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 (Paczyński 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

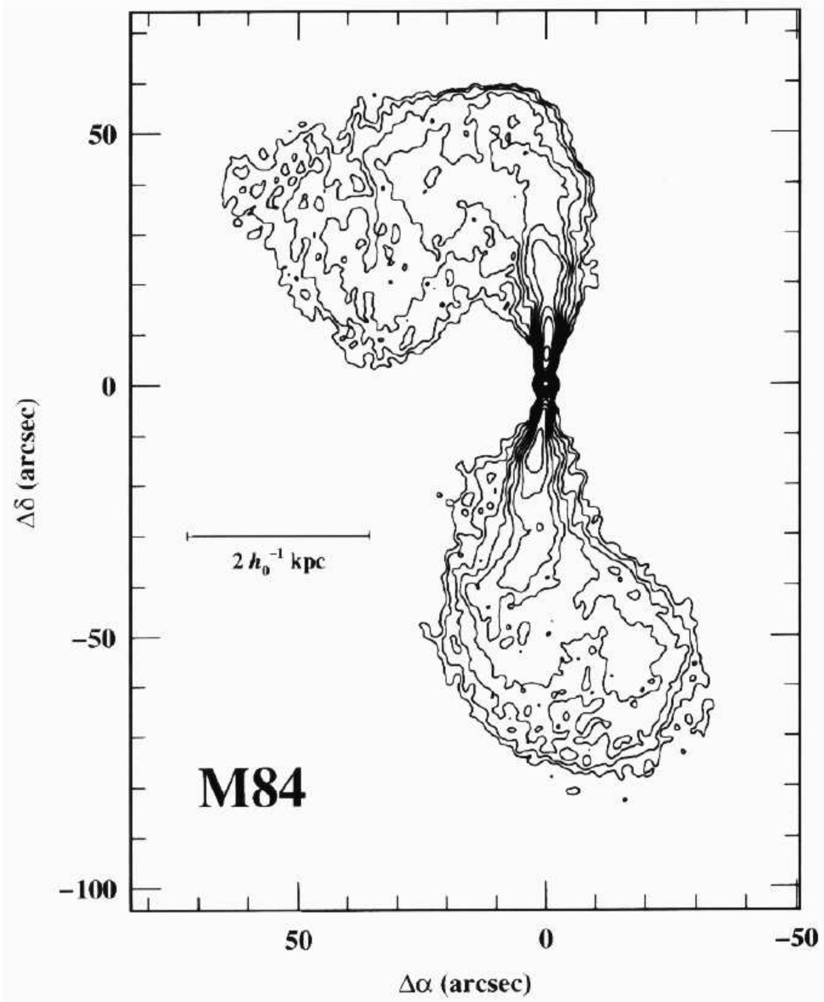

FIG. 7.1 – *Le jet radio, observé à la fréquence de à 4.9 GHz de la galaxie elliptique M 84 (3C 272.1 ou NGC 4373), dans l'amas de la Vièrge, est donné, ici, comme exemple d'un jet Fanaroff–Riley de type I.* TIRÉ DE: *Peterson (1997).* ORIGINAL DE: *Laing & Bridle (1987).*

(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

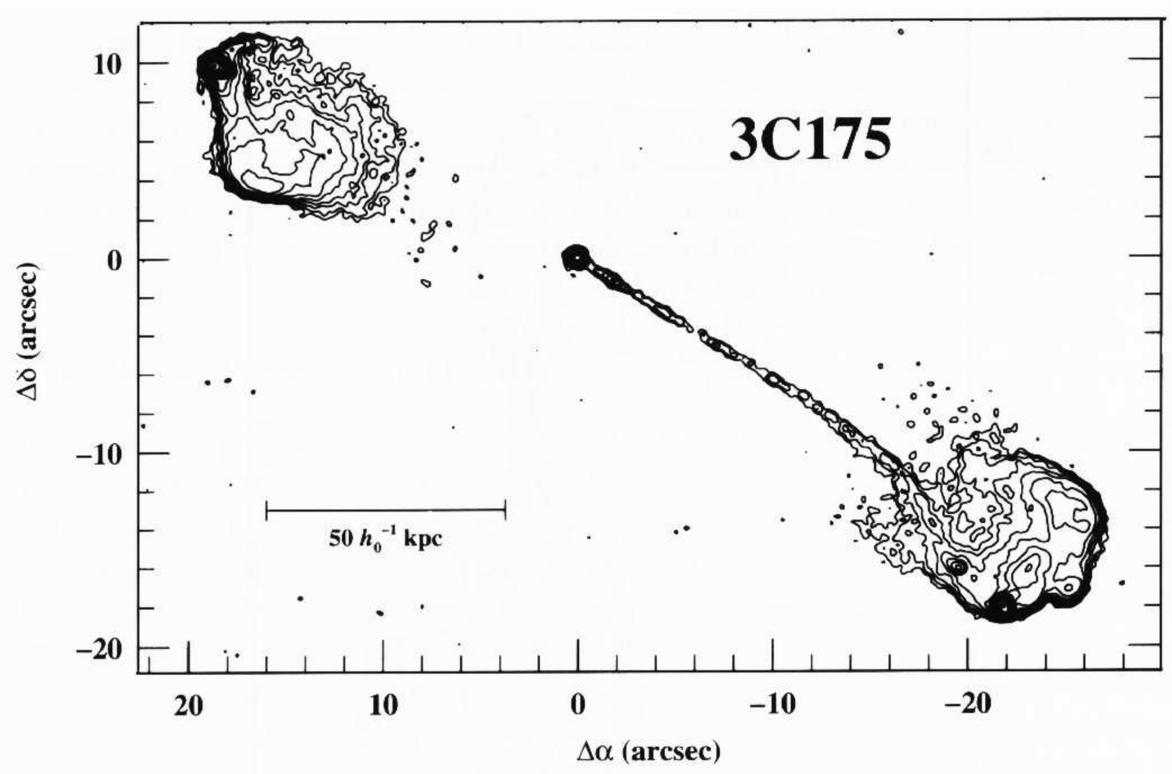

FIG. 7.2 – *Le jet radio à 4.9 GHz du quasar 3C 175 ($z = 0.768$) est donné ici comme exemple d'un jet Fanaroff–Riley de type II.* TIRÉ DE: *Peterson (1997).* ORIGINAL DE: *Bridle et al. (1994).*

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

La manifestation la plus spectaculaire du phénomème des jets dans l'univers est celle des puissants jets radio produits au coeur de certaines galaxies, génŕalement 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 (FR I) 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 FR I 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 (FR II) 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 FR I, l'émission le long de leur jet n'est souvent pas continue, mais dominée par des nodules brillants. Les sources de type FR II se différencient également des sources FR I 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 FR I, 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 ($v_j \simeq 0.4\,c$), 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*

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

est le *facteur de Lorentz* (cf. Sect. A.1). La trajectoire spirale de la particule consiste en un déplacement à vitesse constante $\mathbf{v}_\parallel$ 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

$$a_\perp = \dot{v}_\perp = \frac{v_\perp^2}{R} = \frac{q v_\perp B}{\gamma m c} \qquad \Longrightarrow \qquad \omega_B = \frac{v_\perp}{R} = \frac{qB}{\gamma m c}\,. \tag{7.2}$$

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*

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

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[1], 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

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

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 α est l'angle entre $\mathbf{B}$ et $\mathbf{v}$. Ainsi, la puissance synchrotron moyenne d'une particule s'exprime selon

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

où $\beta \equiv v/c$, $\sigma_{\text{T}} \equiv (8\pi q^4)/(3m^2c^4)$ 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

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

[1] 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.

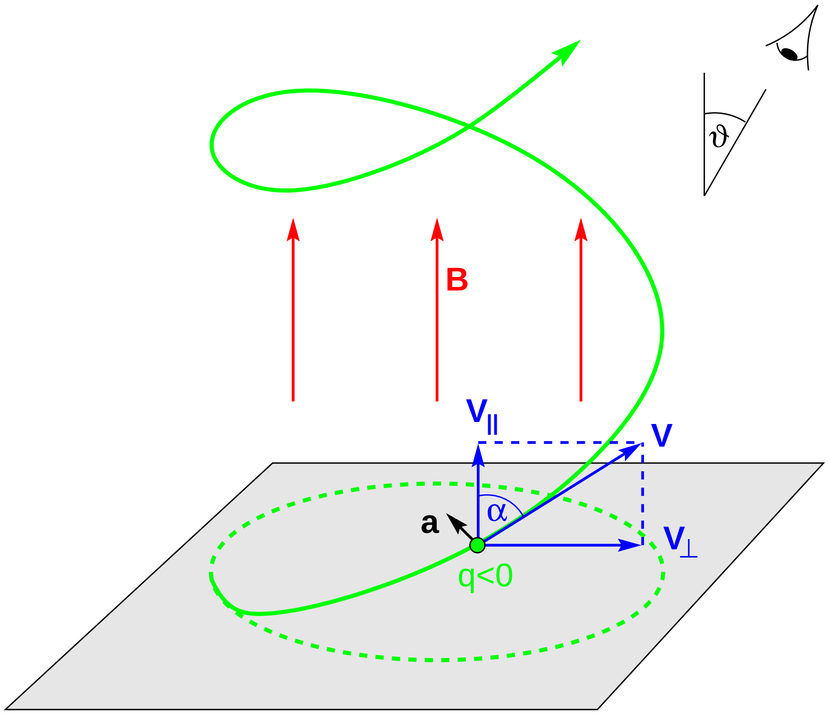

FIG. 7.3 – *Trajectoire spirale d'une particule de charge négative et de vitesse* **v** *dans un champ magnétique uniforme* **B**. ADAPTÉ DE: *Rybicki & Lightman (1979).*

Pour un électron ultra-relativiste ($\beta = v/c \simeq 1$), le temps de refroidissement vaut $t_{\rm cool} \simeq 5\,10^8\,\gamma^{-1}B^{-2}$ 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* $\nu_{\rm c}$. L'obtention de cette fréquence n'est pas immédiate (Rybicki & Lightman 1979) et je me borne ici à en donner le résultat

$$\nu_{\rm c} = \frac{3}{2}\gamma^3\nu_B \sin\alpha = \frac{3q}{4\pi mc}\gamma^2 B\sin\alpha \qquad \text{et} \quad \nu_{\rm c} = \frac{3q}{16mc}\gamma^2 B \tag{7.7}$$

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

$$t_{\rm cool} = \frac{9m^3c^5}{4q^4}\left(\frac{3\,q\,B}{16\,m\,c\,\nu_{\rm c}}\right)^{1/2}\beta^{-2}B^{-2} = \left(\frac{3}{4}\right)^2\sqrt{\frac{3m^5c^9}{q^7}}\,\beta^{-2}B^{-3/2}\nu_{\rm c}^{-1/2}\,. \tag{7.8}$$

Numériquement, pour un électron d'énergie $E = \gamma mc^2$, la fréquence critique $\nu_{\rm c}$ vaut

$$\nu_{\rm c} \approx 2.8\,10^6\,B\,\gamma^2\ \text{Hz} \approx 4.2\,10^9\,B\,E^2\ \text{GHz} \tag{7.9}$$

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

$$t_{\rm cool} \simeq 6\,10^8\left(\frac{B}{\rm G}\right)^{-3/2}\left(\frac{\nu_{\rm c}}{\rm MHz}\right)^{-1/2}\text{sec} \simeq 0.6\left(\frac{B}{\rm G}\right)^{-3/2}\left(\frac{\nu_{\rm c}}{\rm GHz}\right)^{-1/2}\text{year}\,. \tag{7.10}$$

7.3 Les équations essentielles du rayonnement synchrotron

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

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

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

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

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 Γ d'Euler définie par

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

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

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

en utilisant la propriété de la fonction Γ 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* κ_ν $[\,\mathrm{cm}^{-1}\,]$ est donné par

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

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

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

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

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

On peut également écrire cette équation comme

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

[2]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.

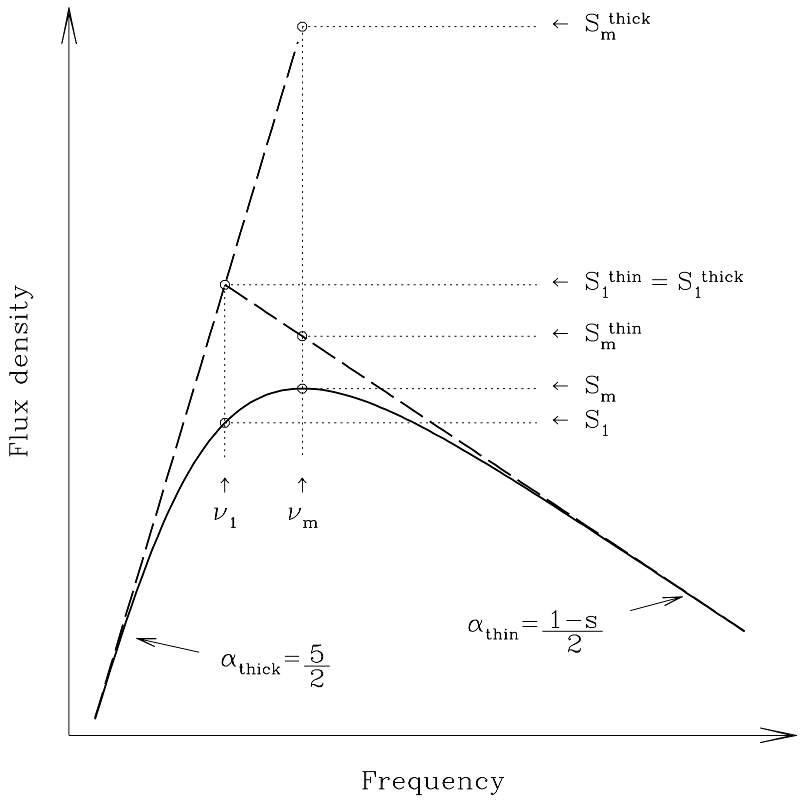

FIG. 7.4 – *Le spectre synchrotron auto-absorbé d'une source homogène avec quatre normalisations différentes en densité de flux et en fréquence.*

est la fréquence à laquelle la profondeur optique vaut 1. Il est à remarquer que la profondeur optique τ_ν décroît très fortement avec la fréquence, de sorte qu'autour de la fréquence ν_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_ν [erg s^{-1} cm^{-2} Hz^{-1} sterad^{-1}] s'obtient en résolvant l'équation différentielle du transfert radiatif, ce qui donne

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

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

$$S_\nu = \int_\Omega I_\nu \, d\Omega \qquad \Longrightarrow \qquad S_\nu = \Omega\, I_\nu\,, \tag{7.20}$$

si l'intensité spécifique I_ν est constante sur tout l'angle solide Ω.

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 $\mathrm{e}^{-\tau_\nu} = 1 - \tau_\nu$, de sorte que la densité de flux – en utilisant l'Eq. (7.12) – se réduit à

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

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 $\alpha_{\rm thin} = -(s-1)/2$, 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 $\alpha_{\rm thick} = +5/2$. Il doit donc exister un maximum dans le spectre à une fréquence $\nu_{\rm m}$ proche de ν_1 (cf. Fig. 7.4). Pour obtenir ce maximum, il faut dériver $S_\nu = \Omega\, I_\nu$ avec I_ν donné par l'Eq. (7.19) par rapport à la fréquence, ce qui donne une expression pour $\tau_{\rm m} \equiv \tau_\nu(\nu_{\rm m}) = (\nu_{\rm m}/\nu_1)^{-(s+4)/2}$

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

où la dernière approximation s'obtient en développant l'exponentiel ${\rm e}^{\tau_{\rm m}}$ au troisième ordre, selon ${\rm e}^{\tau_{\rm m}} \approx 1 + \tau_{\rm m} + \tau_{\rm m}^2/2 + \tau_{\rm m}^3/6$, et en résolvant l'équation du second degré en $\tau_{\rm m}$ qui en résulte. Il est à remarquer que la profondeur optique au maximum $\tau_{\rm m}$ 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_ν peut être exprimé par les six équations

$$\begin{aligned} S_\nu &= S_1^{\rm thick}\left(\tfrac{\nu}{\nu_1}\right)^{5/2}(1-\exp(-\tau_\nu)) &&= S_{\rm m}^{\rm thick}\left(\tfrac{\nu}{\nu_{\rm m}}\right)^{5/2}(1-\exp(-\tau_\nu)) \\ &= S_1^{\rm thin}\left(\tfrac{\nu}{\nu_1}\right)^{5/2}(1-\exp(-\tau_\nu)) &&= S_{\rm m}^{\rm thin}\left(\tfrac{\nu}{\nu_{\rm m}}\right)^{5/2}\tfrac{1-\exp(-\tau_\nu)}{\tau_{\rm m}} \\ &= S_1\left(\tfrac{\nu}{\nu_1}\right)^{5/2}\tfrac{1-\exp(-\tau_\nu)}{1-\exp(-1)} &&= S_{\rm m}\left(\tfrac{\nu}{\nu_{\rm m}}\right)^{5/2}\tfrac{1-\exp(-\tau_\nu)}{1-\exp(-\tau_{\rm m})}\,, \end{aligned} \tag{7.23}$$

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

$$S_{\rm m} = S_{\rm m}^{\rm thick}(1-\exp(-\tau_{\rm m})) = S_{\rm m}^{\rm thin}\,\frac{1-\exp(-\tau_{\rm m})}{\tau_{\rm m}}\,. \tag{7.24}$$

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* δ (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 $A=\pi R^2=\pi\,(\psi D_{\mathrm{A}}/2)^2$ et de longueur x, où D_{A} est la *distance angulaire* (cf. Eq. (A.51)) à laquelle se trouve l'observateur et où ψ 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 θ avec la ligne de vue. L'angle θ 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 $\Omega = A/D_{\mathrm{A}}^2 = \pi\,\psi^2/4$, de sorte que la densité de flux est simplement $S'_{\nu'} = \Omega\, I'_{\nu'}$ (cf. Eq. (7.20)). La densité de flux $S_\nu^{\mathrm{thin}} = \Omega\, x\, \varepsilon_\nu$ (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

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

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

$$S_\nu^{\mathrm{thin}} = \pi\,c_1(s)\,D_{\mathrm{L}}^{-2}(1+z)^{(5-s)/2}\,R^2\,x\,K'\,B_\perp'^{(s+1)/2}\,\delta^{(s+3)/2}\,\nu^{(1-s)/2}. \tag{7.26}$$

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

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

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 $S_{\mathrm{m}}^{\mathrm{thin}}$, par exemple, s'exprime en fonction de ν_{m} en remplaçant simplement ν par ν_{m} dans l'Eq. (7.26) :

$$S_{\mathrm{m}}^{\mathrm{thin}} = \pi\,c_1(s)\,D_{\mathrm{L}}^{-2}\,(1+z)^{(5-s)/2}\,R^2\,x\,K'\,B_\perp'^{(s+1)/2}\,\delta^{(s+3)/2}\,\nu_{\mathrm{m}}^{(1-s)/2}. \tag{7.28}$$

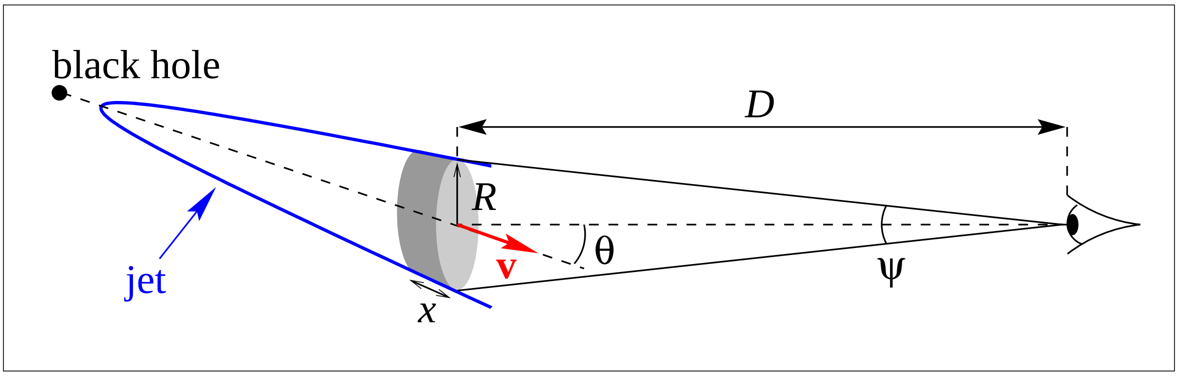

FIG. 7.5 – *Géométrie supposée pour le calcul de l'émission d'une portion cylindrique du jet, qui se déplace à la vitesse* **v** *le long de l'axe du jet formant un petit angle θ avec la ligne de vue.*

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

$$\nu_{\rm m} = \left(c_2(s)\,\tau_{\rm m}^{-1}\,(1+z)^{-(s+2)/2}\,x\,K'\,B_\perp'^{(s+2)/2}\,\delta^{(s+2)/2}\right)^{2/(s+4)} . \tag{7.29}$$

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

$$S_{\rm m}^{\rm thin} = \pi\,c_1(s)\,D_{\rm L}^{-2}\,R^2\left(c_2(s)^{1-s}\,\tau_{\rm m}^{s-1}(1+z)^{s+9}\,x^5\,K'^5\,B_\perp'^{2s+3}\,\delta^{3s+7}\right)^{1/(s+4)} . \tag{7.30}$$

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 $\nu_{\rm m}$ 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 δ (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 $S_{\rm m}^{\rm thin}$ par l'Eq. (7.27) pour $\tau_{\rm m} \equiv \tau_\nu(\nu_{\rm m})$, ce qui donne

$$\begin{aligned} B'_\perp &= \left(\pi\,\frac{c_1(s)}{c_2(s)}\right)^2 R^4\,(1+z)^7\,D_{\rm L}^{-4}\,\delta\left(\frac{S_{\rm m}^{\rm thin}}{\tau_{\rm m}}\right)^{-2}\nu_{\rm m}^5 \\ &= \left(\frac{\pi}{4}\,\frac{c_1(s)}{c_2(s)}\right)^2\frac{\delta}{1+z}\,\psi^4\,(S_{\rm m}^{\rm thick})^{-2}\,\nu_{\rm m}^5 , \end{aligned} \tag{7.31}$$

avec $\psi = 2R(1+z)^2/D_{\rm L}$ et la relation $S_{\rm m}^{\rm thick} = S_{\rm m}^{\rm thin}/\tau_{\rm m}$ 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 $\tau_{\rm m}$, ce qui donne

$$K' = c_2(s)^{-1}\left(\pi\,\frac{c_1(s)}{c_2(s)}\,\delta\,(1+z)^3\,R^2\,D_{\rm L}^{-2}\,(S_{\rm m}^{\rm thin})^{-1}\right)^{-(s+2)} x^{-1}\,\tau_{\rm m}^{-(s+1)}\,\nu_{\rm m}^{-(2s+3)}$$

$$= \; c_2(s)^{-1} \left(\frac{\pi}{4} \frac{c_1(s)}{c_2(s)} \frac{\delta}{1+z} \, \psi^2 \, (S_{\mathrm{m}}^{\mathrm{thin}})^{-1} \right)^{-(s+2)} \; x^{-1} \, \tau_{\mathrm{m}}^{-(s+1)} \, \nu_{\mathrm{m}}^{-(2s+3)} . \tag{7.32}$$

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

$$x = \frac{4}{3} \frac{\delta}{1+z} R = \frac{2}{3} \frac{\delta}{(1+z)^3} \, \psi \, D_{\mathrm{L}} \, . \tag{7.33}$$

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 Δs 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 ϑ', 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)

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

et $c_2(s)$ doit être multiplier par

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

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
Hirotani 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, 2nd 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
Paczyński 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.

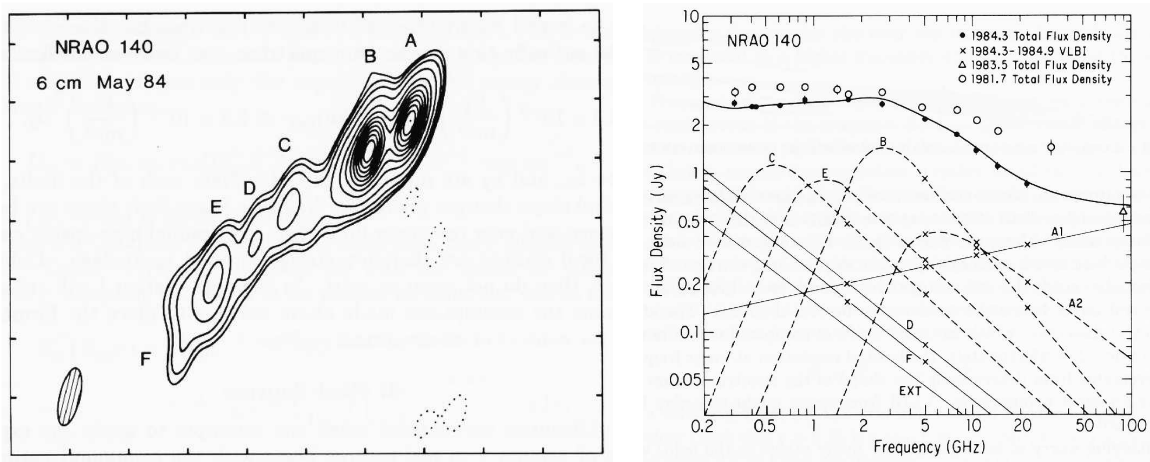

FIG. 8.1 – *L'image VLBI du jet de NRAO 140 ($z = 1.258$) et la décomposition spectrale correspondante. La décomposition a été rendue possible en émettant l'hypothèse que l'émission de chaque nodule VLBI – outre la composante A1 correspondant au coeur du jet – est un spectre synchrotron homogène auto-absorbé.*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

Le jet, supposé conique, aurait un très petit angle d'ouverture de sorte que le facteur Doppler δ_j du plasma peut être considéré comme constant au travers du jet.[1] Le jet est aussi supposé être linéaire avec de la matière qui s'y écoule à vitesse constante. Le facteur Doppler δ_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)

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

[1] Ceci est vrai si le demi-angle ϕ d'ouverture du jet est beaucoup plus petit que l'angle θ 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 δ avec R. En toute généralité, nous pouvons écrire les relations suivantes

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

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 δ 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 η. Cependant, si le champ magnétique est turbulent ($B_\perp \approx B_\parallel$) dans le jet, on aura

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

Marscher & Gear (1985) émettent l'hypothèse que l'énergie de chaque électron relativiste est amplifiée d'un facteur constant ξ en traversant le choc. Pour un processus d'accélération adiabatique, ξ est relié au facteur de compression η 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 η intervient à cause de la compression faisant augmenter la densité numérique des électrons et où le terme ξ^{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 $x_{\rm max}$ 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 $S_\nu^{\rm thin}$ 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

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

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

$$\nu_{\rm m} \propto \left(x\, K'\, B'^{\,(s+2)/2}\, \delta^{(s+2)/2}\right)^{2/(s+4)}. \tag{8.5}$$

En combinant ces deux équations, on obtient

$$S_{\rm m}^{\rm thin} \equiv S_\nu^{\rm thin}(\nu_{\rm m}) \propto R^2 \left(x^5\, K'^{\,5}\, B'^{\,2s+3}\, \delta^{3s+7}\right)^{1/(s+4)}. \tag{8.6}$$

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 subit le passage de l'onde de choc et suivant de près sa propagation à des vitesses relativistes le long du jet.[2]

[2]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.

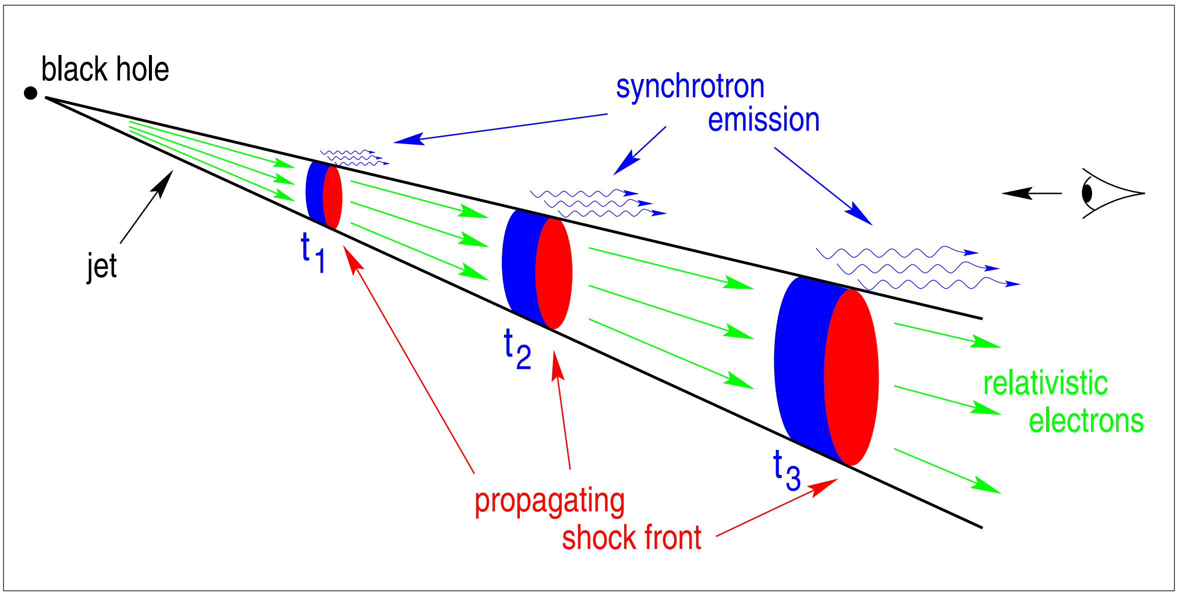

FIG. 8.2 – *Illustration schématique d'une onde de choc se propageant dans un jet. Par souci de clarté, les photons synchrotrons ne sont représentés ici qu'en-dehors du cône du jet, bien qu'ils soient, en réalité, émis par toute la portion cylindrique du jet qui suit l'onde de choc.*

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 $x = x_{\rm max}$ 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 :

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

$$\nu_{\rm m} \;\propto\; \left(R\, K\, B^{(s+2)/2}\, \delta^{(s+2)/2}\right)^{2/(s+4)} \tag{8.8}$$

$$S_{\rm m} \;\propto\; \left(R^{2s+13}\, K^5\, B^{2s+3}\, \delta^{3s+7}\right)^{1/(s+4)} \tag{8.9}$$

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 $(\nu_{\rm m}, S_{\rm m})$ va aussi suivre une loi de puissance avec R, selon

$$\nu_{\rm m} \propto R^{n_3} \qquad \text{avec} \qquad n_3 = -[2(k-1) + (b+d)(s+2)]/(s+4) \tag{8.10}$$

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

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 $S_{\rm m} \propto \nu_{\rm m}^{f_3/n_3}$ avec $f_3/n_3 \approx +0.56$. Ainsi, la phase adiabatique est caractérisée par une décroissance simultanée du flux $S_{\rm m}$ et de la fréquence $\nu_{\rm m}$ 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 $x_{\rm max}$ (cf. Sect. 8.2). L'épaisseur x de la région émettrice sera donc limitée par le temps de refroidissement $t_{\rm cool}$ des électrons par rayonnement synchrotron. Avec l'Eq. (7.10) pour $t_{\rm cool}$, on peut donc écrire que

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

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 $\beta_{\rm rel}\,c$ est la vitesse relative de l'onde de choc par rapport à celle de la source.[3] 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

$$\begin{aligned} S_\nu &\propto R^2\,K\,B^{(s-2)/2}\,\delta^{(s+4)/2}\,\nu^{-s/2} & (8.13)\\ \nu_{\rm m} &\propto \left(K^2\,B^{s-1}\,\delta^{s+3}\right)^{1/(s+5)} & (8.14)\\ S_{\rm m} &\propto R^2\left(K^5\,B^{2s-5}\,\delta^{3s+10}\right)^{1/(s+5)}\,, & (8.15)\end{aligned}$$

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

$$\begin{aligned} &\nu_{\rm m} \propto R^{n_2} \quad \text{avec} \quad n_2 = -[2k + b(s-1) + d(s+3)]/(s+5) & (8.16)\\ &S_{\rm m} \propto R^{f_2} \quad \text{avec} \quad f_2 = 2 - [5k + b(2s-5) + d(3s+10)]/(s+5)\,, & (8.17)\end{aligned}$$

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 $S_{\rm m}$ quasiment constant du maximum du spectre, alors que la fréquence $\nu_{\rm m}$ correspondante décroît linéairement avec l'ouverture du jet.

8.3.3 La phase Compton

Si la densité d'énergie des photons synchrotrons $u_{\rm ph}$ 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

[3] Le facteur 2 dans l'Eq. (8.12) vient du fait que $\beta_{\rm rel}\,c\,t_{\rm cool}$ est le 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 $u_{\rm ph}$:

$$P_{\rm Compt} = \frac{4}{3}\gamma^2\beta^2 c\,\sigma_{\rm T}\,u_{\rm ph} \quad \Rightarrow \quad \frac{P_{\rm Compt}}{P_{\rm synch}} = \frac{u_{\rm ph}}{u_B}\,. \tag{8.18}$$

Au tout début de l'évolution du choc, il est possible que $u_{\rm ph}$ soit plus grand que u_B et par conséquent que l'épaisseur x de la zone émettrice soit limitée par le temps de refroidissement $t_{\rm cool}$ 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 $B^2/(8\pi\,u_{\rm ph})$, pour obtenir l'épaisseur x durant la phase initiale de l'évolution du choc, selon

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

La difficulté qu'il nous reste à surmonter est l'obtention d'une expression pour la densité d'énergie $u_{\rm ph}$ 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 $u_{\rm ph}$ 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 $u_{\rm ph}$ est dominé par du rayonnement émis dans la partie optiquement mince du spectre ayant un indice spectral de $\alpha_{\rm thin} = (1-s)/2$. Cette partie du spectre s'étend de la fréquence $\nu'_{\rm m}$ à la fréquence ν'_2, où $\nu'_{\rm m}$ est le maximum du spectre auto-absorbé et où ν'_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 $\varepsilon'_{\nu'}$ comme

$$u_{\rm ph} = \frac{4\pi}{c}\int_0^\infty I'_{\nu'}d\nu' = \frac{4\pi}{c}\int_{\nu'_{\rm m}}^{\nu'_2} R\,\varepsilon'_{\nu'}\,d\nu'\,, \tag{8.20}$$

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

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

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.[4] En proportionnalité, il nous reste donc que

$$u_{\rm ph} \propto R\,K\,B^{(s+1)/2}\,\nu'^{(3-s)/2}_{\rm m}\,. \tag{8.22}$$

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

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

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

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

[4]Cette approximation est raisonnable si ν'_2 et $\nu'_{\rm m}$ 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 $x \propto u_{\rm ph}^{-1}\, B^{1/2}\, \nu_{\rm m}'^{-1/2}$ (cf. Eq. (8.19)) dans l'Eq. (8.5) pour $\nu_{\rm m} \propto \delta^{(s+2)/(s+4)}\, \nu_{\rm m}'$, ce qui donne

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

et en insérant cette dernière relation dans l'Eq. (8.22) pour $u_{\rm ph}$. 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.[5] En remplaçant, à présent, l'Eq. (8.24) pour $u_{\rm ph}$ dans l'Eq. (8.19) pour x, nous obtenons

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

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

$$S_\nu \propto R^{(11-s)/8}\, B^{(s+1)/8}\, \delta^{(s+4)/2}\, \nu^{-s/2} \tag{8.27}$$
$$\nu_{\rm m} \propto R^{-1/4}\, B^{1/4}\, \delta^{(s+3)/(s+5)} \tag{8.28}$$
$$S_{\rm m} \propto R^{11/8}\, B^{1/8}\, \delta^{(3s+10)/(s+5)}\,. \tag{8.29}$$

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

$$\nu_{\rm m} \propto R^{n_1} \quad \text{avec} \quad n_1 = -(b+1)/4 - d(s+3)/(s+5) \tag{8.30}$$
$$S_{\rm m} \propto R^{f_1} \quad \text{avec} \quad f_1 = (11-b)/8 - d(3s+10)/(s+5)\,, \tag{8.31}$$

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 $S_{\rm m}$ au maximum du spectre synchrotron alors que la fréquence $\nu_{\rm m}$ 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 $x(\nu_{\rm m}) \propto R^{3.9}$

[5] 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 $u_{\rm ph}$, 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 subit une diffusion Compton vers le domaine des rayons X, aura bien la valeur habituelle de $\alpha_{\rm X} = (1-s)/2$.

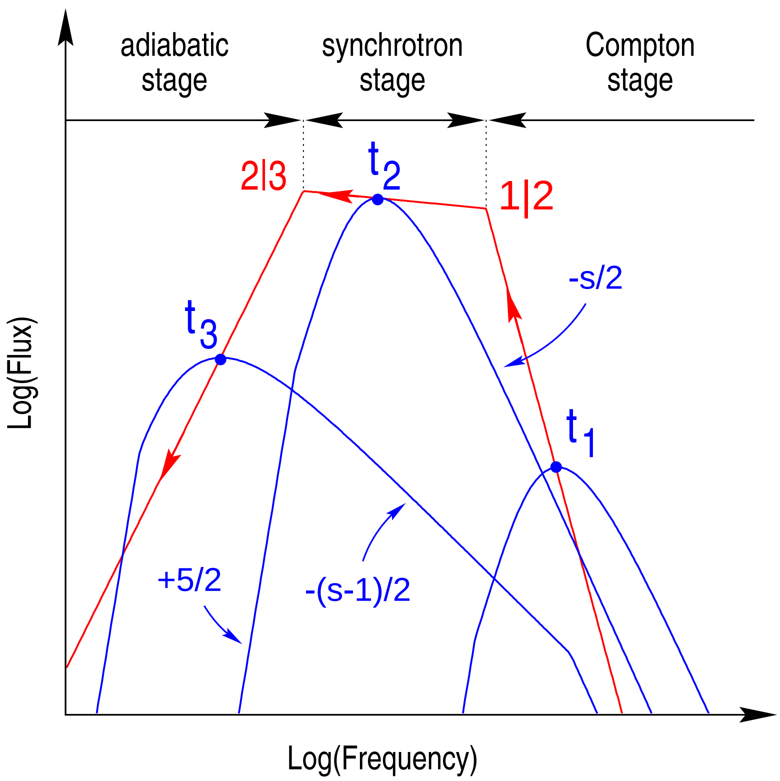

FIG. 8.3 – *Evolution caractéristique, selon le modèle de Marscher & Gear (1985), du spectre synchrotron auto-absorbé émis par une onde de choc se propageant dans un jet relativiste. La fréquence $\nu_{\rm m}$ du maximum du spectre se déplace progressivement des hautes fréquences aux basses fréquences, alors que le flux $S_{\rm m}$ 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 $x(\nu_{\rm m}) \propto R^2$ 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 $u_B = u_{\rm ph}$ (cf. Eq. (8.18)), de sorte qu'avec l'Eq. (8.24) cette première transition est caractérisée par la relation

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

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

$$\nu_{\rm m,2}(t_{1|2}) = \nu_{\rm m,1}(t_{1|2}) \;=\; \nu_{\rm m}(t_{1|2}) \equiv \nu_{1|2} \qquad \text{et que} \tag{8.33}$$

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

Une expression semblable à l'Eq. (8.32) peut être obtenue pour la transition 2|3 de la seconde phase de l'evolution 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

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

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 $\nu_{\mathrm{m}}(t_{2|3}) = \nu_{\mathrm{m},3}(t_{2|3}) = \nu_{\mathrm{m},2}(t_{2|3})$, nous pouvons choisir l'expression de $\nu_{\mathrm{m},2}(t_{2|3})$ de l'Eq. (8.14) pour la substituer dans l'Eq. (8.35), qui devient alors

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

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

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

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 δ_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 τ 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 phénoménologique 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[1], 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, 2nd 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., Teräsranta H., Urpo S., et al., 1992, A&A 254, 71

[1] 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. Türler[1,2], **T.J.-L. Courvoisier**[1,2], **and S. Paltani**[1,2]

[1] Geneva Observatory, ch. des Maillettes 51, CH-1290 Sauverny, Switzerland
[2] *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. Türler (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 ν is as measured in the observer's frame and "$\log$" refers to the decimal logarithm "$\log_{10}$". The convention for the spectral index α 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 χ^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 χ^2 (cf. Sect. 3.3), because it is the usual way to express the quality of a fit.

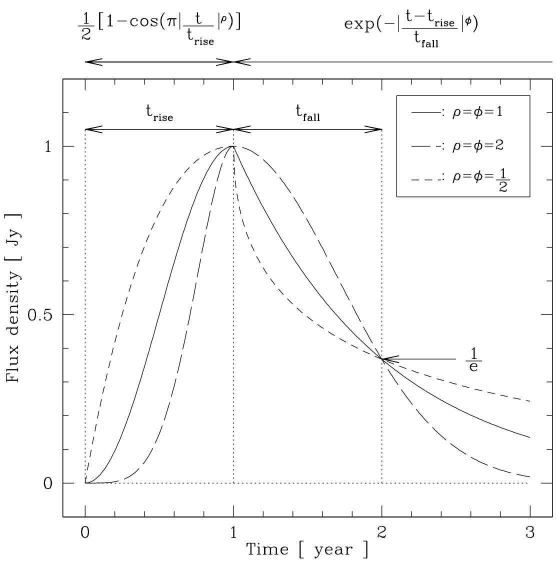

Fig. 1. Model light curve of an outburst defined by Eqs. (1) and (2), which starts at time $t_0 = 0$ and peaks at an amplitude of $A(\nu) = 1$ Jy. The three different line types show the effect of varying $\rho(\nu)$ and $\phi(\nu)$

3.2. Parameterization

At a given frequency ν, 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 $t = t_0 + t_{\rm rise}(\nu)$ by

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

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

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

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

Rather than constraining the outburst parameters ($A(\nu)$, $t_{\rm rise}(\nu)$, $t_{\rm fall}(\nu)$, $\rho(\nu)$ 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 5×4 parameters to fully characterize the spectral and temporal evolution of an outburst, i.e. a surface in the three dimensional (S, ν, 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, ν, t)-space. What we allow to change from one outburst to the other is the normalization in flux S, frequency ν 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 12×3 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 $t = t_0 + t_{\rm rise}(\nu) = 1979.0$ and decaying with the e-folding time $t_{\rm fall}(\nu)$ of the typical outburst at frequency ν. 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 ($\log(\nu/\mathrm{GHz})$ = 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 χ^2 value of $\chi^2_{\rm red} \equiv \chi^2/\mathrm{d.o.f.} = 16.1$. 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

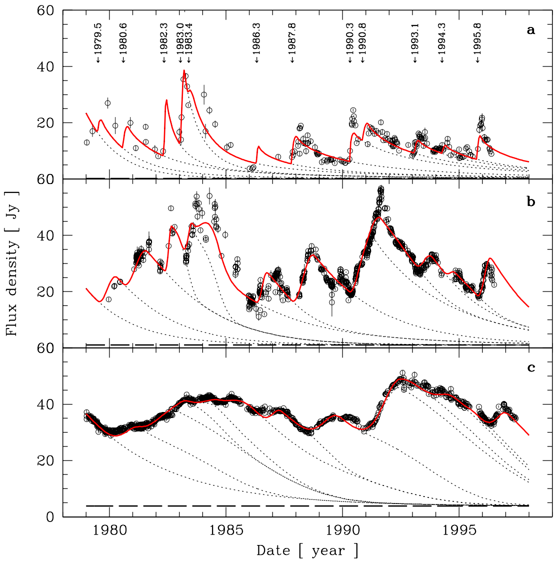

Fig. 2. a–c. Three of twelve light curves fitted by the cumulative sum (solid line) of twelve outbursts (dotted lines) parameterized with the light-curve approach described in Sect. 3. **a** The 1.1 mm ($\sim$280 GHz) light curve ($\chi^2_{\rm red}=30.5$); **b** the 37 GHz light curve ($\chi^2_{\rm red}=21.4$); **c** the 8.0 GHz light curve ($\chi^2_{\rm red}=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

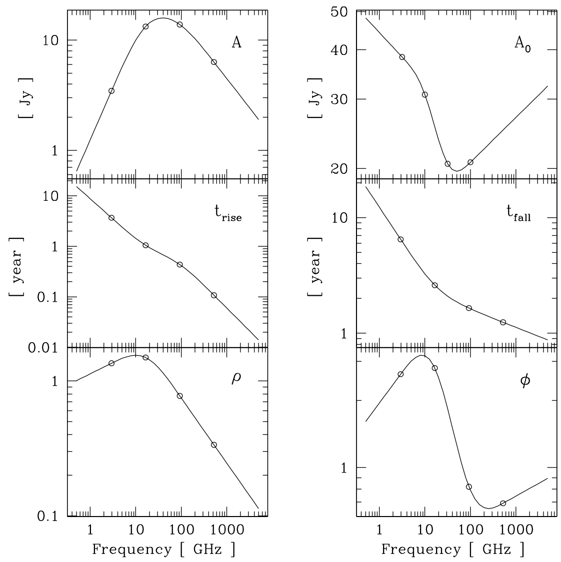

Fig. 3. Evolution with frequency of the six parameters: $A(\nu)$, $A_0(\nu)$, $t_{\rm rise}(\nu)$, $t_{\rm fall}(\nu)$, $\rho(\nu)$ and $\phi(\nu)$, defined in Sect. 3.2. All these functions are a cubic spline passing through the four points with frequencies fixed at $\log(\nu/{\rm GHz})=0.5$, 1.0, 1.5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

$A(\nu)$ of the light curve has a maximum at ~ 45 GHz. Both the rise time $t_{\rm rise}(\nu)$ and the e-folding decay time $t_{\rm fall}(\nu)$ increase monotonically with wavelength. If we extrapolate the cubic spline to low frequency, it is striking to see that both $t_{\rm rise}(\nu)$ and $t_{\rm fall}(\nu)$ tend to very high values of the order of 10 years at 1 GHz, while the amplitude of the outburst would still be significant ($A(1\,{\rm GHz})\approx 1$ Jy). Due to the lack of submillimetre 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 ($t_{\rm fall}(1000\,{\rm GHz})\approx 1$ 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 $A(\nu)$, $t_{\rm rise}(\nu)$, $t_{\rm fall}(\nu)$, $\rho(\nu)$ 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 amazingly symmetric in Figs. 4a and 4b. The maximum amplitude of the typical outburst is of ~ 16 Jy and is reached after ~ 7.5 months at a frequency of ~ 45 GHz. The frequency $\nu_{\rm m}$ of the spectrum's maximum is steadily decreasing with time (Fig. 4c). The corresponding flux density $S_{\rm m}$ is first increasing with decreasing frequency $\nu_{\rm m}$ according to $S_{\rm m}\propto\nu_{\rm m}^{-0.7}$, whereas it decreases as $S_{\rm m}\propto\nu_{\rm m}^{+1.0}$ 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 ($\nu\gg\nu_{\rm m}$), the spectral index α is first of ~ -0.5 and steepens very slightly to ~ -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 ($\nu\ll\nu_{\rm m}$), the spectral index α is smoothly steepening with time from ~ 1.8 to ~ 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 σ 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-

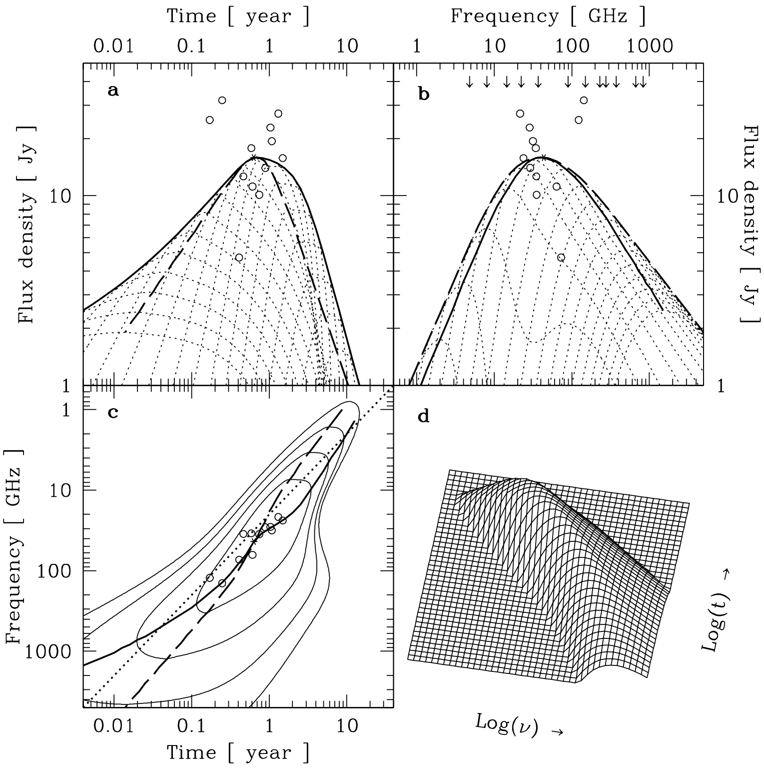

Fig. 4. a–d. Logarithmic spectral and temporal evolution of the typical outburst obtained by the light-curve approach described in Sect. 3. Panel **d** shows the three-dimensional representation in the $(\log S, \log\nu, \log t)$-space. The other panels show the three Cartesian projections: **a** light 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[1]. 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.

[1] 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 χ^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

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

where $(\nu/\nu_1)^{\alpha_{\rm thin}-\alpha_{\rm thick}}$ is equal to the optical depth τ_ν at frequency ν. S_1 and ν_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 $\alpha_{\rm thin} = -(s-1)/2$, whereas at low frequency ($\nu \ll \nu_1$) it is optically thick ($\tau_\nu \gg 1$) and the spectral index is $\alpha_{\rm thick}$. In the case of a homogeneous source, $\alpha_{\rm thick} = +5/2$.

The maximum $S_{\rm m} \equiv S_\nu(\nu_{\rm m})$ of the spectrum S_ν is reached at the turnover frequency $\nu_{\rm m}$ corresponding to an optical depth of $\tau_{\rm m} = (\nu_{\rm m}/\nu_1)^{\alpha_{\rm thin}-\alpha_{\rm thick}}$. $\tau_{\rm m}$ is obtained by differentiating Eq. (3):

$$\frac{\mathrm{d}S_\nu}{\mathrm{d}\nu} = 0 \;\Rightarrow\; \exp\left(\tau_{\rm m}\right) - 1 = \left(1 - \frac{\alpha_{\rm thin}}{\alpha_{\rm thick}}\right) \tau_{\rm m}\,. \tag{4}$$

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

$$S_\nu = S_{\rm m}\left(\frac{\nu}{\nu_{\rm m}}\right)^{\alpha_{\rm thick}} \frac{1 - \exp\left(-\tau_{\rm m}\,(\nu/\nu_{\rm m})^{\alpha_{\rm thin}-\alpha_{\rm thick}}\right)}{1 - \mathrm{e}^{-\tau_{\rm m}}}\,. \tag{5}$$

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 $t - t_0 < t_{\rm r}$; 2) the peaking phase for $t_{\rm r} \le t - t_0 \le t_{\rm p}$ and 3) the declining phase for $t - t_0 > t_{\rm p}$. 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 $\nu_{\rm m}(t)$ and the turnover flux $S_{\rm m}(t)$ evolve with time as a power law, but with exponents that differ during the three stages:

$$\nu_{\rm m}(t) \propto t^{\beta_i} \quad \text{and} \quad S_{\rm m}(t) \propto t^{\gamma_i} \quad \Rightarrow \quad S_{\rm m} \propto \nu_{\rm m}^{\gamma_i/\beta_i}\,. \tag{6}$$

We thus need ten parameters: $t_{\rm r}$, $t_{\rm p}$, $\nu_{\rm m}(t_{\rm r})$, $S_{\rm m}(t_{\rm r})$, β_1, β_2, β_3, γ_1, γ_2 and γ_3, to describe the evolution of the spectral turnover in the three dimensional (S, ν, t)-space.

The model of MG85 predicts that both the optically thin $\alpha_{\rm thin}$ and thick $\alpha_{\rm thick}$ 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 $\alpha_{\rm thin}$ and $\alpha_{\rm thick}$ to have different values during these two stages. The transition during the intermediate peaking phase from the values in the rising phase ($\alpha_{\rm thin}(t_{\rm r})$ and $\alpha_{\rm thick}(t_{\rm r})$) to the values in the declining phase ($\alpha_{\rm thin}(t_{\rm p})$ and $\alpha_{\rm thick}(t_{\rm p})$) is assumed to be linear with the logarithm of time $\log(t)$. This adds the four parameters $\alpha_{\rm thin}(t_{\rm r})$, $\alpha_{\rm thin}(t_{\rm p})$, $\alpha_{\rm thick}(t_{\rm r})$ and $\alpha_{\rm thick}(t_{\rm p})$ to the model, having thus a total of fourteen parameters to fully define the evolution of a typical flare in the (S, ν, 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 12×4 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 in Fig. 2. The reduced χ^2 of the overall fit is now of $\chi^2_{\rm red} = 17.8$. 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

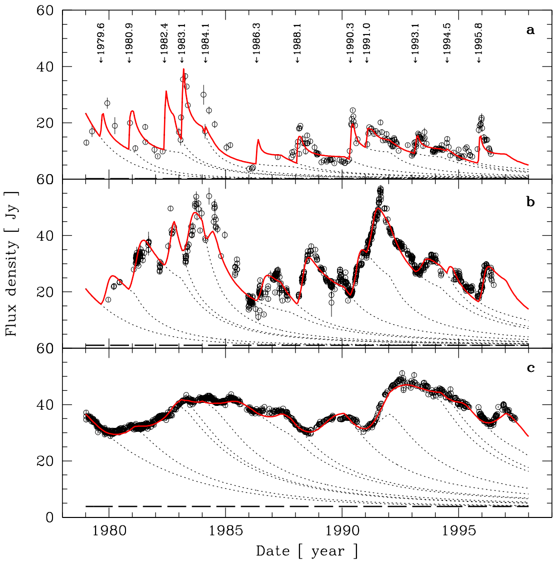

Fig. 5. a–c. Same as Fig. 2, but with the outbursts parameterized according to the three-stage approach described in Sect. 4. **a** The 1.1 mm ($\sim$ 280 GHz) light curve ($\chi^2_{\rm red} = 26.8$); **b** the 37 GHz light curve ($\chi^2_{\rm red} = 20.4$); **c** the 8.0 GHz light curve ($\chi^2_{\rm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

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
$t_{\rm r}$	0.14 year	$t_{\rm p}$	1.63 year		
$\nu_{\rm m}(t_{\rm r})$	120 GHz			$\nu_{\rm m}(t_{\rm p})$	13.8 GHz
$S_{\rm m}(t_{\rm r})$	15.3 Jy			$S_{\rm m}(t_{\rm p})$	15.9 Jy
$\alpha_{\rm thin}(t_{\rm r})$	−1.09	$\alpha_{\rm thin}(t_{\rm p})$	−0.48		
$\alpha_{\rm thick}(t_{\rm r})$	+1.55	$\alpha_{\rm thick}(t_{\rm p})$	+1.74		
β_1	−0.51	γ_1	+0.51	γ_1/β_1	−0.99
β_2	−0.88	γ_2	+0.02	γ_2/β_2	−0.02
β_3	−1.19	γ_3	−1.36	γ_3/β_3	+1.14

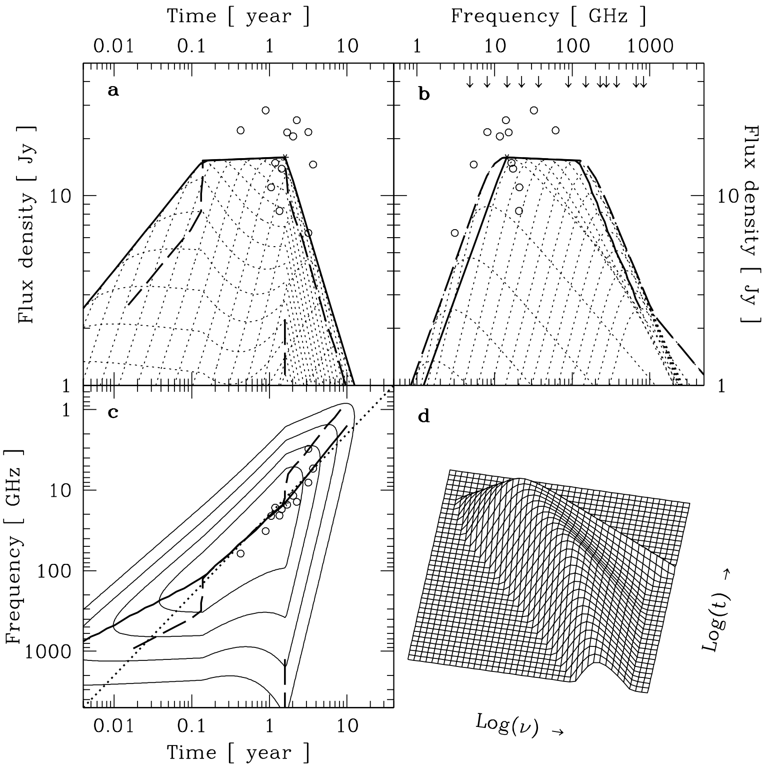

Fig. 6. a–d. Logarithmic spectral and temporal evolution of a typical flare in 3C 273 obtained by the three-stage approach described in Sect. 4. The range covered by the axis is the same as in Fig. 4. All lines and points are defined as described in Fig. 4. The maximum of the spectrum follows the thick solid line. The three different slopes of this line correspond from left to right in panel **a** to γ_1, γ_2 and γ_3; in panel **b** to γ_3/β_3, γ_2/β_2 and γ_1/β_1; and in panel **c** to β_1, β_2 and β_3. The values of these slopes are given in Table 1. Notice in panel **b** the change of the optically thin spectral index $\alpha_{\rm thin}$ 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 $S_{\rm m}$ increases during the first 50 days ($t_{\rm r} = 0.14$ year) with decreasing turnover frequency $\nu_{\rm m}$ as $S_{\rm m} \propto \nu_{\rm m}^{-1.0}$. 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 $S_{\rm m}$ and $\nu_{\rm m}$ of $S_{\rm m} \propto \nu_{\rm m}^{+1.1}$. The optically thin spectral index $\alpha_{\rm thin}$ is found to be clearly steeper in the rising phase than in the declining phase. It is flattening by $\Delta\alpha_{\rm thin} = +0.6$ during the peaking phase from $\alpha_{\rm thin}(t_{\rm r}) = -1.1$ to $\alpha_{\rm thin}(t_{\rm p}) = -0.5$. The optically thick spectral index $\alpha_{\rm thick}$ is found to be more constant with a slight tendency to steepen with time. It has a mean value of $\alpha_{\rm thick} = +1.65$ and is steepening by $\Delta\alpha_{\rm thick} = +0.2$ 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 σ 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

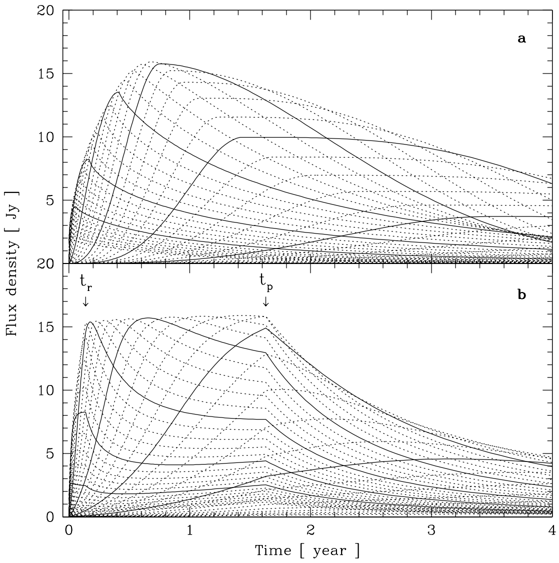

Fig. 7. a and b. Light curves at different frequencies for the typical outburst obtained with the light-curve approach (**a**) and the three-stage approach (**b**). The dotted light curves are spaced by 0.1 dex in frequency and the six solid light curves are at frequencies $\log{(\nu/\mathrm{GHz})} = 3.0,\ 2.5, \ldots,\ 0.5$, 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 "$F_{\rm obs}$ (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 $F_{\rm exp}(t\!=\!1991.15,\ \nu\!=\!10.7\,\mathrm{GHz})$ 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 $F_{\rm obs}$ (knot) and $F_{\rm exp}$ 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[2]. The total flux $F_{\rm exp} = 20.9$ Jy expected by the 1986.3, 1988.1 and 1990.3 outbursts is indeed equal to the observed total flux $F_{\rm obs}\!=\!21.4 \pm 0.7$ 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.

[2] 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)	$F_{\rm exp}$	$F_{\rm obs}$ (knot)	
1979.6	C5	1978.6 ± 0.04	0.4 Jy	0.7 ± 0.4 Jy	←
	C6	1980.0 ± 0.04		1.9 ± 0.5 Jy	
1980.9	C6	1980.0 ± 0.04	1.9 Jy	1.9 ± 0.5 Jy	←
	X	< 1985.6		< 0.5 Jy	
1982.4	C7	1982.2 ± 0.4	0.2 Jy	< 0.5 Jy	←
1983.1	C7a	1983.1 ± 0.00	0.9 Jy	< 0.5 Jy	
	C7b	1983.6 ± 0.09		1.2 ± 0.3 Jy	←
1984.1	C7b	1983.6 ± 0.09	3.8 Jy	1.2 ± 0.3 Jy	
	C8	1984.7 ± 0.10		4.4 ± 0.5 Jy	←
1986.3	Cx	< 1988.2	1.0 Jy	< 0.5 Jy	
1988.1	C9	1988.4 ± 0.17	11.2 Jy	1.8 ± 0.4 Jy	
1990.3	C10	< 1990.2	8.7 Jy	6.4 ± 0.5 Jy	
	D			13.2 ± 0.3 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 θ. Observed quantities (unprimed) are related to emitted quantities (primed) as (e.g. Hughes & Miller 1991; Pearson & Zensus 1987):

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

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

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

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-

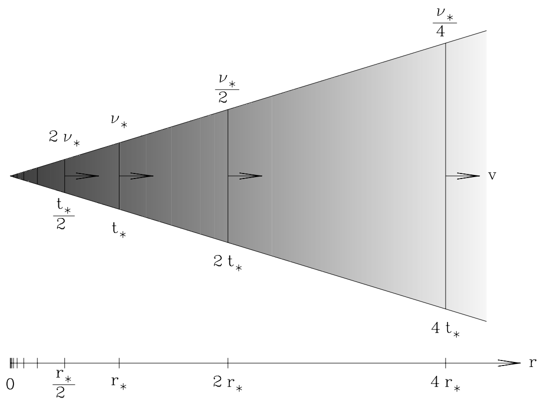

Fig. 8. Schematic representation of a conical jet with constant speed v in which the frequency of maximum emission $\nu_{\rm m}$ (greyscale) is inversely proportional to the distance down the jet $r = v\,t$ ($\nu_{\rm m} \propto r^{-1} \propto t^{-1}$). Let us assume that the peaking phase of an outburst corresponds to an octave of radius ($r \rightarrow 2\,r$). 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 $2\,r_*$ to $4\,r_*$, 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 $\nu_{\rm m}$ is inversely proportional to the distance down the jet $r = v\,t$ ($\nu_{\rm m} \propto r^{-1}$), while the corresponding flux density $S_{\rm m}$ is constant. Since the speed v is constant, the turnover frequency $\nu_{\rm m}$ is then also inversely proportional to time ($\nu_{\rm m} \propto t^{-1}$), 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 $\alpha_{\rm thin}$ should be steeper during the two first stages of the outburst evolution than the usual value of $\alpha_{\rm thin} = -(s-1)/2$ (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 $t_{\rm cool}$ 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 $x \propto t_{\rm cool} \propto \nu^{-1/2}$, which leads to a steeper optically thin spectral index of $\alpha_{\rm thin} = -s/2$. Until now, the expected flattening of the spectral index by $\Delta\alpha_{\rm thin} = +0.5$ from the rising and peaking phases to the declining phase was never observed and furthermore the optically thin spectral index $\alpha_{\rm thin}$ observed at the beginning of the outburst was often found to be already too flat ($\alpha_{\rm thin} > -1/2$) 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 $\Delta\alpha_{\rm thin} = +0.6$ is in good agreement with the change of $\Delta\alpha_{\rm thin} = +0.5$ 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, $\alpha_{\rm thin}(t_{\rm p})$, is the relevant index to determine that the electron energy index s ($N(E) \propto E^{-s}$) is $s = 1 - 2\,\alpha_{\rm thin}(t_{\rm p}) = +2.0$. 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 ($S_{\rm m} \propto \nu_{\rm m}^{\gamma_i/\beta_i}$). 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 β_3 and γ_3, these authors could determine the two free parameters of the model. In our case, with the constraints of all six indices β_i and γ_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, $2^{\rm nd}$ 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 Türler (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 β_i et γ_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 δ, 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 avions supposé dans la publication précédente.[1] Deux autres changements ont été apportés à la parametrisation 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

[1]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. Türler[1,2], **T.J.-L. Courvoisier**[1,2], **and S. Paltani**[1,2]

[1] Geneva Observatory, ch. des Maillettes 51, CH-1290 Sauverny, Switzerland
[2] *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

Send offprint requests to: M. Türler (ISDC)
Correspondence to: Marc.Turler@obs.unige.ch

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, Türler 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 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 α and we use "lg", rather than "log", for the decimal logarithm "$\log_{10}$", 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.[1] 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 cylindric 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 θ 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 ϕ is smaller than θ at any time after the onset of the shock and that θ 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_ν and turnover frequency ν_m of the self-absorbed synchrotron spectrum are then given by

$$S_\nu \;\propto\; R^2\,x\,K\,B^{(s+1)/2}\,\mathcal{D}^{(s+3)/2}\,\nu^{-(s-1)/2} \qquad \text{and} \qquad (1)$$

$$\nu_\mathrm{m} \;\propto\; \left(x\,K\,B^{(s+2)/2}\,\mathcal{D}^{(s+2)/2}\right)^{2/(s+4)}, \qquad (2)$$

[1] We obtain a best-fit value of 1.12 for this factor with the jet model presented in Sect. 5.

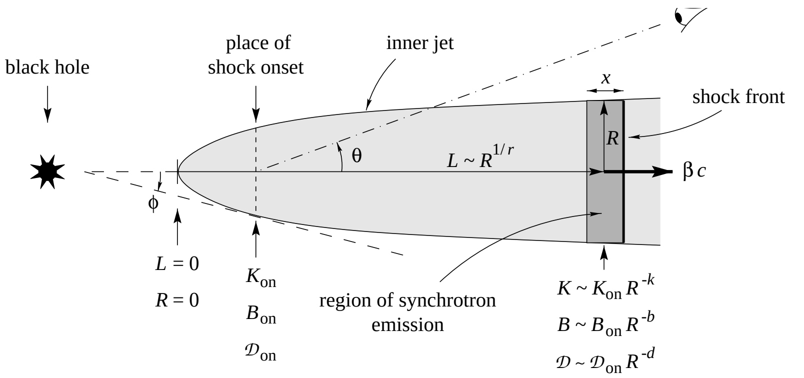

Fig. 1. Sketch of the jet geometry discussed in Sect. 3, as observed in the rest frame of the quasar. We assume the contribution of the inner jet to be negligible with respect to the synchrotron emission of the grey region behind the shock front. This cylindrical portion of the jet is moving along the jet axis with a relativistic speed $\beta\, c$

where K and B are measured in the comoving frame of the emitting plasma and S_ν, ν, $\nu_{\rm m}$, R, x and $\mathcal{D}$ are measured in the observer's frame.

The thickness x of the emitting region behind the shock front is the crucial parameter that changes the outburst's evolution from one stage to the other. It is proportional to the cooling time $t_{\rm cool}$ of the electrons suffering radiative losses, because the highest energy electrons will have substantially lost their energy after travelling a distance $2\, v_{\rm rel}\, t_{\rm cool}$, where $v_{\rm rel}$ is the excess velocity of the shock front relative to the emitting plasma. During the first stage of the shock evolution Compton scattering is the dominant cooling process of the electrons and the Compton limited thickness x_1 of the emitting region is given by $x_1 \propto u_{\rm ph}^{-1}\, B^{1/2}\, \mathcal{D}^{1/2}\, \nu^{-1/2}$, where the energy density of the synchrotron photons $u_{\rm ph}$ can be expressed as $u_{\rm ph} \propto K\,(B^{3s+7}\, R^{s+5})^{1/8}$ (Eq. (13) of MG85). By combining these two equations, we obtain[2]

$$x_1 \propto R^{-(s+5)/8}\, K^{-1}\, B^{-3(s+1)/8}\, \mathcal{D}^{1/2}\, \nu^{-1/2}\,. \tag{3}$$

The shock evolution enters the synchrotron stage as soon as the photon energy density $u_{\rm ph}$ is equal to the magnetic field energy density $u_B = B^2/(8\pi)$. During this second stage, synchrotron radiation is the dominant energy loss process of the electrons. Due to the similarity between Compton and synchrotron expressions of the cooling time $t_{\rm cool}$ of the electrons, the synchrotron limited thickness x_2 of the emitting region is simply obtained by replacing $u_{\rm ph}$ in the expression of x_1 by u_B, so that x_2 becomes

$$x_2 \propto B^{-3/2}\, \mathcal{D}^{1/2}\, \nu^{-1/2}\,. \tag{4}$$

[2] x_1 and x_2 in Eqs (3) and (4) are actually expressed in the comoving frame of the emitting plasma. The transformation of x_i to the observer's frame would be obtained by dividing these expressions by the Lorentz factor Γ to correct for length contraction and by multiplying them by the Doppler factor $\mathcal{D}$ to correct for front-to-back time delay (Marscher A.P., private communication). This tricky transformation is due to the non-spherical shape of the emitting slab, which appears rotated in the observer's frame (cf. Marscher 1987; Marscher et al. 1992). However, since the viewing angle θ is assumed to be smaller than about $1/\Gamma$, $\mathcal{D}$ is proportional to Γ (e.g. Marscher 1980), so that these two corrections cancel out when using proportionalities.

During the final stage of the shock evolution synchrotron losses become less important than adiabatic expansion losses and the shock is assumed to remain self-similar so that $x_3 \propto R$.

By substituting x in Eqs (1) and (2) by the corresponding expression of x_i $(i = 1, 2, 3)$ for each of the three stages i of the shock evolution we obtain:

$$S_{\nu,1} \;\propto\; R^{(11-s)/8}\, B^{(s+1)/8}\, \mathcal{D}^{(s+4)/2}\, \nu^{-s/2} \tag{5}$$
$$S_{\nu,2} \;\propto\; R^2\, K\, B^{(s-2)/2}\, \mathcal{D}^{(s+4)/2}\, \nu^{-s/2} \tag{6}$$
$$S_{\nu,3} \;\propto\; R^3\, K\, B^{(s+1)/2}\, \mathcal{D}^{(s+3)/2}\, \nu^{-(s-1)/2} \tag{7}$$
$$\nu_{\rm m,1} \;\propto\; R^{-1/4}\, B^{1/4}\, \mathcal{D}^{(s+3)/(s+5)} \tag{8}$$
$$\nu_{\rm m,2} \;\propto\; [\,K^2\, B^{s-1}\, \mathcal{D}^{s+3}\,]^{1/(s+5)} \tag{9}$$
$$\nu_{\rm m,3} \;\propto\; [\,R\, K\, B^{(s+2)/2}\, \mathcal{D}^{(s+2)/2}\,]^{2/(s+4)}\,. \tag{10}$$

Finally, by using these six last equations, it is straightforward to obtain the expressions for $S_{{\rm m},i} \equiv S_{\nu,i}(\nu_{{\rm m},i})$ as

$$S_{\rm m,1} \;\propto\; R^{11/8}\, B^{1/8}\, \mathcal{D}^{(3s+10)/(s+5)} \tag{11}$$
$$S_{\rm m,2} \;\propto\; R^2\, [\,K^5\, B^{2s-5}\, \mathcal{D}^{3s+10}\,]^{1/(s+5)} \tag{12}$$
$$S_{\rm m,3} \;\propto\; [\,R^{2s+13}\, K^5\, B^{2s+3}\, \mathcal{D}^{3s+7}\,]^{1/(s+4)}\,. \tag{13}$$

We now assume that each of the quantities K, B and $\mathcal{D}$ evolves as a power-law with the radius R of the jet and we parameterize this evolution as

$$K \propto R^{-k} \qquad B \propto R^{-b} \qquad \mathcal{D} \propto R^{-d}\,. \tag{14}$$

If we replace these relations into the expressions for $\nu_{{\rm m},i}$ and $S_{{\rm m},i}$ (Eqs (8) to (13)), the turnover $(\nu_{\rm m}, S_{\rm m})$ of the self-absorbed synchrotron spectrum will also evolve as a power-law with R during each stage i of the shock evolution as

$$\nu_{{\rm m},i} \propto R^{n_i} \quad \text{and} \quad S_{{\rm m},i} \propto R^{f_i} \;\Rightarrow\; S_{{\rm m},i} \propto \nu_{{\rm m},i}^{f_i/n_i}\,, \tag{15}$$

where the exponents n_i and f_i are given by

$$n_1 = -(b+1)/4 - d\,(s+3)/(s+5) \tag{16}$$
$$n_2 = -[\,2k + b\,(s-1) + d\,(s+3)\,]/(s+5) \tag{17}$$
$$n_3 = -[\,2\,(k-1) + (b+d)(s+2)\,]/(s+4) \tag{18}$$
$$f_1 = (11-b)/8 - d\,(3s+10)/(s+5) \tag{19}$$
$$f_2 = 2 - [\,5\,k + b\,(2s-5) + d\,(3s+10)\,]/(s+5) \tag{20}$$
$$f_3 = [\,2s+13 - 5\,k - b\,(2s+3) - d\,(3s+7)\,]/(s+4)\,. \tag{21}$$

Marscher (1987) shows that even a geometrically thin source in a relativistic jet appears inhomogeneous when observed with a small angle θ 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 $\alpha_{\rm thick}$ 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 $\nu_{\rm m}$, we can cut the source into many self-similar cylindric 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 $(\nu_{\rm m}, S_{\rm m})$ 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 $\alpha_{\rm thick} = f_3/n_3$ 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 $\nu_{\rm h}$ ($< \nu_{\rm m}$), at which the spectral index $\alpha_{\rm thick} = f_3/n_3$ 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 $\alpha_{\rm thin}$ is expected to steepen by a value of $-1/2$ above a frequency $\nu_{\rm b}$ (Kardashev 1962). The break frequency $\nu_{\rm b}$ of the spectrum in the observer's frame is related to the break energy $E_{\rm b}$ of the electron energy distribution as $\nu_{\rm b} \propto B\,\mathcal{D}\,E_{\rm b}^2$ (e.g. Marscher 1980). For our analysis at submillimetre-to-radio frequencies, the evolution of $\nu_{\rm b}$ 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 $\nu_{\rm b}$ during the adiabatic stage is given by

$$\nu_{\rm b,3} \propto R^{n_{\rm b}} \quad \text{with} \quad n_{\rm b} = -(4/3+b+d)\,. \tag{22}$$

Until now, we related the spectral turnover $(\nu_{\rm m}, S_{\rm m})$ and the high-frequency spectral break $n_{\rm b}$ 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

$$t = \frac{(1+z)\,\sin\theta}{\beta_{\rm app}\,c}\,(L - L_{\rm on}) = \frac{(1+z)}{\beta\,c\,\Gamma\,\mathcal{D}}\,(L - L_{\rm on})\,, \tag{23}$$

where $\beta_{\rm app}$ 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 $L_{\rm on}$ is small with respect to L during the major part of the shock evolution, so that $L - L_{\rm on}$ 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

$$t \propto \mathcal{D}^{-2}\,R^{1/r} \propto R^{\rho} \quad \text{with} \quad \rho = (2rd+1)/r\,. \tag{24}$$

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

$$\left.\begin{array}{lll} \nu_{\rm m,i} \propto t^{\beta_i} & \text{with} & \beta_i \equiv n_i/\rho \\ S_{\rm m,i} \propto t^{\gamma_i} & \text{with} & \gamma_i \equiv f_i/\rho \end{array}\right\} \Rightarrow \frac{\gamma_i}{\beta_i} = \frac{f_i}{n_i}\,, \tag{25}$$

where β_i and γ_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 $(\nu_{\rm m}, S_{\rm m})$ 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 $u_{\rm ph} = u_B$, which corresponds to $x_1 = x_2$ and can be expressed by the proportionality

$$R_{1|2}^{-(s+5)} \propto K_{1|2}^8\,B_{1|2}^{3(s-3)}\,, \tag{26}$$

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 $\nu_{2|3} \equiv \nu_{\rm m}(t_{2|3})$, 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 $\nu_{\rm m,2}(t_{2|3})$ – or equivalently by that of Eq. (10) for $\nu_{\rm m,3}(t_{2|3})$ – we obtain

$$R_{2|3}^{-(s+5)} \propto K_{2|3}\,B_{2|3}^{2s+7}\,\mathcal{D}_{2|3}^{-1}\,. \tag{27}$$

We can now further parameterize the proportionalities of Eq. (14), as

$$K \propto K_{\rm on}\,R^{-k} \qquad B \propto B_{\rm on}\,R^{-b} \qquad \mathcal{D} \propto \mathcal{D}_{\rm on}\,R^{-d}\,, \tag{28}$$

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

$$R_{1|2}^{\zeta_{1|2}} \propto K_{\rm on}^8\,B_{\rm on}^{3(s-3)} \quad \text{and} \quad R_{2|3}^{\zeta_{2|3}} \propto K_{\rm on}\,B_{\rm on}^{2s+7}\,\mathcal{D}_{\rm on}^{-1}\,, \tag{29}$$

where the exponents $\zeta_{1|2}$ and $\zeta_{2|3}$ are given by

$$\zeta_{1|2} \equiv 8k + 3b(s-3) - (s+5) \tag{30}$$

$$\zeta_{2|3} \equiv k + b(2s+7) - d - (s+5)\,. \tag{31}$$

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 $B_{\rm on}$, 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 $K_{\rm on}$, $B_{\rm on}$ and $\mathcal{D}_{\rm on}$, 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 $(\nu_{\rm m}, S_{\rm m})$ 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 $\nu_{\rm m,2}$ and the corresponding flux density $S_{\rm m,2}$, we obtain for the first transition

$$t_{1|2} \propto \mathcal{D}_{\rm on}^{-2}\, R_{1|2}^{\rho} \tag{32}$$

$$\nu_{1|2} \propto \left(\mathcal{D}_{\rm on}^{s+3}\, K_{\rm on}^{2}\, B_{\rm on}^{s-1}\right)^{1/(s+5)} R_{1|2}^{n_2} \tag{33}$$

$$S_{1|2} \propto \left(\mathcal{D}_{\rm on}^{3s+10}\, K_{\rm on}^{5}\, B_{\rm on}^{2s-5}\right)^{1/(s+5)} R_{1|2}^{f_2}\,. \tag{34}$$

Exactly the same expressions apply also to the transition $2|3$, because both transitions are related to the synchrotron stage.[3]

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, ν, t)-space (cf. Fig. 5) where the transitions from one stage to the other occur according to the values of $K_{\rm on}$, $B_{\rm on}$ and $\mathcal{D}_{\rm on}$. 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 $K_{\rm on}$, $B_{\rm on}$ and $\mathcal{D}_{\rm on}$ or for S, ν and t. The set of equations relating these shifts for the first transition can be written as

$$\Delta\lg t_{1|2} = U_{t_{1|2}}\Delta\lg K_{\rm on} + V_{t_{1|2}}\Delta\lg B_{\rm on} + W_{t_{1|2}}\Delta\lg \mathcal{D}_{\rm on} \tag{35}$$

$$\Delta\lg \nu_{1|2} = U_{\nu_{1|2}}\Delta\lg K_{\rm on} + V_{\nu_{1|2}}\Delta\lg B_{\rm on} + W_{\nu_{1|2}}\Delta\lg \mathcal{D}_{\rm on} \tag{36}$$

$$\Delta\lg S_{1|2} = U_{S_{1|2}}\Delta\lg K_{\rm on} + V_{S_{1|2}}\Delta\lg B_{\rm on} + W_{S_{1|2}}\Delta\lg \mathcal{D}_{\rm on}\,. \tag{37}$$

Similar expressions can be written for the second transition by replacing $1|2$ in Eqs (35) to (37) by $2|3$. The 2×9 expressions of the parameters U, V and W obtained for both transitions are displayed in Table 1. There is a great symmetry among these parameters, which reflects the fact that the two equations

$$\Delta \lg \nu_{2|3} - \Delta \lg \nu_{1|2} = \beta_2(\Delta \lg t_{2|3} - \Delta \lg t_{1|2}) \quad \text{and} \tag{38}$$

$$\Delta \lg S_{2|3} - \Delta \lg S_{1|2} = \gamma_2(\Delta \lg t_{2|3} - \Delta \lg t_{1|2}) \tag{39}$$

must be verified, in accordance with Eq. (25).

Finally, we can also derive the influence of $K_{\rm on}$, $B_{\rm on}$ and $\mathcal{D}_{\rm on}$ on the high-frequency spectral break $\nu_{\rm b,2|3} \equiv \nu_{\rm b}(t_{2|3})$, which is given by $\nu_{\rm b,2|3} \propto \mathcal{D}_{\rm on}\, B_{\rm on}\, R_{2|3}^{n_{\rm b}}$ (cf. Eq. (22)) and corresponds to the logarithmic shift

$$\Delta\lg \nu_{\rm b,2|3} = U_{\nu_{\rm b}}\Delta\lg K_{\rm on} + V_{\nu_{\rm b}}\Delta\lg B_{\rm on} + W_{\nu_{\rm b}}\Delta\lg \mathcal{D}_{\rm on}\,, \tag{40}$$

with the expressions of Table 1 for $U_{\nu_{\rm b}}$, $V_{\nu_{\rm b}}$ and $W_{\nu_{\rm b}}$.

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
$t_{2\|3}$	$\frac{\rho}{\zeta_{2\|3}}$	$\frac{(2s+7)\rho}{\zeta_{2\|3}}$	$-2-\frac{\rho}{\zeta_{2\|3}}$
$\nu_{1\|2}$	$\frac{2}{s+5}+\frac{8n_2}{\zeta_{1\|2}}$	$\frac{s-1}{s+5}+\frac{3(s-3)n_2}{\zeta_{1\|2}}$	$\frac{s+3}{s+5}$
$\nu_{2\|3}$	$\frac{2}{s+5}+\frac{n_2}{\zeta_{2\|3}}$	$\frac{s-1}{s+5}+\frac{(2s+7)n_2}{\zeta_{2\|3}}$	$\frac{s+3}{s+5}-\frac{n_2}{\zeta_{2\|3}}$
$S_{1\|2}$	$\frac{5}{s+5}+\frac{8f_2}{\zeta_{1\|2}}$	$\frac{2s-5}{s+5}+\frac{3(s-3)f_2}{\zeta_{1\|2}}$	$\frac{3s+10}{s+5}$
$S_{2\|3}$	$\frac{5}{s+5}+\frac{f_2}{\zeta_{2\|3}}$	$\frac{2s-5}{s+5}+\frac{(2s+7)f_2}{\zeta_{2\|3}}$	$\frac{3s+10}{s+5}-\frac{f_2}{\zeta_{2\|3}}$
$\nu_{\rm b,2\|3}$	$\frac{n_{\rm b}}{\zeta_{2\|3}}$	$1+\frac{(2s+7)n_{\rm b}}{\zeta_{2\|3}}$	$1-\frac{n_{\rm b}}{\zeta_{2\|3}}$

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 $(\nu_{\rm m}, S_{\rm m})$ 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 β_i and γ_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

[3] 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 $\nu_{1|2} \equiv \nu_{\rm m,1}(t_{1|2}) = \nu_{\rm m,2}(t_{1|2})$, and similarly for $S_{1|2}$, $\nu_{2|3}$ and $S_{2|3}$.

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 β_2 and γ_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, ν, t)-space followed in average by the maximum $(\nu_{\rm m}, S_{\rm m})$ of the self-absorbed synchrotron spectrum. The shape of this spectrum is defined by the general expression (cf. Paper I)

$$S_\nu = S_{\rm m} \left(\frac{\nu}{\nu_{\rm m}} \right)^{\alpha_{\rm thick}} \frac{1 - \exp\left(-\tau_{\rm m} \left(\nu/\nu_{\rm m}\right)^{\alpha_{\rm thin} - \alpha_{\rm thick}}\right)}{1 - \exp\left(-\tau_{\rm m}\right)}, \quad (41)$$

where $\tau_{\rm m} \approx \frac{3}{2} \left(\sqrt{1 - \frac{8\,\alpha_{\rm thin}}{3\,\alpha_{\rm thick}}} - 1 \right)$ is a good approximation of the optical depth τ_ν at the turnover frequency $\nu_{\rm m}$ and $S_{\rm m}$ is the real maximum of the spectrum.[4] We choose to impose the value of the optically thick spectral index $\alpha_{\rm thick}$ to f_3/n_3 according to the discussion in Sect. 3.1. The optically thin spectral index $\alpha_{\rm thin}$ 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 $\Delta\alpha_{\rm thin} = +1/2$ 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 $t_{\rm f}$ 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

$$\alpha_{\rm thin}(t) = -\frac{s}{2} + \frac{1}{2} \frac{\lg\left(t/t_{\rm f}\right)}{\lg\left(t_{2|3}/t_{\rm f}\right)} \quad \text{for} \quad t_{\rm f} \le t \le t_{2|3}\,. \quad (42)$$

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 $S_{\rm h}\,(\nu/\nu_{\rm h})^{2.5}$ at the lowest frequencies $(\nu < \nu_{\rm h})$ and to $S_{\rm b}\,(\nu/\nu_{\rm b})^{-s/2}$ at the highest frequencies $(\nu > \nu_{\rm b})$, where $S_{\rm h} \equiv S_\nu(\nu_{\rm h})$ and $S_{\rm b} \equiv S_\nu(\nu_{\rm b})$ are calculated by using Eq. (41). The frequency ratio $\nu_{\rm h}/\nu_{\rm m}$ 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.

[4] Note that $S_{\rm m}$ as defined in Sect. 3.1 is not the real maximum, but the extrapolation $S_{\rm m}^{\rm thin} \equiv S_\nu^{\rm thin}(\nu_{\rm m})$ down to $\nu_{\rm m}$ of the optically thin spectrum. The real maximum $S_{\rm m}$ is related to $S_{\rm m}^{\rm thin}$ by $S_{\rm m} = S_{\rm m}^{\rm thin}(1 - \exp(-\tau_{\rm m}))/\tau_{\rm m}$, but this distinction is not important for this work, which is based on proportionalities.

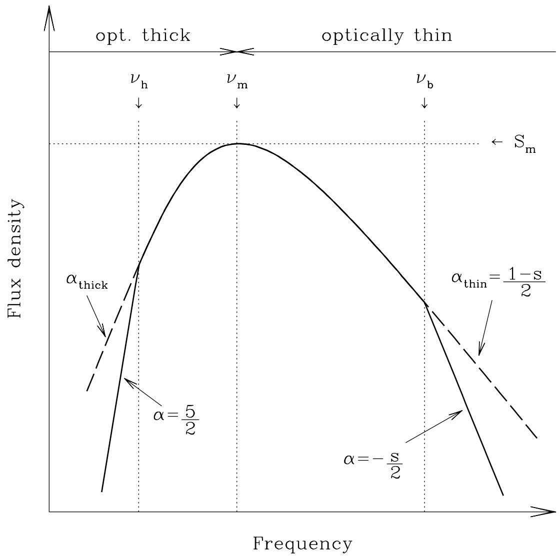

Fig. 2. The shape of the synchrotron spectrum (solid line) assumed to be emitted behind the shock front during the final stage of the shock evolution. We show the effect of adding two spectral breaks to the simpler spectrum (dashed line) used in Paper I

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 $\alpha_{\rm thin}$ to $-(s+1)/2$. For frequencies above the break frequency $\nu_{\rm b}$, $\alpha_{\rm thin}$ 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 $\nu_{\rm b}$ is given by $\nu_{\rm b} = \nu_{{\rm b},2|3}\,(t/t_{2|3})^{n_{\rm b}/\rho}$, where $\nu_{{\rm b},2|3} \equiv \nu_{\rm b}(t_{2|3})$ is a free parameter of the fit and the ratio $n_{\rm b}/\rho$ 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 ν 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 $K_{\rm on}$, $B_{\rm on}$ and $\mathcal{D}_{\rm on}$ 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 $T_{\rm on}$ and the three logarithmic changes $\Delta \lg K_{\rm on}$, $\Delta \lg B_{\rm on}$ and $\Delta \lg \mathcal{D}_{\rm on}$ 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 α of 0.85 above ~ 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 ν^* can be written as $S^*_\nu(t) = S_{\rm m}(t)(\nu^*/\nu_{\rm m}(t))^{\alpha_{\rm thin}}$, where the equality holds strictly if $S_{\rm m}$ is actually the extrapolation $S_{\rm m}^{\rm thin}$ 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 $S_{\rm m}(t) = S^*_{\rm m}(t/t^*_{\rm m})^{\gamma_3}$ (cf. Eq. (25)), where $t^*_{\rm m} \equiv t_{\rm m}(\nu^*)$ is the time after the onset of the outburst when the spectral turnover $(\nu_{\rm m}, S_{\rm m})$ passes at the frequency ν^*, i.e. the time t for which $\nu_{\rm m}(t) = \nu^*$. The corresponding equation for the turnover frequency is $\nu_{\rm m}(t) = \nu^*_{\rm m}(t/t^*_{\rm m})^{\beta_3}$. With these two equations, the light-curve decay at a given frequency ν^* during the adiabatic stage is given by

$$S^*_\nu(t) \propto \left(\frac{t}{t^*_{\rm m}}\right)^{\gamma_3 - \beta_3\,\alpha_{\rm thin}} \quad \text{with} \quad t^*_{\rm m} = t_{2|3}\left(\frac{\nu^*}{\nu_{2|3}}\right)^{1/\beta_3}. \quad (43)$$

The quantity $t^*_{\rm m}$ acts as a characteristic timescale of the power-law decay at a frequency ν^* and its frequency dependence describes how this timescale increases towards lower frequencies. In Eq. (43), $\alpha_{\rm thin}$ 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 $\nu_{\rm b}$ has reached the frequency ν^*.

On this basis, we can model the contribution at a given frequency ν 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 $T_0 = T_{\rm on} + t_{\rm m}(\nu) = 1979.0$ and then decaying as

$$S_\nu(T) = A_0(\nu)\left(1 + \frac{T - 1979}{\mu\, t_{\rm m}(\nu)}\right)^{\gamma_3 + \beta_3(s-1)/2}, \quad (44)$$

where we have used Eq. (43) with t replaced by $T - T_{\rm on} = t_{\rm m}(\nu) + T - 1979$ and we have introduced a factor μ (> 1), which is frequency independent. There is no physical justification for introducing this factor μ, 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 $t_{\rm m}(\nu)$ is completely determined by the right part of Eq. (43) with ν^* replaced by ν, 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 μ.

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

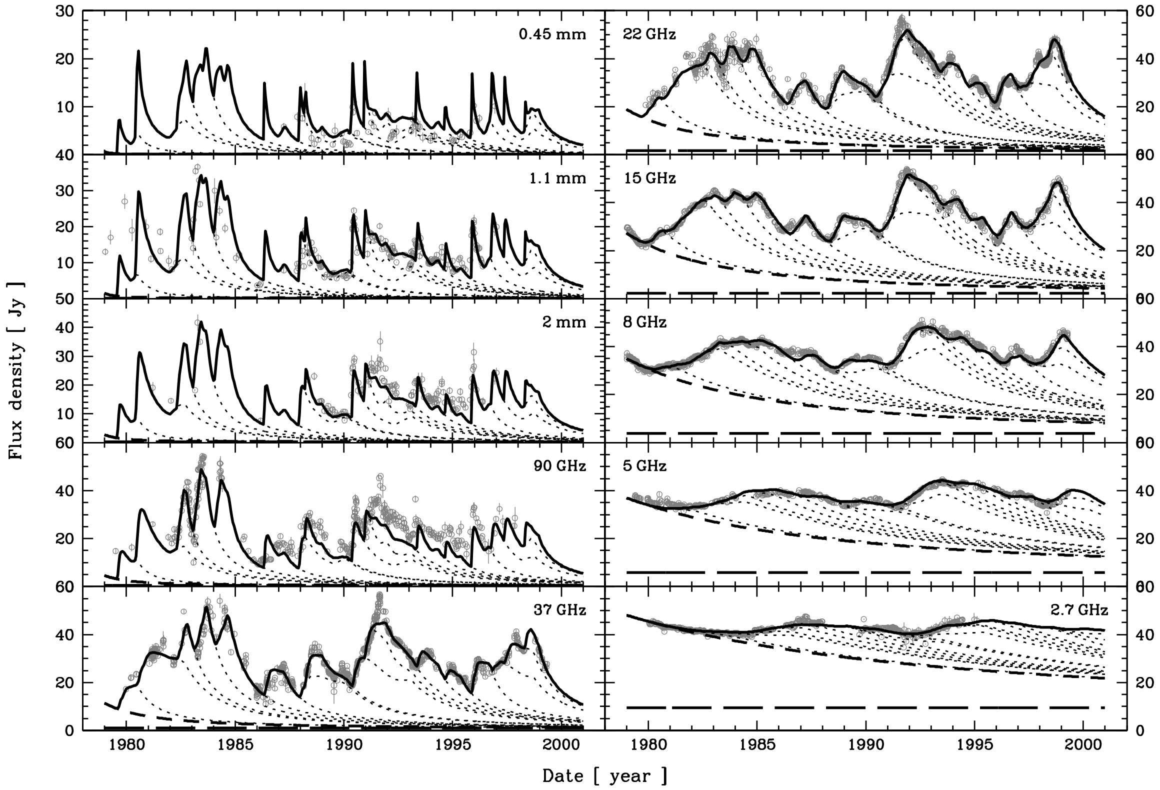

Fig. 3. Ten out of thirteen submillimetre-to-radio light-curves of 3C 273 decomposed into a series of seventeen synchrotron outbursts. The best-fit light-curve (solid line) is the sum of the constant emission from the outer jet (long-dashed line), the global decay of all outbursts peaking before 1979 (short-dashed line) and the seventeen superimposed outbursts (dotted lines) starting at the dates $T_{\rm on}$ 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	$\nu_{2\|3}^{\dagger}$	36.7 GHz	$S_{2\|3}^{\dagger}$	16.0 Jy	$\zeta_{2\|3}^{\dagger}$	13.5
t_{f}	0.75 yr	$\nu_{\mathrm{b},2\|3}$	16.3 THz	$\nu_{\mathrm{h}}/\nu_{\mathrm{m}}$	0.40	μ	4.13
$n_1^{\dagger}$	-0.64	$n_2^{\dagger}$	-1.09	$n_3^{\dagger}$	-1.73	$n_{\mathrm{b}}^{\dagger}$	-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	$\gamma_3/\beta_3^{\dagger}$	$+0.88$		

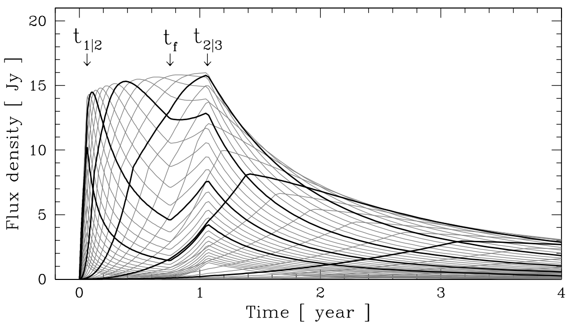

Fig. 4. Model light-curves of the average outburst in 3C 273 at different frequencies spaced by 0.1 dex (grey lines). The six highlighted light-curves are at frequencies ν defined by $\lg(\nu/\mathrm{GHz}) = 3.0,\ 2.5, \ldots,\ 0.5$, in order of increasing timescales

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_{on} given in the first column. The three next columns display, respectively, the logarithmic shifts of the normalization K_{on} of the electron energy distribution $N(E)$, of the magnetic field B_{on} and the Doppler factor $\mathcal{D}_{\mathrm{on}}$, 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_{on}	$\Delta\lg K_{\mathrm{on}}$	$\Delta\lg B_{\mathrm{on}}$	$\Delta\lg \mathcal{D}_{\mathrm{on}}$	$\Delta\lg S_{2\|3}$	$\lg(t_{2\|3}/t_{1\|2})$
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 ν_{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 ν_{m} by nearly a factor 2 (γ_1/β_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 $\alpha_{\mathrm{thin}} = -(s-1)/2 \approx -0.53$ for the final adiabatic stage of the outburst's evolution. These values for s and α_{thin} are slightly higher than those obtained in Paper I, but are still well below the values of $s = 2.4$ and $\alpha_{\mathrm{thin}} = -0.7$ measured by MG85 for the strong flare of 1983. The parameter K of the electron energy distribution $N(E)$ is found to evolve

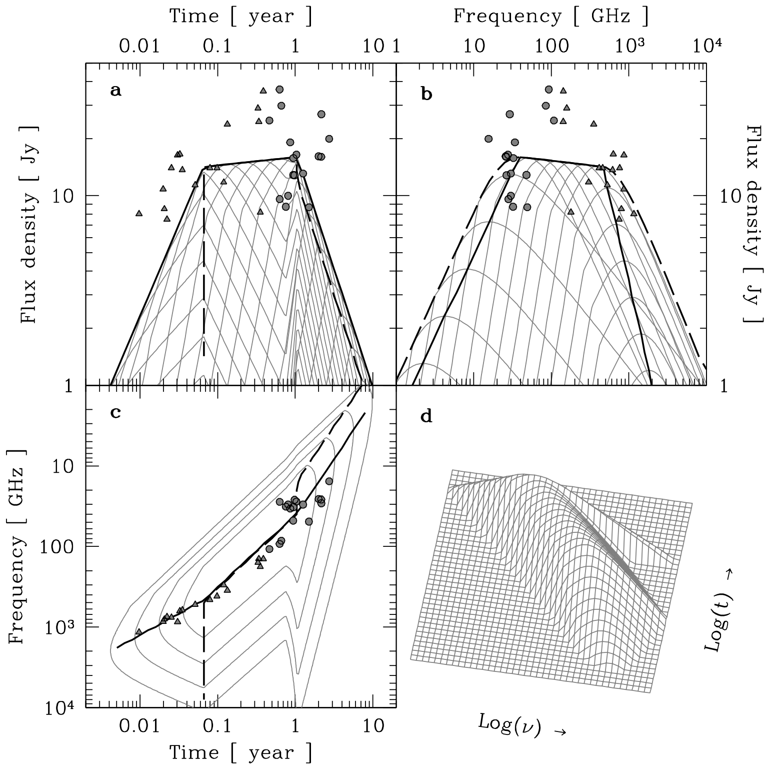

Fig. 5. a–d. Logarithmic evolution of the average outburst in 3C 273. Panel **d** shows the three-dimensional representation in the $(\lg S, \lg \nu, \lg t)$-space. The other panels show the three Cartesian projections of this surface: **a** logarithmic light-curves at different frequencies spaced by 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 γ_1, γ_2, γ_3 in panel **a**; $\gamma_3/\beta_3, \gamma_2/\beta_2, \gamma_1/\beta_1$ in panel **b**; and β_1, β_2, β_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 $\Delta \lg K_{\rm on}$, $\Delta \lg B_{\rm on}$ and $\Delta \lg \mathcal{D}_{\rm on}$ 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 $\boldsymbol{B}$ was parallel to the jet axis and $B \propto R^{-1}$ expected if $\boldsymbol{B}$ was transverse to the jet (e.g. Begelman et al. 1984). The obtained index of $b = 1.58$ suggests that the parallel $B_{\|}$ 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 $K_{\rm on}$, $B_{\rm on}$ and $\mathcal{D}_{\rm on}$ at the onset of the shock. The dispersions σ of the seventeen values in the columns of Table 3 are $\sigma \approx 0.40$ for $\Delta \lg K_{\rm on}$; $\sigma \approx 0.29$ for $\Delta \lg B_{\rm on}$; and $\sigma \approx 0.09$ for $\Delta \lg \mathcal{D}_{\rm on}$. 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 $K_{\rm on}$, $B_{\rm on}$ and $\mathcal{D}_{\rm on}$ 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 values of $\Delta \lg K_{\rm on}$ and those of $\Delta \lg \mathcal{D}_{\rm on}$. The probability that a stronger anti-correlation could occur by chance is less than $6\,10^{-5}$. A weaker trend, with a probability of non-correlation of less than 2 %, suggests that $\Delta \lg \mathcal{D}_{\rm on}$ is positively correlated with $\Delta \lg B_{\rm on}$. On the other hand, no significant correlation is found between $\Delta \lg K_{\rm on}$ and $\Delta \lg B_{\rm on}$. 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-

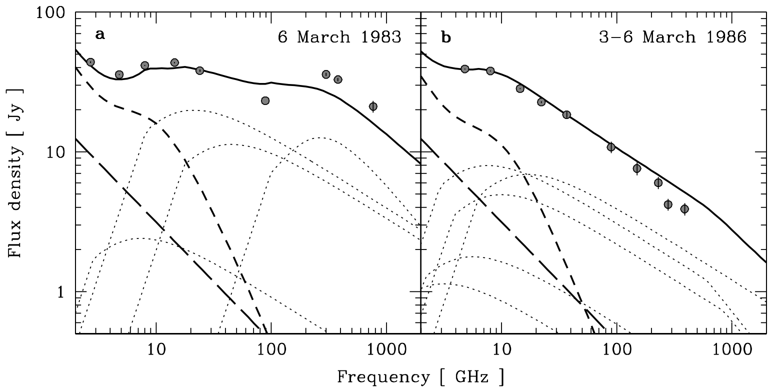

Fig. 6. a and b. Spectral dissection of 3C 273's submillimetre-to-radio emission in the 2–2000 GHz range at the epochs of highest (**a**) and lowest (**b**) flux levels in the submillimetre range during the last 20 years. These epochs correspond to the famous spectra of 3C 273 published by Robson et 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 average 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 $B_{\|}$ and the perpendicular $B_{\perp}$ components of the magnetic field $\boldsymbol{B}$ are roughly equal. The simplest interpretation of this result is that the magnetic field $\boldsymbol{B}$ 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 $B_{\|}$ is dominant in the underlying jet and that the shock amplifies just enough the $B_{\perp}$ component (see MG85) to end with $B_{\perp} \approx B_{\|}$. 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 χ^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 $k_{\rm ad} = 2(s{+}2)/3 \simeq 2.70$ 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 $K_{\rm on}$ and low values of $B_{\rm on}$ 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 $K_{\rm on}$ and $B_{\rm on}$ 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 η of the shock, because in this case we would expect correlated $K_{\rm on}$ and $B_{\rm on}$ variations due to their similar dependence on η (cf. MG85). Changes of $K_{\rm on}$ which are independent of $B_{\rm on}$ could be possible if the acceleration process of the electrons crossing the shock front was not adiabatic. In this case, the energy gain ξ 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 $K_{\rm on}$ of the electron energy distribution is proportional to ξ^{s-1} (MG85), changes of the electron energy gain ξ for different shocks in 3C 273 could lead to the observed changes of $K_{\rm on}$. This interpretation is supported by the significant anti-correlation found between $K_{\rm on}$ and the Doppler factor $\mathcal{D}_{\rm on}$, 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 ξ 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$^{\mathrm{nd}}$ 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

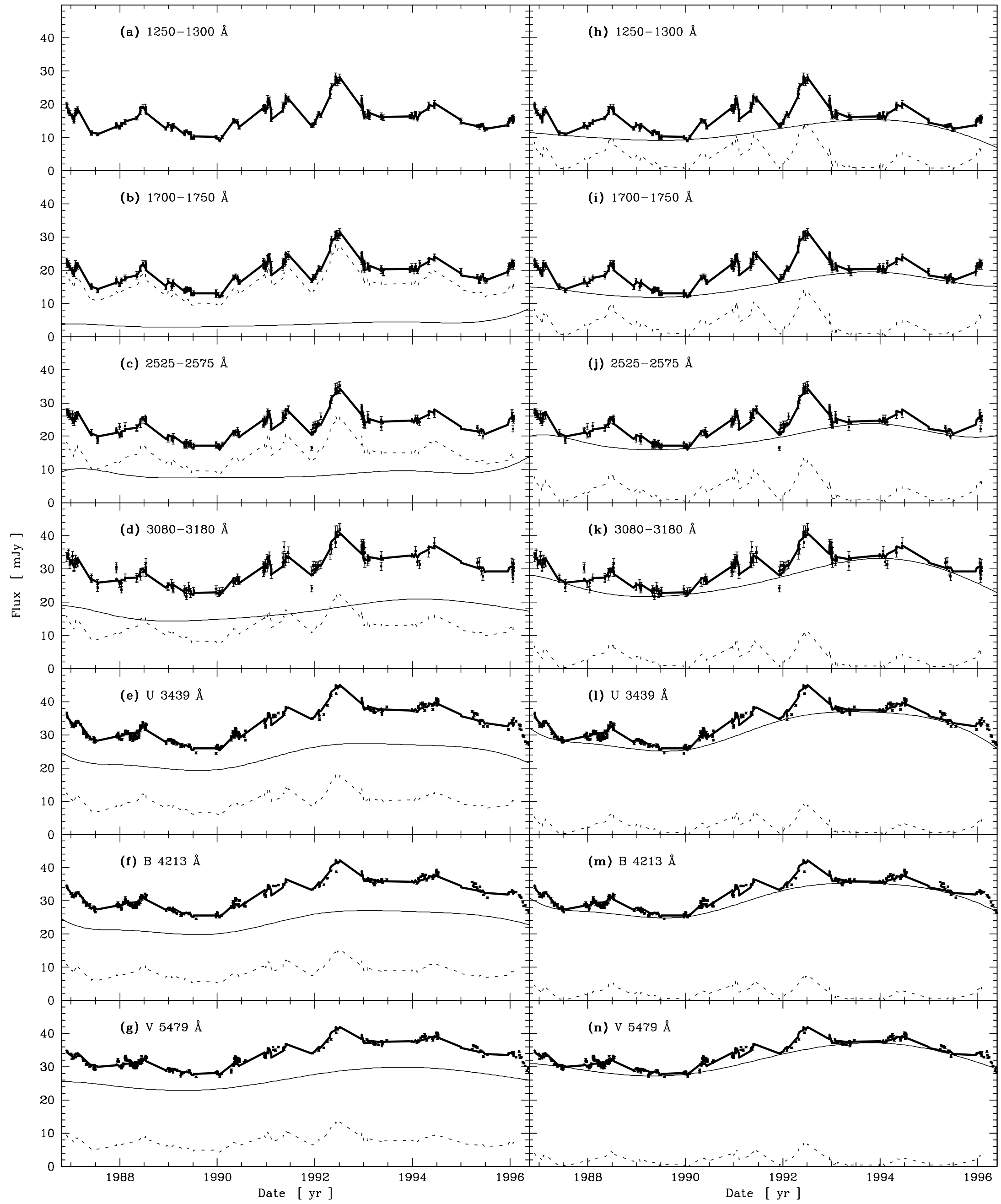

FIG. 11.1 – *Décomposition des courbes de lumière ultraviolettes et optiques de 3C 273 en deux composantes distinctes. La longueur d'onde des courbes de lumière augmente de haut en bas en partant de l'ultraviolet à 1250–1300 Å jusqu'au filtre V de la photométrie de Genève à 5479 Å. La courbe de lumière 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.[1]

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).[2] 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

[1] 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 $\mathcal{B}$.

[2] 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 $1\,\mu$m. Les éruptions synchrotrons les plus fortes sont en effet présentent 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 $\nu_{\rm c}$ («c» pour *cutoff*) de cette coupure suivrait celle de la fréquence de cassure $\nu_{\rm b}$ («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».

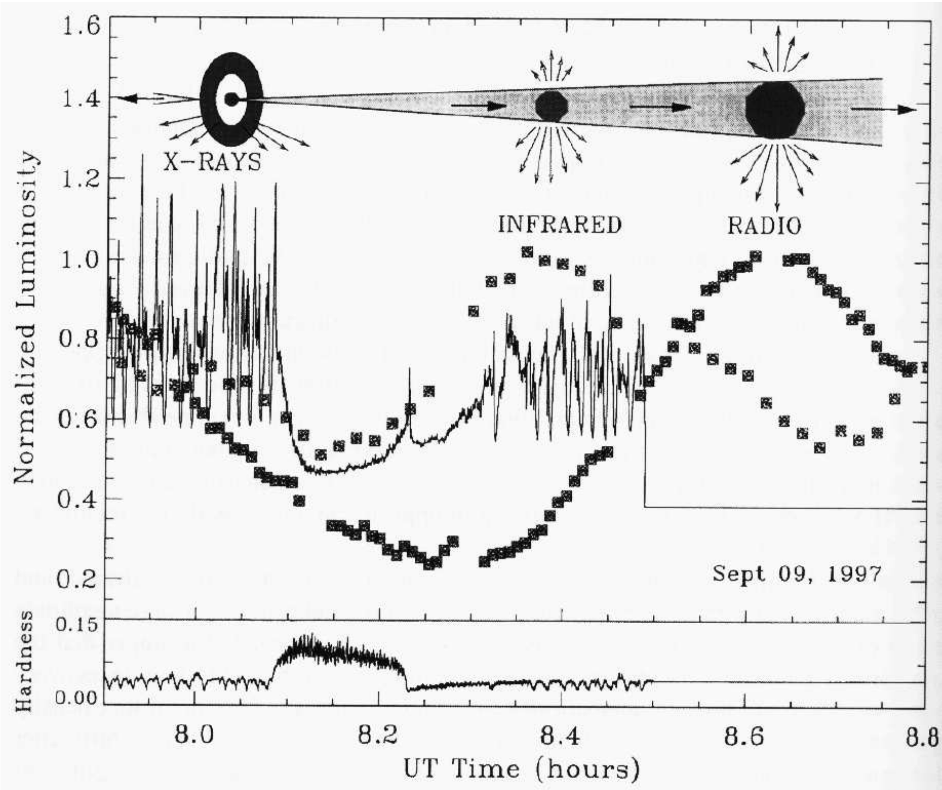

FIG. 11.2 – *Courbes de lumière radio, infrarouge et des rayons X de GRS 1915+105 durant une seule heure du 9 septembre 1997. Le lieu d'origine du rayonnement dans les différents domaines spectraux est schématiquement représenté au-dessus des courbes de lumière. Le rapport du flux des X durs (13–60 keV) 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

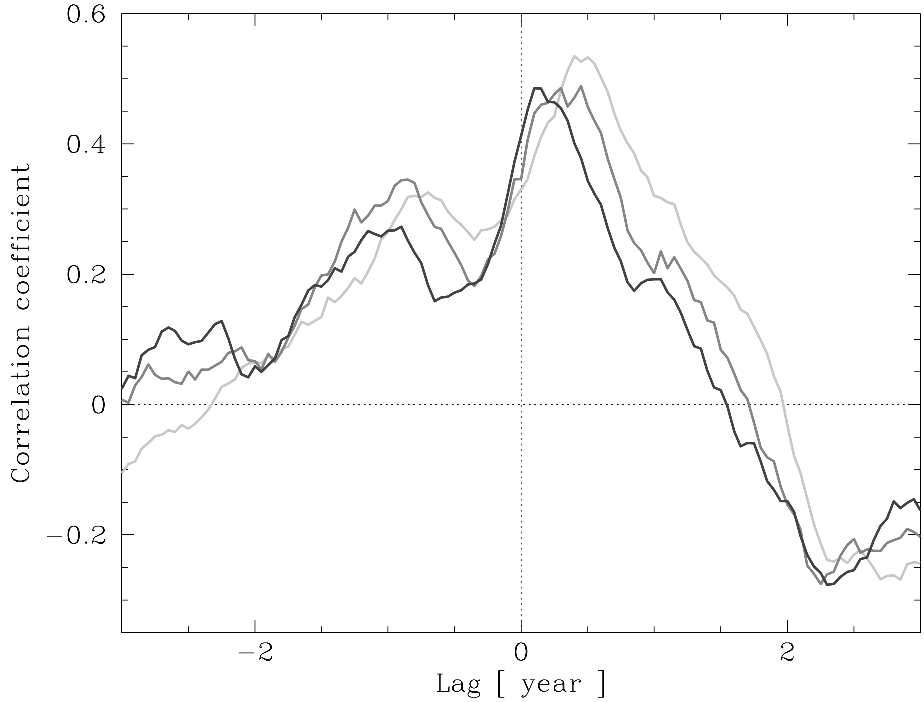

FIG. 11.3 – *Les fonctions de corrélation des courbes de lumière radio à 15 GHz, 22 GHz et 37 GHz (du gris clair au noir) avec la courbe de lumière ultraviolette à 1250–1300 Å. Un délai positif indique un retard du domaine radio par rapport à l'ultraviolet.*

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 faites 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