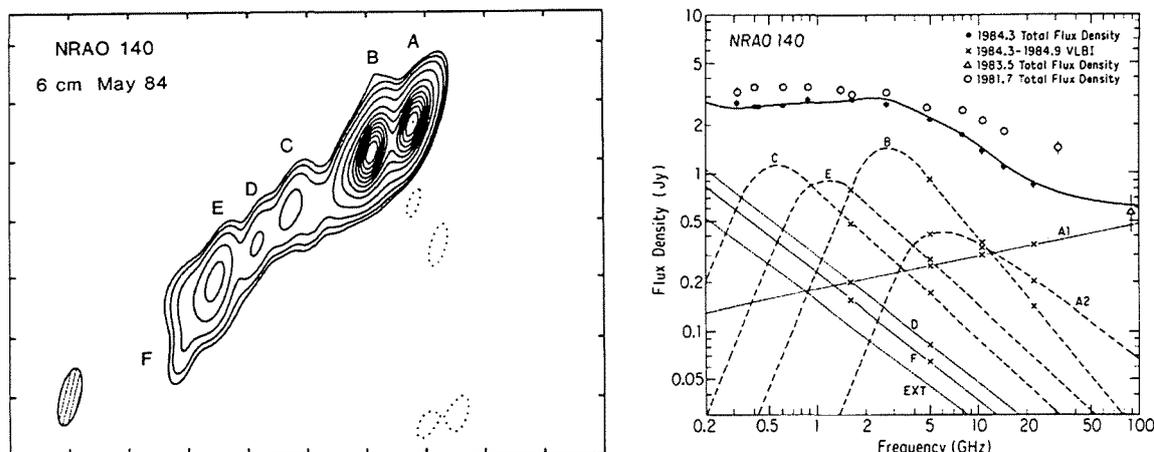


FIG. 8.1 – L'image VLBI du jet de NRAO 140 ( $z = 1.258$ ) et la décomposition spectrale correspondante. La décomposition a été rendue possible en émettant l'hypothèse que l'émission de chaque nodule VLBI – outre la composante A1 correspondant au coeur du jet – est un spectre synchrotron homogène auto-absorbé. TIRÉ DE: Marscher (1987).

## 8.1 Les propriétés du jet

Marscher & Gear (1985) considèrent un jet relativiste dirigé presque le long de la ligne de vue, qui a des propriétés physiques très simples. Ils ne décrivent pas le mécanisme de formation du jet, mais partent du principe qu'un flux constant d'électrons et de champ magnétique  $\mathbf{B}$  est injecté dans le jet à une certaine distance  $L_0$  de son origine. Le plasma contenant les électrons est supposé s'écouler de manière constante vers l'extérieur avec une vitesse relativiste globale caractérisée par un facteur de Lorentz  $\gamma_j$  constant.

Le jet, supposé conique, aurait un très petit angle d'ouverture de sorte que le facteur Doppler  $\delta_j$  du plasma peut être considéré comme constant au travers du jet.<sup>1</sup> Le jet est aussi supposé être linéaire avec de la matière qui s'y écoule à vitesse constante. Le facteur Doppler  $\delta_j$  du jet sera par conséquent également constant le long de l'axe du jet.

On s'attend à ce que les électrons injectés en  $L_0$  aient une distribution en énergie suivant une loi de puissance  $N(E) = K E^{-s}$  (cf. Eq. (7.11)). Si le courant de matière dans le jet est adiabatique – c'est-à-dire sans apport extérieur d'énergie et sans perte significative due au rayonnement – l'expansion en deux dimensions de la matière dans le cône du jet implique une perte d'énergie des électrons selon une loi de puissance en  $E \propto R^{-2/3}$ , où  $R$  est le rayon d'ouverture du jet (cf. Fig. 7.5). Cette perte d'énergie se répercute sur le paramètre  $K$  de la distribution en énergie des électrons. Elle s'exprime, en considérant que la densité numérique  $n$  des électrons décroît comme  $n \propto R^{-2}$ , selon (e.g. Gear 1988)

$$\begin{aligned} dn &= N(E) dE = K E^{-s} dE \Rightarrow n = K \int E^{-s} dE \propto R^{-2} \\ \Rightarrow K &\propto R^{-2} E^{s-1} \propto R^{-2} E^{s-1} \propto R^{-2} R^{-2(s-1)/3} \propto R^{-2(s+2)/3}. \end{aligned} \quad (8.1)$$

<sup>1</sup>Ceci est vrai si le demi-angle  $\phi$  d'ouverture du jet est beaucoup plus petit que l'angle  $\theta$  entre l'axe du jet et la ligne de vue.

Le champ magnétique  $B$ , dans le jet, va également diminuer selon une loi de puissance avec l'ouverture  $R$  du jet. Si le champ magnétique  $B$  est aligné avec l'axe du jet, sa diminution sera proportionnelle à  $R^{-2}$ , alors qu'elle sera plus faible, en  $R^{-1}$ , si  $B$  est perpendiculaire à l'axe du jet (e.g. Begelman et al. 1984). Si le champ magnétique n'a pas de direction privilégiée, on peut donc s'attendre à une décroissance moyenne en  $R^{-3/2}$ .

Si l'on veut encore tenir compte du fait que le fluide, dans le jet, peut accélérer ou décélérer ou que le jet peut être courbé, on fera également varier le facteur Doppler  $\delta$  avec  $R$ . En toute généralité, nous pouvons écrire les relations suivantes

$$K = K_0 (R/R_0)^{-k} \quad ; \quad B = B_0 (R/R_0)^{-b} \quad ; \quad \delta = \delta_0 (R/R_0)^{-d}, \quad (8.2)$$

où l'indice 0 se réfère au lieu d'injection des électrons et du champ magnétique, soit à la distance  $L_0$  de l'origine du jet. Marscher & Gear (1985) font l'hypothèse d'un jet adiabatique avec par conséquent  $k = 2(s + 2)/3$  selon l'Eq. (8.1). De plus, le jet étant considéré comme linéaire avec une vitesse constante, le facteur Doppler  $\delta$  ne varie pas et  $d$  est donc nul. Par la suite, nous allons cependant dériver les équations pour le cas général correspondant à l'Eq. (8.2).

## 8.2 L'onde de choc dans le jet

Toute augmentation de la pression exercée par le courant dans le jet provoquera la formation d'une onde de choc. Une petite perturbation se propagera d'abord comme une onde sonore avant de former un choc en devenant supersonique en raison de la diminution de la vitesse du son le long du jet, qui est une conséquence du gradient de pression. A l'origine de la perturbation, on a soit une augmentation de la pression du plasma soit une augmentation de la vitesse du courant (Rees 1978).

Marscher & Gear (1985) supposent que la perturbation est suffisamment importante pour produire au moins un choc modérément fort, c'est-à-dire un choc qui puisse être approximativement décrit par les expressions analytiques valables pour les chocs forts. La quantité décrivant l'intensité du choc est le *facteur de compression*  $\eta \equiv n_2''/n_1''$ , défini comme étant le rapport des densités numériques de particules  $n''$  [ $cm^{-3}$ ] entre l'arrière  $n_2''$  et l'avant  $n_1''$  de l'onde de choc. Ces densités sont mesurées dans le référentiel en mouvement  $\mathcal{R}''$  du jet non-perturbé, dans lequel le plasma est au repos avant le passage de l'onde de choc. Cette compression a pour effet d'amplifier la composante perpendiculaire à l'axe du jet  $B_\perp$  du champ magnétique  $\mathbf{B}$  par le même facteur  $\eta$ . Cependant, si le champ magnétique est turbulent ( $B_\perp \approx B_\parallel$ ) dans le jet, on aura

$$B_2 = \sqrt{B_{\perp,2}^2 + B_{\parallel,2}^2} = \sqrt{\eta^2 B_{\perp,1}^2 + B_{\parallel,1}^2} \approx \sqrt{\eta^2 + 1} B_{\perp,1} \approx \sqrt{\frac{\eta^2 + 1}{2}} B_1. \quad (8.3)$$

Marscher & Gear (1985) émettent l'hypothèse que l'énergie de chaque électron relativiste est amplifiée d'un facteur constant  $\xi$  en traversant le choc. Pour un processus d'accélération adiabatique,  $\xi$  est relié au facteur de compression  $\eta$  selon  $\xi = \eta^{1/3}$ , ce qui peut être considéré comme une limite inférieure. Le paramètre  $K$  de la distribution en énergie des électrons (cf. Eq. (7.11)) s'exprime de la même manière que dans l'Eq. (8.2) avec la valeur effective de  $K_0$  augmentée d'un facteur  $\eta \xi^{s-1}$ , où  $\eta$  intervient à cause de la compression faisant augmenter la densité numérique des électrons et où le terme  $\xi^{s-1}$  est dû à l'augmentation de leur énergie

cinétique. Cette augmentation étant de  $\xi = \eta^{1/3}$  dans le cas d'un processus d'accélération adiabatique, l'amplification effective minimale du paramètre  $K_0$  par le choc est de  $\eta \eta^{(s-1)/3} = \eta^{(s+2)/3}$ .

La manière dont les grandeurs physiques ( la densité, le champ magnétique, etc.) varient avec la distance derrière l'onde de choc n'est pas décrite par Marscher & Gear (1985). Ils émettent l'hypothèse que ces grandeurs sont constantes jusqu'à une distance  $x_{\max}$  derrière l'onde de choc, au delà de laquelle elles chutent vers zéro. Ils estiment que cette approximation, également faite par Lind & Blandford (1985), ne devrait pas influencer significativement les proportionnalités que je vais présenter ci-dessous.

### 8.3 Les trois étapes de l'évolution du choc

A partir des considérations ci-dessus, le rayonnement synchrotron du plasma à l'arrière de l'onde de choc sera émis par une portion cylindrique du jet de rayon  $R$  et de longueur  $x$  se déplaçant le long du jet, comme illustré dans la Fig. 8.2. Le flux optiquement mince  $S_\nu^{\text{thin}}$  d'une telle région du jet s'exprime de manière complète par l'Eq. (7.26), que l'on peut récrire ici par une proportionnalité, comme

$$S_\nu^{\text{thin}} \propto R^2 x K' B'^{(s+1)/2} \delta^{(s+3)/2} \nu^{(1-s)/2}. \quad (8.4)$$

Quant à la fréquence  $\nu_m$  du maximum du spectre auto-absorbé, elle s'exprime avec l'Eq. (7.29), selon

$$\nu_m \propto \left( x K' B'^{(s+2)/2} \delta^{(s+2)/2} \right)^{2/(s+4)}. \quad (8.5)$$

En combinant ces deux équations, on obtient

$$S_m^{\text{thin}} \equiv S_\nu^{\text{thin}}(\nu_m) \propto R^2 \left( x^5 K'^5 B'^{2s+3} \delta^{3s+7} \right)^{1/(s+4)}. \quad (8.6)$$

Le paramètre déterminant du modèle de Marscher & Gear (1985) est l'épaisseur  $x$  de la région émettrice. Cette épaisseur dépend du processus de refroidissement des électrons. Au fur et à mesure que le choc se propage le long du jet, le processus dominant de perte d'énergie des électrons change. Au début de l'éruption, on s'attend à ce que les pertes radiatives – d'abord par diffusion Compton-inverse, puis par émission synchrotron – soient dominantes. Par la suite, seul le refroidissement dû à l'expansion adiabatique du plasma demeure. On peut ainsi définir trois étapes distinctes de l'évolution de l'éruption au cours du temps : la phase Compton, la phase synchrotron et la phase adiabatique. Leurs caractéristiques, que je vais décrire ci-dessous, sont définies par les différentes valeurs de  $x$ .

Par la suite, je vais omettre l'indice "thin" et les primes dans les Eqs (8.4) à (8.6) pour alléger l'écriture, mais l'on se souviendra que les grandeurs  $K$  et  $B$  sont mesurées dans le référentiel  $\mathcal{R}'$  du gaz ayant subi le passage de l'onde de choc et suivant de près sa propagation à des vitesses relativistes le long du jet.<sup>2</sup>

<sup>2</sup>La transformation vers le référentiel  $\mathcal{R}'$  de l'épaisseur  $x$  de la zone émettrice est complexe. En tenant compte de tous les aspects du problème, il semblerait que  $x$  peut être considéré comme quasi-invariant lorsqu'on utilise, comme ici, des proportionnalités (Marscher, communication privée). Par la suite, les expressions de  $x$  correspondent, en réalité, à celles dans le référentiel  $\mathcal{R}'$  de la source, mais peuvent être considérées comme équivalentes dans le référentiel  $\mathcal{R}$  de l'observateur.

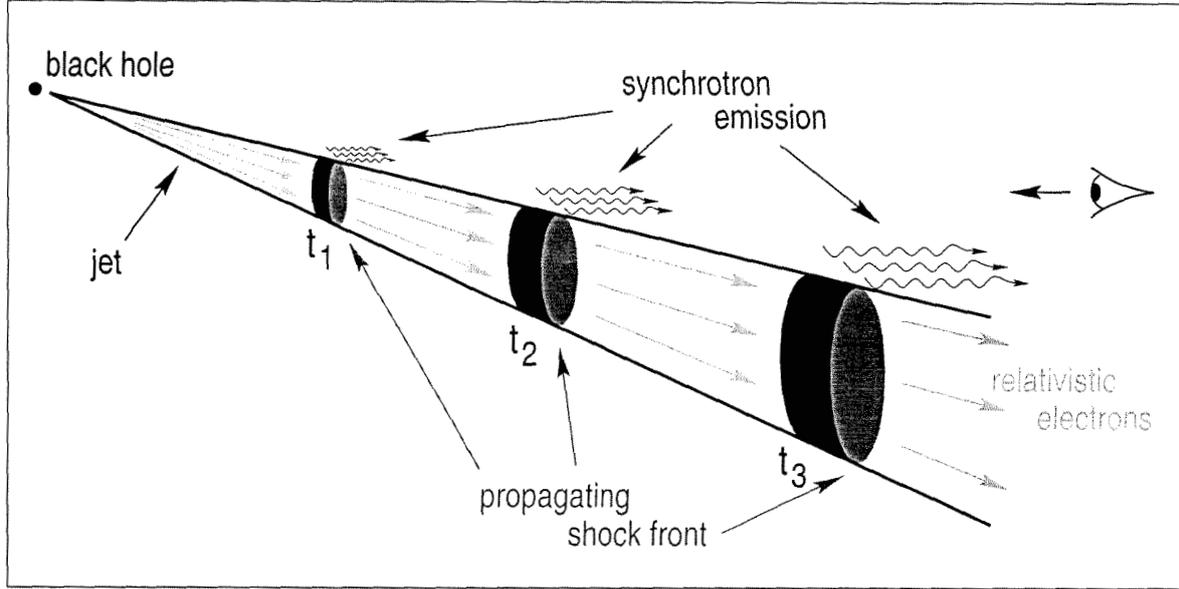


FIG. 8.2 – Illustration schématique d'une onde de choc se propageant dans un jet. Par souci de clarté, les photons synchrotrons ne sont représentés ici qu'en-dehors du cône du jet, bien qu'ils soient, en réalité, émis par toute la portion cylindrique du jet qui suit l'onde de choc.

### 8.3.1 La phase adiabatique

La phase la plus simple est la phase finale d'expansion adiabatique, durant laquelle les pertes d'énergie des électrons par rayonnement peuvent être négligées. Le choc peut être considéré comme auto-similaire durant cette phase de sorte que l'épaisseur  $x = x_{\max}$  de la zone émettrice sera proportionnelle au rayon d'ouverture du jet  $R$ . Il suffit donc de remplacer  $x$  par  $R$  dans les proportionnalités des Eqs (8.4) à (8.6), ce qui donne :

$$S_\nu \propto R^3 K B^{(s+1)/2} \delta^{(s+3)/2} \nu^{(1-s)/2} \quad (8.7)$$

$$\nu_m \propto \left( R K B^{(s+2)/2} \delta^{(s+2)/2} \right)^{2/(s+4)} \quad (8.8)$$

$$S_m \propto \left( R^{2s+13} K^5 B^{2s+3} \delta^{3s+7} \right)^{1/(s+4)} \quad (8.9)$$

Comme nous avons émis l'hypothèse que toutes les grandeurs physiques dépendent de  $R$  selon une loi de puissance (cf. Eq. (8.2)), le maximum du spectre ( $\nu_m, S_m$ ) va aussi suivre une loi de puissance avec  $R$ , selon

$$\nu_m \propto R^{n_3} \quad \text{avec} \quad n_3 = -[2(k-1) + (b+d)(s+2)]/(s+4) \quad (8.10)$$

$$S_m \propto R^{f_3} \quad \text{avec} \quad f_3 = [2s + 13 - 5k - b(2s+3) - d(3s+7)]/(s+4), \quad (8.11)$$

où l'indice 3 se réfère à la troisième phase de l'évolution. Pour les valeurs généralement utilisées par Marscher & Gear (1985) – soit  $s = 2.4$ ,  $r = 1$ ,  $k = 2(s+2)/3 \approx 2.93$ ,  $b = 1$  et  $d = 0$  – on aurait  $n_3 \approx -1.29$  et  $f_3 \approx -0.73$  de sorte que  $S_m \propto \nu_m^{f_3/n_3}$  avec  $f_3/n_3 \approx +0.56$ . Ainsi, la phase adiabatique est caractérisée par une décroissance simultanée du flux  $S_m$  et de la fréquence  $\nu_m$  du maximum du spectre synchrotron au cours du temps.

### 8.3.2 La phase synchrotron

Avant la phase d'expansion adiabatique, la densité des électrons et le champ magnétique sont encore suffisamment élevés pour que le processus de refroidissement dominant des électrons soit l'émission de rayonnement synchrotron. Dans ce cas, les électrons, qui ont été accélérés lors du passage de l'onde de choc, perdent par rayonnement synchrotron leur excès d'énergie avant d'avoir eu le temps de traverser la zone de choc sur toute sa longueur  $x_{\max}$  (cf. Sect. 8.2). L'épaisseur  $x$  de la région émettrice sera donc limitée par le temps de refroidissement  $t_{\text{cool}}$  des électrons par rayonnement synchrotron. Avec l'Eq. (7.10) pour  $t_{\text{cool}}$ , on peut donc écrire que

$$x \approx 2 \beta_{\text{rel}} c t_{\text{cool}} \approx 0.4 \left( \frac{B}{G} \right)^{-3/2} \left( \frac{\nu'}{\text{GHz}} \right)^{-1/2} \text{ pc}, \quad (8.12)$$

où  $\nu' = \nu(1+z)/\delta$  est la fréquence du rayonnement synchrotron tel qu'il est émis dans le référentiel  $\mathcal{R}'$  de la source et où  $\beta_{\text{rel}} c$  est la vitesse relative de l'onde de choc par rapport à celle de la source.<sup>3</sup> En proportionnalité, nous avons donc  $x \propto B^{-3/2} \delta^{1/2} \nu^{-1/2}$ . En remplaçant cette relation dans les Eqs (8.4) à (8.6), nous obtenons

$$S_\nu \propto R^2 K B^{(s-2)/2} \delta^{(s+4)/2} \nu^{-s/2} \quad (8.13)$$

$$\nu_m \propto \left( K^2 B^{s-1} \delta^{s+3} \right)^{1/(s+5)} \quad (8.14)$$

$$S_m \propto R^2 \left( K^5 B^{2s-5} \delta^{3s+10} \right)^{1/(s+5)}, \quad (8.15)$$

où nous voyons dans l'Eq. (8.13) que la dépendance de  $x$  en fonction de la fréquence  $\nu$  a pour effet d'augmenter la pente optiquement mince du spectre synchrotron d'un facteur  $-1/2$  par rapport à sa valeur habituelle  $\alpha_{\text{thin}} = (1-s)/2$ . La dépendance vis-à-vis du rayon d'ouverture  $R$  du jet, durant cette deuxième phase de l'évolution du choc, s'exprime par

$$\nu_m \propto R^{n_2} \quad \text{avec} \quad n_2 = -[2k + b(s-1) + d(s+3)]/(s+5) \quad (8.16)$$

$$S_m \propto R^{f_2} \quad \text{avec} \quad f_2 = 2 - [5k + b(2s-5) + d(3s+10)]/(s+5), \quad (8.17)$$

où  $n_2 \approx -0.98$  et où  $f_2 \approx +0.05$  avec les mêmes valeurs que ci-dessus. Nous constatons que la phase synchrotron est caractérisée par un flux  $S_m$  quasiment constant du maximum du spectre, alors que la fréquence  $\nu_m$  correspondante décroît linéairement avec l'ouverture du jet.

### 8.3.3 La phase Compton

Si la densité d'énergie des photons synchrotrons  $u_{\text{ph}}$  est suffisamment élevée, la perte d'énergie des électrons par effet Compton-inverse sur les photons synchrotrons peut devenir dominante. Le processus, dans lequel les électrons émettent du rayonnement synchrotron et interagissent avec ce même rayonnement par effet Compton-inverse, est appelé, en anglais, le processus *synchrotron self-Compton* (SSC). La puissance émise par effet Compton s'exprime tout à fait similairement à l'Eq. (7.5) pour la puissance émise par effet synchrotron avec la

<sup>3</sup>Le facteur 2 dans l'Eq. (8.12) vient du fait que  $\beta_{\text{rel}} c t_{\text{cool}}$  est la distance parcourue en moyenne par les électrons dans la direction opposée au courant du jet et correspond donc au centre de la région émettrice, soit à sa demi-longueur.

densité d'énergie du champ magnétique  $u_B = B^2/(8\pi)$  remplacée par la densité d'énergie des photons  $u_{\text{ph}}$  :

$$P_{\text{Compt}} = \frac{4}{3} \gamma^2 \beta^2 c \sigma_T u_{\text{ph}} \Rightarrow \frac{P_{\text{Compt}}}{P_{\text{synch}}} = \frac{u_{\text{ph}}}{u_B}. \quad (8.18)$$

Au tout début de l'évolution du choc, il est possible que  $u_{\text{ph}}$  soit plus grand que  $u_B$  et par conséquent que l'épaisseur  $x$  de la zone émettrice soit limitée par le temps de refroidissement  $t_{\text{cool}}$  des électrons par effet Compton-inverse plutôt que par effet synchrotron. Il suffit donc de multiplier la partie droite de l'Eq. (8.12) par  $B^2/(8\pi u_{\text{ph}})$ , pour obtenir l'épaisseur  $x$  durant la phase initiale de l'évolution du choc, selon

$$x \approx 2 \beta_{\text{rel}} c t_{\text{cool}} \approx \frac{0.4}{8\pi} u_{\text{ph}}^{-1} \left( \frac{B}{\text{G}} \right)^{1/2} \left( \frac{\nu'}{\text{GHz}} \right)^{-1/2} \text{ pc}. \quad (8.19)$$

La difficulté qu'il nous reste à surmonter est l'obtention d'une expression pour la densité d'énergie  $u_{\text{ph}}$  du rayonnement synchrotron en fonction de  $R$ ,  $K$  et  $B$ . Dans leur annexe, Marscher & Gear (1985) font l'approximation que la densité d'énergie du rayonnement  $u_{\text{ph}}$  est la même dans toute la région émettrice et que sa valeur est proportionnelle à celle au centre d'une source sphérique de rayon  $R$ . Ils considèrent de plus que  $u_{\text{ph}}$  est dominé par du rayonnement émis dans la partie optiquement mince du spectre ayant un indice spectral de  $\alpha_{\text{thin}} = (1-s)/2$ . Cette partie du spectre s'étend de la fréquence  $\nu'_m$  à la fréquence  $\nu'_2$ , où  $\nu'_m$  est le maximum du spectre auto-absorbé et où  $\nu'_2$  est la fréquence du rayonnement émis par les électrons les plus énergétiques de la distribution de l'Eq. (7.11). Avec les hypothèses formulées ci-dessus, la densité d'énergie des photons synchrotrons, au centre d'une source sphérique, s'écrit en fonction du coefficient d'émission  $\epsilon'_{\nu'}$ , comme

$$u_{\text{ph}} = \frac{4\pi}{c} \int_0^\infty I'_{\nu'} d\nu' = \frac{4\pi}{c} \int_{\nu'_m}^{\nu'_2} R \epsilon'_{\nu'} d\nu', \quad (8.20)$$

où nous avons utilisé la relation  $I'_{\nu'} = \epsilon'_{\nu'} \tau'_{\nu'} / \kappa'_{\nu'} = R \epsilon'_{\nu'}$  (cf. Eq. (7.21)). Avec l'Eq. (7.12) pour  $\epsilon'_{\nu'}$ , et en intégrant, on obtient immédiatement l'expression suivante (cf. Gear 1988)

$$u_{\text{ph}} = \frac{4\pi}{c} \frac{2}{3-s} c_1(s) R K B^{(s+1)/2} \nu'_m{}^{(3-s)/2} [(\nu'_2/\nu'_m)^{(3-s)/2} - 1], \quad (8.21)$$

pour  $s \neq 3$ . Marscher & Gear (1985) font, en outre, l'approximation que le terme entre parenthèse carrée est constant au cours de l'expansion de la source.<sup>4</sup> En proportionnalité, il nous reste donc que

$$u_{\text{ph}} \propto R K B^{(s+1)/2} \nu'_m{}^{(3-s)/2}. \quad (8.22)$$

Avec l'Eq. (8.5) pour  $\nu_m \propto \delta^{(s+2)/(s+4)} \nu'_m$  avec  $x$  remplacé par  $R$ , on obtiendrait

$$u_{\text{ph}} \propto \left( R^7 K^7 B^{3s+5} \right)^{1/(s+4)}. \quad (8.23)$$

Ce n'est pourtant pas cette relation qui est utilisée par Marscher & Gear (1985), qui préfèrent la proportionnalité

$$u_{\text{ph}} \propto R^{(s+5)/8} K B^{(3s+7)/8}. \quad (8.24)$$

<sup>4</sup>Cette approximation est raisonnable si  $\nu'_2$  et  $\nu'_m$  varient similairement avec le rayon  $R$  de la source ou si la valeur de  $s$  est proche de 3.

Cette relation s'obtient en remplaçant  $x \propto u_{\text{ph}}^{-1} B^{1/2} \nu_{\text{m}}'^{-1/2}$  (cf. Eq. (8.19)) dans l'Eq. (8.5) pour  $\nu_{\text{m}} \propto \delta^{(s+2)/(s+4)} \nu_{\text{m}}'$ , ce qui donne

$$\nu_{\text{m}}' \propto \left( u_{\text{ph}}^{-1} K B^{(s+3)/2} \right)^{2/(s+5)}, \quad (8.25)$$

et en insérant cette dernière relation dans l'Eq. (8.22) pour  $u_{\text{ph}}$ . Cette manière de faire a l'avantage de donner des relations simples, comme nous allons le voir ci-dessous, bien que sa justification physique ne soit pas évidente.<sup>5</sup> En remplaçant, à présent, l'Eq. (8.24) pour  $u_{\text{ph}}$  dans l'Eq. (8.19) pour  $x$ , nous obtenons

$$x \propto \delta^{1/2} R^{-(s+5)/8} K^{-1} B^{-3(s+1)/8} \nu^{-1/2} \quad (8.26)$$

et en insérant cette relation dans les Eqs (8.4) à (8.6), nous avons finalement les expressions relativement simples suivantes

$$S_{\nu} \propto R^{(11-s)/8} B^{(s+1)/8} \delta^{(s+4)/2} \nu^{-s/2} \quad (8.27)$$

$$\nu_{\text{m}} \propto R^{-1/4} B^{1/4} \delta^{(s+3)/(s+5)} \quad (8.28)$$

$$S_{\text{m}} \propto R^{11/8} B^{1/8} \delta^{(3s+10)/(s+5)}. \quad (8.29)$$

On remarque que, comme durant la phase synchrotron, la pente optiquement mince du spectre est de  $\alpha_{\text{thin}} = -s/2$  plutôt que de  $(1-s)/2$  en raison de la dépendance de  $x$  en fonction de la fréquence  $\nu$ . La dépendance en fonction du rayon d'ouverture du jet  $R$  durant la phase initiale de l'évolution du choc s'écrit donc

$$\nu_{\text{m}} \propto R^{n_1} \quad \text{avec} \quad n_1 = -(b+1)/4 - d(s+3)/(s+5) \quad (8.30)$$

$$S_{\text{m}} \propto R^{f_1} \quad \text{avec} \quad f_1 = (11-b)/8 - d(3s+10)/(s+5), \quad (8.31)$$

où  $n_1 = -1/2$  et  $f_1 = +1.25$  avec  $b = 1$  et  $d = 0$  comme ci-dessus. La phase Compton est, par conséquent, caractérisée par une forte augmentation du flux  $S_{\text{m}}$  au maximum du spectre synchrotron alors que la fréquence  $\nu_{\text{m}}$  de ce maximum décroît légèrement avec l'expansion de la source.

## 8.4 Les transitions d'une phase à l'autre

L'évolution caractéristique du spectre, qui suit les trois étapes présentées ci-dessus, est représentée dans la Fig. 8.3. Le passage d'une phase à l'autre est une conséquence de l'augmentation du rayon  $R$  de la zone émettrice avec l'ouverture croissante du jet vers l'extérieur. L'épaisseur  $x$  de la source augmente progressivement avec son rayon  $R$  selon  $x(\nu_{\text{m}}) \propto R^{3.9}$

<sup>5</sup>En effet, selon Marscher (1987), la profondeur optique telle qu'on l'observerait en étant au centre de la source est proportionnelle à  $R$  et non à  $x$ , ce qui suggère que l'Eq. (8.23) serait plus juste que l'Eq. (8.24). Cependant, la différence entre ces deux relations est petite pour une valeur raisonnable de  $s$  entre 2 et 2.5, alors que les expressions, correspondantes aux Eqs (8.27) à (8.29), que l'on obtiendraient avec l'Eq. (8.23) seraient beaucoup plus compliquées, en raison de l'apparition, dans ces nouvelles équations, de termes en  $s^2$ . Il faut également noter que l'on ne commet pas de faute en prenant la proportionnalité de  $u_{\text{ph}}$ , qui est valable pour une source sphérique. En effet, l'indice spectral plus raide de l'Eq. (8.13), dû à la dépendance en fréquence de  $x$ , n'est pas observé depuis l'intérieur de la source (Marscher 1987). Ainsi, la pente spectrale du rayonnement, ayant subi une diffusion Compton vers le domaine des rayons X, aura bien la valeur habituelle de  $\alpha_X = (1-s)/2$ .

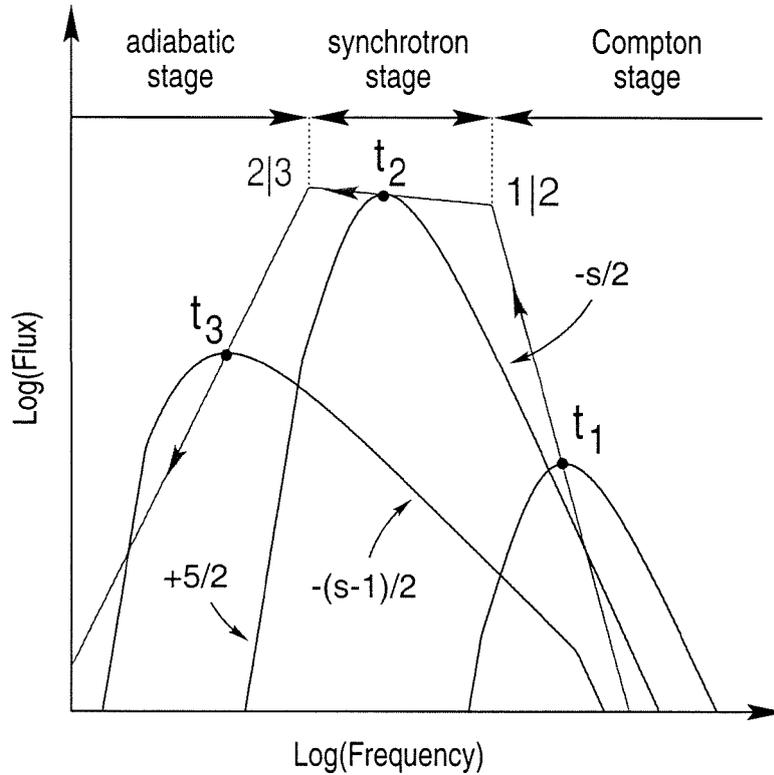


FIG. 8.3 – Evolution caractéristique, selon le modèle de Marscher & Gear (1985), du spectre synchrotron auto-absorbé émis par une onde de choc se propageant dans un jet relativiste. La fréquence  $\nu_m$  du maximum du spectre se déplace progressivement des hautes fréquences aux basses fréquences, alors que le flux  $S_m$  de ce maximum augmente d'abord rapidement durant la phase Compton, puis demeure quasiment constant durant la phase synchrotron avant de décliner durant la phase adiabatique. Il est à remarquer que la pente optiquement mince du spectre est plus raide durant les deux premières phases de l'évolution, avec une valeur de  $-s/2$ , avant de reprendre sa valeur typique de  $-(s-1)/2$  durant la phase finale.

durant la phase Compton, puis selon  $x(\nu_m) \propto R^2$  durant la phase synchrotron et, finalement, selon  $x \propto R$  durant la phase adiabatique, avec les mêmes valeurs de  $s$ ,  $r$ ,  $k$ ,  $b$  et  $d$  que ci-dessus (cf. Sect. 8.3.1).

La condition de transition de la phase Compton à la phase synchrotron est définie par la relation  $u_B = u_{ph}$  (cf. Eq. (8.18)), de sorte qu'avec l'Eq. (8.24) cette première transition est caractérisée par la relation

$$u_B = u_{ph} \Rightarrow B_{1/2}^2 \propto R_{1/2}^{(s+5)/8} K_{1/2} B_{1/2}^{(3s+7)/8} \Rightarrow R_{1/2}^{-(s+5)} \propto K_{1/2}^8 B_{1/2}^{3(s-3)}, \quad (8.32)$$

où j'ai rajouté un indice  $1/2$  aux grandeurs  $R$ ,  $K$  et  $B$  pour indiquer que leur valeur est celle mesurée au temps  $t_{1/2}$  de la transition  $1/2$  de la première à la seconde phase. On vérifiera aisément qu'en remplaçant cette dernière expression dans les Eqs (8.14) et (8.15), d'une part, et dans les Eqs (8.28) et (8.29), d'autre part, on obtient bien que

$$\nu_{m,2}(t_{1/2}) = \nu_{m,1}(t_{1/2}) = \nu_m(t_{1/2}) \equiv \nu_{1/2} \quad \text{et que} \quad (8.33)$$

$$S_{m,2}(t_{1|2}) = S_{m,1}(t_{1|2}) = S_m(t_{1|2}) \equiv S_{1|2}. \quad (8.34)$$

Une expression semblable à l'Eq. (8.32) peut être obtenue pour la transition 2|3 de la seconde phase de l'évolution du choc à la troisième en égalant les deux expressions de l'épaisseur  $x$  de la source, qui correspondent à ces deux phases successives. Avec la relation  $x \propto B^{-3/2} \delta^{1/2} \nu^{-1/2}$  valable pour la phase synchrotron et la relation  $x \propto R$  de la phase adiabatique, on obtient l'expression

$$R_{2|3} \propto B_{2|3}^{-3/2} \delta_{2|3}^{1/2} \nu_{2|3}^{-1/2}, \quad (8.35)$$

qui caractérise le lien existant entre les grandeurs physiques au temps  $t_{2|3}$  de la transition 2|3. Comme, similairement à l'Eq. (8.33),  $\nu_{2|3}$  est équivalent à  $\nu_m(t_{2|3}) = \nu_{m,3}(t_{2|3}) = \nu_{m,2}(t_{2|3})$ , nous pouvons choisir l'expression de  $\nu_{m,2}(t_{2|3})$  de l'Eq. (8.14) pour la substituer dans l'Eq. (8.35), qui devient alors

$$R_{2|3}^{-(s+5)} \propto K_{2|3} B_{2|3}^{2s+7} \delta_{2|3}^{-1}. \quad (8.36)$$

Finalement, on peut inclure, dans les Eqs (8.32) et (8.36), les relations de l'Eq. (8.2) pour un rayon de normalisation  $R_0$  fixe et pour  $R$  étant respectivement  $R_{1|2}$  et  $R_{2|3}$ , ce qui donne

$$\begin{aligned} R_{1|2}^{\zeta_{1|2}} &\propto K_0^8 B_0^{3(s-3)} & \text{avec} & \quad \zeta_{1|2} = 8k + 3b(s-3) - (s+5) & \text{et} \\ R_{2|3}^{\zeta_{2|3}} &\propto K_0 B_0^{2s+7} \delta_0^{-1} & \text{avec} & \quad \zeta_{2|3} = k + b(2s+7) - d - (s+5). \end{aligned} \quad (8.37)$$

Les exposants  $\zeta_{1|2}$  et  $\zeta_{2|3}$  sont positifs avec des valeurs de  $\zeta_{1|2} = 14.2$  et de  $\zeta_{2|3} = 7.3$  pour les valeurs de  $s$ ,  $k$ ,  $b$  et  $d$  déjà utilisées ci-dessus (cf. Sect. 8.3.1).

Pour un jet conique, le rayon d'ouverture du cône  $R$  est linéairement proportionnel à la distance  $L$  le long de l'axe du jet, de sorte que l'on peut remplacer  $R$  par  $L$  dans l'Eq. (8.37). Les expressions de l'Eq. (8.37) montrent, alors, que la position  $L$  dans le jet à laquelle les deux transitions 1|2 et 2|3 ont lieu dépend des valeurs des grandeurs physiques  $K_0$ ,  $B_0$  et  $\delta_0$  à une distance  $L_0$  arbitraire, mais fixe, du jet. En augmentant, par exemple, la normalisation  $B_0$  du champ magnétique  $B$  dans le jet, la transition 1|2 aura lieu légèrement plus à l'intérieur du jet (pour  $s < 3$ ), alors que la transition 2|3 sera fortement déplacée vers l'extérieur. Ainsi, une augmentation du champ magnétique dans le jet a pour effet d'augmenter la durée de la phase synchrotron. L'effet d'une augmentation de la normalisation  $K$  de la distribution en énergie  $N(E)$  des électrons est différent. Une augmentation de  $K_0$  dans les expressions de l'Eq. (8.37) implique que le lieu  $L_{1|2}$  de la transition 1|2 est plus déplacé vers l'extérieur du jet, sur une échelle logarithmique, que le lieu de la transition 2|3. Ainsi, une augmentation de  $K$  a pour effet de prolonger fortement la phase Compton, au dépend de la durée de la phase synchrotron.

## Références

- Begelman M.C., Blandford R.D., Rees M.J., 1984, Rev. Mod. Phys. 56, 255  
 Blandford R.D., McKee C.F., 1977, MNRAS 180, 343  
 Blandford R.D., Königl A., 1979, ApJ 232, 34  
 Gear W.K., 1988. In : Millimetre and Submillimetre Astronomy, Wolstencroft R.D., Burton W.B. (eds.), Kluwer Academic Publishers, p. 307

- Hughes P.A., Aller H.D., Aller M.F., 1985, ApJ 298, 301  
Hughes P.A., Aller H.D., Aller M.F., 1989a, ApJ 341, 54  
Hughes P.A., Aller H.D., Aller M.F., 1989b, ApJ 341, 68  
Königl A., 1981, ApJ 243, 700  
Lind K.R., Blandford R.D., 1985, ApJ 295, 358  
Marscher A.P., 1980, ApJ 235, 386  
Marscher A.P., 1987. In : Superluminal Radio Sources, Zensus J.A., Pearson T.J. (eds.), Cambridge Univ. Press, p. 280  
Marscher A.P., Gear W.K., 1985, ApJ 298, 114  
Rees M.J., 1978, MNRAS 184, 61P  
Robson E.I., Gear W.K., Clegg P.E., et al., 1983, Nat 305, 194

## Chapitre 9

# Modélisation du comportement millimétrique-à-radio de 3C 273

### Préambule

C'est en automne 1996, après avoir soumis mon travail sur l'étude des raies d'émission du Chapitre 6, que je me suis intéressé aux variations du rayonnement millimétrique et radio de 3C 273. J'ai commencé par faire des corrélations entre les différentes courbes de lumière pour étudier le retard de l'émission radio par rapport à l'émission millimétrique (cf. Sect. 3.3). Le retard  $\tau$  semble augmenter de manière continue avec la longueur d'onde, approximativement comme  $\tau \propto \sqrt{\lambda}$ .

Lorsqu'on a un ensemble de plusieurs milliers d'observations si bien échantillonnées sur plus de 10 ans, il n'est pas très satisfaisant d'en rester à faire des corrélations. C'est en observant le profil des courbes de lumière à 22 et à 37 GHz, qui présentent une succession de montées rapides et de décroissances plus lentes, qu'il m'est venu l'idée d'essayer de décomposer ces courbes de lumière en une série d'événements indépendants ne se différenciant que par leur amplitude en flux. La démarche était purement empirique, car, à l'époque, je connaissais encore peu le modèle de choc présenté au Chapitre 8. Les premiers essais avec une montée linéaire en flux suivie d'une décroissance exponentielle étaient suffisamment bons pour m'encourager à continuer. Pour inclure les courbes de lumière aux fréquences de 5, 8 et 15 GHz, avec les mêmes dates de départ des événements qu'à plus haute fréquence, j'ai dû modéliser de manière plus élaborée la montée en flux, comme illustré dans la Fig. 1 de la publication ci-dessous.

Il n'a pas été facile d'étendre l'ajustement des courbes de lumière au domaine millimétrique, à cause de leur forme très différente de celle des courbes de lumière radio. Pour arriver à une description satisfaisante, j'ai commencé par inclure la possibilité que certains événements aient leur maximum à plus haute fréquence et d'autres à plus basse fréquence, conformément à ce que Lainela et al. (1992) observent pour deux éruptions consécutives dans 3C 273. La possibilité supplémentaire que les événements puissent soit évoluer rapidement, soit plus lentement, n'a été ajoutée qu'après la présentation de mon travail à Turku en juin 1998 (Türler et al. 1999). C'était aussi à cette époque que j'ai commencé à représenter l'événement typique de 3C 273 en trois dimensions, comme dans la Fig. 4 de la publication ci-dessous.

La ressemblance générale de la forme de cet événement caractéristique avec l'évolution d'une éruption selon le modèle de Marscher & Gear (1985) – ou selon le modèle phénoméno-

gique à trois étapes de Valtaoja et al. (1992) – m’a incité d’essayer une seconde approche plus physique. Plutôt que de modéliser des courbes de lumière analytiques à différentes fréquences, j’ai essayé de modéliser directement l’évolution temporelle d’un spectre synchrotron auto-absorbé. La réalisation de cette nouvelle approche était, sur le plan technique<sup>1</sup>, l’étape décisive rendant possible une modélisation complexe comme celle présentée au Chapitre 10.

Cette première étude de la variabilité millimétrique-à-radio de 3C 273 a montré qu’il était possible de comprendre cette variabilité avec moins d’une éruption par année et que ces éruptions pouvaient tenir compte de tout le flux de 3C 273, sans que l’on doive invoquer une autre contribution constante que celle de la source terminale 3C 273A de son jet externe (cf. Sect. 1.3.1). Le gros avantage de cette méthode, par rapport aux études précédentes dans le domaine (e.g. Stevens et al. 1998), est de permettre de suivre l’évolution d’une éruption au delà de la remontée en flux due à l’éruption suivante. Ainsi, il a été possible d’étendre l’étude des éruptions synchrotrons aussi bien dans le temps que vers les plus basses fréquences radio, où les éruptions se superposent le plus. L’évolution caractéristique des éruptions qui décrit le mieux les observations est en très bon accord avec l’évolution prévue par le modèle de choc de Marscher & Gear (1985). Ce travail est le premier à mettre en évidence l’aplatissement de la pente spectrale dans la partie optiquement mince du spectre qui est sensé survenir juste avant la décroissance finale de la phase adiabatique (cf. Fig. 8.3).

Cette étude a également permis de faire le lien entre les variations, observées dans les courbes de lumière, et les nodules VLBI observés dans le jet. Elle a montré que le début d’une nouvelle éruption coïncide assez bien avec le départ d’un nouveau nodule VLBI, qui se déplace apparemment à une vitesse superluminique dans le jet (cf. Fig. 1.7). Elle a en outre montré que le flux des éruptions synchrotrons individuelles dans les courbes de lumière est en bon accord avec le flux des différents nodules extrait de l’image du jet.

## Références

- Lainela M., Valtaoja E., Tornikoski M., 1992. In : Variability of Blazars, Valtaoja E., Valtonen M. (eds.), Cambridge Univ. Press, p. 102
- Marscher A.P., Gear W.K., 1985, ApJ 298, 114
- Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P., 1992, Numerical Recipes in Fortran : The Art of Scientific Computing, 2<sup>nd</sup> ed., Cambridge Univ. Press
- Stevens J.A., Robson E.I., Gear W.K., et al., 1998, ApJ 502, 182
- Türler M., Courvoisier T.J.-L., Paltani S., 1999. In : BL Lac Phenomenon, Takalo L.O., Sillanpää A. (eds.), ASP Conf. Series, Vol. 159, p. 297
- Valtaoja E., Teräsanta H., Urpo S., et al., 1992, A&A 254, 71

<sup>1</sup>L’extraction des courbes de lumière à partir de l’évolution spectrale n’a pas été aussi difficile que prévu et a même permis d’alléger la programmation de la décomposition. Il serait peut-être utile de préciser ici que la décomposition des courbes de lumière est réalisée en utilisant uniquement le programme Super Mongo. L’idée est de construire une matrice en mettant les spectres, correspondant à divers temps après le départ de l’éruption, dans ses colonnes. Il suffit alors d’extraire les lignes de cette matrice pour avoir les courbes de lumière de l’éruption à différentes fréquences. L’ajustement aux observations est ensuite réalisé grâce à la routine «amoeba» décrite par Press et al. (1992) et adaptée à Super Mongo pour l’Observatoire de Genève par Paul Bartholdi.

Astron. Astrophys. 349, 45–54 (1999)

---

ASTRONOMY  
AND  
ASTROPHYSICS

---

## Modelling the submillimetre-to-radio flaring behaviour of 3C 273

M. Türlér<sup>1,2</sup>, T.J.-L. Courvoisier<sup>1,2</sup>, and S. Paltani<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Geneva Observatory, ch. des Maillettes 51, CH-1290 Sauverny, Switzerland

<sup>2</sup> INTEGRAL Science Data Centre, ch. d'Écogia 16, CH-1290 Versoix, Switzerland

Received 15 March 1999 / Accepted 14 June 1999

**Abstract.** We present a new approach to derive the observed properties of synchrotron outbursts in relativistic jets. The idea is to use the very well sampled submillimetre-to-radio long-term light curves of 3C 273 to extract the spectral and temporal evolution of a typical outburst. The method consists in a decomposition of these light curves into a series of twelve self-similar flares. With a model-independent parameterization, we find that the obtained outburst's evolution is in good qualitative agreement with the expectations of shock models in relativistic jets. We then derive, by a second approach, the relevant parameters of three-stage shock models.

We observe for the first time that the optically thin spectral index is steeper during the initial rising phase of the evolution than during the final declining phase as expected by the shock model of Marscher & Gear (1985). We obtain that this index flattens from  $\alpha = -1.1$  ( $S_\nu \propto \nu^\alpha$ ) to  $\alpha = -0.5$ , in good agreement with what is expected from a power law electron energy distribution of the form  $N(E) \propto E^{-2.0}$ . The observed flattening gives support to the idea that radiative (synchrotron and/or Compton) losses are the dominant cooling process of the electrons during the initial phase of the shock evolution.

Two other results give us confidence in our decomposition: 1) the outbursts that we identify do well correspond to the VLBI components observed in the jet and 2) there is strong evidence that high-frequency peaking outbursts evolve faster than low-frequency peaking outbursts. We propose that this last correlation is related to the distance from the core of the jet at which the shock forms.

**Key words:** galaxies: active – galaxies: jets – quasars: individual: 3C 273 – radio continuum: galaxies

### 1. Introduction

Submillimetre-to-radio light curves of blazars show evidence of prominent structures, or flares, apparently propagating from high to low frequencies. A decisive step in the understanding of these flares was done by Marscher & Gear (1985, hereafter

MG85). They studied the strong 1983 outburst of 3C 273 by constructing at two epochs a quasi-simultaneous millimetre-to-infrared spectrum after subtracting a quiescent emission assumed to vary on a much longer time scale. They successfully fitted these two flaring spectra with self-absorbed synchrotron emission and showed that their temporal evolution can be understood as being due to a shock wave propagating down a relativistic jet. They identified three stages of the evolution of the shock according to the dominant cooling process of the electrons: 1) the Compton scattering loss phase, 2) the synchrotron radiation loss phase and 3) the adiabatic expansion loss phase.

Another shock model was developed by Hughes et al. (1985) simultaneously to that of MG85. Their piston-driven shock model reproduces well the lower frequency flux and polarization observations of outbursts in BL Lacertae, but fails to describe the observed behaviour in the millimetre domain. A generalization of the three-stage shock model of MG85 was presented by Valtaoja et al. (1992). Their model, based on observations, describes qualitatively the three stages of the MG85 model without going into the details of the physics of the shock. Finally, Qian et al. (1996) proposed a burst-injection model to study the spectral evolution of superluminal radio knots. Their theoretical calculation is able to reproduce well the observed spectral evolution of the C4 knot in 3C 345 (Qian 1996).

To constrain these shock models, we need to extract the properties of the outbursts from the observations. This step is difficult both at high and at low frequencies. At high frequencies because of the brevity of the outbursts that last only a few days to months, thus requiring a very well sampled set of observations in the not easily accessible submillimetre spectral range. At radio frequencies because they very often overlap due to their longer duration, making it difficult to isolate them.

The best observational constraints for the model of MG85 were obtained by Litchfield et al. (1995) for the blazar 3C 279 and by Stevens et al. (1995, 1996, 1998) for PKS 0420–014, 3C 345 and 3C 273, respectively. All these studies are based on isolated outbursts. The method used consists in constructing simultaneous multi-frequency spectra for as many epochs as possible after the subtraction of a quiescent spectrum assumed to be constant with time. The subtraction of a quiescent spectrum is convenient and seems to give good results, but has only weak physical justification. In 3C 273, there was a period of nearly

*Send offprint requests to:* M. Türlér (ISDC)

*Correspondence to:* Marc.Turler@obs.unige.ch

constant flux at millimetre frequencies lasting just more than one year in 1989–1990, which was interpreted as its quiescent state (Robson et al. 1993). At radio frequencies, however, no similar constant flux period was ever observed and there is no evidence that such a state exists at a significant level above the contribution of the jet’s hot spot 3C 273A (see Fig. 2 of Türler et al. 1999a).

The different approach presented here to derive the observed properties of the outbursts has the advantage to not rely on the assumption of a quiescent emission. The idea is to decompose a set of light curves covering a large time span into a series of flares. To our knowledge, the first attempt of such a decomposition was made by Legg (1984), who fitted a ten years radio light curve of 3C 120 with twelve self-similar outbursts. Recently, Valtaoja et al. (1999) decomposed the 22 GHz and 37 GHz radio light curves of many active galactic nuclei into several exponentially rising and decaying outbursts. What is new in our approach is that we fit the same outbursts simultaneously to twelve light curves covering more than two decades of frequency from the submillimetre to the radio domain. This adds a new dimension to the decomposition: the evolution of a flare is now a function of both time and frequency. The aim is to obtain both the spectral and temporal properties of a typical flare, from which individual flares differ only by a few parameters.

We use the light curves of 3C 273, the best observed quasar, to have as many observational constraints as possible. The flaring behaviour of 3C 273 was already the subject of several previous studies (e.g. Robson et al. 1993; Stevens et al. 1998). Stevens et al. (1998) obtain results for the first stage of the strong 1995 flare in very good agreement with the predictions of the MG85 shock model. The new approach presented here is however more powerful to constrain the two following stages of the evolution.

We describe below two different approaches. In Sect. 3 we model the light curve of each outburst by an analytic function that can smoothly evolve with frequency, whereas in Sect. 4 we directly model a self-absorbed synchrotron spectrum that evolves with time. The first approach is easier to implement, since it allows us to begin the decomposition with a single light curve before adding the others progressively. The second approach is more physical and gives better constraints to shock models. Our results are discussed in Sect. 5 and summarized in Sect. 6.

Throughout this paper the frequency  $\nu$  is as measured in the observer’s frame and “log” refers to the decimal logarithm “log<sub>10</sub>”. The convention for the spectral index  $\alpha$  is  $S_\nu \propto \nu^{+\alpha}$ .

## 2. Observational material

This study is based on the light curves of the multi-wavelength database of 3C 273 presented by Türler et al. (1999a). The twelve light curves we use are the five radio light curves: 5 GHz, 8.0 GHz, 15 GHz, 22 GHz and 37 GHz and the seven millimetre/submillimetre (mm/submm) light curves: 3.3 mm, 2.0 mm, 1.3 mm, 1.1 mm, 0.8 mm, 0.45 mm and 0.35 mm. At

low frequency (5 to 15 GHz), we consider only the measurements of the University of Michigan Radio Astronomy Observatory (UMRAO). The observations at 22 GHz and 37 GHz are mainly from the Metsähovi Radio Observatory in Finland. The mm/submm observations are from various sources including the James Clerk Maxwell Telescope (JCMT), the Swedish-ESO Submillimetre Telescope (SEST) and the “Institut de Radio-Astronomie Millimétrique” (IRAM).

We analyse the observations from 1979.0 to 1996.6, except at low frequency where we extend the analysis up to: 1997.2 (15 GHz), 1997.5 (8.0 GHz) and 1998.0 (5 GHz), in order to include the decay of the 1995 flare. In the mm/submm range, we average repeated observations made within 3 days to avoid oversampling of the light curves at some epochs. This leaves us a total of 4352 observational points to constrain our fits. To observations without known uncertainties, we assign the average uncertainty of the other observations at the same frequency. The light curves are treated as if all their observations were made exactly at the same frequency, i.e. small differences of the observing frequency from one measurement to the other are not taken into account. This simplification should not much affect the results, since the spectrum is rather flat ( $\alpha \gtrsim -0.5$ ) in the considered submillimetre-to-radio domain (e.g. Türler et al. 1999a).

## 3. The light-curve approach

We describe here an approach in which we minimize the number of model-dependent constraints. The light curve of each outburst at a given frequency is described by a simple analytical function. The choice of this function is purely empirical and does not rely on any physical model. The evolution with frequency of the outburst’s light curve is left as free as possible. This model has therefore many free parameters, which can adapt to a wide range of different situations.

### 3.1. Number of outbursts

One crucial parameter of the decomposition is the number of outbursts. Pushed by the wish to reproduce the small features seen in the light curves, one is tempted to add always more outbursts to the fit. In Türler et al. (1999b), we published the results of a decomposition into nineteen outbursts using an approach which is similar to that described below. Here, we try to minimize as much as possible the number of outbursts to better constrain their spectral and temporal evolution. We end with twelve flares, which are absolutely necessary to describe the main features of the light curves.

The aim of the decomposition is not to reproduce the detailed structure of the light curves, but to derive the main characteristics of the outbursts. As a consequence, the  $\chi^2$  that we shall obtain will be statistically completely unacceptable and will have no meaning in terms of the probability that the model corresponds to what is observed. We will however refer to the obtained values of the reduced  $\chi^2$  (cf. Sect. 3.3), because it is the usual way to express the quality of a fit.

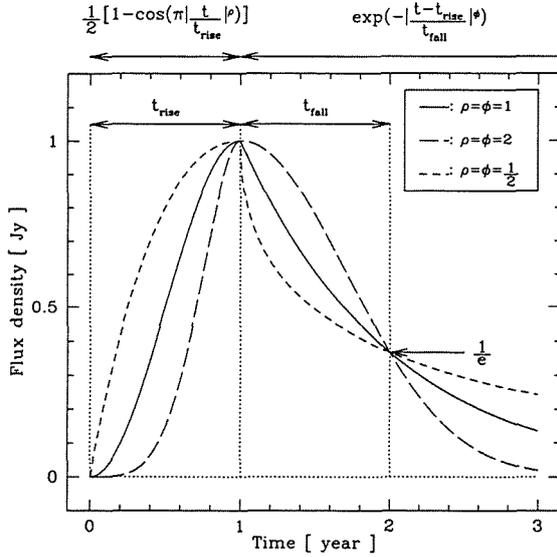


Fig. 1. Model light curve of an outburst defined by Eqs. (1) and (2), which starts at time  $t_0 = 0$  and peaks at an amplitude of  $A(\nu) = 1$  Jy. The three different line types show the effect of varying  $\rho(\nu)$  and  $\phi(\nu)$

### 3.2. Parameterization

At a given frequency  $\nu$ , we model the light curve  $S_\nu(t)$  of a single outburst of amplitude  $A(\nu)$ , starting at time  $t = t_0$  and peaking at  $t = t_0 + t_{\text{rise}}(\nu)$  by

$$S_\nu(t) = \frac{A(\nu)}{2} \left[ 1 - \cos \left( \pi \left( \frac{t - t_0}{t_{\text{rise}}(\nu)} \right)^{\rho(\nu)} \right) \right], \quad (1)$$

if  $t_0 \leq t < t_0 + t_{\text{rise}}(\nu)$  and by

$$S_\nu(t) = A(\nu) \exp \left( - \left( \frac{t - t_0 - t_{\text{rise}}(\nu)}{t_{\text{fall}}(\nu)} \right)^{\phi(\nu)} \right), \quad (2)$$

if  $t \geq t_0 + t_{\text{rise}}(\nu)$ . The exponents  $\rho(\nu)$  and  $\phi(\nu)$  define the shape of the light curve at frequency  $\nu$  and  $t_{\text{fall}}(\nu)$  is the e-folding decay time of the flare at frequency  $\nu$ . Different time profiles of an outburst defined by Eqs. (1) and (2) are shown in Fig. 1.

Rather than constraining the outburst parameters ( $A(\nu)$ ,  $t_{\text{rise}}(\nu)$ ,  $t_{\text{fall}}(\nu)$ ,  $\rho(\nu)$  and  $\phi(\nu)$ ) at each of the twelve light curve's frequencies, we describe their logarithm by a cubic spline which we parameterize at only four frequencies spaced by 0.75 dex and covering the 3–600 GHz range (see Fig. 3). This reduces the number of free parameters by a factor three, while keeping the parameterization completely model-independent. We thus need a total of  $5 \times 4$  parameters to fully characterize the spectral and temporal evolution of an outburst, i.e. a surface in the three dimensional  $(S, \nu, t)$ -space (cf. Fig. 4).

We impose that all individual outbursts are self-similar, in the sense that they all have the same evolution pattern, i.e. the same shape of the surface in the  $(S, \nu, t)$ -space. What we allow to change from one outburst to the other is the normalization in flux  $S$ , frequency  $\nu$  and time  $t$ , which changes, respectively, the amplitude of the outburst (strong or weak), the frequency at which the emission peaks (high- or low-frequency peaking) and the time scale of the evolution (long-lived or short-lived). A change in normalization corresponds to a shift of the position of the outburst's characteristic surface in the  $(\log S, \log \nu, \log t)$ -space. To define this position, we take the point of maximum flux as an arbitrary reference point on the surface. On average among all individual outbursts, this point is located at  $(\langle \log S \rangle, \langle \log \nu \rangle, \langle \log t \rangle)$  and this average normalization defines what we call the *typical outburst* of 3C 273. We denote by  $\Delta \log S$ ,  $\Delta \log \nu$  and  $\Delta \log t$  the logarithmic shifts of this point with respect to the average position, i.e.  $\Delta \log k = \log k - \langle \log k \rangle$ ,  $\forall k = S, \nu, t$ . These  $12 \times 3$  logarithmic shifts plus the 12 different start times  $t_0$  of the flares give a total of 48 parameters used to define the specificity of all outbursts.

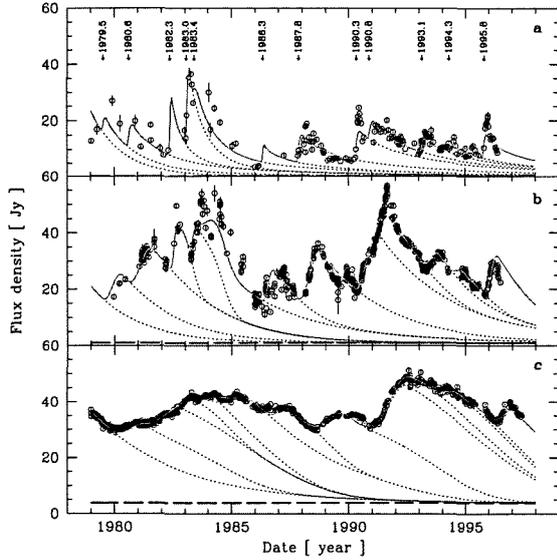
The superimposed decays of the outbursts that started before 1979 are simply modelled by an hypothetical event of amplitude  $A_0(\nu)$  at time  $t = t_0 + t_{\text{rise}}(\nu) = 1979.0$  and decaying with the e-folding time  $t_{\text{fall}}(\nu)$  of the typical outburst at frequency  $\nu$ . The variation of the amplitude  $A_0(\nu)$  with frequency is modelled by a cubic spline as for the five other variables, but parameterized at four slightly lower frequencies ( $\log(\nu/\text{GHz}) = 0.5, 1.0, 1.5$  and  $2.0$ ), due to the fact that  $A_0(\nu)$  is only well constrained for the radio light curves. Finally, we assume a constant contribution to the light curves due to the quiescent emission of the jet's hot spot 3C 273A. This emission is modelled with a power law spectrum as given in Türler et al. (1999a).

To summarize, this first parameterization uses a total of 72 ( $20 + 48 + 4$ ) parameters to adjust the 4352 observational points in the twelve light curves. The great number of free parameters still leaves more than four thousand degrees of freedom (d.o.f.) to the fit. The simultaneous fitting of the twelve light curves is performed by many iterative fits of small subsets of the 72 parameters.

### 3.3. Results

Fig. 2 shows three representative light curves among the twelve fitted simultaneously with the outbursts parameterized as described in Sect. 3.2. The major features of the light curves are reproduced by the model with only about one outburst every 1.5 year starting simultaneously at all frequencies. The overall fit has a reduced  $\chi^2$  value of  $\chi_{\text{red}}^2 \equiv \chi^2/\text{d.o.f.} = 16.1$ . The main discrepancy between the model and the observations arises during 1984–1985, when the very different light curve features in the millimetre and radio domains cannot be correctly described by the 1983.4 flare alone.

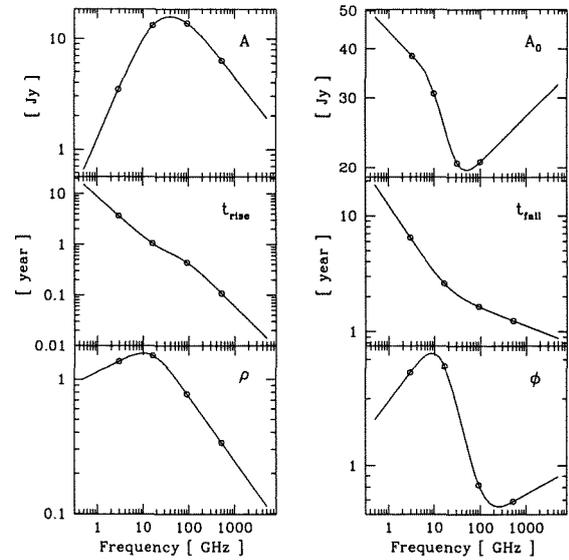
The obtained evolution of the parameters with frequency for the typical outburst is shown in Fig. 3. The amplitude



**Fig. 2. a–c.** Three of twelve light curves fitted by the cumulative sum (solid line) of twelve outbursts (dotted lines) parameterized with the light-curve approach described in Sect. 3. **a** The 1.1 mm ( $\sim 280$  GHz) light curve ( $\chi_{\text{red}}^2 = 30.5$ ); **b** the 37 GHz light curve ( $\chi_{\text{red}}^2 = 21.4$ ); **c** the 8.0 GHz light curve ( $\chi_{\text{red}}^2 = 9.6$ ). Each outburst starts simultaneously at all frequencies at the epoch  $t_0$  shown in panel **a**. The dashed line is the contribution of the jet's hot spot 3C 273A

$A(\nu)$  of the light curve has a maximum at  $\sim 45$  GHz. Both the rise time  $t_{\text{rise}}(\nu)$  and the e-folding decay time  $t_{\text{fall}}(\nu)$  increase monotonically with wavelength. If we extrapolate the cubic spline to low frequency, it is striking to see that both  $t_{\text{rise}}(\nu)$  and  $t_{\text{fall}}(\nu)$  tend to very high values of the order of 10 years at 1 GHz, while the amplitude of the outburst would still be significant ( $A(1 \text{ GHz}) \approx 1 \text{ Jy}$ ). Due to the lack of sub-millimetre observations before 1981, the amplitude  $A_0(\nu)$  is not constrained at frequencies above  $\sim 300$  GHz. The increase of  $A_0(\nu)$  at these frequencies – due to the spline – is probably not real, but does not affect the fit because the corresponding decay time is short ( $t_{\text{fall}}(1000 \text{ GHz}) \approx 1$  year). The two exponents  $\rho(\nu)$  and  $\phi(\nu)$  which describe the shape of the outburst's light curve are both higher at radio frequencies than in the mm/submm domain. As a consequence, the light curves at higher frequencies have a steeper rise just after the start of the outburst and a steeper decay just after the peak (see Figs. 1 and 7a).

The five parameters  $A(\nu)$ ,  $t_{\text{rise}}(\nu)$ ,  $t_{\text{fall}}(\nu)$ ,  $\rho(\nu)$  and  $\phi(\nu)$  define the typical outburst that can be represented in three dimensions in the  $(\log S, \log \nu, \log t)$ -space as shown in Fig. 4d. The three other panels of Fig. 4 show the three Cartesian projections of this surface. The frequency and time axes cover the same logarithmical range of 4 dex, so that the dotted diagonal in Fig. 4c corresponds to  $\nu \propto t^{-1}$ . At least at low frequencies, both the maximum of the spectra and of the light curves follow quite well this diagonal. The outburst's evolution is thus amaz-



**Fig. 3.** Evolution with frequency of the six parameters:  $A(\nu)$ ,  $A_0(\nu)$ ,  $t_{\text{rise}}(\nu)$ ,  $t_{\text{fall}}(\nu)$ ,  $\rho(\nu)$  and  $\phi(\nu)$ , defined in Sect. 3.2. All these functions are a cubic spline passing through the four points with frequencies fixed at  $\log(\nu/\text{GHz}) = 0.5, 1.0, 1.5$  and  $2.0$  for  $A_0(\nu)$  and at  $\log(\nu/\text{GHz}) \approx 0.5, 1.25, 2.0$  and  $2.75$  for the five other parameters

ingly symmetric in Figs. 4a and 4b. The maximum amplitude of the typical outburst is of  $\sim 16 \text{ Jy}$  and is reached after  $\sim 7.5$  months at a frequency of  $\sim 45$  GHz. The frequency  $\nu_m$  of the spectrum's maximum is steadily decreasing with time (Fig. 4c). The corresponding flux density  $S_m$  is first increasing with decreasing frequency  $\nu_m$  according to  $S_m \propto \nu_m^{-0.7}$ , whereas it decreases as  $S_m \propto \nu_m^{+1.0}$  during the final decline of the outburst (Fig. 4b). This behaviour corresponds qualitatively to what is expected by shock models (e.g. MG85).

At frequencies above the spectral turnover ( $\nu \gg \nu_m$ ), the spectral index  $\alpha$  is first of  $\sim -0.5$  and steepens very slightly to  $\sim -0.7$  at the maximum development of the outburst. The somewhat chaotic behaviour during the final declining phase – due to the abrupt change in the parameter  $\phi(\nu)$  – does not enable us to define a reasonable spectral index during this last stage. At frequencies below the spectral turnover ( $\nu \ll \nu_m$ ), the spectral index  $\alpha$  is smoothly steepening with time from  $\sim 1.8$  to  $\sim 2.5$ . This is what is expected from a synchrotron source that starts inhomogeneous and progressively becomes homogeneous (e.g. Marscher 1977).

The twelve individual outbursts have different amplitudes ranging from 5 Jy up to 32 Jy for the 1983.0 flare studied by MG85. The corresponding dispersion  $\sigma$  of the amplitude shifts  $\Delta \log S$  is  $\sigma = 0.23$ , which is slightly smaller than the dispersion of the frequency shifts  $\Delta \log \nu$  ( $\sigma = 0.27$ ) and the time shifts  $\Delta \log t$  ( $\sigma = 0.29$ ). The amplitude shifts  $\Delta \log S$  are obviously not correlated with either  $\Delta \log \nu$  or  $\Delta \log t$  (Fig. 4a and b). This is confirmed by a Spearman rank-order test (Bev-

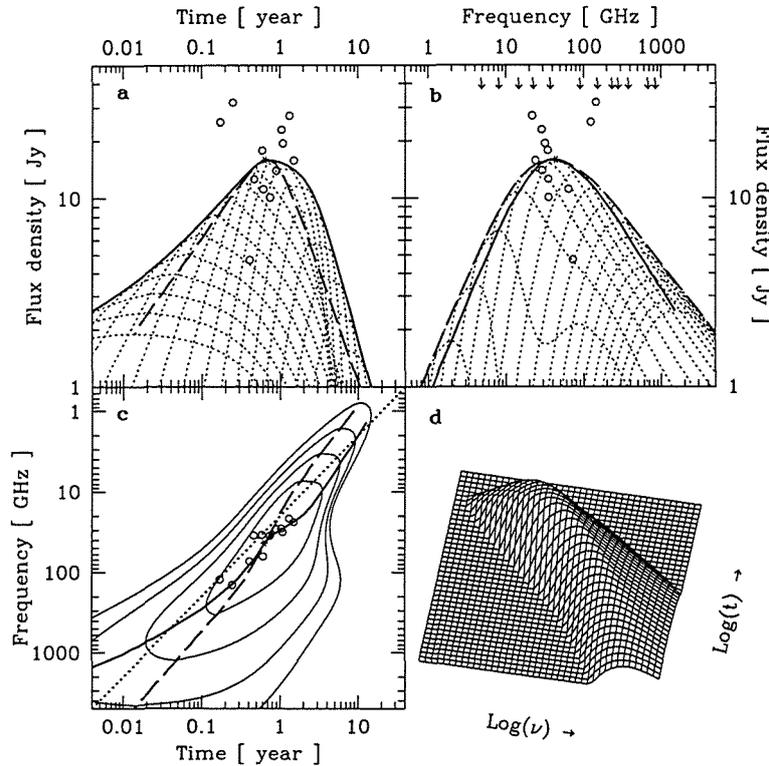


Fig. 4. a–d. Logarithmic spectral and temporal evolution of the typical outburst obtained by the light-curve approach described in Sect. 3. Panel d shows the three-dimensional representation in the  $(\log S, \log \nu, \log t)$ -space. The other panels show the three Cartesian projections: a light curves at different frequencies spaced by 0.2 dex; b spectra at different times spaced by 0.2 dex; c contour plot in the frequency versus time plan. The thick solid and dashed lines show the evolution of the maximum of the spectra and of the light curves, respectively. They follow quite well the dotted diagonal in panel c corresponding to  $\nu \propto t^{-1}$ . The star dot shows the point of maximum development of the typical outburst. The open circles show for each outburst the position that would have this maximum according to the shifts  $\Delta \log S$ ,  $\Delta \log \nu$  and  $\Delta \log t$ . The arrows in panel b show the frequency distribution of the twelve light curves

ington 1969), which yields that the observed correlations could occur by chance with a probability of more than 60%. On the contrary, the shifts  $\Delta \log \nu$  and  $\Delta \log t$  align well along the  $\nu \propto t^{-1}$  line (Fig. 4c) and the Spearman's test probability of < 0.01% confirms that this anti-correlation is very significant.

#### 4. The three-stage approach

In the light-curve approach described above, we model analytically the light curve of an outburst at different frequencies and show that the resulting typical flare is qualitatively in agreement with what is expected by shock models in relativistic jets. It is thus of interest to derive from the data the parameters that are relevant to those models.

The shock model of MG85 and its generalization by Valtaoja et al. (1992) describe the evolution of the shock by three distinct stages: 1) a rising phase, 2) a peaking phase and 3) a declining phase<sup>1</sup>. The three-stage approach presented below is similar to that of Valtaoja et al. (1992), in the sense that its aim is simply to qualitatively describe the observations. It contains however more parameters in order to include those which are relevant to test the physical model of MG85.

<sup>1</sup> We use here the terminology introduced by Qian et al. (1996), because it is purely descriptive and free of any interpretation regarding the physical origin of these stages.

The remarks of Sect. 3.1 concerning the number of outbursts and the quoted values of the reduced  $\chi^2$  apply equally here.

##### 4.1. Parameterization

The self-absorbed synchrotron spectrum emitted by electrons with a power law energy distribution of the form  $N(E) \propto E^{-s}$  can be expressed – by generalizing the homogeneous case (e.g. Pacholczyk 1970; Stevens et al. 1995) – as

$$S_\nu = S_1 \left( \frac{\nu}{\nu_1} \right)^{\alpha_{\text{thick}}} \frac{1 - \exp(-(\nu/\nu_1)^{\alpha_{\text{thin}} - \alpha_{\text{thick}}})}{1 - e^{-1}}, \quad (3)$$

where  $(\nu/\nu_1)^{\alpha_{\text{thin}} - \alpha_{\text{thick}}}$  is equal to the optical depth  $\tau_\nu$  at frequency  $\nu$ .  $S_1$  and  $\nu_1$  are respectively the flux density and the frequency corresponding to an optical depth of  $\tau_\nu = 1$ . At high frequency ( $\nu \gg \nu_1$ ) the medium is optically thin ( $\tau_\nu \ll 1$ ) and the spectrum follows a power law of index  $\alpha_{\text{thin}} = -(s-1)/2$ , whereas at low frequency ( $\nu \ll \nu_1$ ) it is optically thick ( $\tau_\nu \gg 1$ ) and the spectral index is  $\alpha_{\text{thick}}$ . In the case of a homogeneous source,  $\alpha_{\text{thick}} = +5/2$ .

The maximum  $S_m \equiv S_\nu(\nu_m)$  of the spectrum  $S_\nu$  is reached at the turnover frequency  $\nu_m$  corresponding to an optical depth

of  $\tau_m = (\nu_m/\nu_1)^{\alpha_{\text{thin}} - \alpha_{\text{thick}}}$ .  $\tau_m$  is obtained by differentiating Eq. (3):

$$\frac{dS_\nu}{d\nu} = 0 \Rightarrow \exp(\tau_m) - 1 = \left(1 - \frac{\alpha_{\text{thin}}}{\alpha_{\text{thick}}}\right) \tau_m. \quad (4)$$

By developing the exponential of Eq. (4) to the third order, we obtain a good approximate:  $\tau_m = \frac{3}{2} \left(\sqrt{1 - \frac{8\alpha_{\text{thin}}}{3\alpha_{\text{thick}}} - 1}\right)$ . We can now rewrite Eq. (3) according to the turnover values  $\nu_m$ ,  $\tau_m$  and  $S_m$  by

$$S_\nu = S_m \left(\frac{\nu}{\nu_m}\right)^{\alpha_{\text{thick}}} \frac{1 - \exp(-\tau_m (\nu/\nu_m)^{\alpha_{\text{thin}} - \alpha_{\text{thick}}})}{1 - e^{-\tau_m}}. \quad (5)$$

The evolution with time of the self-absorbed synchrotron spectrum of Eq. (5) is assumed to follow three distinct stages: 1) the rising phase for  $t - t_0 < t_r$ ; 2) the peaking phase for  $t_r \leq t - t_0 \leq t_p$  and 3) the declining phase for  $t - t_0 > t_p$ . The subscripts “r” and “p” refer to the end of the rising phase and the end of the peaking phase, respectively. We assume that during each stage  $i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) both the turnover frequency  $\nu_m(t)$  and the turnover flux  $S_m(t)$  evolve with time as a power law, but with exponents that differ during the three stages:

$$\nu_m(t) \propto t^{\beta_i} \quad \text{and} \quad S_m(t) \propto t^{\gamma_i} \Rightarrow S_m \propto \nu_m^{\gamma_i/\beta_i}. \quad (6)$$

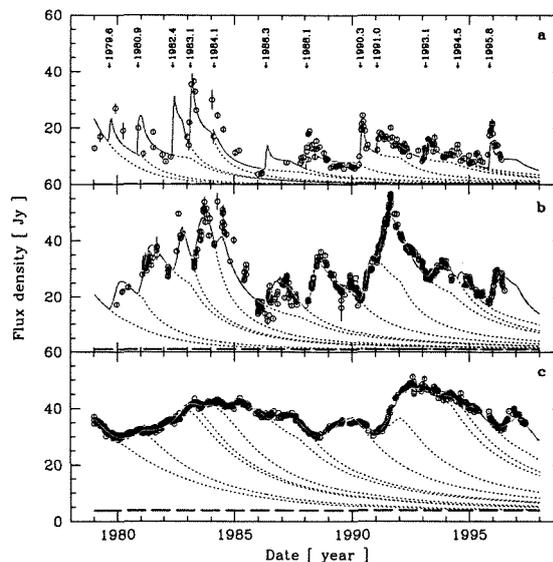
We thus need ten parameters:  $t_r$ ,  $t_p$ ,  $\nu_m(t_r)$ ,  $S_m(t_r)$ ,  $\beta_1$ ,  $\beta_2$ ,  $\beta_3$ ,  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  and  $\gamma_3$ , to describe the evolution of the spectral turnover in the three dimensional  $(S, \nu, t)$ -space.

The model of MG85 predicts that both the optically thin  $\alpha_{\text{thin}}$  and thick  $\alpha_{\text{thick}}$  spectral indices should be flatter during the declining phase than during the rising and peaking phases (see Fig. 3 of Marscher et al. 1992). To test whether the spectrum is actually changing from the rising phase to the declining phase, we allow the two spectral indices  $\alpha_{\text{thin}}$  and  $\alpha_{\text{thick}}$  to have different values during these two stages. The transition during the intermediate peaking phase from the values in the rising phase ( $\alpha_{\text{thin}}(t_r)$  and  $\alpha_{\text{thick}}(t_r)$ ) to the values in the declining phase ( $\alpha_{\text{thin}}(t_p)$  and  $\alpha_{\text{thick}}(t_p)$ ) is assumed to be linear with the logarithm of time  $\log(t)$ . This adds the four parameters  $\alpha_{\text{thin}}(t_r)$ ,  $\alpha_{\text{thin}}(t_p)$ ,  $\alpha_{\text{thick}}(t_r)$  and  $\alpha_{\text{thick}}(t_p)$  to the model, having thus a total of fourteen parameters to fully define the evolution of a typical flare in the  $(S, \nu, t)$ -space instead of the twenty parameters used in the first approach (Sect. 3.2).

The specificity of each outburst is modelled with a total of  $12 \times 4$  parameters exactly as described in Sect. 3.2 for the light-curve approach. We do not model again the superimposed decays of the outbursts that started before 1979, but simply use the same exponential decay as obtained by the first approach (Sect. 3.2). The constant contribution of the jet’s hot spot 3C 273A is also considered here. The total number of parameters in this second parameterization is a bit less than for the first one: 62 ( $12 \times 4 + 14$ ) instead of 72.

#### 4.2. Results

To allow a better comparison with the results of the first approach (Sect. 3.2), we show in Fig. 5 the same light curves as



**Fig. 5. a–c.** Same as Fig. 2, but with the outbursts parameterized according to the three-stage approach described in Sect. 4. **a** The 1.1 mm ( $\sim 280$  GHz) light curve ( $\chi^2_{\text{red}} = 26.8$ ); **b** the 37 GHz light curve ( $\chi^2_{\text{red}} = 20.4$ ); **c** the 8.0 GHz light curve ( $\chi^2_{\text{red}} = 10.9$ )

**Table 1.** Values of the parameters defined in Sect. 4.1 corresponding to the evolution of the typical outburst shown in Fig. 6. The two first columns display the fourteen best fit parameters, whereas other related parameters are shown in the last column

Param.	Value	Param.	Value	Param.	Value
$t_r$	0.14 year	$t_p$	1.63 year	$\nu_m(t_p)$	13.8 GHz
$\nu_m(t_r)$	120 GHz			$S_m(t_p)$	15.9 Jy
$S_m(t_r)$	15.3 Jy				
$\alpha_{\text{thin}}(t_r)$	-1.09	$\alpha_{\text{thin}}(t_p)$	-0.48		
$\alpha_{\text{thick}}(t_r)$	+1.55	$\alpha_{\text{thick}}(t_p)$	+1.74	$\gamma_1/\beta_1$	-0.99
$\beta_1$	-0.51	$\gamma_1$	+0.51	$\gamma_2/\beta_2$	-0.02
$\beta_2$	-0.88	$\gamma_2$	+0.02	$\gamma_3/\beta_3$	+1.14
$\beta_3$	-1.19	$\gamma_3$	-1.36		

in Fig. 2. The reduced  $\chi^2$  of the overall fit is now of  $\chi^2_{\text{red}} = 17.8$ . The higher frequency light curves are relatively better described here than with the first approach (compare Figs. 2 and 5). The start times  $t_0$  of the outbursts are very similar to those obtained by the first approach, except for the fourth flare which is now starting much later at  $t_0 = 1984.1$  instead of 1983.4. This later  $t_0$  seems to be in better agreement with the observations, but the behaviour of 3C 273 during 1984–1985 is still poorly described.

The obtained values of the parameters are given in Table 1. They correspond to the spectral and temporal evolution of the typical outburst shown in Fig. 6. If the tracks followed by the maximum of the spectra and of the light curves are similar to those obtained by the first approach (Fig. 4), the spectral

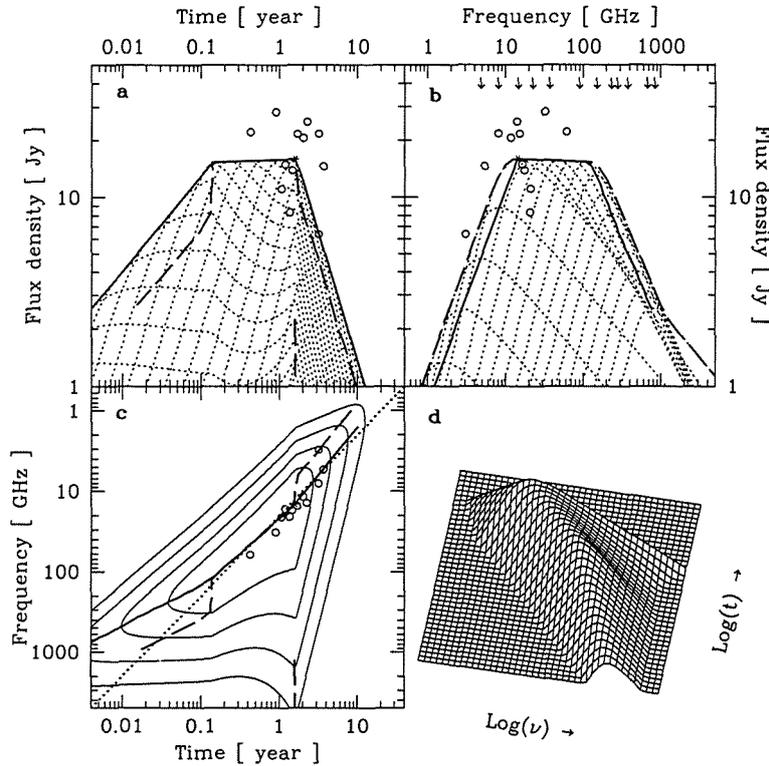


Fig. 6. a–d. Logarithmic spectral and temporal evolution of a typical flare in 3C 273 obtained by the three-stage approach described in Sect. 4. The range covered by the axis is the same as in Fig. 4. All lines and points are defined as described in Fig. 4. The maximum of the spectrum follows the thick solid line. The three different slopes of this line correspond from left to right in panel a to  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  and  $\gamma_3$ ; in panel b to  $\gamma_3/\beta_3$ ,  $\gamma_2/\beta_2$  and  $\gamma_1/\beta_1$ ; and in panel c to  $\beta_1$ ,  $\beta_2$  and  $\beta_3$ . The values of these slopes are given in Table 1. Notice in panel b the change of the optically thin spectral index  $\alpha_{\text{thin}}$  from  $-1.1$  during the rising phase to  $-0.5$  during the declining phase. This change is responsible for the strange shapes of the high frequency light curves in panel a

evolution of the outburst derived here is quite different. We obtain that the spectral turnover flux  $S_m$  increases during the first 50 days ( $t_r = 0.14$  year) with decreasing turnover frequency  $\nu_m$  as  $S_m \propto \nu_m^{-1.0}$ . The subsequent very flat peaking phase is found to be relatively long, since it lasts 1.5 year and spans nearly one order of magnitude in frequency from 120 GHz to 13.8 GHz. The final declining phase is quite abrupt with a relation between  $S_m$  and  $\nu_m$  of  $S_m \propto \nu_m^{+1.1}$ . The optically thin spectral index  $\alpha_{\text{thin}}$  is found to be clearly steeper in the rising phase than in the declining phase. It is flattening by  $\Delta\alpha_{\text{thin}} = +0.6$  during the peaking phase from  $\alpha_{\text{thin}}(t_r) = -1.1$  to  $\alpha_{\text{thin}}(t_p) = -0.5$ . The optically thick spectral index  $\alpha_{\text{thick}}$  is found to be more constant with a slight tendency to steepen with time. It has a mean value of  $\alpha_{\text{thick}} = +1.65$  and is steepening by  $\Delta\alpha_{\text{thick}} = +0.2$  during the peaking phase.

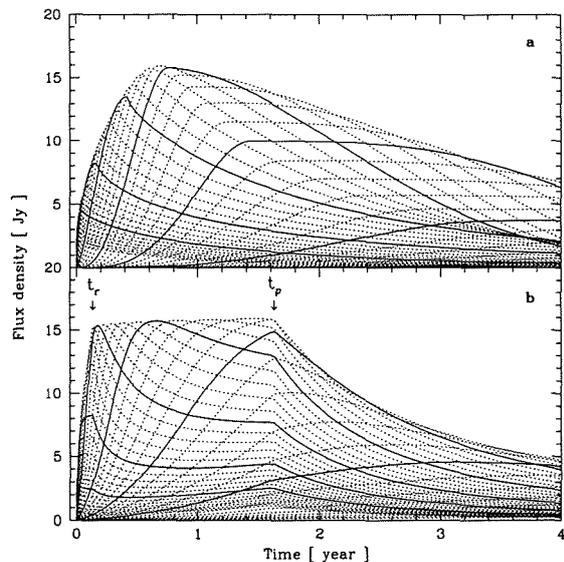
For each outburst we obtain logarithmic shifts in amplitude  $\Delta \log S$ , frequency  $\Delta \log \nu$  and time  $\Delta \log t$ , which are similar to those obtained by the first approach (Sect. 3). The dispersions  $\sigma$  of  $\Delta \log S$ ,  $\Delta \log \nu$  and  $\Delta \log t$  are 0.20, 0.34 and 0.27, respectively. A possible correlation of  $\Delta \log S$  with either  $\Delta \log \nu$  or  $\Delta \log t$  is again not significant: the Spearman's test probability that stronger correlations could occur by chance is  $> 40\%$ . On the contrary, the strong correlation observed between  $\Delta \log \nu$  and  $\Delta \log t$  is most probably real (Spearman's test probability  $< 10^{-6}$ ).

## 5. Discussion

The two approaches presented above give comparable results, but differ concerning the existence of a nearly constant peaking phase and the shapes of the spectra (compare Figs. 4b and 6b). The origin of these differences can be understood by comparing the light curve profiles obtained by the two approaches, which are shown in Fig. 7. It is clear that the first approach allowing only a rising phase and a declining phase cannot mimic the three-stage profiles of Fig. 7b resulting from the second approach (Sect. 4.1). On the other hand, only the light-curve approach is able to produce a round peaking phase as seen in Fig. 7a. In a forthcoming paper (Türler et al. in preparation), we will present the results of an hybrid approach, which incorporates the advantages of both approaches in order to better define the properties of the typical outburst.

### 5.1. Do the outbursts correspond to VLBI components?

The decomposition of the light curves into distinct outbursts was motivated by the observation with very long baseline interferometry (VLBI) of distinct components in the jet structure of 3C 273. Since the detection of a new VLBI component (Krichbaum et al. 1990) associated with the strong optical/infrared flare of 1988 in 3C 273 (Courvoisier et al. 1988), there is good evidence that outbursts are related to the ejection of new VLBI knots. To test whether all outbursts are actually associated with



**Fig. 7. a and b.** Light curves at different frequencies for the typical outburst obtained with the light-curve approach (a) and the three-stage approach (b). The dotted light curves are spaced by 0.1 dex in frequency and the six solid light curves are at frequencies  $\log(\nu/\text{GHz}) = 3.0, 2.5, \dots, 0.5$ , in order of increasing time scales

superluminal components, we compare in Table 2 the start time  $t_0$  of an outburst – as obtained by the three-stage approach – with the ejection time “ $t_0$  (knot)” of a new VLBI knot as given by Abraham et al. (1996) and Zensus et al. (1990). For each of the eight first outbursts, we can identify one or two possibly associated VLBI components.

To test further this relationship, we compare the flux densities “ $F_{\text{obs}}$  (knot)” of the VLBI components observed at epoch  $t = 1991.15$  and at a frequency of 10.7 GHz (Abraham et al. 1996) with the flux densities  $F_{\text{exp}}(t = 1991.15, \nu = 10.7 \text{ GHz})$  expected at the same epoch and the same frequency according to the outburst parameters derived here. Table 2 shows that for the five first outbursts there is always one of the possibly associated knots (indicated by an arrow), which has the expected flux. For the three remaining outbursts and especially for the 1988.1 flare, the relation between  $F_{\text{obs}}$  (knot) and  $F_{\text{exp}}$  is not obvious. At this epoch however, the possibly associated components are still strongly blended by the core emission (component “D”) or might even still be part of the unresolved core<sup>2</sup>. The total flux  $F_{\text{exp}} = 20.9 \text{ Jy}$  expected by the 1986.3, 1988.1 and 1990.3 outbursts is indeed equal to the observed total flux  $F_{\text{obs}} = 21.4 \pm 0.7 \text{ Jy}$  of the C9, C10 and D components. These results strongly suggest that there is a close relation between the outbursts and the VLBI knots and hence that our decomposition describes a real physical aspect of the jet.

<sup>2</sup> In our model the core emission is entirely due to a superimposition of outbursts unresolved by the VLBI.

**Table 2.** Relation between VLBI components and the eight first outbursts as obtained with the three-stage approach (Sect. 4). The parameters in this table are defined in Sect. 5.1

$t_0$	Knot	$t_0$ (knot)	$F_{\text{exp}}$	$F_{\text{obs}}$ (knot)
1979.6	C5	$1978.6 \pm 0.04$	0.4 Jy	$0.7 \pm 0.4 \text{ Jy}$ ←
	C6	$1980.0 \pm 0.04$		$1.9 \pm 0.5 \text{ Jy}$
1980.9	C6	$1980.0 \pm 0.04$	1.9 Jy	$1.9 \pm 0.5 \text{ Jy}$ ←
	X	< 1985.6		< 0.5 Jy
1982.4	C7	$1982.2 \pm 0.4$	0.2 Jy	< 0.5 Jy ←
1983.1	C7a	$1983.1 \pm 0.00$	0.9 Jy	< 0.5 Jy
	C7b	$1983.6 \pm 0.09$		$1.2 \pm 0.3 \text{ Jy}$ ←
1984.1	C7b	$1983.6 \pm 0.09$	3.8 Jy	$1.2 \pm 0.3 \text{ Jy}$
	C8	$1984.7 \pm 0.10$		$4.4 \pm 0.5 \text{ Jy}$ ←
1986.3	Cx	< 1988.2	1.0 Jy	< 0.5 Jy
1988.1	C9	$1988.4 \pm 0.17$	11.2 Jy	$1.8 \pm 0.4 \text{ Jy}$
1990.3	C10	< 1990.2	8.7 Jy	$6.4 \pm 0.5 \text{ Jy}$
	D			$13.2 \pm 0.3 \text{ Jy}$

### 5.2. How can we understand the peculiarities of individual outbursts?

The relation found between the outbursts and the VLBI knots (Sect. 5.1) has established that our decomposition is not purely mathematical, but does correspond to a physical reality. There should therefore be a physical origin to the clear anti-correlation found between the frequency shifts  $\Delta \log \nu$  and the time shifts  $\Delta \log t$  of the individual outbursts. The observed frequency shifts  $\Delta \log \nu$  confirm that 3C 273 emits both low- and high-frequency peaking outbursts (Lainela et al. 1992). The relation between  $\Delta \log \nu$  and  $\Delta \log t$  clearly shows that high-frequency peaking flares evolve faster than low-frequency peaking outbursts. The alignment of the shifts along the  $\nu \propto t^{-1}$  line (Figs. 4c and 6c) further suggests the relation  $\Delta \log \nu = -\Delta \log t$ .

The origin of this relation could be due to a change  $\Delta \log \mathcal{D}$  of the Doppler factor  $\mathcal{D} = \gamma^{-1}(1 - \beta \cos \theta)^{-1}$ , which depends on the flow speed  $\beta = v/c$ , the Lorentz factor  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  and the angle to the line of sight  $\theta$ . Observed quantities (unprimed) are related to emitted quantities (primed) as (e.g. Hughes & Miller 1991; Pearson & Zensus 1987):

$$\nu = \mathcal{D} \nu' \Rightarrow \Delta \log \nu = \Delta \log \mathcal{D} + \Delta \log \nu' \quad (7)$$

$$t = \mathcal{D}^{-1} t' \Rightarrow \Delta \log t = -\Delta \log \mathcal{D} + \Delta \log t' \quad (8)$$

$$S(\nu) = \mathcal{D}^3 S'(\nu') \Rightarrow \Delta \log S = 3 \Delta \log \mathcal{D} + \Delta \log S' \quad (9)$$

If we assume that in the jet frame all outbursts are alike (i.e.  $\Delta \log k' = 0, \forall k = S, \nu, t$ ), the observed relation  $\Delta \log \nu = -\Delta \log t$  can be interpreted as a change  $\Delta \log \mathcal{D}$  of the Doppler factor from one outburst to the other. In this case, however, there should also be correlations between  $\Delta \log S$  and both  $\Delta \log \nu$  and  $\Delta \log t$ , which are not observed.

Alternatively, we can consider that the Doppler factor does not change ( $\Delta \log \mathcal{D} = 0$ ) and that the observed relation between  $\Delta \log \nu$  and  $\Delta \log t$  is intrinsic and independent of possible flux variations  $\Delta \log S$ . Such a correlation might be re-

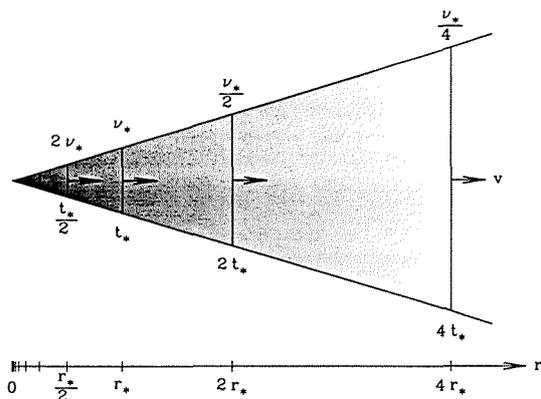


Fig. 8. Schematic representation of a conical jet with constant speed  $v$  in which the frequency of maximum emission  $\nu_m$  (greyscale) is inversely proportional to the distance down the jet  $r = vt$  ( $\nu_m \propto r^{-1} \propto t^{-1}$ ). Let us assume that the peaking phase of an outburst corresponds to an octave of radius ( $r \rightarrow 2r$ ). This phase has a duration and a frequency range which clearly depend on the distance  $r_0$  at which the shock forms. Inner outbursts peaking from  $r_*/2$  to  $r_*$  are four times shorter than outer outbursts peaking from  $2r_*$  to  $4r_*$ , while their emission is maximum at four times higher frequencies

lated to the distance from the core at which the shock forms (Lainela et al. 1992). Indeed, Blandford (1990) shows that for a simple conical jet with constant speed  $v$  the frequency of maximum emission  $\nu_m$  is inversely proportional to the distance down the jet  $r = vt$  ( $\nu_m \propto r^{-1}$ ), while the corresponding flux density  $S_m$  is constant. Since the speed  $v$  is constant, the turnover frequency  $\nu_m$  is then also inversely proportional to time ( $\nu_m \propto t^{-1}$ ), as observed. If a shock forms in such an underlying jet at a distance  $r_0$  from the core, both the frequency range of the emission and the time scale of the evolution will depend on the distance  $r_0$ , as illustrated in Fig. 8. We therefore propose that short-lived and high-frequency peaking flares are actually *inner* outbursts, whereas long-lived and low-frequency peaking flares are *outer* outbursts.

This interpretation is supported by the existence of short-lived VLBI components which are only seen close to the core. In our decomposition, the two most short-lived and the most high-frequency peaking outbursts are the two successive flares of 1982.4 and 1983.1. Their start times correspond well to the period from 1981 to 1983 during which only short-lived VLBI components were formed (Abraham et al. 1996). If our interpretation is right, the shifts  $\Delta \log \nu$  and  $\Delta \log t$  that we obtain suggest that the 1982.4 flare would have formed about two times closer to the core than the 1983.1 flare and four times closer than the typical outburst.

### 5.3. What are the constraints for shock models?

According to the shock model of MG85, the optically thin spectral index  $\alpha_{\text{thin}}$  should be steeper during the two first stages of the outburst evolution than the usual value of  $\alpha_{\text{thin}} = -(s-1)/2$  (Sect. 4.1). A steeper index arises due to the fact that the thickness  $x$  of the emitting region behind the shock front is proportional to the cooling time  $t_{\text{cool}}$  of the electrons suffering radiative (Compton and/or synchrotron) losses. During the rising and peaking phases, radiative losses are dominant and therefore the thickness  $x$  is frequency dependent as  $x \propto t_{\text{cool}} \propto \nu^{-1/2}$ , which leads to a steeper optically thin spectral index of  $\alpha_{\text{thin}} = -s/2$ . Until now, the expected flattening of the spectral index by  $\Delta\alpha_{\text{thin}} = +0.5$  from the rising and peaking phases to the declining phase was never observed and furthermore the optically thin spectral index  $\alpha_{\text{thin}}$  observed at the beginning of the outburst was often found to be already too flat ( $\alpha_{\text{thin}} > -1/2$ ) to allow the expected subsequent flattening (Valtaoja et al. 1988; Lainela 1994).

The present result that the optically thin spectral index is flattening with time by  $\Delta\alpha_{\text{thin}} = +0.6$  is in good agreement with the change of  $\Delta\alpha_{\text{thin}} = +0.5$  expected by the shock model of MG85. The observed flattening of the spectrum is contrary to the steepening with time expected as a result of radiative energy losses by the electrons. The observed behaviour can however also be understood as a change of slope with frequency rather than with time and thus it could conceivably be due to a spectral break that steepens the optically thin spectral index by a factor of 0.5 at higher frequencies. Such a break is expected in the case of continuous injection or reacceleration of electrons suffering radiative losses (Kardashev 1962) and is observed in several hot spots including 3C 273A (Meisenheimer et al. 1989). Whatever the interpretation, the flatter index,  $\alpha_{\text{thin}}(t_p)$ , is the relevant index to determine that the electron energy index  $s$  ( $N(E) \propto E^{-s}$ ) is  $s = 1 - 2\alpha_{\text{thin}}(t_p) = +2.0$ . This value corresponds to the average value observed in several hot spots (Meisenheimer et al. 1989) and is in agreement with the values expected if the electrons are accelerated by a Fermi mechanism in a relativistic shock (e.g. Longair 1994).

The long flat peaking phase observed in 3C 273 contrasts with the complete absence of this stage in 3C 345 (Stevens et al. 1996). This difference is surprising, because the outburst's evolution is otherwise very similar in these two objects with nearly the same indices for the rising and the declining phases:  $\gamma_1/\beta_1 = -0.99$  in 3C 273 and  $-0.86$  in 3C 345 and  $\gamma_3/\beta_3 = +1.14$  in 3C 273 and  $+0.98$  in 3C 345 ( $S_m \propto \nu_m^{\gamma_3/\beta_3}$ ). A value of  $\gamma_3/\beta_3 \sim +1$  was also found in several other sources by Valtaoja et al. (1988). This decrease of the turnover flux with decreasing frequency is steeper than expected by the simplest model of MG85; i.e. with a conical adiabatic jet having a constant Doppler factor  $\mathcal{D}$ . With  $s = 2$  and a magnetic field  $B$  oriented perpendicular to the jet axis, their model predicts  $\gamma_3/\beta_3 = +0.45$ . This discrepancy between the observations and the shock model of MG85 was already pointed out by Stevens et al. (1996). We refer the reader to their discussion of two more general cases of the MG85 model: 1) a straight non-adiabatic

jet and 2) a curved adiabatic jet. With the observed values of the indices  $\beta_3$  and  $\gamma_3$ , these authors could determine the two free parameters of the model. In our case, with the constraints of all six indices  $\beta_i$  and  $\gamma_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ), we could not find a good agreement with either of the two models mentioned above. In a forthcoming paper (Türler et al. in preparation), we will further discuss this point and explore whether a non-conical non-adiabatic curved jet can well describe the observations.

## 6. Summary and conclusion

By using most available submillimetre-to-radio observations of 3C 273, we have been able to extract the properties of the spectral and temporal evolution of a typical outburst. The new approach we defined consists in decomposing the light curves into several self-similar outbursts. The main results of our decomposition are the followings:

- It is possible to understand the very different shapes of the submillimetre-to-radio light curves of 3C 273 with only about one outburst every 1.5 year starting simultaneously at all frequencies.
- There is no need to invoke any underlying quiescent emission apart from the weak contribution of the jet's hot spot 3C 273A.
- The outbursts that we identify do well correspond to the observed VLBI components in the jet.
- There is good evidence that short-lived and high-frequency peaking flares are emitted closer to the core of the jet than long-lived and low-frequency peaking outbursts.
- The spectral and temporal evolution of the outbursts is found to be in good qualitative agreement with the evolution expected by shock models in relativistic jets.
- We observe a flattening of the optically thin spectral index from the rising to the declining phase of the shock evolution, which supports the idea proposed by MG85 that radiative (synchrotron and/or Compton) losses are the main cooling process of the electrons during the initial phase of the outburst.

We are aware that our decomposition is far from describing the detailed structure of the light curves and that the jet emission is much more complicated than this work tries to show. Nevertheless, the results suggest that the outbursts we identified are closely related to the VLBI knots, and hence that they describe a physical aspect of the jet. The new approach presented here is a powerful tool to derive the observed properties of millimetre and radio outbursts. It allows comparison between shock models and the observations and we are confident that such decompositions are able to further constrain present and future shock models. Finally, we would like to stress the importance of long-term multi-wavelength monitoring campaigns, which turn out to be essential towards a better understanding of the physics involved in relativistic jets.

## References

- Abraham Z., Carrara E.A., Zensus J.A., Unwin S.C., 1996, *A&AS* 115, 543
- Bevington P.R., 1969. *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, McGraw-Hill Book Company
- Blandford R.D., 1990. In: *Active Galactic Nuclei*, Courvoisier T.J.-L., Mayor M. (eds.), Saas-Fee Advanced Course No. 20, Springer-Verlag, p. 161
- Courvoisier T.J.-L., Robson E.I., Blecha A., et al., 1988, *Nat* 335, 330
- Hughes P.A., Miller L., 1991. In: *Beams and Jets in Astrophysics*, Hughes P.A. (ed.), Cambridge Astrophysics Series No. 19, p. 1
- Hughes P.A., Aller H.D., Aller M.F., 1985, *ApJ* 298, 301
- Kardashev N.S., 1962, *AZh* 39, 393 (SvA 6, 317)
- Krichbaum T.P., Booth R.S., Kus A.J., et al., 1990, *A&A* 237, 3
- Lainela M., 1994, *A&A* 286, 408
- Lainela M., Valtaoja E., Tornikoski M., 1992. In: *Variability of Blazars*, Valtaoja E., Valtonen M. (eds.), Cambridge Univ. Press, p. 102
- Legg T.H., 1984. In: *VLBI and Compact Radio Sources*, Fanti R., Kellermann K., Setti G. (eds.), IAU Symposium No. 110, p. 183
- Litchfield S.J., Stevens J.A., Robson E.I., Gear W.K., 1995, *MNRAS* 274, 221
- Longair M.S., 1994. *High Energy Astrophysics*, 2<sup>nd</sup> ed., Vol. 2, Cambridge Univ. Press
- Marscher A.P., 1977, *ApJ* 216, 244
- Marscher A.P., Gear W.K., 1985, *ApJ* 298, 114 (MG85)
- Marscher A.P., Gear W.K., Travis J.P., 1992. In: *Variability of Blazars*, Valtaoja E., Valtonen M. (eds.), Cambridge Univ. Press, p. 85
- Meisenheimer K., Röser H.-J., Hiltner P.R., et al., 1989, *A&A* 219, 63
- Pacholczyk A.G., 1970. *Radio Astrophysics*, Freeman, San Francisco
- Pearson T.J., Zensus J.A., 1987. In: *Superluminal Radio Sources*, Zensus J.A., Pearson T.J. (eds.), Cambridge Univ. Press, p. 1
- Qian S.J., 1996, *Acta Astrophys. Sin.* 16, 143 (*Chin. Astron. Astrophys.* 20, 281)
- Qian S.J., Witzel A., Britzen S., Krichbaum T.P., Kraus A., 1996. In: *Energy Transport in Radio Galaxies and Quasars*, Hardee P.E., Bridle A.H., Zensus J.A. (eds.), ASP Conf. Series, Vol. 100, p. 61
- Robson E.I., Litchfield S.J., Gear W.K., et al., 1993, *MNRAS* 262, 249
- Stevens J.A., Litchfield S.J., Robson E.I., et al., 1995, *MNRAS* 275, 1146
- Stevens J.A., Litchfield S.J., Robson E.I., et al., 1996, *ApJ* 466, 158
- Stevens J.A., Robson E.I., Gear W.K., et al., 1998, *ApJ* 502, 182
- Türler M., Paltani S., Courvoisier T.J.-L., et al., 1999a, *A&AS* 134, 89
- Türler M., Courvoisier T.J.-L., Paltani S., 1999b. In: *BL Lac Phenomenon*, Takalo L.O., Sillanpää A. (eds.), ASP Conf. Series, Vol. 159, p. 297
- Valtaoja E., Haarala S., Lehto H., et al., 1988, *A&A* 203, 1
- Valtaoja E., Teräsranta H., Urpo S., et al., 1992, *A&A* 254, 71
- Valtaoja E., Lähteenmäki A., Teräsranta H., Lainela M., 1999, *ApJS* 120, 95
- Zensus J.A., Unwin S.C., Cohen M.H., Biretta J.A., 1990, *AJ* 100, 1777

## Chapitre 10

# Modélisation de 20 ans d'émission synchrotron dans le jet de 3C 273

### Préambule

En terminant la publication du chapitre précédent, j'étais déjà en train d'essayer une nouvelle approche, qui avait pour but de tester à quel point l'évolution des éruptions observées était proche de l'évolution prévue par le modèle de choc de Marscher & Gear (1985). Il s'agissait, en particulier, d'établir si le chemin parcouru par le maximum du spectre synchrotron était compatible avec la présence de trois phases distinctes, comme prévu par ce modèle. Les résultats de cette troisième approche sont publiés succinctement dans Türlér (2000). Ils montrent que la forme de l'évolution du maximum du spectre, laissée assez libre, semble imiter au mieux une évolution à trois étapes avec une seconde phase plate (cf. Fig. 8.3). Ce travail montre également que l'aplatissement de la pente spectrale optiquement mince survient juste autour de la transition vers la phase de décroissance finale et que sa valeur est de  $\Delta\alpha = +0.46 \approx +0.5$ , ce qui s'accorde bien avec le modèle de Marscher & Gear (1985).

Après ce dernier test du modèle théorique, il était temps de se hasarder dans la construction d'un modèle complètement physique, pouvant tenir compte d'un jet non-conique, peut-être courbe, dans lequel le plasma s'écoule de manière non-adiabatique et qui peut soit accélérer, soit décélérer. Pour cela, il a fallu généraliser le modèle de choc original de Marscher & Gear (1985), comme décrit en détail dans le Chapitre 8. Elle permet de remplacer les paramètres  $\beta_i$  et  $\gamma_i$  ( $i=1, 2, 3$ ), qui décrivaient le chemin parcouru par le maximum du spectre durant les trois phases de l'évolution de l'éruption (cf. Fig. 6 de la publication du Chapitre 9), par les cinq indices  $s$ ,  $r$ ,  $k$ ,  $b$  et  $d$ , qui décrivent, à présent, les propriétés physiques du jet de 3C 273.

La modélisation physique de la spécificité des éruptions individuelles découle des considérations de la Sect. 8.4, qui décrivent comment le changement des grandeurs physiques dans le jet influence le moment de la transition d'une phase à l'autre. Dans la nouvelle publication, présentée ci-dessous, ce sont la normalisation  $K$  de la distribution en énergie des électrons, le champ magnétique  $B$  et le facteur Doppler  $\delta$ , qui changent d'une éruption à l'autre. Le changement de ces grandeurs physiques influence différemment les deux transitions d'une phase à l'autre, de sorte que l'évolution dans l'espace  $(\log S, \log \nu, \log t)$  de chacune des éruptions individuelles n'est plus tout à fait la même, contrairement à ce que nous avons supposé dans

la publication précédente.<sup>1</sup> Deux autres changements ont été apportés à la paramétrisation de la décomposition des courbes de lumière. Le premier changement est l'introduction de deux cassures dans le spectre synchrotron, l'une à basse fréquence et l'autre à haute fréquence, comme illustré dans la Fig. 1 de la publication ci-dessous. L'autre modification concerne la manière de décrire la contribution provenant de la décroissance en flux de l'ensemble des éruptions ayant atteint leur maximum avant la date du début de la modélisation, soit avant 1979. Du point de vue des observations, nous avons étendu la décomposition aux mesures les plus récentes du domaine radio et avons ajouté une courbe de lumière à la fréquence très basse de 2.7 GHz.

Avec toutes ces améliorations, la publication qui suit est tout à fait justifiée, car, outre le principe de base, quasiment toute la modélisation a été changée par rapport au premier travail présenté au Chapitre 9. C'est, en outre, la première fois qu'un modèle physique est directement confronté aux observations décrivant la variabilité multi-longueur d'onde d'un quasar sur une période de plusieurs années. Cette nouvelle étape dans l'étude des noyaux actifs de galaxie est importante, car elle permet de contraindre les modèles physiques à l'aide des observations, comme cela se fait couramment dans d'autres domaines de l'astronomie pour lesquels les objets étudiés sont mieux connus.

Ce travail apporte un grand soutien au modèle de choc de Marscher & Gear (1985) et suggère que la plupart de leurs hypothèses concernant les propriétés physiques du jet sont justes. Cependant, une petite différence entre nos résultats, obtenus avec le modèle généralisé du jet, et leurs hypothèses simples suggère deux possibilités. La première possibilité, en admettant que le facteur Doppler soit constant, serait que l'ouverture du jet n'augmente pas aussi rapidement avec la distance le long du jet que dans le cas d'un jet conique. L'autre possibilité, en admettant cette fois-ci que le jet soit conique, serait que le facteur Doppler de la région émettant le rayonnement synchrotron diminue au cours de son voyage le long du jet. Cette diminution du facteur Doppler peut soit être due à une décélération de l'onde de choc, soit à une courbure éventuelle du jet dans une direction s'écartant progressivement de la ligne de vue. Pour les deux possibilités évoquées ci-dessus, le champ magnétique semble décroître de la même manière avec l'ouverture du jet. La valeur de l'indice  $b$  décrivant cette décroissance suggère que le champ magnétique est turbulent à l'arrière de l'onde de choc, de sorte que l'orientation globale du champ magnétique n'a pas de direction privilégiée.

La spécificité des éruptions individuelles suggère, quant à elle, qu'un paramètre à l'origine des différences d'une éruption à l'autre serait l'efficacité du choc à convertir de l'énergie cinétique du courant de matière dans le jet en énergie interne des électrons à l'arrière du front d'onde.

## Références

- Marscher A.P., Gear W.K., 1985, *ApJ* 298, 114  
Türler M., 2000. In : *Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei*, Kaper L., van den Heuvel E.P.J., Woudt P.A. (eds.), ESO Workshop, Springer-Verlag, in press

---

<sup>1</sup>Sur le plan technique, cette différence a eu pour effet d'augmenter considérablement le temps nécessaire pour réaliser les ajustements des courbes de lumière, car, au lieu de calculer une seule matrice (cf. note au bas de la page 106) pour l'ensemble des éruptions, il faut à présent calculer des matrices différentes pour chacune des 17 éruptions considérées. Cependant, en optimisant au maximum la procédure, un ajustement complet des courbes de lumière est réalisable en un à deux jours avec un ordinateur puissant.

Submitted to *Astron. Astrophys.*

---

ASTRONOMY  
AND  
ASTROPHYSICS

---

## Modelling 20 years of synchrotron flaring in the jet of 3C 273

M. Türlér<sup>1,2</sup>, T.J.-L. Courvoisier<sup>1,2</sup>, and S. Paltani<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Geneva Observatory, ch. des Maillettes 51, CH-1290 Sauverny, Switzerland

<sup>2</sup> INTEGRAL Science Data Centre, ch. d'Écogia 16, CH-1290 Versoix, Switzerland

Received date / Accepted date

**Abstract.** We present a physical model which is able to describe the detailed variations of the submillimetre-to-radio emission of the bright quasar 3C 273, as observed during the last 20 years. The model is a generalization of the original shock model of Marscher & Gear (1985), which is now able to describe an accelerating or decelerating shock wave, in a curved, non-conical and non-adiabatic jet. This physical model defines the properties of the synchrotron outburst that should be emitted by the jet material in a small region just behind the shock front. By a proper parameterization of the average outburst's evolution and of the peculiarities of individual outbursts, we are able to decompose simultaneously thirteen long-term light-curves of 3C 273 in a series of seventeen distinct outbursts. It is the first time that a physical model is so closely confronted to the long-term multi-wavelength variability properties of a quasar.

The physical model is found to be able to describe, in detail, the very different shapes of the submillimetre-to-radio light curves of 3C 273. This gives strong support to the shock model of Marscher & Gear (1985) and also, indirectly, to the idea that the outbursts seen in the light-curves are physically associated with the distinct features in the jet, which are apparently moving with superluminal velocities. The more than 5000 submillimetre-to-radio observations in the different light-curves constrain strongly the physical properties of the jet. The results suggest, for instance, that the magnetic field behind the shock front is rather turbulent. There is also some evidence that the jet radius does not increase linearly with distance down the jet or, alternatively, that the synchrotron emitting material decelerates with distance and/or bends away from the line-of-sight.

**Key words:** radiation mechanisms: non-thermal – galaxies: active – galaxies: jets – quasars: individual: 3C 273 – radio continuum: galaxies

### 1. Introduction

The theory of synchrotron emission in relativistic jets was developed around 1980 mainly by Blandford & Königl (1979), Marscher (1980) and Königl (1981). In 1985, both Marscher & Gear (1985, hereafter MG85) and Hughes et al. (1985) proposed a model for the emission of a shock wave propagating down a simple relativistic jet. Both groups assumed that the jet is confined to a cone of constant opening angle and that the jet flow is adiabatic. The computer code of Hughes et al. (1989a) was able to describe the low-frequency flux density and polarization variability of BL Lacertae (Hughes et al. 1989b). The model of MG85 has however the advantage to include the effects of synchrotron and inverse-Compton energy losses of the electrons, which cannot be neglected at higher frequencies. It provides a simple explanation for the distinct components in the jet observed using very long baseline interferometry (VLBI). Multi-wavelength total flux measurements were found to be difficult to use to constrain the shock model of MG85, because the emission of all distinct features in the jet often overlap to form a nearly flat total spectrum, as illustrated by Marscher (1988) for the quasar NRAO 140.

It is only since 1995 that the very well sampled total flux millimetre and radio light-curves of a few sources allowed to study the spectral evolution of individual synchrotron outbursts. By subtracting a quiescent spectrum assumed to be constant, Litchfield et al. (1995) and Stevens et al. (1995, 1996, 1998) could follow the early evolution of single synchrotron outbursts in 3C 279, PKS 0420–014, 3C 345 and 3C 273, respectively. These studies gave additional support to the MG85 model, but failed to constrain it strongly, mainly because they could only follow the evolution of an outburst until the onset of the next one.

To overcome this problem, Türlér et al. (1999b, hereafter Paper I) proposed a new approach to derive the observed properties of synchrotron outbursts, which consists in a complete decomposition of long-term multi-wavelength light-curves into a series of self-similar flaring events. Two different approaches are presented in Paper I to describe the evolution of these events with both time and frequency. The so called “light-curve approach” is model-independent and describes empirically the shape of the light-curves of individual outbursts at different

---

Send offprint requests to: M. Türlér (ISDC)

Correspondence to: Marc.Turler@obs.unige.ch

frequencies. A second approach based on three-stage shock models, like those of MG85 or Valtaoja et al. (1992), describes directly the evolution of the flaring synchrotron spectrum. Finally, the “hybrid approach” of Türler (2000) models strictly the shape of the synchrotron spectrum, but leaves the evolution of the spectral turnover as free as possible. The results of this third approach, based on self-similar outbursts as in Paper I, were found to be in very good agreement with the spectral evolution expected by the shock model of MG85.

After this last test, the next step, which is presented here, is to adapt the shock model of MG85 in order to describe physically both the average evolution of the outbursts and their individual specificity. This generalized shock model, described in Sect. 3, takes into account the effects of an accelerating or decelerating synchrotron source in a curved, non-conical and non-adiabatic jet. This model is confronted to the observations by fitting seventeen distinct outbursts simultaneously to thirteen submillimetre-to-radio light-curves of 3C 273. The proper parameterization to achieve this fit is described in Sect. 4 and the results of this light-curve decomposition are given in Sect. 5. In Sect. 6, we discuss the implications of our results, both on the global properties of the inner jet and on the peculiarities of individual outbursts. The main results of this study are summarized in Sect. 7.

Throughout this paper, we use the convention  $S_\nu \propto \nu^{\alpha}$  for the spectral index  $\alpha$  and we use “lg”, rather than “log”, for the decimal logarithm “log<sub>10</sub>”, because of a lack of space in tables and long equations.

## 2. Observational material

The light-curves fitted here are part of the multi-wavelength database of 3C 273 presented by Türler et al. (1999a). The 12 light-curves from 5 GHz to 0.35 mm are as described in Paper I, except that we now consider the observations up to 1999, including the most recent measurements from the Metsähovi Radio Observatory in Finland and from the University of Michigan Radio Astronomy Observatory (UMRAO).

We extend to lower frequencies the analysis of Paper I by adding a new light-curve at 2.7 GHz. This light-curve is constituted of observations from the Green Bank Interferometer (GBI) and from the 100 m telescope at Effelsberg in Germany (Reich et al. 1998). The fluxes obtained with the GBI at 2.7 GHz and 2.25 GHz include both 3C 273B (the inner jet) and 3C 273A (the hot spot at the far end of the jet), but these two components combine partially out of phase (Ghigo F.D., private communication). As a consequence, the GBI measurements are only part of the total flux of 3C 273 and have to be multiplied by a scaling factor.

To scale the GBI measurements at 2.25 GHz we use the contemporaneous Effelsberg single dish observations at 2.7 GHz. The nearly flat spectral index of 3C 273 at this frequency (Türler et al. 1999a) allows us to neglect the small difference in frequency. We obtain that the GBI fluxes at 2.25 GHz have to be multiplied by 1.66 to fit the Effelsberg observations. A similar calibration of the earlier GBI measurements

at 2.7 GHz is not possible due to the lack of contemporaneous single dish observations. We therefore let the scaling factor of these fluxes as a free parameter of our fit.<sup>1</sup> To smooth out the dips in the GBI light-curves (cf. Türler et al. 1999a), we average all GBI observations into bins of 10 days. Finally, we do not consider the GBI measurements before 1980, to avoid a flux increase in the light-curve due to an outburst that started before 1979. We end up with a total of 5234 observational points to constrain the shock model.

## 3. Physical shock model

In the original shock model of MG85, the shock front was assumed to propagate with constant speed in a straight conical and adiabatic jet. Partial generalizations of this model were already derived by Marscher (1990) and Marscher et al. (1992) in the case of a bending jet, and by Stevens et al. (1996) in the two cases of a straight non-adiabatic jet and a curved adiabatic jet. Here we further generalize the shock model of MG85 to account for the effects of an accelerating or decelerating shock front in a curved, non-conical and non-adiabatic jet. In Sect. 3.1, we describe the typical three-stage evolution of all outbursts, whereas in Sect. 3.2 we show how the physical conditions at the onset of the shock can influence the evolution of individual outbursts.

### 3.1. Typical three-stage evolution

Following MG85, we consider the synchrotron radiation emitted just behind a shock front in a cylindrical portion of a jet having a radius  $R$  across the jet and a length  $x$  along the jet axis, as illustrated in Fig. 1. Within this volume, we assume that the magnetic field  $B$  is uniform in strength and nearly random in direction and that the relativistic electrons have a power law energy distribution of the form  $N(E) = K E^{-s}$ , with  $N(E)dE$  being the number density of the electrons. Measured in the rest frame of the quasar, these synchrotron emitting electrons have a relativistic bulk velocity  $\beta = v/c$ , with  $c$  being the speed of light, and a corresponding Lorentz factor  $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ . As a consequence, the synchrotron emission observed with an angle  $\theta$  to the jet axis is Doppler boosted with a bulk Doppler factor given by  $\mathcal{D} = \Gamma^{-1}(1 - \beta \cos \theta)^{-1}$ . We further assume that the jet opening half-angle  $\phi$  is smaller than  $\theta$  at any time after the onset of the shock and that  $\theta$  itself is small enough to verify  $\sin(\theta + \phi) < 1/\Gamma$ , so that the line-of-sight depth of the emitting region is directly proportional to its thickness  $x$  (Marscher et al. 1992).

The observed optically thin flux density  $S_\nu$  and turnover frequency  $\nu_m$  of the self-absorbed synchrotron spectrum are then given by

$$S_\nu \propto R^2 x K B^{(s+1)/2} \mathcal{D}^{(s+3)/2} \nu^{-(s-1)/2} \quad \text{and} \quad (1)$$

$$\nu_m \propto \left( x K B^{(s+2)/2} \mathcal{D}^{(s+2)/2} \right)^{2/(s+4)}, \quad (2)$$

<sup>1</sup> We obtain a best-fit value of 1.12 for this factor with the jet model presented in Sect. 5.



Marscher (1987) shows that even a geometrically thin source in a relativistic jet appears inhomogeneous when observed with a small angle  $\theta$  between the jet axis and the line-of-sight. The optical depth of the source will therefore depend on the frequency, which has the effect of broadening the self-absorption turnover and leads to a lower optically thick spectral index  $\alpha_{\text{thick}}$  than the typical value of  $+5/2$ , which holds for a homogeneous synchrotron source. To estimate the value of the spectral index below the turnover frequency  $\nu_m$ , we can cut the source into many self-similar cylindrical portions of the jet having a length  $l \ll x$  proportional to their radius  $R$  and chosen small enough for their synchrotron emission to be homogeneous. The emitted spectrum of each section will have a self-absorption turnover  $(\nu_m, S_m)$  depending on  $R$  according to Eq. (15) with  $i=3$ , because in this case  $l \propto R$  replaces  $x$  in Eqs (1) and (2). The inhomogeneous source behind the shock front is therefore expected to have an optically thick spectral index of  $\alpha_{\text{thick}} = f_3/n_3$  due to the superimposition of the homogeneous spectra of the individual sections. However, the finite size of the emitting region should limit the frequency range over which this flatter spectral index pertains. We therefore expect a spectral break at a frequency  $\nu_b (< \nu_m)$ , at which the spectral index  $\alpha_{\text{thick}} = f_3/n_3$  returns to its homogeneous value of  $+5/2$ .

A high-frequency spectral break is also expected in the optically thin part of the spectrum due to a change in the electron energy distribution induced by synchrotron and/or Compton losses. In the case of continuous injection or re-acceleration of electrons suffering radiative losses, the optically thin spectral index  $\alpha_{\text{thin}}$  is expected to steepen by a value of  $-1/2$  above a frequency  $\nu_b$  (Kardashev 1962). The break frequency  $\nu_b$  of the spectrum in the observer's frame is related to the break energy  $E_b$  of the electron energy distribution as  $\nu_b \propto B \mathcal{D} E_b^2$  (e.g. Marscher 1980). For our analysis at submillimetre-to-radio frequencies, the evolution of  $\nu_b$  with the jet radius  $R$  is only relevant during the final stage of the shock evolution. For adiabatic expansion in two dimensions, the energy  $E$  of the electrons decreases with  $R$  as  $E \propto R^{-2/3}$  (e.g. Gear 1988). By using this relation and Eq. (14), we find that the evolution of the break frequency  $\nu_b$  during the adiabatic stage is given by

$$\nu_{b,3} \propto R^{n_b} \quad \text{with} \quad n_b = -(4/3 + b + d). \quad (22)$$

Until now, we related the spectral turnover  $(\nu_m, S_m)$  and the high-frequency spectral break  $n_b$  to the radius  $R$  of the emitting region. But since we are interested in the temporal evolution of these quantities, we have to relate  $R$  to the observed time  $t$  after the onset of the outburst. According to the geometry of Fig. 1 and the basic principles of superluminal motion (e.g. Pearson & Zensus 1987), we obtain

$$t = \frac{(1+z) \sin \theta}{\beta_{\text{app}} c} (L - L_{\text{on}}) = \frac{(1+z)}{\beta c \Gamma \mathcal{D}} (L - L_{\text{on}}), \quad (23)$$

where  $\beta_{\text{app}}$  is the apparent transverse velocity of the source in units of  $c$  and  $L$  measures the distance along the jet axis in the rest frame of the quasar. To continue working only with proportionalities, we are forced to assume that  $L_{\text{on}}$  is small

with respect to  $L$  during the major part of the shock evolution, so that  $L - L_{\text{on}}$  tends rapidly towards  $L$  during, or just after, the Compton stage. Under this assumption and by considering that  $\beta \Gamma \mathcal{D}$  is proportional to  $\mathcal{D}^2$  for  $\Gamma \gg 1$  and  $\theta \lesssim 1/\Gamma$  (e.g. Marscher 1980), we have  $t \propto \mathcal{D}^{-2} L$ . Finally, by parameterizing the opening radius  $R$  of the jet with the distance  $L$  as  $R \propto L^r$  and by remembering that  $\mathcal{D} \propto R^{-d}$  (Eq. (14)), we obtain

$$t \propto \mathcal{D}^{-2} R^{1/r} \propto R^\rho \quad \text{with} \quad \rho = (2rd + 1)/r. \quad (24)$$

With this relation, the three-stage evolution of Eq. (15) can now be expressed as a function of time  $t$  rather than radius  $R$ , as

$$\left. \begin{array}{l} \nu_{m,i} \propto t^{\beta_i} \quad \text{with} \quad \beta_i \equiv n_i/\rho \\ S_{m,i} \propto t^{\gamma_i} \quad \text{with} \quad \gamma_i \equiv f_i/\rho \end{array} \right\} \Rightarrow \frac{\gamma_i}{\beta_i} = \frac{f_i}{n_i}, \quad (25)$$

where  $\beta_i$  and  $\gamma_i$  are defined as in Paper I and depend now on the five exponents  $s, r, k, b$  and  $d$  via the Eqs (16) to (21) for  $n_i$  and  $f_i$  ( $i=1, 2, 3$ ).

### 3.2. Specificity of individual outbursts

We described in the previous section how the spectral turnover  $(\nu_m, S_m)$  of the emitted synchrotron spectrum behaves according to the physical properties of the jet and during each of the three stages of the shock evolution. What we describe here is how the transitions from one stage to the other are influenced by the physical quantities at the onset of the shock. The first transition from the Compton to the synchrotron stage is characterized by the condition  $u_{\text{ph}} = u_B$ , which corresponds to  $x_1 = x_2$  and can be expressed by the proportionality

$$R_{1|2}^{-(s+5)} \propto K_{1|2}^8 B_{1|2}^{3(s-3)}, \quad (26)$$

where  $K_{1|2} \equiv K(t_{1|2})$ ,  $R_{1|2} \equiv R(t_{1|2})$  and  $B_{1|2} \equiv B(t_{1|2})$ , with the subscript  $1|2$  referring to the transition from the first to the second stage of the shock evolution at a time  $t_{1|2}$  after the onset of the shock.

A similar expression can be derived for the second transition from the synchrotron to the adiabatic stage by imposing that  $x_2 = x_3$ , which corresponds to  $R_{2|3} \propto B_{2|3}^{-3/2} \mathcal{D}_{2|3}^{1/2} \nu_{2|3}^{-1/2}$ , where  $\nu_{2|3} \equiv \nu_m(t_{2|3})$ , with the subscript  $2|3$  referring to the transition from the second to the third stage of the shock evolution. By replacing  $\nu_{2|3}$  in the condition above by the proportionality of Eq. (9) for  $\nu_{m,2}(t_{2|3})$  – or equivalently by that of Eq. (10) for  $\nu_{m,3}(t_{2|3})$  – we obtain

$$R_{2|3}^{-(s+5)} \propto K_{2|3} B_{2|3}^{2s+7} \mathcal{D}_{2|3}^{-1}. \quad (27)$$

We can now further parameterize the proportionalities of Eq. (14), as

$$K \propto K_{\text{on}} R^{-k} \quad B \propto B_{\text{on}} R^{-b} \quad \mathcal{D} \propto \mathcal{D}_{\text{on}} R^{-d}, \quad (28)$$

where the subscript ‘‘on’’ refers to the onset of the shock. By including these relations expressed at the particular radii  $R = R_{1|2}$  and  $R = R_{2|3}$  into Eq. (26) and Eq. (27), respectively, we obtain

$$R_{1|2}^{-(s+5)} \propto K_{\text{on}}^8 B_{\text{on}}^{3(s-3)} \quad \text{and} \quad R_{2|3}^{-(s+5)} \propto K_{\text{on}} B_{\text{on}}^{2s+7} \mathcal{D}_{\text{on}}^{-1}, \quad (29)$$

where the exponents  $\zeta_{1|2}$  and  $\zeta_{2|3}$  are given by

$$\zeta_{1|2} \equiv 8k + 3b(s-3) - (s+5) \quad (30)$$

$$\zeta_{2|3} \equiv k + b(2s+7) - d - (s+5). \quad (31)$$

The expressions of Eq. (29) relate the radii  $R_{1|2}$  and  $R_{2|3}$  of the jet at which the two transitions 1|2 and 2|3 occur to the values of the physical quantities  $K$ ,  $B$  and  $\mathcal{D}$  at, or just after, the onset of the shock. Any change of these quantities at the onset of the shock will therefore have the effect of displacing the position in the jet (via  $L \propto R^{1/r}$ ) at which the two transitions occur. A stronger magnetic field  $B_{\text{on}}$ , for instance, will have the effect to prolong the synchrotron stage, by making it start slightly further upstream in the jet and finish much further downstream for a typical value of  $s \approx 2$  and comparable values of  $\zeta_{1|2}$  and  $\zeta_{2|3}$ .

The values of  $K_{\text{on}}$ ,  $B_{\text{on}}$  and  $\mathcal{D}_{\text{on}}$ , will also influence the times  $t_{1|2}$  and  $t_{2|3}$  after the onset of the shock at which the two transitions are observed, as well as the frequencies  $\nu_{1|2}$  and  $\nu_{2|3}$  and flux densities  $S_{1|2}$  and  $S_{2|3}$  of the self-absorption turnover ( $\nu_m$ ,  $S_m$ ) at these times. By including the proportionalities of Eq. (28) into Eq. (24) for the observed time  $t$  and into Eqs (9) and (12) for the evolution during the synchrotron stage of turnover frequency  $\nu_{m,2}$  and the corresponding flux density  $S_{m,2}$ , we obtain for the first transition

$$t_{1|2} \propto \mathcal{D}_{\text{on}}^{-2} R_{1|2}^{\rho} \quad (32)$$

$$\nu_{1|2} \propto (\mathcal{D}_{\text{on}}^{s+3} K_{\text{on}}^2 B_{\text{on}}^{s-1})^{1/(s+5)} R_{1|2}^{n_2} \quad (33)$$

$$S_{1|2} \propto (\mathcal{D}_{\text{on}}^{3s+10} K_{\text{on}}^5 B_{\text{on}}^{2s-5})^{1/(s+5)} R_{1|2}^{f_2}. \quad (34)$$

Exactly the same expressions apply also to the transition 2|3, because both transitions are related to the synchrotron stage.<sup>3</sup>

If we now substitute the expressions of Eq. (29) for  $R_{1|2}$  and  $R_{2|3}$ , we obtain the proportionalities which define the place in the  $(S, \nu, t)$ -space (cf. Fig. 5) where the transitions from one stage to the other occur according to the values of  $K_{\text{on}}$ ,  $B_{\text{on}}$  and  $\mathcal{D}_{\text{on}}$ . These proportionalities can be expressed as logarithmic shifts  $\Delta \lg P = \lg P - \langle \lg P \rangle$  from an average value  $\langle \lg P \rangle$  of the parameter  $P$ , which stands either for  $K_{\text{on}}$ ,  $B_{\text{on}}$  and  $\mathcal{D}_{\text{on}}$  or for  $S$ ,  $\nu$  and  $t$ . The set of equations relating these shifts for the first transition can be written as

$$\Delta \lg t_{1|2} = U_{t_{1|2}} \Delta \lg K_{\text{on}} + V_{t_{1|2}} \Delta \lg B_{\text{on}} + W_{t_{1|2}} \Delta \lg \mathcal{D}_{\text{on}} \quad (35)$$

$$\Delta \lg \nu_{1|2} = U_{\nu_{1|2}} \Delta \lg K_{\text{on}} + V_{\nu_{1|2}} \Delta \lg B_{\text{on}} + W_{\nu_{1|2}} \Delta \lg \mathcal{D}_{\text{on}} \quad (36)$$

$$\Delta \lg S_{1|2} = U_{S_{1|2}} \Delta \lg K_{\text{on}} + V_{S_{1|2}} \Delta \lg B_{\text{on}} + W_{S_{1|2}} \Delta \lg \mathcal{D}_{\text{on}}. \quad (37)$$

Similar expressions can be written for the second transition by replacing 1|2 in Eqs (35) to (37) by 2|3. The  $2 \times 9$  expressions of the parameters  $U$ ,  $V$  and  $W$  obtained for both transitions are

<sup>3</sup> We would have obtained other proportionalities by using the expressions of the Compton stage for the first transition or those of the adiabatic stage for the second transition. However, the end result of Eqs (36) and (37) would have been the same, because  $\nu_{1|2} \equiv \nu_{m,1}(t_{1|2}) = \nu_{m,2}(t_{1|2})$ , and similarly for  $S_{1|2}$ ,  $\nu_{2|3}$  and  $S_{2|3}$ .

**Table 1.** Expressions of the parameters  $U$ ,  $V$  and  $W$  of Eqs (35) to (37) and of Eq. (40) for the logarithmic shifts  $\Delta \lg P$  of the parameters  $P$  in the first column. These expressions characterize the effect of varying the physical quantities  $K$ ,  $B$  and  $\mathcal{D}$  at the onset of the shock.

	$U$	$V$	$W$
$t_{1 2}$	$\frac{8\rho}{\zeta_{1 2}}$	$\frac{3(s-3)\rho}{\zeta_{1 2}}$	$-2$
$t_{2 3}$	$\frac{\rho}{\zeta_{2 3}}$	$\frac{(2s+7)\rho}{\zeta_{2 3}}$	$-2 - \frac{\rho}{\zeta_{2 3}}$
$\nu_{1 2}$	$\frac{2}{s+5} + \frac{8n_2}{\zeta_{1 2}}$	$\frac{s-1}{s+5} + \frac{3(s-3)n_2}{\zeta_{1 2}}$	$\frac{s+3}{s+5}$
$\nu_{2 3}$	$\frac{2}{s+5} + \frac{n_2}{\zeta_{2 3}}$	$\frac{s-1}{s+5} + \frac{(2s+7)n_2}{\zeta_{2 3}}$	$\frac{s+3}{s+5} - \frac{n_2}{\zeta_{2 3}}$
$S_{1 2}$	$\frac{5}{s+5} + \frac{8f_2}{\zeta_{1 2}}$	$\frac{2s-5}{s+5} + \frac{3(s-3)f_2}{\zeta_{1 2}}$	$\frac{3s+10}{s+5}$
$S_{2 3}$	$\frac{5}{s+5} + \frac{f_2}{\zeta_{2 3}}$	$\frac{2s-5}{s+5} + \frac{(2s+7)f_2}{\zeta_{2 3}}$	$\frac{3s+10}{s+5} - \frac{f_2}{\zeta_{2 3}}$
$\nu_{b,2 3}$	$\frac{n_b}{\zeta_{2 3}}$	$1 + \frac{(2s+7)n_b}{\zeta_{2 3}}$	$1 - \frac{n_b}{\zeta_{2 3}}$

displayed in Table 1. There is a great symmetry among these parameters, which reflects the fact that the two equations

$$\Delta \lg \nu_{2|3} - \Delta \lg \nu_{1|2} = \beta_2 (\Delta \lg t_{2|3} - \Delta \lg t_{1|2}) \quad \text{and} \quad (38)$$

$$\Delta \lg S_{2|3} - \Delta \lg S_{1|2} = \gamma_2 (\Delta \lg t_{2|3} - \Delta \lg t_{1|2}) \quad (39)$$

must be verified, in accordance with Eq. (25).

Finally, we can also derive the influence of  $K_{\text{on}}$ ,  $B_{\text{on}}$  and  $\mathcal{D}_{\text{on}}$  on the high-frequency spectral break  $\nu_{b,2|3} \equiv \nu_b(t_{2|3})$ , which is given by  $\nu_{b,2|3} \propto \mathcal{D}_{\text{on}} B_{\text{on}} R_{2|3}^{n_b}$  (cf. Eq. (22)) and corresponds to the logarithmic shift

$$\Delta \lg \nu_{b,2|3} = U_{\nu_b} \Delta \lg K_{\text{on}} + V_{\nu_b} \Delta \lg B_{\text{on}} + W_{\nu_b} \Delta \lg \mathcal{D}_{\text{on}}, \quad (40)$$

with the expressions of Table 1 for  $U_{\nu_b}$ ,  $V_{\nu_b}$  and  $W_{\nu_b}$ .

#### 4. Parameterization

In the previous section, we described in detail the physical basis of the light-curve decomposition that we present in Sect. 5. Here, we are more concerned by the practical aspect of the decomposition and particularly by the proper definition of the 85 parameters used by the fit.

##### 4.1. The synchrotron spectrum and its average evolution

According to Sect. 3.1, the evolution of a shock wave in a jet follows three distinct stages to which correspond different evolutions of the self-absorption turnover of the synchrotron spectrum emitted by the plasma behind the shock front. The evolution of the turnover ( $\nu_m$ ,  $S_m$ ) during each of the three stages is fully determined through Eq. (25) by only five indices, which are the three indices  $k$ ,  $b$  and  $d$  defined by Eq. (14), the index  $s$  of the electron energy distribution  $N(E)$  and the index  $r$  of the relation  $R \propto L^r$  defining how fast the jet opens with distance  $L$ . In the model presented in Sect. 5, we impose the value of  $d$  to be zero and leave the four other indices as free parameters of the fit. They are constrained by the slopes  $\beta_i$  and  $\gamma_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) of the outburst's evolution in the  $(\lg S, \lg \nu, \lg t)$ -space (cf. Fig. 5) and are the most interesting parameters of

the light-curve decomposition, because they describe physical properties of the jet. The two points  $(t_{1|2}, \nu_{1|2}, S_{1|2})$  and  $(t_{2|3}, \nu_{2|3}, S_{2|3})$  in this space at which the transitions 1|2 and 2|3 from one stage to the other occur are defined by only four of these six quantities, because the slopes  $\beta_2$  and  $\gamma_2$  can be used to determine  $\nu_{2|3}$  and  $S_{2|3}$  from the four other values.

Until now, we have used eight parameters, namely  $s$ ,  $r$ ,  $k$ ,  $b$ ,  $\lg t_{1|2}$ ,  $\lg t_{2|3}$ ,  $\lg \nu_{1|2}$  and  $\lg S_{1|2}$ , to fully characterize the path in the  $(S, \nu, t)$ -space followed in average by the maximum  $(\nu_m, S_m)$  of the self-absorbed synchrotron spectrum. The shape of this spectrum is defined by the general expression (cf. Paper I)

$$S_\nu = S_m \left( \frac{\nu}{\nu_m} \right)^{\alpha_{\text{thick}}} \frac{1 - \exp(-\tau_m (\nu/\nu_m)^{\alpha_{\text{thin}} - \alpha_{\text{thick}}})}{1 - \exp(-\tau_m)}, \quad (41)$$

where  $\tau_m \approx \frac{3}{2} \left( \sqrt{1 - \frac{8}{3} \frac{\alpha_{\text{thin}}}{\alpha_{\text{thick}}} - 1} \right)$  is a good approximation of the optical depth  $\tau_\nu$  at the turnover frequency  $\nu_m$  and  $S_m$  is the real maximum of the spectrum.<sup>4</sup> We choose to impose the value of the optically thick spectral index  $\alpha_{\text{thick}}$  to  $f_3/n_3$  according to the discussion in Sect. 3.1. The optically thin spectral index  $\alpha_{\text{thin}}$  is also determined by the model and has the value  $-s/2$  during the first two stages before flattening to  $-(s-1)/2$  at the transition 2|3 to the adiabatic stage, according to Eqs (5) to (7). This flattening by  $\Delta\alpha_{\text{thin}} = +1/2$  is assumed to end at the time  $t_{2|3}$  of the transition, but since it cannot be instantaneous we are forced to use one parameter to define the time  $t_f$  when it starts. Because this spectral change is expected to begin slowly before accelerating until the transition 2|3, we choose to describe it with a logarithmic expression of the time  $t$ , as

$$\alpha_{\text{thin}}(t) = -\frac{s}{2} + \frac{1}{2} \frac{\lg(t/t_f)}{\lg(t_{2|3}/t_f)} \quad \text{for } t_f \leq t \leq t_{2|3}. \quad (42)$$

According to the considerations of Sect. 3.1, we further allow the spectrum defined by Eq. (41) to have a high- and a low-frequency spectral break as shown in Fig. 2. Since the exact shape of the breaks is difficult to assess (cf. Marscher 1977; Band & Grindlay 1985), we choose to keep them sharp, rather than smooth them arbitrarily, because sharp breaks have the advantage to define precisely the frequency at which they occur. The spectrum therefore simplifies to  $S_h (\nu/\nu_h)^{2.5}$  at the lowest frequencies ( $\nu < \nu_h$ ) and to  $S_b (\nu/\nu_b)^{-s/2}$  at the highest frequencies ( $\nu > \nu_b$ ), where  $S_h \equiv S_\nu(\nu_h)$  and  $S_b \equiv S_\nu(\nu_b)$  are calculated by using Eq. (41). The frequency ratio  $\nu_h/\nu_m$  of the low-frequency break to the spectral turnover is a free parameter of the fit and is assumed to remain constant throughout the outburst's evolution. This ratio might actually slightly increase with time due to the increase of the thickness  $x$  of the emitting region behind the shock front, but, for simplicity and because the effect might change from one stage to the other, we do not take this possible increase into account.

<sup>4</sup> Note that  $S_m$  as defined in Sect. 3.1 is not the real maximum, but the extrapolation  $S_m^{\text{thin}} \equiv S_\nu^{\text{thin}}(\nu_m)$  down to  $\nu_m$  of the optically thin spectrum. The real maximum  $S_m$  is related to  $S_m^{\text{thin}}$  by  $S_m = S_m^{\text{thin}}(1 - \exp(-\tau_m))/\tau_m$ , but this distinction is not important for this work, which is based on proportionalities.

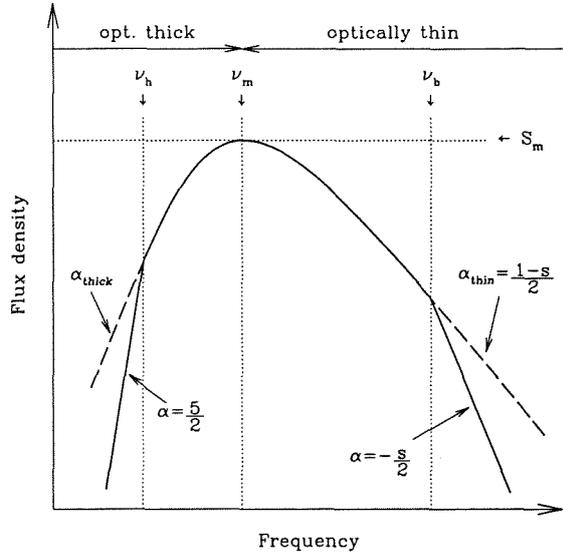


Fig. 2. The shape of the synchrotron spectrum (solid line) assumed to be emitted behind the shock front during the final stage of the shock evolution. We show the effect of adding two spectral breaks to the simpler spectrum (dashed line) used in Paper I

Since we do not extend the light-curve decomposition up to infrared frequencies, we do not need to consider a high-frequency spectral break during the two first stages of the outburst's evolution, which would have the effect to further steepen the optically thin spectral index  $\alpha_{\text{thin}}$  to  $-(s+1)/2$ . For frequencies above the break frequency  $\nu_b$ ,  $\alpha_{\text{thin}}$  remains therefore always at its value of  $-s/2$ , even when it is flattening at lower frequencies. The evolution with time of the break frequency  $\nu_b$  is given by  $\nu_b = \nu_{b,2|3} (t/t_{2|3})^{n_b/\rho}$ , where  $\nu_{b,2|3} \equiv \nu_b(t_{2|3})$  is a free parameter of the fit and the ratio  $n_b/\rho$  is fixed by the values of  $r$ ,  $b$  and  $d$  through Eqs (22) and (24).

#### 4.2. Characteristics of different outbursts

The 11 parameters defined above suffice to describe fully the spectral evolution of the average outburst shown in Fig. 5. The behaviour of the spectral turnover during each of the three stages of the evolution will be exactly the same for all individual outbursts. What can change from one outburst to the other is the position in the  $(\lg S, \lg \nu, \lg t)$ -space where the two stage transitions occur. In Paper I, the two transition points were not allowed to move separately and therefore all outbursts were self-similar in the sense that they all had exactly the same evolution pattern in the  $(\lg S, \lg \nu, \lg t)$ -space. Here, the distance between the two transition points can change and hence make the synchrotron stage relatively longer or shorter.

Although this new effect makes the light-curve modelling more complex, we do not introduce a further free parameter per

outburst to describe it. Instead, we now give a physical origin to the three logarithmic shifts  $\Delta \lg S$ ,  $\Delta \lg \nu$  and  $\Delta \lg t$  in flux density  $S$ , frequency  $\nu$  and time  $t$  of Paper I, by replacing them by shifts of the values at the onset of the shock of the factor  $K$  in the expression of the electron energy distribution  $N(E)$ , the magnetic field  $B$  and the Doppler factor  $\mathcal{D}$ . The change of the three physical quantities  $K_{\text{on}}$ ,  $B_{\text{on}}$  and  $\mathcal{D}_{\text{on}}$  results in different shifts in flux, frequency and time for the two transitions 1|2 and 2|3 according to Eqs (35) to (37). The shifts used in Paper I appear therefore to be quite unrealistic, because any such displacement in the  $(\lg S, \lg \nu, \lg t)$ -space will also result in making the synchrotron stage longer or shorter.

Actually, the physical link between the shift of an outburst and its shape is able to solve some problems we had in Paper I (cf. Sect. 5), but does not improve the overall quality of the light-curve decomposition. To obtain a comparable fit, we have to add two outbursts, one in 1988 and one in 1991. Three other outbursts were added to extend the modelling of the light-curves to the most recent observations included here (cf. Sect. 2). We end up with seventeen outbursts, each characterized by four parameters, namely the date of its onset  $T_{\text{on}}$  and the three logarithmic changes  $\Delta \lg K_{\text{on}}$ ,  $\Delta \lg B_{\text{on}}$  and  $\Delta \lg \mathcal{D}_{\text{on}}$  of the physical quantities  $K$ ,  $B$  and  $\mathcal{D}$  at the onset of the shock. We therefore need a total of  $17 \times 4 = 68$  parameters to model the specificity of the seventeen individual outbursts.

#### 4.3. Contributions from the outer jet and previous outbursts

The outer jet and especially its terminal hot spot called 3C 273A contributes significantly to the observed flux density at low radio frequencies, but this contribution can be considered as constant during the 20 years of this work. The spectrum of the hot spot 3C 273A is shown by Conway et al. (1993) and corresponds roughly to a power-law with a spectral index  $\alpha$  of 0.85 above  $\sim 1$  GHz, as described in Türler et al. (1999a). As in Paper I, the fit of the light-curves by the series of outbursts is done above this constant power-law contribution.

Another important contribution at low frequencies comes from the superimposed decays of the outbursts peaking before 1979. In Paper I, we modelled this contribution by an exponential flux decay, which was appropriate because the decline of the individual outbursts was also modelled by an exponential decay in the light-curve approach, so that the characteristic e-folding time was well constrained at all frequencies. It would be unsatisfactory to take here the same exponential decays, because the declining phase of a three-stage evolution implies that the final light-curve decay of each outburst is a power-law and not an exponential, as illustrated by the linear ending of the logarithmic light-curves of Fig. 5a.

The observed flux decay  $S_{\nu}^*(t) \equiv S_{\nu}(\nu^*, t)$  with time  $t$  at a given frequency  $\nu^*$  can be written as  $S_{\nu}^*(t) = S_m(t)(\nu^*/\nu_m(t))^{\alpha_{\text{thin}}}$ , where the equality holds strictly if  $S_m$  is actually the extrapolation  $S_m^{\text{thin}}$  of the optically thin spectrum (cf. footnote 4). During the final stage of the outburst's evolution, the time dependence of this quantity can be expressed as  $S_m(t) = S_m^*(t/t_m^*)^{\gamma_3}$  (cf. Eq. (25)), where  $t_m^* \equiv$

$t_m(\nu^*)$  is the time after the onset of the outburst when the spectral turnover  $(\nu_m, S_m)$  passes at the frequency  $\nu^*$ , i.e. the time  $t$  for which  $\nu_m(t) = \nu^*$ . The corresponding equation for the turnover frequency is  $\nu_m(t) = \nu_m^*(t/t_m^*)^{\beta_3}$ . With these two equations, the light-curve decay at a given frequency  $\nu^*$  during the adiabatic stage is given by

$$S_{\nu}^*(t) \propto \left(\frac{t}{t_m^*}\right)^{\gamma_3 - \beta_3 \alpha_{\text{thin}}} \quad \text{with} \quad t_m^* = t_{2|3} \left(\frac{\nu^*}{\nu_{2|3}}\right)^{1/\beta_3}. \quad (43)$$

The quantity  $t_m^*$  acts as a characteristic timescale of the power-law decay at a frequency  $\nu^*$  and its frequency dependence describes how this timescale increases towards lower frequencies. In Eq. (43),  $\alpha_{\text{thin}}$  can be replaced by  $-(s-1)/2$ , if we do not consider a possible effect of the optically thin spectral break, which arises only at later times, once the break frequency  $\nu_b$  has reached the frequency  $\nu^*$ .

On this basis, we can model the contribution at a given frequency  $\nu$  of the superimposed decays of the outbursts peaking before 1979 by the decay of an hypothetical outburst having an amplitude  $A_0(\nu)$  at the date  $T_0 = T_{\text{on}} + t_m(\nu) = 1979.0$  and then decaying as

$$S_{\nu}(T) = A_0(\nu) \left(1 + \frac{T - 1979}{\mu t_m(\nu)}\right)^{\gamma_3 + \beta_3(s-1)/2}, \quad (44)$$

where we have used Eq. (43) with  $t$  replaced by  $T - T_{\text{on}} = t_m(\nu) + T - 1979$  and we have introduced a factor  $\mu (> 1)$ , which is frequency independent. There is no physical justification for introducing this factor  $\mu$ , but it was found to be a simple way to take into account the fact that the superimposition of several outbursts with different onset dates does decay with a longer characteristic timescale as a single outburst. For the whole range of frequencies covered by the thirteen light-curves considered in this work,  $A_0(\nu)$  in Eq. (44) is the millimetre-to-radio spectrum of 3C 273 in 1979.0. This spectrum is modelled by a cubic spline parameterized at the four frequencies defined by  $\lg(\nu/\text{GHz}) = 0.3, 0.5, 1.0$  and  $1.5$  and is extrapolated to higher frequencies. We choose this low frequency range, because the influence of the spectrum  $A_0(\nu)$  is the greatest in the radio domain and becomes negligible at submillimetre wavelengths (cf. Fig. 6). The value and the frequency dependence of the timescale  $t_m(\nu)$  is completely determined by the right part of Eq. (43) with  $\nu^*$  replaced by  $\nu$ , so that the contribution from the outbursts prior to 1979 is only modelled by five free parameters, namely the values of  $A_0(\nu)$  at the four above-mentioned frequencies and the frequency independent parameter  $\mu$ .

A final parameter of the fit is the GBI scaling factor mentioned in Sect. 2 and therefore the total number of free parameters used to adjust the 5234 observational points in the thirteen light-curves is  $11 + 68 + 6 = 85$ . We fit all light curves simultaneously, but usually with not more than ten of the 85 parameters at a time. The four indices  $s$ ,  $r$ ,  $k$  and  $b$  are adjusted together, followed by the seven other parameters defining the spectral evolution of the average outburst. The specificity of individual outbursts is adjusted by a series of fits concerning only two or three outbursts at a time. Finally, we fit together the six remaining parameters, which define the initial flux decay and the

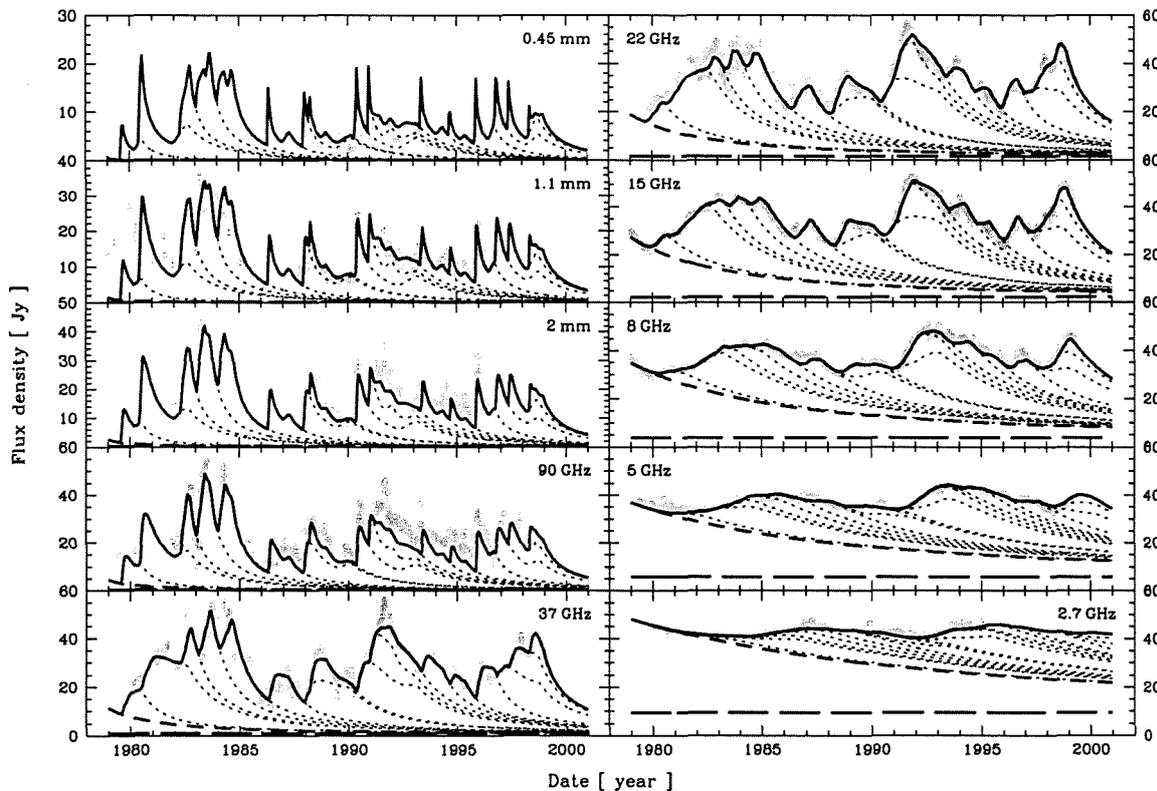


Fig. 3. Ten out of thirteen submillimetre-to-radio light-curves of 3C 273 decomposed into a series of seventeen synchrotron outbursts. The best-fit light-curve (solid line) is the sum of the constant emission from the outer jet (long-dashed line), the global decay of all outbursts peaking before 1979 (short-dashed line) and the seventeen superimposed outbursts (dotted lines) starting at the dates  $T_{on}$  given in Table 3

GBI scaling factor. This procedure is repeated many times until the values of the parameters converge to their best-fit values. In total, several hundreds iterative fits are needed to obtain the light-curve decomposition of Fig. 3.

## 5. Results

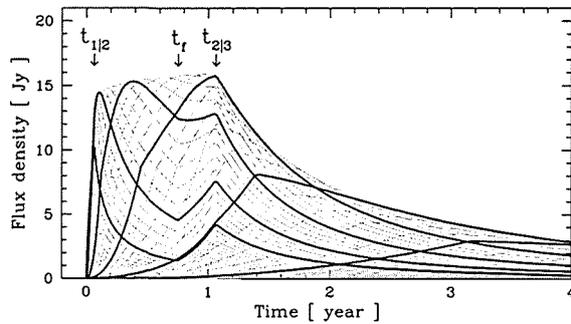
We present here the results obtained by fitting the submillimetre-to-radio light-curves of 3C 273 according to the jet model described in Sect. 3 and with the set of parameters defined in Sect. 4. We choose to focus in this section on the results obtained by assuming that the synchrotron emitting plasma behind the shock front moves with constant speed and direction, so that the Doppler factor  $\mathcal{D}$  remains constant during the outburst's evolution. The index  $d$  characterizing the decrease of  $\mathcal{D}$  with jet radius  $R$  (cf. Eq. (14)) was therefore fixed at a value of zero. All following figures and tables correspond to this particular jet model. In Sect. 6.1, we will however also discuss the results of an alternative jet model, in which the Doppler factor is free to vary, but we impose the jet to be conical.

The best-fit decomposition we could achieve with the jet model having a constant Doppler factor  $\mathcal{D}$  is illustrated in Fig. 3. We note that the light-curves which are the best reproduced by the model are the radio light-curves, and especially those at 15 GHz and at 8 GHz. In the 22 GHz light-curve, the rapid variations from 1981.0 to 1983.5 are not well described by the model, and at 37 GHz, there is mainly a problem with the prominent peak of 1991.5. At 90 GHz, it is striking to note that the model reproduces quite well the features of the observed light-curve, but cannot reach a sufficiently high flux level. The same problem is also apparent at a wavelength of 2 mm and it is only at 1.1 mm that the model light-curve is again on average at the same flux level than the observations. Finally, at the highest frequencies, the model light-curve does not decrease enough between the outbursts to adjust the lowest flux observations.

Apart from this general problem, which will be discussed in Sect. 6.1, we note that the detailed structure of the light-curves is remarkably well reproduced by the set of outbursts. In particular, the fast decay around 1985 is now much better reproduced by the model than it was in Paper I. The rapid variations of the flare peaking near 1996.0 are also better described by the new parameterization. If we compare the high-

**Table 2.** Best-fit values of the parameters defined in Sect. 4 and corresponding to the evolution of the typical outburst shown in Fig. 5. Other related quantities defined in Sect. 3 are also displayed here and are distinguished from the adjusted parameters by the symbol †

Par.	Val.	Par.	Val.	Par.	Val.	Par.	Val.
$s$	2.05	$r$	0.82	$k$	3.03	$b$	1.58
$t_{1 2}$	0.07 yr	$\nu_{1 2}$	442 GHz	$S_{1 2}$	14.2 Jy	$\zeta_{1 2}^\dagger$	12.7
$t_{2 3}$	1.06 yr	$\nu_{2 3}$	36.7 GHz	$S_{2 3}^\dagger$	16.0 Jy	$\zeta_{2 3}^\dagger$	13.5
$t_f$	0.75 yr	$\nu_{b,2 3}$	16.3 THz	$\nu_h/\nu_m$	0.40	$\mu$	4.13
$n_1^\dagger$	-0.64	$n_2^\dagger$	-1.09	$n_3^\dagger$	-1.73	$n_b^\dagger$	-2.91
$f_1^\dagger$	+1.18	$f_2^\dagger$	+0.05	$f_3^\dagger$	-1.53	$\rho^\dagger$	+1.22
$\beta_1^\dagger$	-0.53	$\beta_2^\dagger$	-0.89	$\beta_3^\dagger$	-1.41		
$\gamma_1^\dagger$	+0.96	$\gamma_2^\dagger$	+0.04	$\gamma_3^\dagger$	-1.25		
$\gamma_1/\beta_1^\dagger$	-1.83	$\gamma_2/\beta_2^\dagger$	-0.05	$\gamma_3/\beta_3^\dagger$	+0.88		



**Fig. 4.** Model light-curves of the average outburst in 3C 273 at different frequencies spaced by 0.1 dex (grey lines). The six high-lighted light-curves are at frequencies  $\nu$  defined by  $\lg(\nu/\text{GHz}) = 3.0, 2.5, \dots, 0.5$ , in order of increasing timescales

frequency light-curves of Fig. 4 with those shown in Fig. 7b of Paper I, we see that the improved description of this outburst starting in 1995.8 is achieved with a faster decline just after the peak of the high-frequency light-curves. This faster decline results from the introduction of the new parameter  $t_f$ , which defines the time when the optically thin spectral index begins to flatten and from the fact that this time is delayed with respect to the time  $t_{1|2}$  of the first stage transition. This flattening, occurring now just at the end of the synchrotron stage, is in very good agreement with the shock model of MG85. The above-mentioned better description of the decay around 1985 is not due to the same effect. A satisfactory fit of 3C 273's behaviour at this epoch could indeed only be achieved once we took into account the possibility that the stage transition points 1|2 and 2|3 could be shifted separately as it is the case here (cf. Sect. 4.2). The appropriate shape of the last three outbursts peaking before 1985 was obtained by reducing very much their intermediate synchrotron stage, as shown by the values in the last column of Table 3.

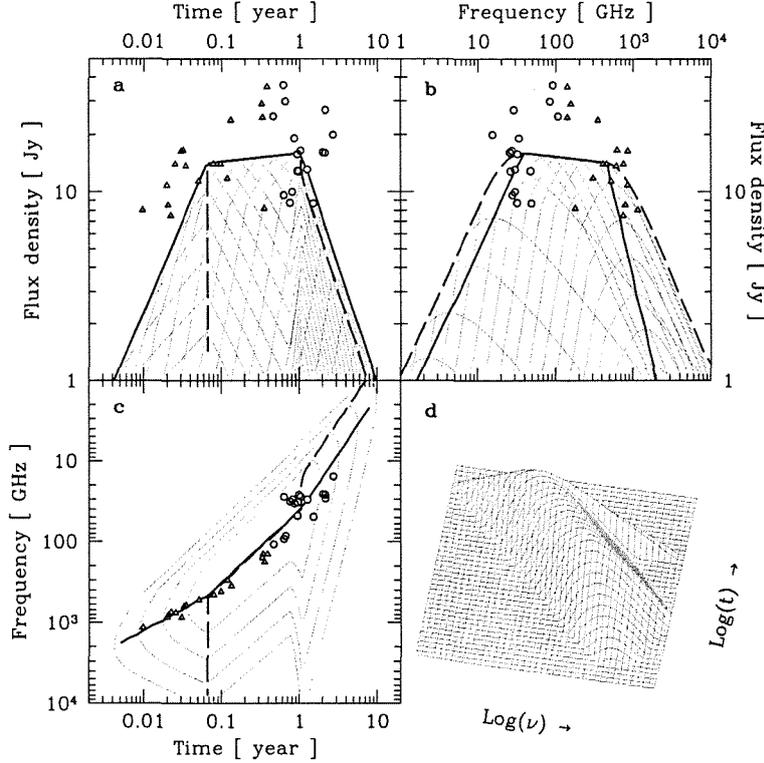
The best-fit values of the adjusted parameters and the corresponding values of other interesting quantities are displayed

**Table 3.** Individual characteristics of the seventeen outbursts starting at the dates  $T_{\text{on}}$  given in the first column. The three next columns display, respectively, the logarithmic shifts of the normalization  $K_{\text{on}}$  of the electron energy distribution  $N(E)$ , of the magnetic field  $B_{\text{on}}$  and the Doppler factor  $\mathcal{D}_{\text{on}}$ , with all three quantities evaluated at the onset of the shock. The two last columns show the effect of these shifts on the relative maximum flux reached by each outburst, as expressed by  $\Delta \lg S_{2|3}$ , and the relative duration of the synchrotron stage, as expressed by  $\lg(t_{2|3}/t_{1|2})$ . In Fig. 5a, these two last quantities characterize, respectively, the flux density level of the circles and the distance between them and the corresponding triangles

$T_{\text{on}}$	$\Delta \lg K_{\text{on}}$	$\Delta \lg B_{\text{on}}$	$\Delta \lg \mathcal{D}_{\text{on}}$	$\Delta \lg S_{2 3}$	$\lg(t_{2 3}/t_{1 2})$
1979.56	+0.08	-0.21	-0.07	-0.09	0.90
1980.41	+0.42	+0.22	-0.02	+0.23	1.21
1982.30	+0.49	-0.58	-0.09	+0.19	0.14
1983.05	+0.67	-0.43	-0.07	+0.36	0.21
1984.02	+0.57	-0.41	-0.07	+0.27	0.30
1986.32	-0.18	+0.08	+0.06	-0.01	1.43
1987.90	+0.17	+0.19	-0.05	+0.00	1.34
1988.19	-0.48	+0.05	+0.06	-0.20	1.60
1990.34	-0.04	+0.56	+0.07	+0.10	1.95
1990.92	-0.24	+0.19	+0.09	+0.01	1.61
1991.12	+0.28	-0.32	-0.21	-0.26	0.63
1993.33	-0.39	+0.18	+0.09	-0.10	1.69
1994.64	-0.50	-0.01	+0.04	-0.26	1.53
1995.84	-0.15	+0.09	+0.08	+0.08	1.42
1996.74	+0.11	+0.21	-0.03	+0.00	1.40
1997.35	-0.11	+0.08	-0.00	-0.09	1.39
1998.30	-0.71	+0.10	+0.13	-0.22	1.81

in Table 2. These values define the three-dimensional evolution of the average outburst in 3C 273, as shown in Fig. 5. We note that the decline of the turnover flux  $S_m$  with turnover frequency  $\nu_m$  is now flatter than obtained with the three-stage approach of Paper I. Instead of  $\gamma_3/\beta_3 = 1.14$ , we now find  $\gamma_3/\beta_3 = 0.88$ . This difference could be due to the introduction of the high-frequency break in the spectrum (cf. Fig. 2). Another difference is the steeper rise of  $S_m$  with  $\nu_m$  by nearly a factor 2 ( $\gamma_1/\beta_1$  is now of -1.83 instead of -0.99). This might be due to the introduction of the low-frequency spectral break, but it must be noticed that this initial part of the evolution is the less constrained stage of the outburst's evolution. Its behaviour could therefore be imposed by the best-fit values of  $s$ ,  $r$ ,  $k$  and  $b$ , which are more strongly constrained by the two other stages of the evolution. Nevertheless, both the steeper rise and the flatter decline obtained here are in better agreement with the original outburst's evolution proposed by MG85.

The value of 2.05 that we obtain for the index  $s$  of the electron energy distribution  $N(E)$  corresponds to an optically thin spectral index of  $\alpha_{\text{thin}} = -(s-1)/2 \approx -0.53$  for the final adiabatic stage of the outburst's evolution. These values for  $s$  and  $\alpha_{\text{thin}}$  are slightly higher than those obtained in Paper I, but are still well below the values of  $s = 2.4$  and  $\alpha_{\text{thin}} = -0.7$  measured by MG85 for the strong flare of 1983. The parameter  $K$  of the electron energy distribution  $N(E)$  is found to evolve



**Fig. 5. a–d.** Logarithmic evolution of the average outburst in 3C 273. Panel d shows the three-dimensional representation in the  $(\lg S, \lg \nu, \lg t)$ -space. The other panels show the three Cartesian projections of this surface: a logarithmic light-curves at different frequencies spaced by 0.2 dex; b synchrotron spectra at different times spaced by 0.2 dex; c contour plot in the frequency versus time plane. The thick solid line is the path followed by the turnover of the spectrum. This line is a broken power-law having three different indices in each panel. From left to right, these indices are  $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$  in panel a;  $\gamma_3/\beta_3, \gamma_2/\beta_2, \gamma_1/\beta_1$  in panel b; and  $\beta_1, \beta_2, \beta_3$  in panel c, with the values given in Table 2. The dashed line is the line connecting the peak fluxes of the light-curves at different frequencies. The points show for each of the seventeen outbursts the position that would have the two stage transitions 1|2 (triangles) and 2|3 (circles) as a consequence of the logarithmic shifts  $\Delta \lg K_{\text{on}}, \Delta \lg B_{\text{on}}$  and  $\Delta \lg D_{\text{on}}$  given in Table 3

with the width of the jet  $R$  approximately as  $K \propto R^{-3.0}$ , which is just a bit steeper than the decrease  $K \propto R^{-2(s+2)/3} \propto R^{-2.7}$  expected if the jet flow was adiabatic (e.g. Gear 1988). The decrease of the magnetic field  $B$  with  $R$  is found to be between the two extreme cases of  $B \propto R^{-2}$  expected if  $B$  was parallel to the jet axis and  $B \propto R^{-1}$  expected if  $B$  was transverse to the jet (e.g. Begelman et al. 1984). The obtained index of  $b = 1.58$  suggests that the parallel  $B_{\parallel}$  and the perpendicular  $B_{\perp}$  components of the magnetic field are roughly equal. Finally, the best-fit value of  $r = 0.82$  obtained with this model having a constant Doppler factor  $\mathcal{D}$  suggests that the inner jet of 3C 273 is not really conical, but tends to open slightly less with distance  $L$  along the jet axis (cf. Fig. 1).

The individual characteristics of the outbursts are presented in Table 3. They are expressed by the logarithmic shifts  $\Delta \lg P = \lg P - \langle \lg P \rangle$  from an unknown average value  $\langle \lg P \rangle$  of the physical quantities  $K_{\text{on}}, B_{\text{on}}$  and  $\mathcal{D}_{\text{on}}$  at the onset of the shock. The dispersions  $\sigma$  of the seventeen values in the columns of Table 3 are  $\sigma \approx 0.40$  for  $\Delta \lg K_{\text{on}}$ ;  $\sigma \approx 0.29$  for  $\Delta \lg B_{\text{on}}$ ; and  $\sigma \approx 0.09$  for  $\Delta \lg \mathcal{D}_{\text{on}}$ . We note that the Doppler factor  $\mathcal{D}$  is the quantity with the smallest relative changes from one outburst to the other. To study the possibility that the logarithmic shifts of the three physical quantities  $K_{\text{on}}, B_{\text{on}}$  and  $\mathcal{D}_{\text{on}}$  are correlated, we applied a Spearman rank-order test (e.g. Press et al. 1992) to these three data sets. We find out that there is a very significant anti-correlation between the val-

ues of  $\Delta \lg K_{\text{on}}$  and those of  $\Delta \lg \mathcal{D}_{\text{on}}$ . The probability that a stronger anti-correlation could occur by chance is less than  $6 \cdot 10^{-5}$ . A weaker trend, with a probability of non-correlation of less than 2 %, suggests that  $\Delta \lg \mathcal{D}_{\text{on}}$  is positively correlated with  $\Delta \lg B_{\text{on}}$ . On the other hand, no significant correlation is found between  $\Delta \lg K_{\text{on}}$  and  $\Delta \lg B_{\text{on}}$ . These relations are discussed in Sect. 6.2.

## 6. Discussion

In Paper I, we discussed the relationship between the onset of an outburst and the ejection of a new VLBI component in the jet and we concluded that the identified outbursts do fairly well correspond to the VLBI knots. The physical model presented here does not change this conclusion and therefore we postpone a further discussion of this relationship until more recent VLBI measurements of 3C 273 are published. We focus, in Sect. 6.1, on the global properties of the inner jet, before discussing, in Sect. 6.2, the peculiarities of individual outbursts.

### 6.1. On the global properties of the inner jet

We have shown in Fig. 3 the decomposition of a series of light-curves. It is, of course, also possible to show the corresponding decomposition of the observed spectrum at different epochs. As an example, we give in figure Fig. 6 the spectral dissec-

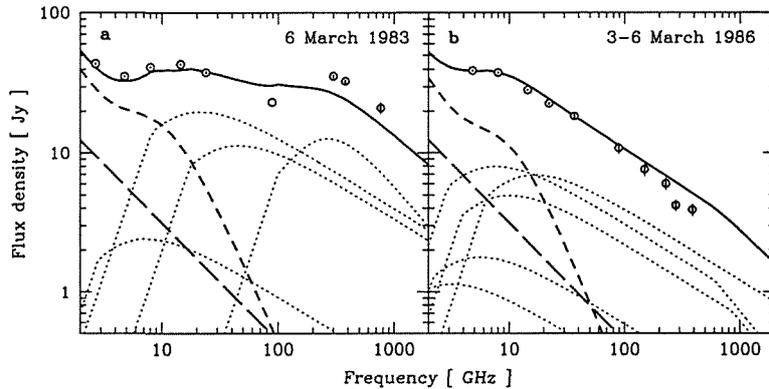


Fig. 6. a and b. Spectral dissection of 3C 273's submillimetre-to-radio emission in the 2–2000 GHz range at the epochs of highest (a) and lowest (b) flux levels in the submillimetre range during the last 20 years. These epochs correspond to the famous spectra of 3C 273 published by Robson et al. (1983, 1986). The model spectrum (solid line) is the sum of the constant outer jet contribution (long-dashed line), the slowly decaying contribution from the outbursts peaking before 1979 (short-dashed line) and the following individual synchrotron outbursts (dotted lines) evolving from high to low frequencies

tion of the two most different submillimetre-to-radio spectra observed in 3C 273 during the last 20 years. Until now, such a spectral dissection could only be achieved with VLBI observations and the best example of this is probably the decomposition by Marscher (1988) of the radio spectrum of the relatively high redshift quasar NRAO 140. Actually, the great similarity between the dissection of NRAO 140, based on a single epoch VLBI image, and the dissection of Fig. 6, based on multi-wavelength variability observations, gives strong support to the idea that VLBI knots, observed in the jet, are physically linked to the outbursts seen in the light-curves.

The kind of spectral shape shown in Fig. 6a, with a relative maximum of the spectrum in the millimetre range, was observed in several blazars by Brown et al. (1989) and interpreted as the evidence of two synchrotron components contributing to the spectrum. The two decompositions of Fig. 6, suggest that these two components are not of distinct nature, but that the flaring component progressively becomes part of the more slowly varying component as it evolves towards lower frequencies. It means that, apart from the contribution of the outer jet, the quiescent radio emission of 3C 273 can be entirely attributed to the superimposed decays of earlier outbursts.

We have assumed in this work that the emission of the inner jet is negligible outside of a small region containing the shocked plasma just behind the shock front (cf. Fig. 1). It means that we have implicitly made the hypothesis that the emission of the unresolved VLBI core is due to the emission of the one or two most recent outbursts observed during the earlier phases of their evolution. This is a rather extreme assumption, since it is usually believed that the base of the jet is also contributing to the emission, because of the higher electron and magnetic field density at the narrow end of the jet. The present work shows that the main features of submillimetre-to-radio emission of 3C 273 can be understood as being only due to shock waves. There are, however, some indications that there is still some place left for an underlying contribution of the inner jet. The presence of an inner jet contribution is suggested by the relatively poor fit at millimetre and submillimetre wavelengths and especially by the fact that it is not the shape of the variations which is the greatest problem, but much more the av-

erage flux level reached by the model, which is too low at some frequencies and too high at others (cf. Sect. 5). The idea behind this is that the model seems to make a compromise between the opposite requests of, on the one hand, the millimetre observations asking to flatten the optically thin spectral index to have more flux during the slow decline of the outbursts and, on the other hand, the submillimetre observations asking to steepen this index, in order to decrease the flux level at the end of the outbursts.

It is possible that this problem could be solved by adding an underlying nearly constant spectrum with a maximum around a frequency of 90 GHz, in association with a steeper optically thin spectral index for the individual outbursts. This would imply a higher value for the index  $s$  of the electron energy distribution, in better agreement with the value of 2.4 inferred from the measure of the millimetre-to-infrared slope of the flaring spectrum during the initial stage of the 1983 outburst (MG85). Such an underlying contribution from the inner jet to the millimetre and submillimetre emission of 3C 273 could possibly be related to the so called  $\mathcal{R}$  component identified in the blue-bump of 3C 273 by Paltani et al. (1998). Indeed, this slowly varying component, which dominates the optical spectrum, can be interpreted as synchrotron emission and might reveal the blazar-like characteristics of 3C 273.

As mentioned in Sect. 5, the obtained value of 1.6 for the index  $b$  suggests that the parallel  $B_{\parallel}$  and the perpendicular  $B_{\perp}$  components of the magnetic field  $B$  are roughly equal. The simplest interpretation of this result is that the magnetic field  $B$  is turbulent behind the shock front, leading to a re-isotropization of the field. Another possibility, but which requires much more fine tuning, is that  $B_{\parallel}$  is dominant in the underlying jet and that the shock amplifies just enough the  $B_{\perp}$  component (see MG85) to end with  $B_{\perp} \approx B_{\parallel}$ . The obtained value of  $r \simeq 0.8$  suggests that the jet opens less with distance  $L$  along the jet axis than if it was conical. Such a behaviour was recently observed in M 87 (Virgo A, 3C 274) on an image of its very inner jet (Junor et al. 1999). A non-conical jet can arise due to an accelerating jet flow (Marscher 1980), but this interpretation would be in contradiction with the constant Doppler factor  $\mathcal{D}$  assumed in this model. Another possibility

is that there is an external pressure which confines the jet, so that the jet does not expand freely in two dimensions. Such a collimation could be of magnetic origin, either in the case of a magnetically self-confined jet (cf. Begelman et al. 1984) or in the case of the two-flow model (Sol et al. 1989), which assumes that a highly relativistic electron-positron beam is confined within the magneto-hydrodynamic structure of a mildly relativistic electron-proton jet.

The discussion above concerns the results obtained with a shock model in which we assume a constant Doppler factor  $\mathcal{D}$  by imposing a zero value for the index  $d$ . We obtain a comparable  $\chi^2$  of the fit using an alternative model in which we assume that the jet is conical and thus that the index  $r$  equals 1. For this model, we obtained very similar values for most parameters given in Table 2, including the indices  $s$  and  $b$ , which therefore seem to be strongly constrained by the light-curve decomposition. What changes with this conical jet model are the values of the indices  $k$  and  $d$ . The value of  $k$  decreases to 2.72, which is now almost the value of  $k_{\text{ad}} = 2(s+2)/3 \simeq 2.70$  corresponding to an adiabatic jet flow and the best-fit value for  $d$  is 0.10, which suggests either that the emitting region is slightly decelerating while it travels down the jet or that the jet is bending away from the line-of-sight. Even if the shock front is not decelerating, a slight deceleration of the centre of the emitting region is a natural consequence of the continuous increase of its thickness  $x$  during the whole shock evolution. Therefore, even for a straight jet, this positive value of  $d$  might not be in contradiction with a value of  $k$  typical for an adiabatic jet flow. On the other hand, it is well established that the path projected on the sky followed by the VLBI components in the parsec-scale jet of 3C 273 is curved (e.g. Abraham et al. 1996). It is therefore also possible that the slight decrease of the Doppler factor  $\mathcal{D}$  suggested by the conical jet model is related to this overall bending of the jet.

The fact that both the model with a constant Doppler factor  $\mathcal{D}$  and the conical jet model give an equally good fit suggests that the light-curve decomposition cannot uniquely determine the values of the three parameters  $r$ ,  $k$  and  $d$ . Indeed, by leaving all these parameters free to vary, we could not achieve a better fit than obtained with one of them fixed. It means that besides the two models discussed above, jet models with other combinations of the values of  $r$ ,  $k$  and  $d$  cannot be excluded by our light-curve decomposition.

### 6.2. On the peculiarities of individual outbursts

Concerning the specificity of individual outbursts, we noted in Paper I that short- and long-lived outbursts in 3C 273 are usually not peaking at the same frequency. Long-lived outbursts were found to peak at lower frequencies and we proposed that this relationship might be related to the distance down the jet at which the shock forms. The proper interpretation of the peculiarities of individual outbursts is now complicated by the fact that the outbursts are not self-similar anymore, because of the different behaviour of the two stage transitions 1|2 and 2|3 when the physical quantities  $K$ ,  $B$  and  $\mathcal{D}$  change (cf. Sect. 3.2).

For instance, relatively high values of  $K_{\text{on}}$  and low values of  $B_{\text{on}}$  result in a shorter synchrotron stage. This effect is particularly pronounced in the three successive outbursts between 1982 and 1984 (cf. Table 3). The apparent absence of a flat peaking stage in 3C 345 (Stevens et al. 1996) could therefore be due to a relatively low magnetic field  $B$  as compared to the factor  $K$  of the electron energy distribution.

We note in Sect. 5 that there is apparently no correlation from one outburst to the other between the two quantities  $K_{\text{on}}$  and  $B_{\text{on}}$  at the onset of the shock. This result suggests that differences from one outburst to the other are not primarily due to changes of the compression ratio  $\eta$  of the shock, because in this case we would expect correlated  $K_{\text{on}}$  and  $B_{\text{on}}$  variations due to their similar dependence on  $\eta$  (cf. MG85). Changes of  $K_{\text{on}}$  which are independent of  $B_{\text{on}}$  could be possible if the acceleration process of the electrons crossing the shock front was not adiabatic. In this case, the energy gain  $\xi$  of the electrons would not simply be related to the compression ratio as  $\xi = \eta^{1/3}$  (MG85), but might have different behaviours from one outburst to the other. Since the normalization  $K_{\text{on}}$  of the electron energy distribution is proportional to  $\xi^{s-1}$  (MG85), changes of the electron energy gain  $\xi$  for different shocks in 3C 273 could lead to the observed changes of  $K_{\text{on}}$ . This interpretation is supported by the significant anticorrelation found between  $K_{\text{on}}$  and the Doppler factor  $\mathcal{D}_{\text{on}}$ , because a non-adiabatic shock wave converts bulk kinetic energy into internal energy (e.g. Begelman et al. 1984). Outbursts with a small value of  $\mathcal{D}$  and a great value of  $K$ , would therefore be associated with more efficient shocks, for which a greater fraction of their bulk kinetic energy, as measured by  $\mathcal{D}$ , would be converted into internal energy by increasing the average energy gain  $\xi$  of the electrons.

## 7. Summary and conclusion

This work presents a physical model, which describes the evolution of synchrotron outbursts emitted by shock waves in a relativistic jet. This model is a generalization of the original shock model of MG85 and is found to be able to describe the detailed structure of the very well sampled long-term submillimetre-to-radio light-curves of 3C 273. The more than 5000 observations in the different light-curves constrain strongly the shock model. This allows us not only to define the average outburst's evolution, but also to study the peculiarities of the seventeen individual outbursts used to describe the behaviour of 3C 273 during the last 20 years. The main results are the following:

- The quiescent low frequency emission can be understood as being entirely due to the superimposition of slowly decaying outbursts, which flared a few years before, and a constant contribution from the hot spot (3C 273A) of the outer jet.
- The values of the indices describing how the physical quantities characterizing the jet evolve with its opening are found to be in general agreement with the simple jet model considered by MG85.

- The best-fit values of these indices suggest however either that the jet opens slightly less than a conical jet if we assume that the emitting region has a constant bulk Doppler factor or, alternatively, that this Doppler factor decreases if we impose the jet to be conical.
- In both cases, the magnetic field in the emitting region behind the shock front seems to be rather turbulent and the jet flow is found to be nearly adiabatic, especially for the conical jet model.
- The peculiarities of individual outbursts can be understood as being due to changes at the onset of the shock of the magnetic field strength  $B$ , the normalization  $K$  of the electron energy distribution and the Doppler factor  $\mathcal{D}$ .
- Shocks with a high value of  $K$  have usually a lower value of  $\mathcal{D}$ . This anti-correlation might be related to the shock efficiency to convert bulk kinetic energy into internal energy of the plasma behind the shock front.

In the past, shock models were found to be difficult to test and constrain with total flux measurements. We show here that very strong observational constraints can be derived from long-term multi-wavelength monitoring campaigns. This new ability, together with interferometric imaging techniques and numerical simulations of shocks in relativistic jets (e.g. Gómez et al. 1997) should lead in a near future to important progresses in the understanding of the physics involved in relativistic jets.

*Acknowledgements.* We thank H. Teräsranta for providing us previously unpublished measurements of 3C 273 at 22 and 37 GHz from the Metsähovi Radio Observatory. This research has made use of data from the University of Michigan Radio Astronomy Observatory which is supported by funds from the University of Michigan.

## References

- Abraham Z., Carrara E.A., Zensus J.A., Unwin S.C., 1996, *A&AS* 115, 543
- Band D.L., Grindlay J.E., 1985, *ApJ* 298, 128
- Begelman M.C., Blandford R.D., Rees M.J., 1984, *Rev. Mod. Phys.* 56, 255
- Blandford R.D., Königl A., 1979, *ApJ* 232, 34
- Brown L.M.J., Robson E.I., Gear W.K., et al., 1989, *ApJ* 340, 129
- Conway R.G., Garrington S.T., Perley R.A., Biretta J.A., 1993, *A&A* 267, 347
- Gear W.K., 1988. In: *Millimetre and Submillimetre Astronomy*, Wolstencroft R.D., Burton W.B. (eds.), Kluwer Academic Publishers, p. 307
- Gómez J.L., Martí J.M., Marscher A.P., Ibáñez J.M., Alberdi A., 1997, *ApJ* 482, L33
- Hughes P.A., Aller H.D., Aller M.F., 1985, *ApJ* 298, 301
- Hughes P.A., Aller H.D., Aller M.F., 1989a, *ApJ* 341, 54
- Hughes P.A., Aller H.D., Aller M.F., 1989b, *ApJ* 341, 68
- Junor W., Biretta J.A., Livio M., 1999, *Nat* 401, 891
- Kardashev N.S., 1962, *AZh* 39, 393 (*SvA* 6, 317)
- Königl A., 1981, *ApJ* 243, 700
- Litchfield S.J., Stevens J.A., Robson E.I., Gear W.K., 1995, *MNRAS* 274, 221
- Marscher A.P., 1977, *ApJ* 216, 244
- Marscher A.P., 1980, *ApJ* 235, 386
- Marscher A.P., 1987. In: *Superluminal Radio Sources*, Zensus J.A., Pearson T.J. (eds.), Cambridge Univ. Press, p. 280
- Marscher A.P., 1988, *ApJ* 334, 552
- Marscher A.P., 1990. In: *Parsec-Scale Radio Jets*, Zensus J.A., Pearson T.J. (eds.), Cambridge Univ. Press, p. 236
- Marscher A.P., Gear W.K., 1985, *ApJ* 298, 114 (MG85)
- Marscher A.P., Gear W.K., Travis J.P., 1992. In: *Variability of Blazars*, Valtaoja E., Valtonen M. (eds.), Cambridge Univ. Press, p. 85
- Paltani S., Courvoisier T.J.-L., Walter R., 1998, *A&A* 340, 47
- Pearson T.J., Zensus J.A., 1987. In: *Superluminal Radio Sources*, Zensus J.A., Pearson T.J. (eds.), Cambridge Univ. Press, p. 1
- Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P., 1992, *Numerical Recipes in FORTRAN*, 2<sup>nd</sup> ed., Cambridge Univ. Press
- Reich W., Reich P., Pohl M., Kothes R., Schlickeiser R., 1998, *A&AS* 131, 11
- Robson E.I., Gear W.K., Clegg P.E., et al., 1983, *Nat* 305, 194
- Robson E.I., Gear W.K., Brown L.M.J., et al., 1986, *Nat* 323, 134
- Sol H., Pelletier G., Asséo E., 1989, *MNRAS* 237, 411
- Stevens J.A., Litchfield S.J., Robson E.I., et al., 1995, *MNRAS* 275, 1146
- Stevens J.A., Litchfield S.J., Robson E.I., et al., 1996, *ApJ* 466, 158
- Stevens J.A., Robson E.I., Gear W.K., et al., 1998, *ApJ* 502, 182
- Türler M., 2000. In: *Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei*, Kaper L., van den Heuvel E.P.J., Woudt P.A. (eds.), ESO Workshop, Springer-Verlag, in press
- Türler M., Paltani S., Courvoisier T.J.-L., et al., 1999a, *A&AS* 134, 89
- Türler M., Courvoisier T.J.-L., Paltani S., 1999b, *A&A* 349, 45 (Paper I)
- Valtaoja E., Teräsranta H., Urpo S., et al., 1992, *A&A* 254, 71

# Chapitre 11

## Perspectives d'avenir

La publication du chapitre précédent est le dernier travail que j'ai réalisé avant la fin de ma thèse. Cette étude a permis de concrétiser les espoirs du travail précédent, présenté au Chapitre 9, quant à la possibilité d'une modélisation physique des chocs dans le jet de 3C 273. A la fin de cette thèse, il est opportun de se demander quelles nouvelles possibilités s'ouvrent à nous après ces quatre années de travail. Ce chapitre a pour but de discuter certaines de ces perspectives d'avenir.

Dans la Sect. 11.1, je commence par présenter les principaux résultats de l'étude de la bosse-bleue de 3C 273 réalisée par Paltani et al. (1998), car cette étude est complémentaire aux travaux de ma thèse. La Sect. 11.2 est consacrée à la possibilité de relier cette étude à la modélisation du rayonnement millimétrique et radio présentée aux Chapitres 9 et 10. Je propose ensuite, dans la Sect. 11.3, une hypothèse sur l'origine des variations ultraviolettes de 3C 273, en analogie avec des phénomènes observés dans les micro-quasars de notre galaxie. Je ne vais pas aborder ici la question du rayonnement X et gamma de 3C 273. Ce rayonnement est très probablement relié de manière complexe à la distribution des électrons dans le jet, d'une part, et au champ de rayonnement qui traverse ce jet, d'autre part, comme évoqué succinctement dans la Sect. 3.1.

### 11.1 Les deux composantes de la bosse-bleue

La variabilité ultraviolette et optique du continu de 3C 273 a été étudiée en détail par Paltani et al. (1998) durant la période de ma thèse. Cette étude est basée sur les observations ultraviolettes du satellite IUE et sur les observations optiques de très hautes qualités de la photométrie de Genève (cf. Chapitre 2). Le principal résultat de cette étude est la mise en évidence de deux composantes distinctes dans l'émission de la bosse-bleue de 3C 273. La composante «bleue», notée  $\mathcal{B}$ , est dominante aux plus hautes fréquences du domaine ultraviolet, alors que la composante  $\mathcal{R}$ , pour «rouge», devient de plus en plus importante à basse fréquence dans le domaine optique. L'ajustement de ces deux composantes aux courbes de lumière optiques et ultraviolettes est illustré dans la Fig. 11.1.

Les variations de la composante  $\mathcal{B}$  sont simplement obtenues en interpolant linéairement les observations ultraviolettes aux plus hautes énergies possibles, soit dans l'intervalle de 1250 à 1300 Å. La décomposition des courbes de lumière à plus basse fréquence montre que les mêmes variations se retrouvent jusque dans le domaine visible, mais que l'amplitude de ces variations baisse progressivement avec la longueur d'onde du rayonnement. Cela suggère que

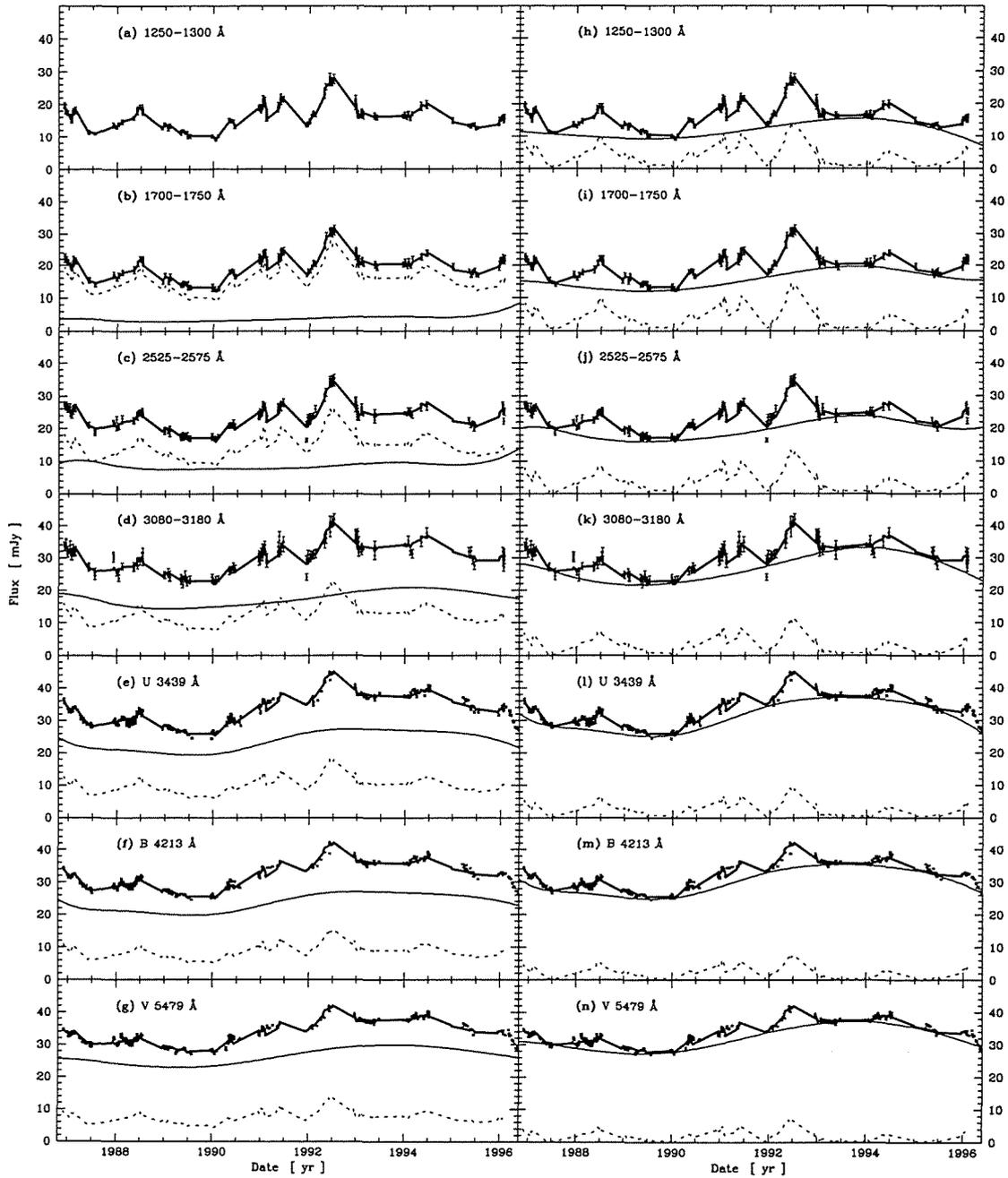


FIG. 11.1 – Décomposition des courbes de lumière ultraviolettes et optiques de 3C 273 en deux composantes distinctes. La longueur d'onde des courbes de lumière augmente de haut en bas en partant de l'ultraviolet à 1250–1300 Å jusqu'au filtre V de la photométrie de Genève à 5479 Å. La courbe de lumière totale (trait épais) est la somme des contributions des deux composantes  $\mathcal{R}$  (trait fin) et  $\mathcal{B}$  (ligne traitillée). La décomposition de la colonne de gauche admet que la contribution de la composante  $\mathcal{R}$  est minimale, alors que celle de droite montre l'autre cas extrême correspondant à une contribution maximale de cette composante. TIRÉ DE: Paltani et al. (1998).

cette composante  $\mathcal{B}$  ne varie qu'en amplitude, alors que sa forme spectrale reste inchangée. Cette situation est tout à fait différente de celle du domaine millimétrique-à-radio où le spectre évolue d'une manière complexe à cause du déplacement vers les basses fréquences du spectre synchrotron des éruptions individuelles (cf. Fig. 8.3 de la page 102). Cette particularité des éruptions synchrotrons se manifeste par une évolution claire, en fonction de la longueur d'onde, du temps caractéristique des variations, d'une part, et du délai entre les différentes courbes de lumière, d'autre part (cf. Figs 3.2 et 3.3 du Chapitre 3). Dans le domaine optique et ultraviolet, par contre, la vitesse des variations de la composantes  $\mathcal{B}$  est presque la même à toutes les fréquences et les variations sont quasi-simultanées.<sup>1</sup>

Les variations de la composante «rouge», quant à elle, ont un temps caractéristique d'une dizaine d'années et sont, par conséquent, beaucoup plus lentes que celles de la composante «bleue». Paltani et al. (1998) proposent que cette composante  $\mathcal{R}$  pourrait être due à de l'émission synchrotron semblable à celle responsable de la bosse à basse énergie du spectre multi-longueur d'onde des blazars et en particulier de 3C 279 (cf. Figs 1.5 et 1.6 du Chapitre 1). Cette hypothèse est étayée par la forte polarisation (jusqu'à 2.5 %) du continu du rayonnement optique de 3C 273 observée en juin 1991 par de Diego et al. (1992). Un autre argument en faveur de cette hypothèse est la ressemblance entre les variations de la composante  $\mathcal{R}$  et la courbe de lumière des rayons X durs observée par l'instrument BATSE à bord du satellite Compton-GRO (cf. Fig. 4 de la publication du Chapitre 2). Bien que cette similitude ne soit que très globale et qu'elle ne repose principalement que sur la coïncidence d'un maximum dans les deux courbes de lumière en 1994, elle serait cependant en accord avec le fait que les variations de la bosse synchrotron et de la bosse Compton soient généralement corrélées dans les blazars.

## 11.2 La modélisation du radio à l'ultraviolet

Si la composante «rouge» de la bosse-bleue de 3C 273 est effectivement du rayonnement synchrotron qui serait émis à la base du jet, alors elle devrait également être observable dans le domaine infrarouge et pourrait même se prolonger jusque dans le domaine millimétrique, voire radio. Elle pourrait ainsi faire le lien entre le travail de Paltani et al. (1998) et la modélisation des variations millimétriques et radio des Chapitres 9 et 10. Cette hypothèse, bien qu'hasardeuse, n'est pas complètement infondée. En effet, les courbes de lumière dans le domaine infrarouge présentent une certaine variabilité lente, qui rappelle celle de la composante  $\mathcal{R}$  de la bosse-bleue. Ceci est déjà manifeste dans les courbes de lumière des bandes infrarouges J, H et K de la base de données de 3C 273 (cf. Fig. 4 du Chapitre 2) et se retrouve dans les courbes de lumière infrarouges de 1967 à 1998 récemment publiées par Neugebauer & Matthews (1999).<sup>2</sup> La grande bosse de la composante  $\mathcal{R}$  entre 1989 et 1997 (cf. Fig. 11.1) est effectivement présente dans ces nouvelles courbes de lumière, en tout cas pour les bandes J et H, pour lesquelles le maximum de la bosse se situe également vers 1994. Concernant le domaine millimétrique, il a été relevé, dans la publication du Chapitre 10, que la modélisation

<sup>1</sup>La Fig. 12 de Paltani et al. (1998) montre, cependant, que les variations des différentes courbes de lumière ne sont pas parfaitement simultanées. En guise d'exemple, la courbe de lumière visible à 5479 Å serait globalement en retard d'une trentaine de jours par rapport aux variations à 1250–1300 Å, alors qu'un délai plus faible de seulement une dizaine de jours est observé en ne considérant que la composante  $\mathcal{B}$ .

<sup>2</sup>Certaines de ces observations ont déjà été publiées auparavant sous une forme graphique. Elles ne figurent cependant pas dans la base de données de 3C 273, car G. Neugebauer ne me les a pas transmises avant la parution de son travail.

des courbes de lumière avait d'avantage de difficultés à tenir compte du flux moyen des courbes de lumière que du profil de leur variabilité. Ces difficultés suggèrent la présence d'une contribution supplémentaire d'un flux peu variable, dont nous n'avons pas tenu compte dans la modélisation.

Il serait intéressant, à mon avis, d'étendre la décomposition des courbes de lumière jusqu'au domaine infrarouge proche à  $1\ \mu\text{m}$ . Les éruptions synchrotrons les plus fortes sont en effet présentes à ces longueurs d'onde et leur ajustement permettrait d'apporter des contraintes supplémentaires à leur modélisation. Ceci nécessiterait cependant d'ajouter un certain nombre d'ingrédients au modèle. Les propriétés du jet obtenues par ajustement des observations millimétriques et radio devraient pouvoir permettre d'établir la forme du spectre synchrotron que le jet interne émettrait en l'absence de choc. Il suffirait alors de deux paramètres pour ajuster la position en fréquence et en flux du maximum de ce spectre et d'un certain nombre de paramètres permettant d'ajuster les variations lentes de ce spectre supposé être la composante «rouge» de la bosse-bleue. La contribution de la composante «bleue» pourrait vraisemblablement être négligée dans l'infrarouge proche. Outre la contribution des étoiles de la galaxie hôte, qui est assez bien connue (cf. Fig. 4 du Chapitre 2), il devrait cependant encore y avoir une contribution non-négligeable provenant de l'émission thermique de matière relativement froide. Cette émission pourrait provenir d'un hypothétique tore de poussière ou des régions externes du disque d'accrétion, dont l'existence est suggérée par la présence du jet. Cette contribution thermique devrait pouvoir être considérée comme constante et son spectre serait celui d'un corps noir modifié. Une dernière chose qu'il resterait probablement à inclure au modèle est une coupure spectrale aux plus hautes fréquences du spectre synchrotron des éruptions individuelles. Une coupure exponentielle serait vraisemblablement adéquate et l'évolution de la fréquence  $\nu_c$  («c» pour *cutoff*) de cette coupure suivrait celle de la fréquence de cassure  $\nu_b$  («b» pour *break*) du spectre à plus basse fréquence.

En se contentant d'une description purement qualitative de la variabilité, il n'y a pas de problème d'inclure au modèle esquissé ci-dessus la contribution de la composante «bleue» de la bosse-bleue pour étendre la modélisation au domaine ultraviolet. Les variations temporelles de cette composante et la forme de son spectre sont en effet bien déterminées par les observations optiques et ultraviolettes, à condition de savoir si la contribution de la composante «rouge» est plutôt minimale ou maximale (cf. Fig. 11.1). Je pense que si l'hypothèse émise ci-dessus concernant l'origine synchrotron de cette composante  $\mathcal{R}$  est juste, la forme de ce spectre serait suffisamment bien connue pour permettre de contraindre sérieusement la contribution de cette composante dans le domaine optique et ultraviolet.

En vue des considérations ci-dessus, la modélisation des variations de 3C 273 jusqu'au domaine ultraviolet me semble réalisable à deux conditions. La première condition est que le modèle de choc de Marscher & Gear (1985) soit effectivement capable de décrire les éruptions synchrotrons jusqu'au domaine infrarouge proche. La seconde condition nécessaire est que la composante  $\mathcal{R}$  soit effectivement de l'émission synchrotron provenant du jet interne de 3C 273 lorsque celui-ci n'est pas perturbé par la présence d'ondes de choc. Une telle modélisation pourrait être physique, à l'exception de la description des variations et de la forme du spectre de la composante «bleue».

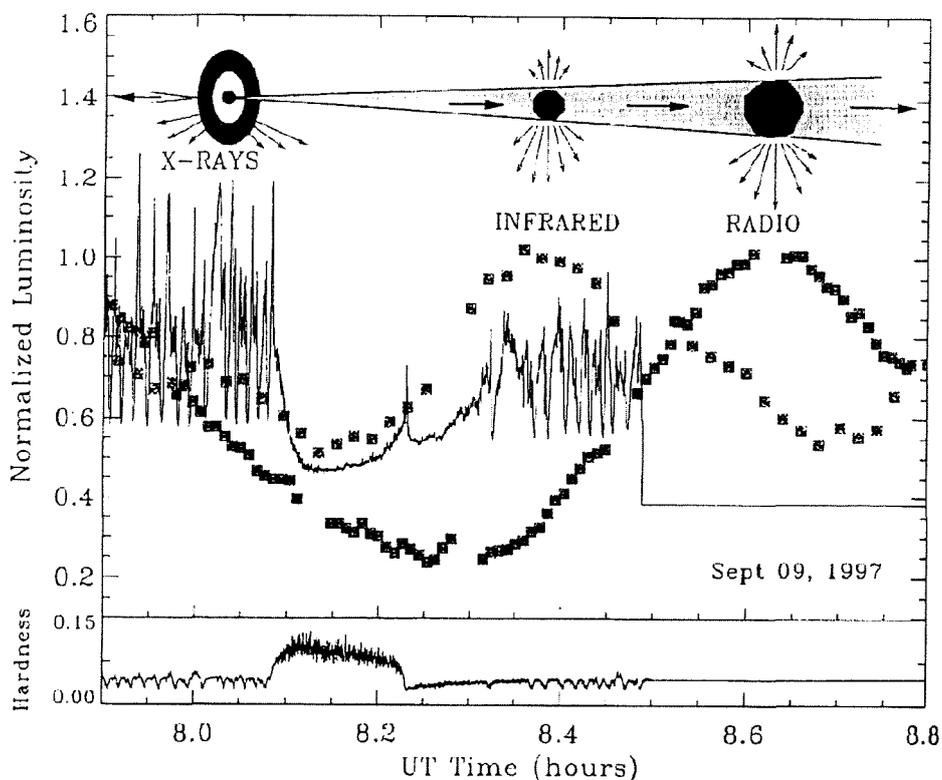


FIG. 11.2 – Courbes de lumière radio, infrarouge et des rayons X de GRS 1915+105 durant une seule heure du 9 septembre 1997. Le lieu d'origine du rayonnement dans les différents domaines spectraux est schématiquement représenté au-dessus des courbes de lumière. Le rapport du flux des X durs (13–60 keV) par rapport au flux des X à plus basse énergie (2–13 keV) est montré au bas de la figure. TIRÉ DE: Mirabel & Rodríguez (1999).

### 11.3 Un lien possible avec les micro-quasars de la Galaxie

Les variations ultraviolettes de la composante «bleue» de la bosse-bleue sont encore mystérieuses. Elles pourraient être dues à l'illumination du disque d'accrétion par une source X variable, aussi bien qu'à des collisions d'étoiles au voisinage du trou noir, comme évoqué dans la Sect. 1.1.2. Une nouvelle piste, qui pourrait être intéressante à suivre pour comprendre l'origine de ces variations, est de considérer les résultats de l'étude des micro-quasars de notre galaxie (cf. Sect. 7.1). Mirabel & Rodríguez (1998) montrent, en effet, que dans GRS 1915+105 des variations particulières des rayons X sont corrélées avec des éruptions observées dans le domaine infrarouge et radio et avec l'éjection de nouveaux nodules se déplaçant le long du jet. Ces variations des rayons X correspondent curieusement à de fortes baisses en luminosité plutôt qu'à des éruptions semblables à celles observées aux plus basses fréquences. Mirabel & Rodríguez (1998) interprètent ces variations comme étant dues à la disparition soudaine des régions internes du disque d'accrétion autour du trou noir de masse stellaire de GRS 1915+105. Une partie de cette matière disparaîtrait au travers de l'horizon du trou noir, alors qu'une autre partie serait éjectée sous la forme d'un nuage de plasma dans le jet. Ce nuage serait observable dans le jet sous la forme d'un nodule et son émission synchrotron

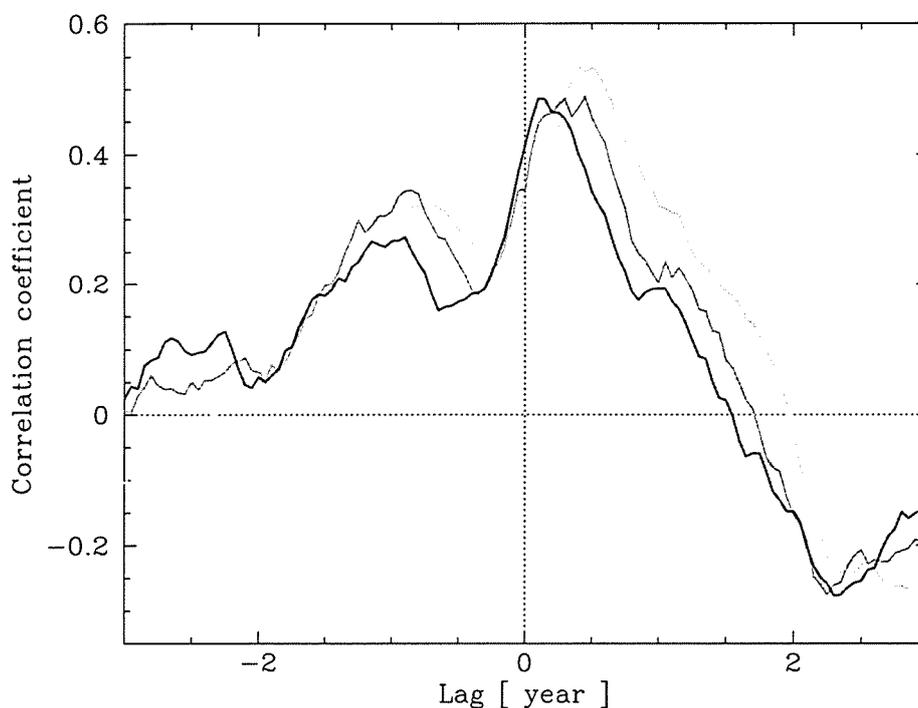


FIG. 11.3 – Les fonctions de corrélation des courbes de lumière radio à 15 GHz, 22 GHz et 37 GHz (du gris clair au noir) avec la courbe de lumière ultraviolette à 1250–1300 Å. Un délai positif indique un retard du domaine radio par rapport à l’ultraviolet.

produirait l’éruption observée dans l’infrarouge et le domaine radio.

Dans le cas des noyaux actifs de galaxie, c’est le domaine ultraviolet qui correspondrait au domaine des rayons X des micro-quasars, car la température des régions internes d’un disque d’accrétion est curieusement plus chaude pour un trou noir de plus faible masse. Ainsi, si un phénomène similaire était à l’origine des éruptions synchrotrons modélisées aux Chapitres 9 et 10, une forte éruption synchrotron devrait toujours être précédée d’une forte baisse en flux ultraviolet. Le remplissage des régions internes du disque devrait alors à nouveau faire augmenter progressivement le flux ultraviolet, jusqu’à ce qu’une nouvelle instabilité du disque produise une nouvelle éruption et un nouveau nodule VLBI dans le jet.

Faute de temps, je n’ai pas encore pu étudier si cette interprétation des variations de la composante «bleue» est en accord avec les observations ultraviolettes et les éruptions radio. Cependant, à la simple vue des courbes de lumière ultraviolettes, il semble que des baisses rapides en flux ne soient pas exclues par les variations observées. D’autre part, cette interprétation permettrait d’expliquer la corrélation qui semble exister entre les courbes de lumière ultraviolettes et les courbes de lumière radio de 3C 273. Cette corrélation a été mise en évidence pour la première fois par Courvoisier et al. (1990) avec les observations à 1250 Å dans l’ultraviolet et celles à 22 GHz dans le domaine radio. Cette corrélation subsiste toujours avec les nouvelles observations, comme illustré dans la Fig. 11.3. Elle suggère un retard de quelques mois du radio par rapport à l’ultraviolet, mais cette corrélation n’est pas très forte vu que l’amplitude du pic de corrélation n’est que de 0.5 environ.

A priori, cette corrélation semble être en contradiction avec l’hypothèse qu’une baisse

du flux ultraviolet est en relation avec une éruption synchrotron. Cependant, le fait que l'on observe une corrélation plutôt qu'une anti-corrélation pourrait simplement être dû au fait qu'il existe un certain délai entre le départ d'une éruption et le moment où elle atteint son maximum. Ce délai pourrait être comparable au temps nécessaire pour que le disque d'accrétion se reforme et fournisse à nouveau un flux ultraviolet maximal. La Fig. 11.2 montre, en effet, que dans GRS 1915+105 les courbes de lumière X et infrarouge sont apparemment bien corrélées.

Il est à relever que l'analogie faite ici entre les micro-quasars et les quasars n'est pas tout à fait en accord avec le modèle de choc de Marscher & Gear (1985). En effet, Mirabel & Rodríguez (1998) interprètent les nodules se déplaçant dans le jet des micro-quasars comme étant des nuages de plasma éjectés symétriquement dans le jet et le contre-jet, ce qui n'est pas équivalent à une onde de choc qui n'est pas forcément symétrique et qui peut se déplacer plus rapidement que la matière du jet. Je ne sais pas encore si l'évolution observée des éruptions synchrotrons permettrait de distinguer ces deux interprétations possibles. Pour répondre à cette question, il faudrait développer d'avantage la théorie de l'émission d'un nuage de plasma, tout en essayant d'établir à quel point les éruptions synchrotrons des micro-quasars sont semblables à celles des quasars.

## Références

- Courvoisier T.J.-L., Robson E.I., Blecha A., et al., 1990, *A&A* 234, 73  
de Diego J.A., Pérez E., Kidger M.R., Takalo L.O., 1992, *ApJ* 396, L19  
Marscher A.P., Gear W.K., 1985, *ApJ* 298, 114  
Mirabel I.F., Rodríguez L.F., 1998, *Nat* 392, 673  
Mirabel I.F., Rodríguez L.F., 1999, *ARA&A* 37, 409  
Neugebauer G., Matthews K., 1999, *AJ* 118, 35  
Paltani S., Courvoisier T.J.-L., Walter R., 1998, *A&A* 340, 47

*«Que celui qui cherche soit toujours en quête jusqu'à ce qu'il trouve,  
et quand il aura trouvé, il sera dans le trouble,  
ayant été troublé, il s'émerveillera ...»*

EVANGILE DE THOMAS, LOGION 2  
TRADUIT PAR JEAN-YVES LELOUP

## CONCLUSION

DÉCOMPOSITION est le mot clef de cette thèse de doctorat. Le simple fait d'observer le quasar 3C 273 est réducteur, car il limite notre connaissance de sa variabilité à certaines longueurs d'onde et à certaines époques. Cette première décomposition du rayonnement multi-longueur d'onde de 3C 273 en une série de septante courbes de lumière a permis de décrire sa variabilité, d'une manière générale, sur l'ensemble du spectre électromagnétique du domaine radio au domaine des rayons gamma. La seconde décomposition est celle des raies spectrales ultraviolettes d'un ensemble de noyaux actifs de galaxie incluant le quasar 3C 273. Elle est basée sur la méthode mathématique de l'«analyse en composantes principales». L'utilisation de cette méthode pour l'étude des variations du profil des raies larges en émission est originale et prometteuse. Elle permet de décomposer chaque raie en deux composantes distinctes : une première composante variant fortement en réponse aux variations du continu ultraviolet et une seconde composante plus faiblement variable. La forme de ces deux composantes nous renseigne sur la distribution et le champ de vitesse de la matière émettant les raies au coeur des noyaux actifs.

La décomposition la plus marquante de cette thèse est probablement celle de l'émission millimétrique-à-radio de 3C 273 en une série d'événements distincts. Elle a permis la description détaillée des variations de 3C 273 dans ce domaine spectral durant une vingtaine d'années. Dans un second temps, il a même été possible de rendre cette décomposition physique en modélisant l'évolution du spectre synchrotron émis par des ondes de choc se propageant dans le jet de 3C 273 à une vitesse proche de celle de la lumière. Cette confrontation d'un modèle physique avec plusieurs milliers d'observations d'un quasar est une première dans l'étude des noyaux actifs. Dans des domaines mieux connus de l'astrophysique, c'est précisément la comparaison de modèles théoriques avec les observations qui permet de progresser vers une meilleure compréhension des processus physiques qui sont à l'origine du rayonnement des objets étudiés. La dernière publication réalisée durant cette thèse montre qu'une telle comparaison est à présent possible dans le domaine complexe de l'étude de la variabilité des noyaux actifs. Cette possibilité reste cependant encore limitée aux plus basses fréquences du spectre et nécessite que plusieurs instituts observent intensivement les variations du quasar pendant de nombreuses années. Ainsi, la modélisation présentée ici ne serait actuellement réalisable que pour de rares quasars ayant un nombre d'observations comparable à celui de 3C 273. Personnellement, avant d'envisager l'étude d'autres quasars, j'aimerais plutôt tenter d'étendre la modélisation de 3C 273 à d'autres domaines du spectre et en particulier à l'infrarouge et au domaine des rayons X et des rayons gamma.



# ANNEXE



## Annexe A

# Relativité et cosmologie

J'utilise, dans ma thèse, certains concepts de relativité restreinte et de cosmologie qu'il me semble utile de rassembler dans cette annexe en les décrivant tantôt de manière détaillée, tantôt plus superficiellement. Dans la Sect. A.1, je rappelle brièvement les transformations de l'espace et du temps en relativité restreinte en suivant l'approche du Chapitre 4 de Rybicki & Lightman (1979). Je présente ensuite (Sect. A.2) l'effet Doppler relativiste avec la dérivation du facteur Doppler d'après Rybicki & Lightman (1979) et la discussion des caractéristiques de cette fonction. Dans la Sect. A.3, j'introduis les principales transformations relativistes des grandeurs intervenant dans les équations du transfert radiatif en me basant sur la Sect. 5.3 de Blandford (1990), la Sect. 4.9 de Rybicki & Lightman (1979) et la Sect. 6.5 de Camenzind (1997). La Sect. A.4 est consacrée au phénomène des vitesses superluminiques avec comme référence principale Cawthorne (1991) et Pearson & Zensus (1987). Finalement, dans la Sect. A.5, j'introduis un brin de cosmologie en me référant principalement à Longair (1995) et à Peacock (1999) pour définir le redshift  $z$ , la constante de Hubble  $H_0$  et le paramètre de décélération  $q_0$ . Ces grandeurs interviennent dans les expressions des distances cosmologiques, que je présente à la fin de cette annexe.

### A.1 Les transformations de Lorentz

La théorie de la relativité restreinte est basée sur deux postulats, qui peuvent être énoncés comme

1. Les lois de la physique sont identiques dans des référentiels se déplaçant à vitesse constante et sans rotation les uns par rapport aux autres.
2. La vitesse de la lumière dans le vide  $c$  est la même dans tous les référentiels d'inertie.

Le second postulat n'est pas compatible avec les transformations de Galilée et les compositions de vitesse classiques. Pour satisfaire le second postulat, on est forcé de considérer le temps et l'espace comme dépendants de l'observateur et non comme des grandeurs absolues. Les transformations du temps  $t$  et des trois directions  $x$ ,  $y$  et  $z$  de l'espace d'un référentiel  $\mathcal{R}$  au repos à un référentiel  $\mathcal{R}'$  se déplaçant à la vitesse  $v$  le long de l'axe  $x$  sont décrites par les *transformations de Lorentz* :

$$\begin{aligned} t' &= \gamma \left( t - \frac{v}{c^2} x \right) & \text{ou} & & ct' &= \gamma (ct - \beta x) \\ x' &= \gamma (x - vt) & \text{ou} & & x' &= \gamma (x - \beta ct) \end{aligned} \tag{A.1}$$

$$y' = y \quad \text{et} \quad z' = z,$$

où  $\beta = v/c$  est simplement la vitesse relative de  $\mathcal{R}'$  par rapport à  $\mathcal{R}$  en unité de  $c$  et où le *facteur de Lorentz*  $\gamma$  est défini par

$$\gamma \equiv \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} = (1 - \beta^2)^{-1/2} \geq 1 \quad (\text{A.2})$$

Une relation souvent utile entre  $\gamma$  et  $\beta$  est

$$\gamma^2 - 1 = \frac{1}{1 - \beta^2} - 1 = \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} = \beta^2 \gamma^2. \quad (\text{A.3})$$

Les *transformations de Lorentz inverse* s'obtiennent en intervertissant les variables avec et sans prime et en remplaçant  $v$  par  $v' = -v$ .

Deux conséquences de ces transformations sont la *contraction des longueurs* et la *dilatation du temps*. L'expression de la contraction des longueurs s'obtient en considérant une barre rigide au repos dans le référentiel  $\mathcal{R}'$  et alignée le long de l'axe  $x'$ . Sa longueur dans  $\mathcal{R}'$  est de  $\Delta x' = x'_2 - x'_1$  alors que mesurée au temps  $t = t_1 = t_2$  depuis le référentiel  $\mathcal{R}$ , elle apparaîtra plus courte, selon

$$\Delta x' = x'_2 - x'_1 = \gamma(x_2 - x_1) = \gamma \Delta x \quad \implies \quad \Delta x = \gamma^{-1} \Delta x' \leq \Delta x' \quad (\text{A.4})$$

Similairement, nous pouvons considérer une horloge au repos à la position  $x' = x'_1 = x'_2$  dans le référentiel  $\mathcal{R}'$  mesurant un intervalle de temps  $\Delta t' = t'_2 - t'_1$ . L'intervalle de temps correspondant, mesuré depuis  $\mathcal{R}$ , sera

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \gamma \left( t'_2 - t'_1 + \frac{v}{c^2} (x'_2 - x'_1) \right) = \gamma (t'_2 - t'_1) = \gamma \Delta t' \geq \Delta t' \quad (\text{A.5})$$

Il est à noter que la contraction des longueurs n'affecte que la composante de l'espace qui est parallèle à la vitesse relative  $\mathbf{v}$  des deux référentiels, alors que la dilatation du temps dépend uniquement de la norme de la vitesse  $v$  et non de sa direction. Le temps mesuré dans le référentiel  $\mathcal{R}'$ , où l'horloge, est au repos est appelé le *temps propre*.

La *transformation de la vitesse*  $\mathbf{u}$  – que je suppose être dans le plan  $x$ - $y$  – s'obtient à partir des transformations de Lorentz de l'Eq. (A.1) écrites sous forme différentielle comme

$$u' \cos \theta' = u'_x = \frac{dx'}{dt'} = \frac{dx - v dt}{dt - (v/c^2) dx} = \frac{u_x - v}{1 - (v/c^2) u_x} \quad \text{et} \quad (\text{A.6})$$

$$u' \sin \theta' = u'_y = \frac{dy'}{dt'} = \frac{dy}{\gamma (dt - (v/c^2) dx)} = \frac{u_y}{\gamma (1 - (v/c^2) u_x)}. \quad (\text{A.7})$$

Le cas qui nous intéressera par la suite est le cas où l'on observe du rayonnement depuis une direction formant un angle  $\theta$  avec la vitesse  $\mathbf{v}$ , ce qui correspond à poser  $u = u' = c$  dans les relations ci-dessus. On obtient alors des expressions pour les transformations de  $\sin \theta$  et de  $\cos \theta$ , selon

$$\cos \theta' = \frac{\cos \theta - \beta}{1 - \beta \cos \theta} \quad \text{et} \quad \sin \theta' = \frac{\sin \theta}{\gamma (1 - \beta \cos \theta)}. \quad (\text{A.8})$$

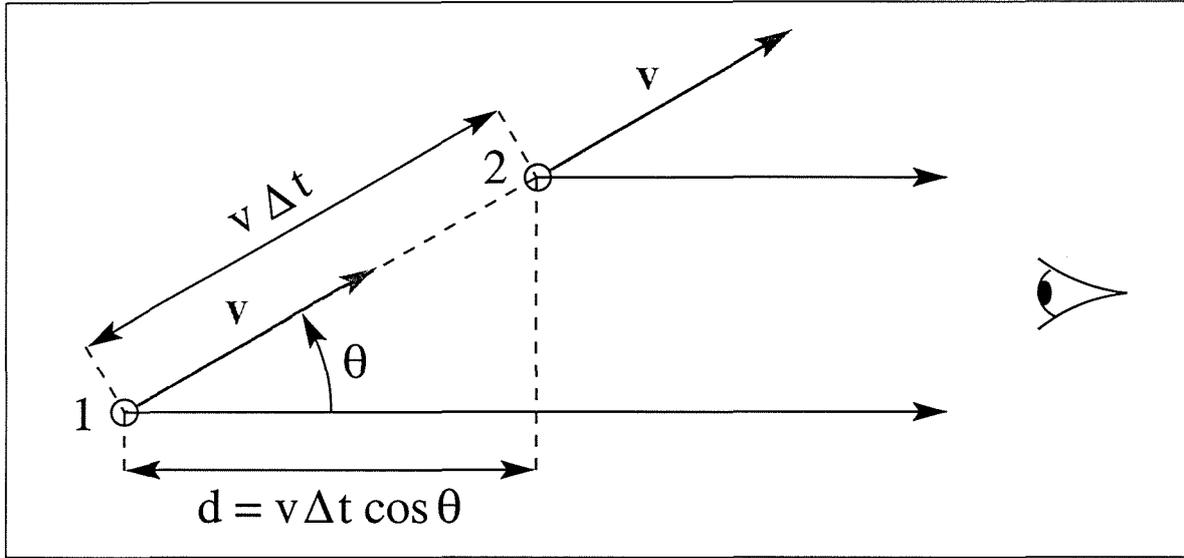


FIG. A.1 – La géométrie pour l'effet Doppler. ADAPTÉ DE: Rybicki & Lightman (1979).

## A.2 L'effet Doppler relativiste

L'effet Doppler est un phénomène bien connu en physique classique, qui implique que la fréquence observée  $\nu_{\text{obs}}$  d'une onde émise par une source se rapprochant d'un observateur apparaît plus haute que la fréquence émise  $\nu_{\text{em}}$ . Ceci se comprend intuitivement vu que la distance à parcourir par les fronts d'onde diminue au fur à mesure que la source se rapproche de l'observateur. Cela implique des temps d'arrivée des fronts d'onde plus courts que la période de l'onde émise. Dans le cas relativiste, il faut, en outre, tenir compte de l'effet de la dilatation du temps présenté ci-dessus, qui implique qu'un phénomène ayant une période de  $T'$  dans le référentiel en mouvement  $\mathcal{R}'$  apparaîtra comme ayant une période plus longue de  $T = \gamma T'$  dans le référentiel  $\mathcal{R}$  de l'observateur. L'effet global est appelé *l'effet Doppler relativiste*.

Soit la géométrie illustrée dans la Fig. A.1, où les points 1 et 2 correspondent à l'émission de deux fronts d'onde successifs. La géométrie du problème implique que la différence des temps d'arrivée  $\Delta t_A$  des deux fronts d'onde, émis aux points 1 et 2, soit égale au temps  $\Delta t$  moins le temps  $d/c$  mis par l'onde pour parcourir la distance  $d = v \Delta t \cos \theta$ , soit

$$\Delta t_A = \Delta t - \frac{d}{c} = \Delta t \left( 1 - \frac{v}{c} \cos \theta \right). \quad (\text{A.9})$$

Or,  $\Delta t$  est allongé d'un facteur  $\gamma$  par rapport à la période  $T' = \Delta t'$  du signal émis en vertu de la dilatation du temps, de sorte que

$$\Delta t = \gamma \Delta t' = \gamma T' = \frac{\gamma}{\nu'}, \quad (\text{A.10})$$

où  $\nu'$  est la fréquence du signal émis par la source. La période du signal mesurée par l'observateur comme étant l'intervalle de temps entre l'arrivée de deux fronts d'onde successifs est  $T = \Delta t_A$  et, par conséquent, la fréquence correspondante  $\nu = 1/T$  est reliée à la fréquence  $\nu'$  de l'onde émise par

$$\frac{1}{\nu} = T = \Delta t_A = \Delta t \left( 1 - \frac{v}{c} \cos \theta \right) = \frac{\gamma}{\nu'} \left( 1 - \frac{v}{c} \cos \theta \right). \quad (\text{A.11})$$

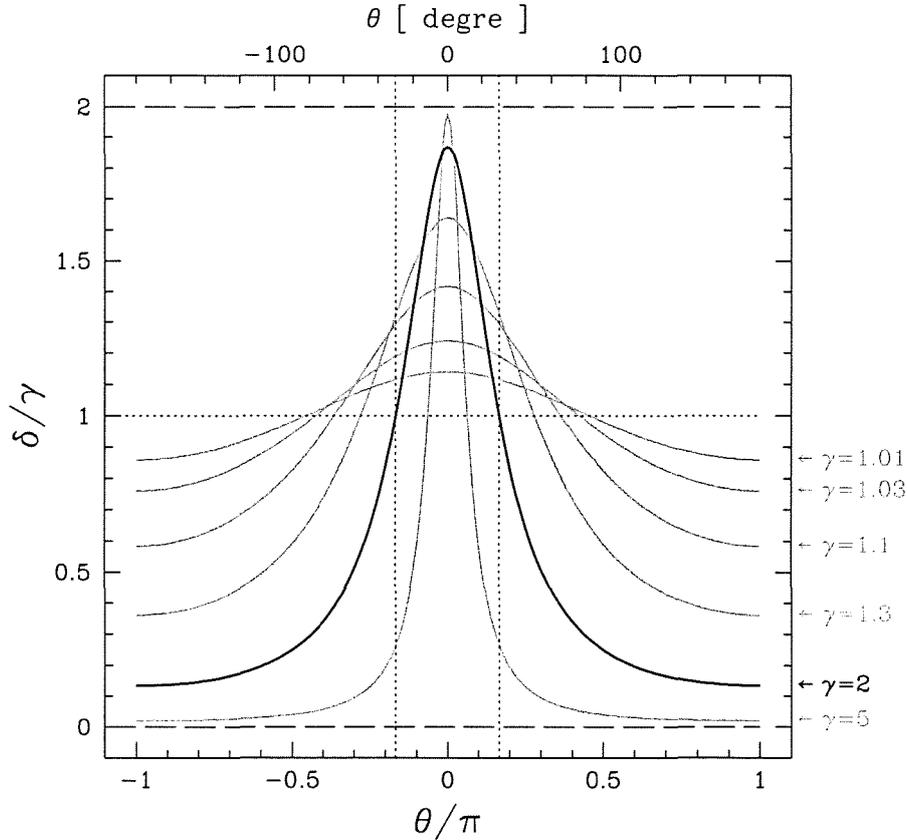


FIG. A.2 – Evolution du facteur Doppler  $\delta$ , représenté ici en unités du facteur de Lorentz  $\gamma$ , en fonction de l'angle  $\theta$  entre la vitesse et la ligne de vue pour  $\gamma = 2$  (en noir) et pour d'autres valeurs de  $\gamma$  entre 1.01 et 5 (en gris). Le facteur Doppler  $\delta$  est toujours borné entre 0 et  $2\gamma$  et vaut  $\gamma$  pour  $\theta = \pm \arccos \beta = \pm \arcsin(1/\gamma)$ .

L'effet Doppler s'écrit donc comme

$$\nu' = \nu \gamma \left( 1 - \frac{v}{c} \cos \theta \right). \quad (\text{A.12})$$

L'inverse de cette transformation s'obtient en intervertissant les variables avec et sans prime et en remplaçant  $v$  par  $v' = -v$ , ce qui donne

$$\nu = \nu' \gamma \left( 1 + \frac{v}{c} \cos \theta' \right). \quad (\text{A.13})$$

Le facteur Doppler  $\delta$  est défini comme étant le rapport de la fréquence observée  $\nu$  sur la fréquence émise  $\nu'$ , c'est-à-dire

$$\delta \equiv \frac{\nu}{\nu'} = \gamma \left( 1 + \frac{v}{c} \cos \theta' \right) = \frac{1}{\gamma (1 - (v/c) \cos \theta)} = [\gamma (1 - \beta \cos \theta)]^{-1}, \quad (\text{A.14})$$

où  $\theta$  est l'angle que forme le vecteur vitesse  $\mathbf{v}$  avec la ligne de vue et où la troisième égalité se vérifie aisément avec la relation entre  $\cos \theta'$  et  $\cos \theta$  de l'Eq. (A.8).

En fonction de  $\theta$ , le facteur Doppler  $\delta$  peut changer dramatiquement pour de grandes valeurs du facteur de Lorentz  $\gamma$ , comme montré dans la Fig. A.2. Le facteur Doppler  $\delta$  est maximal pour  $\theta = 0$  et vaut alors

$$\delta_{\max} = \frac{1}{\gamma(1-\beta)} = \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{1-\beta} = \frac{\sqrt{1+\beta}}{\sqrt{1-\beta}} = \frac{1+\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} = \gamma(1+\beta). \quad (\text{A.15})$$

Il est minimal pour  $\theta = \pi$  et vaut alors

$$\delta_{\min} = \frac{1}{\gamma(1+\beta)} = \frac{1}{\delta_{\max}} = \gamma(1-\beta). \quad (\text{A.16})$$

Pour  $\theta = \pi/2$ ,  $\cos\theta$  est nul et le facteur Doppler vaudra  $\delta = \gamma^{-1}$ . Un dernier cas particulièrement intéressant est le cas où  $\cos\theta = \beta$ , ce qui correspond à  $\sin\theta = 1/\gamma$ . Le facteur Doppler devient alors égal au facteur de Lorentz  $\gamma$ , selon

$$\delta = \gamma^{-1}(1-\beta^2)^{-1} = \gamma^{-1}\gamma^2 = \gamma. \quad (\text{A.17})$$

Il est à noter que l'angle  $\theta = \theta^*$  correspondant à  $\cos\theta = \beta$  et donc à  $\delta = \gamma$  est aussi celui pour lequel la vitesse transversale apparente est maximale (cf. Sect. A.4).

D'une manière générale, il est assez correcte de considéré que  $\delta \propto \gamma$  pour  $\theta < \gamma^{-1}$  et que  $\delta \propto \gamma^{-1}$  pour  $\theta > \gamma^{-1}$ .

### A.3 Le transfert radiatif relativiste

Considérons un signal émis dans le référentiel  $\mathcal{R}'$  durant un intervalle de temps  $\Delta t'$ . Dans le référentiel  $\mathcal{R}$  de l'observateur, deux intervalles de temps sont à distinguer.

- $\Delta t = \gamma \Delta t'$  (cf. Eq. (A.5)), qui est l'intervalle de temps dans  $\mathcal{R}$  durant lequel le signal est émis.
- $\Delta t_A = \gamma(1 - \beta \cos\theta) \Delta t' = \delta^{-1} \Delta t'$  (cf. Eq. (A.11)), qui est l'intervalle de temps dans  $\mathcal{R}$  durant lequel le signal est reçu par un récepteur.

Pour calculer la puissance émise exprimée dans  $\mathcal{R}$ , on utilisera la première relation, tandis que pour calculer la puissance effectivement reçue, on doit utiliser la seconde expression.

En fait, toutes les grandeurs essentielles du transfert radiatif se transforment du référentiel de la source  $\mathcal{R}'$  au référentiel de l'observateur  $\mathcal{R}$  à l'aide de combinaisons de facteur Doppler  $\delta$ . La transformation de l'intensité spécifique  $I_\nu$  [ $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1} \text{sterad}^{-1}$ ] s'obtient le plus facilement dans le cas particulier de l'émission du corps noir  $B_\nu(T)$ , décrite par la loi de Planck :

$$I_\nu = B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left[ \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right]^{-1}, \quad (\text{A.18})$$

où  $h$  est la constante de Planck et  $k$  est la constante de Boltzmann. L'inverse du terme entre parenthèses carrées représente le nombre d'occupation, c'est-à-dire le nombre de photons dans un certain volume de l'espace de phase. Un élément de volume de l'espace de phase étant invariant sous une transformation de Lorentz (cf. Rybicki & Lightman 1979), il en va de même du nombre d'occupation. Ainsi, le corps noir conserve sa forme caractéristique décrite par la loi de Planck, mais la température du corps noir  $T$  se transforme comme

$$\frac{\nu}{T} = \text{invariant de Lorentz} \quad \implies \quad T = \delta T' \quad (\text{A.19})$$

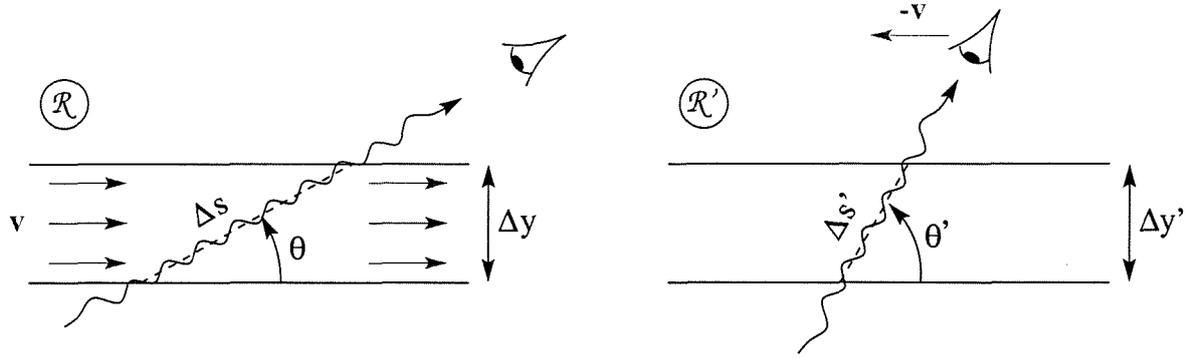


FIG. A.3 – Géométrie utilisée pour expliquer la transformation d'un milieu absorbant en mouvement relativiste par rapport à l'observateur.  $\Delta s$  est l'élément de longueur le long de la ligne de vue traversant avec un angle  $\theta$  une portion du milieu absorbant, qui se déplace à la vitesse  $v$  le long de l'axe  $x$ . ADAPTÉ DE: Rybicki & Lightman (1979).

et que l'intensité spécifique  $I_\nu$  se transforme comme

$$\frac{I_\nu}{\nu^3} = \text{invariant de Lorentz} \quad \Longrightarrow \quad I_\nu(\nu) = \delta^3 I'_{\nu'}(\nu'). \quad (\text{A.20})$$

La transformation de l'Eq. (A.19) s'applique aussi à la *température de brillance*  $T_b(\nu)$  [K], définie par la relation  $I_\nu \equiv B_\nu(T_b)$  et qui s'exprime dans la partie du spectre correspondant à la loi de Rayleigh-Jeans (i.e. pour  $h\nu \ll kT$ ) comme

$$T_b = \frac{c^2}{2k\nu^2} I_\nu \quad \Longrightarrow \quad T_b(\nu) = \delta T_b(\nu'). \quad (\text{A.21})$$

Dans le cas d'un milieu absorbant en mouvement relativiste par rapport à l'observateur, nous considérons la géométrie de la Fig. A.3. La *profondeur optique*  $\tau_\nu$  (sans unités) le long de la ligne de vue doit être un invariant de Lorentz, car  $\exp(-\tau_\nu)$  mesure la fraction de photons traversant le milieu sans être absorbés, ce qui est une quantité dénombrable. Nous pouvons donc écrire

$$\tau_\nu = \kappa_\nu \Delta s = \text{invariant de Lorentz}, \quad (\text{A.22})$$

où  $\kappa_\nu$  [ $\text{cm}^{-1}$ ] est le *coefficient d'absorption* et où  $\Delta s = \Delta y / \sin \theta$  est un élément de longueur le long de la ligne de vue. Avec la transformation de  $\sin \theta = \delta^{-1} \sin \theta'$  de l'Eq. (A.8) et le fait qu'une distance perpendiculaire à la vitesse  $v$  est un invariant de Lorentz ( $\Delta y = \Delta y'$  cf. Eq. (A.1)), on obtient

$$\Delta s \sin \theta = \Delta y = \text{invariant de Lorentz} \quad \Longrightarrow \quad \Delta s = \delta \Delta s'. \quad (\text{A.23})$$

Le coefficient d'absorption se transforme alors comme

$$\kappa_\nu(\nu) = \delta^{-1} \kappa'_{\nu'}(\nu') \quad \Longrightarrow \quad \nu \kappa_\nu = \text{invariant de Lorentz}. \quad (\text{A.24})$$

La transformation du *coefficient d'émission*  $\varepsilon_\nu$  [ $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3} \text{Hz}^{-1} \text{sterad}^{-1}$ ] s'obtient par l'équation du transfert radiatif, qui peut s'écrire sous la forme

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = \frac{\varepsilon_\nu}{\kappa_\nu} - I_\nu. \quad (\text{A.25})$$

Avec les transformations des Eqs (A.20) et (A.24) pour  $I_\nu$  et  $\kappa_\nu$ , le coefficient d'émission  $\varepsilon_\nu$  doit se transformer comme

$$\varepsilon_\nu(\nu) = \delta^2 \varepsilon'_{\nu'}(\nu') \quad \Longrightarrow \quad \frac{\varepsilon_\nu}{\nu^2} = \text{invariant de Lorentz}. \quad (\text{A.26})$$

Dans toutes ces relations, j'ai ignoré l'effet de l'expansion de l'univers, qui intervient dans le cas de sources situées à des distances cosmologiques. Pour tenir compte de cet effet cosmologique supplémentaire, il suffit de remplacer le facteur doppler  $\delta$ , dans les relations ci-dessus, par le facteur  $\delta/(1+z)$ , où  $z$  est le *redshift* de la source (cf. Sect. A.5).

Je n'ai pas évoqué ci-dessus la transformation de la *densité de flux*  $S_\nu$  [ $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1} = 10^{23} \text{Jy}$ ], car elle est moins universelle que les autres transformations, puisqu'elle dépend de l'*angle solide*  $\Omega$  [steradian] soutenu par la source selon

$$S_\nu = \int_\Omega I_\nu d\Omega = \frac{1}{D_A^2} \int_A dA I_\nu, \quad (\text{A.27})$$

où  $D_A$  est la *distance angulaire* définie en cosmologie par l'Eq. (A.51) et où  $A$  est la surface projetée de la source sur un plan perpendiculaire à la ligne de vue. Dans le cas particulier d'une source optiquement mince  $I_\nu = s \varepsilon_\nu$ , et si le coefficient d'émission suit une loi de puissance avec un indice spectral  $\alpha$  selon  $\varepsilon_\nu \propto \nu^\alpha$ , on a

$$S_\nu = \frac{1}{D_A^2} \int_A \int_s dA ds \varepsilon_\nu = \frac{1}{D_A^2} \left( \frac{\delta}{1+z} \right)^3 \int_A \int_{s'} dA ds' \varepsilon'_{\nu'} \left( \frac{1+z}{\delta} \nu \right) \quad (\text{A.28})$$

$$= \frac{1}{D_A^2} \left( \frac{\delta}{1+z} \right)^{3-\alpha} \int_{V'} dV' \varepsilon'_{\nu'}(\nu), \quad (\text{A.29})$$

où  $dV' = dA' ds' = dA ds'$  est un élément de volume de la source mesuré dans son propre référentiel  $\mathcal{R}'$  et où  $\varepsilon'_{\nu'}(\nu)$  est le coefficient d'émission tel qu'il s'exprime dans  $\mathcal{R}'$ , mais avec  $\nu'$  remplacé par  $\nu$ .

Supposons, à présent, que nous avons deux jets optiquement minces et identiques éjectés dans des directions opposées par un objet central. Leur vecteur vitesse de norme  $v = \beta c$  formera un angle  $\theta$  et  $\pi - \theta$  avec la ligne de vue, de sorte que le rapport des flux du jet qui s'approche et du contre-jet qui s'éloigne à une fréquence  $\nu$  donnée sera de

$$\frac{S_+}{S_-} = \left( \frac{\delta_+}{\delta_-} \right)^{3-\alpha} = \left( \frac{1 + \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta} \right)^{3-\alpha}. \quad (\text{A.30})$$

Pour  $\alpha$  typiquement de  $-0.75$  et pour  $\theta \approx 1/\gamma$  le rapport vaut  $S_+/S_- \approx (\sqrt{2}\gamma)^{7.5} \approx (\sqrt{2}/\theta)^{7.5}$ , ce qui est de l'ordre de  $S_+/S_- \sim 10^5$  pour un angle de  $\theta \sim 18^\circ$  et explique bien le fait que les contre-jets ne sont souvent pas observés dans les sources de type FR II (cf. Sect. 7.1).

## A.4 Les vitesses superluminiques

Les nodules radio observés dans les jets par des techniques interférométriques à très haute résolution se déplacent d'une observation à l'autre. La vitesse apparente de ces structures est souvent superluminique, c'est-à-dire plus grande que la vitesse de la lumière dans le vide  $c$ . De nos jours, l'explication unanimement admise<sup>1</sup> pour cette contradiction apparente de la théorie

<sup>1</sup>D'autres modèles et en particulier le modèle de dipôle magnétique de Sanders (1974) sont discutés par Scheuer (1984).

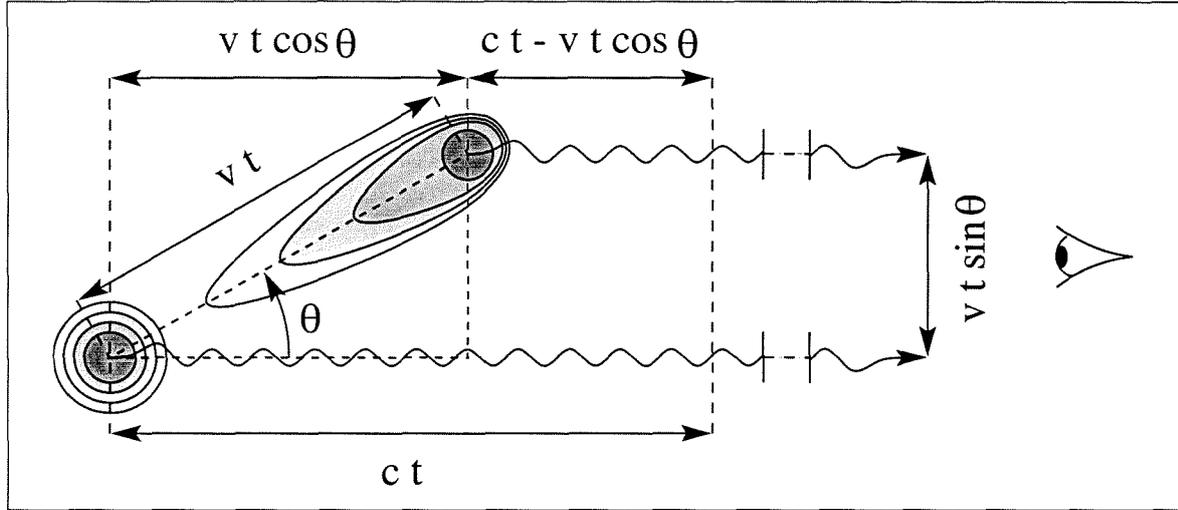


FIG. A.4 – La géométrie pour l'effet des vitesses superlumines dans le cas d'un jet relativiste.

de la relativité restreinte est celle proposée par Rees (1966, 1967), initialement formulée pour une coquille sphérique en expansion et adaptée ensuite à un jet relativiste par Blandford & Königl (1979).

La géométrie du problème, montrée dans la Fig. A.4, est semblable à celle de l'effet Doppler. Un nodule éjecté au temps  $t = 0$  du noyau émet du rayonnement vers l'observateur. Au temps  $t$ , le nodule se déplaçant à la vitesse  $v$  aura parcouru une distance  $vt \cos \theta$  dans la direction de l'observateur. En suivant ainsi le rayonnement émis en  $t = 0$ , la distance qui le sépare de ce rayonnement n'est que de  $l = ct - vt \cos \theta$ , de sorte que l'intervalle de temps  $\Delta t_A$ , mesuré entre l'arrivée du rayonnement émis à  $t = 0$  et du rayonnement émis au temps  $t$ , n'est que de

$$\Delta t_A = \frac{l}{c} = t - \frac{v}{c} t \cos \theta. \quad (\text{A.31})$$

L'observateur déduira, par conséquent, une vitesse apparente projetée de

$$v_{\text{app}} = \frac{vt \sin \theta}{\Delta t_A} = \frac{v \sin \theta}{1 - (v/c) \cos \theta} \implies \beta_{\text{app}} = \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta}, \quad (\text{A.32})$$

où  $\beta = v/c$ , comme d'habitude.

La vitesse apparente peut être beaucoup plus grande que la vitesse de la lumière  $c$  lorsque le facteur de Lorentz  $\gamma$  du nodule est grand et que  $\theta$  est petit, comme montré dans la Fig. A.5. Pour un vitesse réelle  $\beta$  donnée, la vitesse apparente  $\beta_{\text{app}}$  est égale à  $\beta$ , lorsque

$$\beta_{\text{app}} = \beta \iff \sin \theta = 1 - \beta \cos \theta \iff \begin{cases} \cos \theta = 0 & \text{ou} \\ \cos \theta = 2\beta/(1 + \beta^2) \end{cases} \quad (\text{A.33})$$

de sorte que  $\beta_{\text{app}} > \beta$  si  $0 < \cos \theta < 2\beta/(1 + \beta^2)$ . La vitesse apparente est maximale lorsque

$$\frac{d\beta_{\text{app}}}{d\theta} = 0 \implies \cos \theta = \beta \iff \sin \theta = \frac{1}{\gamma}, \quad (\text{A.34})$$

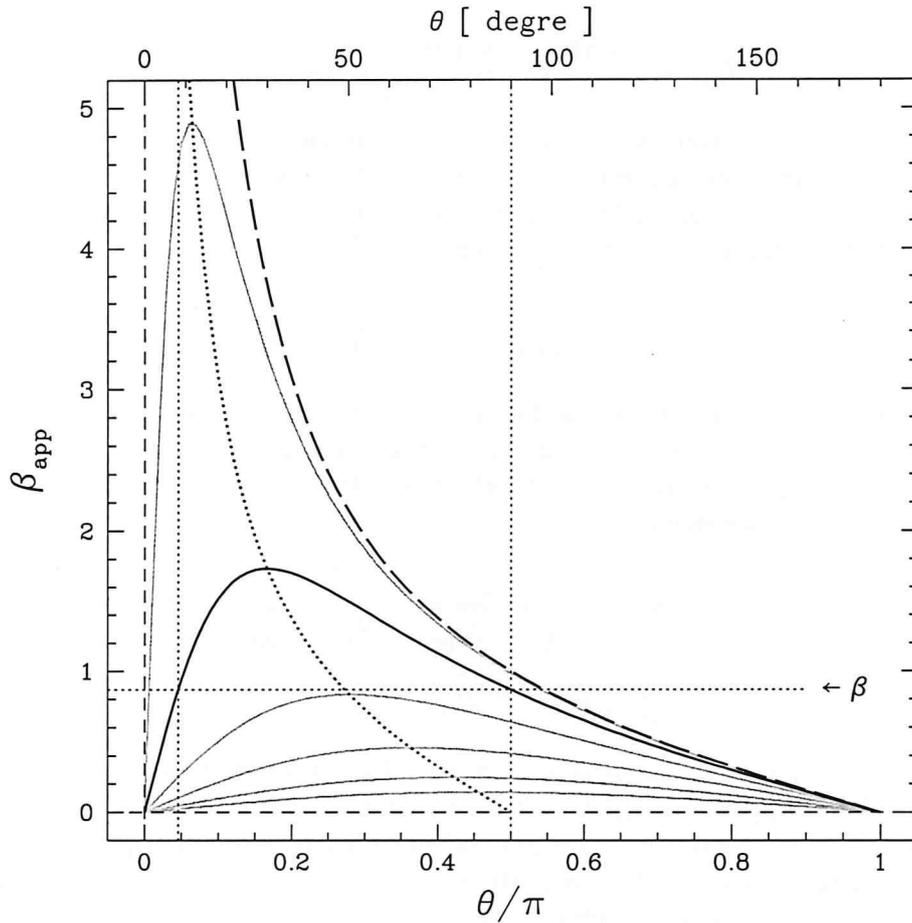


FIG. A.5 – La vitesse apparente  $\beta_{app} = v_{app}/c$  en fonction de l'angle  $\theta$  entre la vitesse réelle  $\beta$  et la ligne de vue pour  $\gamma = 2$  (en noir) et pour les valeurs  $\gamma = 1.01, 1.03, 1.1, 1.3$  et  $5$  (en gris). La vitesse apparente est plus grande que la vitesse réelle si  $0 < \cos \theta < 2\beta/(1 + \beta^2)$  (lignes pointillées minces). La ligne pointillée est la fonction  $\beta_{app}^{max} = \cot \theta$  qui relie les vitesses apparentes maximales pour différentes vitesses réelles  $\beta$ , alors que la ligne traitillée correspond à la vitesse apparente limite (lorsque  $\beta \rightarrow 1$ ) en fonction de l'angle  $\theta$  qui vaut  $\beta_{app}^{lim} = \cot(\theta/2)$ .

et la valeur de cette vitesse maximale s'obtient en remplaçant l'Eq. (A.34) dans l'Eq. (A.32), selon

$$\beta_{app}^{max} = \frac{\beta}{\gamma(1 - \beta^2)} = \frac{\beta \gamma^2}{\gamma} = \beta \gamma = \sqrt{\gamma^2 - 1}, \tag{A.35}$$

ce qui tend vers  $\gamma$  lorsque  $\gamma$  est grand ( $\gamma \gg 1$ ). Cette vitesse maximale sera superluminique pour un angle  $\theta$  adéquat, si

$$\beta_{app}^{max} > 1 \iff \gamma > \sqrt{2} \iff \beta > \frac{1}{\sqrt{2}}. \tag{A.36}$$

On peut aussi exprimer  $\beta_{app}^{max}$  en fonction de l'angle  $\theta$  plutôt que de  $\beta$  ou  $\gamma$  en utilisant les Eqs (A.34) et (A.35). Cela donne  $\beta_{app}^{max} = \cot \theta$ . Finalement, on peut exprimer la valeur limite dans le cas ultra-relativiste ( $\beta \rightarrow 1$ ) que peut prendre la vitesse apparente en fonction

de l'angle  $\theta$ , comme

$$\beta_{\text{app}}^{\text{lim}} = \frac{\sin \theta}{1 - \cos \theta} = \frac{\sin(\theta/2)}{\cos(\theta/2)} = \cot(\theta/2). \quad (\text{A.37})$$

Ci-dessus, j'ai décrit le comportement de  $\beta_{\text{app}}$  en fonction de  $\beta$  et de  $\theta$ . Dans la réalité, cependant, c'est précisément  $\beta_{\text{app}}$  qui est la grandeur observée – en mesurant le mouvement propre  $\mu$  et en utilisant l'Eq. (A.53) – alors que  $\beta$  et  $\theta$  sont les inconnues. On pourrait évidemment inverser l'Eq. (A.32), ce qui donnerait

$$\beta = \frac{\beta_{\text{app}}}{\sin \theta + \beta_{\text{app}} \cos \theta}, \quad (\text{A.38})$$

et suivre la même démarche que ci-dessus. Les relations que l'on obtiendrait entre les grandeurs seraient les mêmes que ci-dessus, seule leur interprétation changerait. Ainsi, pour un  $\beta_{\text{app}}$  fixé,  $\beta$  et  $\gamma$  sont minimisés pour un angle  $\theta = \theta^*$ , tel que  $\cot \theta^* = \beta_{\text{app}}$ . Les valeurs minimales sont alors données par les expressions

$$\beta_{\text{min}} = \cos \theta^* = \frac{\beta_{\text{app}}}{\sqrt{1 + \beta_{\text{app}}^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \beta_{\text{app}}^{-2}}} \quad \text{et} \quad (\text{A.39})$$

$$\gamma_{\text{min}} = \frac{1}{\sin \theta^*} = \sqrt{1 + \beta_{\text{app}}^2}. \quad (\text{A.40})$$

Quant à la valeur maximale de  $\theta$  compatible avec la valeur observée de  $\beta_{\text{app}}$  à la limite, lorsque  $\beta \rightarrow 1$ , elle est donnée par  $\cot(\theta_{\text{max}}/2) = \beta_{\text{app}}$ , ce qui implique que  $\theta_{\text{max}} = 2\theta^*$ .

Lorsque seul  $\beta_{\text{app}}$  est connu, on utilise généralement le cas particulier qui minimise  $\beta$  pour estimer les grandeurs inconnues. Ce cas particulier a non seulement l'avantage de minimiser  $\beta$  et de correspondre à un angle  $\theta^*$  moyen dans l'intervalle possible entre 0 et  $\theta_{\text{max}}$ , mais il correspond également au cas particulier de l'Eq. (A.17) où le facteur Doppler  $\delta$  est égal au facteur de Lorentz  $\gamma$ . Ainsi, si  $\beta_{\text{app}}$  est grand ( $\beta_{\text{app}} \gg 1$ ),  $\theta^*$  ne peut être que petit ( $\theta^* \ll \pi/2$ ) et il en découle les relations très simples suivantes

$$\delta^* = \gamma_{\text{min}} = \frac{1}{\sin \theta^*} \approx \frac{1}{\theta^*} \approx \beta_{\text{app}}. \quad (\text{A.41})$$

Cette relation, aussi séduisante qu'elle soit, doit cependant être utilisée très prudemment et ne permet pas d'estimer le véritable facteur Doppler  $\delta$  de la source de manière sûre, car  $\delta$  varie très rapidement avec  $\theta$  lorsque  $\theta$  est proche de  $\theta^*$  (cf. Fig. A.2), de sorte que  $\delta$  peut être très différent de  $\delta^*$ .

La relation exacte entre  $\beta_{\text{app}}$  et  $\delta$ , qui s'exprime avec les Eqs (A.14) et (A.32) comme

$$\beta_{\text{app}} = \beta \gamma \delta \sin \theta \quad (\text{A.42})$$

est certes jolie – car elle suit l'alphabet grec – mais on lui préférera l'expression suivante pour  $\delta$  en fonction seulement de  $\beta_{\text{app}}$  et de  $\theta$  (Blandford & Königl 1979)

$$\delta = \sqrt{1 - \beta_{\text{app}}^2 + 2\beta_{\text{app}} \cot \theta}, \quad (\text{A.43})$$

qui atteint – pour une valeur fixée de  $\theta < \pi/2$  – une valeur maximale de  $\delta = 1/\sin \theta$  pour  $\beta_{\text{app}} = \cot \theta$  et qui vaut  $\delta = 1$  pour  $\beta_{\text{app}} = 2 \cot \theta$ .

## A.5 Un brin de cosmologie

L'univers est décrit par la *métrique de Robertson-Walker*, qui caractérise l'univers en fonction de deux grandeurs : l'évolution du facteur d'échelle  $R(t)$  de l'univers au cours du temps et la courbure spatiale de l'univers  $k$ . Le paramètre  $k$  peut prendre les valeurs  $+1$ ,  $0$  ou  $-1$  et définit ainsi le signe de la courbure d'un espace non-Euclidien à trois dimensions (sans le temps) dans un espace Euclidien à quatre dimensions. Les valeurs  $+1$ ,  $0$  et  $-1$  de la courbure  $k$  correspondent, respectivement, à une géométrie sphérique, plate et hyperbolique, que l'on peut se représenter dans le cas d'un espace à seulement deux dimensions, par une sphère creuse, un plan et une selle de cheval.

### A.5.1 Le redshift, la constante de Hubble et le paramètre de décélération

Le *redshift*  $z$  mesure le décalage des raies spectrales vers de plus grandes longueurs d'onde  $\lambda$ , il est défini par

$$z \equiv \frac{\lambda_0 - \lambda_e}{\lambda_e} = \frac{\nu_e - \nu_0}{\nu_0}, \quad (\text{A.44})$$

où  $\lambda_e$  et  $\nu_e$  sont la longueur d'onde et la fréquence émise, alors que  $\lambda_0$  et  $\nu_0$  sont les grandeurs observées. Le redshift peut être interprété comme étant dû à un effet Doppler relativiste (cf. Sect. A.2), de sorte que (cf. Eq. (A.15))

$$1 + z = \sqrt{\frac{1 + v/c}{1 - v/c}} \iff \frac{v}{c} = \frac{(1 + z)^2 - 1}{(1 + z)^2 + 1}, \quad (\text{A.45})$$

où  $v$  est la vitesse radiale. Cette équation se ramène à  $z = v/c$  dans le cas non-relativiste ( $v/c \ll 1$ ). C'est cette dernière expression de la vitesse que Hubble utilisa pour obtenir la relation  $v = H_0 D$  entre la vitesse  $v$  de récession des galaxies et leur distance  $D$ . Cette relation, appelée la *loi de Hubble*, suggère que les galaxies s'éloignent les unes des autres dans un univers statique. Une telle conception est dépassée et l'Eq. (A.45) est fautive si l'univers ne s'étend pas à vitesse constante. Il faut donc éviter d'interpréter le redshift comme un effet Doppler relativiste. Dans la conception actuelle, les galaxies sont immobiles dans un espace-temps en expansion et le redshift est simplement une mesure du facteur d'échelle relatif  $R(t_e)/R(t_0)$  de l'univers quand la source a émis son rayonnement, en vertu de la relation

$$1 + z = \frac{\nu_e}{\nu_0} = \frac{\lambda_0}{\lambda_e} = \frac{R(t_0)}{R(t_e)}. \quad (\text{A.46})$$

Le passage de la longueur d'onde  $\lambda$  au facteur d'échelle  $R(t)$  n'est pas évident (cf. Longair 1995), mais il se comprend intuitivement. En fait, tout se passe comme si la longueur d'onde  $\lambda$  s'étirait au cours du temps comme l'univers tout entier<sup>2</sup> d'un facteur égal au facteur d'échelle  $R(t)$ .

La *constante de Hubble*  $H_0$  mesure le taux d'expansion actuel de l'univers, c'est-à-dire la quantité  $(\dot{R}/R)_{t_0}$ . On définit souvent le *temps de Hubble*  $\tau_0 = H_0^{-1}$ , qui est l'âge qu'aurait

<sup>2</sup>Si la longueur d'onde d'un photon suit bien l'expansion de l'univers, il serait cependant faux de dire que toutes les longueurs mesurables dans l'univers s'étendent, comme le relève Peacock (1999) dans sa Sect. 3.3. L'expansion de l'univers n'influence pas la matière localement, de sorte que le rayon de l'orbite terrestre, par exemple, ou le diamètre de la Galaxie n'augmente pas avec le temps. Pour expliquer l'augmentation de la longueur d'onde d'un photon, Peacock (1999) utilise un argument basé sur l'effet Doppler et illustré dans sa Fig. 3.3.

l'univers si le taux d'expansion  $H(t)$  était constant depuis son origine. Comme la valeur de  $H_0$  est toujours assez incertaine, on l'exprime généralement avec le paramètre sans unité  $h$  comme

$$H_0 = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} \approx \frac{100 h}{10^{12} \text{ yr}} \quad \Rightarrow \quad \tau_0 \approx h^{-1} 10^{10} \text{ yr} \quad (\text{A.47})$$

La valeur actuellement admise est de  $h \approx 0.65$  et donc  $h^{-1} \approx 1.5$ .

La variation actuelle du taux d'expansion de l'univers est décrite par le *paramètre de décélération*  $q_0$ , qui est sans unité et défini par

$$q_0 \equiv - \left( \frac{\ddot{R} R}{\dot{R}^2} \right)_{t_0} = \frac{1}{2} \frac{8\pi G \rho_{m,0}}{3 H_0^2} - \frac{\Lambda}{3 H_0^2} = \frac{1}{2} \frac{\rho_{m,0}}{\rho_{\text{crit}}} - \frac{\rho_{\Lambda,0}}{\rho_{\text{crit}}} \equiv \frac{\Omega_{m,0}}{2} - \Omega_{\Lambda,0}, \quad (\text{A.48})$$

où  $G$  est la *constante de la gravitation universelle* et  $\Lambda$  est la *constante cosmologique*.  $\rho_{m,0}$  et  $\rho_{\Lambda,0}$  sont respectivement la densité actuelle de matière et de vide dans l'univers, que l'on exprime généralement par rapport à la densité critique  $\rho_{\text{crit},0} = 3H_0^2/(8\pi G)$  avec les *paramètres de densité*  $\Omega_{m,0}$  et  $\Omega_{\Lambda,0}$ . La constante cosmologique  $\Lambda$  a longtemps été ignorée dans l'Eq. (A.48), ce qui donnait la relation  $q_0 = \Omega_{m,0}/2$ . Avec les indications actuelles, qui montrent que l'expansion de l'univers a plutôt tendance à s'accélérer que de ralentir, on ne peut plus négliger la densité du vide  $\Omega_{\Lambda,0}$ . Cette découverte récente (Riess et al. 1998; Perlmutter et al. 1999) est basée sur des observations de supernova de type Ia à haut redshift et semble indiquer des valeurs de  $\Omega_{m,0} \approx 0.3$  et  $\Omega_{\Lambda,0} \approx 0.7$ , ce qui correspond à  $q_0 \approx -0.5$  et donc à une accélération de l'expansion de l'univers.

### A.5.2 La notion de distance en cosmologie

A faible redshift, la même distance sert à relier, d'une part, le flux observé à la luminosité de la source et, d'autre part, l'angle soutenu par la source à sa taille réelle. Cette équivalence n'est plus valable à plus haut redshift et, pour continuer à appliquer les relations habituelles entre ces grandeurs, il faut définir des distances différentes suivant la quantité mesurée. La distance permettant de relier le flux observé à la luminosité d'une source est la *distance lumineuse*  $D_L$ , qui s'exprime en fonction du redshift  $z$  de l'objet, de la constante de Hubble  $H_0$  et du paramètre de décélération de l'univers  $q_0$  comme (Longair 1995)<sup>3</sup>

$$D_L = \frac{c}{H_0 q_0^2} \left( q_0 z + (q_0 - 1)(\sqrt{1 + 2q_0 z} - 1) \right). \quad (\text{A.49})$$

Cette équation étant indéterminée lorsque  $q_0$  est nul, il est souvent plus utile d'exprimer cette distance par ( cf. Pearson & Zensus 1987)

$$D_L = \frac{cz}{H_0} \left( \frac{1 + z + \sqrt{1 + 2q_0 z}}{1 + q_0 z + \sqrt{1 + 2q_0 z}} \right) \quad \Rightarrow \quad D_L = \frac{cz}{H_0} \left( 1 + \frac{z}{2} \right) \quad \text{si } q_0 = 0. \quad (\text{A.50})$$

<sup>3</sup>Les Eqs (A.49) et (A.50) suivantes sont connues sous le nom de *formule de Mattig* et s'expriment, en réalité, en fonction de  $\Omega_{\text{tot}}$  à la place de  $2q_0$  (cf. Eqs. (3.78) et (3.79) de Peacock 1999), où  $\Omega_{\text{tot}} \equiv \Omega_m + \Omega_r + \Omega_\Lambda$  est le paramètre de densité total incluant la densité de matière ( $\Omega_m$ ), de rayonnement ( $\Omega_r$ ) et du vide ( $\Omega_\Lambda$ ). Les expressions avec  $2q_0$  à la place de  $\Omega_{\text{tot}}$  transcrites ici ne sont donc valables que pour un univers dominé par la matière avec  $\Omega_\Lambda = 0$ . Concernant le paramètre de décélération  $q_0$ , son expression complète est donnée par  $q = \Omega_m/2 + \Omega_r - \Omega_\Lambda$  (Eq. (3.34) de Peacock 1999), mais cette équation se réduit à l'Eq. (A.48) pour l'époque  $t_0$ , car  $\Omega_r(t) \propto R(t)^{-4}$  est négligeable actuellement.

A partir de ces équations, la *distance effective*  $D$  – qui intervient dans la loi de Hubble – et la *distance angulaire*  $D_A$  reliant l'angle soutenu par la source à sa taille réelle s'expriment simplement comme

$$D = \frac{D_L}{1+z} \quad \text{et} \quad D_A = \frac{D}{1+z} = \frac{D_L}{(1+z)^2}. \quad (\text{A.51})$$

Finalement, l'expression de la vitesse transversale apparente  $v_{\text{app}}$  (cf. Sect. A.4), en fonction du mouvement propre  $\mu$ , s'exprime comme ( cf. Pearson & Zensus 1987)

$$v_{\text{app}} = \beta_{\text{app}} c = D_A (1+z) \mu = D \mu, \quad (\text{A.52})$$

où le terme  $(1+z)$  corrige l'effet cosmologique de la dilatation du temps.<sup>4</sup> Si le mouvement propre  $\mu$  est mesuré en milli-seconde d'arc par an, on obtient avec les Eqs (A.47) et (A.50) :

$$\beta_{\text{app}} = 47.4 \mu \frac{z}{h(1+z)} \left( \frac{1+z+\sqrt{1+2q_0z}}{1+q_0z+\sqrt{1+2q_0z}} \right). \quad (\text{A.53})$$

## Références

- Blandford R.D., 1990. In : Active Galactic Nuclei, Courvoisier T.J.-L., Mayor M. (eds.), Saas-Fee Advanced Course No. 20, Springer-Verlag, p. 161
- Blandford R.D., Königl A., 1979, ApJ 232, 34
- Camenzind M., 1997. Les noyaux actifs de galaxies : galaxies de Seyfert, QSO, quasars, lacertides et radiogalaxies, Trad. de l'allemand par A. Boucher, Lecture Notes in Physics, Springer-Verlag, Heidelberg
- Cawthorne T.V., 1991. In : Beams and Jets in Astrophysics, Hughes P.A. (ed.), Cambridge Astrophysics Series 19, Cambridge Univ. Press, p. 187
- Longair M.S., 1995. In : The Deep Universe, Binggeli B., Buser R. (eds.), Saas-Fee Advanced Course No. 23, Springer-Verlag, p. 317
- Peacock J.A., 1999, Cosmological Physics, Cambridge University Press
- Pearson T.J., Zensus J.A., 1987. In : Superluminal Radio Sources, Zensus J.A., Pearson T.J. (eds.), Cambridge Univ. Press, p. 1
- Perlmutter S., Aldering G., Goldhaber G., et al., 1999, ApJ 517, 565
- Rees M.J., 1966, Nat 211, 468
- Rees M.J., 1967, MNRAS 135, 345
- Riess A.G., Filippenko A.V., Challis P., et al., 1998, AJ 116, 1009
- Rybicki G.B., Lightman A.P., 1979. Radiative Processes in Astrophysics, John Wiley & Sons Inc., New York
- Sanders R.H., 1974, Nat 248, 390
- Scheuer P.A.G., 1984. In : VLBI and Compact Radio Sources, Fanti R., Kellermann K., Setti G. (eds.), IAU Symp. 110, p. 197

<sup>4</sup>Les effets relativistes dus au mouvement de la source sont inclus dans  $\beta_{\text{app}}$ , mais il faut encore tenir compte de l'effet cosmologique qui intervient sur le dénominateur de l'expression du mouvement propre  $\mu = \Delta\psi/\Delta t$ .

## Annexe B

# Echelles de grandeurs en astronomie

Je donne ci-dessous des tables permettant de se remémorer les ordres de grandeurs couramment rencontrés en astronomie. Les grandeurs sont données dans les unités habituelles et sont souvent comparées à la grandeur de référence la plus proche. C'est à dessein que les valeurs indiquées sont des approximations, généralement assez imprécises, qui ne devraient pas être utilisées tel quel. Elles donnent cependant le bon ordre de grandeur et ont l'avantage d'être faciles à retenir. Les distances cosmologiques sont calculées avec une constante de Hubble de  $H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  et un paramètre de décélération  $q_0$  nul (cf. Sect. A.5.1).  $R$  se rapporte au rayon de l'objet considéré et  $D$  à sa distance de la Terre. Les autres grandeurs physiques sont la masse  $M$ , la densité  $\rho$ , la température  $T$  et la luminosité  $L$ .

### B.1 Echelle de longueurs et de distances

$R_{\star}$ de neutrons	$\approx$	10 km		
$R_{\text{Lune}}$	$\approx$	1 700 km	$\approx$	170 $R_{\star}$ de neutrons
$R_{\text{naine blanche}}$	$\approx$	5 000 km	$\approx$	500 $R_{\star}$ de neutrons
$R_{\text{Terre}}$	$\approx$	6 400 km	$\approx$	4 $R_{\text{Lune}}$
$R_{\text{Jupiter}}$	$\approx$	72 000 km	$\approx$	10 $R_{\text{Terre}}$
$D_{\text{Terre-Lune}}$	$\approx$	400 000 km	$\approx$	60 $R_{\text{Terre}}$
$R_{\text{Soleil}}$	$\approx$	700 000 km	$\approx$	100 $R_{\text{Terre}}$ $\approx$ $10^5$ $R_{\star}$ de neutrons
$D_{\text{Terre-Soleil (1 UA)}}$	$\approx$	$1.5 \cdot 10^8$ km	$\approx$	400 $D_{\text{Terre-Lune}}$ $\approx$ 200 $R_{\text{Soleil}}$
$R_{\text{géante rouge}}$	$\approx$	1 UA	$\approx$	$10^7$ $R_{\star}$ de neutrons
$D_{\text{Soleil-Jupiter}}$	$\approx$	5 UA	$\approx$	1 000 $R_{\text{Soleil}}$
$D_{\text{Soleil-Pluton}}$	$\approx$	40 UA	$\approx$	8 $D_{\text{Soleil-Jupiter}}$
1 al	$\approx$	60 000 UA	$\approx$	1 500 $D_{\text{Soleil-Pluton}}$
1 pc	$\approx$	200 000 UA	$\approx$	3.26 al
$D_{\alpha \text{ Cen (Toliman)}}$	$\approx$	1.3 pc	$\approx$	$5 \cdot 10^7$ $R_{\text{Soleil}}$
$R_{\text{amas globulaire}}$	$\approx$	10 pc	$\approx$	30 al
$D_{51 \text{ Peg}}$	$\approx$	16 pc	$\approx$	50 al
$D_{\text{Pleiades}}$	$\approx$	130 pc	$\approx$	8 $D_{51 \text{ Peg}}$
$D_{\text{centre galactique}}$	$\approx$	8.5 kpc	$\approx$	65 $D_{\text{Pleiades}}$

$R_{\text{Voie Lactée}}$	$\approx$	15 kpc	
$D_{\text{LMC}}$	$\approx$	50 kpc	$\approx 3 R_{\text{Galaxie}}$
$D_{\text{M 31 (Andromède)}}$	$\approx$	1 Mpc	$\approx 20 D_{\text{LMC}}$
$R_{\text{amas de galaxies}}$	$\approx$	1 Mpc	
$D_{\text{Virgo}}$	$\approx$	20 Mpc	$\approx 20 D_{\text{M 31}}$
$D_{\text{Coma}}$	$\approx$	100 Mpc	$\approx 5 D_{\text{Virgo}}$
$D_{\text{3C 273}}$	$\approx$	900 Mpc	$\approx 45 D_{\text{Virgo}}$
$D_{z=1}$	$\approx$	3 600 Mpc	$\approx 180 D_{\text{Virgo}}$
$D_{z=5}$	$\approx$	5 700 Mpc	$\approx 280 D_{\text{Virgo}}$
$D_{z \rightarrow \infty}$	$\approx$	6 000 Mpc	$\approx 300 D_{\text{Virgo}}$

## B.2 Echelle de masses

$M_{\text{Lune}}$	$\approx$	$7 \cdot 10^{22}$ kg	
$M_{\text{Terre}}$	$\approx$	$6 \cdot 10^{24}$ kg	$\approx 100 M_{\text{Lune}}$
$M_{\text{Jupiter}}$	$\approx$	$2 \cdot 10^{27}$ kg	$\approx 300 M_{\text{Terre}}$
$M_{\text{Soleil}}$	$\approx$	$2 \cdot 10^{30}$ kg	$\approx 1000 M_{\text{Jupiter}}$
$M_{\text{étoiles}}$	de	$0.08 M_{\odot}$	à $100 M_{\odot}$
$M_{\text{amas ouverts}}$	de	$100 M_{\odot}$	à $1000 M_{\odot}$
$M_{\text{amas globulaires}}$	de	$10^4 M_{\odot}$	à $10^6 M_{\odot}$
$M_{\text{galaxies}}$	de	$10^8 M_{\odot}$	à $10^{12} M_{\odot}$
$M_{\text{Voie Lactée}}$	$\approx$	$5 \cdot 10^{11} M_{\odot}$	
$M_{\text{amas de galaxies}}$	de	$10^{12} M_{\odot}$	à $10^{15} M_{\odot}$
$M_{\text{Univers}}$	$\approx$	$10^{22} M_{\odot}$	$\approx 10^{11} M_{\text{Galaxie}}$

## B.3 Echelle de densités

$\rho_{\text{Univers}}$	$\approx$	$10^{-31}$ g cm $^{-3}$	$\approx 10^{-9} M_{\odot}$ pc $^{-3}$
$\rho_{\text{voisinage solaire}}$	$\approx$	$10^{-23}$ g cm $^{-3}$	$\approx 0.1 M_{\odot}$ pc $^{-3}$
$\rho_{\text{géante rouge}}$	$\approx$	$10^{-6}$ g cm $^{-3}$	$\approx 10^{17} \rho_{\text{voisinage solaire}}$
$\rho_{\text{Jupiter}}$	$\approx$	1.3 g cm $^{-3}$	$\approx 10^6 \rho_{\text{géante rouge}}$
$\rho_{\text{Soleil}}$	$\approx$	1.4 g cm $^{-3}$	$\approx 1 \rho_{\text{Jupiter}}$
$\rho_{\text{Lune}}$	$\approx$	3.3 g cm $^{-3}$	$\approx 2 \rho_{\text{Soleil}}$
$\rho_{\text{Terre}}$	$\approx$	5.5 g cm $^{-3}$	$\approx 4 \rho_{\text{Soleil}}$
$\rho_{\text{naine blanche}}$	$\approx$	$10^6$ g cm $^{-3}$	$\approx 10^6 \rho_{\text{Soleil}}$
$\rho_{\star}$ de neutrons	$\approx$	$10^{14}$ g cm $^{-3}$	$\approx 10^8 \rho_{\text{naine blanche}}$

## B.4 Echelle de températures

$T_{\text{Univers}}$	$\approx$	2.7 K
$T_{\text{surf. Jupiter}}$	$\approx$	-150 °C
$T_{\text{surf. Terre}}$	$\approx$	20 °C
$T_{\text{surf. Venus}}$	$\approx$	500 °C
$T_{\text{surf. 51 Peg B}}$	$\approx$	1 000 °C
$T_{\text{surf. géante rouge}}$	$\approx$	3 500 K

$T_{\text{surf. Soleil}}$	$\approx$	5 800 K	
$T_{\text{surf. naine blanche}}$	$\approx$	10 000 K	
$T_{\text{surf. étoiles}}$	de	2 600 K	à 50 000 K
$T_{\text{centre Soleil}}$	$\approx$	$1.5 \cdot 10^7$ K	

## B.5 Echelle de luminosités

$L_{\text{Soleil}}$	$\approx$	$4 \cdot 10^{33}$ erg s <sup>-1</sup>	
$L_{\text{noyau LINER}}$	$\approx$	$10^{41}$ erg s <sup>-1</sup>	$\approx 2 \cdot 10^7 L_{\odot}$
$L_{\text{Voie Lactée}}$	$\approx$	$2 \cdot 10^{44}$ erg s <sup>-1</sup>	$\approx 5 \cdot 10^{10} L_{\odot}$
$L_{\text{Seyfert} \rightarrow \text{quasar}}$	$\approx$	$2 \cdot 10^{46}$ erg s <sup>-1</sup>	$\approx 5 \cdot 10^{12} L_{\odot}$
$L_{\text{3C 273}}$	$\approx$	$10^{48}$ erg s <sup>-1</sup>	$\approx 5 \cdot 10^3 L_{\text{Voie Lactée}} \approx 3 \cdot 10^{14} L_{\odot}$

## Annexe C

# Liste de publications

### 1996

Türler M., Walter R., Schartel N., 1996, Comparison of X-ray and ultraviolet variations in two Seyfert 1 galaxies. In : Röntgenstrahlung from the Universe, Zimmermann H.U., Trümper J.E., Yorke H. (eds.), MPE Report 263, p. 515

### 1997

Türler M., Courvoisier T.J.-L., 1997, C IV  $\lambda 1549$  emission-line profile variations in AGN. In : Emission Lines in Active Galaxies : New Methods and Techniques, Peterson B.M., Cheng F.-Z., Wilson A.S. (eds.), ASP Conference Series, Vol. 113, p. 191

Türler M., Courvoisier T.J.-L., 1997, Principal component analysis of the C IV  $\lambda 1549$  emission-line in active galactic nuclei. In : Astronomical Time Series, Maoz D., Sternberg A., Leibowitz E.M. (eds.), Kluwer Academic Publishers, p. 251

### 1998

Türler M., Courvoisier T.J.-L., 1998, Principal component analysis of two ultraviolet emission-lines in 18 active galactic nuclei, *A&A* 329, 863–872

Paltani S., Courvoisier T.J.-L., Türler M., Walter R., 1998, Relationship between X-ray and ultraviolet emission in 3C 273. In : The Active X-Ray Sky, Scarsi L., Bradt H., Giommi P., Fiore F. (eds.), Elsevier Science, p. 445

### 1999

Türler M., Paltani S., Courvoisier T.J.-L., et al., 1999, 30 years of multi-wavelength observations of 3C 273, *A&AS* 134, 89–101

Türler M., Courvoisier T.J.-L., Paltani S., 1999, Modelling the millimetre-to-radio flaring behaviour of the quasar 3C 273. In : BL Lacertae Phenomenon, Takalo L.O., Sillanpää A. (eds.), ASP Conf. Series, Vol. 159, p. 297

Courvoisier T.J.-L., Paltani S., Türler M., Walter R., Cremonesi D., 1999, Model Constraints from 3C 273 Multi-wavelength Data. In : The Extreme Universe, 3<sup>rd</sup> *INTEGRAL* Workshop, in press

Courvoisier T.J.-L., Polletta M., Türler M., 1999, The INTEGRAL Science Data Centre. In : The Extreme Universe, 3<sup>rd</sup> *INTEGRAL* Workshop, in press

Türler M., Courvoisier T.J.-L., Paltani S., 1999, Modelling the submillimetre-to-radio flaring behaviour of 3C 273, *A&A* 349, 45–54

**2000**

Türler M., 2000, Modelling synchrotron outbursts in 3C 273. In : *Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei*, Kaper L., van den Heuvel E.P.J., Woudt P.A. (eds.), ESO Workshop, Springer-Verlag, in press

Türler M., Courvoisier T.J.-L., Paltani S., 2000, Modelling 20 years of synchrotron flaring in the jet of 3C 273, submitted to *A&A*



