

T 9/14

DEPARTAMENTO DE FÍSICA TEÓRICA Y DEL COSMOS
UNIVERSIDAD DE GRANADA



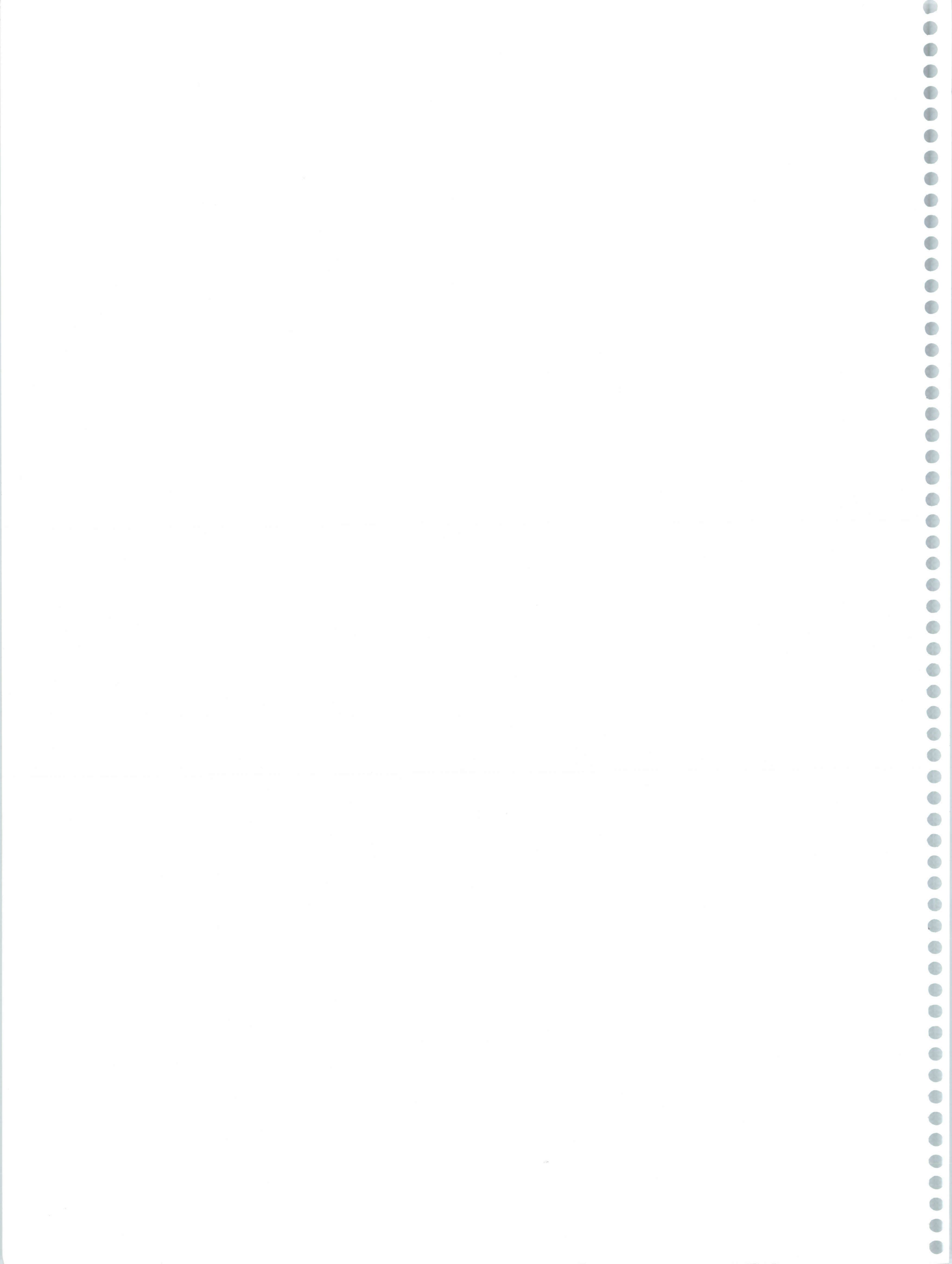
CHORROS RELATIVISTAS EN NÚCLEOS ACTIVOS DE GALAXIAS
HIDRODINÁMICA Y EMISIÓN

JUAN IVÁN AGUDO RODRÍGUEZ

Instituto de Astrofísica de Andalucía
Consejo Superior de Investigaciones Científicas

TESIS DOCTORAL

Granada 2002



**CHORROS RELATIVISTAS EN NÚCLEOS ACTIVOS DE GALAXIAS:
HIDRODINÁMICA Y EMISIÓN**

Visado en Granada a 16 de Septiembre de 2002.

Directores de la Tesis:

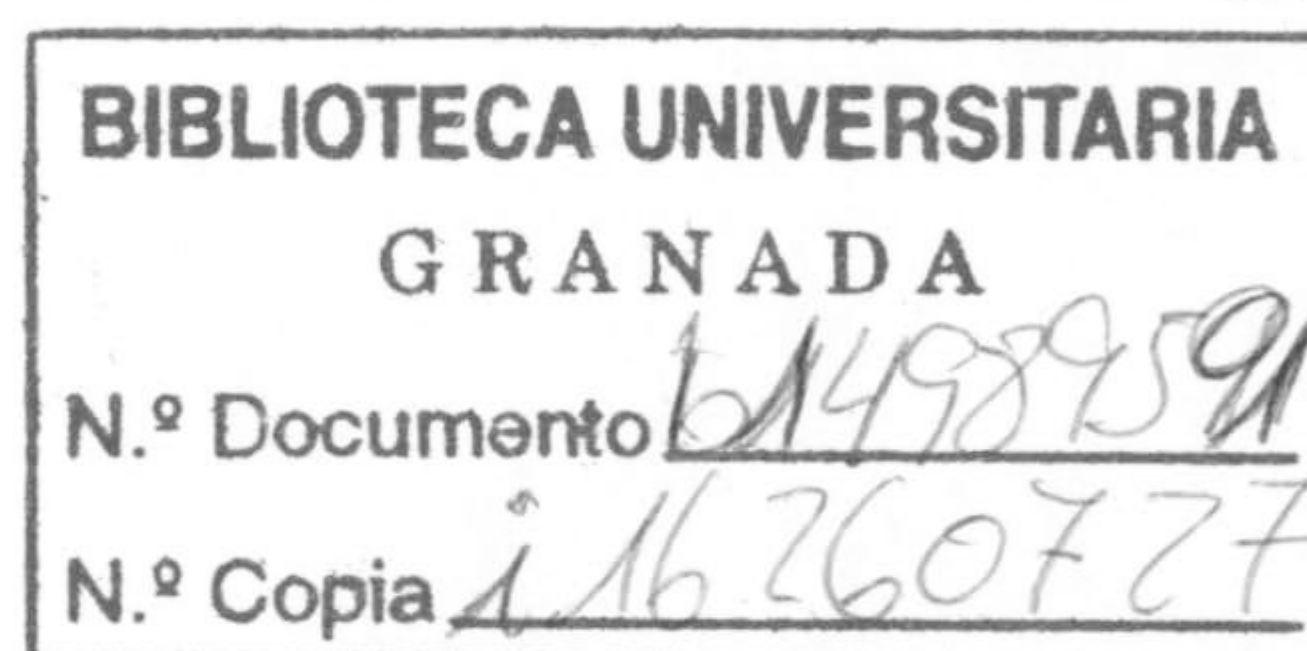
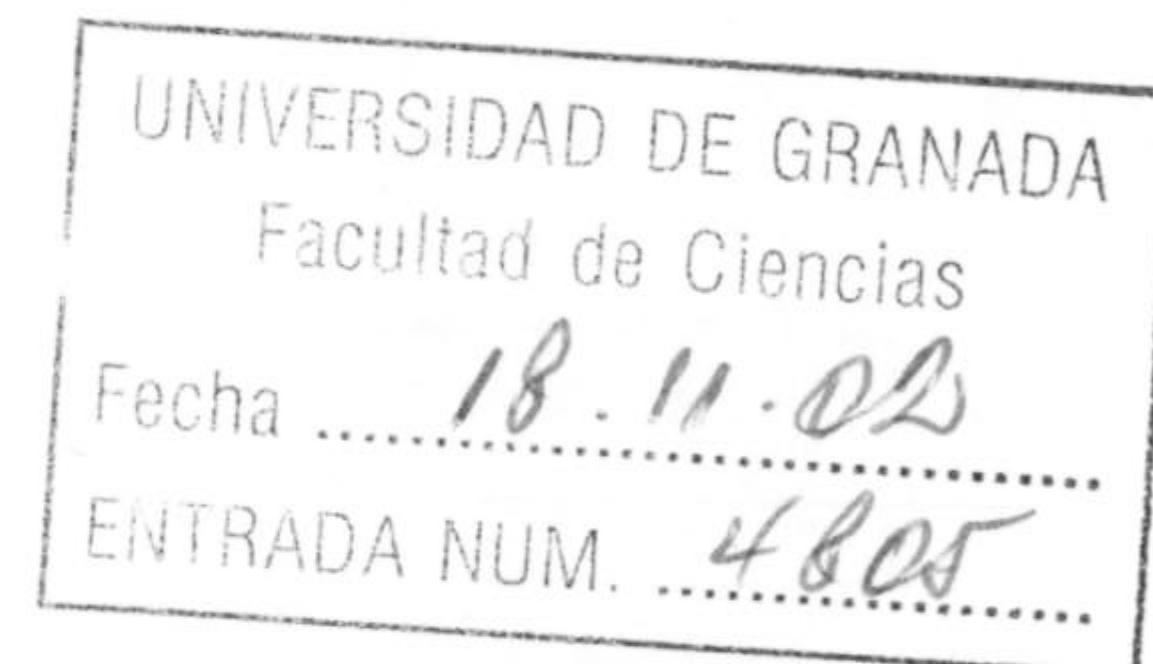
Dr. José Luis Gómez Fernández
Científico Titular del CSIC

y

Dr. Antonio Alberdi Odriozola
Científico Titular del CSIC

Tutora:

Dra. Inmaculada Domínguez Aguilera
Profesora Ayudante Dra. del Departamento de Física Teórica y del Cosmos.
Universidad de Granada



Memoria presentada para optar al grado de
DOCTOR EN CIENCIAS FÍSICAS.

Granada a 31 de Octubre de 2002

Fdo. Juan Iván Agudo Rodríguez
Licenciado en Ciencias Físicas

UNIVERSITY OF CALIFORNIA
LIBRARY
100 S. BURNETT AVENUE
LOS ANGELES, CALIF. 90024

JOSÉ LUIS GÓMEZ FERNÁNDEZ y ANTONIO ALBERDI ODRIOZOLA,
Científicos Titulares del Consejo Superior de Investigaciones Científicas en el
Instituto de Astrofísica de Andalucía.

CERTIFICAMOS:

Que la presente memoria "**CHORROS RELATIVISTAS EN NÚCLEOS
ACTIVOS DE GALAXIAS: HIDRODINÁMICA Y EMISIÓN**", ha sido
realizada bajo nuestra dirección en el Departamento de Radioastronomía y
Estructura Galáctica del Instituto de Astrofísica de Andalucía (CSIC), así como en
sucesivas estancias en el Joint Institute for VLBI in Europe (Países Bajos), en el
Departamento de Astronomía y Astrofísica de la Universidad de Valencia y en el
Institute for Astrophysical Research de la Universidad de Boston (Estados
Unidos), y que constituye la Tesis Doctoral de Juan Iván Agudo Rodríguez.

Y para así que conste, en cumplimiento de la legislación vigente, se presenta ante
la Comisión de Doctorado de la Universidad de Granada la referida Tesis Doctoral.

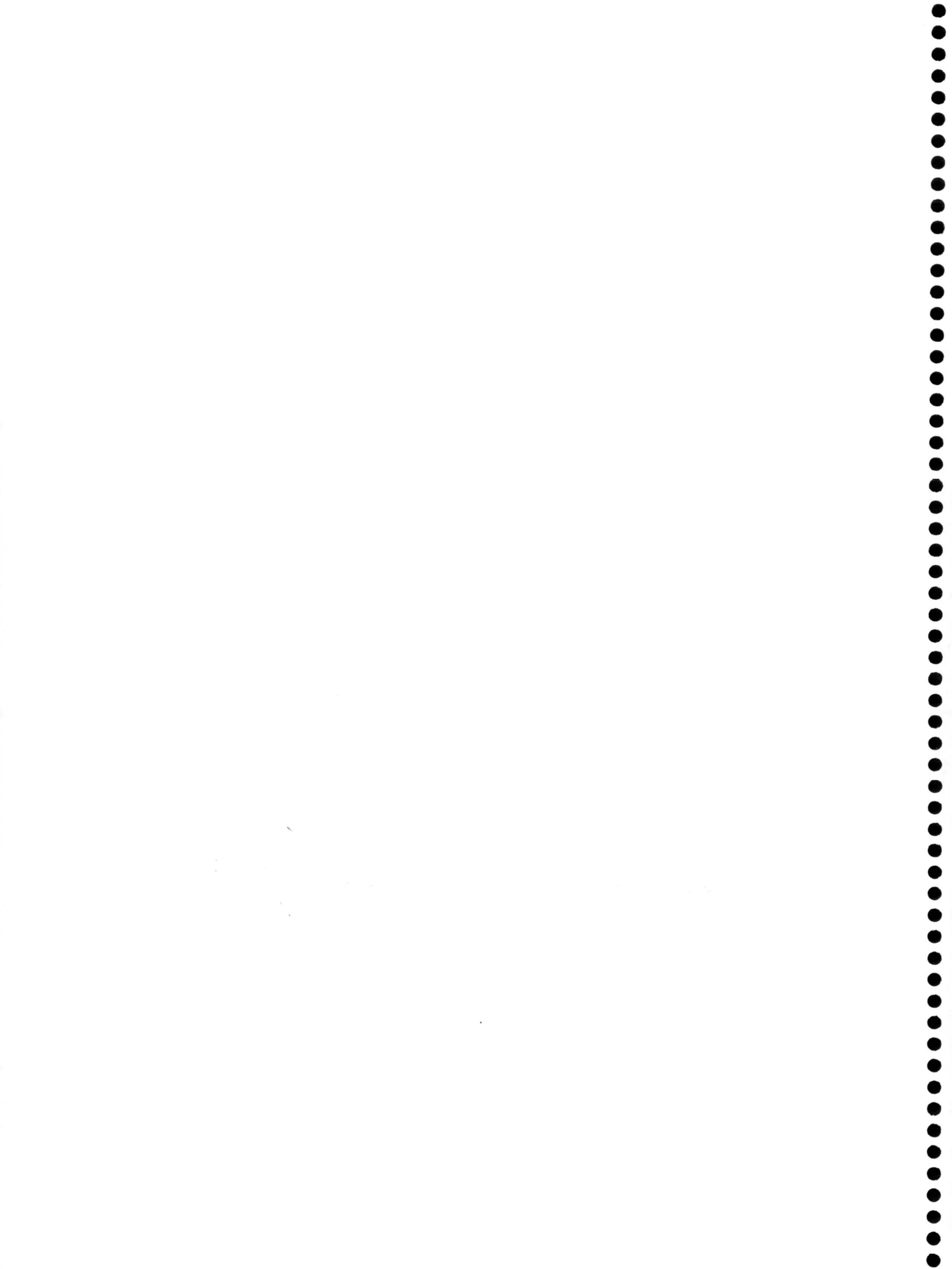
Granada, a 31 de Octubre de 2002



Fdo. José Luis Gómez Fernández



Fdo. Antonio Alberdi Odriozola



Índice

Capítulo 1.– Introducción.....	5
1.1 Núcleos Activos de Galaxias.....	5
1.1.1 Clasificación.....	6
1.1.2 Modelo de AGN.....	10
1.1.3 Modelos de Unificación.....	10
1.2 Jets relativistas producidos por objetos compactos supermasivos	12
1.3 Jets relativistas producidos por objetos compactos de origen estelar.....	13
1.3.1 Microcuásares	13
1.3.2 GRBs.....	17
1.4 Procesos físicos relacionados con jets relativistas.....	19
1.4.1 Formación, colimación y aceleración.....	19
1.4.2 Evolución y respuesta frente a perturbaciones.....	20
1.4.3 Procesos radiativos.....	21
1.4.4 Radiación sincrotrón.....	22
1.4.4.1 Emisión de una distribución potencial de electrones.....	23
1.4.4.2 Autoabsorción.....	24
1.4.4.3 Espectro típico.....	24
1.4.5 Radiación por efecto Compton inverso	25
1.4.5.1 Régimen Thomson.....	25
1.4.5.2 Régimen de Klein–Nishina.....	27
1.4.5.3 Campo de radiación interno y externo.....	27
1.4.6 Aceleración del plasma.....	28
Capítulo 2.– Simulaciones Numéricas de Jets Relativistas.....	30
2.1 El código hidrodinámico.....	31
2.1.1 Ecuaciones de la hidrodinámica en relatividad especial.....	32
2.1.2 Estructura del código.....	32
2.2 El código de emisión.....	35
2.2.1 De la hidrodinámica a la emisión.....	35
2.2.1.1 Poblaciones.....	36
2.2.1.2 Espectro de energías.....	36
2.2.1.3 El campo magnético.....	37
2.2.2 Transferencia de la radiación.....	38
2.2.3 Efectos relativistas.....	42
2.2.3.1 Coeficientes de emisión y absorción.....	42
2.2.3.2 Reforzamiento Doppler.....	42
2.2.3.3 Aberración de la luz.....	43
2.2.3.4 Efecto de retrasos temporales o 'time delays'.....	44
2.2.4 Estructura del código.....	46
2.3 Superluminal and stationary features.....	47
2.3.1 Parameters of the simulations.....	47
2.3.2 Dynamics of the main perturbation.....	48

2.3.3	Formation of the 'trailing features'	49
2.3.4	Evolution of the trailing features.....	50
2.3.5	Emission results.....	51
2.3.6	Discussion.....	54
2.4	Evolución espectral de electrones no térmicos en jets relativistas.....	56
2.4.1	Ecuación de difusión–convección.....	59
2.4.1.1	Limitación del paso temporal.....	64
2.4.1.2	Evolución adiabática.....	65
2.4.2	SPEV: nuevo código para la evolución espectral de electrones no térmicos	68
2.4.2.1	Las expresiones básicas.....	68
2.4.2.2	Evolución adiabática	74
2.4.2.3	Pérdidas por radiación sincrotrón.....	75
2.4.2.4	Choques	78
	Reaceleración de partículas no térmicas.....	79
	Aceleración de partículas térmicas.....	81
2.4.2.5	Estructura global de SPEV.....	83
2.4.3	Discusión.....	87
Capítulo 3.–	Observaciones.....	89
3.1	The radio galaxy 3C 120.....	89
3.1.1	Observations and data reduction.....	90
3.1.2	Superluminal motions.....	94
3.1.3	Jet–external medium interaction.....	94
3.1.4	Twisted inner jet.....	98
3.1.5	Trailing features.....	99
3.2	The BL Lacertae PKS 0735+178.....	104
3.2.1	Components motion models.....	107
3.2.1.1	Observations and data reduction.....	107
3.2.1.2	Results.....	108
3.2.1.3	Components' identification.....	112
3.2.1.4	Stationary components.....	114
3.2.1.5	The possible superluminal scenario.....	116
3.2.2	Parsec–scale absorption.....	119
3.2.2.1	Observations and data reduction.....	119
3.2.2.2	Results.....	121
3.2.2.3	Absorption at the first sharp bend.....	123
3.2.2.4	Rotation measures near the bends?.....	127
3.2.3	Jet–external medium interaction.....	129
3.2.3.1	Observations and data reduction.....	129
3.2.3.2	Results.....	132
3.2.3.3	Model components.....	137
3.2.3.4	Time dependent absorption.....	143
3.2.3.5	Faraday rotation at the first sharp bend.....	147

3.2.4 Discussion.....	151
Capítulo 4.– Conclusiones.....	154
<i>Apéndice A. – Solución analítica de la ecuación de convección–difusión para una evolución adiabática.....</i>	<i>158</i>
<i>Apéndice B. – EVPA calibration of VLBA data using the D–terms.....</i>	<i>160</i>
<i>B.1 Calibration of the absolute VLBA polarization angle.....</i>	<i>161</i>
<i>B.1.1 Comparison with VLA observations.....</i>	<i>161</i>
<i>B.1.1.1 EVPA stability of jet components.....</i>	<i>165</i>
<i>B.1.2 Calibration using the VLBA D–terms.....</i>	<i>166</i>
<i>B.1.2.1 D–term stability.....</i>	<i>169</i>
<i>B.2 Discussion.....</i>	<i>172</i>
Referencias.....	173

Capítulo 1.– Introducción

1.1 Núcleos Activos de Galaxias

Se considera que el comienzo del conocimiento de los AGNs, tal y como hoy día se les entiende, se produjo en 1963, cuando se identificaron las contrapartidas ópticas de las radio fuentes 3C273 y 3C48, cuyas medidas del corrimiento hacia el rojo (*redshift*) demostraron estar fuera de nuestra propia Galaxia. Esto supuso el descubrimiento de un nuevo tipo de fuentes de energía que tenía apariencia estelar en el óptico, pero producían tanta energía como el equivalente de una galaxia que contuviera cien billones (10^{11}) de estrellas del tipo de nuestro Sol.

Los cuasáres, del inglés quasi–stellar objects (*QSOs*) o '*quasars*', empezaron a suponer uno de los principales problemas de la astrofísica justo cuando la física estelar empezaba a conocerse con un cierto rigor. Hacia los años sesenta, el avance en la electrónica de computadores empezó a dar sus resultados, permitiendo poner a prueba satisfactoriamente las teorías de la estructura y evolución estelar. Sin embargo, los cuasáres presentaban características que los diferenciaban claramente de todos los objetos de naturaleza estelar conocidos hasta entonces. Era difícil explicar como objetos tan compactos podían emitir enormes cantidades de energía con un alto grado de variabilidad y a lo largo de tan amplio rango del espectro electromagnético.

Hoy día, cuatro decenios más tarde, el progreso de las técnicas observacionales, de la astrofísica numérica y el continuo estudio tanto observacional como teórico de los cuasáres y Núcleos Activos de Galaxias (en inglés *Active Galactic Nuclei* o *AGNs*) han sido objeto, ha avanzado enormemente el conocimiento de estos objetos.

No obstante, con respecto a los AGNs, nos encontramos muy lejos aún del nivel de conocimiento que de los objetos estelares se tenía hace cuarenta años. La emisión en longitudes de onda radio de la mayor parte de los AGNs, está dominada por estructuras de tipo chorro (en adelante hablaremos de estos como '*jets*' por la extensión que tiene la denominación en inglés de estos objetos), que conectan las regiones compactas de los AGNs con estructuras más externas y resueltas espacialmente que a veces pueden llegar a estar a distancias enormes (del orden del Mega parsec) de los propios AGNs. El desarrollo de la radio astronomía en general y de la interferometría en particular, supuso en su día una importante revolución en el campo de

la astronomía y la astrofísica extragaláctica. Esto fue debido principalmente a la enorme resolución angular que los instrumentos de Interferometría de Muy Larga Línea de Base en radio, Very Long Baseline Interferometry (VLBI), son capaces de alcanzar (típicamente del orden de decenas de milisegundos de arco, ver por ejemplo las secciones 3.1 y 3.2). Además, la mayor transparencia relativa de las radio-frecuencias con respecto al óptico, hizo que las observaciones fuesen capaces de 'penetrar' más lejos en el medio intergaláctico, pudiendo observar muchas más fuentes y mucho más lejanas.

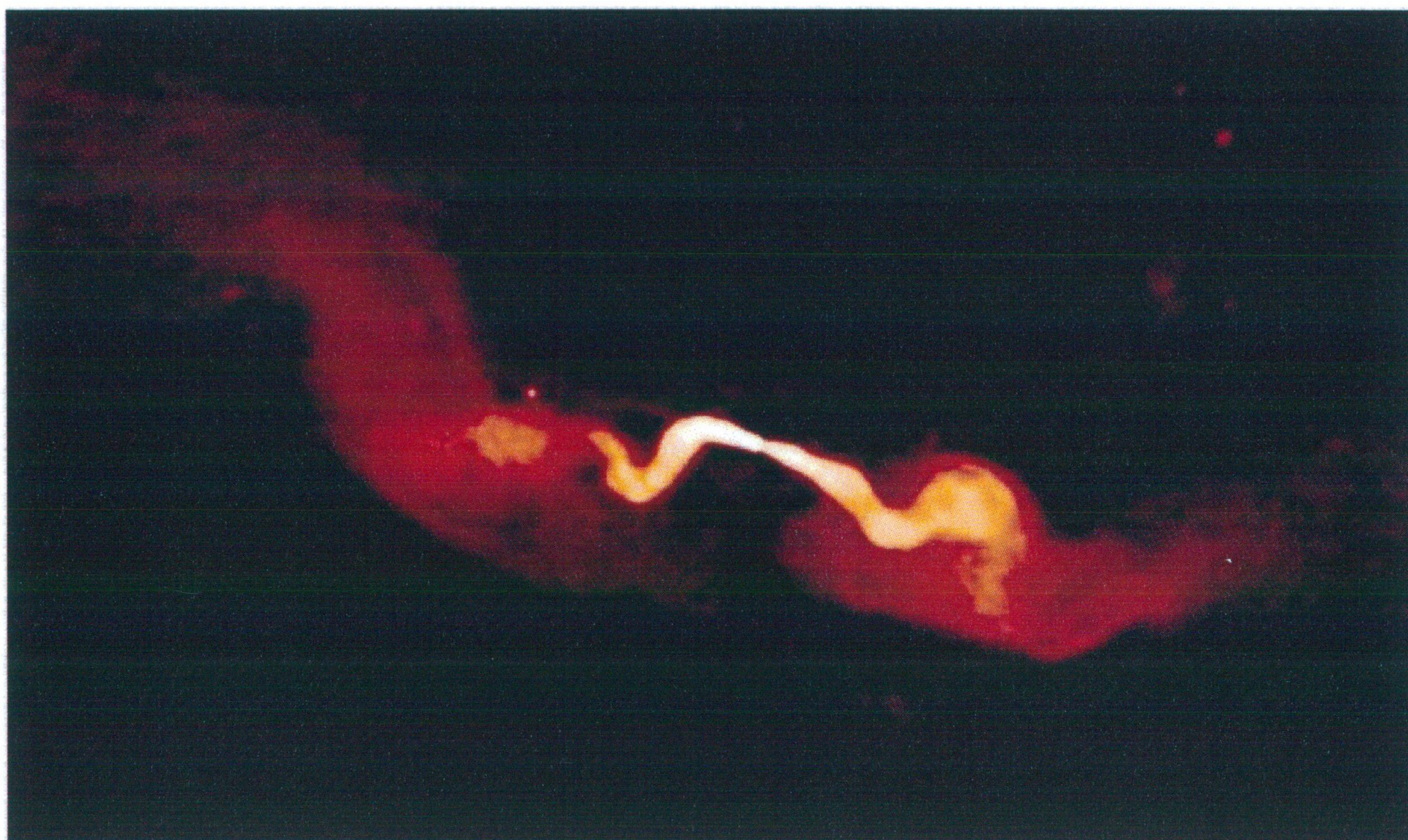


Fig. 1. Imagen radio a 1.4 GHz de la radiogalaxia FRI 3C 31 a escalas del Kparsec. Cortesía de NRAO/AUI.

1.1.1 Clasificación

Los AGNs son fundamentalmente aquellas regiones nucleares de las galaxias que emiten enormes cantidades de energía con respecto al resto de la propia galaxia que las alberga. Suelen presentar altos grados de variabilidad y emisión de líneas en el óptico tanto anchas como estrechas. Sus espectros no se asemejan a los de tipo estelar, aunque las zonas de esta intensa emisión no puedan ser resueltas observacionalmente en el óptico, lo que les da en la mayoría de los casos una engañosa apariencia estelar. Probablemente uno de los rasgos más característicos

de los AGNs, es que presentan jets a escalas típicas mínimas del orden de un parsec, los cuales pueden extenderse mucho más allá llegando a distancias incluso mayores que los tamaños de las galaxias que albergan a los AGNs. Muchos de los AGNs encontrados están clasificados en base a su tamaño y morfología cuando son observados con VLBI, además de por sus características ópticas. Resumimos a continuación los principales tipos de AGNs que presentan jets intensos y sus características más notables:

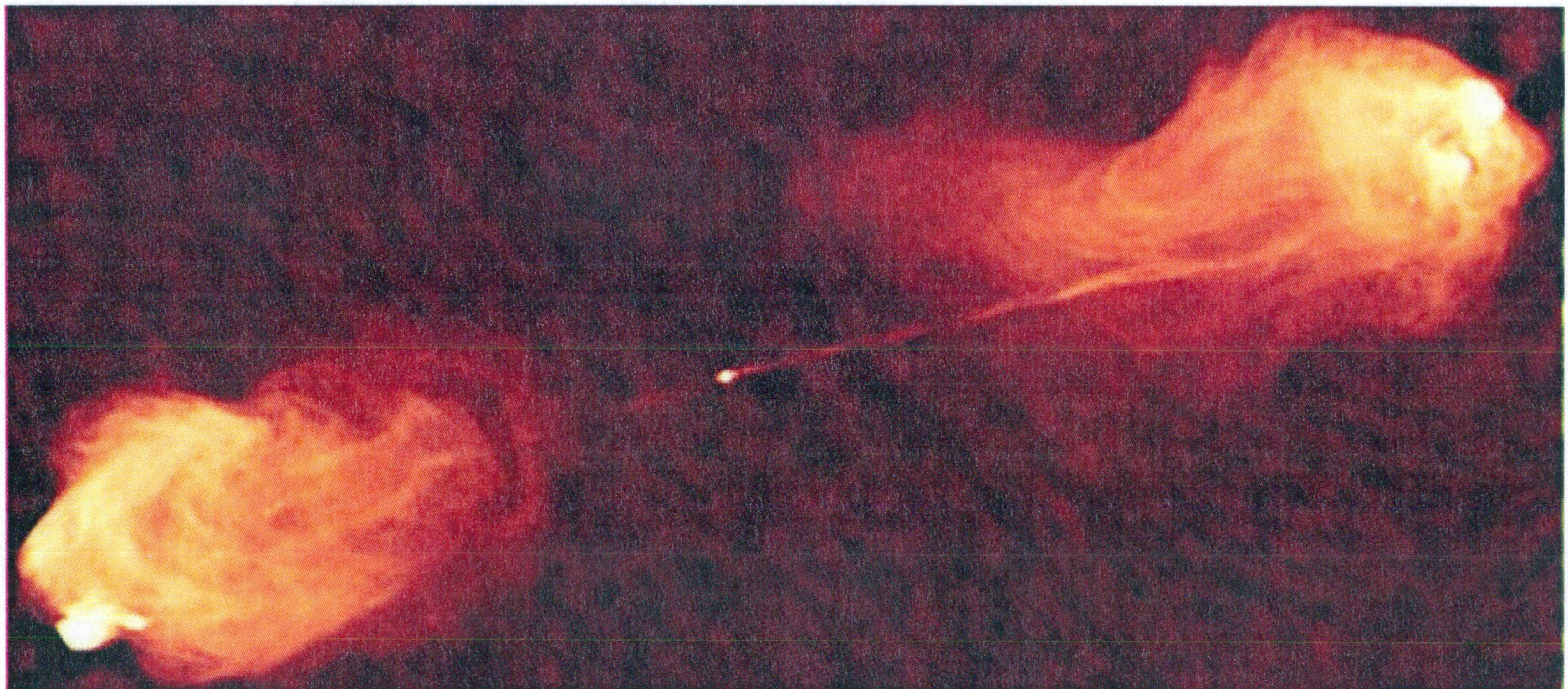


Fig. 2. Imagen radio a 5 GHz de la radiogalaxia Cygnus A a escalas del Kparsec. Cortesía de NRAO/AUI.

- **Radiogalaxias:** son aquellas galaxias que tienen una intensa emisión en radio, con potencias comprendidas entre 10^{41} y 10^{46} erg/s, presentando líneas de emisión en el espectro óptico. Según la clasificación de Faranoff–Riley, se subdividen en:
 - **Radiogalaxias FR I:** presentan potencias medidas a la radio–frecuencia de 178 MHz menores que 10^{25} W/Hz. Su principal característica es que en radio se observan dos enormes jets (con tamaños típicos de entre el Kpc y el Mpc) que acaban en una zona terminal difusa. Además, la estructura a gran escala definida los jets suele presentar notables curvaturas (ver Figura 1).
 - **Radiogalaxias FR II:** sus potencias a 178 MHz son mayores que 10^{25} W/Hz. También se observan en radio dos intensos jets con tamaños típicos que pueden llegar al Mpc, que acaban en zonas mucho más intensas que el resto de la

radiofuente (*hot spots*). Tanto parte de los jets como los hot spots están rodeados de una región de emisión más difusa (lóbulos). Además, sus jets presentan una morfología mucho más rectilínea que la de las radiogalaxias de tipo FR I (ver Figura 2).

- **Cuásares:** son también muy intensas en radio, presentan una emisión en el óptico mucho más intensa que la de las radiogalaxias, observándose en ellos tanto líneas espectrales anchas como estrechas. Son muy variables en el continuo radio tanto en emisión total como polarizada. Su morfología también en radio está dominada por un núcleo de emisión muy intenso de espectro plano en radio y usualmente una única estructura de tipo jet, aunque suelen ser visibles sus dos lóbulos y hot spots de emisión. Este único jet, suele además tener estructura presentando diferentes componentes de emisión en las que son usualmente observados movimientos relativistas (ver Figura 3).



Fig. 3. Radio–imagen a 5 GHz del cuásar 3C 175 a escalas del Kparsec. Cortesía de NRAO/AUI.

- **Blázares:** son la familia de AGNs con mayor grado de variabilidad tanto en intensidad total como polarizada en todo el rango del espectro electromagnético y pueden llegar a emitir a

energías del orden del TeV. Suelen presentar radio espectros planos en el continuo, debido al dominio en este rango del núcleo de emisión. Es muy usual que en los blázares solo se observe uno de sus jets, que en general suele ser muy compacto (irresoluble a escalas muy superiores a las del parsec) y presentar fuertes curvaturas cuando son observados con instrumentos de muy alta resolución (del orden del milisegundo de arco, ver Figura 4). Los blázares se subdividen fundamentalmente en dos tipos de fuentes, los objetos BL Lacertae y los cuásares ópticamente violentos. Estos tienen las siguientes características:

- **Cuásares variables ópticamente violentos; *Optically Variable Violent Quasars* (OVV):** aunque pertenecen al grupo de los radiocuásares, se diferencian principalmente del resto de ellos en que la intensidad de sus líneas es algo menor.
- **Objetos BL Lacertae (BL Lac):** no suelen presentar líneas de emisión en el óptico y su potencia de radiación es muy inferior a la de los OVV.

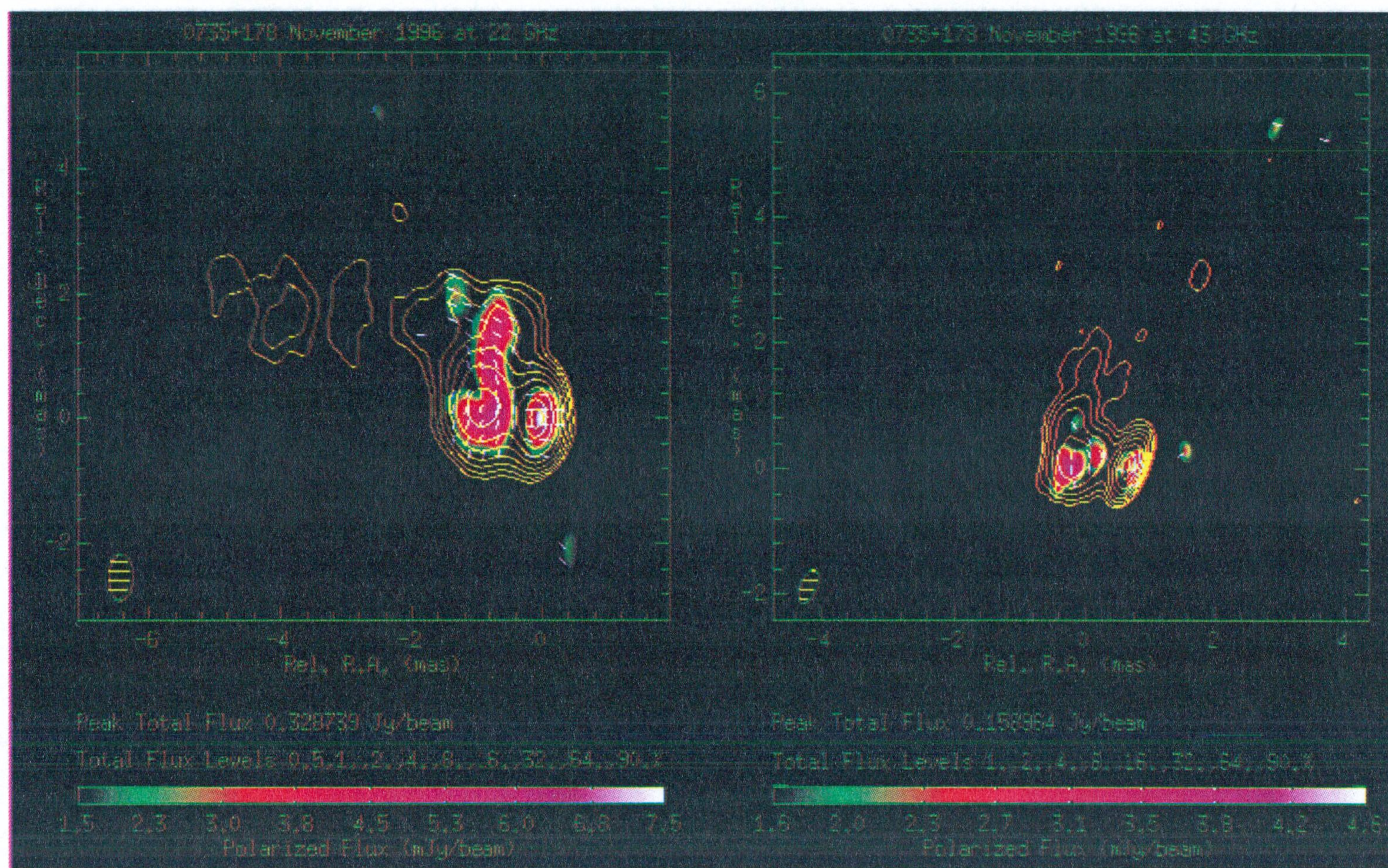


Fig. 4. Radio-imágenes de intensidad total y polarizada a 22 y 43 GHz del blázar (BL Lac) PKS 0735+178 a escalas del parsec. Cortesía de NRAO/AUI.

1.1.2 Modelo de AGN

El modelo standard de AGN (Blandford y Königl 1979), explica la fenomenología observada como debida a la presencia de un objeto compacto supermasivo, alrededor del cual orbita un disco de acrecimiento de material cayendo al agujero negro que producen dos jets de material expelido a velocidades relativistas en la misma dirección y sentidos opuestos (Blandford y Rees 1974). En la sección 1.4, se introducen algo más detalladamente los procesos físicos relacionados con la formación de los jets relativistas, así como su colimación y aceleración hasta el límite ultrarelativista.

Además, se postula la presencia de dos regiones compuestas por nubes de material más alejadas del AGN central que serían las responsables de las propiedades espectroscópicas (óptico) de los AGNs (ver por ejemplo Antonucci 1993). La región de líneas anchas o *broad line region* (BLR) sería la más cercana de las dos al AGN y estaría compuesta por nubes con velocidades de alrededor de 10000 km/s. La región de líneas estrechas o *narrow line region* (NLR) sería la responsable de la emisión de las líneas más estrechas, del orden de 1000 km/s y sería más lejana al AGN.

1.1.3 Modelos de Unificación

Dado que parece ser que las regiones nucleares que contienen AGNs presentan una alta anisotropía, pero sin embargo son suficientemente lejanas como para que la inmensa mayoría de ellas no se puedan resolver observacionalmente, los efectos de la orientación de estos objetos han sido históricamente la principal causa de las dificultades a la hora de explicar las diferencias y parecidos entre ellos. Los actuales esquemas de unificación de AGNs postulan que son principalmente dichos efectos de orientación los que dan lugar a la gran variedad de AGNs que hoy día se conocen (Antonucci 1993). A *grosso modo*, estas teorías trabajan sobre la hipótesis global de que la diversidad de las distintas radio-fuentes extragalácticas asociadas a AGNs existente se debe a efectos de orientación del eje de los jets observados en los AGNs con respecto al observador. Se postula además, que, al menos en las partes más internas de los jets, el fluido es altamente relativista y que en torno al AGN existe un toro formado por polvo y gas, lo que es capaz de explicar diferentes potencias de los jets en base a las características de dicho toro (Ferrari et al. 1998).

De esta manera, el caracter relativista de la radiación emitida por las partes más internas de los jets en AGNs produciría el 'aplanamiento' de los espectros de las radiofuentes compactas de espectro plano (Blandford y Königl 1979). Además, Blandford y Königl (1979) también

sugieren una relación entre los jets en los que se encuentran movimientos de componentes superlumínicas a escalas del parsec con los correspondientes a las radiofuentes extensas, como además está extensamente confirmado a través de observaciones de alto rango dinámico con VLBI (ver por ejemplo la revisión de Ferrari 1998). El carácter relativista de los jets a escalas del parsec en radiofuentes extragalácticas dominadas por el núcleo, está además apoyado por las evidencias de movimientos superlumínicos encontrados en casi todos ellos (Zensus 1997). Parece además que la orientación respecto de nuestra línea de visión es la principal causa de las diferencias entre los distintos tipos de cuásares, como fue propuesto inicialmente por Orr y Browne (1982), y más tarde fue confirmado por Barthel (1989), quien además estableció una relación entre los radiocuásares y las radiogalaxias en la que ambos objetos mostraban ser intrínsecamente parecidos, pero con orientaciones de sus jets muy diferentes (los cuásares muy orientados, y las radiogalaxias con orientaciones cercanas a la del plano del cielo). Barthel (1989), también proponen a los blazars como la población de AGNs mejor orientada hacia nuestra línea de visión. En un trabajo más global, Ghisellini et al. (1993) a través de estimaciones del factor Doppler y de velocidades aparentes, estiman el ángulo de visión de una muestra de 100 radiofuentes llegando a la conclusión de que las características de los AGNs más comunes son consistentes con un esquema en que existen dos familias de diferentes potencias. Por un lado los BL Lacs y las radio galaxias FR I de menor potencia y por otro los cuásares y las radio galaxias FR II de mayor potencia. Según este esquema de unificación, los BL Lacs y los cuásares corresponderían a los objetos más orientados hacia la visual en ambas familias, mientras que las radio-galaxias FR I y FR II serían los correspondientes objetos más desfavorablemente orientados, respectivamente. Esto último fue confirmado por Urry y Padovani (1995), quienes reprodujeron la función de luminosidad de cuásares y BL Lacs a partir de las funciones de luminosidad observadas en radiogalaxias FR II y FR I respectivamente, utilizando estimaciones de diferentes orientaciones respecto de la visual de ambos grupos de fuentes.

De esta manera, a *grosso modo*, los actuales esquemas de unificación postulan la existencia de dos familias intrínsecas de AGNs en base a sus propiedades en radio. Una de baja luminosidad a la que pertenecen las radiogalaxias FR I y los BL Lacs y una segunda de alta luminosidad a la que pertenecen las radio galaxias FR II y los radiocuásares. En las anteriores listas, los diferentes tipos de objetos en base a sus propiedades observacionales han sido enumerados de menor a mayor orientación con respecto a la línea de visión.

Este esquema de unificación está apoyado además por los indicios observacionales de que muchas de las propiedades que se suponen isótropas en los AGNs, no muestran diferencias

entre diferentes tipos de objetos que el esquema postula como dependientes de la orientación o de la potencia. Así, se encuentra que en general, la radioemisión extensa es similar para los casos de radiofuentes de baja y alta luminosidad. La emisión de las líneas de [OII] también parece ser parecida entre diferentes tipos de objetos. Las galaxias que albergan a los diferentes tipos de AGNs parecen también ser todas galaxias elípticas gigantes. Y además hay indicios de que si bien es bien conocido el carácter relativista de los jets a escalas del parsec de los cuásares y los BL Lacs, las radiogalaxias FR I y FR II también pueden presentar esta característica (Lara et al. 1997).

1.2 Jets relativistas producidos por objetos compactos supermasivos

En la anterior clasificación de los AGNs vemos que los mismos tienen una apariencia de fuentes puntuales cuando son observados con resoluciones del segundo de arco en el caso de aquellos jets muy orientados hacia la visual. Si lo que observamos son jets menos orientados, se suelen observar enormes estructuras (que pueden llegar a distancias del orden del Mpc) compuestos por jets muy colimados que terminan en intensos lóbulos emisores en radio con manchas calientes terminales (hot spots) producidas por el choque del material del jet (continuamente inyectado desde la parte más central del mismo) con el medio intergaláctico. En los casos de jets menos orientados, es usual observar parejas de jets simétricamente dispuestos en los que el fluido que los compone se desplaza en sentidos contrarios desde las zonas más internas. En el caso de que los jets estén muy orientados hacia la línea de visión, solo se suele observar uno de los jets, precisamente el que se dirige hacia nosotros, debido al efecto de reforzamiento relativista de la emisión de este último que además es negativo para el jet que se aleja de nosotros, haciendo que este efecto sea mucho más pronunciado. También son muy comunes las curvaturas en los jets relativistas en AGNs, sobre todo en las zonas más internas de los mismos. En las zonas de los jets en las que existen curvaturas, los efectos de proyección son, una vez más, importantes, haciéndose mucho más pronunciadas en aquellos objetos orientados hacia nosotros y llegando a producir curvaturas en las estructuras de los jets que pueden llegar a ser tan grandes como del orden de 90° (véase por ejemplo el caso del BL Lac PKS 0735+178 en la sección 3.2). En muchos casos, se han mostrado evidencias de curvaturas consistentes con hélices en proyección (por ejemplo Walker et al. 2001), de lo cual se ha postulado que dichas estructuras podrían estar producidas por la precesión del objeto compacto central responsable de la formación del jet, debido a la presencia de otro objeto compacto

supermasivo en las cercanías (Begelman, Blandford y Rees 1980) o por otros efectos relacionados con la precesión de las zonas internas del disco de acrecimiento en las cercanías del objeto compacto central (efecto Lense–Thirring; Bardeen y Petterson 1975).

Uno de los efectos más interesantes observados en los jets extragalácticos desde que empezaron a realizarse seguimientos temporales de los mismos es el de los movimientos propios *superlumínicos*. Este es un efecto relativista por el cual un cuerpo emisor de radiación que viaja a una velocidad cercana a la velocidad de la luz (c) acercándose al observador, presenta un movimiento con velocidad proyectada en el plano del cielo superior a c (ver por ejemplo Mastichiadis 2001). La presencia de este tipo de fenómeno en muchos de los jets en AGNs, supone una evidencia directa de que en el fluido de dichos jets existen inestabilidades que viajan a velocidades intrínsecas cercanas a c y del carácter relativista del propio fluido. Incluso cuando no se observan claras evidencias de movimientos superlumínicos, el alto grado de variabilidad de la emisión en las zonas más compactas de los jets solo puede ser explicada en base al carácter relativista del fluido en esas zonas.

Los primeros modelos de la cinemática en la estructura de los jets, suponían que los movimientos de las distintas componentes de los mismos eran rectilíneos y balísticos. Sin embargo, hoy día se sabe que no solo son posibles diferentes velocidades en diferentes componentes viajando a lo largo de un mismo jet, sino que también son posibles aceleraciones y deceleraciones de las mismas, así como la coexistencia de componentes móviles y estacionarias también en el mismo jet. En general, las velocidades superlumínicas encontradas observacionalmente para los jets extragalácticos suelen estar en el rango de entre 1 y 10 veces la velocidad de la luz (para un valor de la constante de Hubble $H_0=100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ y de la constante de deceleración del Universo $q_0=0.5$) y velocidades aparentes superiores a $10 c$ son bastante inusuales (Zensus 1997). Asimismo, de los trabajos de Ghisellini et al. (1993) se infieren valores típicos de factores de Lorentz para los jets en AGNs de alrededor de 10.

1.3 Jets relativistas producidos por objetos compactos de origen estelar

1.3.1 Microcuásares

Los grandes avances producidos en el desarrollo instrumental a altas energías especialmente en rayos X, han permitido mostrar desde hace poco más de un decenio, que el fenómeno de los jets

relativistas no es exclusivo de los AGNs, e incluso dentro de nuestra propia galaxia, se conocen ya fuentes que exhiben jets relativistas.

El primero de estos objetos, SS 433, fue descubierto por Margon et al. (1984), quienes detectaron por primera vez dos jets, eyectados en sentidos opuestos desde una estrella binaria de rayos X, de material emitiendo radiación sincrotrón en radio. Hoy día se sabe que estos jets tienen una forma de tipo helicoidal proyectada en el plano del cielo y patrones de velocidades acercándose y alejándose de nosotros consistentes con un movimiento de precesión del objeto compacto relacionado con ellos. Durante mucho tiempo, no se encontró relación entre SS 433 y los ya conocidos y extensamente estudiados cuásares, sobre todo debido a que las velocidades del plasma encontradas en sus jets eran del orden del 26 % de la velocidad de la luz, lo cual contrastaba con las altísimas velocidades de conjunto usualmente medidas en los jets relacionados con cuásares, superiores al 90% de la velocidad de la luz.

Hubo que esperar hasta el descubrimiento de Mirabel et al. (1992), que mostraron las primeras evidencias de jets relativistas en nuestra galaxia, para empezar a entender que aquellos fenómenos que usualmente se producían en los lejanos AGNs estaban ocurriendo precisamente en nuestra propia galaxia, aunque a mucha menor escala. Era el caso de la binaria de rayos X 1E1740.7–2942, para la que Mirabel et al. (1992) acuñaron el término de *microcuásar* que hoy día sigue utilizándose para designar a aquellos sistemas binarios de rayos X dentro de nuestra galaxia compuestos por un objeto compacto, acretando material de su estrella compañera a través de un disco de acrecimiento, capaces de eyectar jets colimados de material viajando a velocidades cercanas a la de la luz (ver la ilustración de la Figura 5). De este evento de formación de jets en nuestra galaxia, también fue posible aportar las primeras evidencias de la existencia de un disco de acrecimiento en torno al objeto compacto, el cual debía estar a su vez relacionado con la eyección de los jets.

Fue en el quizá mejor estudiado de todos los microcuásares (GRS 1915+105) en el que se dieron a conocer los primeros movimientos con velocidades aparentemente superiores la de la luz (de alrededor de $1.25 c$, donde c es la velocidad de la luz) detectados en nuestra galaxia (Mirabel y Rodríguez 1994). Esta velocidad correspondía al más intenso de los 'plasmones' viajando desde la posición donde se encontraba el sistema binario, mientras que para la componente del jet que viajaba en sentido contrario (mucho menos intenso) se midió una velocidad sublumínica de $0.65 c$. Como usualmente se solía hacer para explicar las observaciones de jets en AGNs, estos fenómenos se explicaron consistentemente en base al conocido efecto de movimiento superlumínico (Mastichiadis 2001) capaz de crear la ilusión de que aquel material emisor viajando a una velocidad cercana a c dirigiéndose hacia nosotros se

está desplazando a una velocidad mayor que c y la aberración relativista de la luz que a través del reforzamiento Doppler (Mastichiadis 2001) es capaz de hacer más intensa la radiación de aquel material acercándose hacia nosotros y viceversa para el material que se aleja. La explicación de estos fenómenos supuso una de las mejores pruebas de la gran analogía entre estos objetos y los lejanos jets relativistas en AGNs.

Como se ha introducido anteriormente, la eyección de jets relativistas en torno a objetos compactos se explica satisfactoriamente en el caso de los AGNs como el resultado de procesos de acrecimiento desde un disco de material que orbita al agujero negro. La prueba definitiva de la enorme similitud entre los AGNs y los microcuásares fue aportada por Mirabel et al. (1998), a través de sus observaciones de GRS 1915+105. Estos autores, mostraron evidencias de la pérdida de material del disco de acrecimiento circundando al objeto compacto basándose en la disminución y *endurecimiento* observados de la emisión en rayos X. Una detallada explicación de este fenómeno puede encontrarse en Belloni et al. (1997). Relacionada con el comportamiento en rayos X, se observó por primera vez en un microcuásar la posterior eyección de material emisor de radiación sincrotrón (unos minutos más tarde) en forma de jets, cuyos plasmones evolucionaban espectralmente desde mayores energías (infrarrojo, en las zonas más internas) a menores (radio, en las zonas más alejadas del objeto compacto y tiempos posteriores a los del pico de emisión en el infrarrojo). La combinación de estos fenómenos ha sido después observada en numerosas ocasiones por diversos autores en GRS 1915+105. Esta evolución espectral de los plasmones es fácilmente explicable como emisión sincrotrón de los mismos que al alejarse del objeto compacto central, se van expandiendo adiabáticamente con la consiguiente pérdida de energía por unidad de volumen, lo que produce que la emisión se produzca cada vez a energías mayores. Una evolución espectral muy parecida a esta fue además explicada para el caso de una de las eyecciones intensas en el jet del cuásar 3C 273 por Marscher y Gear (1980) en base a la expansión alejándose del AGN central de una nube de material emitiendo radiación sincrotrón y sirvió de precedente para la explicación del mismo tipo de fenómeno en numerosos jets de AGNs.

Recientemente, Marscher et al. (2002) han observado el mismo fenómeno de disminución y endurecimiento de la emisión de rayos X ligados a la eyección de nuevas componentes superlumínicas observadas en radio en el jet de la radio galaxia 3C 120. Esto supone hasta el momento una de las mejores analogías de la relación disco de acrecimiento, eyección a través del jet encontradas entre AGNs y microcuásares.

Recientemente se ha postulado la posible existencia de *microblazars* en nuestra propia galaxia (Mirabel y Rodríguez 1999). Este tipo de objetos corresponderían a la familia de

microcuásares tales que uno de sus jets estuviese orientado formando un pequeño ángulo con nuestra visual (al igual que los modelos de unificación de AGNs postulan para los blázares). La observación de estos objetos, mostraría una mayor variabilidad debido a su orientación privilegiada, y una intensidad en la emisión de los mismos vía procesos de reforzamiento Doppler. Un posible ejemplo de este tipo de objetos, es la estrella binaria de rayos X V6441 SGR, para la que Orosz et al. (2002) han propuesto una velocidad aparente de expansión de alrededor de 10 veces la velocidad de la luz.

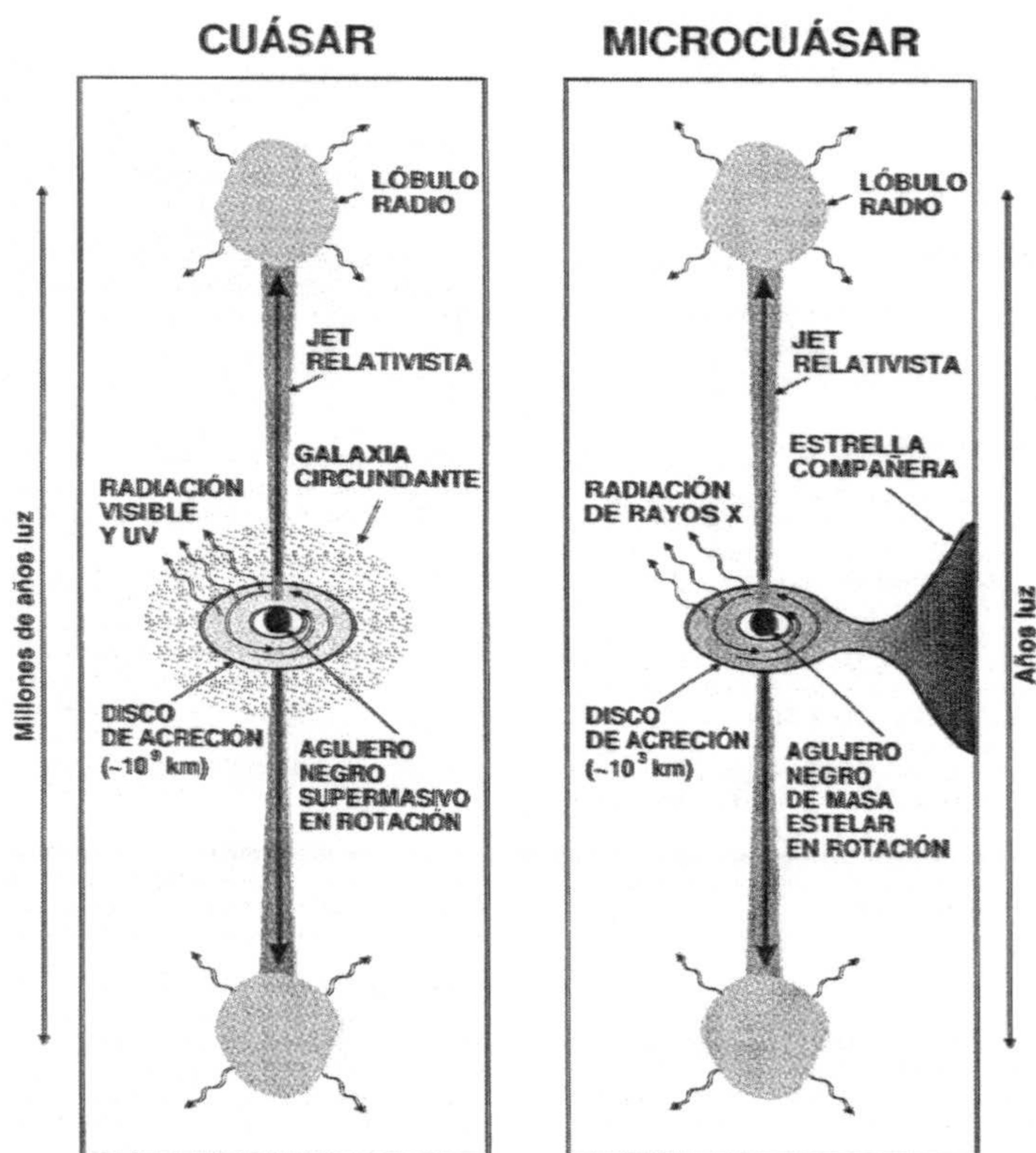


Fig. 5. Ilustración comparativa de la analogía entre cuásares y microcuásares. Reproducida de Paredes y Martí (2002).

Parece clara con todo lo anterior, la gran similitud existente entre los distantes jets relativistas que se forman en el interior de los AGNs y aquellos que son producto de la existencia de un objeto compacto en un sistema binario de rayos X galáctico. Pero evidentemente a la vez deben existir diferencias entre ambos tipos de jets. Según Mirabel y Rodríguez (1998) y Paredes y Martí (2002), estas diferencias vienen determinadas básicamente por la masas de los objetos compactos centrales, las cuales se suponen del orden de ocho órdenes de magnitud superiores en los agujeros negros supermasivos de los AGNs. No

obstante, Marscher et al. (2002) encuentran diferencias en cuanto a las escalas temporales típicas relacionadas con la supuesta desaparición de material en la parte más interna de los discos de acrecimiento y la aparición del mismo material en forma de eyección violenta y superlumínica en los jets de 3C 120 y GRS 1915+105. Marscher et al. (2002) proponen que probablemente algunas condiciones físicas (como las presiones o el campo magnético) en las cercanías de los objetos compactos centrales de AGNs y microcuásares, si puedan ser diferentes entre ambos.

De todas formas, parece mantenerse la similitud entre los jets relativistas en AGNs y microcuásares, en cuanto a su morfología y evolución, así como en cuanto a sus mecanismos de formación y presencia de un disco de acrecimiento (ver la Figura 6).

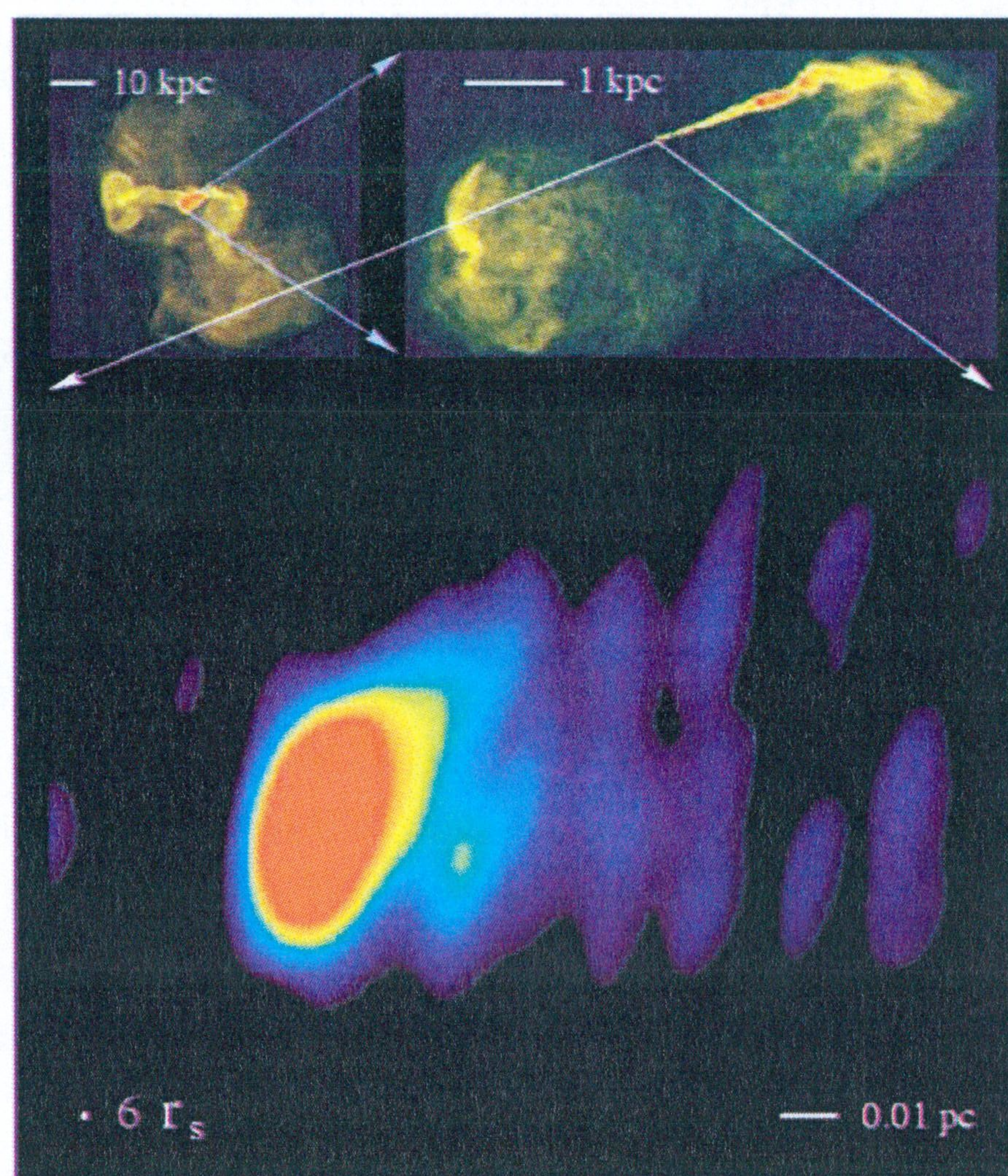


Fig. 6. Radioimágenes de M87 obtenidas a 1.4 GHz (imágenes superiores) y 43 GHz. Cortesía de NRAO/AUI

1.3.2 GRBs

Los GRBs (acrónimo del inglés *Gamma Ray Bursts*) o explosiones de rayos γ fueron descubiertos observacionalmente hace casi tres decenios (Klebesadal, Strong y Olsen 1973). Su

nombre se debe a que son observados como 'flashes' de rayos γ de muy corta duración (de entre milisegundos hasta unos cientos de segundos), usualmente no repetitivos y con una rápida variabilidad del orden del milisegundo. Su espectro no térmico, es usualmente modelado como la composición de varias leyes de potencias con el pico total de emisión usualmente en el rango de los keV. Durante mucho tiempo la posibilidad de su procedencia fue uno de los enigmas clave para entender este tipo de fenómenos, hasta que se pudo demostrar su procedencia extragaláctica gracias a la distribución isotropa en el plano del cielo que presentan cuando son representados los eventos correspondientes a un intervalo temporal suficientemente grande (ver por ejemplo Galama y Sari 2001).

La confirmación definitiva de su naturaleza extragaláctica se produjo con las primeras identificaciones ópticas y medidas de redshift (Akerlof et al. 1999). Hasta entonces, el desconocimiento de las características físicas de este tipo de fenómenos había dado lugar a un gran número de modelos especulativos acerca de su naturaleza (ver Nemiroff, R. J. 1994, donde se presenta una larga lista de hasta cien modelos diferentes propuestos antes de 1992). Hoy día se sabe que la mayoría de los GRBs se encuentran a distancias cosmológicas de entre $z=0.7$ y $z=3.4$, donde z es el corrimiento al rojo cosmológico de la fuente. Estas distancias, implican para los GRBs la emisión de entre alrededor de 10^{51} y 10^{54} erg para modelos sencillos de fuentes radiantes isotropas espacialmente (Aloy 2001). Valores similares se infieren teniendo en cuenta las escalas de variabilidad de estas fuentes (Galama y Sari 2001). Los únicos modelos capaces de explicar tales cantidades de energía emitidas en tan cortos intervalos temporales exigen la existencia de movimientos relativistas en el objeto emisor con factores de Lorentz de alrededor de 100. Esto da lugar a un modelo cualitativo del tipo de proceso que debe producir los GRBs (Galama y Sari 2001). La fuente de rayos γ debe tener dimensiones típicas menores que 10^4 km para poder explicar la rápida variabilidad observada, lo cual indica que los progenitores deben tener un origen estelar (estrellas de neutrones o agujeros negros). Incluso existen evidencias, aunque no confirmadas, de que algunos GRBs pudieran estar relacionados con remanentes de supernovas (Galama y Vreeswijk 1998).

El modelo actual (ver por ejemplo Piran 1999), admiten que deben emitirse del orden de 10^{52} erg en un pequeño volumen durante un corto intervalo de tiempo. Esta gran concentración de energía debe expandirse posteriormente debido a su propia interna presión, lo cual producirá un movimiento relativista con factor de Lorentz superior a 100 siempre que la atmósfera circundante tenga una masa total inferior a $10^{-5} M_{\odot}$ (donde $1 M_{\odot}$ corresponde a una masa solar). Una vez que el material se ha expandido suficientemente como para que la energía cinética del mismo se haya convertido en energía interna, ésta es radiada (principalmente en

rayos γ) cuando el sistema se ha hecho ópticamente delgado.

Aunque este modelo podría a priori ser consistente con un modelo de expansión esférico simétrico, el hecho de que algunas de las características observacionales de blázares y GRBs tengan cierta similitud (Pakynski 1993), y de que las simulaciones numéricas de *colapsars* sean capaces de reproducir la formación de jets colimados en sistemas con las condiciones físicas típicas que rigen en los GRBs (Aloy et al. 2000) apuntan a que también en el caso los jets relativistas son los responsables de las características observacionales de los GRBs.

1.4 Procesos físicos relacionados con jets relativistas

1.4.1 Formación, colimación y aceleración

Gracias al desarrollo de los últimos códigos numéricos magneto–hidrodinámicos relativistas, que incluyen además los efectos de campos gravitatorios fuertes (ver por ejemplo Koide, Shibata y Kudoh 1999), hoy día es posible estudiar la producción de los jets relativistas a través de simulaciones numéricas. Dichas simulaciones son de gran ayuda para entender mejor este tipo de procesos, dada la alta simplificación que exigían las teorías iniciales y el que las mismas no eran capaces de conectar analíticamente los procesos de formación, colimación y aceleración de jets relativistas en sus zonas más internas. Los procesos de producción de jets relativistas exigen la presencia de un disco de acrecimiento rotando diferencialmente en torno al objeto compacto central, tal y como inicialmente fue propuesto por Blandford y Payne (1982) como para explicar la fenomenología de los AGNs. Fuertes evidencias de este tipo de discos han sido observados tanto en AGNs como en microcuásares. Además, es necesaria también la existencia de un campo magnético atravesando al disco, con una dirección paralela a la del momento angular del mismo y de suficiente intensidad como para extraer material que compone el disco, con la consiguiente pérdida de momento angular del mismo. Ese momento angular es transportado a lo largo de las líneas de campo magnético. Como el campo magnético, está a la vez acoplado al plasma del disco, también rota sobre la dirección del momento angular del mismo. Este campo magnético 'enrollado', subsecuentemente empuja hacia fuera y comprime el material extraído del disco formando un jet en la parte más cercana al objeto compacto central (Meier, Koide y Uchida 2001). Mediante observaciones con VLBI de alta resolución, Junor, Biretta y Livio (1999) han observado la región mas interna del jet de la radiogalaxia M87 a 43 GHz (ver Figura 6), encontrando que la colimación inicial del mismo tiene lugar

dentro de los primeros 30 o 100 radios de Schwarzschild (r_s) medidos desde el objeto compacto central, continuando hasta cerca de unos 1000 r_s .

Además, las simulaciones numéricas demuestran que en el caso en que el objeto compacto posea momento angular (modelo de agujero negro de Kerr), el sentido de giro del disco de acrecimiento tiene una gran influencia en el tipo de jet que se forma (Koide et al. 2000). Si el momento angular del disco tiene el mismo sentido que el del objeto compacto, la formación de un choque en la parte más interna del disco de acrecimiento, produce un jet que es confinado por la presión, a la vez que fuera del mismo se crea otra eyección de materia mucho menos densa que es guiada por el campo magnético. Esta situación cambia cuando el disco de acrecimiento y el agujero negro tienen momentos angulares con sentidos opuestos. En este caso, es el jet confinado por la presión el que se crea fuera del confinado magnéticamente. Este último, es además acelerado por un intenso campo magnético creado por el dragado del campo en la magnetosfera del objeto compacto.

1.4.2 Evolución y respuesta frente a perturbaciones

El modelo que hasta hoy día ha quedado establecido como standard de jet relativista, propuesto inicialmente por Blandford y Rees (1974) para explicar la fenomenología observada en los AGNs, consiste en la existencia de dos canales continuos de material colimado, supersónico, altamente estable y fluyendo en sentidos opuestos. Este jet sería creado como consecuencia de la existencia de un objeto compacto alrededor del que orbita un disco de acrecimiento (ver la sección anterior y Blandford y Payne 1982). Más tarde se añadieron los llamados modelos de choques en el jet (*shock-in-jet*) inicialmente propuestos por Blandford y Königl (1979). Éstos se han utilizado para explicar la variabilidad tanto estructural como espectral observada en los jets relativistas (ver por ejemplo Marsher y Gear 1985) y han permitido la interpretación general de los comportamientos más notables observados en estos objetos. Los modelos *shock-in-jet*, proponen la existencia de ondas de choque que se propagan a lo largo de los jets con velocidades relativistas, con lo que añadiendo además los efectos de orientación hacia el observador, se explican algunos de los fenómenos más notables comúnmente observados en los jets relativistas (ver por ejemplo Mastichiadis 2001): las velocidades aparentes superlumínicas, y la asimetría existente entre los dos jets debidos al favoritismo Doppler de la radiación emitida por el fluido que se acerca a nosotros, el cual explica en el modelo standard de jet la asimetría observada en gran parte de ellos como consecuencia también de las diferencias de orientación de los dos jets que propone el modelo. El que se dirige hacia nosotros se ve reforzado en

emisión, mientras que el que se aleja se observa menos intenso e incluso en los casos en los que los ángulos de orientación de los jets son muy pequeños con respecto a la línea de visión, solo se observa el jet que se dirige hacia nosotros.

Los modelos shock-in-jet, no obstante, son suficientemente simplificados como para que los últimos avances en cuanto a instrumentación astronómica y sus respectivas observaciones, requieran modelos más complicados que den cuenta de los efectos 'de segundo orden' observados en los jets relativistas. Hoy día, las simulaciones numéricas que los nuevos códigos de la hidrodinámica relativista (RHD) multidimensional (ver las revisiones de Martí y Müller 1999; Aloy y Martí 2001) nos permiten un análisis e interpretación mucho más detallados de las propiedades observacionales de los jets relativistas. Con ellos, ahora es posible no solo hacer análisis más exhaustivos de las propiedades de perturbaciones de tipo choque propagándose a lo largo de los jets (Gómez et al. 1997; Agudo et al. 2001), sino además de la evolución de jets con efectos hidrodinámicos tridimensionales (Aloy et al. 1999, Hardee 2000) como los observados en fuentes galácticas (ver revisión de Paredes y Martí 2002) y extragalácticas (ver la revisión de Zensus 1997), o los efectos de la interacción del medio externo con los propios jets (Hughes, Miller y Duncan 2002).

De los nuevos trabajos numéricos, se infiere una idea general común a todos ellos. Los jets relativistas son sistemas dinámicos que responden a perturbaciones en la manera en que lo hacen los fluidos. Atrás está quedando ya la idea generalizada, muy comúnmente extrapolada en exceso a partir de los modelos iniciales tipo shock in jet, de que un jet relativista, una onda de choque que evoluciona sobre él y el propio medio externo son tres sistemas independientes y aislados. Muy al contrario, las simulaciones numéricas están demostrando que los tres sistemas son uno solo; y de hecho se hace muy difícil imaginar la existencia de cada uno de ellos aisladamente; que evoluciona conjuntamente, viéndose cada una de sus tres componentes (medio externo, jet y choque) influida por las otras dos.

1.4.3 Procesos radiativos

Como hemos visto anteriormente, se conocen hasta la fecha hasta tres 'escenarios' astrofísicos diferentes en los que los jets relativistas juegan un papel importante. Estos son los AGNs, los microcuásares y los GRBs, que por sus características fundamentales (son jets colimados y las velocidades del fluido que los componen son relativistas) deben presentar mecanismos de radiación similares. Parece lógico pensar que aunque representan el mismo tipo de objeto, aunque a diferentes escalas, puedan verse influidos por condiciones físicas diferentes. Aún así,

las evidencias observacionales apuntan a que en todos ellos tienen lugar mecanismos de radiación.

Dado el carácter relativista del fluido que forma los jets, su emisión observada se ve afectada principalmente tanto por su propia cinemática; que produce los comúnmente observados movimientos aparentes superlumínicos y los cambios de forma y tamaño de las zonas emisoras y la aberración de la luz relativista, como por el efecto Doppler en el límite de la relatividad especial. Todos estos efectos de la radiación emitida por un jet relativista serán tratados en la sección 2.2 (ver también Gómez 2001).

A continuación haremos un tratamiento introductorio de los más importantes mecanismos de radiación que tienen lugar en los jets relativistas; la radiación sincrotrón y por dispersión Compton inverso. Para un tratamiento más profundo de todos ellos, ver por ejemplo Pacholczyk, 1979, Jones, O'Dell y Stein (1974) y Rybicki y Lightman (1979).

1.4.4 Radiación sincrotrón

La radiación sincrotrón se produce cuando una partícula cargada se mueve a velocidades cercanas a la de la luz en el seno de un campo magnético. En ese caso, la misma describirá un movimiento acelerado alrededor de las líneas de campo magnético, y por tanto emitirá radiación. La frecuencia de giro de la partícula está definida por la cantidad:

$$\nu_g = \frac{qB}{\gamma m c} \quad (1.4.1)$$

a la que se llama girofrecuencia relativista. En la expresión (1.4.1), q representa la carga de la partícula, B es la intensidad del campo magnético, γ es el factor de Lorentz, m la masa de la partícula y c la velocidad de la luz.

La potencia radiada por la partícula depende de su propia girofrecuencia, y esta a su vez de la masa de dicha partícula. De esto se deduce que si en el plasma del fluido relativista está compuesto por electrones, positrones y protones, la girofrecuencia de los dos primeros tipos de partículas será unas 1840 veces mayor que la de los protones, dada la diferencia de masas entre ambos conjuntos de partículas. Esto hace que la aceleración sufrida por los protones sea despreciable con respecto a la del resto de partículas en presencia del mismo campo magnético. Por tanto, está justificado asumir que la emisión sincrotrón de un plasma relativista no será debida a los protones (ver también abajo).

Dada la equivalencia de masas y módulo de las cargas de electrones y positrones, en adelante

solo calcularemos las expresiones para los primeros.

Una importante cantidad es la llamada frecuencia de corte, cercana a aquella en la que se produce la mayor parte de la emisión sincrotrón de cada electrón y definida como:

$$\nu_c = \frac{3\gamma^2 e B \sin \vartheta}{4\pi m_e c} \quad (1.4.2)$$

donde e y m_e son la carga y la masa en reposo del electrón; respectivamente y ϑ el ángulo comprendido entre la dirección del campo magnético y la línea de visión.

La potencia emitida por cada electrón relativista monocromático, promediada sobre el ángulo ϑ , viene dada por:

$$P_{syn} = -\left(\frac{dE}{dt}\right)_{syn} = \frac{4}{3} \sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_B \quad (1.4.3)$$

donde E es la energía de los electrones, σ_T es la sección eficaz de Thomson, la velocidad de las partículas tiene módulo $v = \beta c$ y $U_B = B^2/8\pi$ representa la densidad de energía magnética. La expresión (1.4.3), escrita en función de las masas de los electrones refleja una dependencia del tipo $P \propto m^{-4}$ y sería del mismo tipo para protones. De aquí se infiere que la potencia emitida por los protones es totalmente despreciable (unas 10^{13} veces menor) que para electrones y positrones con la misma energía e influidos por el mismo campo magnético.

1.4.4.1 Emisión de una distribución potencial de electrones

Supongamos ahora un conjunto de electrones relativistas para los que sus energías se distribuyen según una ley potencial del tipo, $N(E) \propto E^{-p}$, donde $N(E)$ es la densidad de electrones con energías comprendidas entre E y $E+dE$. En este caso podemos caracterizar totalmente la radiación sincrotrón del sistema. En Rybicki y Lightman (1979), se obtiene que la emisividad de nuestro conjunto de electrones tiene la forma:

$$\epsilon(\nu) \propto \nu^{\frac{-(p-1)}{2}} \quad (1.4.4)$$

Este tipo de dependencia funcional de la emisión sincrotrón con la frecuencia (espectro sincrotrón) es el que se observa cuando la región emisora es ópticamente delgada, es decir, solo tenemos en cuenta la emisión integrada de la distribución de electrones. En este caso, el índice

espectral de emisión sincrotrón tiene el valor $\alpha = -(p-1)/2$.

1.4.4.2 Autoabsorción

También puede darse el caso de que parte de la distribución de electrones sea ópticamente opaca a la radiación producida dentro de ella misma. En este caso tiene lugar el proceso de autoabsorción sincrotrón.

Se define la temperatura de brillo de nuestra distribución como:

$$T_B = \frac{c^2 I_\nu}{2k_B \nu^2} \quad (1.4.5)$$

donde I_ν es la intensidad específica emitida por el sistema (a la cual se suele llamar simplemente *intensidad* o *brillo*), que está definida como $I_\nu = \epsilon_\nu s$ y s es el grosor de la región emisora en la línea de emisión del observador. k_B es la constante de Boltzmann. La autoabsorción de la emisión sincrotrón se produce para aquellas energías de los electrones tales que la temperatura cinética de los mismos, que está dada por $3k_B T_e = \gamma m_e c^2$, es superior a T_B (ver por ejemplo Mastichiadis 2001). En este caso, el espectro emitido por la distribución presenta la forma:

$$\frac{\epsilon(\nu)}{\kappa(\nu)} \propto \nu^{5/2} \quad (1.4.6)$$

independientemente de la forma de la pendiente de la función potencial de los electrones en energías.

1.4.4.3 Espectro típico

Finalmente, el espectro típico de nuestro conjunto de electrones relativistas, en el que parte de la emisión es autoabsorbida tendrá una forma típica en la que la parte ópticamente delgada (a mayores energías) estará expresada como una ley de potencias con índice espectral $\alpha = -(p-1)/2$ y la parte ópticamente gruesa (de menor energía) se regirá por una pendiente espectral fija de índice espectral $\alpha = 5/2$. La frecuencia a la que la emisión es máxima (ν_m) está definida por la temperatura de brillo a través de la relación (1.4.5).

El alto grado de anisotropía por el que se rige el mecanismo de la radiación sincrotrón (principalmente debido a la presencia del campo magnético) producen un alto grado de

polarización de la misma. Un análisis más detallado de las características de la emisión sincrotrón total y polarizada puede encontrarse en la sección 2.2.

1.4.5 Radiación por efecto Compton inverso

El efecto Compton inverso es un proceso por el cual se produce la energetización de un fotón al colisionar con un electrón. Este proceso es capaz de elevar la energía del fotón desde el rango radio del espectro electromagnético hasta el rango de rayos X o incluso de rayos γ si el electrón es relativista, con la consiguiente pérdida de energía del electrón. Por tanto, el Compton inverso es uno de los mecanismos a tener en cuenta para el estudio tanto de la radiación de altas energías emitidas por los jets relativistas como de las pérdidas de energía de los electrones no térmicos en el plasma.

La eficiencia del efecto Compton inverso depende fuertemente de su sección eficaz total, la llamada sección eficaz de Klein–Nishina. Esta depende tanto de la de la energía en reposo del electrón como energía del fotón *incidente* en el sistema de referencia en reposo del electrón, la cual está dada por:

$$E'_\phi = \gamma E_\phi (1 - \beta \cos \varphi) \quad (1.4.7)$$

donde γ es el factor de Lorentz del electrón, E_ϕ es la energía del fotón en el sistema de referencia de laboratorio, y φ el ángulo de colisión.

Los comportamientos de la sección eficaz de Klein–Nishina tienen la forma $x \ll 1 \rightarrow \sigma_{KN} \simeq \sigma_T$ y en este caso se dice que el proceso se produce en el régimen Thomson (en el límite clásico), en el que se produce una dispersión elástica en el sistema de referencia del electrón y $x \gg 1 \rightarrow \sigma_{KN} \simeq 3/8 \sigma_T x^{-1} (\ln 2x + 1/2)$ para el régimen de Klein–Nishina (en el límite cuántico), en el que el retroceso del electrón se hace importante en el sistema de referencia comóvil con el mismo. x está dada por la razón entre E'_ϕ y $m_e c^2$. Como puede inferirse de las formas asintóticas de σ_{KN} , esta será mucho menor que σ_T en el régimen de Klein–Nishina, en el que la energía de la colisión se hace mucho mayor que $m_e c^2$.

1.4.5.1 Régimen Thomson

En el régimen Thomson, aunque el choque sea elástico en el sistema de referencia del electrón, al transformar al sistema de referencia de laboratorio, se obtiene la energetización del fotón

incidente, cuya energía máxima posible después de la colisión es del orden de $4\gamma^2 E_\phi$ (ver por ejemplo Mastichiadis 2001) y su energía promedio será igual a $4/3\gamma^2 E_\phi$. Las pérdidas energéticas de los electrones en el régimen Thomson vienen dadas por (Rybicki y Lightman 1979):

$$P_{ics} = -\left(\frac{dE}{dt}\right)_{ics} = \frac{4}{3}\sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_\phi \quad (1.4.8)$$

donde $U_\phi = \int N(E_\phi) dE_\phi$ es la densidad de energía de los fotones involucrados en el proceso. Para obtener la expresión (1.4.8) es necesario hacer la suposición de que la energía final de los fotones tras el proceso es mucho mayor que la de incidencia.

Es evidente la analogía de las expresiones de las pérdidas energéticas de electrones relativistas por procesos de radiación sincrotrón e Compton inverso mostrada por las relaciones (1.4.3) y (1.4.8). Esto ocurre gracias a que ambos mecanismos producen la pérdida de energía de los electrones en función del cuadrado de la energía de los mismos, con la consiguiente producción de fotones con esa misma dependencia. Esto último explica porqué las pérdidas energéticas por radiación de los electrones relativistas son mucho más importantes a altas energías, mientras que dichas pérdidas son usualmente despreciadas en la parte menos energética de las distribuciones de electrones; como suele asumirse a energías típicas de longitudes de onda radio (ver sección 2.2). Además los dos mecanismos dependen de una densidad de energía; de campo magnético en el caso del sincrotrón y del campo de radiación en el caso de Compton inverso.

Pero la analogía no acaba aquí. En el caso de que las energías de los electrones relativistas se distribuyeran según la ley potencial $N(E) \propto E^{-p}$, el espectro de fotones resultante de la dispersión por efecto Compton inverso presentaría un índice espectral $\alpha = -(p-1)/2$ al igual que ocurría para la radiación sincrotrón no autoabsorbida.

En el caso de que ambos mecanismos operaran sobre los mismos electrones relativistas, encontraríamos la relación:

$$\frac{P_{syn}}{P_{ics}} = \frac{U_B}{U_\phi} \quad (1.4.9)$$

que nos da cuenta de la importancia relativa de ambos mecanismos en cuanto a las pérdidas energéticas de dichos electrones.

1.4.5.2 Régimen de Klein–Nishina

Dado que el mecanismo Compton inverso en este régimen ocurre a muy altas energías de los fotones incidentes, con el consiguiente retroceso de los electrones en el sistema de referencia de los mismo, se produce la pérdida de la mayor parte de la energía de dichos electrones en una sola colisión. Esta es la diferencia principal entre los dos regímenes asintóticos del efecto Compton inverso. Sin embargo, las pérdidas energéticas de los electrones se ven ínfimamente afectadas por este tipo de procesos, dada la escasa probabilidad de una colisión en el límite cuántico, en el que la sección eficaz es varios órdenes de magnitud inferior a la que rige en el límite clásico. Por ello, los efectos cuánticos de la dispersión por efecto Compton inverso son usualmente despreciados para el estudio de las evoluciones espectrales de electrones relativistas.

1.4.5.3 Campo de radiación interno y externo

Dada la extensa aplicación del efecto Compton inverso a los jets relativistas, la cuestión del origen de los fotones incidentes es fundamental. Parece no haber una regla general acerca de la procedencia de los mismos en distintos objetos (y distintas regiones dentro de los mismos), ver por ejemplo la sección 2.4. Las hipótesis más usuales hacen una distinción entre los fotones externos al jet y fotones provenientes de la radiación sincrotrón emitida por el propio jet. En estos casos se suele hablar de emisión por Compton externo (EC) y emisión por Compton auto–sincrotrón (SSC), respectivamente. Los fotones externos pueden provenir por ejemplo del disco de acrecimiento cercano al objeto compacto central, de líneas de emisión de las regiones de líneas anchas o estrechas o incluso del fondo cósmico de microondas.

El SSC es el mecanismo de emisión de altas energías (rayos X y γ) que más usualmente es capaz de explicar los datos observacionales de jets relativistas. Dado que la emisión sincrotrón depende de la función de distribución de los electrones, la emisión SSC dependerá de la función de distribución de los electrones y a la vez de la propia emisión sincrotrón de los mismos. Esto hace que en un estado estacionario, y en el régimen Thomson, cuando los límites entre los que se emite la radiación sincrotrón estén entre E_{min} y E_{max} , definidas en función de los factores de Lorentz de los electrones a esas energías, γ_{min}^2 y γ_{max}^2 , el espectro SSC resultante esté comprendido entre γ_{min}^4 y γ_{max}^4 (ver Mastichiadis 2001). Esto último explica por un lado el que la emisión por Compton inverso se encuentre a mucho más altas energías que la sincrotrón (como usualmente suele observarse) y por otro que la emisión debida a SSC se encuentre en un rango de energías con una extensión varios órdenes de magnitud mayor que la

correspondiente a la radiación sincrotrón. Por tanto, en los casos en los que el mecanismo SSC tiene lugar, y siempre que la densidad de energía del campo de radiación sea suficientemente alta, se observarán dos componentes en el espectro correspondientes a la radiación sincrotrón de la fuente (a bajas energías) y a SSC (a altas energías), ver por ejemplo (Mastichiadis 2001).

Esta sencilla visión del espectro de un jet relativista se complica cuando se tiene en cuenta la dispersión de los fotones de la cola de alta energía de la radiación sincrotrón por parte de los propios electrones que producen la misma. En este caso, en que domina el régimen de Klein–Nishina, solo es posible estudiar los procesos de radiación a través de simulaciones numéricas, dadas las grandes complicaciones de las expresiones involucradas (ver por ejemplo Dermer y Atoyan 2002).

1.4.6 Aceleración del plasma

Uno de los grandes problemas de la astrofísica actual de jets relativistas en AGNs y microcuásares es la explicación de cómo los mismos son capaces de mantener su alto nivel de colimación incluso cuando se extienden hasta distancias enormes del motor central, incluso cuando los intensos hot spots observados muestran una fuerte interacción con el medio externo que trata de frenarlos. Tampoco se conocen muy bien cuales son los mecanismos capaces de producir fotones con energías superiores al TeV en algunos de los blazars más activos y energéticos, ni los mecanismos de producción de las explosiones de rayos γ en GRBs. Todos estos problemas, sin embargo, tienen algo en común. Para todos ellos se han propuesto mecanismos de aceleración microscópica de partículas cargadas a su paso por choques relativistas (Kirk y Duffy 1999).

Para el caso de los jets relativistas en AGNs, las partículas aceleradas serían los electrones de las poblaciones tanto supra-térmicas como las térmicas provenientes de la cola maxweliana de más alta energía que se verían afectadas por su paso por choques mediante dos mecanismos conceptualmente diferentes. Usualmente se llaman mecanismos de inyección a los que producen la energetización de las partículas que vienen de la población térmica de electrones, mientras que se habla de aceleración para los electrones no-térmicos. Ambos procesos, que se pueden dar simultáneamente y en el mismo sitio, producirían la energetización tanto del plasma térmico como del no térmico permitiendo posiblemente la supervivencia colimada de los jets relativistas a largas distancias. Obviamente, esto exigiría a su vez que las ondas de choque pudiesen 'sobrevivir' también hasta grandes distancias para que los procesos de aceleración no se produjesen solo en las zonas más internas de los jets y poder asegurar la continua aceleración

del plasma.

El estado del problema no está muy avanzado actualmente, sobre todo debido al carácter microscópico de los procesos involucrados que produce un gran desconocimiento de muchos de los parámetros físicos que pueden regir los mismos en los jets relativistas. Aunque en el plano teórico-analítico, se conocen los mecanismos responsables de estos procesos; al menos asumiendo ciertas simplificaciones; no existen aún simulaciones numéricas capaces de conectar la magneto-hidrodinámica relativista en el plano macroscópico con la microfísica responsable de los procesos de aceleración de plasmas. Dichas simulaciones, serían de gran ayuda para realizar comparaciones entre resultados numéricos y observacionales y así poder acotar los valores de los parámetros físicos involucrados en dichos procesos. El intento más cercano realizado para unir numéricamente la física macroscópica y la microscópica, lo constituyen los trabajos de Jones, Ryu y Engel (1999), que consiguieron implementar la ecuación de convección-difusión en el límite clásico (Skilling 1975) para simular la evolución espectral de los electrones a lo largo de un jet (no relativista) cuando estas partículas se veían influidas por aceleraciones a través de choques.

En esta memoria presentamos una aproximación al mismo problema para fluidos relativistas (sección 2.4), a la vez que proponemos un nuevo método físico-numérico que hace los cálculos mucho más sencillos, rápidos y exactos.

Capítulo 2.– Simulaciones Numéricas de Jets Relativistas

Desde los ya clásicos trabajos de Blandford y Rees (1974) y Blandford y Königl (1979), nuestro conocimiento de la física de jets en AGNs se ha visto significativamente ampliado. Los primeros modelos analíticos asentaron las bases para entender la emisión no-térmica debida a procesos sincrotrón e inverso Compton de inhomogeneidades en el fluido (Marscher 1980; Königl 1981), la evolución espectral de ondas de choque asociadas a componentes superlumínicas (Blandford y McKee 1976; Marscher y Gear 1985; Hughes, Aller y Aller 1985), y la emisión polarizada observada en los jets relativistas en AGNs (Cawthorne y Cobb 1990). La implementación de estos trabajos analíticos en modelos numéricos sirvió para probar y mejorar las hipótesis básicas en cuanto a la emisión de jets relativistas, además de permitir una más detallada comparación de la teoría con las observaciones (Jones 1988; Hughes, Aller y Aller 1989; Gómez, Alberdi y Marcaide 1993). No obstante, estos primeros modelos numéricos estaban muy limitados por la falta de implementaciones numéricas no-lineales para el estudio de la dinámica de plasmas relativistas, lo cual los obligó a adoptar modelos de jets estacionarios muy simplificados sobre los cuales calcular la emisión.

Los primeros modelos numéricos hidrodinámicos de jets solo eran capaces de trabajar en el dominio Newtoniano. Estos permitieron el estudio de la morfología, dinámica y estabilidad de jets a gran escala (ver las revisiones de Norman 1996 y Ferrari 1998), pero no permitían el estudio de los correspondientes efectos relativistas, los cuales son de vital importancia para el estudio de la emisión no-térmica de los jets en AGNs.

Hubo que esperar hasta principios de los noventa para la llegada de los primeros códigos numéricos (magneto)hidrodinámicos *relativistas* (Wilson 1987; Dubal y Pantano 1993; Bowman 1994), aunque para entonces sólo era posible dar cuenta de modelos de jets estacionarios. Uno de los grandes avances en el campo de las simulaciones numéricas se produjo con el desarrollo de las modernas técnicas de captura de choques de alta resolución de la hidrodinámica numérica. Gracias a dichas técnicas hoy día es posible realizar simulaciones numéricas dependientes del tiempo de jets *relativistas* (van Putten 1993; Martí, Müller e Ibáñez 1994; Duncan y Hughes 1994; Komissarov y Falle 1997). Estos modelos permitieron el estudio de la dinámica de estos jets con un detalle sin precedentes y con parámetros físicos muy similares a los que las observaciones nos han indicado que tienen lugar en los jets relativistas en AGNs (choques intensos, energías internas relativistas, velocidades de los fluidos relativistas,

etc.). Algunas de las últimas simulaciones han empezado a explorar la hidrodinámica de jets relativistas con modelos tridimensionales (Aloy et al. 1999, 2000; Hardee 2000; Hughes, Miller y Duncan 2002), incluyendo en algunos casos la influencia del campo magnético en la dinámica de los mismos (Komissarov 1999), e incluso procesos como la formación y colimación inicial haciendo uso de los códigos numéricos en presencia de campos gravitatorios fuertes cercanos a objetos compactos (Koide, Shibata y Kudoh 1999; Meier, Koide y Uchida 2001, Koide 2002).

En las siguientes secciones explicamos los rasgos y características generales del código numérico hidrodinámico (desarrollado por el Dr. J. M. Martí, de la Universidad de Valencia) y el de emisión sincrotrón (desarrollado por uno de los directores de esta Tesis Doctoral el Dr. J. L. Gómez, del Instituto de Astrofísica de Andalucía) usados para realizar las simulaciones numéricas que se presentan en esta Tesis Doctoral.

2.1 El código hidrodinámico

Los primeros códigos numéricos para resolver las ecuaciones de la hidrodinámica relativista aparecieron durante los años ochenta, basados casi todos ellos en los primeros trabajos de Wilson (1979). Todos ellos utilizaban métodos de viscosidad artificial (Richtmyer y Morton 1967) para atajar los problemas con los que se encontraban sus esquemas de cálculo en las discontinuidades del fluido simulado. Dichos métodos no sólo eran difíciles de tratar para fluidos relativistas, sino que ofrecían muy baja resolución en las discontinuidades (ondas de choque, discontinuidades de contacto, etc.).

No fue hasta principios de los noventa cuando se produjo un gran avance en el campo de la hidrodinámica relativista numérica. Este vino de la mano de las primeras técnicas de captura de choques de alta resolución (Martí, Ibáñez y Miralles 1991; Marquina et al. 1992; Eulderink y Mellema 1995), conocidas como HRSC (del acrónimo en inglés *High Resolution Shock Capturing*) y diseñadas especialmente para la resolución de sistemas de ecuaciones hiperbólicas escritos en forma de leyes de conservación. Estas técnicas permiten actualmente simular con gran detalle jets relativistas con las propiedades físicas que se observan en AGNs. En concreto, es posible seguir la evolución temporal de fluidos con factores de Lorentz muy superiores a 10 a lo largo de choques intensos, lo cual es crucial para poner a prueba y reproducir las características del modelo estándar de jets relativistas en AGNs.

2.1.1 Ecuaciones de la hidrodinámica en relatividad especial

Las ecuaciones de la hidrodinámica para fluidos perfectos en relatividad especial escritas en coordenadas Cartesianas (t, x^1, x^2, x^3) están dadas por las leyes de conservación

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F^i(U)}{\partial x^i} = 0 \quad (2.1.1)$$

en las que $i = 1, 2, 3$ y los vectores de estado U y de flujos F^i están definidos, respectivamente, como

$$U = (D, S^1, S^2, S^3, \tau)^T \quad (2.1.2)$$

$$F^i = (Dv^i, S^1 v^i + p \delta^{1i}, S^2 v^i + p \delta^{2i}, S^3 v^i + p \delta^{3i}, S^i - Dv^i)^T \quad (2.1.3)$$

En las anteriores expresiones, D , S^i , S^2 , S^3 , y τ (las cantidades conservadas) representan, respectivamente, la densidad de masa en reposo, las tres componentes de la densidad de momento, y la densidad de energía (medida con respecto a la densidad de masa en reposo). Todas ellas están medidas en el sistema de referencia de laboratorio y en unidades naturales (en las que la velocidad de la luz es la unidad, $c=1$). Las anteriores están relacionadas con las mismas cantidades en el sistema de referencia comóvil con el fluido (las variables primitivas) a través de

$$D = \rho W \quad (2.1.4)$$

$$S^i = \rho h W^2 v^i \quad (i=1,2,3) \quad (2.1.5)$$

$$\tau = \rho h W^2 - p - D \quad (2.1.6)$$

en las que el factor de Lórentz $W = u^0 = (1 - v^i v_i)^{-1/2}$ (donde se está usando la notación de Einstein para la suma) y $v^i = u^i / u^0$. En el sistema de referencia comóvil, ρ es la densidad de masa en reposo, p la presión y h la entalpía, dada por $h = 1 + \epsilon + p/\rho$ siendo ϵ la energía interna específica en dicho sistema de referencia.

2.1.2 Estructura del código

A continuación resumimos el esquema de cálculo que utilizan los códigos hidrodinámicos usados en las simulaciones presentadas en esta Tesis Doctoral.

Una vez se han introducido los parámetros iniciales de la simulación (modelo inicial, tipo de coordenadas, dominio espacial, condiciones de contorno, etc.), se genera la malla que compone el dominio espacial sobre el que están definidas las variables hidrodinámicas del fluido (i.e., el vector de estado U). Dicha malla está construida de manera que los bordes de la misma los componen un número determinado de celdas, necesarios para implementar adecuadamente las condiciones de contorno. Esto último es de gran importancia para evitar en la medida de lo posible que las perturbaciones introducidas en la malla a través de los contornos se propaguen hacia dentro de la misma. Las condiciones de contorno más típicas a aplicar en los bordes de la malla para simular jets en condiciones parecidas a las observadas en torno a los AGNs son las de reflexión, entrada o salida de material.

Definidas y evaluadas las variables hidrodinámicas (tanto conservadas como primitivas), se debe encontrar la solución para el sistema de ecuaciones en derivadas parciales (2.1.1). Este se cierra a través de una ecuación de estado causal del fluido (tal que la velocidad local del sonido es menor que 1) en la forma $p=p(\rho, \epsilon)$, en cuyo caso, dicho sistema de ecuaciones es hiperbólico (Anile 1989). Pero en general, no es posible obtener una solución exacta a este sistema de ecuaciones y en este caso se recurre a métodos numéricos aproximados. Los modernos métodos HRSC para el avance temporal de (2.1.1) están basados en las soluciones del problema de Riemann, que consiste en la evolución de dos estados del fluido inicialmente constantes y separados por una discontinuidad. Este problema se debe plantear y resolver en los límites entre celda y celda, donde existen discontinuidades de las variables hidrodinámicas a ambos lados de cada interfase. Aunque es bien conocida la solución general exacta del problema de Riemann en una dimensión (Martí y Müller 1994), a veces se opta por utilizar una solución aproximada dado el ahorro de tiempo de cálculo que esto suele suponer.

Los métodos de HRSC utilizan una discretización de las variables hidrodinámicas a lo largo del dominio espacial y temporal definiendo la malla numérica como (x_j, t^n) , tal que

$$x_j = (j - 1/2) \Delta x \quad j = 1, 2, 3, \dots \quad (2.1.7)$$

$$t^n = n \Delta t \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.1.8)$$

donde Δt y Δx son el paso de tiempo y la anchura de la celda espacial, respectivamente. Ya en este dominio, la aproximación de la evolución temporal de las variables conservadas (en una dimensión) se rige por un algoritmo del tipo siguiente (e.g. LeVenque 1991)

$$\frac{d\mathbf{U}_j}{dt} = \frac{-1}{\Delta x} (\hat{f}_{i+1/2} - \hat{f}_{i-1/2}) \quad (2.1.9)$$

donde $\hat{f}_{i\pm 1/2}$ son aproximaciones a los promedios temporales de los flujos a través de ambos límites de la celda j , esto es

$$\hat{f}_{j\pm 1/2} \approx \frac{1}{\Delta t} \int_{t^n}^{t^{n+1}} f(U(x_{j\pm 1/2}, t)) dt \quad (2.1.10)$$

Nótese que las integrales de flujo dependen de las soluciones en los límites de cada celda ($U(x_{j\pm 1/2}, t)$) durante el paso de tiempo. Para estimar los promedios temporales de los flujos, un posible procedimiento es calcular $U(x_{j\pm 1/2}, t)$ resolviendo el problema de Riemann, ya sea de forma exacta o aproximada. Este es el enfoque seguido por los llamados códigos de tipo Godunov (1959), entre los cuales se encuentra el código hidrodinámico utilizado en las simulaciones que se presentan en esta Tesis Doctoral.

Calculados los flujos \hat{f} y términos fuente (en caso de que se estén teniendo en cuenta procesos externos a la hidrodinámica), la versión multi-dimensional del sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias (2.1.9) es integrada a través de un esquema de Runge-Kutta multi-paso de segundo o tercer orden. En las simulaciones de los siguientes capítulos hemos utilizado los métodos desarrollados por Shu y Osher (1989). Estos proporcionan los valores de las aproximaciones de las variables conservadas (D, S^i, τ) en cada celda del dominio espacial para el instante de tiempo actual.

Los cálculos para cada paso de tiempo concluyen con la evaluación de las variables primitivas del fluido (ρ, v^i, p) en función de sus correspondientes variables conservadas (D, S^i, τ) que acaban de ser avanzadas temporalmente en cada una de las celdas del dominio espacial. Esto se hace utilizando las relaciones funcionales (2.1.4), (2.1.5), (2.1.6) y la ecuación de estado a través de un esquema iterativo basado en un método de Newton-Raphson de segundo orden. La forma explícita del esquema de reconstrucción de las variables primitivas para el código hidrodinámico utilizado en nuestras simulaciones (desarrollado por el Dr. J. M. Martí, de la Universidad de Valencia) se explica en detalle en Martí y Müller (1996).

Al final de cada avance en el tiempo es necesario limitar el siguiente paso temporal aplicando la condición de Courant-Friedrichs-Levy (CFL, Courant y Friedrichs 1976) a todas y cada una de las celdas, haciendo que el siguiente paso de tiempo sea al menos el mínimo de todos los dados por la condición de CFL. Estas limitaciones temporales son necesarias en todos los códigos hidrodinámicos escritos en forma explícita para hacer estable el proceso de cálculo (si no se aplicaran estas condiciones las variables oscilarían rápidamente hasta llegar a

diverger).

Una vez hecho esto ya se puede iniciar el siguiente paso temporal de la simulación integrando de nuevo el sistema de ecuaciones (2.1.9). La iteración de todo el proceso mencionado nos permite ir avanzando en el tiempo de manera sucesiva las variables hidrodinámicas del sistema.

2.2 El código de emisión

La estructura de emisión observada con interferometría de muy larga línea de base (VLBI) de los jets relativistas no nos permite obtener una determinación directa de las variables magneto-hidrodinámicas del plasma en dichos objetos (presión, factor de Lorentz, energía interna, configuración del campo magnético, etc.). Esto es debido a que la radiación final que llega a nuestros detectores está afectada por diversos procesos físicos como la rotación de Faraday, opacidad, aceleración de partículas, pérdidas de energía radiativas y mucho más importante, por efectos relativistas como aberración de la luz y retrasos temporales en la emisión de la radiación entre distintas regiones del jet. Las últimas simulaciones de jets relativistas en las que se calcula la emisión de los mismos ya incluyen los procesos de transferencia de la radiación con los efectos relativistas antes mencionados (Gómez et al. 1995,1997; Komissarov y Falle 1997; Mioduszewski, Hughes y Duncan 1997; Aloy et al. 1999; Agudo et al. 2001), permitiendo una interpretación de los resultados observacionales mucho más detallada y ajustada a la física por la que se rigen los jets relativistas.

2.2.1 De la hidrodinámica a la emisión

El cálculo de la emisión no térmica (sincrotrón) a partir de los modelos hidrodinámicos descritos anteriormente requiere conectar las variables de ambos modelos, de tal manera que los resultados hidrodinámicos puedan ser utilizados como punto de partida para el cálculo de la emisión. Además es necesario hacer algunas hipótesis, como por ejemplo cuales son las distintas poblaciones de electrones en el jet, o cual es la estructura del campo magnético. A continuación se detalla cual es el proceso seguido desde la consecución de un modelo hidrodinámico hasta la obtención de los mapas de emisión sintéticos.

2.2.1.1 Poblaciones

Es común suponer que la mayor parte de la energía en los jets relativistas es transportada por la parte térmica del fluido en los mismos. Esta población determina la evolución hidrodinámica del jet y puede ser simulada por los actuales códigos hidrodinámicos. No obstante, la emisión no térmica observada en estos objetos se debe a una segunda población de partículas supra-térmicas de alta energía (ver la sección 1.4). Para realizar simulaciones de la emisión a partir de los modelos numéricos hidrodinámicos es necesario establecer una relación entre las poblaciones térmica y no térmica de electrones en los jets, ya que los actuales modelos hidrodinámicos no son capaces de tener en cuenta la segunda de estas poblaciones. Una hipótesis típica es la de asumir que las densidades de partículas y energía de ambas poblaciones están ligadas por una cierta relación de proporcionalidad (Rayburn 1977; Wilson y Scheuer 1983). Se supone también que los electrones no térmicos siguen la misma dinámica que la población térmica, de la cual dan cuenta las simulaciones hidrodinámicas. Cualquier intercambio entre energías interna y cinética a lo largo del chorro mantendrá la relación de proporcionalidad entre ambas poblaciones de electrones. Con lo cual solo los procesos no adiabáticos, tales como ganancias de energía a través de aceleración del plasma en choques o procesos de pérdidas de energía por radiación, podrán modificar dicha proporcionalidad.

Las pérdidas radiativas en longitudes de onda radio son relativamente pequeñas, excepto en choques intensos, *hot spots* y envolturas de los jets. Por tanto, el cálculo de la emisión de los jets a escala del parsec en AGNs no está severamente afectado por pérdidas o ganancias energéticas del plasma por radiación o aceleración del mismo. A mayores energías que las típicas de las longitudes de onda radio (por ejemplo en los rangos óptico o de rayos X del espectro electromagnético) y en lugares en los que tienen lugar choques intensos, las ganancias y pérdidas de energía de las poblaciones tanto térmicas como no térmicas pueden llegar a ser muy relevantes. En la sección 2.4 se presenta un esquema numérico capaz de tener en cuenta los anteriores efectos en todo el rango electromagnético.

2.2.1.2 Espectro de energías

Para el cálculo de la emisión es necesario distribuir la energía interna dada por el modelo hidrodinámico entre la población de partículas no térmica que compone el plasma del chorro. Esto lo hacemos asumiendo que la energía por unidad de volumen de dicha población es representada por una ley de potencias de la forma $N(E)dE = N_0 E^\gamma dE$ donde $E_{min} \leq E \leq E_{max}$ y γ es el índice espectral. Integrando la función de distribución entre los límites de energía

podemos calcular la densidad del número de electrones, N , y la densidad de energía de los mismos, U , dados, respectivamente, por

$$N = \int_{E_{max}}^{E_{min}} N(E) dE = \frac{N_0}{1-\gamma} (E_{max}^{1-\gamma} - E_{min}^{1-\gamma}) \quad (2.2.1)$$

$$U = \int_{E_{max}}^{E_{min}} N(E) E dE = \frac{N_0}{2-\gamma} (E_{max}^{2-\gamma} - E_{min}^{2-\gamma}) \quad (2.2.2)$$

Tanto N como U vienen determinadas directamente a partir de los modelos hidrodinámicos a partir de los cuales pretendemos calcular la emisión.

Podemos relacionar N con U , además de definir el valor de N_0 en cada instante de tiempo, de forma que (Gómez et al. 1995),

$$U = N_0 \frac{1-\gamma}{2-\gamma} \frac{C_E^{2-\gamma} - 1}{C_E^{1-\gamma} - 1} E_{min} \quad (2.2.3)$$

$$N_0 = \left[\frac{U(\gamma-2)}{1-C_E^{2-\gamma}} \right]^{\gamma-1} \left[\frac{1-C_E^{1-\gamma}}{N(\gamma-1)} \right]^{\gamma-2} \quad (2.2.4)$$

donde $C_E = E_{max}/E_{min} = cte$ si, como hemos supuesto para la población de electrones no térmicos responsables de la emisión sincrotrón en radio, las pérdidas o ganancias de energía pueden despreciarse.

Por tanto, una vez definidos N , U y γ , tendremos totalmente determinada nuestra distribución de energías de electrones no térmicos a partir de la cual calcular la emisión sincrotrón.

2.2.1.3 El campo magnético

Aún no se conoce bien el papel que juega el campo magnético en la dinámica de jets relativistas. Aunque hay evidencias que apuntan a que podría existir una pequeña influencia del mismo en la dinámica (Hughes 2000), aún se necesitan nuevas observaciones y simulaciones magneto-hidrodinámicas para poder entender mejor cual es dicho grado de influencia. Dada la gran dificultad que entraña la generación de estos códigos numéricos magneto-hidrodinámicos relativistas, en la actualidad las simulaciones numéricas de emisión sincrotrón en jets

relativistas están basadas únicamente en modelos hidrodinámicos puros. Sin embargo, para poder calcular esta emisión no térmica necesitamos establecer cual es la distribución del campo magnético a lo largo del jet. Para ello, la densidad de energía magnética se suele asumir proporcional a la densidad de energía del plasma relativista (Wilson y Scheuer 1983), haciendo que el módulo del campo sea proporcional a \sqrt{U} . Ya que el campo magnético es considerado dinámicamente despreciable y no es calculado numéricamente, es necesario imponer configuraciones *ad-hoc* del mismo. Dichas configuraciones suelen consistir en dos componentes diferentes, una aleatoria a lo largo de la malla numérica de nuestro modelo de jet y la segunda ordenada según la configuración de campo magnético elegida. La primera de ellas reproduce una supuesta componente turbulenta que hace que el grado de polarización de la emisión observada suela ser bastante baja, generalmente $\leq 10-20\%$. La segunda componente es la que debe dar cuenta de las estructuras polarizadas observadas con alta resolución en radiofrecuencias. No hay un patrón típico a seguir para la construcción de esta segunda componente del campo magnético y diferentes autores suelen imponer diferentes configuraciones en función de las estructuras que se pretendan estudiar para reproducir los resultados observacionales.

2.2.2 Transferencia de la radiación

En lo que sigue explicamos la forma en la que están implementados los procesos de transferencia de la radiación sincrotrón polarizada en el código numérico que hemos utilizado en esta Tesis Doctoral (ver también, Gómez et al. 1993).

Para simular la radiación proveniente de un jet relativista lejano que vería un observador en tierra, integramos las ecuaciones de transferencia de la radiación a lo largo de la línea de visión de dicho observador, y en un sistema comóvil con el mismo. Para ello es necesario conocer primero los coeficientes de emisión y absorción de las poblaciones de electrones en cada celda de nuestro modelo, y luego transformarlos al sistema de referencia del observador.

Los coeficientes de emisión y absorción son usualmente expresados en el 'sistema de referencia del campo magnético' ($1,2$), ver la Figura 7. Este sistema de referencia, comóvil con el fluido, se caracteriza por hacer corresponder al eje 2 la dirección del vector campo magnético proyectada en el plano del cielo. Esto hace que la expresión de los coeficientes de emisión y absorción de la radiación en este sistema de referencia se simplifique considerablemente. Los vectores unitarios 1 , 2 , y el dirigido hacia la línea de visión del observador forman un sistema de coordenadas ortogonal. En este sistema de referencia los coeficientes de emisión y absorción

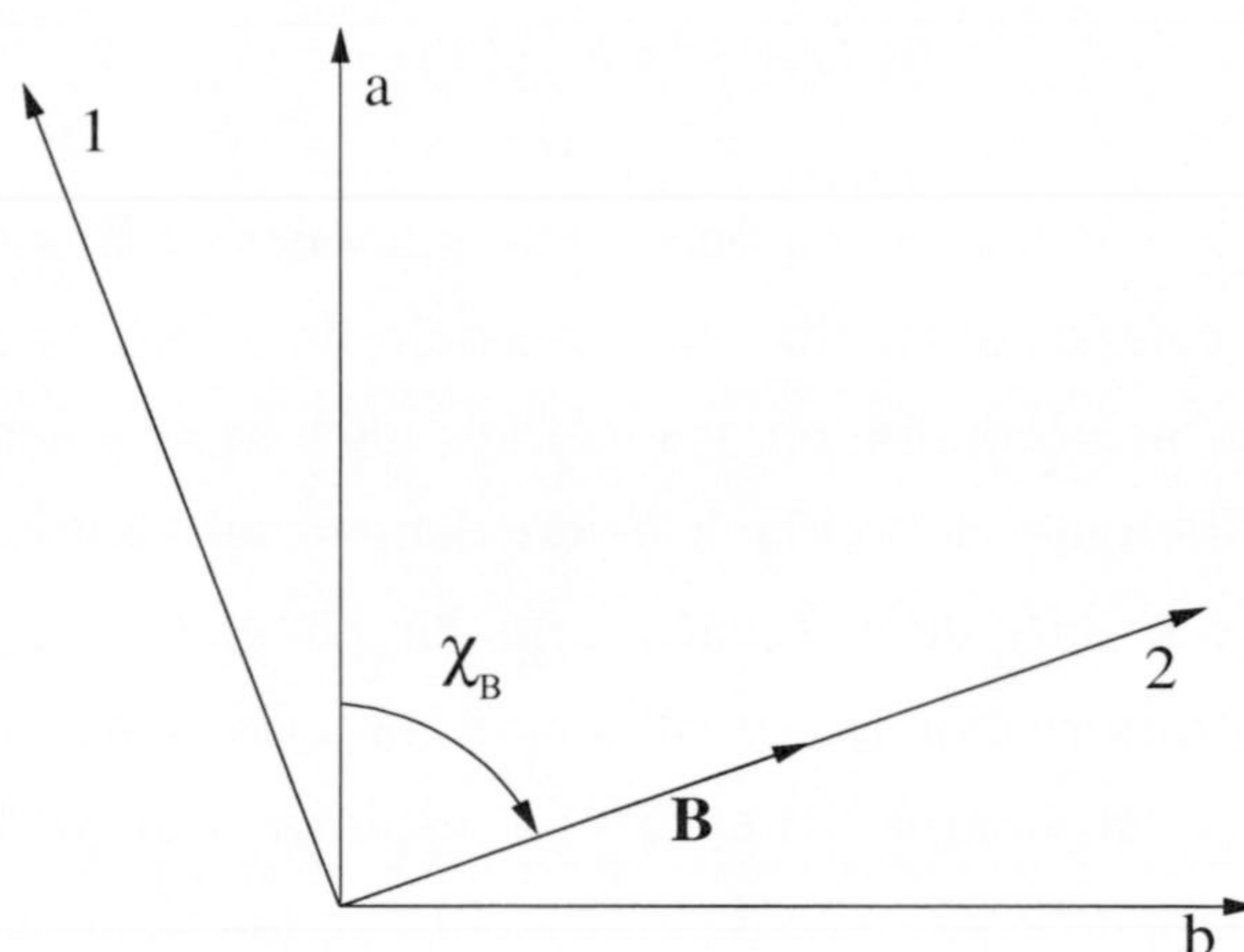


Fig. 7. Relación entre los sistemas de coordenadas del observador (a,b) y del campo magnético (1,2).

sincrotrón tienen la forma (Pacholczyk 1970), respectivamente:

$$\epsilon_v^{(i)} = \frac{\sqrt{3} e^3}{16 \pi m_e c^2} C_1^{(y-1)/2} N_0 (B \operatorname{sen} \vartheta)^{(y+1)/2} v^{(y-1)/2} \int_{x_{\max}}^{x_{\min}} x^{(y-3)/2} [F(x) \pm G(x)] dx \quad (2.2.5)$$

$$\kappa_v^{(i)} = \frac{\sqrt{3} e^3}{16 \pi m_e c^2} C_1^{y/2} N_0 (B \operatorname{sen} \vartheta)^{(y+2)/2} v^{-(y+4)/2} \int_{x_{\max}}^{x_{\min}} x^{(y-2)/2} [F(x) \pm G(x)] dx \quad (2.2.6)$$

donde el signo + corresponde al eje $i=1$, el signo - es el correspondiente a $i=2$; ϑ representa el ángulo comprendido entre la línea de visión del observador y el campo magnético, ν es la frecuencia de observación, m_e y e son la masa en reposo y la carga del electrón; respectivamente, B el módulo del vector campo magnético y

$$C_1 = \frac{3e}{4 \pi m_e^3 c^5} \quad (2.2.7)$$

$$x = \frac{\nu}{C_1 B \operatorname{sen} \vartheta E^2} \quad (2.2.8)$$

$$F(x) = x \int_x^{\infty} K_{5/3}(z) dz \quad (2.2.9)$$

$$G(x) = x K_{2/3}(x) \quad (2.2.10)$$

mientras que $K_{5/3}$ y $K_{2/3}$ son las correspondientes funciones de Bessel.

Si la distribución del campo magnético en el modelo de jet no es uniforme en cuanto a su orientación (y esto es lo más común en los sofisticados modelos actuales), el sistema de coordenadas $(1,2)$ será diferente de celda a celda dentro del dominio espacial del modelo hidrodinámico. Es por tanto muy conveniente formular las ecuaciones de transferencia en el sistema de referencia del observador (a,b) , en donde los ejes tienen una orientación fija con respecto a este. La orientación relativa del eje 2 con respecto al eje a , la cual define el ángulo χ_B (ver Figura 7), cambiará de celda a celda en función de la orientación del vector magnético en cada una de ellas.

El campo de radiación en el sistema de referencia del observador (a,b) está caracterizado por los cuatro parámetros de Stokes I , Q , U y V , o equivalentemente por $I^{(a)}$, $I^{(b)}$, U y V , donde

$$I = I^{(a)} + I^{(b)} \quad (2.2.11)$$

$$Q = I^{(a)} - I^{(b)} \quad (2.2.12)$$

En adelante los superíndices (a) y (b) definirán las variables en las correspondientes direcciones del sistema (a,b) . Según indican las observaciones en longitudes de onda radio con VLBI, los jets relativistas muestran ninguna o muy baja polarización circular, con grados de polarización típicamente por debajo de 0.5% (Homan, Attridge y Wardle 2001). Por tanto, podemos considerar para nuestros propósitos que $V \simeq 0$. Como es costumbre, I representa la intensidad total de la emisión, mientras que Q y U determinan el grado de polarización de la emisión polarizada según la relación,

$$\Pi = (Q^2 + U^2)^{1/2} \quad (2.2.13)$$

y el ángulo de polarización está dado por

$$\chi = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{U}{Q}\right) \quad (2.2.14)$$

Por tanto, en nuestro caso, en el que suponemos despreciable la emisión polarizada circularmente, nos bastará con conocer $I^{(a)}$, $I^{(b)}$ y U para tener totalmente determinada la emisión

(polarizada) de nuestro jet. Los parámetros $I^{(a)}$, $I^{(b)}$ y U se obtienen integrando las ecuaciones de transferencia de la radiación transformadas al sistema de referencia (a,b) a lo largo de la trayectoria de dicha radiación hasta el observador. Detalles acerca de dichas transformaciones se pueden encontrar en (Pacholczyk 1970). Estas ecuaciones ya transformadas al sistema de referencia (a,b) vienen dados por:

$$\begin{aligned} \frac{dI^{(a)}}{ds} = I^{(a)} & \left[-\kappa_v^{(1)} \text{sen}^4 \chi_B - \kappa_v^{(2)} \text{cos}^4 \chi_B - \frac{1}{2} \kappa_v \text{sen}^2 2\chi_B \right] \\ & + U \left[\frac{1}{4} (\kappa_v^{(1)} - \kappa_v^{(2)}) \text{sen} 2\chi_B + \frac{d\chi_F}{ds} \right] \\ & + \epsilon_v^{(1)} \text{sen}^2 \chi_B + \epsilon_v^{(2)} \text{cos}^2 \chi_B \end{aligned} \quad (2.2.15)$$

$$\begin{aligned} \frac{dI^{(b)}}{ds} = I^{(b)} & \left[-\kappa_v^{(1)} \text{cos}^4 \chi_B - \kappa_v^{(2)} \text{sen}^4 \chi_B - \frac{1}{2} \kappa_v \text{sen}^2 2\chi_B \right] \\ & + U \left[\frac{1}{4} (\kappa_v^{(1)} - \kappa_v^{(2)}) \text{sen} 2\chi_B + \frac{d\chi_F}{ds} \right] \\ & + \epsilon_v^{(1)} \text{cos}^2 \chi_B + \epsilon_v^{(2)} \text{sen}^2 \chi_B \end{aligned} \quad (2.2.16)$$

$$\begin{aligned} \frac{dU}{ds} = I^{(a)} & \left[\frac{1}{2} (\kappa_v^{(1)} - \kappa_v^{(2)}) \text{sen} 2\chi_B - 2 \frac{d\chi_F}{ds} \right] \\ & + I^{(b)} \left[\frac{1}{2} (\kappa_v^{(1)} - \kappa_v^{(2)}) \text{sen} 2\chi_B + 2 \frac{d\chi_F}{ds} \right] \\ & + \kappa_v U - (\epsilon_v^{(1)} - \epsilon_v^{(2)}) \text{sen} 2\chi_B \end{aligned} \quad (2.2.17)$$

donde se ha definido κ_v como la media aritmética de $\kappa_v^{(1)}$ y $\kappa_v^{(2)}$. $d\chi_F/ds$ representa el cambio del plano de polarización de la radiación por unidad de longitud (en *rad/cm*) debido a rotación de Faraday (ver e.g., Pacholczyk 1970) y viene dado por:

$$\frac{d\chi_F}{ds} = 2.36 \times 10^{-17} N_e B_{\parallel} \lambda^2 \quad (2.2.18)$$

donde λ es la longitud de onda (en cm), B_{\parallel} es la proyección del campo magnético (en Gauss) a lo largo de la línea de visión y N_e es la densidad electrónica del plasma térmico

responsable de la rotación del plano de polarización.

2.2.3 Efectos relativistas

Como se ha comentado en el capítulo anterior, el fluido de los jets en AGNs presenta energías y velocidades relativistas. Esto requiere tener en cuenta los efectos relativistas relacionados tanto con la cinemática del propio fluido, como con la radiación del mismo a la hora de simular la emisión que se observaría desde tierra. Como veremos a continuación, los efectos de reforzamiento Doppler de la emisión, de aberración de la luz y de retraso temporal de la luz (o *time delays*) entre distintas regiones del jet determinan en gran medida la emisión observada.

2.2.3.1 Coeficientes de emisión y absorción

Como explicamos en la sección 2.1. las variables hidrodinámicas que utilizamos para calcular la emisión vienen dadas en el sistema de referencia comóvil con el fluido, que es el mismo sistema de referencia en que están dados los coeficientes de emisión y absorción expresados por (2.2.5) y (2.2.6). Nótese además que las ecuaciones de transferencia (2.2.15), (2.2.16) y (2.2.17) se han de integrar en el sistema de referencia del observador (a, b). Por tanto, es necesario antes transformar ϵ_ν y κ_ν al sistema de referencia del observador. Estas transformaciones están dadas por (Rybicki y Lightman 1979):

$$\epsilon_{\nu^{ob}}^{ob} = \delta^2 \epsilon_\nu \quad (2.2.19)$$

$$\kappa_{\nu^{ob}}^{ob} = \delta^{-1} \kappa_\nu \quad (2.2.20)$$

donde $\delta = \nu^{ob}/\nu = \Gamma^{-1}(1 - \beta \cos \Theta)^{-1}$ es el factor Doppler del plasma en el chorro, Θ el arco subtendido entre la línea de visión y la dirección local del fluido; β la velocidad del fluido en unidades de la velocidad de la luz en el vacío y Γ el factor de Lorentz del fluido.

2.2.3.2 Reforzamiento Doppler

A δ también se le conoce como factor Doppler de reforzamiento. Como hemos visto, la transformación del coeficiente de emisión del fluido al sistema de referencia del observador produce un reforzamiento de dicho coeficiente por un factor δ^2 (nótese que δ es mayor que

uno si el fluido se mueve a velocidades relativistas y está orientado favorablemente hacia el observador). Este factor de reforzamiento hace que en el caso de tener una región de emisión *discreta* (como por ejemplo una onda de choque o un 'blob'), el observador mida un campo de radiación dado por $I_{\nu}^{ob} = \delta^3 I_{\nu}$ (Rybicki y Lightman 1979), donde I_{ν}^{ob} es la intensidad específica que ve el observador a la frecuencia ν^{ob} cuando en el sistema de referencia del fluido relativista se ha emitido una intensidad I_{ν} a una frecuencia ν diferente. Para un sistema continuo (como un jet) y estacionario la intensidad específica medida por el observador viene en cambio dada por $I_{\nu}^{ob} = \delta^2 I_{\nu}$.

2.2.3.3 Aberración de la luz

El efecto de la aberración de la luz produce un cambio de la orientación de la línea de visión cuando se produce un movimiento relativo entre dos sistemas de referencia inerciales. En nuestro caso, estos dos sistemas de referencia son el del fluido y el del observador. Así, si la línea de visión cambia, este efecto producirá un cambio en el ángulo ϑ (Rybicki y Lightman 1979) entre la línea de visión y el campo magnético. De las expresiones (2.2.5) y (2.2.6) se deduce la dependencia explícita de los coeficientes de emisión y absorción con $\sin \vartheta$, lo que implica que la aberración de la luz afectará significativamente a la emisión sincrotrón. Además, las propiedades de la polarización están también muy influenciadas por el valor del ángulo χ_B , que si recordamos, correspondía al arco comprendido entre la dirección del campo magnético proyectado en el plano del cielo y el eje a en el sistema de referencia del observador. Cabe notar que si el modelo de campo magnético en el jet estuviese compuesto solo por una componente aleatoria el efecto de la aberración de la luz en la emisión se cancelaría.

Como se muestra en Gómez et al. (1994), los efectos de la aberración de la luz en presencia de campos magnéticos ordenados son dependientes no solo del ángulo de visión, sino también de la velocidad del fluido, haciéndose las consecuencias de este efecto más notables a medida que aumenta dicha velocidad (conforme se hace más relativista). Un buen ejemplo de la importancia que este tipo de efectos tienen en los modelos de estratificación de jets relativistas se presenta en Aloy et al. (2000), donde se muestran a través de simulaciones numéricas las notables signatures producidas en la emisión de las capas de contacto (*shear layers*) entre un jet relativista tridimensional y su medio externo. En dichas simulaciones se demuestra que la aberración relativista de la luz es capaz de producir fuertes asimetrías en este tipo de sistemas, siendo mucho más pronunciadas en la estructura polarizada de la emisión sincrotrón.

2.2.3.4 Efecto de retrasos temporales o 'time delays'

El efecto de *time delay* es el más importante a la hora de simular la evolución temporal no estacionaria de la emisión de un jet relativista orientado en una dirección cercana a la visual. El hecho de que ciertas inhomogeneidades (como ondas de choque) en la estructura del modelo de jet puedan viajar con velocidades cercanas a la de la luz hace que estas regiones se deformen en el sistema de referencia del observador. Las diferencias en los tiempos de llegada de la radiación al observador producen dichas deformaciones, las cuales son muy dependientes del ángulo de visión.

Para entender mejor el efecto de 'time delay' ilustrémoslo con un ejemplo sencillo. Supongamos un jet rectilíneo visto con un cierto ángulo ϕ y una cierta inhomogeneidad que viaja a lo largo del jet con una velocidad β (en unidades de c). La diferencia de los tiempos de llegada en el sistema del observador (ΔT) de la radiación emitida por la inhomogeneidad entre dos puntos del jet será igual al tiempo transcurrido en el sistema de referencia de la fuente (Δt), menos el tiempo que tarda la inhomogeneidad en trasladarse entre los dos puntos ($\beta \Delta t \cos \phi$). Si queremos tener en cuenta el efecto de dilatación del tiempo entre ambos sistemas de referencia debido al desplazamiento hacia el rojo cosmológico debemos también multiplicar por $(1+z)$. De esta forma,

$$\Delta T = \Delta t(1 - \beta \cos \phi)(1+z) \quad (2.2.21)$$

Esta diferencia en los tiempos de llegada de los pulsos de luz hará que la forma y longitud de la inhomogeneidad que ve el observador sea diferente dependiendo del ángulo de visión ϕ , la velocidad β , y la distancia de la fuente (z). En Gómez et al. (1994), se muestra como el efecto de time delay afecta a la imagen que un observador en Tierra observaría de un jet relativista. El modelo de Gómez et al. (1994) consiste en un jet curvado por el que se propaga (perpendicularmente a su eje local) una perturbación compuesta por dos ondas de choque planoparalelas. La región del jet procesada entre ellas, se observa (en el sistema de referencia del observador) rotada hacia la línea de visión y alargada en la dirección de movimiento (ver la Figura 8).

El efecto time delay, en definitiva, el hecho de que la velocidad de la luz sea finita, tiene implicaciones también en las velocidades que el observador mide. Como la inhomogeneidad ha viajado una distancia $\beta \Delta t$ durante el tiempo ΔT , desde el punto de vista del observador éste puede estimar que la velocidad de la perturbación es

$$V = \frac{\beta \Delta t}{\Delta T} = \frac{\beta}{(1 - \beta \cos \phi)(1 + z)} \quad (2.2.22)$$

mientras la velocidad en el sistema de referencia de la fuente es β . Como se deduce de (2.1.22), dependiendo de β y ϕ , es posible que V sea mayor que 1. Bastaría con proyectar esta velocidad en el plano del cielo, multiplicando por el factor $\sin(\phi)$, para recuperar la conocida ecuación que explica los movimientos superlumínicos aparentes (es decir, proyectados en el plano del cielo) observados comúnmente en los jets relativistas. Nótese que si no se tiene en cuenta el efecto de time delay entre diferentes partes del jet que se mueven con velocidades diferentes no es posible reproducir dichos movimientos superlumínicos. Esto pone de relieve la necesidad de tener en cuenta este efecto a la hora de simular la emisión de un jet relativista.

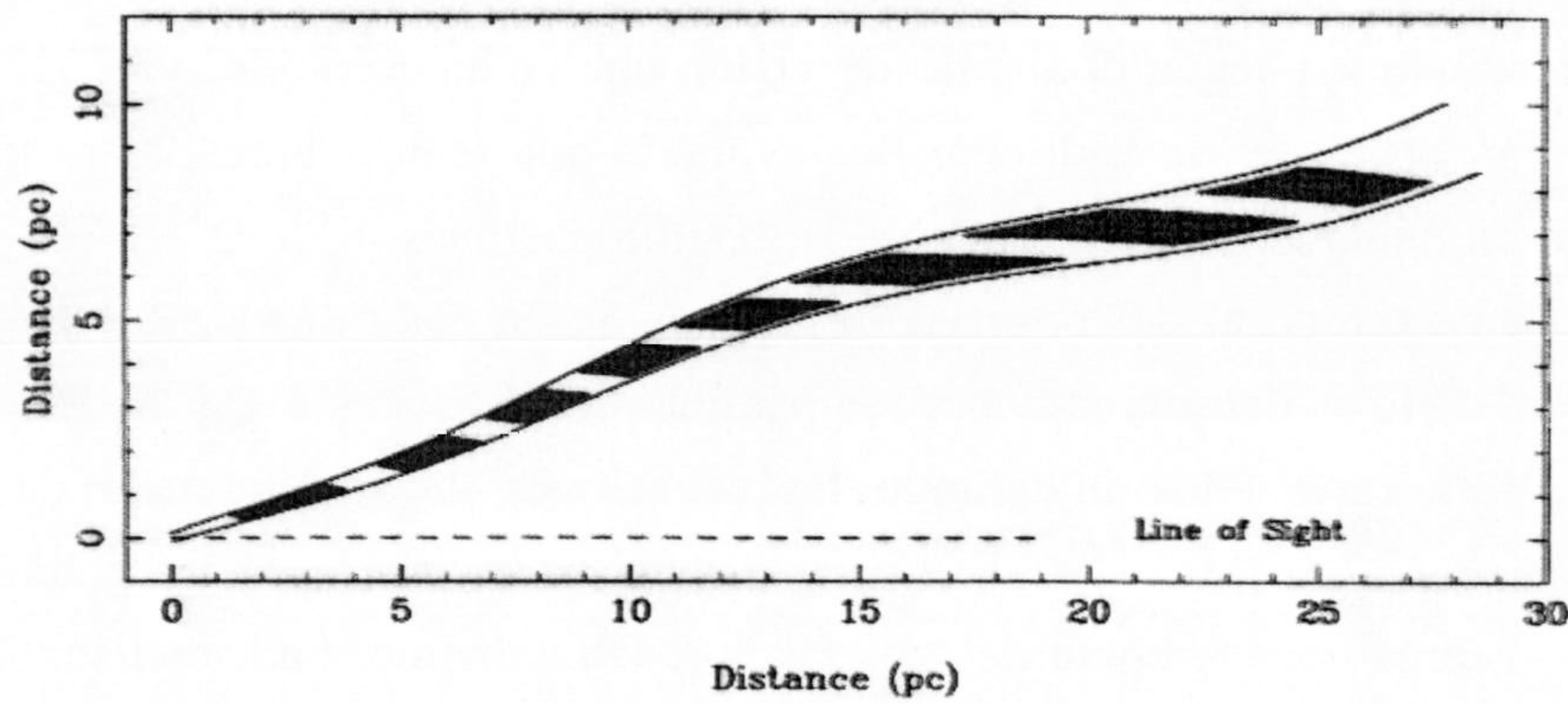


Fig. 8. Representación conceptual de la imagen que vería un observador de un jet curvado por el que se propaga (perpendicularmente a su eje local) una onda de choque planoparalela. Las zonas sombreadas corresponden a la proyección en el plano del cielo de las zonas del jet procesadas por la onda de choque. Reproducida de Gómez et al. (1994).

Dado que las variables hidrodinámicas necesarias para el cálculo de la emisión dependen del tiempo, además de la posición en el dominio espacial en el que el modelo hidrodinámico fue calculado, para tener en cuenta el efecto de 'time delay' es necesario calcular los coeficientes de emisión y absorción en los tiempos *retardados* dados por

$$t = \left(T - \frac{\vec{x} \cdot \vec{l}}{c} \right) (1 + z) \quad (2.2.23)$$

donde \vec{x} es el vector de posición de una celda del modelo de jet en el sistema de referencia de la fuente, \vec{l} denota el vector unitario de la línea de visión, t es el tiempo en el sistema de

referencia de la fuente y T es el tiempo en el sistema de referencia del observador. Es inmediato ver que (2.2.23) lleva fácilmente a (2.2.21).

2.2.4 Estructura del código

Además de tener todos los instantes temporales de la evolución de nuestro modelo hidrodinámico de jet, antes de iniciar los cálculos de emisión necesitamos fijar una serie de parámetros, de entre los cuales los más importantes son: el ángulo de visión del observador, la frecuencia de observación, la distancia de la fuente, el modelo de campo magnético (sección 2.2.1.3), la fracción de densidad de la población de electrones no térmicos con respecto a la parte térmica y el índice espectral de dicha población.

Una vez fijado el ángulo de visión, la geometría de la malla numérica hidrodinámica debe transformarse adecuadamente. Esto no siempre consiste únicamente en rotar la malla espacial del modelo hidrodinámico según el ángulo de visión que se ha escogido, ya que, por ejemplo, en el caso de modelos de jet no tridimensionales habrá que aplicar antes las propias simetrías del modelo para producir una malla numérica de tres dimensiones.

En cada instante temporal del observador la emisión en cada una de las celdas definidas sobre el plano del cielo es determinada por los parámetros de Stokes I , Q y U . Estos parámetros son calculados para cada celda integrando las ecuaciones de transferencia de la radiación ((2.2.15), (2.2.16) y (2.2.17)) a lo largo de cada una de las columnas de integración paralelas a la visual en el sistema de referencia del observador. Obviamente, para realizar la integración habrá que transformar previamente a dicho sistema de referencia los coeficientes de emisión y absorción para tener en cuenta los efectos relativistas detallados en la sección 2.2.3. Además, también hay que tener en cuenta que, debido al efecto de 'time delay', para un tiempo del observador fijo T en el que pretendemos calcular la emisión, los tiempos en el sistema de referencia de la fuente t para cada una de las celdas que componen una columna de integración serán diferentes entre sí. Esto hace que las variables hidrodinámicas de cada una de dichas celdas tengan que ser evaluadas en tiempos (del sistema de referencia de la fuente) diferentes según (2.2.23).

Todo lo anterior supone por un lado la necesidad de guardar un gran número (típicamente varios miles) de instantes temporales del modelo hidrodinámico de jet, a la vez que requiere tener una gran capacidad de memoria computacional para poder acceder a la vez a los valores de las variables hidrodinámicas para distintos tiempos. Esto hace que los cálculos de la emisión de jets relativistas a partir de modelos hidrodinámicos teniendo en cuenta efectos de

'time delay' solo se puedan realizar en computadoras de altas prestaciones, tanto en sistemas de almacenamiento de datos, como en memoria RAM.

El cálculo de $I^{(a)}$, $I^{(b)}$ y U en todas las celdas sobre el plano del cielo en un instante de tiempo del observador dará como resultado una imagen de la emisión sincrotrón simulada a partir de nuestro modelo hidrodinámico. A su vez, para modelos de jet no estacionarios, la repetición de todo el proceso completo para diferentes instantes de tiempo T dará lugar a la evolución temporal completa de la emisión de un jet relativista.

2.3 Superluminal and stationary features

As pointed out in the Introduction of this Thesis (section 1.4), the classical analytical *shock-in-jet* models (Marscher & Gear 1985) may represent an over-simplistic interpretation for the processes observed to take place in relativistic jets. Different components' speed depending on the core distance (e.g. Zensus et al. 1990; Abraham et al. 1996; Tingay, Preston & Jauncey 2001), stationary components not easily related with Doppler boosted emission near bends in coexistence with moving superluminal components (e.g. Jorstad et al. 2001), and splitting of moving superluminal components (e.g. Gómez et al. 2001), are usually observed in high resolution VLBI radio maps of relativistic jets in AGNs. The interpretation of these phenomena, and others, requires the consideration of the non-linear time-dependent relativistic hydrodynamical processes that govern the jet evolution, as well as the different emission mechanisms that determine the radiation that finally reaches the observer. The numerical hydrodynamical and emission model presented previously provides the necessary tool to perform such calculations.

In the present section we report on the results of time dependent 2+1 dimensional relativistic hydrodynamical (RHD) and emission simulations in order to obtain a deeper understanding of the structures observed in actual jets, and how these are related to the physical properties of these objects. In particular, we study the instabilities produced in the jet resulting from the evolution of strong perturbations generated at the jet inlet. We describe a mechanism, which should be common in jets, that generates multiple moving as well as quasi-stationary components. The results presented here were published in Agudo et al. (2001).

2.3.1 Parameters of the simulations

Our hydrodynamic simulations have been performed for an axially-symmetric jet solving the

equations of relativistic hydrodynamics in cylindrical coordinates. We used a spatial resolution of 8 cells/ R_b (where R_b is the beam radius at the inlet), covering $400 \times 10 R_b$ in the axial and radial directions, respectively. Our steady jet model is a supersonic (Mach number $M_b=1.69$), relativistic (Lorentz factor at the inlet $\Gamma_b=4$), ideal gas (adiabatic index $\gamma=4/3$), surrounded by an external medium that is 10^3 times denser and it is in pressure equilibrium with the external medium at the jet injection position. By allowing the jet to propagate through an isothermal atmosphere with a decreasing pressure gradient, we have induced a small opening angle in the jet ($\sim 0.3^\circ$), like typically observed in parsec AGN's jets.

Once the steady jet model is reached, we apply a finite perturbation at the jet inlet by increasing the fluid velocity from the quiescent value of $\Gamma_b=4$ to $\Gamma_b=10$ (where Γ_b is the bulk Lorentz factor at the jet inlet), together with an increase in pressure by a factor of two. After a time interval of $\tau_p=0.75 R_b/c$ (where c stands for the speed of light) the values of the fluid velocity and the pressure at the jet inlet are switched back to the quiescent values. The traveling of the induced perturbation and its interaction with the jet and external medium induce the triggering of the instabilities which are the object of study in this work.

2.3.2 Dynamics of the main perturbation

We concentrate our attention on the evolution of the flow after the introduction of the square-wave perturbation both in Lorentz factor and pressure. The fluid piles up in front of the velocity perturbation, creating a fast shocked state. Given the large initial feature velocity of ~ 0.995 ($\Gamma_b=10$), in order to determine relative variations in this velocity of the order of 10% (for example, to discern between a feature Lorentz factor of 10 and, say, 11), the relative error in the calculation of the distance traveled by the feature must be smaller than 1/1000. This precision can only be obtained by studying the evolution of the feature over more than 1000 computational cells. Given the fact that the feature front is spread over 3–4 cells and the computational domain covers 3200 cells only mean feature speeds (of $0.995 c$) can be obtained. In general, the Lorentz factor of the leading feature should be larger than that of the pre-shock flow (~ 4 at $z=0$; ~ 12 at $z=400 R_b$). This shocked state is followed by a more slowly moving (mean speed of $0.973 c$) rarefaction where the fast flow separates from the slower upstream flow. This difference in speeds stretches the perturbation along the axis. Any similar strong *supersonic* perturbation should lead to a similar shock/rarefaction structure.

2.3.3 Formation of the 'trailing features'

The passage of the main perturbation triggers a local pinch instability that propagates behind the main perturbation, leading to the formation of a series of conical 'trailing feature' following the main perturbation (Fig. 9). Shocked and rarefied parts of the main perturbation and variation in the beam radius can be seen in the figure. The trailing structures are spaced by $\sim 8 R_b$ for $15 < z/R_b < 55$ and $\sim 20 R_b$ for $105 < z/R_b < 180$.

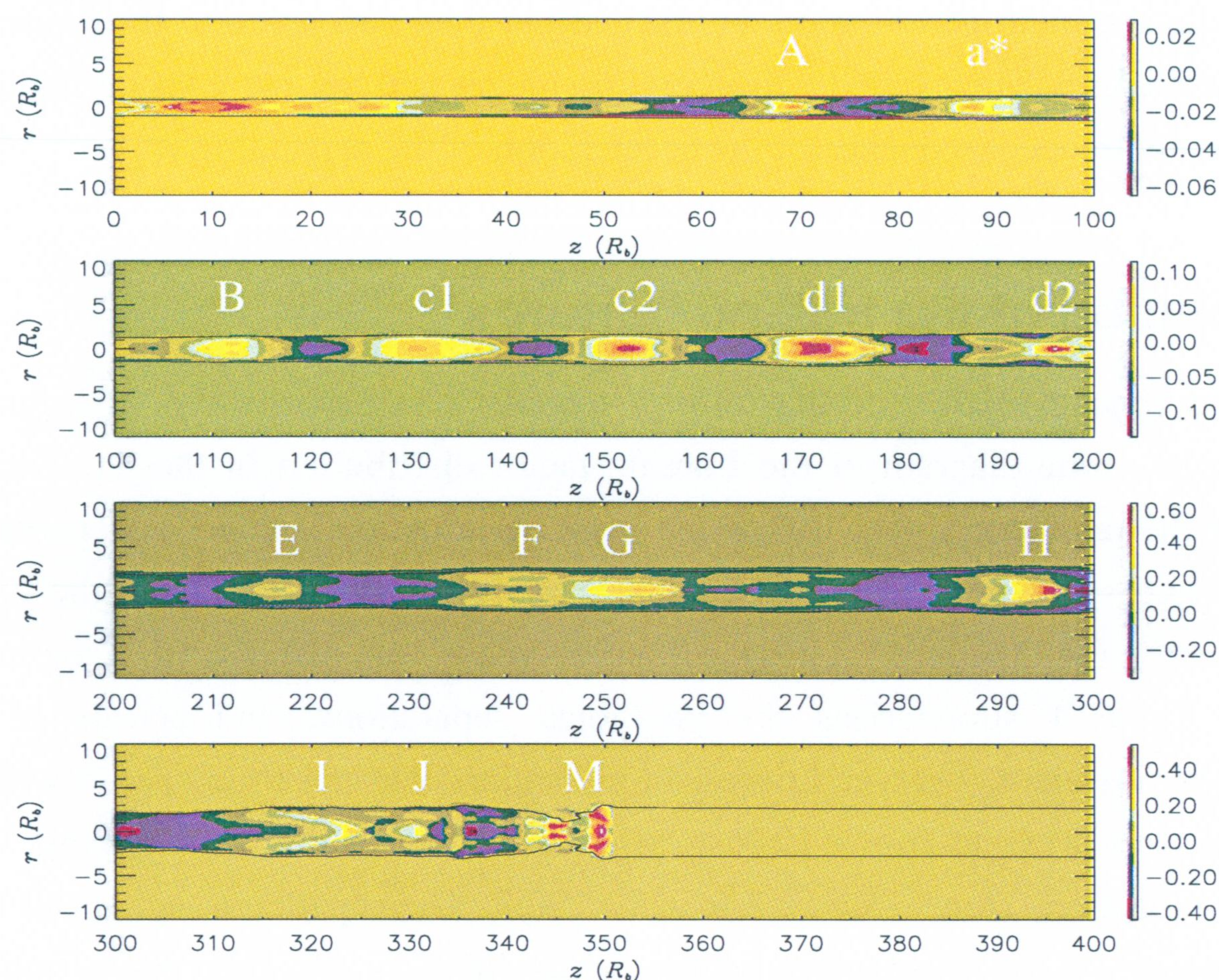


Fig. 9. Relative variation with respect to the undisturbed steady jet of the Lorentz factor (logarithmic scale) at $t=350 R_b/c$. Note the different scale ranges in each frame to enhance the representation of the trailing conical features (labeled A to J) following the main perturbation (M). Typical feature angles to the jet axis are $\sim 10-15^\circ$.

Although the type of perturbation introduced at the jet inlet is somewhat arbitrary, the qualitative results we obtain are not a function of the particular perturbation chosen; formation of trailing features is a general consequence of the propagation of strong perturbations through jets (see also Gómez et al. 1997, where trailing features appear in the hydrodynamical simulations for different jet physical conditions). Further research would be of interest to quantify the physics of the trailing features depending on the type of perturbation introduced, as well as the jet to external medium hydrodynamical properties.

A local solution of the dispersion relation for the pinch modes of this relativistic jet and a computation of the pinch mode structure (following Hardee et al. 1998) indicate that observed

features are primarily related to triggering of the first pinch body mode. Features in Figure 9 in the range $15 < z/R_b < 180$ have spacings between the longest unstable wavelength λ' and the shorter maximally unstable wavelength λ^* of the first pinch body mode. The wavelengths λ' and λ^* increase from $13 R_b$ to $125 R_b$ and from $4 R_b$ to $19 R_b$, respectively, as z increases from 0 to $250 R_b$. Taking into account these analysis, the spacing and acceleration of the trailing components can be understood as resulting from the triggering of pinch modes by the main perturbation. Pinch wavelengths with group velocity comparable to the speed of the rarefaction associated with the main perturbation are excited but then decelerate to the phase speed of the dominant wavelength. The excited wavelength is longer and the wave speed is higher at larger distance as an indirect consequence of the acceleration of the expanding jet.

2.3.4 Evolution of the trailing features

The observed time evolution of the trailing features can be followed in Figure 10, which displays a space–time diagram of the Lorentz factor distribution in the jet. Trailing features emerge from the rarefactions that follow the main perturbation, and are generated over a range of velocities and separations. The velocities are significantly smaller than the velocity of the main perturbation (and the bulk flow speed) and increase with distance from the inlet, as do the separations. Table 1 summarizes the positions, separations, and speeds of the trailing components for different observer's times. In particular, consider time $t_{obs}=60$ when the feature spacing from A to H ranges from $\sim 17 R_b$ to $\sim 76 R_b$ and the feature velocity ranges from $\sim 0.13c$ to $\sim 0.69c$ for locations from $z/R_b=12.7$ to $z/R_b=290.9$. The separation and speed are explained by rapid passage of the main perturbation, which triggers the first pinch body mode at a wavelength whose group velocity is comparable to the rarefaction speed, $v_{gp} \sim 0.973c$. This wavelength ranges from $\lambda \sim 23R_b$ at $z/R_b \sim 50$ to $\lambda \sim 60R_b$ at $z/R_b \sim 250$. Subsequently, the perturbation slows to the wave speed, v_{ph} , of this wavelength. The wave speed ranges from $\sim 0.2c$ at $z/R_b \sim 50$ to $\sim 0.6c$ at $z/R_b \sim 250$. The wave speed is low for perturbations created with wavelength near λ' (occurs at small z) and higher for perturbations created with wavelength above λ' (occurs at larger z). Another result is that perturbations created at small z (relatively short wavelength) accelerate as they move to larger z (see Fig. 10) where their wave speed is higher.

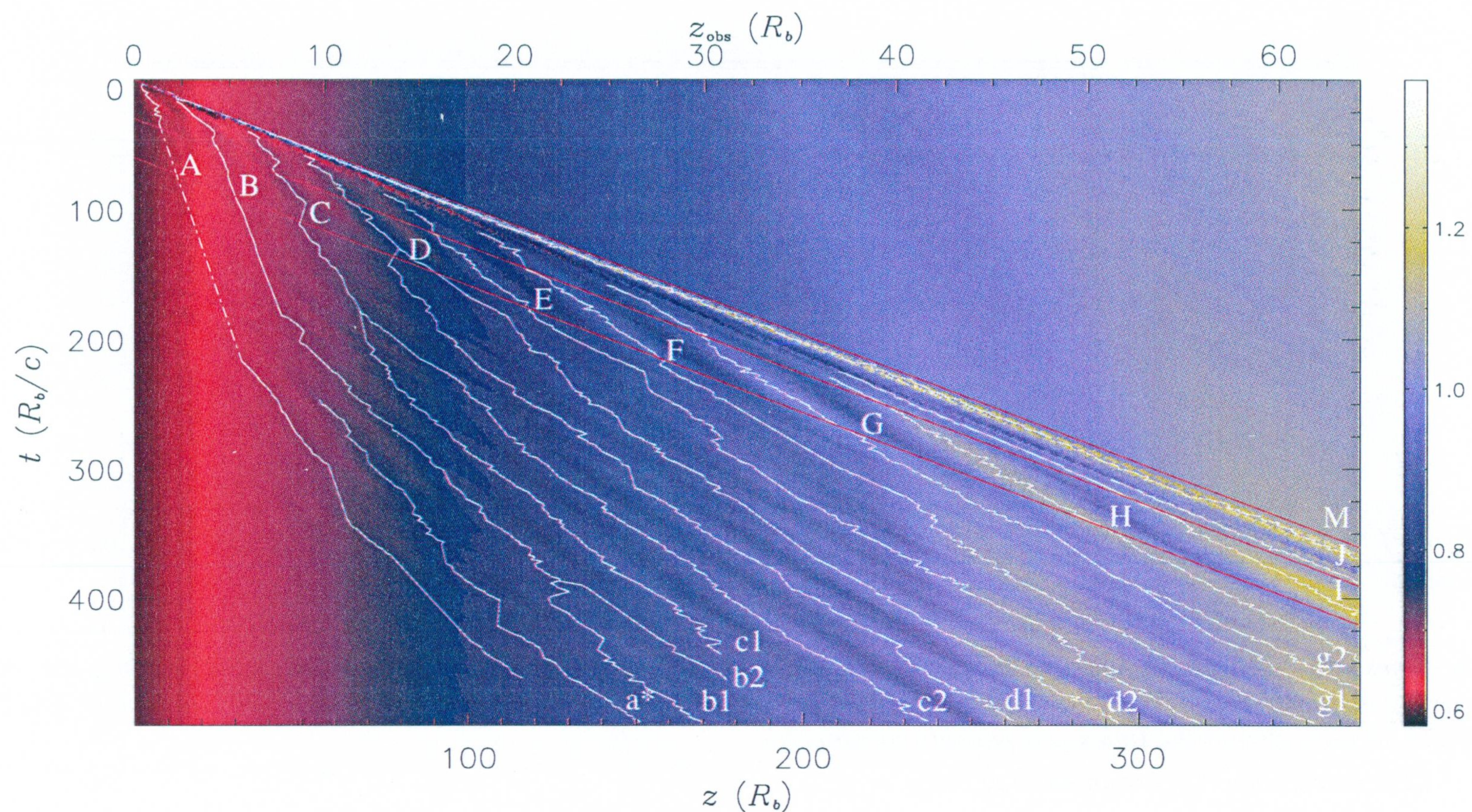


Fig. 10. Space–time diagram for the logarithm of the jet Lorentz factor distribution. The diagonal black line from top left to bottom right marks the trajectory of the main perturbation (M), whereas the remaining black lines correspond to the tracks of the trailing features (identified as local maxima at positions where the Lorentz factor is 1% or more higher than the steady jet model). Red lines correspond to constant observer’s times $t_{\text{obs}}=0, 30,$ and $60R_b/c$ for a viewing angle of 10° .

2.3.5 Emission results

The time–dependent hydrodynamic results are used to compute the synchrotron radio emission, as described previously (see also Gómez et al. 1997 and references therein), for a viewing angle of 10° , taking into account the appropriate relativistic effects (Doppler beaming, light aberration, time delays, etc). Fig. 11 shows the computed total intensity images obtained for an optically thin observing frequency. Several components are seen, corresponding to the trailing conical features of Figs. 9 and 10, and labeled accordingly. Typical high–frequency VLBI observations provide dynamic ranges of the order of 200:1 (defined as the intensity ratio of the peak to the lowest believable feature) or larger, depending on the frequency of observation and array used. All components seen in Fig. 11 are above this limit, and therefore are expected to be detected by actual VLBI observations, provided we have angular resolution enough.

Figure 12 displays the mean intensity along the observed jet in a space–time diagram. Trailing components have been identified across epochs, and their mean intensity peak is traced as a function of observer’s time. Almost all the trailing features in Fig. 10 can be identified

Comp.	$z(R_b)$				$\Delta z(R_b)$			$v(c)$	$\bar{v}(c)$	
	15^a	30^a	50^a	60^a	15^a	30^a	60^a	15^a	$15-30^a$	$30-60^a$
A	6.6	8.0	11.1	12.7				0.25	0.08	0.13
B	23.2	25.4	28.4	30.1	16.6	17.4	17.4	0.30	0.13	0.13
C	38.5	42.1	50.8	49.7	15.3	16.7	19.6	0.25	0.20	0.20
D	57.7	63.8	78.3	80.0	19.2	21.7	31.3	0.50	0.29	0.29
E	75.6	89.4	106.9	116.7	17.9	25.6	36.7	0.85	0.48	0.48
F	103.4	116.7	144.3	158.7	27.8	27.3	42.0	0.82	0.46	0.59
G	141.4	170.5	194.9	214.8	38.0	53.8	56.1	-	0.74	0.60
H	-	225.5	268.1	290.9	-	76.1	76.1	-	-	0.69
I	-	299.1	357.3	393.3	-	73.6	102.5	-	-	0.77
J	-	375.4	-	-	-	76.3	-	-	-	-

Tabl. 1. Positions, separations and speeds of the trailing features in the source frame at selected observer's times^a.

Note.— $t_{obs}=15R_b/c$ is representative of the trailing features soon after their production; $t_{obs}=30$ and $60R_b/c$ are the times chosen to identify secondary features and emission components. z represents the distance along the jet axis; Δz is the distance from the previous trailing feature; v and v_{mean} are, respectively, the speed and mean speed of the perturbation in the times and periods considered.

^a Observer's times t_{obs} are in units of R_b/c .

with radio components in Fig. 12 and have been labeled accordingly. In Fig. 12 we can distinguish a strong component associated with the main feature, followed by a jet region with low emission corresponding to the rarefaction that follows the main feature. Trailing components are observed to emerge upstream from this dip in emission. Therefore, trailing components can be easily distinguished from those generated at the jet inlet: they emanate not from the core, but rather seem to appear spontaneously downstream, created in the wake of strong perturbations. The main component is observed to move with a superluminal apparent speed that slowly decreases from ~ 7 to $\sim 6c$. Note that from these velocities we can infer a Lorentz factor for the hydrodynamical component between 7.3 and 6.1 (for a viewing angle of $\theta=10^\circ$), smaller than the value of ~ 10 estimated from the hydrodynamics. This apparent discrepancy may be explained by considering the time delays that severely affect the leading component, stretching its size in the observer's frame by a factor of $\beta \sin \theta / (1 - \beta \cos \theta)$. Small changes in the brightness distribution from the front to the back of the component would then lead to a lag of the centroid behind the feature front and therefore to a slower value of its proper motion as derived from VLBI images than that expected from the velocity of the leading feature.

As observed in Fig. 12, the flux densities and apparent motions of the trailing components depend strongly on the distance from the core at which they are generated, reflecting the hydrodynamics of the secondary features. Those components appearing close to the core show

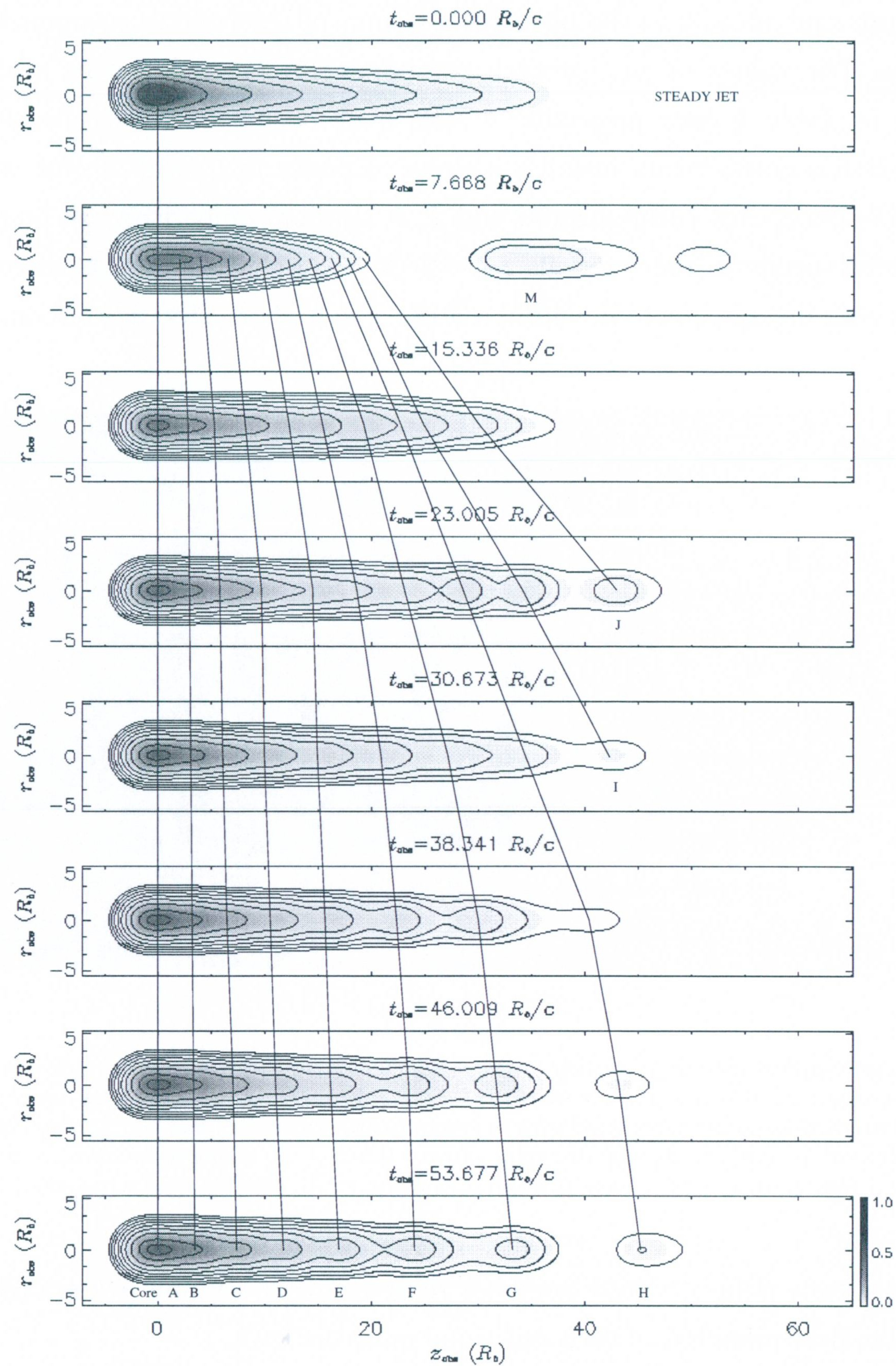


Fig. 11. Simulated total intensity radio map (convolved with a beam of $2.2R_b$ FWHM) for epochs (in the observer's frame) labeled above each panel and for a viewing angle of 10° . Contours are plotted for 0.5, 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, and 90% of the normalized peak intensity of the core.

subluminal motions as well as flux densities that decrease very slowly with time. Components appearing farther downstream show progressively larger apparent motions (episodically superluminal) as well as weaker flux densities, rendering their detection more difficult. Table 2

compiles positions and speeds, in the observer's frame, of the trailing components at selected observer's times. The values of z_{obs} for each component in Table 2 can be readily compared with those of z in Table 1 once projection effects have been removed ($z_{obs}=z\sin 10^\circ$). All the distances of emission components match positions of peaks in Lorentz factor within an error smaller than 16%, except for components **I** and **J**. A similar comparison can be made between the mean apparent speeds in the intervals $t_{obs}=15-30$, $30-60$ and the true speeds in Table 2, although in this case the agreement is within a 30%. The higher velocities of components **I** and

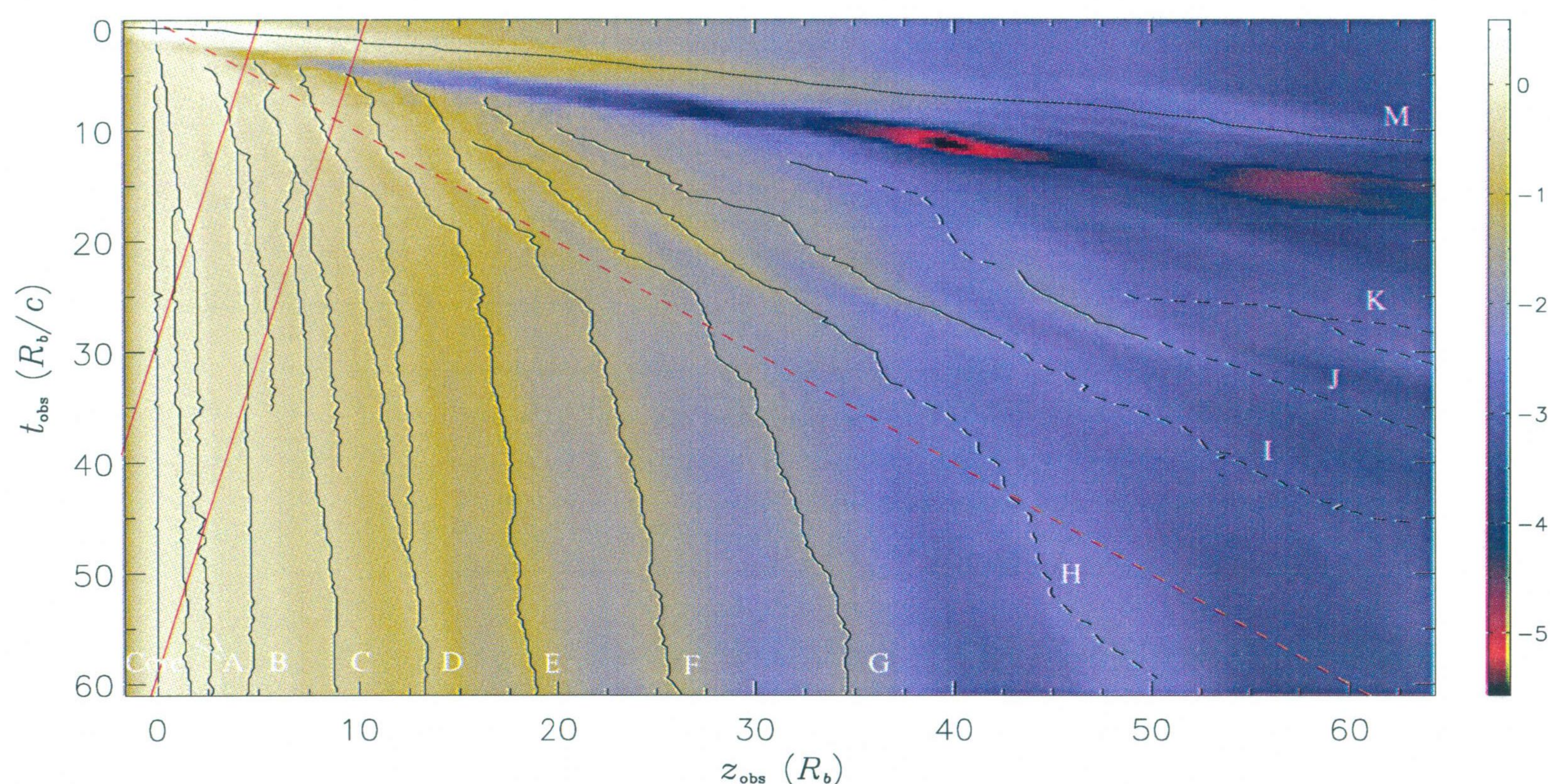


Fig. 12. Space–time diagram for the logarithm of the mean (unconvolved) intensity (across slices normal to the jet axis and normalized to the mean core intensity) in the observer's frame. Black tracks correspond to trajectories of emission components associated with the main perturbation (M) and the trailing components. Black dashed lines correspond to components with intensities below 0.5% of the normalized value. Red continuous lines are lines of constant time in the source frame (from left to right, $t=30, 60R_b/c$). The red dashed line represents a speed equal to c .

J result in longer time delays, which stretches their emitting volume in the observer's frame, thus rendering the determination of their positions more difficult.

2.3.6 Discussion

Our relativistic hydrodynamic simulations show that the passage of a strong perturbation along a jet triggers instabilities caused by pressure mismatches between the jet and external medium, leading to the formation of conical trailing recollimation features. The existence of these

features has been ignored in previous analyses in which analytical square-wave feature approximations have been used. Computation of the synchrotron emission reveals that these trailing components should be detectable with present VLBI arrays.

From our results can be inferred that the association between a flare and the production of only a single component is not always valid. In fact, VLBI maps at high resolution typically show a rich structure of emission components in relativistic jets, which could be produced in part by the type of trailing features described in our results. Evidence for the existence of the phenomena reported by our simulations have been found in the jet of 3C120 (Gómez et al. 2001). In this source, an intense superluminal component has been observed to be ejected from the core, leading the formation of new weak components in its wake presenting smaller velocities. The space time diagram of the model fitted components in 3C120 presents a clear analogy with that of Figure 12. The observations of the jet in 3C120 exhibiting the trailing components will be discussed in detail in section 3.1.

Our simulations show that trailing components should appear to emerge in the wake of strong components instead of ejected from the core. They are generated with a wide range of apparent speeds, from almost stationary (near the core) to superluminal –although slower than the main leading feature– farther down the jet. They are conical (more generally oblique in three-dimensional models) features, and hence should exhibit polarization properties that

Comp.	$z_{obs}(R_b)$				$v_{obs}(c)$	$\bar{v}_{obs}(c)$	
	15 ^a	30 ^a	50 ^a	60 ^a		15–30 ^a	30–60 ^a
A	1.0	1.5	1.9	2.2	0.16	0.03	0.05
B	4.4	5.1	4.7	4.5	0.20	0.05	0.00
C	7.1	8.0	8.7	8.8	0.41	0.06	0.03
D	9.8	11.4	12.8	13.3	0.53	0.11	0.08
E	12.9	16.6	18.0	18.8	0.41	0.25	0.07
F	16.0	22.1	24.7	25.9	0.57	0.41	0.12
G	19.6	28.0	33.7	34.7	0.41	0.56	0.22
H	22.9	36.1	44.5	50.7	0.57	0.88	0.49

Tabl. 2. Observer's frame positions and speeds of the trailing components at selected observer's times^a.

^a Observer's times t_{obs} are in units of R_b/c .

depend on the viewing angle (Cawthorne & Cobb 1990) and are different from those of the main components.

The superluminal component corresponding to the main perturbation in our simulation exhibits a rather constant pattern speed, even though the underlying fluid velocity is observed to accelerate significantly. Therefore, the observation of the proper motions of superluminal

components may not detect any actual acceleration of the jet fluid. However, our simulations show that trailing components should appear to accelerate, reflecting acceleration of the fluid. If such accelerations are not observed, this would indicate that the fluid is not relativistically hot, as expected for an electron–positron plasma. In this case, the internal energy of the jet could be inferred to have an energy density dominated by the rest mass of protons.

From our analysis we conclude that jets and, by implication, the accretion process onto the central black hole can be steadier than previously thought, while still producing highly variable emission and prolific production of superluminally moving knots. Multiple components in radio maps can be produced by a single ejection event.

The mechanism of production of these trailing components is a general characteristic of non–steady supersonic jet flows, i.e., not specific to relativistic dynamics. It could be applied to other astrophysical scenarios such as outflows from young stellar objects where very knotty jets are found with series of components moving at very different speeds from those inferred for the fluid flow (Xu, Hardee & Stone 2000).

2.4 Evolución espectral de electrones no térmicos en jets relativistas

Las últimas observaciones obtenidas con el satélite de alta resolución angular en rayos X, Chandra, están suponiendo una de las principales vías para el conocimiento de los procesos de emisión de altas energías en jets relativistas en AGNs. La comparación de dichas observaciones con sus contrapartidas ópticas y radio, utilizando instrumentos como el HST, el VLA o MERLIN (de similares resoluciones angulares), han mostrado evidencias de que en algunos de los jets extragalácticos estudiados (M87, 3C273 y 3C371) la emisión desde longitudes de onda radio hasta rayos X se debe principalmente a mecanismos de emisión sincrotrón de electrones relativistas (ver, Pesce et al. 2001; Marshall et al. 2001; 2002; Wilson & Yang 2002). Los anteriores modelos de emisión a altas energías en blázares ya contemplaban la posibilidad de que la emisión no térmica en rayos X fuese producida por radiación sincrotrón, aunque también podía deberse a efecto Compton inverso, o una mezcla de ambos (ver e.g., Kubo et al. 1998). Estos modelos se basaban en observaciones en las que las fuentes no eran resueltas por los instrumentos de altas energías, con lo que no había información de la distribución espectral a lo largo de cada zona de los jets. Interrogantes como este se empiezan a desvelar gracias al poder resolutivo de los nuevos instrumentos de altas energías, pero el escaso número de observaciones

de alta resolución espacial y amplio rango espectral hasta la fecha, y lo reciente de las mismas, hace que no exista aún un modelo estándar de emisión a altas energías en jets relativistas. Incluso para algunas de las escasas fuentes observadas aún existen controversias acerca de los mecanismos de emisión a altas energías. En concreto, Sambruna et al. (2001), discrepando de los resultados de Marshall et al. (2001), consideran que la comparación de sus observaciones obtenidas con Chandra con imágenes en radio y óptico de 3C273 se ajustan mejor al modelo usual de emisión debida a dispersión por efecto inverso Compton de fotones del fondo cósmico de microondas. Este mismo modelo fue anteriormente propuesto por Tavecchio et al. (2000) y Celotti, Ghisellini y Chiaberge (2001) para explicar sus observaciones multi-frecuencia de amplio rango espectral de PKS 0637-752. Todo lo anterior pone de manifiesto la necesidad de un mejor conocimiento de los procesos de emisión en todo el rango electromagnético teniendo información, no solo de la energía emitida por los jets en AGNs, sino también de su distribución espacial.

De entre las últimas evidencias observacionales, todas ellas parecen poner de manifiesto la necesidad de que el plasma responsable de la emisión a altas energías en los jets tenga velocidades de conjunto relativistas que estén muy orientadas hacia el observador (e.g. Marshall et al. 2001; 2002 y referencias internas). Aunque esto ya era comúnmente aceptado para las zonas internas de los jets relativistas, la nueva idea es que puedan darse tan altas velocidades incluso en las zonas más alejadas de los núcleos de emisión (a distancias del orden del kpc) en las que aún no se han detectado evidencias directas de movimientos propios relativistas. Esto exige que los nuevos modelos a desarrollar sean capaces de tener en cuenta que los fluidos responsables de la emisión pueden ser relativistas en todas las zonas de los jets.

También está ampliamente aceptado que las zonas más intensas de emisión a altas energías se deben a poblaciones de partículas relativistas aceleradas (energetizadas) en los frentes de choque que el modelo standard relaciona con dichas regiones (e.g., Marshall et al. 2002 y referencias internas). Esta aceleración podría además ser la clave para explicar la supervivencia de los jets hasta distancias que a veces llegan a ser del orden del Mpc y que producen enormes lóbulos de material emisor como consecuencia de la interacción de éste con el medio intergaláctico (ver capítulo 1 y Bridle 1992). No obstante, es muy escaso el conocimiento que se tiene hasta ahora acerca de la influencia que tiene este tipo de procesos en la evolución y supervivencia de los jets relativistas.

La cada vez más numerosa cantidad de observaciones multifrecuencia con alta resolución angular de jets extragalácticos, la necesidad de un modelo general que explique dichas observaciones, las recientes evidencias de posibles movimientos de conjunto relativistas donde

hasta hace poco se pensaba que estos jets solo eran levemente relativistas y el escaso conocimiento de los procesos de aceleraciones de poblaciones de partículas en choques, son argumentos de peso que ponen de manifiesto la necesidad de desarrollar nuevos códigos numéricos. Estos deben ser capaces de simular la emisión no térmica de amplio rango espectral (al menos desde radio hasta rayos X) en fluidos *relativistas* como los observados, teniendo suficiente resolución espacial como para poder estudiar cada zona de los jets, además de tener en cuenta procesos de aceleraciones (energetizaciones) de poblaciones de partículas también relativistas. Dichos códigos permitirán un mejor conocimiento de la física que gobierna los procesos de aceleración y emisión en todo el espectro electromagnético y en cada parte de los jets relativistas en AGNs a través de la comparación directa de las nuevas simulaciones numéricas con las últimas observaciones de alta resolución angular obtenidas a través de Chandra, HST y VLA o MERLIN.

Según lo explicado en la sección 2.2, la emisión no térmica de los jets relativistas es producida por la población de electrones relativistas no térmicos, la cual está principalmente influenciada por la hidrodinámica del fluido térmico que forma parte de estos jets. Las compresiones y expansiones del mismo producen pérdidas y ganancias de energía de la población no térmica de electrones, lo cual a su vez da cuenta de mayores o menores intensidades de emisión en función de dichas energías. También son muy importantes, para el estudio de la emisión a altas energías, las pérdidas energéticas que se producen en las poblaciones de electrones no térmicos debidos a la propia radiación de las mismas. Dichas pérdidas hacen que la evolución espectral de las partículas no térmicas más energéticas difieran en gran medida de las de más baja energía (sección 2.2).

Jones, Ryu y Engel (1999) y Miniati (2001), han sido pioneros en el desarrollo de códigos numéricos capaces de simular la evolución temporal tanto en energías como en el espacio físico de poblaciones de partículas influenciadas por la hidrodinámica del plasma del que forman parte, por pérdidas energéticas de las mismas, y el efecto de la energetización de éstas a su paso a través de ondas de choque. No obstante, una de las principales limitaciones de los trabajos de Jones, Ryu y Engel, y Miniati es que sus códigos numéricos solo son capaces de trabajar en el dominio *newtoniano*, con lo cual no es posible dar cuenta de los efectos que en la emisión final pudieran tener los movimientos de conjunto relativistas del fluido en jets. Como hemos visto anteriormente, esto puede ser de vital importancia para explicar la emisión observada en los jets desde las zonas más internas donde los efectos relativistas son comunes, hasta escalas del kilo o Mega–parsec.

En este capítulo presentamos un nuevo esquema numérico, mejorado con respecto a los de

Jones, Ryu y Engel (1999) y Miniati (2001), capaz de tratar el problema de la evolución espectral de una población de electrones no-térmicos al verse influidos por la presencia de frentes de choque en un plasma *relativista*.

2.4.1 Ecuación de difusión-convección

En este apartado desarrollamos un esquema de cálculo extendido con respecto a los desarrollados por Jones, Ryu y Engel (1999) y Miniati (2001). En nuestro desarrollo, las ecuaciones tienen en cuenta la evolución temporal de una población de electrones no térmicos en presencia de frentes de choque en fluidos *relativistas*.

En este esquema de transporte, se supone que existe la población de electrones supra-térmicos que sigue la misma dinámica que la parte térmica del fluido relativista del jet (la cual es la responsable de la hidrodinámica del jet). La expresión para el transporte de partículas supra-térmicas (en adelante hablaremos indistintamente de partículas no térmicas y supra-térmicas) en este esquema se basa en la ecuación de convección-difusión para partículas cargadas. Siguiendo a Kirk (1994) y Webb (1985), se puede obtener la ecuación de convección-difusión para fluidos relativistas en el sistema de referencia comóvil del fluido:

$$\frac{df}{dt} = \frac{1}{3} \left(\nabla \cdot \mathbf{v} + \frac{d \ln \Gamma}{dt} \right) p \frac{\partial f}{\partial p} + \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} (p^2 b_l(p) f) + j(\mathbf{x}, p) \quad (2.4.1)$$

donde $f = f(\mathbf{p}, \mathbf{x}, t)$ es la parte isótropa de la función de distribución de electrones no térmicos que nos da la densidad del número de partículas en el espacio de las fases de seis dimensiones (\mathbf{p}, \mathbf{x}) en el instante de tiempo t , \mathbf{v} es la velocidad térmica del plasma y Γ es el factor de Lorentz del plasma térmico. El término $b_l(p)$ da cuenta de las pérdidas energéticas de las partículas por diversos mecanismos (emisión sincrotrón, efecto Compton inverso, efecto Bremsstrahlung, colisiones Coulombianas, etc) y $j(\mathbf{x}, p)$ es el término fuente en el sistema de referencia comóvil con el fluido. La expresión, $(\nabla \cdot \mathbf{v} + d \ln \Gamma / dt)$, a la que denominaremos 'expansión', da cuenta de las expansiones o compresiones (dependiendo de si su valor es mayor o menor que cero) relativistas del fluido térmico.

Notese que la ecuación (2.4.1) representa un esquema de evolución temporal de tipo Lagrangiano. El término de la izquierda de dicha ecuación expresa el cambio de la función de distribución a través de su derivada convectiva con respecto al tiempo. Por tanto, la evolución espectral debe calcularse a lo largo de las trayectorias seguidas por las partículas. Por ello, será

necesario primero conocer dichas trayectorias. Evidentemente, no es posible conocer las trayectorias de todas las partículas que viajan en el jet por lo que se hace necesaria una discretización de dichas trayectorias. En principio solo se necesita que todas las celdas del modelo hidrodinámico de jet estén 'muestreadas' por al menos una trayectoria para poder conocer la función de distribución no térmica en cada celda. Esto se puede conseguir 'lanzando' en el inicio de nuestro jet un número finito de partículas que trazarán diferentes caminos sobre los que aplicar la ecuación (2.4.1). A las anteriores las llamaremos en adelante *partículas prueba*. El hecho de suponer que las poblaciones no térmicas siguen la misma dinámica que el fluido térmico, nos ofrece una manera sencilla de calcular las trayectorias de las partículas prueba. Los modelos hidrodinámicos nos dan información acerca de las velocidades del plasma en cada una de las direcciones del espacio físico en que se construyen los mismos. La integración de las ecuaciones del movimiento usando estas velocidades como condiciones iniciales en cada paso de tiempo nos permite conocer las trayectorias de cada partícula prueba. Los detalles acerca de todo este procedimiento se encuentran más adelante.

Supuestas calculadas las trayectorias de las partículas prueba a lo largo de toda la evolución temporal de la simulación, ya se podría calcular la evolución de las funciones de distribución haciendo uso de la ecuación (2.4.1). Para ello, es necesario hacer también una discretización en energías. Esto lo hacemos dividiendo el espacio de momentos de las partículas $[p_0, p_{N_p}]$ en un número finito (N_p) de intervalos. Aunque no es estrictamente necesario hacerlo, el cálculo se simplifica mucho si los intervalos en momento están logarítmicamente equiespaciados, de forma que la anchura logarítmica de cada uno de ellos sea igual a una cantidad $\Delta \log p = \log(p_{i+1}/p_i) = cte \quad \forall i=0, \dots, N_p-1$. La función de distribución la definimos como una ley de potencias a trozos tal que,

$$f(p) = f_i \left(\frac{p}{p_i} \right)^{-q_i} \quad \forall p \in [p_i, p_{i+1}], \quad i=0, \dots, N_p-1 \quad (2.4.2)$$

Esta forma de definir la función de distribución nos asegura una cierta generalidad en cuanto a la evolución de la misma. Es decir, se tiene en cuenta la posibilidad de que la función de distribución de electrones no térmicos tenga una forma que difiera de una ley de potencias pura a lo largo de todo el rango de energías considerado. Sin embargo, dentro de cada intervalo de momentos (definido por la discretización), la función de distribución está definido por una ley de potencias, que en general tendrá una pendiente logarítmica diferente de un intervalo de

momentos a otro. El definir f según la expresión (2.4.2) es de gran utilidad a la hora de tratar el comportamiento de las poblaciones de partículas a su paso a través de choques. Esto es porque se sabe que la función de distribución resultante al atravesar choques (tanto relativistas como no relativistas) tiene precisamente forma de ley de potencias (ver por ejemplo Gallant 2001). Asumiendo esta forma para f , se produce por tanto una considerable simplificación numérica a la hora de tratar la evolución de dicha función de distribución en el esquema numérico que estamos planteando.

Utilizando las anteriores definiciones, tomamos ahora el 'primer momento' de la ecuación (2.4.1) en cada uno de nuestros intervalos de momentos $[p_i, p_{i+1}]$ $i=0, \dots, N_p-1$. Esto nos dará la ecuación de evolución de la densidad de partículas de nuestra población. Si aplicamos pues el operador:

$$\int_{p_i}^{p_{i+1}} 4\pi p^2 dp, \quad i=0, \dots, N_p-1 \quad (2.4.3)$$

, nos queda,

$$\frac{db_i}{dt} = \frac{1}{\rho} \left[b(p) 4\pi p^2 f(p) \right]_{p_i}^{p_{i+1}} + \frac{Q_i}{\rho}, \quad i=0, \dots, N_p-1 \quad (2.4.4)$$

, donde se ha aplicado la definición $b_i = n_i / \rho$, siendo

$$n_i = \int_{p_i}^{p_{i+1}} 4\pi p^2 f(p) dp = 4\pi f_i p_i^3 \frac{[(p_{i+1}/p_i)^{3-q_i} - 1]}{(3-q_i)} \quad (2.4.5)$$

la densidad del número de partículas con momentos entre p_i y p_{i+1} y ρ la densidad de masa total del plasma. Como vemos, la ecuación (2.4.4) nos da la ecuación de evolución de la densidad de volumen del número de partículas (n_i) entre p_i y p_{i+1} a través de b_i (que representa pues la densidad de partículas por unidad de masa en el intervalo i de momentos).

Q_i proviene del término fuente de la ecuación (2.4.1) y da cuenta del balance de partículas en el intervalo de energías i -ésimo por procesos no conservativos (tales como inyección de partículas en la función de distribución), estando definido de la siguiente manera:

$$Q_i = \int_{p_i}^{p_{i+1}} 4\pi p^2 j(p) dp \quad (2.4.6)$$

, mientras que,

$$b(p) = -\left(\frac{dp}{dt}\right)_{tot} = \frac{1}{3} \left(\nabla \cdot \mathbf{v} + \frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{dt} \right) p + b_l(p) \quad (2.4.7)$$

incluye tanto el término de expansión–compresión adiabática como el término de procesos de pérdidas–ganancias de energía por interacciones con otras partículas o por radiación.

Recordar que debemos calcular la evolución de la función de distribución a lo largo de la trayectoria seguida por cada una de las partículas prueba que se han inyectado en el inicio de nuestro modelo hidrodinámico. Esto exige que para reconstruir la función de distribución después de cada avance de tiempo dado por la ecuación (2.4.4) debemos conocer $2N_p$ variables $(f_i, q_i \quad \forall i=0, \dots, N_p-1)$. Una vez evaluados $n_i \quad \forall i=0, \dots, N_p-1$, las ecuaciones (2.4.5) solo nos facilitan N_p ligaduras sobre la función de distribución, con lo que para poder avanzar la función de distribución tal y como la hemos definido, necesitamos otras N_p ligaduras. Estas las obtenemos tomando el 'segundo momento' de la ecuación (2.4.1), de forma que esta nos da entonces la ecuación de evolución de la densidad de energía cinética de nuestras poblaciones de electrones. Para ello debemos aplicar el operador:

$$\int_{p_i}^{p_{i+1}} 4\pi p^2 T(p) dp, \quad i=0, \dots, N_p-1 \quad (2.4.8)$$

a la ecuación (2.4.1) donde $T(p) = (\Gamma-1)m_e c^2 = \sqrt{m_e^2 c^4 + p^2 c^2} - m_e c^2$ es la energía cinética de las partículas con momento p , m_e es la masa en reposo del electrón y c es la velocidad de la luz en el vacío. Operando análogamente a como lo hicimos para obtener la ecuación (2.4.4), y trabajando en el límite ultra–relativista (en el que $p \gg m_e c$), obtendríamos:

$$\frac{d\beta_i}{dt} = \frac{4\pi}{\rho} [b(p)p^2 f(p)T(p)]_{p_i}^{p_{i+1}} - \frac{4\pi}{\rho} \int_{p_i}^{p_{i+1}} b(p)p f(p)T(p) dp + \frac{S_i}{\rho} \quad (2.4.9)$$

, donde ahora se ha definido $\beta_i = \epsilon_i / \rho$, y

$$\epsilon_i = \int_{p_i}^{p_{i+1}} 4\pi p^2 f(p) T(p) dp \approx 4\pi c f_i p_i^4 \frac{[(p_{i+1}/p_i)^{4-q_i} - 1]}{(4-q_i)} \quad (2.4.10)$$

es la densidad de energía cinética de las partículas con momentos comprendidos entre p_i y p_{i+1} . S_i , análogamente a Q_i , da cuenta del balance de partículas en el intervalo de energías i -ésimo por procesos no conservativos y está definido como sigue:

$$S_i = \int_{p_i}^{p_{i+1}} 4\pi p^2 j(p) T(p) dp \quad (2.4.11)$$

Dividiendo (2.4.5) entre (2.4.10) se obtiene:

$$\frac{\epsilon_i}{n_i c p_i} \approx \frac{[(p_{i+1}/p_i)^{4-q_i} - 1]}{(4-q_i)} \frac{(3-q_i)}{[(p_{i+1}/p_i)^{3-q_i} - 1]} \quad (2.4.12)$$

Los valores de n_i y ϵ_i , $i=0, \dots, N_p-1$ son avanzados en el tiempo a través de las expresiones de avance temporal (2.4.4) y (2.4.9) (ver por ejemplo Miniati 2001) por un método de balance de flujos Up-Wind (Godunov 1959). Dichos flujos se evalúan a través de los límites de cada uno de los intervalos en momento con lo que después de cada paso de tiempo se conoce el aumento o disminución netas de la densidad de partículas (n_i) y energía cinética (ϵ_i) en cada una de las celdas de momento (i). Esto nos permite conocer los N_p valores de las pendientes de las funciones de distribución (q_i) en el nuevo instante temporal haciendo uso de la ecuación (2.4.12), la cual se resuelve numéricamente por un método de Newton-Raphson. La función de distribución queda finalmente determinada en el nuevo instante temporal al calcular los N_p valores de las 'alturas' de las funciones de distribución dentro de cada intervalo de momentos (f_i) haciendo uso de las expresiones (2.4.5) ó (2.4.10). Continuando este proceso iterativamente para todos los pasos temporales de las trayectorias de todas las partículas lanzadas con el fluido térmico desde el punto de inyección del jet, se consigue calcular la evolución temporal de la función de distribución de la parte no térmica de la población de electrones de nuestro jet.

2.4.1.1 Limitación del paso temporal

Un parámetro importante a tener en cuenta a la hora de realizar los cálculos con el método explicado arriba es el paso temporal. Este debe ser limitado de manera que se cumpla una condición parecida a la de CFL (ver la sección 2.1), tal que asegure la estabilidad del sistema, y por tanto la convergencia de las soluciones. Dicha estabilidad se consigue cuando se cumple que las partículas evolucionan en momentos de forma que tras cada uno de los pasos temporales sólo sean capaces de pasar del intervalo en momento en que se encontraban a otro que sea contiguo.

La condición de estabilidad del sistema la impone la solución de la ecuación (2.4.7), que es la que gobierna la evolución en momentos de las partículas, en el caso en el que el intervalo de tiempo Δt_{max} sea tal que las partículas pasen de tener un momento p_i en el instante de tiempo t_k a tener un momento $p_{i\pm 1}$ en el siguiente instante t_{k+1} . Según esto estamos teniendo en cuenta que el intervalo de tiempo Δt_{max} es el máximo tal que las partículas solo son capaces de saltar de un intervalo de energía a su contiguo.

Si integramos la ecuación (2.4.7) entre p_i y $p_{i\pm 1}$, tenemos que,

$$\frac{p_{i\pm 1}}{p_i} = e^{\pm \left| \frac{1}{3} \left(\nabla \cdot \mathbf{v} + \frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{dt} \right) + b_i(p) \right| \Delta t_{max}} \quad (2.4.13)$$

, donde, por supuesto, se ha considerado que tanto la expansión del fluido como las pérdidas o ganancias de energía de la población de partículas cambian instantáneamente dentro del paso de tiempo. El signo + (-) corresponde a una evolución en la que hay ganancia (pérdida) de energía de las partículas. A partir de (2.4.13) se obtiene que el intervalo de tiempo máximo que las partículas pueden evolucionar de manera que se mantengan los criterios de estabilidad del sistema, es:

$$\Delta t_{max} = \pm \left| \frac{1}{3} \left(\nabla \cdot \mathbf{v} + \frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{dt} \right) + b_i(p) \right|^{-1} \ln \left(\frac{p_{i\pm 1}}{p_i} \right) \quad (2.4.14)$$

con lo que la condición a aplicar sobre cada intervalo de tiempo será:

$$\Delta t \leq \pm \left| \frac{1}{3} \left(\nabla \cdot \mathbf{v} + \frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{dt} \right) + b_l(p) \right|^{-1} \ln \left(\frac{p_{i\pm 1}}{p_i} \right) \quad (2.4.15)$$

Nuestra experiencia en las pruebas realizadas con diferentes intervalos de tiempo en nuestras simulaciones nos han demostrado que la difusión numérica se minimiza tanto más cuanto más parecidos sean el intervalo de tiempo de la evolución de las partículas (Δt) y Δt_{max} .

2.4.1.2 Evolución adiabática

A continuación presentamos el cálculo de la evolución temporal de una función de distribución en el caso particular en el que el fluido térmico se ve afectado únicamente por una *compresión pura* utilizando el esquema de cálculo presentado arriba. Este sencillo cálculo nos servirá para probar el comportamiento del método en discontinuidades fuertes de la función de distribución.

En el caso de una compresión pura del fluido térmico, la *expansión* es negativa ($\nabla \cdot \mathbf{v} + d \ln \Gamma / dt < 0$), ya que solo deseamos tener en cuenta los efectos de dicha compresión sobre la función de distribución de las partículas no térmicas, consideraremos que tanto el término de pérdidas y ganancias de energía por radiación e interacción entre partículas, como el término fuente son nulos ($b_l(p)=0$, $j(p)=0$). En este caso particular, la ecuación de convección–difusión tiene solución analítica. Dicha solución (obtenida en el apéndice A) consiste en un desplazamiento en energías de la función de distribución inicial hacia energías mayores. Este desplazamiento es dependiente del valor de la *expansión* ($\nabla \cdot \mathbf{v} + d \ln \Gamma / dt$) y del instante de tiempo t en que se evalúe la función de distribución a través de la ley $f(t,p) = f_0(p e^{(\nabla \cdot \mathbf{v} + d \ln \Gamma / dt)t/3})$, donde $f_0(p) = f(t=0,p)$ representa el valor de la función de distribución para un momento p en el instante $t=0$.

Además, para mayor simplicidad consideraremos una función de distribución dada por una ley de potencias pura (de pendiente constante dentro del dominio de energías de interés), dada por $f(p) = f_0(p/p_0)^{-q_0} \quad \forall p \in [p_0, p_{N_p}]$. Dado que en este caso no vamos a considerar los efectos de la influencia en la evolución de ondas de choque, nos bastará con considerar que la función de distribución en cada uno de los intervalos de momentos, está dada por un solo parámetro, $f(p) = f_i \quad \forall p \in [p_i, p_{i+1}]$, $i=0, \dots, N_p-1$. Notar que esta forma de discretizar la función de distribución no es más que una particularización de la explicada anteriormente al caso en el que las pendiente $q_i=0 \quad \forall i \in \{0, \dots, N_p-1\}$. En este caso los cálculos numéricos se simplifican, ya que solo se necesitan N_p ecuaciones para la reconstrucción de la función de

distribución después de cada paso de tiempo. Por ello, solo es necesario integrar el momento de orden 1 de la ecuación de convección–difusión (ecuación (2.4.4)) para obtener el avance temporal de la densidad del número de partículas dentro de cada intervalo de energías. Posteriormente, se reconstruye la función de distribución en el nuevo instante de tiempo de la evolución a través de la particularización de la expresión (2.4.4) al caso en que $q_i=0 \quad \forall i \in \{0, \dots, N_p-1\}$, de manera que la relación a utilizar ahora tiene la forma

$$n_i = \frac{4\pi}{3} f_i p_i^3 [(p_{i+1}/p_i)^3 - 1] \quad (2.4.16)$$

En este caso, el valor de cada f_i se obtiene analíticamente a partir de su correspondiente n_i , de manera que esta particularización es de gran utilidad para probar el buen comportamiento del esquema numérico que acabamos de explicar. El no tener que utilizar un método numérico para la reconstrucción de la función de distribución hace que las únicas desviaciones respecto del valor exacto de f_i dependan únicamente de la integración numérica de la ecuación (2.4.4).

Siguiendo la particularización anterior, hemos calculado la evolución espectral de una población de electrones no térmicos con momentos comprendidos entre $10^3 m_e c$ y $10^8 m_e c$ (ver la Figura 13). No obstante, nuestra función de distribución *de interés* (correspondiente a la ley de potencias que se muestra en la Figura 13) ha sido definida en el instante inicial $t=0$ dentro del intervalo $[p_0, p_{N_p}] = [3.2 \times 10^4 m_e c, 3.2 \times 10^6 m_e c]$. En este mismo intervalo (y en $t=0$) la función de distribución se ha definido como una ley de potencias pura de pendiente $q_0=5$. Fuera de este intervalo, la función de distribución tiene un valor inicial igual a 10^{15} (en unidades arbitrarias). Este valor es menor de cinco órdenes de magnitud que el menor de los valores de la función de distribución en forma de ley de potencias, con lo que se puede considerar nulo con respecto a ella. Por tanto, en el resto de la presente sección hablaremos de 'función de distribución' para referirnos a los valores de f comprendidos en el intervalo $[3.2 \times 10^4 m_e c, 3.2 \times 10^6 m_e c]$ en $t=0$ a y su correspondiente evolución.

El modelo de plasma que debe regir la evolución espectral de la función de distribución ha sido definido con una densidad que aumenta monótonamente (una compresión pura) según la ley $\rho(t) = e^{(\ln 2)t}$. La discretización del dominio en momentos se ha realizado de manera que éste conste de 200 intervalos equiespaciados logarítmicamente. La evolución total del modelo consta de 45 pasos temporales desde $t=0$ hasta $t=10$. Dichos pasos temporales (Δt) han sido ajustados de forma que los mismos sean siempre $\sim 90\%$ de Δt_{max} , lo que nos asegura una

difusión superflua (la que no es debida al propio método numérico) mínima. Con esto, tenemos asegurado que la difusión numérica que encontremos en nuestras pruebas va a ser debida principalmente a la introducida por el propio método de cálculo.

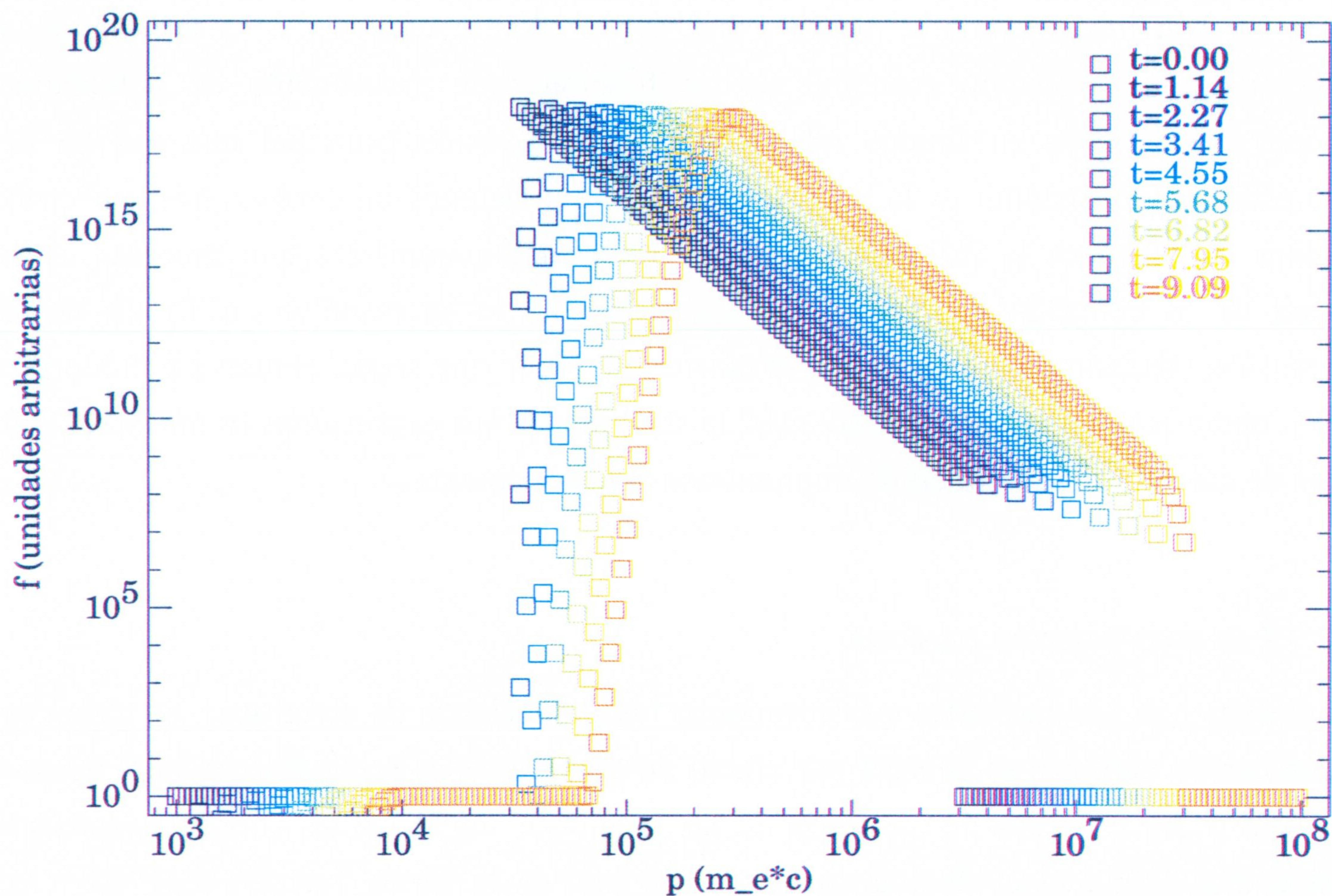


Fig. 13. Evolución temporal de una función de distribución de electrones no térmicos en forma de ley de potencias al verse influida por una compresión pura. La evolución está afectada de fuerte difusión numérica en las discontinuidades cuando se utilizan métodos de avance temporal basados en esquemas de balance de flujos Up-Wind como el utilizado en esta simulación. Notar que la abrupta disminución de la función de distribución a bajas energías se debe a las condiciones de contorno nulas impuestas sobre el primer intervalo de energías.

La Figura 13 muestra una evolución de la función de distribución inicial (en negro) por la que la misma se ve desplazada hacia energías mayores tal y como dicta la solución de la ecuación de difusión-convección (apéndice A). Paralelamente, se observa claramente como el método de cálculo es altamente sensible a difusión numérica en los bordes de la función de distribución (donde inicialmente existen discontinuidades en la misma), lo cual da lugar a suavizaciones en las discontinuidades. Se observa además que la difusión es dependiente del tiempo y aumenta con este, con lo cual, los cálculos más finos en cuanto a muestreos más rigurosos en el tiempo, dan lugar a difusiones mayores.

Este efecto de difusión numérica es común en los esquemas de cálculo en los que se el avance temporal se calcula a través de métodos de balance de flujos Up-Wind como el

utilizado en los cálculos mostrados en la Figura 13.

2.4.2 SPEV: nuevo código para la evolución espectral de electrones no térmicos

En esta sección presentamos el nuevo esquema de cálculo que hemos desarrollado para la simulación de la evolución espectral de las funciones de distribución de poblaciones de electrones no térmicos en fluidos relativistas. La motivación principal que nos ha llevado buscar este nuevo esquema es la de evitar en las simulaciones de evoluciones espectrales de electrones no térmicos la influencia de la fuerte difusión numérica que presenta el avance temporal de la ecuación de difusión–convección cuando se resuelve en forma de ley de conservación (sección anterior). Como se mostrará en lo que sigue, el nuevo método presenta difusión numérica mínima o nula. Además, la sencillez de sus expresiones lo muestran como un método de cálculo rápido y fácil de implementar numéricamente.

2.4.2.1 Las expresiones básicas

Si asumimos que las partículas que componen las poblaciones de electrones no térmicos solo son capaces de cambiar su energía por efecto de compresiones o expansiones del fluido en el que viajan o por procesos de radiación de las mismas e interacciones con otras partículas, la ecuación que define su evolución en momentos será de la forma (ver Webb 1985 y Miniati 2001):

$$\left(\frac{dp}{dt}\right)_{tot} = b(p,t) = -\left(\frac{1}{3}\left(\nabla \cdot \mathbf{v} + \frac{d \ln \Gamma}{dt}\right)p + b_l(p,t)\right) \quad (2.4.17)$$

, donde el término,

$$\left(\nabla \cdot \mathbf{v} + \frac{d \ln \Gamma}{dt}\right) \quad (2.4.18)$$

da cuenta de la expansión (compresión) adiabática del fluido relativista con el que viajan las partículas no térmicas y $b_l(p,t)$ es el término que da cuenta de efectos de pérdidas de energía debidas a radiación de las partículas e interacciones con otras partículas (radiación sincrotrón, radiación por efecto inverso Compton, colisiones Coulombianas, efecto Bremstrahlung,...).

La dependencia con el tiempo (t) de $b_l(p,t)$ estará completamente determinada por las

propiedades hidrodinámicas del fluido térmico y del campo magnético \mathbf{B} , las cuales son conocidas a través de los modelos hidrodinámicos y de campo magnético. Dichos modelos son los puntos de partida sobre los que evolucionar en energías nuestras poblaciones de partículas no térmicas, por lo que los supondremos fijados de antemano.

Las anteriores expresiones están evaluadas en el sistema de referencia comóvil con el fluido. En nuestro caso estamos teniendo en cuenta que las poblaciones de partículas no térmicas siguen la misma dinámica que el plasma térmico. Por ello, el sistema de referencia comóvil con el fluido térmico se corresponde con el sistema de referencia comóvil con las partículas ultra-relativistas. Esto da lugar a una gran simplificación de las expresiones y los cálculos.

Como se introdujo en la sección 2.2, los efectos que las pérdidas energéticas por radiación sincrotrón tienen sobre las poblaciones de electrones responsables de la emisión de los jets relativistas en radio son mínimos. Sin embargo esto no es así a mayores energías, en las que la emisión sincrotrón puede ser responsable de cambios dramáticos de los espectros. Aunque el efecto Compton inverso también puede ser relevante a altas energías, en adelante solo consideraremos en $b_l(p,t)$ los efectos de pérdidas energéticas debidas a radiación sincrotrón. Esto nos permitirá conocer mejor las consecuencias que tienen las pérdidas energéticas debidas a este mecanismo independientemente del resto de los procesos que puedan ser relevantes. El creciente número de observaciones en las que la emisión a altas energías (hasta rayos X) se ajusta con modelos de radiación sincrotrón justifica además el interés del estudio de la evolución espectral de las poblaciones de electrones no térmicos incluso cuando dicha evolución solo se vea influenciada por pérdidas energéticas debidas a radiación sincrotrón. En este caso, $b_l(p,t)$ tiene la forma (ver sección 1.4.4 y Rybicki y Lightman 1978):

$$b_l(p,t) = b_{sinc}(p,t) = \frac{4}{3} \frac{\sigma_T p^2}{m_e^2 c^2} (U_B) \quad (2.4.19)$$

donde σ_T es la sección eficaz de Thomson, m_e la masa en reposo del electrón, c la velocidad de la luz en el vacío y $U_B = B^2 / (8\pi)$ la densidad de energía del campo magnético.

El cambio de las energías de las partículas viene dado por la solución de la ecuación diferencial (2.4.17). Una partícula que se vea influida por alguno de los efectos tenidos en cuenta en el término de la derecha de dicha ecuación, pasará de tener un momento p_{init} en el instante t_{init} a un momento p_{end} en un instante de tiempo posterior t_{end} . (2.4.17) es una ecuación diferencial ordinaria de Bernoulli para la que se puede demostrar que existe solución

y que esta es única. Por tanto, dadas dos condiciones iniciales diferentes nunca tendremos dos soluciones iguales. Esto implica que después de un lapso de tiempo $t_{end} - t_{init}$, solo podrán llegar a un estado con momento p_{end} aquellas partículas con momento p_{init} en $t = t_{init}$. Así, en un diagrama como el de la Figura 14 en el que se representa la evolución en momentos de una población de partículas frente al tiempo, las trayectorias de las mismas nunca se cortarán, lo cual significa que la ecuación (2.4.17) no puede dar cuenta de pérdida-ganancia de partículas, sino solamente de cambios de energía de las mismas. Además, hemos supuesto que las partículas no-térmicas siguen la misma evolución hidrodinámica que el fluido térmico, en el que hay conservación de la masa. Esto nos permitirá obtener las expresiones de evolución de la función de distribución de la población no térmica de electrones.

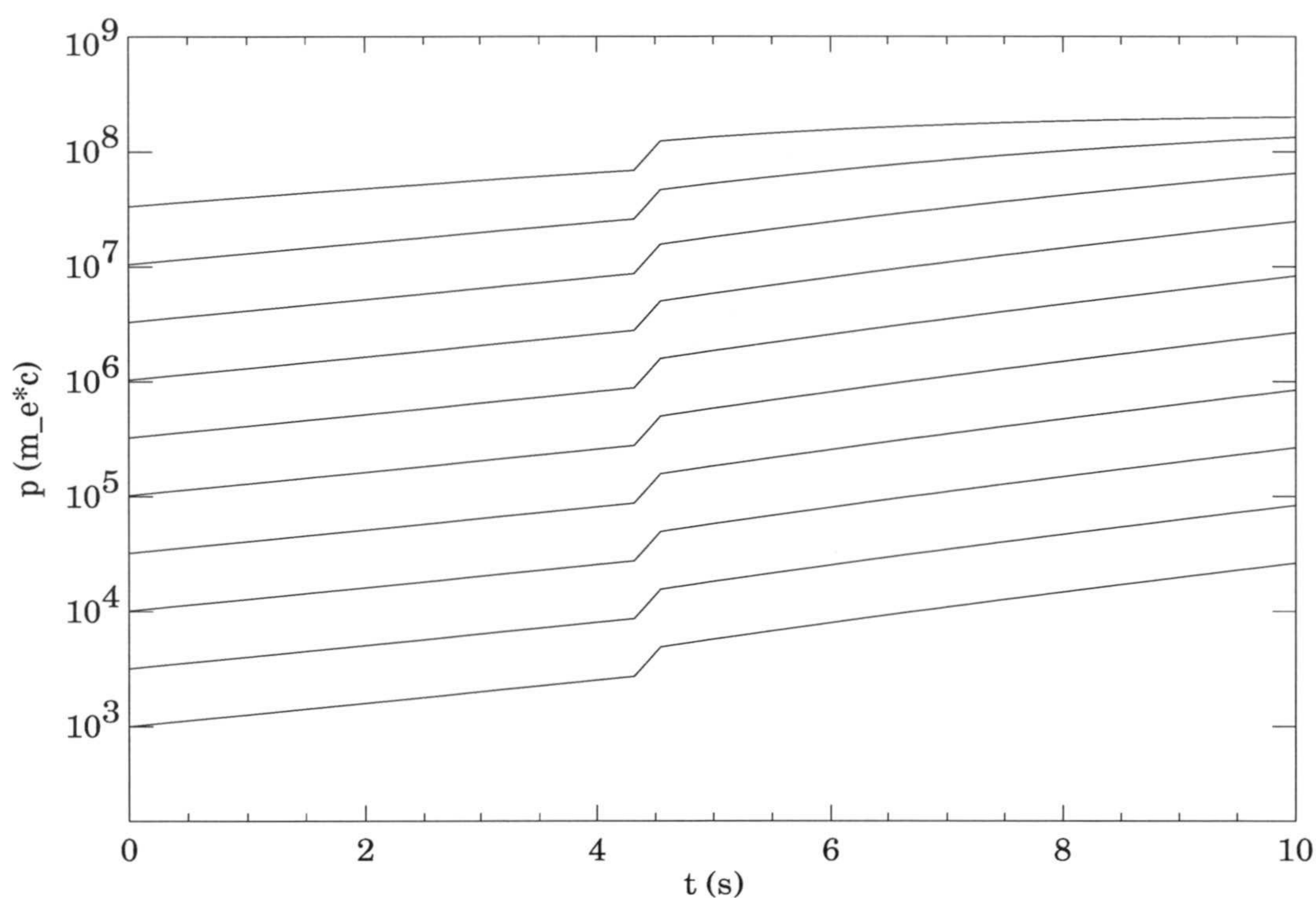


Fig. 14. Evolución arbitraria de los momentos de una población de partículas no térmicas.

La función de distribución en un determinado instante de tiempo define el número de partículas contenidas en la unidad de volumen del espacio de las fases, de forma que,

$$f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) = \frac{dN}{d^3 \mathbf{x} d^3 \mathbf{p}} \quad (2.4.20)$$

donde f es la función de distribución, N el número de partículas, $d^3 \mathbf{x}$ y $d^3 \mathbf{p}$ los elementos de volumen en el espacio físico y en el espacio de momentos, respectivamente, y t el instante temporal en que se evalúa f .

Consideraremos en adelante solo la parte isótropa de la función de distribución de las partículas en el sistema de referencia co-móvil con ellas mismas (en el que estamos trabajando).

Un conjunto finito de partículas en el instante t_0 estará definido por la función de distribución,

$$f(p_0, t_0) = \frac{N}{V_p(p_0, t_0) V_x(t_0)} \quad (2.4.21)$$

, donde V_x es un volumen finito en el espacio físico, y se ha definido el volumen en el espacio de momentos como $V_p = 4\pi p^2 \Delta p$. Por tanto, Δp es la anchura de un intervalo en el espacio de momentos. Nuestro conjunto de partículas evolucionará en el tiempo de manera que en el instante t su función de distribución vendrá dada por:

$$f(p, t) = \frac{N}{V_p(p, t) V_x(t)} \quad (2.4.22)$$

Dado que en nuestro sistema se conserva la masa, el número de partículas considerado (N) no cambia con el tiempo, con lo que de (2.4.21) y (2.4.22) obtenemos la expresión de evolución de la función de distribución, la cual viene dada por el cambio del volumen en el espacio físico y de momentos:

$$f(p, t) = f(p_0, t_0) \frac{V_p(p_0, t_0) V_x(t_0)}{V_p(p, t) V_x(t)} \quad (2.4.23)$$

El cambio con respecto al tiempo del elemento de volumen en el espacio de momentos (V_p) está dado por:

$$\frac{dV_p}{dt} = \frac{d}{dt}(4\pi p^2 \Delta p) = 4\pi 2p \Delta p \frac{dp}{dt} + 4\pi p^2 \frac{d\Delta p}{dt} \quad (2.4.24)$$

Si consideramos que la parte de nuestra función de distribución dentro de V_p se encuentra comprendida en el intervalo de módulos de momentos entre $[p_1, p_2]$ de anchura $\Delta p = p_2 - p_1$ y que tenemos determinada la expresión que nos da el cambio con respecto al tiempo del momento de las partículas (es decir, la forma de $b(p, t)$), tenemos pues que:

$$\frac{d\Delta p}{dt} = \frac{dp_2}{dt} - \frac{dp_1}{dt} = b(p_2, t) - b(p_1, t) \quad (2.4.25)$$

Imponiendo ahora que $p_1 - p_2 \ll 1$ y desarrollando (2.4.25) en serie de potencias en torno a p_1 , se obtiene,

$$\frac{d\Delta p}{dt} \approx \frac{db}{dp} \Delta p \quad (2.4.26)$$

, donde nos hemos quedado con el primer término de dicho desarrollo. Sustituyendo (2.4.26) en (2.4.24) nos queda que,

$$\frac{dV_p}{dt} = V_p 2 \frac{b}{p} + V_p \frac{db}{dp} \quad (2.4.27)$$

con lo que finalmente, la expresión que nos dará el cambio del elemento de volumen en el espacio de momentos será:

$$\frac{d \ln V_p}{dt} = 2 \frac{b}{p} + \frac{db}{dp} \quad (2.4.28)$$

Dado que estamos considerando que la población supra-térmica de electrones evoluciona 'congelada' con el fluido térmico, la evolución del elemento de volumen en el espacio físico viene gobernada por la evolución de la densidad del plasma térmico ρ , y por tanto, también por la ecuación de continuidad para fluidos relativistas, ya que estamos considerando que en nuestro sistema se conserva la materia. Según esto, V_x dependerá de ρ en la forma,

$$\frac{d \ln V_x}{dt} = -\frac{d \ln \rho}{dt} = \nabla \cdot \mathbf{v} + \frac{d \ln \Gamma}{dt} \quad (2.4.30)$$

La solución general de (2.4.30) es,

$$V_x(t) = V_x(t_0) \frac{\rho(t_0)}{\rho(t)} \quad (2.4.31)$$

En resumen, para avanzar en el tiempo nuestra función de distribución de partículas supra-térmicas es necesario conocer, por un lado la evolución en momentos de las partículas mediante la integración de la ecuación diferencial (2.4.17), y por otro lado la evolución relativa de los volúmenes en el espacio físico y de momentos dada por las ecuaciones (2.4.28) y (2.4.31).

Nótese, que en el esquema de cálculo que acabamos de presentar, la evolución espectral de la función de distribución de electrones no térmicos está completamente determinada la densidad del plasma térmico (que es conocida a partir del modelo de fluido que es necesario fijar para calcular la evolución espectral) y por el modelo de campo magnético en el fluido (que también debe estar fijado previamente). Así, conocida la función de distribución en el instante inicial, podremos determinar la misma en cualquier otro instante posterior sin más que utilizar la relación (2.4.23). Esto da cuenta de la independencia del resultado del cálculo tanto con el instante de tiempo como con el paso temporal de la evolución, al contrario que ocurría con el método de cálculo presentado en la sección 2.4.1.

Una propiedad importante de las funciones de distribución es que éstas son invariantes frente a transformaciones de Lorentz (e.g., Webb 1985). Esto hace que la transformación del sistema de referencia comóvil con las partículas (en el que hemos planteado nuestras expresiones) al sistema de referencia del observador sea directa. Por tanto, resolveremos nuestras ecuaciones en el sistema de referencia del fluido, lo cual nos permitirá evaluar la función de distribución con la menor dificultad posible. Esta función de distribución será la misma que la evaluada en el sistema de referencia del observador, la cual podrá ser utilizada directamente para el cálculo de la emisión.

Para probar el comportamiento del esquema que acabamos de presentar, presentamos en las siguientes subsecciones ejemplos de evoluciones espectrales de electrones supra-térmicos utilizando modelos analíticos sencillos tanto de funciones de distribución iniciales como de fluido térmico y campo magnético.

2.4.2.2 Evolución adiabática

En el caso de una evolución adiabática, en el que la función de distribución de electrones no térmicos sólo está influida por el cambio de la densidad del plasma térmico, es decir, es fácil obtener la expresión del cambio del elemento de volumen en el espacio de momentos. Este está dado por:

$$V_p(p,t) = V_p(p_0,t_0) \frac{\rho(t)}{\rho(t_0)} \quad (2.4.32)$$

Por tanto, V_p sólo depende de la densidad del plasma y de manera inversa a como lo hace V_x , ambas dependencias se contrarrestan en (2.4.23) y esto hace que la forma de la función de distribución permanezca invariable a lo largo de la evolución.

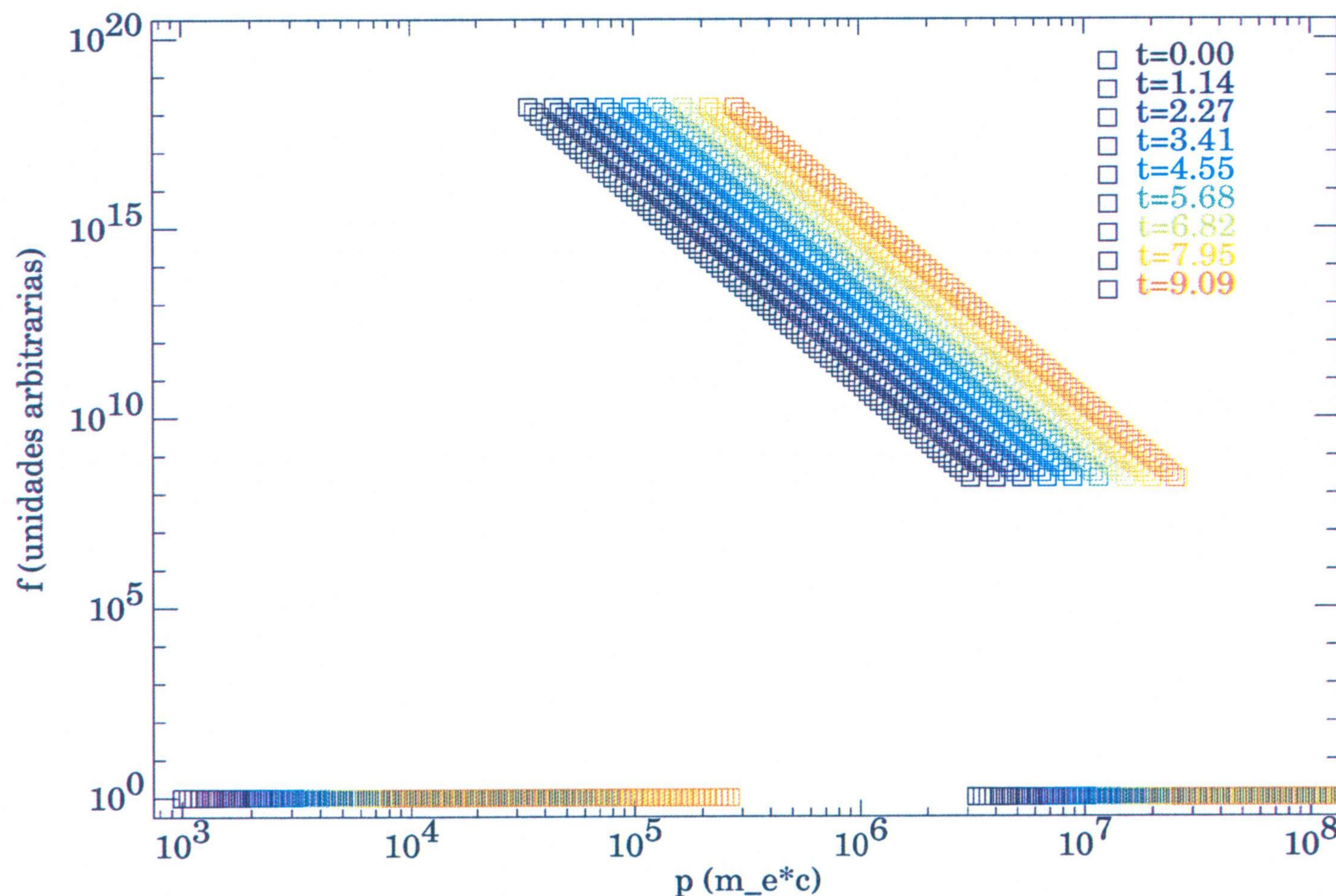


Fig. 15. Evolución temporal de una función de distribución de electrones no térmicos en forma de ley de potencias al verse influida por una compresión pura. Los parámetros iniciales y de la evolución y el modelo del fluido son exactamente los mismos que los del modelo de la Figura 13.

Sin embargo, la función de distribución todavía depende del cambio en momentos de sus partículas a través de (2.4.17), que en el caso en que $b_l(p,t)=0$ se puede resolver analíticamente. Su solución aplicada a (2.4.23) se reduce, como debe ocurrir, a la solución analítica para la evolución temporal de la función de distribución cuando el fluido es adiabático (apéndice A). Por tanto, el cálculo de dicha evolución a través del este esquema, debe lugar a la evolución analítica correcta.

Motivados por la comparación del comportamiento del nuevo esquema de cálculo frente a difusión numérica con el presentado en la sección 2.4.1, hemos realizado una simulación de evolución espectral sobre la misma función de distribución inicial definida en la sección 2.4.1.2 y con los mismos parámetros, discretizaciones y modelos de fluido térmico utilizados allí.

La evolución obtenida numéricamente (ver la Figura 15) con el código resultante de la implementación de nuestro esquema de cálculo (SPEV), no solo muestra estar libre de toda difusión numérica, sino que además coincide con el resultado analítico esperado.

Esta gran diferencia entre las Figuras 13 y 15 dan cuenta de las grandes diferencias en cuanto a exactitud entre el método de cálculo de la sección 2.4.1 y el que presentamos aquí. Este último, no solo no presenta difusión numérica en evoluciones adiabáticas, sino que es este caso, converge a la solución exacta.

2.4.2.3 Pérdidas por radiación sincrotrón

En esta sección mostramos como se comporta SPEV cuando la función de distribución de electrones no térmicos se ven influidos además por el efecto de pérdidas energéticas debidas a radiación sincrotrón. En este caso, $b_l(p,t)$ ya no es cero, y debe ser tenido en cuenta a la hora de calcular tanto la evolución en momentos de las partículas no térmicas, como para calcular la evolución del volumen en el espacio de momentos V_p que ya no vendrá dada por (2.4.32), sino por (2.4.28), ecuación que ahora se integra numéricamente por un método de Runge–Kutta de orden 4 al igual que (2.4.17).

Para la simulación de la evolución presentada en la Figura 16 hemos utilizado el mismo modelo de fluido, y los mismos parámetros de discretización que los utilizados en los anteriores tests, excepto que ahora se ha definido la ley de potencias, que define la función de distribución, en todo el dominio de energías que cubre nuestra simulación. Esto se ha hecho así para observar más fácilmente las pérdidas sincrotrón que son solo importantes para las poblaciones de electrones de más altas energías. En este caso, hemos tenido que aplicar además un modelo de campo magnético en el fluido para poder dar cuenta de las pérdidas sincrotrón de

las partículas. Para simplificar el análisis de los resultados, hemos escogido un modelo de intensidad del campo magnético constante con el tiempo y de valor arbitrario, pero suficiente para producir pérdidas energéticas notables.

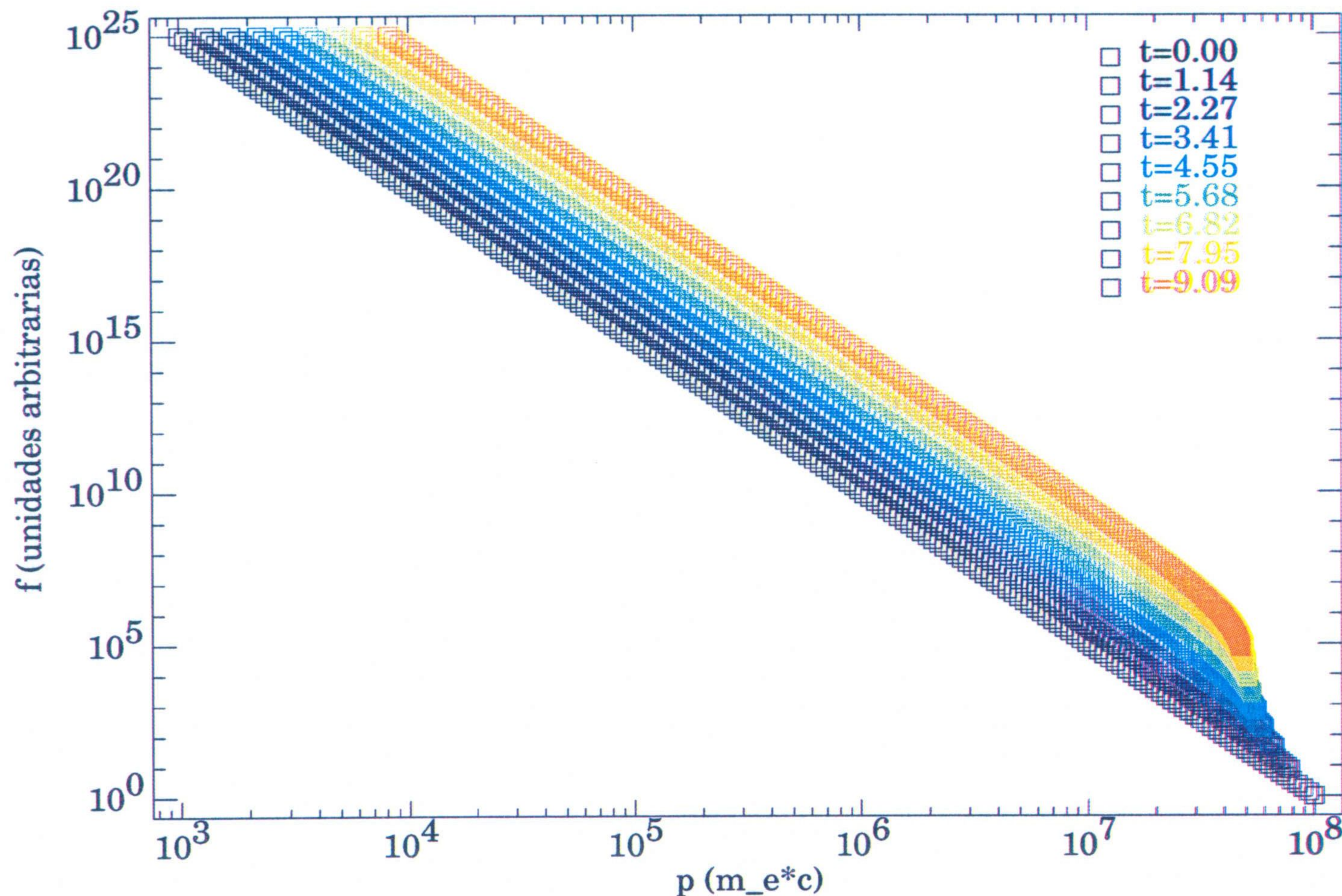


Fig. 16. Evolución temporal de una función de distribución de electrones no térmicos en forma de ley de potencias al verse influida por los efectos de una compresión y pérdidas radiativas por emisión sincrotrón. En este caso se ha definido la ley de potencias en todo el dominio de energías para observar más fácilmente las pérdidas sincrotrón. Por lo demás, parámetros iniciales y de la evolución y el modelo del fluido son exactamente los mismos que los de la Figura 15.

En los resultados de esta simulación (ver Figura 16) se observa que los valores de la función de distribución de más baja energía no se ven afectados por las pérdidas energéticas debidas a radiación sincrotrón y la evolución en esta zona se produce de manera adiabática (desplazamiento hacia mayores energías, ya que el plasma térmico es comprimido en nuestro modelo de fluido). Nótese además, que en esta zona tampoco se produce difusión numérica, lo que da cuenta de que SPEV es capaz de reproducir evoluciones espectrales con difusión nula, no solo en el caso adiabático, sino también cuando la función de distribución sufre los efectos de pérdidas de energía por radiación.

La cola de más alta energía sí que se ve fuertemente afectada por las pérdidas energéticas (recordar que según (2.4.19), la pérdida de momento con respecto al tiempo evoluciona como

p^2). Esto hace que los electrones que más energía tienen sean los que más energía pierdan, y tras cada paso de tiempo pasen a un estado de menor energía. Esto produce el despoblamiento de la función de distribución a mayores energías (Figura 16). Estas partículas que pierden gran parte de su energía, pasan a tener menores energías, y dependiendo de la pendiente logarítmica de la función de distribución inicial, que recordemos, está definida como una ley de potencias de exponente (o pendiente logarítmica) q , producen una curvatura en la función de distribución evolucionada (cuando es representada en escala logarítmica).

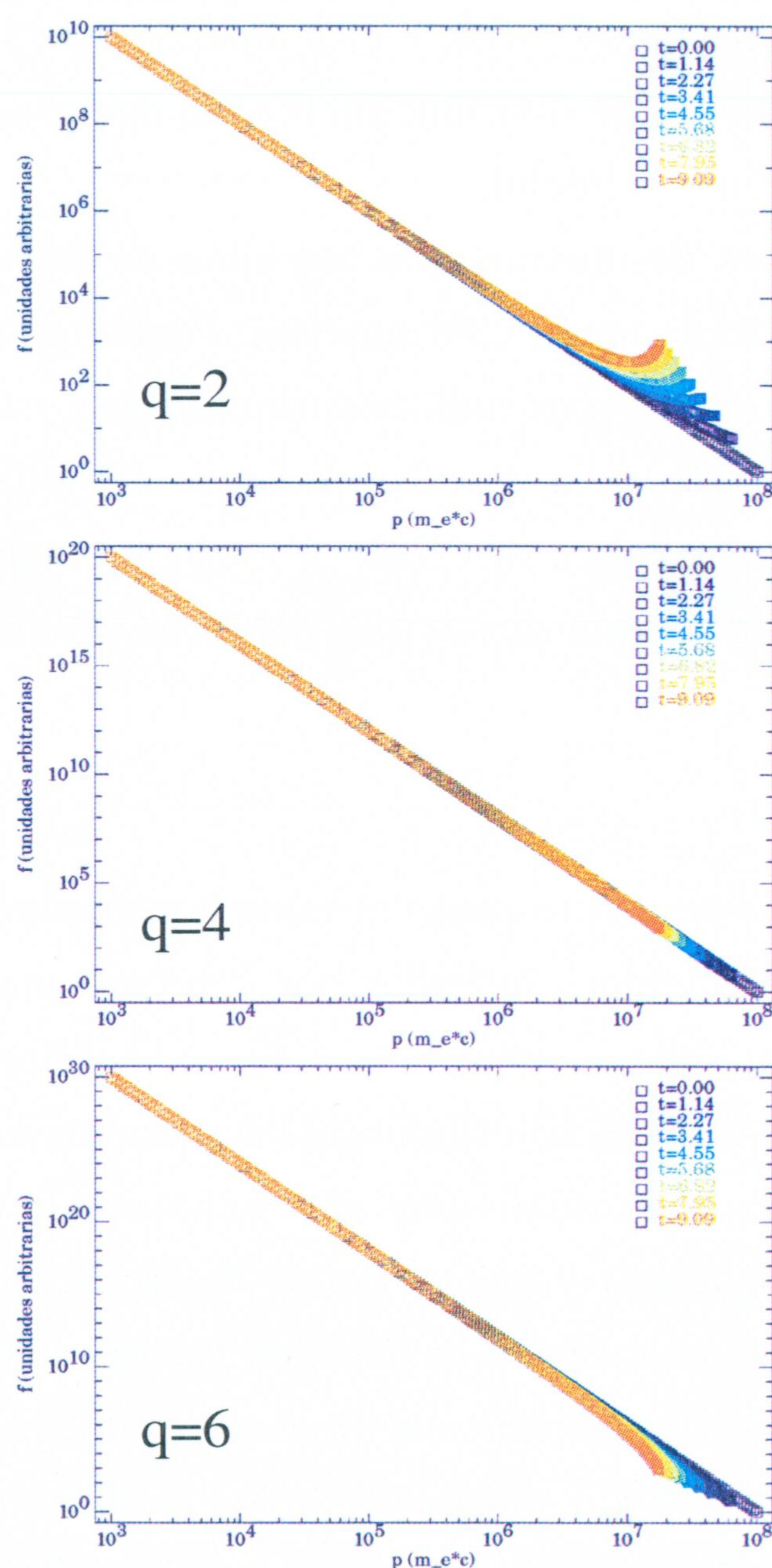


Fig. 17. Evolución temporal de distintas funciones de distribución en forma de ley de potencias con distintas pendientes logarítmicas, indicadas en cada una de las subgráficas. El modelo de fluido utilizado es estacionario. Por tanto, la función de distribución solo se ve afectada por pérdidas de energía debidas a radiación sincrotrón. Nótese las diferentes escalas de cada una de las subgráficas.

En la Figura 17, se muestran los tres casos diferentes que pueden darse en cuanto a la

curvatura de la función de distribución. Para calcular las evoluciones de dicha Figura en el caso en que sea más fácilmente observable dicha curvatura, hemos impuesto un modelo de fluido estacionario (en el que la expansión ($\nabla \cdot \mathbf{v} + d \ln \Gamma / dt$) es nula). El modelo de campo magnético impuesto es el mismo que el que se aplicó para obtener la evolución de la Figura 16. Cuando la expansión es nula, la función de distribución solo se ve afectada por pérdidas de energía debidas a radiación sincrotrón, y es la propia pendiente logarítmica de la función de distribución inicial la que determina el resultado. La Figura 17 ilustra que cuando para la función de distribución inicial $q=4$, dicha pendiente prácticamente no cambia a lo largo del tiempo coincidiendo con el resultado teórico (ver Pacholczyk 1970). Si $q < 4$ ($q > 4$), se produce la curvatura de la función de distribución a altas energías por encima (debajo) de los valores de la función de distribución inicial.

El fenómeno que acabamos de ilustrar, que nos sirve de test de buen comportamiento de nuestro código, es bien conocido analíticamente (ver Pacholczyk 1970). Se debe a que los electrones que van perdiendo energía por radiación sincrotrón y pasando a poblar la parte de la función de distribución de energías menores. Dependiendo de la densidad relativa de partículas en unas zonas y otras (lo cual depende a su vez de q) las zonas en las que entran los electrones que han cedido gran parte de su energía se ven más pobladas o menos que al inicio.

2.4.2.4 Choques

En las anteriores subsecciones hemos testeado el buen comportamiento de SPEV tanto en los casos adiabáticos como en evoluciones influidas por compresiones y pérdidas energéticas por radiación sincrotrón. Nótese que aunque en esta subsección utilizaremos un modelo fenomenológico y sencillo de choque. El estudio de los procesos involucrados en la física de la aceleración de partículas en choques relativistas aún sigue siendo un campo poco conocido (al menos con respecto al caso clásico) y en constante desarrollo (Kirk y Dufy 1999). Nuestra intención en esta sección no es ahondar en la física de aceleración en choques relativistas sino más bien el diseño de un método de cálculo sencillo a través del que implementar los constantes avances que se producen en el campo. La aplicación de los modelos provenientes del mismo para simularlos partiendo de modelos hidrodinámicos y posteriormente calcular su emisión correspondiente, nos permitirá comparar con las observaciones de jets relativistas y así poder ayudar al refinamiento del desarrollo teórico de la física de aceleración en choques relativistas.

A continuación veremos la forma en que tenemos implementada la influencia de los choques sobre las funciones de distribución de electrones no térmicos.

Dadas las grandes diferencias en cuanto a escalas de tiempo características en evolución de las poblaciones no térmicas de partículas cuando sobre ellas influye una hidrodinámica 'suave' o un choque relativista, cuya razón es típicamente de varios órdenes de magnitud (ver por ejemplo Gallant 2001), consideraremos en adelante que los efectos de dichos choques son instantáneos, es decir, que su tiempo típico de acción sobre las poblaciones de partículas consideradas es mucho menor que el paso de tiempo de evolución.

Consideraremos, al igual que Miniati (2001), que el paso de las partículas prueba a través de un choque tiene dos efectos diferentes que producen la energización de la población de electrones. Por un lado, se produce una aceleración de partículas que provienen de la cola de alta energía de la distribución de partículas Maxwelliana del fluido térmico. El segundo efecto consiste en la re-aceleración de la población de partículas no térmicas al verse influida esta por una compresión a su paso a través del choque. Una vez que los efectos de la aceleración de partículas térmicas y la re-aceleración de las partículas no térmicas han sido añadidos a la función de distribución, ésta evoluciona de la misma manera que lo hacía antes a través de flujos suaves (en ausencia de nuevos choques). En los siguientes sub-apartados estudiamos por separado los dos diferentes efectos a tener en cuenta para la energización de las partículas en su paso a través de choques.

Reaceleración de partículas no térmicas

El efecto del paso de la población no térmica de electrones relativistas por un frente de choque es el de la energización (re-aceleración) de dicha población.

Desde el punto de vista hidrodinámico, un choque se puede describir como un cambio (que consideraremos) instantáneo de la densidad del plasma. Ésta discontinuidad puede representarse de la forma $\nabla \cdot \mathbf{v} + d \ln \Gamma / dt = A \delta(t - t_s)$, donde A da cuenta de la magnitud de la compresión, t_s es el instante de tiempo en el que se produce el paso por el choque y δ es la función delta de Dirac. La población de partículas supra-térmicas, debe también sentir dicha discontinuidad, por tanto, en el paso de tiempo en el que hayamos detectado que las partículas van a pasar por un frente de choque, debemos aplicar las expresiones de evolución de p , V_p y V_x correspondientes a la influencia del salto discontinuo de la compresión. Notar que puede ocurrir que el valor de A no sea suficientemente grande como para que el resto de procesos que afectan a nuestra población de partículas supra-térmicas sea despreciable. En tal caso, se deberán incluir en la evolución a lo largo del paso de tiempo en el que se encuentra el choque el resto de procesos relevantes. Veamos a continuación las expresiones de evolución de las

partículas supra-térmicas en un paso de tiempo en el que las mismas atraviesan un choque. Consideraremos en lo que sigue que el choque es suficientemente intenso (A es suficientemente grande) como para que el resto de procesos de cambios de energía de las partículas sea despreciable frente a los efectos del choque sobre la población supra-térmica de partículas relativistas. En este caso, tenemos que a partir de (2.4.30), $d \ln V_x = A \delta(t - t_s) dt$. Integrando entre los instantes de tiempo $t_s - \alpha$ y $t_s + \alpha$ donde α es un lapso de tiempo infinitesimal alrededor del instante t_s en el que la partícula pasa por el choque, tendremos:

$$\int_{t_s - \alpha}^{t_s + \alpha} d \ln V_x = \ln \frac{V_x(t_s + \alpha)}{V_x(t_s - \alpha)} = \int_{t_s - \alpha}^{t_s + \alpha} A \delta(t - t_s) dt = A \quad (2.4.33)$$

Según (2.4.31), la evolución del volumen en el espacio físico viene determinada por la evolución en densidad del fluido térmico, de forma que:

$$\ln \frac{V_x(t_s + \alpha)}{V_x(t_s - \alpha)} = - \ln \frac{\rho(t_s + \alpha)}{\rho(t_s - \alpha)} = - \ln R = A \quad (2.4.34)$$

siendo $R = \rho(t_s + \alpha) / \rho(t_s - \alpha)$ el coeficiente de compresión del choque evaluado por el cociente de densidades del fluido entre el estado anterior y posterior al choque.

De (2.4.34) se deduce que es el coeficiente de compresión a través del choque el que determina la evolución de la población no térmica de electrones a su paso por el mismo, de forma que,

$$\nabla \cdot \mathbf{v} + \partial \ln \Gamma / \partial t = - \ln R \delta(t - t_s) \quad (2.4.35)$$

Según (2.4.34) el elemento de volumen en el espacio físico evolucionaría de la forma

$$V_x(t_s + \alpha) = V_x(t_s - \alpha) / R \quad (2.4.36)$$

Recordemos que para determinar la evolución de la función de distribución debemos también obtener las expresiones de evolución de los momentos de las partículas y el volumen

de las mismas en el espacio de momentos. Utilizando (2.4.35) en (2.4.17) y (2.4.28) del apartado anterior, respectivamente, se llega a las expresiones de evolución a través de choques de los momentos de las partículas y los elementos de volumen en el espacio de momentos. Estas son

$$V_p(t_s + \alpha) = V_p(t_s - \alpha) R \quad (2.4.37)$$

$$p(t_s + \alpha) = p(t_s - \alpha) R^{1/3} \quad (2.4.38)$$

Aplicando las expresiones (2.4.36), (2.4.37) y (2.4.38), el paso a través de choques de nuestra función de distribución, hará que la función de distribución de partículas no térmicas cambie de la forma

$$f_{reacc}(p(t_s + \alpha), t_s + \alpha) = f(p(t_s - \alpha), t_s - \alpha) \quad (2.4.39)$$

donde $p(t_s + \alpha)$ está dado por (2.4.38) y es mayor que $p(t_s - \alpha)$ para $R > 1$.

Aceleración de partículas térmicas

Cuando el fluido térmico pasa a través de un choque, se produce además una energetización del mismo, tal que las partículas de mayor energía (que se encuentran en la cola Maxwelliana de la función de distribución del fluido térmico) son capaces de saltar a la distribución de partículas supra-térmicas y permanecer de manera estable en dicha población. El efecto de dicho proceso en nuestro esquema de cálculo es el de la inyección (adición) de una nueva función de distribución $f_{acc}(p)$ a la función de distribución que ya existía antes del choque de manera que a la función de distribución original después del paso por el choque se le suma una nueva función de distribución:

$$\begin{aligned} f_{acc}(p(t_s + \alpha), t_s + \alpha) &= 0 \quad \forall p \in [p_0, p_{inj}] \\ f_{acc}(p(t_s + \alpha), t_s + \alpha) &= f_{inj} \left(\frac{p(t_s + \alpha)}{p_{inj}} \right)^{-q_s} \quad \forall p \in [p_{inj}, p_{N_p}] \end{aligned} \quad (2.4.40)$$

donde p_{inj} está determinada por la temperatura del fluido en el estado posterior al choque, y la pendiente de esta nueva función de distribución está dada por $q_s = 3R/(R-1)$ (Kirk 1994).

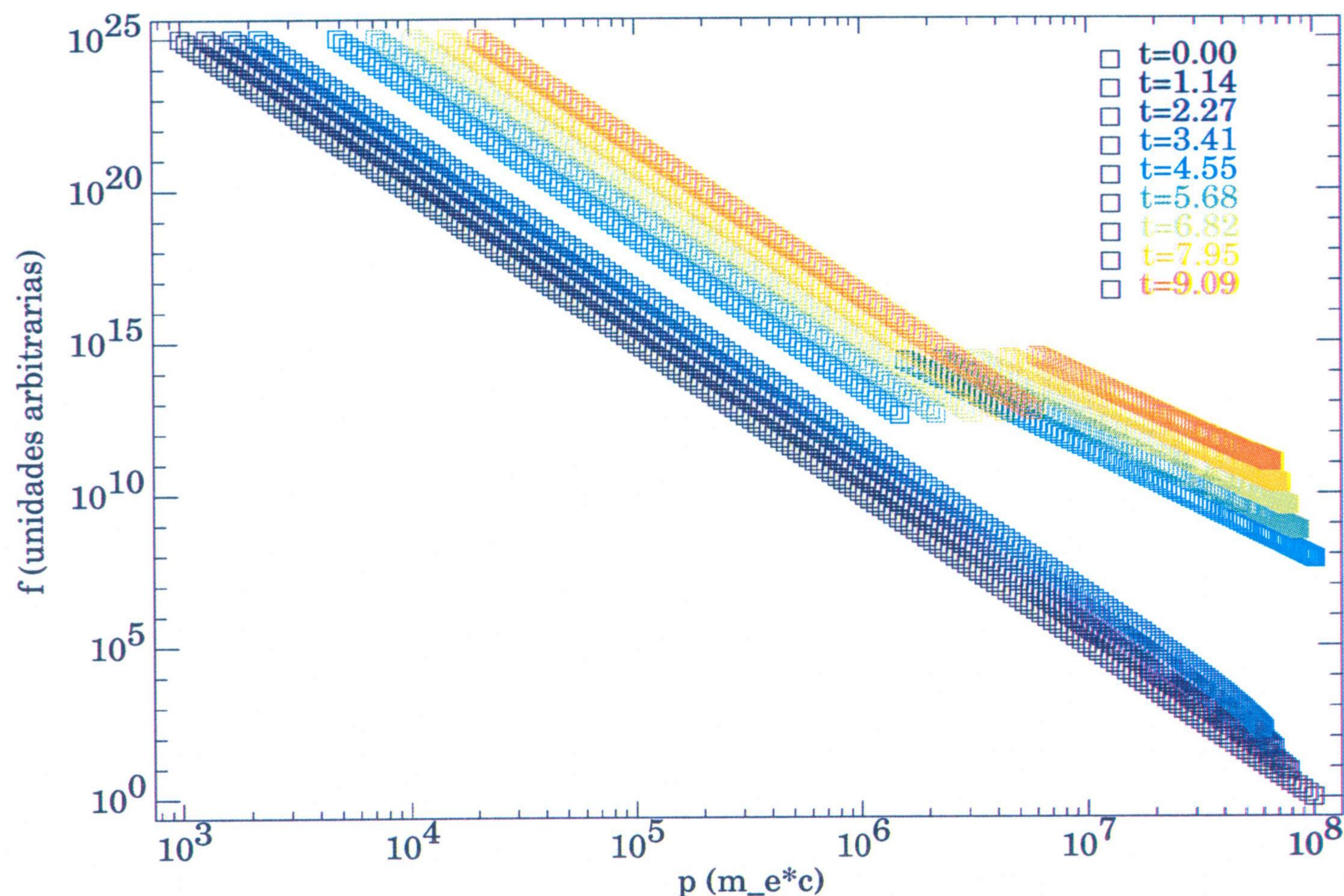


Fig. 18. Evolución temporal de una función de distribución de electrones no térmicos en forma de ley de potencias al verse influida por una compresión, los efectos de pérdidas radiativas sincrotrón y el paso por un frente de choque. Los parámetros iniciales y el modelo del fluido (excepto la evolución temporal de la densidad) son los mismos que los de la simulación presentada en la Figura 16.

La expresión completa de la evolución de nuestra función de distribución en un paso de tiempo en el que se atraviesa un choque vendría pues determinada por la suma de los efectos de re-aceleración de partículas supra-térmicas (dados por (2.4.39)) y aceleración de partículas térmicas (dados por (2.4.40)), de forma que

$$f(p(t+\Delta t), t+\Delta t) = f_{acc}(p(t_s+\alpha), t_s+\alpha) + f_{reacc}(p(t_s+\alpha), t_s+\alpha) \quad (2.4.41)$$

donde $p(t+\Delta t) = p(t_s+\alpha)$ que está determinado por (2.4.38) y Δt es el valor del paso de tiempo tal que el paso a través del frente de choque se produce en el intervalo temporal $[t, t+\Delta t]$.

En la Figura 18 se presentan los resultados del cálculo a través de SPEV de la evolución de la misma función de distribución inicial, parámetros de la evolución y modelo de campo magnético que los de la evolución presentada en la Figura 16. Para probar el comportamiento de SPEV cuando se simula el paso del fluido a través de un choque compresivo, además se ha incluido un coeficiente de compresión del fluido de $R=5$ en $t=4.44$. El paso por este choque produce un 'salto', de magnitud $R^{1/3}$ según indica (2.4.38), de la función de distribución hacia energías mayores en el paso de tiempo dentro del cual se atraviesa el frente de choque. Esta energetización de toda la función de distribución es debida a la re-aceleración de toda la población supra-térmica de electrones. Se observa además que, correspondiendo a la adición de una nueva función de distribución dada por (2.4.40) debida a la aceleración de la población térmica de electrones, a la vez que se produce el 'salto' antes mencionado, la función de distribución cambia tanto en magnitud como en cuanto a su pendiente local, a partir de una energía determinada dada por p_{ini} .

2.4.2.5 Estructura global de SPEV

En los cálculos presentados hasta ahora se han utilizado modelos analíticos sencillos de fluido. Veamos cual sería el procedimiento a seguir en el caso de que el modelo de fluido relativista estuviera dado por el resultado de una simulación hidrodinámica de jet dependiente del tiempo.

Nótese que el esquema de evolución presentado en la sección anterior es implícitamente Lagrangiano. Esto implica que se parte de la base de que las partículas no térmicas viajan a lo largo del fluido siguiendo trayectorias sobre las cuales están evaluadas las variables magneto-hidrodinámicas del plasma. Es sobre estas trayectorias sobre las que se evalúa la evolución de la función de distribución. Esto exige integrar previamente las ecuaciones del movimiento de un conjunto finito de 'partículas prueba' desde la zona de inyección del jet hasta que dichas partículas se salen de nuestra malla numérica.

La integración de las ecuaciones del movimiento de dichas partículas se realiza haciendo uso de las velocidades del plasma (dadas por el modelo hidrodinámico) en cada una de las direcciones del espacio físico, definidas en cada una de las celdas de la malla numérica, cuyas coordenadas también son conocidas. Todas estas variables vienen dadas por los modelos de jets obtenidos en la simulación hidrodinámica previa. Aunque en principio las ecuaciones del movimiento de las partículas son fáciles de integrar, hay que tener en cuenta que para nuestros propósitos necesitaremos tener todas las celdas de la malla numérica del jet muestreadas por al menos un instante temporal de una de las trayectorias de alguna partícula.

Para ello, es necesario asegurarse de que los pasos temporales de las trayectorias sean tales que las partículas prueba solo sean capaces de pasar de la celda en la que se encuentran a una de sus contiguas. Esto se consigue haciendo que el paso de tiempo máximo permitido para las trayectorias sea igual al correspondiente al de la dimensión mínima de las celdas en el espacio físico. Lo anterior, junto con el hecho de que en el modelo hidrodinámico ya estaba impuesta la condición de CFL (ver sección 2.1) asegura el buen comportamiento de las trayectorias de las partículas prueba lanzadas en el modelo hidrodinámico.

Pero incluso cuando se imponen las limitaciones correctas en el paso temporal de las trayectorias, asegurar el muestreo completo de un modelo hidrodinámico de jet en un esquema de cálculo como el nuestro no siempre es fácil. Si en el fluido del jet existen fuertes rarefacciones, estas producirán dispersión en las trayectorias de las partículas prueba. Para asegurar un buen muestreo de trayectorias de partículas en nuestro jet debemos incrementar al máximo el número de partículas prueba a lanzar desde la zona de inyección del jet. Evidentemente, esto debe depender de las limitaciones de memoria RAM de la máquina en la que se vayan a realizar las simulaciones, y de la resolución espacial de nuestra malla numérica. Aún maximizando el número de partículas prueba, no existe *a priori* garantía absoluta de que todas las celdas de la malla numérica queden muestreadas. Puede darse el caso de que aún habiendo lanzado cientos de partículas desde la zona de inyección del jet, hayan quedado celdas por las que no pasan trayectorias. Esto depende fuertemente del modelo de jet con el que estemos trabajando.

El determinismo de las ecuaciones del movimiento de las partículas asegura la reversibilidad temporal de las trayectorias de las mismas. Por tanto en el caso de que, aún teniendo en cuenta todo lo anterior, hayan quedado zonas del jet sin muestrear, un método que suele funcionar en todos los casos es inyectar parte de las partículas prueba desde la zona terminal del jet en vez de desde la zona de inyección del mismo, de forma que se integren las ecuaciones del movimiento *retrocediendo en el tiempo*. De esta manera, las partículas en la zona terminal del jet describirán una trayectoria de retroceso que llegará hasta la zona de inyección del plasma térmico del jet, y esto permite el muestreo completo de las celdas del jet. En las pruebas realizadas con los modelos hidrodinámicos estacionarios PM y OP presentados en Gómez et al. (1997), con pasos de tiempo iguales a los correspondientes a la anchura de una celda espacial, hemos comprobado que las trayectorias de las partículas son reversibles en todas las zonas de dichos modelos con una precisión superior a una centésima de la anchura de las celdas en el dominio espacial, lo cual es más que suficiente para nuestros propósitos.

Una vez calculadas las trayectorias de todas las partículas prueba y comprobado que todas

las celdas del jet están muestradas por al menos uno de los instantes temporales de dichas trayectorias, los datos de las mismas junto con los valores de las variables hidrodinámicas de interés (densidad, factor de Lorentz y divergencia de la tri-velocidad) interpoladas bilinealmente en cada uno de los instantes de las trayectorias, pasan a la parte fundamental de nuestro nuevo código que consiste en la integración de las ecuaciones (2.4.17), (2.4.28) y (2.4.30) a lo largo de cada paso de tiempo de cada una de las trayectorias.

Para el cálculo de las pérdidas energéticas por radiación sincrotrón, es necesario introducir un modelo de intensidad de campo magnético, que será responsable en parte de los efectos de pérdidas energéticas de las partículas por radiación sincrotrón. Ya que los actuales códigos numéricos que utilizamos para el cálculo de la evolución del fluido térmico no tienen aún implementado el campo magnético como componente influyente en la dinámica del fluido, debemos aplicar un modelo de campo magnético *ad hoc*, cuya intensidad estará definida en función de la densidad de energía del plasma en la misma forma en la que se define en nuestro código de emisión (ver sección 2.2).

El objetivo fundamental de nuestro esquema numérico es conocer la distribución de energías de partículas no térmicas en cada una de las celdas del espacio físico de nuestro modelo hidrodinámico para después simular la emisión de las mismas. Esta es la razón de que hagamos evolucionar la función de distribución a lo largo de cada una de las trayectorias. Dicha función de distribución la denominaremos en adelante como $f_k(p_i^t, t_j)$, donde k es el índice que da cuenta de la partícula prueba que estamos utilizando para muestrear el espacio físico del jet y puede valer desde 0 hasta N_p-1 . N_p es el número de partículas prueba que hemos lanzado en el jet, e i y j son los índices del valor del momento y el instante de tiempo, respectivamente. Sobre cada trayectoria, después de un paso de tiempo Δt , la función de distribución es evaluada en el instante $t_j + \Delta t = t_{j+1}$ obteniéndose el nuevo valor $f_k(p_i^{t_{j+1}}, t_{j+1})$. Además, es necesario calcular también los valores de los nuevos momentos $p_i^{t_{j+1}}$ (cuya evolución está dada por (2.4.17)). Notar que, según se deduce de (2.4.17), cada uno de los momentos p_i^t en los que hemos discretizado nuestra función de distribución cambiará con el tiempo. Es decir, cada partícula prueba cambiará su energía al evolucionar a lo largo del jet. Esto hace que en cada instante de tiempo y en cada celda del dominio numérico, los momentos (energías) en los que están evaluados los valores correspondientes a la discretización de nuestras funciones de distribución ($f_k(p_i^t, t_j)$) serán en general diferentes. Esto supone un *handicap* a nivel de tiempo y memoria de cálculo, ya que para obtener el resultado que perseguimos necesitamos obtener una matriz final que contenga la evaluación de la función de distribución de electrones no térmicos en un dominio de momentos fijo y el mismo para todos los instantes de tiempo y

para todas las posiciones del espacio físico de nuestra malla numérica.

Para conseguir esto debemos modificar las matrices numéricas que contienen los valores de las funciones de distribución $f_k(p_i^j, t_j)$ de manera que en cada instante de tiempo, dichas matrices estén dando cuenta de los valores de una función de distribución $f_k^{ip}(\hat{p}_i, t_j)$ evaluada siempre en los mismos valores de momento (\hat{p}_i) independientemente del instante temporal t_j . \hat{p}_i no necesariamente deben ser igual a p_i^j para cualquier valor de j . La construcción de las nuevas $f_k^{ip}(\hat{p}_i, t_j)$ la hacemos interpolando linealmente los resultados de cada nueva evaluación de la función de distribución $f_k(p_i^j, t_j)$ en los mismos valores en momento (\hat{p}_i) para todas las partículas y todos los instantes temporales. Con esto se consigue la homogeneidad de la evaluación en energías de todas las funciones de distribución. Notar que una interpolación lineal será suficiente solo en el caso en que tengamos un buen muestreo en el dominio de momentos, lo cual una vez más depende de la capacidad de memoria RAM del ordenador que estemos utilizando para calcular. En el caso en el que no podamos muestrear suficientemente el dominio de momentos, existe la posibilidad de interpolar las funciones de distribución por un método de SPLINES. Sin embargo, esto produce un aumento considerable del tiempo de cálculo y se usará solo en caso de extrema necesidad.

Es importante hacer notar también que a la hora de realizar la interpolación para obtener las nuevas $f_k^{ip}(\hat{p}_i, t_j)$, hay que tener en cuenta que el nuevo dominio en momentos de estas nuevas funciones de distribución interpoladas incluya solamente valores de p_i^j en los que los valores de todas las funciones de distribución $f_k(p_i^j, t_j)$ estén bien definidos. Es decir, el dominio en el que toma sus valores $\hat{p}_i, \forall i$ debe estar incluido en el dominio de $p_i^j, \forall i, \forall j$. En caso de no cumplirse esta condición, los algoritmos de interpolación se verían obligados a *extrapolar* ciertos valores de algunos instantes temporales de algunas funciones de distribución f , dando a veces cuenta de valores no *realistas* de las nuevas funciones de distribución f^{ip} .

Una vez se han calculado todas las trayectorias de todas las partículas prueba lanzadas en el jet, así como sus evoluciones espectrales y se han obtenido las f^{ip} en cada uno de los instantes temporales de las anteriores, se debe construir, como se explicó anteriormente, la matriz de salida de funciones de distribución dependientes de la posición en el espacio físico del jet, de la energía (momento) y del tiempo $\hat{f}(x_l, y_m, z_n, \hat{p}_i, t_s) \forall l, m, n, i, s$. Este proceso, que es el más costoso a nivel de tiempo de cálculo en nuestro esquema numérico, necesita de un bucle que vaya barriendo todas las celdas de la malla numérica y decidiendo en cada una de ellas, si se han calculado espectros en ella o no, y en caso positivo, encontrar todos los instantes de tiempo de todas las partículas en esa celda para hacer un promedio de los valores de las funciones de

distribución $f_k^{ip}(\hat{p}_i, t_j)$, $\forall j$ para los valores de j en los que las partículas k han pasado por la celda del espacio físico de la malla numérica (l, m, n) .

Los datos de salida de la matriz \hat{f} serán utilizados *a posteriori* para construir modelos de emisión de nuestro jet en todos los rangos de energía que hayamos abarcado en el dominio definido por el conjunto de momentos \hat{p}_i que puede comprender la mayor parte del espectro electromagnético, desde longitudes de onda radio hasta rayos X. Además, \hat{f} ya aporta información espectral en todas las zonas del jet, la cual será de gran utilidad para la comparación directa con los espectros de amplio rango espectral obtenidos tras las recientes observaciones realizadas con Chandra.

2.4.3 Discusión

En la presente sección hemos comparado el comportamiento de dos esquemas numéricos diseñados para la simulación de la evolución espectral de electrones relativistas no térmicos (supra-térmicos) en fluidos relativistas en el caso más sencillo posible, una evolución adiabática pura y homogénea. Para realizar esta prueba, ambos esquemas han sido implementados bajo las mismas hipótesis básicas: difusión nula de las partículas en el espacio de las fases (en el espacio físico y en el de momentos). En ambos casos se han adoptado además tratamientos Lagrangianos de las expresiones, lo cual produce una simplificación de las expresiones y por tanto de los cálculos en base al desacoplo con respecto al código hidrodinámico que habría que utilizar para avanzar 'simultáneamente' tanto el momento como la posición de las partículas en caso de que el tratamiento fuese de tipo Euleriano.

El primero de los esquemas presentados, basado en la ecuación de difusión-convección extendida para fluidos relativistas (sección 2.4.1), es el utilizado por (pero en el límite clásico) por Jones, Ryu y Engel (1999) y Miniati (2001) en las primeras simulaciones de la evolución espectral de electrones relativistas en fluidos Newtonianos.

El resultado de la comparación del esquema numérico basado en la ecuación de difusión-convección y nuestro nuevo método (sección 2.4.2), muestra claramente la ventaja del segundo de ellos en cuanto a exactitud, estando libre de difusión numérica.

La implementación de este nuevo esquema de cálculo en un código numérico (SPEV), el cual ha sido probado en los casos de evoluciones influidas por compresiones del fluido, pérdidas de emisión sincrotrón, y el efecto de choques simplificados, muestran a SPEV como una herramienta de cálculo rápida, de gran exactitud, que será de gran ayuda para el mejor conocimiento de los procesos físicos relacionados con aceleraciones de partículas en choques

relativistas, y con mecanismos de emisión de las mismas en casi todo el espectro electromagnético.

Capítulo 3.– Observaciones

3.1 The radio galaxy 3C 120

3C120 is usually classified as a Seyfert 1 galaxy (Burbridge 1967) due to the presence of broad emission lines, although its optical properties are also consistent with those of a broad-line radio galaxy. The morphology of the galaxy (of about an arcminute in size) does not match either a spiral nor an elliptical, and Moles et al. (1988) suggested 3C120 to be the result of a merger. Variability is observed in the optical at both continuum (Pollock et al. 1979) and spectral lines (Peterson et al. 1989). A jet is seen to emerge from the galaxy center, visible in the optical (Hjorth et al. 1995), as well as at radio wavelengths (Seielstad et al. 1997). The radio to optical spectral index suggests synchrotron as the emission mechanism, not only at radio frequencies, but also in the optical.

3C120 is one of the closest known superluminal sources (redshift $z=0.033$, Baldwin et al. 1980) and one of the first sources in which superluminal motion was found (Seielstad et al. 1979). The standard model for superluminal motion (Blandford & Königl 1979) involves relativistic motions in a jet oriented nearly the line of sight. This jet in 3C120 is observed at radio wavelengths (e.g. Walker, Benson & Unwin 1987) from subparsec scales to about a hundred of kiloparsecs exhibiting structure at all scales. Due to its proximity, the jet in 3C120 is one of the better known extragalactic radio sources. At present days it continues being one of the best laboratories in which to improve our knowledge of the physics of relativistic jets.

At X-ray energies, it is a powerful and variable emitter in which the spectral index varies with the intensity (Maraschi et al. 1991). X-ray properties have been reported to be similar to those of radio quiet Seyferts (Grandi et al. 1997), including the presence of strong iron lines, suggesting that most of the X-ray flux arises from the region near an accretion disk of the standard model for extragalactic jets. For this model, Maraschi et al. (1991) estimated a central black hole of at least $3 \times 10^7 M_{\odot}$. Nevertheless, it has been reported an X-ray emission knot in the jet as the counterpart of the 20'' radio knot (Harris et al. 1999). Making use of the results from three years of monitoring the X-ray (in the 2.4–20 keV range) and radio (at 43 GHz) emission of 3C 120, Marscher et al. (2002) have reported that, as has been observed in microquasars, dips in the X-ray emission are followed by ejections of bright knots in the radio source. This establishes an observational link between the microquasars (Mirabel & Rodríguez

1998) and extragalactic jets scenarios regarding the mechanism of producing radio knots in jets.

Previous high energy radio observations using the National Radio Astronomy Observatory's (NRAO) Very Long Baseline Array (VLBA) at 22 and 43 GHz (Gómez et al. 1998) have revealed a very rich inner jet structure containing up to 10 different superluminal components. Coordinated Millimeter VLBI Array observations at 86 GHz (Gómez, Marscher, & Alberdi 1999), at an angular resolution of $54\mu\text{as}$, provide an upper limit to the size of the core of ~ 1 lt-month, which is below the resolution of 86 GHz image. Results from long-term milliarcsecond-scale monitoring at 1.7, 5, and 10.7 GHz allowed Walker et al. (2001) to determine superluminal motions up to at least 150 pc in projection from the core as well as to find evidence for stationary features suggestive of a helical pattern viewed in projection. With further monitoring at a higher frequency, consisting of 16 monthly polarimetric 22 GHz VLBA observations of 3C 120, Gómez et al. (2000) explored a more compact region in the jet, where superluminal components undergo variations in total and linearly polarized flux densities on times scales of months. The results of this monitoring, have shown evidences for the interaction of the parsec scale jet with a cloud of density and distance to the core intermediate between the typical of those of the broad and narrow line region clouds. Linearly polarized flux is also typically observed in the jet of 3C120 at 22 and 43 GHz with percentages up to 10% (respect to the total flux), increasing with the distance to the core (e.g. Gómez et al 2000). Some of the features near the core show projected magnetic fields almost perpendicular to the jet axis. At larger scales Walker, Benson & Unwin (1987) reported Very large Array (VLA) observations showing polarization images indicating projected magnetic fields parallel to the jet.

In the next subsections we report the results of our 22 and 43 GHz VLBA monitoring of 3C120 (Gómez et al. 2000, 2001), making a special emphasis on the results from the 43 GHz data, which are presented in this section as an adaptation of (Gómez et al. 2001). In addition, we analyze the first of the three frequencies observations as part of the continuation of our 3C120 VLBA monitoring.

3.1.1 Observations and data reduction

We observed 3C 120 at 43 GHz using typically the 10 antennas of the VLBA for a total of 16 monthly observing epochs from November 1997 to March 1999. An extra VLBA plus a single VLA dish epoch of observation on 2000 December at 15, 22 and 43 GHz is presented here. The last correspond to the first observation of the continuation of our 3C120 monitoring in which an improvement with an extra frequency of observation and in sensitivity was performed. The

observing dates at each epoch as well as their corresponding frequencies can be found in Table

Epoch	Date	Equiv. Date	Freq.(GHz)
A1	1997 November 10	1997.86	43
A2	1997 December 11	1997.94	43
A3	1998 January 11	1998.03	43
A4	1998 February 7	1998.10	43
A5	1998 March 9	1998.19	43
A6	1998 April 10	1998.27	43
A7	1998 May 9	1998.35	43
A8	1998 June 11	1998.44	43
A9	1998 July 11	1998.53	43
A10	1998 August 13	1998.62	43
A11	1998 September 16	1998.71	43
A12	1998 October 26	1998.82	43
A13	1998 December 3	1998.92	43
A14	1999 January 10	1999.03	43
A15	1999 February 10	1999.12	43
A16	1999 March 19	1999.21	43
B1	2000 December 30	2000.99	15, 22, 43

Tabl. 3. Dates and their observing frequencies of the 3C120 images presented in this chapter.

3. The data were recorded in eight baseband (IF) channels of 8 MHz. Both right-hand and left-hand circular polarizations were recorded in a 1 bit-sampling VLBA format for the 16 observations at 43 GHz with an overall bandwidth of 32 MHz per circular polarization. For the remaining epoch (**B1**) a 2 bits-sampling mode with the same bandwidth in both polarizations was used. This special VLBA recording mode improved the sensitivity of the final images by a factor of $\sqrt{2}$, which for 3C120 is essential due to its low polarization intensity at the higher radio frequencies. The data were correlated using the VLBA correlator at Socorro, New Mexico. Calibration of the data was performed with the AIPS software (e.g. Fomalont 1981) in the usual manner (e.g., Leppänen, Zensus, & Diamond 1995). Opacity corrections were introduced by solving for receiver temperature and zenith opacity at each antenna using the task APCAL. The instrumental polarization was determined using the feed-solution algorithm LPCAL developed by Leppänen, Zensus, & Diamond (1995). The feed D-terms (instrumental polarization) were found to be very consistent over all sources observed and to remain stable on time scales of a few months along the monthly set of observations **A**. For those, the absolute phase offset between right-hand and left-hand circularly polarized data, which determines the absolute calibration of the electric vector polarization angle (EVPA), was obtained by the comparison of the integrated polarization of the VLBA images of several compact sources (0420-014, OJ 287, BL Lac, and 3C 454.3) with 14 VLA observations at nearby dates than those of Table 3 (see appendix B). Absolute EVPA calibration procedure for epochs **A** and the study of the VLBA D-term stability at 22 and 43 GHz between 1997 November and 1999 March is presented in appendix B. Estimated errors in the absolute orientation of the EVPAs at 43 GHz vary from epoch to epoch but usually lie in the range of 7° – 15° , confirmed by the

stability of the D-terms across these epochs.

Although VLA observations were performed in a nearby epoch to 2000 December, those observations are not still calibrated. This date is far enough to not be confident in the stability of the VLBA D-terms, preventing to calibrate the absolute EVPA in the manner described in appendix B. So that, in order to a preliminary calibration of the absolute EVPA of 3C120 for epoch **B1**, we applied rotations to the polarization vectors of the three P maps (at 15, 22 and 43 GHz) consistent with the position angle of the jet's regions in which we founded a persistent polarization position angle through time (see section 3.1.3). The goodness of the relative calibration between the three observing frequencies is insured by the presence of rotation measure (RM) only in those regions of the images where RM were measured in previous images from the **A** set of images and those from Gómez et al. (2000). If the relative EVPA calibration were not the correct one, it would be expected to find 'unreal' rotation measures in almost all the areas in which polarization have been detected. This is not the case, as will be showed in section 3.1.3. Thus we are confident on this EVPA calibration.

After the initial reduction, the data were edited, self-calibrated and imaged both in total (I) and polarized (P) intensity using a combination of AIPS and DIFMAP (Pearson et al. 1994).

In Figure 19, we present the resulting images from observations **A** revealing a rich and variable structure in both I and P maps of 3C120. The epochs of observation are indicated to the right of each image in this figure. The vertical image separation is proportional to the time difference between epochs of observation. Contours give the total intensity, colors (on a linear scale from green to white) show the polarized intensity, and bars (of unit length) indicate the direction of the magnetic polarization vector. Synthesized beams are plotted to the left of each image, with a typical size of 0.35×0.16 mas. The peak brightness (rms noise) in polarization corresponds to 32.4 mJy/beam (1.4 mJy/beam). Contour levels for all epochs are in factors of 2 of the bottom level of 4.4 mJy/beam, except for epochs **A4**, **A7**, **A9**, **A10**, **A12**, **A13**, and **A14** for which the bottom contour level is 8.8 mJy/beam. For epoch **A8**, an extra contour at 2.2 mJy/beam has been plotted. No data were obtained in Mauna Kea station for epoch **A13**, which resulted in a larger synthesized beam.

The I and P resulting images at 15, 22 and 43 GHz from the observations performed on epoch **B1** are presented in Figure 20.

In order to identify and follow discrete features across **A** epochs, we performed model fits of the $u-v$ data with circular Gaussian components using the software DIFMAP. Figure 21 shows the positions and magnetic polarization direction for the fitted components at those epochs.

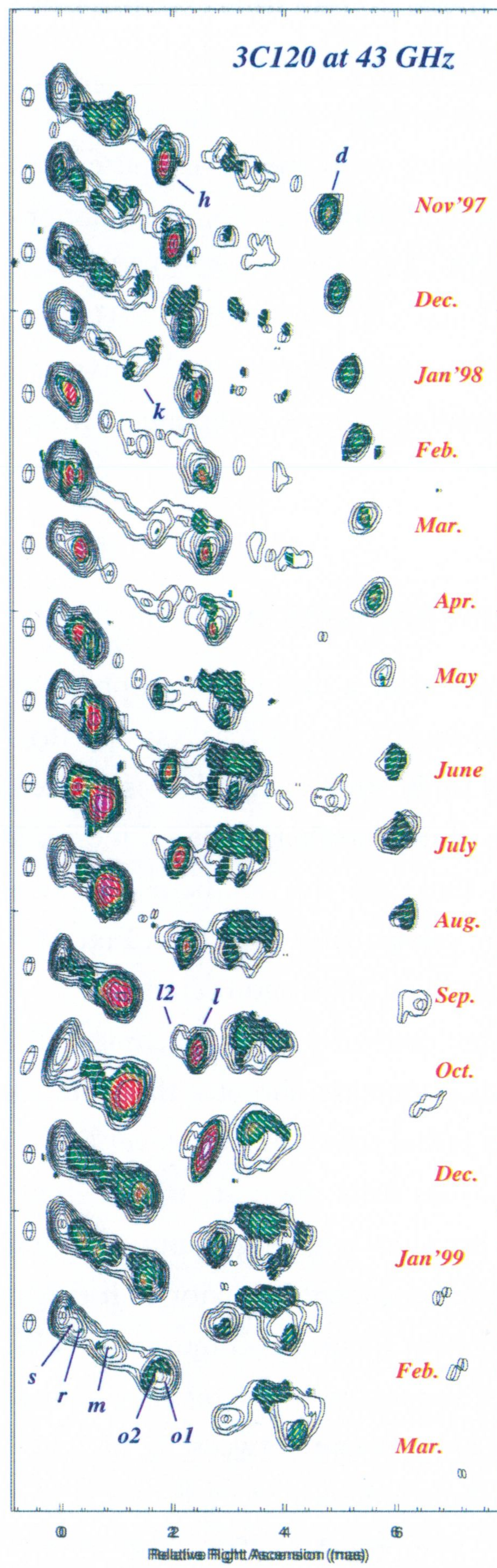


Fig. 19 VLBA images of 3C120 at 43GHz. See section 3.2.1. for details.

3.1.2 Superluminal motions

Because of the complexity and temporal variability of the jet, some of the fitted components cannot easily be identified across epochs. Six of those features that can be followed reliably, labeled in Figure 19 as **o** (containing components **o1** and **o2**), **l2**, **l**, **k**, **h**, and **d**, separate from the core at apparent superluminal velocities (proper motions) of 4.29 ± 0.16 (1.83 ± 0.07), 5.38 ± 0.08 (2.29 ± 0.04), 5.10 ± 0.14 (2.17 ± 0.06), 5.82 ± 0.13 (2.48 ± 0.05), 4.12 ± 0.06 (1.75 ± 0.03), and 4.01 ± 0.08 $h_{65}^{-1}c$ (1.71 ± 0.03 mas/yr), respectively. A Hubble constant value of $H_0 = 65 h_{65}$ $\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$ and a deceleration parameter of the Universe of $q_0 = 0.5$ will be assumed throughout this work. The separation of these components from the core versus time is plotted in Figure 22.

3.1.3 Jet–external medium interaction

Inspection of Figure 21 reveals that at a distance of approximately 2 mas from the core (the closest distance at which we can resolve the jet across its width), bright features usually lie near the edge of the jet, suggesting limb brightening. This stratification is even more apparent in polarization: magnetic vectors on the northern side of the jet are oblique to the jet axis but constant in orientation, while those on the southern side rotate as the polarized emission features move downstream (e.g., components **h** and **l** in Fig. 21). This was observed at 22 GHz for components **H** and **L** (Gómez et al. 2000 and Figure 23).

Components **h** and **l**, brighten markedly when reaching a distance of ~ 3 mas from the core (see Figs. 19 and 21), where they increase abruptly their flux density in ~ 300 mJy to decline almost equally fast to a similar initial total intensity level (see Fig. 21). By epoch **A14**, a new component appeared at about 4 mas from the core, with a similar polarization angle than **h** in **A10** and with an structural position angle, velocity and trajectory consistent with those extrapolated from the initial time dependent behavior of **h** (Figs 19 and 21). This is consistent with the disappearance of component **h** during ~ 3 months, as observed at 22 GHz (Gómez et al. 2000), when its passing through the region of the jet at ~ 3.5 mas from the core. This darkening is consistent with the opacity enhancement between 22 and 43 GHz reported by Gómez et al. (2000) (see also Figure 24) in the southern part of the jet at about 3 mas from the core where component **h** passed. This is interpreted as free–free absorption of the jet’s synchrotron emission Gómez et al. (2000).

The brightening reported for **h** and **l**, was accompanied by a rotation of the magnetic polarization vector of $\sim 43^\circ$ and an increase in the degree of polarization from 7 to 17% for

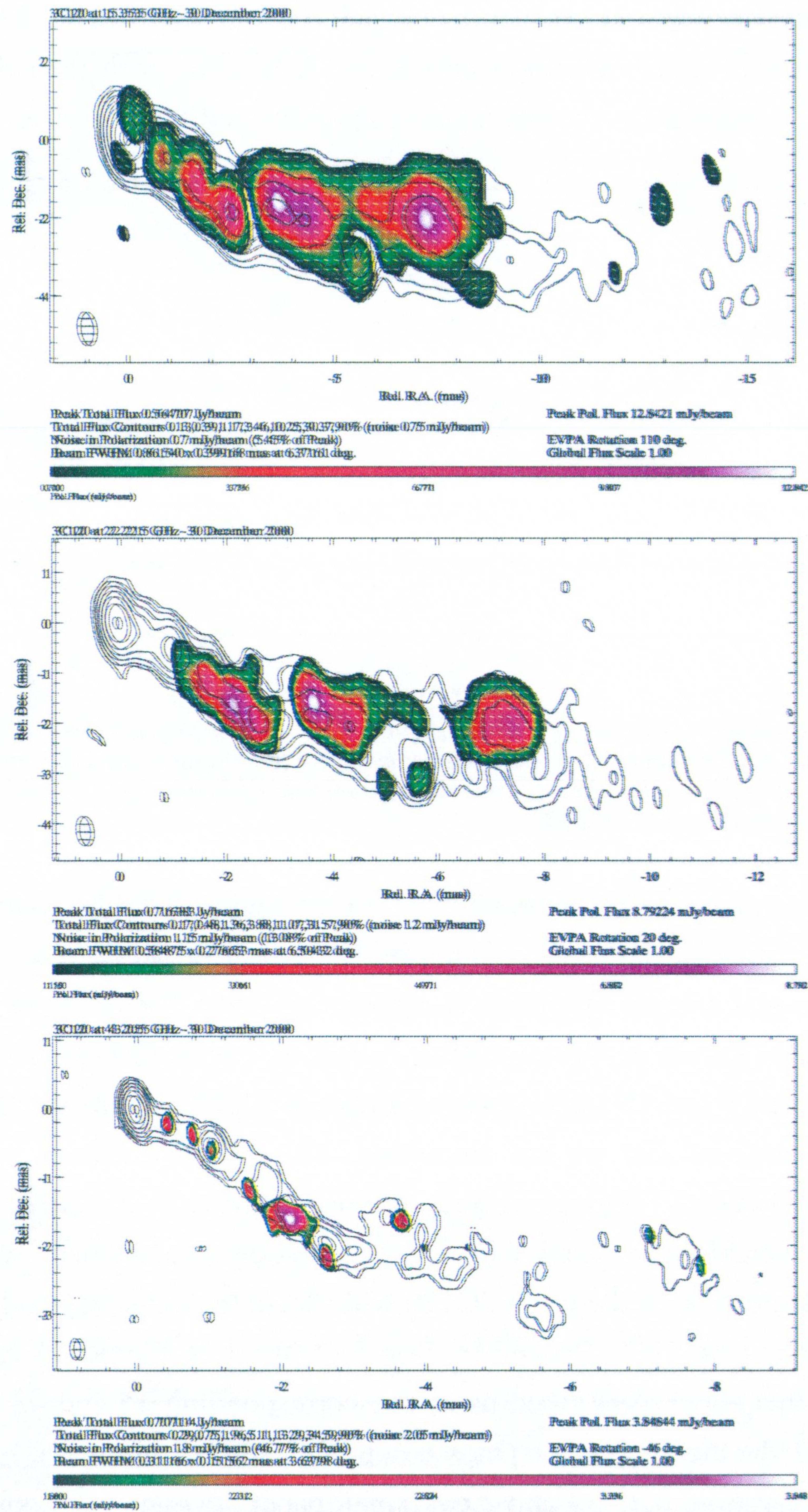


Fig. 20. 15, 22 and 43 GHz (from top to bottom) VLBA + a single VLA dish images of 3C120 on 2000 December 30. I is represented by contours and color scale represents P . Bars indicate the magnetic vector position angle. Peaks in I and P and beam sizes are those indicated at the bottom of each map.

component **I** while component's **L** (of Gómez et al. 2000) magnetic vector rotated by $\sim 140^\circ$ with a corresponding increase in the degree of polarization from 12 to 18%. The different rotation of the magnetic vector of components **L** and **I**, together with their different magnetic vector orientations through their evolution (see Figure 21 and Gómez et al. 2000) revealed a

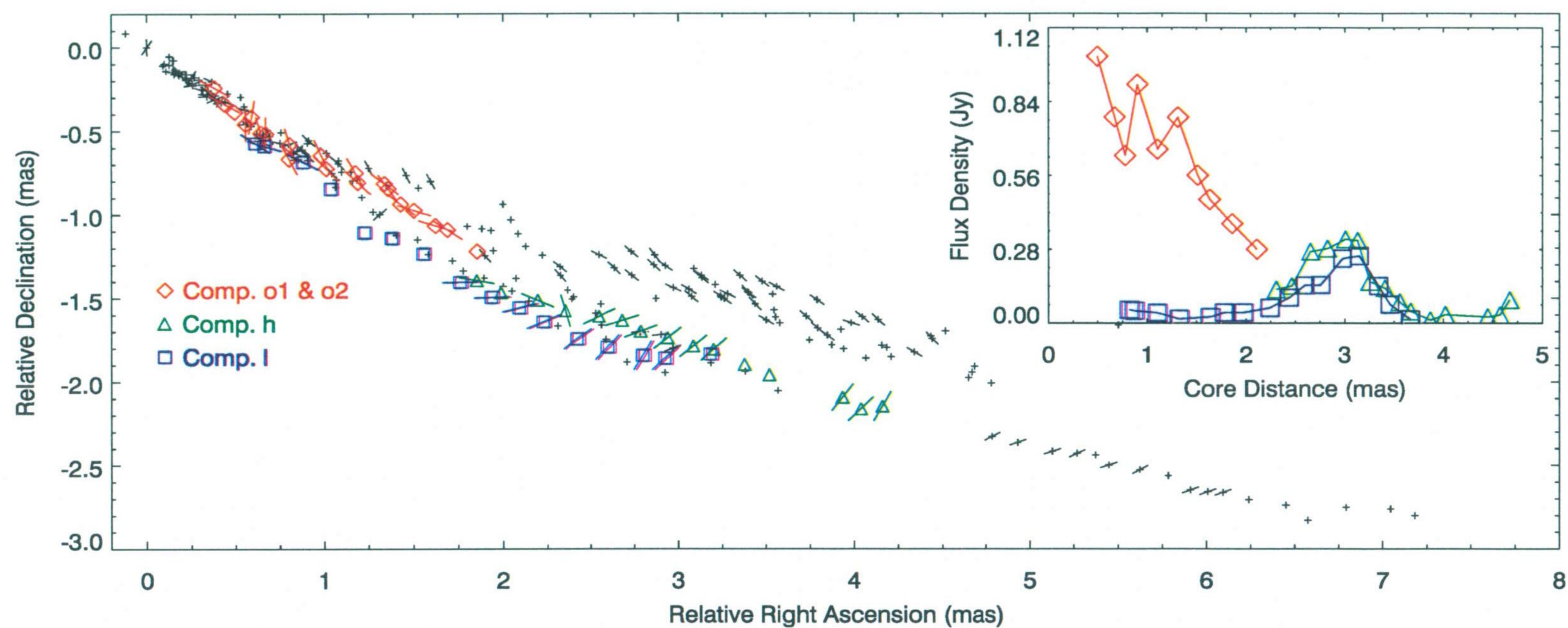


Fig. 21. Positions and magnetic polarization vector orientations of the components obtained from model fitting of the images shown in Fig. 19. Components **o1**, **o2**, **h**, and **l** have been highlighted with different symbols and colors, with their light curves plotted in the inset panel. The integrated flux density is plotted at the position of the brightness centroid for components **o1** and **o2**.

progressive increase in the rotation measure (RM) of the region filled by component **I** (or **L**) of up to $\sim 6000 \pm 2400$ rad/m² at the peak in emission (on epoch **A13**). RMs as large as this have been detected in several sources (Bicknell & Begelman 1996; Taylor 1998), as well as time variation in the RMs (Zavala & Taylor 2001). Zavala & Taylor (2002), through their VLBA measurements between 8 and 15 GHz, reported a RM of 105 ± 72 rad/m² on 2000 June 27 for a region of 3C 120 close of that we are discussing. This imply a change in the polarization properties of that region on ~ 1.5 years, respect to those reported by Zavala & Taylor (2002). In order to confirm our previously tentative differential rotation measurement, we have performed a new rotation measurement of the jet in 3C120 with the extra frequency and sensitivity of the observations performed on 2000 December. Principal panel of Figure 25 represents the RM map of 3C120 on this epoch performed using the corresponding 15 and 43 GHz polarization images. The plot of the electric vector polarization angles (EVPA) vs. the square of the three wavelengths of observation, 0.7, 1.2 and 2 cm (small panel of Figure 25, points out a good fit for the RM of $\sim 3500 \pm 40$ rad/m² for the clear feature at ~ 3 mas of the core in the southern part of the jet. This support the persistence of the jet's region affected by Faraday rotation, which on

the other hand do not show a large motion. Probably the low RM reported by Zavala & Taylor (2002), was actually affected by the lack of enough resolution to distinguish this region from

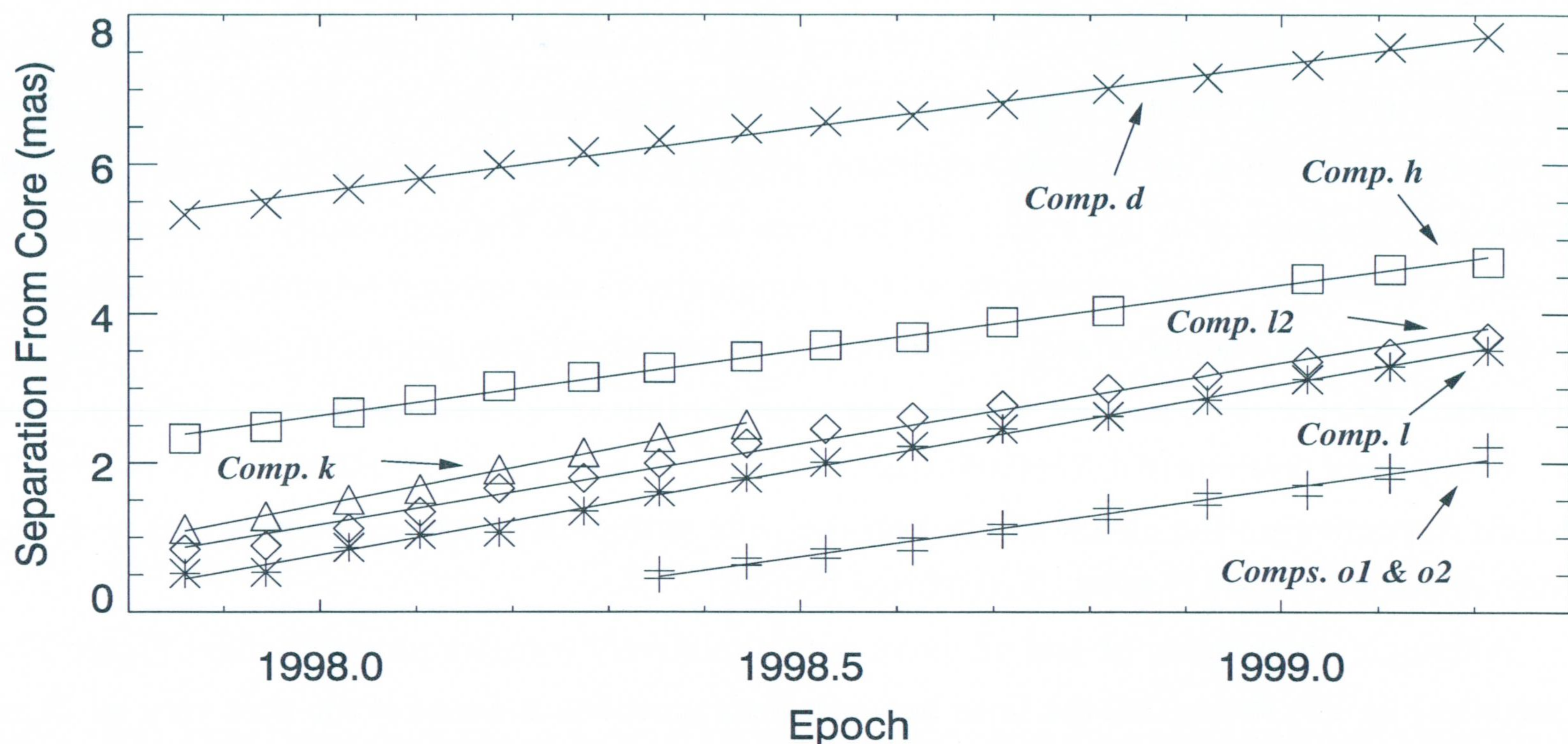


Fig. 22. Projected angular distance from the core as a function of time for the superluminal components found in 3C120. The lines show a minimum χ^2 linear fit for each component. A common fit has been used for components o1 and o2.

those closest with different Faraday rotation.

The brightening of components, accompanied by the rotation of the EVPA as they reach the region at ~ 3 mas of the southern side of the jet together with the reported RM, is better interpreted as the result of an interaction between the jet and a cloud with properties intermediate between those of the broad and narrow line regions (Gómez et al 2000). This interaction may be responsible of the enhancement of the magnetic field intensity and energy of relativistic electrons and subsequently of the rapid rise of synchrotron radio emission in the interaction region of the jet. The increase in degree of polarization together with the rotation of the polarization vector may be explained as the result of the compression and ordering of the magnetic field during the interaction, respectively. The Faraday rotation could be the result of the presence of an ionized cloud, the same than that interacting with the bright knots of the jet and later darkening them, between this component and the observed. This jet–external medium interaction model, which is the most plausible to explain the observed phenomenology (see Gómez et al. 2000), fits consistently to all the observational characteristics.

3.1.4 Twisted inner jet

The inner jet structure in Figure 19 is dominated by the appearance of a new component near the beginning of the largest centimeter and millimeter–wave flare ever observed in 3C 120 (Marscher et al. 2002). By epoch **A2**, the core had brightened significantly (see Fig. 26), after which the new component (**o**), appeared downstream of the core (Fig. 19). Figure 26 shows that component **o** presents an extended emission structure that can be split into three different features (those marked in red in Fig. 26) between **A3** and **A6**. These probably do not represent distinct entities but rather correspond to the complexity in the internal brightness distribution, reminiscent of the pattern of major disturbances in numerical simulations (Agudo et al. 2001). By epoch **A7**, the front of knot **o** is further resolved into two subcomponents, labeled **o1** and **o2**, with proper motions of 1.87 ± 0.05 mas/yr ($4.40 \pm 0.12 h_{65}^{-1}c$) and 1.78 ± 0.05 mas/yr ($4.19 \pm 0.1 h_{65}^{-1}c$), respectively. The epoch of ejection (i.e., the extrapolated date of coincidence with the core) of component **o1** is 1998.07 ± 0.03 (see Fig. 26).

Although components **o1** and **o2** move with a relatively constant proper motion, Figure 27a (see also Fig. 21) shows that the lines between their positions and that of the core vary by 7° as they move between ~ 0.5 and 2.0 mas from the core. Furthermore, these variations in position angle are accompanied by the rotation of the magnetic polarization vectors with respect to the local jet axis, as shown in Figure 27b (see also Fig. 21). The initially perpendicular magnetic vector at epoch **A5** is observed to align with the jet axis by **A8**. This is followed by a rotation of about 60° by **A8**. The magnetic vector subsequently rotates more slowly in components **o1** and **o2** until it becomes approximately aligned to the jet axis during the final epochs. Opacity effects, which can produce a rotation of 90° (as observed in OJ 287; Gabuzda & Gómez 2001), could only be present at epoch **A5**, when component **o** has a nearly flat spectrum ($\alpha \sim -0.06$, $S_\nu \propto \nu^\alpha$); at the other epochs, components **o1** and **o2** have steep, optically thin spectra.

Although Faraday rotation could also contribute to the observed rotation of the magnetic polarization vectors, the observed variation in the position angles of the core–component separations and the twisted internal structure of component **o**, which is most clearly visible at epochs **A8**, **A9**, and **A10** (Figure 19) require the presence of intrinsic curvatures (as expected to be produced by e.g. jet precession), leading to the existence of an underlying twisted magnetic field with a pitch angle that would progressively increase until the magnetic field becomes aligned (as observed at larger scales; Walker et al. 1987). This interpretation is also in agreement with the suggested helical pattern at larger scales reported by Walker et al. (2001).

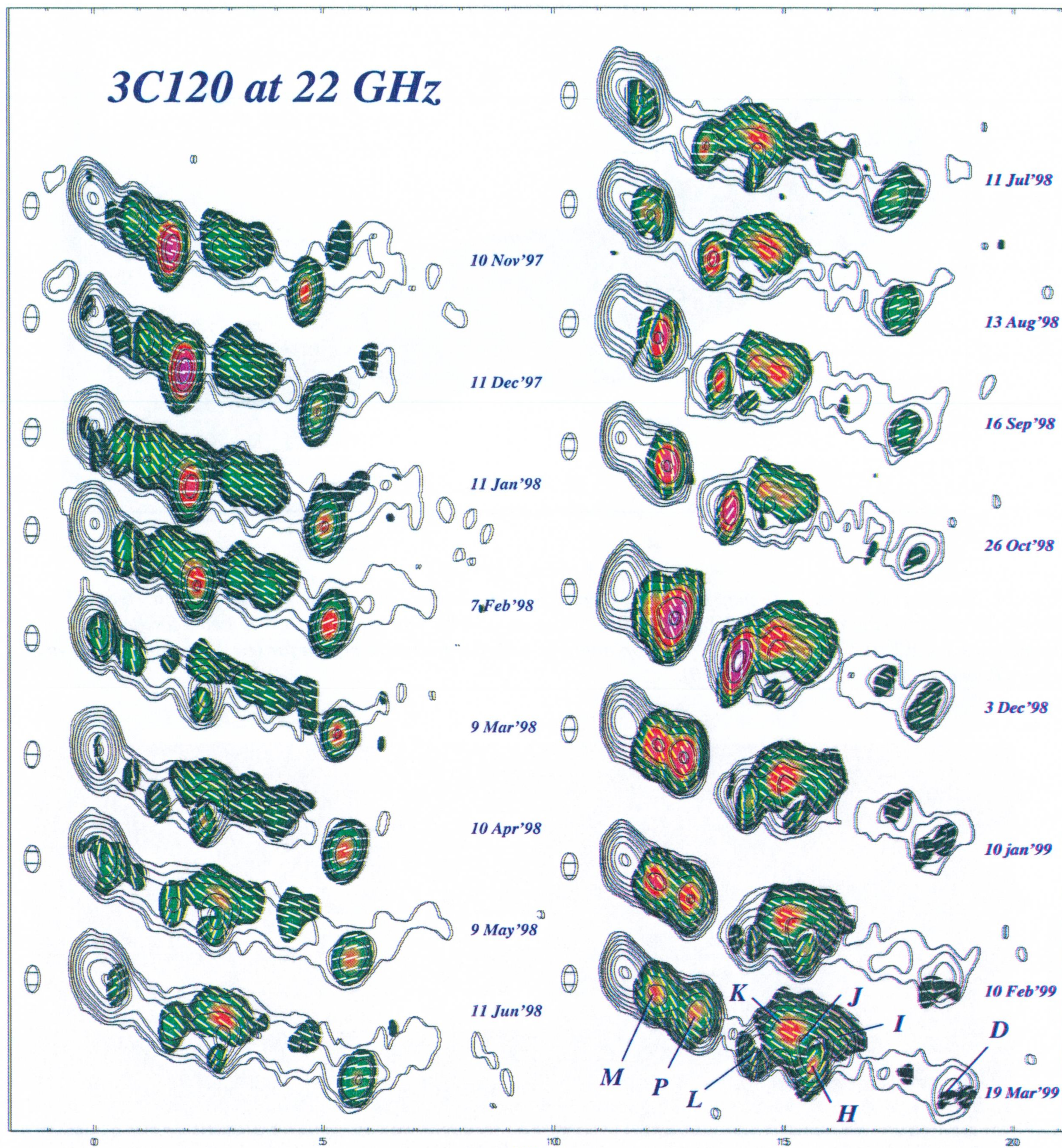


Fig. 23. 22 GHz VLBA images of 3C120 from Gómez et al. (2000).

3.1.5 Trailing features

By epoch A7, we can distinguish two emission regions in the newly ejected component **o**: the front section (subcomponents **o1** and **o2**, plotted in green in Fig. 26) and the back section (**p**,

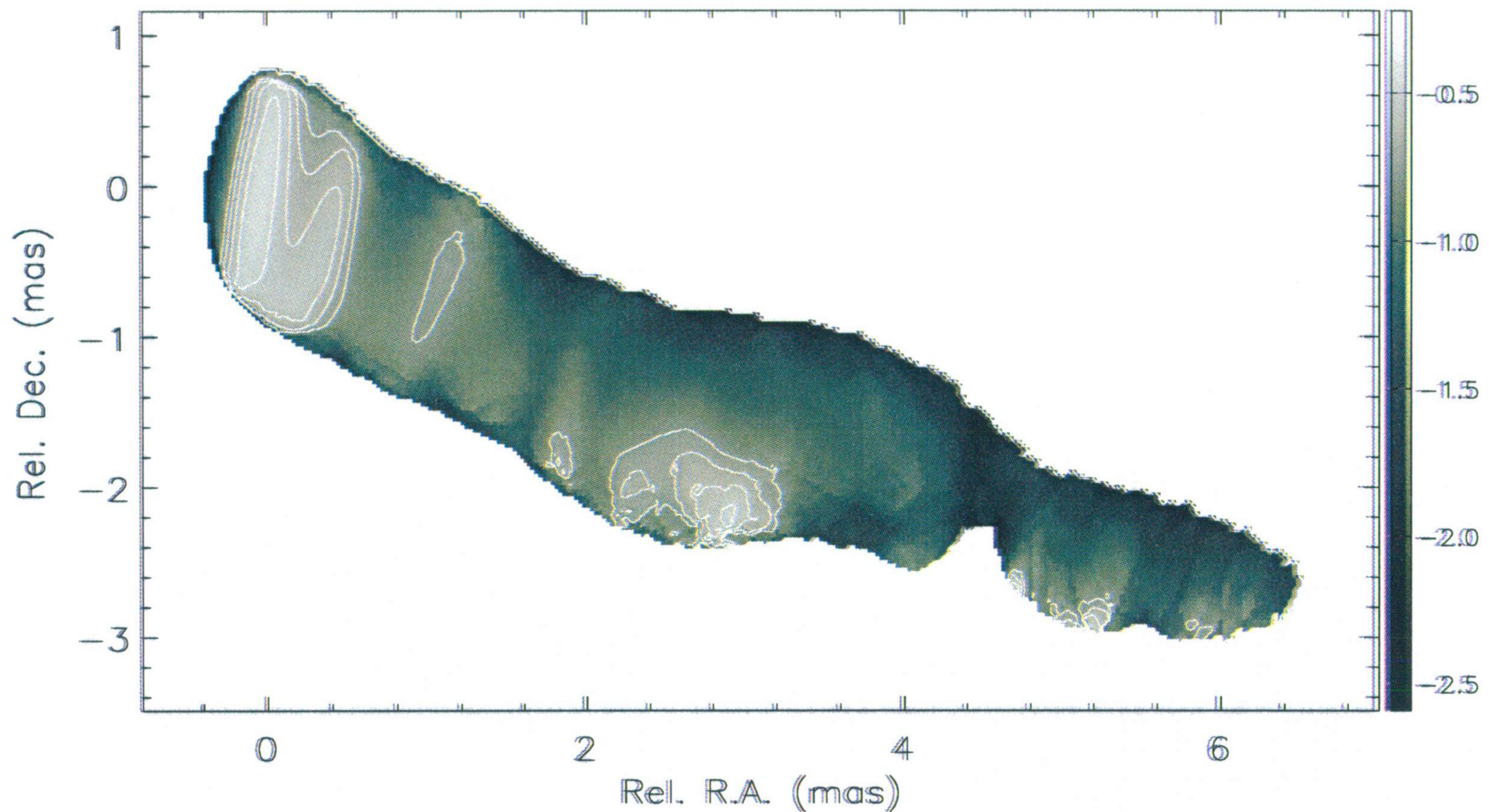


Fig. 24. Spectral index (α , $S_\nu \nu^\alpha$) map between 22 and 43 GHz, obtained by adding the images of all 16 epochs of our 43 GHz monitoring and the 22 GHz ones of Gómez et al. (2000). The used convolving beam for both frequencies is 0.62×0.3 mas in size at a position angle of -3° . Contours are shown for $\alpha = -0.6, -0.5, -0.4$ and -0.3 . (Reprinted from Gómez et al. 2000).

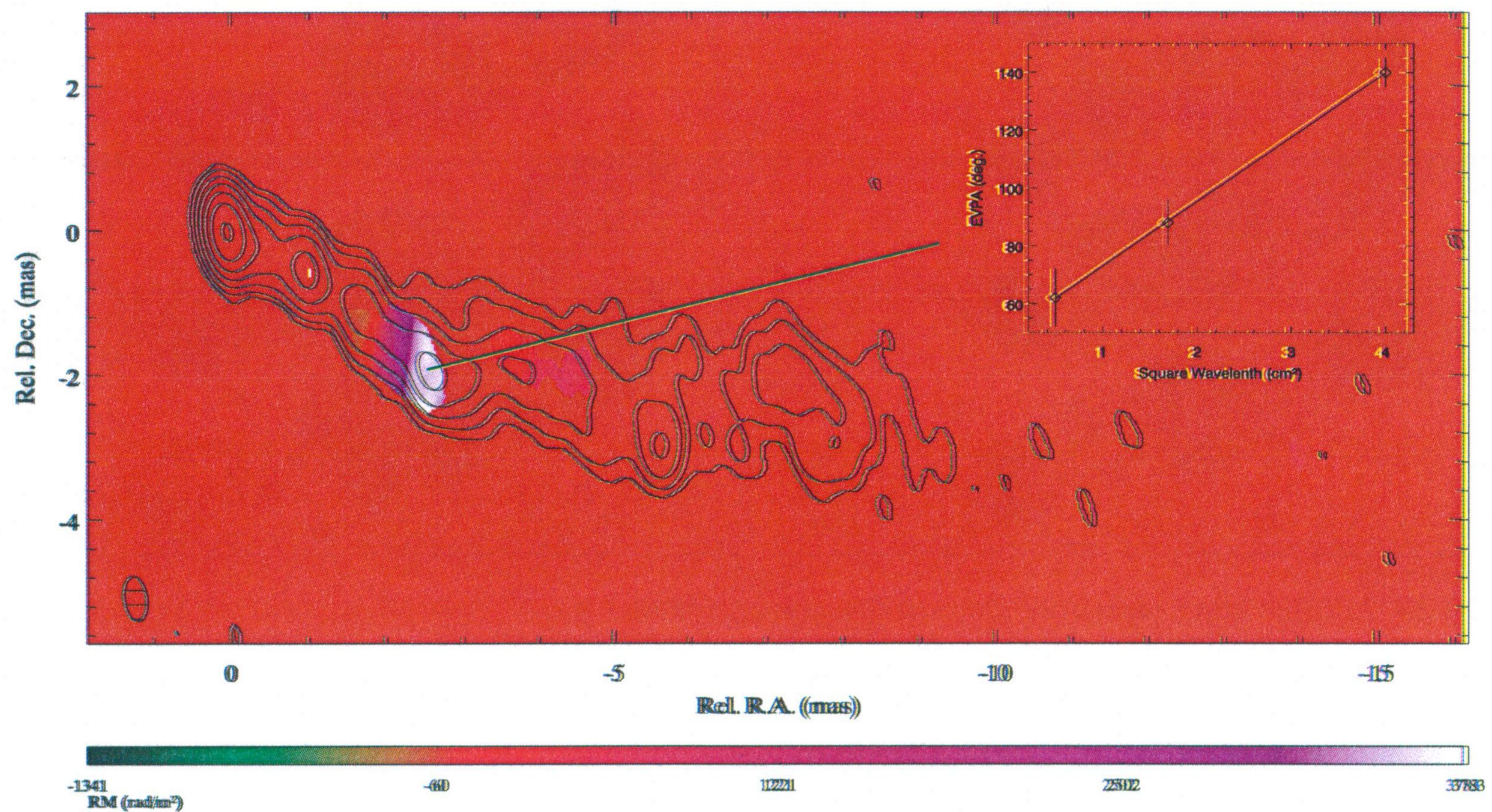


Fig. 25. RM map of 3C120 obtained from the 15 and 43 GHz P maps on 2000 December 30. The same convolving beam of 0.86×0.40 at 6° was used in both frequencies. Contours represent the 22 GHz I map. Right top panel represents the linear fit of the EVPA vs. the square of the wavelength at the three observing frequencies.

plotted in blue in Fig. 26). The subsequent evolution of these two emission regions is significantly different: While subcomponents **o1** and **o2** move with a relatively constant proper motion, Figure 26 shows that component **p** splits into two parts that progressively decelerate and decrease in total flux more rapidly than do subcomponents **o1** and **o2**. Acceleration is also observed to take place later in component **m2** after the apparent merging of the two components resulting from the splitting of component **p**. By epoch **A11**, a similar split takes place, leading to the appearance of components **m** and **m1**, the last of which show a clear decelerated motion in the last epochs. The evolution of the jet following the disturbance that created component **o** therefore involves steady, fast superluminal motion at the front, followed by the (in some cases temporary) appearance of slower secondary features in the wake.

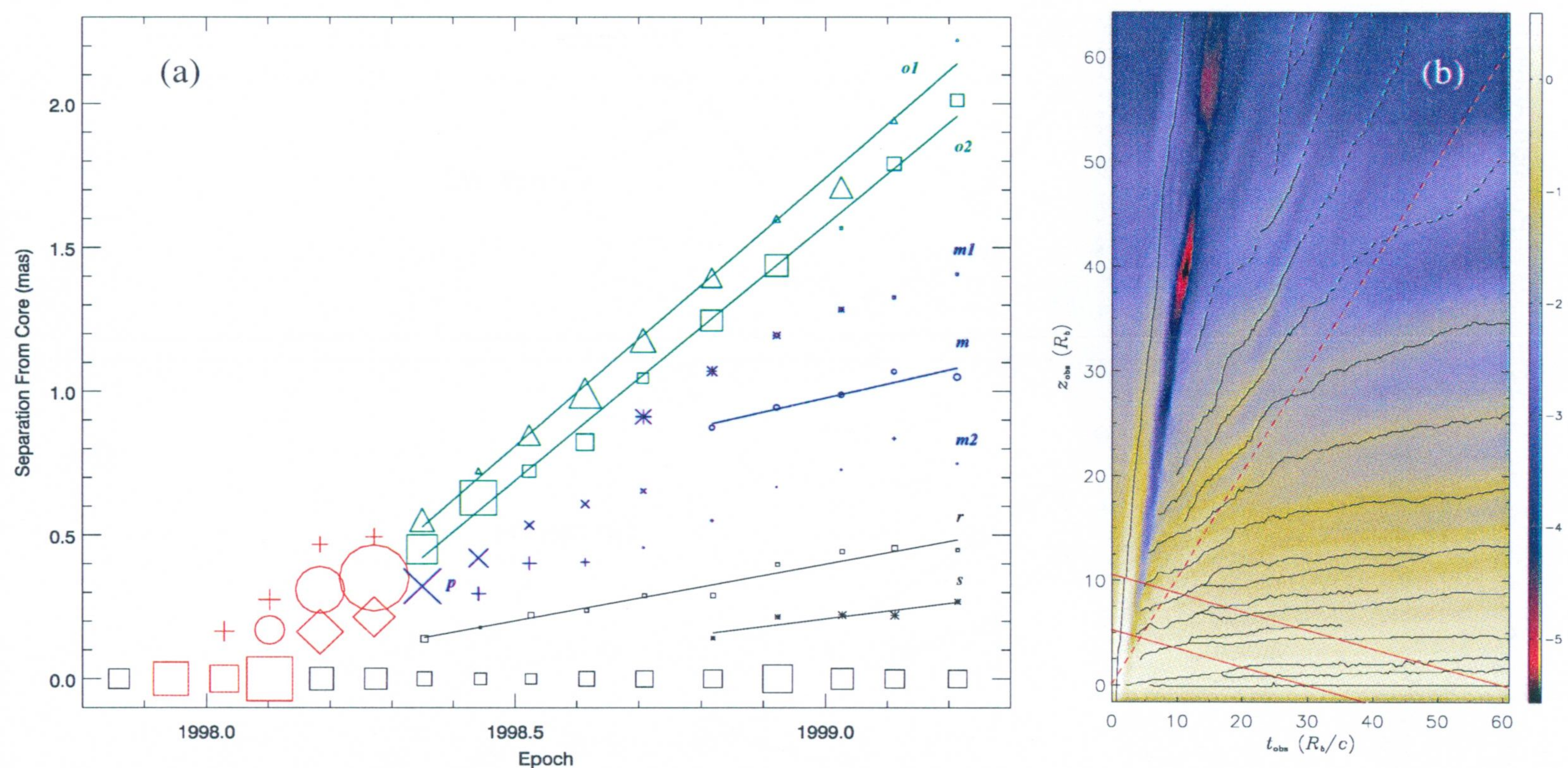


Fig. 26. (a) Projected angular distance from the core vs. time for the jet features between component **o1** and the core. The symbol size is proportional to the component's total flux density. Those features associated with the initial evolution of component **o** are plotted in red. By epoch 1998 May 9, this component can be resolved into two different sets of subcomponents, each with a different development: those marked in green (for components **o1** and **o2**) and those in blue, corresponding to the trailing components. (b) Same as Figure 12 but rotated in order to a better comparison with Figure 5a.

The last epochs in Figures 19 and 26a show that the strongest feature in the wake of component **o** is that labeled **m**. This component, which maintains a relatively constant flux density of ~ 100 mJy, moves at an apparent speed of $1.16 \pm 0.22 h_{65}^{-1} c$ (0.49 ± 0.09 mas/yr). This is a factor of ~ 4 slower than any of the other moving components detected in 3C 120 (Figure 22). Images at 22 GHz (Gómez et al. 2000) also contain component **m** (labeled **M** in Figure 23), but with a proper motion compatible with stationarity (-0.35 ± 1.10 mas/yr); however, the

resolution was about twice as coarse as that at 43 GHz, preventing the detection of any motion for this component at 22 GHz. The polarization of \mathbf{M} is strong at 22 GHz, with a magnetic vector direction (relative to the direction between \mathbf{M} and the core) of 24° , 19° , and 27° and a degree of polarization of 25%, 20%, and 15% at epochs **A14**, **A15** and **A16**, respectively. Two components even closer to the core, labeled \mathbf{r} and \mathbf{s} , are also apparent in Figure 26a. Their proper motions are the slowest detected in 3C120: 0.40 ± 0.03 mas/yr ($0.93 \pm 0.07 h_{65}^{-1}c$) and 0.27 ± 0.07 mas/yr ($0.63 \pm 0.17 h_{65}^{-1}c$) for \mathbf{r} and \mathbf{s} , respectively.

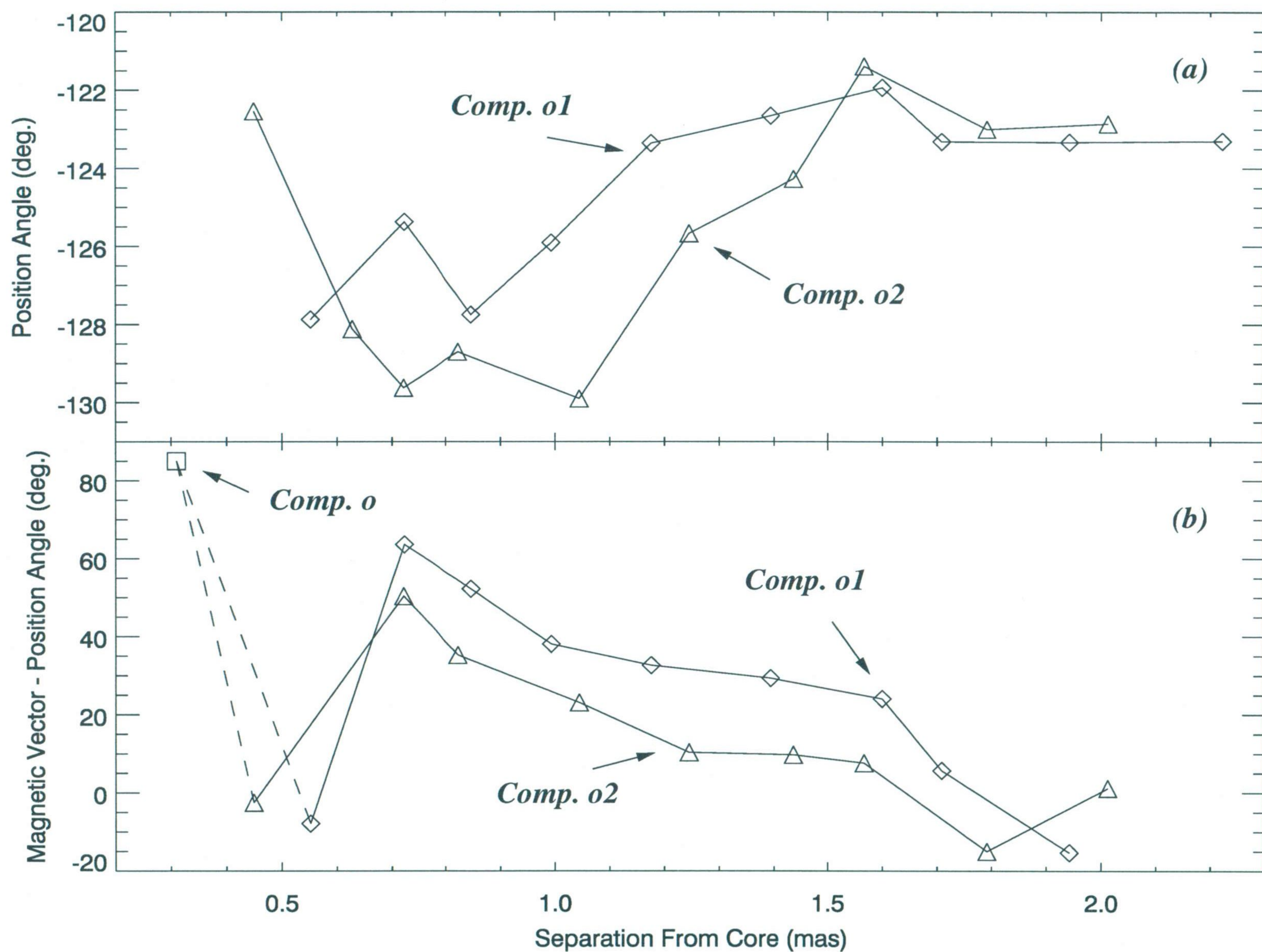


Fig. 27. (a) Position angle and (b) orientation of the magnetic polarization vector relative to the core position angle for components \mathbf{o} , $\mathbf{o1}$, and $\mathbf{o2}$ as a function of projected angular distance from the core.

Figure 26b represents a rotated version of Figure 12 in order to a better comparison with the results explained above. Although Figure 26b correspond to a longer relative time evolution of the jet model presented in section 2.3 than that of the set of epochs presented in Figure 26a, a visual comparison of Figures 26a and 26b reveal the strong likeness between them. This

similarity points out that probably the processes observed in 3C 120 after the ejection of component **o** are the same than that predicted by our numerical simulations (see section 2.3 and Agudo et al. 2001). From this point of view, component **o** corresponds to the leading feature of those simulations, whether the rest of components plotted in Figure 26a should be related to the subsequent trailing components reported by our numerical model. But the application of our trailing components' numerical model to the observational results in 3C 120 are not only supported by the likeness of the components' path in the 'space-time' diagrams of Figure 26. Rather, most of the observational results fit with a surprisingly goodness to the numerical model's predictions (see section 2.3 and Agudo et al. 2001):

i) Components **m1**, **m** and **m2** have been observed to emerge not from the core (as usually reported for relativistic jets) but rather in the wake of **o** or as the result of the splitting of components in the wake of the strong superluminal component **o**. This feature emerged from the core of the jet (see section 3.1.4 and Figure 21) allowing to the identification with the main perturbation of our numerical simulations. Due to the proximity to the core and the lack of enough resolution, it remains unclear whether components **r** and **s** were ejected from the core. Nevertheless, the fact that they appeared after the ejection of component **o** support the idea that they actually correspond to the inner versions of components **m1**, **m** and **m2**.

ii) Components appeared in the wake of **o** present motions which are lower than a factor of ~ 4 the superluminal speed of this feature. In addition, features **m1**, **m**, **m2**, **r** and **s** present a clear gradient of velocities respect to their relative distance to the core, being the speeds of **r** and **s** the smallest detected in the jet of 3C 120. The last also points out that these two inner components correspond to the inner trailing features reported in our simulations.

iii) Splitting of component **p**, the subsequent merging of those components resulting from this splitting, acceleration of component **m2** as well as deceleration of component **m1**, like those reported in section 2.3, are also present in the time evolution the jet in 3C 120.

iv) As explained in section 2.3, trailing components are related to oblique features. This may play an important role in the polarization properties of these features producing a rotation of the observed magnetic polarization vector in a direction perpendicular to the plane of the feature and an enhancement of the polarized emission. Although the polarization properties of component **m** (changing of both the oblique magnetic polarization vector and the high degree of polarization) are almost sure mainly related to the twisted inner structure of 3C 120 reported in section 3.1.4, we cannot reject the possibility that those are also influenced by the nature of that component.

The good agreement between the changing emission pattern observed in 3C120 and those

predicted by our numerical simulations (see section 2.3) support the strongest evidences for the existence of trailing components ever found in a relativistic jet. In addition, our simulations allow us to interpret the observational phenomena explained above as the result of the interaction of the strongest ejection observed in 3C 120 with the underlying jet and external medium. This interaction lead to the formation of new features triggered by pinch–body jet instabilities.

As observed by Marscher et al. (2002), strong superluminal features, with a typical time scale of less than a year, are ejected in 3C 120 about a month after an X–ray dip is detected. This is interpreted as the result of the accretion of a grate amount of material onto the central black hole from the accretion disk (Marscher et al. 2002). If this kind of phenomenon happen only one or to times per year and this is the only mechanism producing traveling features, it is difficult to explain the typically observed wealth of structures in 3C 120. Rather, moving features in this radio galaxy, like probably in other sources, should be produced by a combination of the ejection of blobs of plasma coming from the accretion disk together with the interaction of those features with the underlying jet and the external medium through similar processes as explained in section 2.3 and Agudo et al. (2001).

3.2 The BL Lacertae PKS 0735+178

PKS 0735+178 (0735+178 throughout) was first identified as a BL Lacertae (BL Lac) object by Carswell et al. (1974). Although Carswell et al. (1974) reported an absorption redshift $z_{abs}=0.424$ in the direction of the source and this was confirmed by Rector & Stoke (2001); there are no guaranties that z_{abs} is not due to an intermediate absorbing system between 0735+178 and us. In that sense, z_{abs} represents a lower limit for the redshift (z) of this unusual BL Lac. Nevertheless, we will assume z to be equal to z_{abs} in our analysis hereafter.

0735+178 is pointlike in appearance at optical wavelengths, even when observed with the Hubble Space Telescope (Scarpa et al. 2000). As for all the BL Lacs, this source exhibits rapid variability, high degree of polarization and lacks of emission lines in the optical (e.g. Bregman et al. 1984). Its optical variability, which has also been reported in the infrared and ultraviolet range (e.g. Bregman et al. 1984), has time scales that range from weeks to as long as the 1.2 and 14.2 years periodicity suggested by Fan et al. (1997) and Smith et al. (1987), respectively. The smaller variation timescales, which typically range from 0.5 to 1.0 magnitudes, suggest that this source is quite compact, while the long time variations may be explained by either the presence of a second super–massive compact objet as the companion of the central engine

forming a binary system (e.g., Begelman, Blanford & Rees 1980), or as the result of the relativistic Lense–Thirring effect produced also if a compact companion is present (e.g., Bardeen & Petterson 1975). Estimations of a mass of a central compact object in 0735+178 of $\sim 1.5 \times 10^8 M_{\odot}$ have been reported (see, Xie et al. (2002) and references therein).

0735+178 is a strong X and γ -rays emitter up to GeV energies (Kubo et al. 1998). The wide range spectra (from radio to γ -rays) of this source, represented in a νF_{ν} diagram, where F_{ν} is the total emitted flux at the observing frequency ν , shows two clear components. The lower energy component is explained by synchrotron emission of relativistic electrons and the second one is produced by the Comptonization of external (to the jet) photons (Kubo et al. 1998).

Unfortunately, as for almost all the extragalactic sources hosting relativistic jets, no long term monitoring of the wide range spectrum have been performed for this source in order to test the accretion–ejection model suggested by Marscher et al. (2002) for the radio galaxy 3C 120.

0735+178 was one of the first extragalactic sources for which the paradigm of the *cosmic conspiracy* (Marscher 1977) was observationally confirmed (Cotton et al. 1980). Cotton et al. (1998) explained its flat radio spectrum over a considerable range in frequency as the superposition of the synchrotron spectra of different peaked components.

Observed at radio wavelengths, 0735+178 is also pointlike at arcsecond resolution (Ulvestad, Johnston, and Weiler 1983; Kollgaard et al. 1992). Radio images made from data obtained with Very Long Baseline Interferometry (VLBI) arrays at intermediate centimeter wavelengths have typically shown a compact core and a jet extending toward the northeast. Multi-epoch VLBI observations (e.g., Gabuzda et al. 1994; Gómez et al. 1999; Homan et al. 2001) have been used to identify a number of superluminal components, which have apparent velocities in the range $\simeq 3.3\text{--}12.2 h_{65}^{-1}c$, in the jet-like structure of this source. The first polarimetric VLBI observations of 0735+178, obtained by Gabuzda, Wardle & Roberts (1989) at 5 GHz and with an angular resolution of 9×2 mas, showed the jet magnetic field to be perpendicular to the jet axis within the first 5 mas from the core.

As observations at higher frequencies began to become available (e.g., Kellermann et al. 1998; Gómez et al. 1999), they provided evidence for curved structure in the inner jet of 0735+178, which had not been observed in the earlier lower resolution images. In particular, the 22 and 43 GHz images of Gómez et al. (1999) revealed a twisted jet with two sharp apparent bends of about 90° within two milliarcseconds of the core. The nature of this bent structure was unclear, since it could plausibly be interpreted either as a manifestation of non-ballistic motion of the jet flow, or as a superposition of emission from jet features that moved essentially ballistically but had been ejected from the core in appreciably different position

angles. There was some evidence that the magnetic field smoothly followed one of the bends in the jet at these milliarcsecond resolutions being parallel to the local jet axis, suggesting the bent structure may have been produced by precession of the jet nozzle.

Precisely, the extreme bent structure of the jet in 0735+178 is one of the most interesting features on this source. Their two $\sim 90^\circ$ curvatures are the most pronounced observed in a relativistic jet at the same scale from our knowledge. Although at larger scales, this kind of strong bends have also been observed in several sources (see e.g., Mantovani et al. 1998) and explained in most of the cases as the result of interaction between the jet and the external medium (see also section 3.1 and Gómez et al 2000; 2001), which is one of the most interesting phenomena to study in sharp bent jets. These interactions are able, not only to put light on the hydrodynamics of relativistic jets, but also on the knowledge of the jets' surrounding and intergalactic medium. Taking into account that a bent jet possesses a larger area pushing up the external medium than a perfectly straight jet, it seems very likely that this kind of interaction is more probably occurring in sources with large curvatures as in the case of 0735+178. Collisions with surrounding clouds (Junor et al. 1999; Gómez et al. 2001), precession of the jet nozzle and pressure gradients in the external medium (Gómez et al. 1999) are possible mechanisms proposed in order to explain the curved structures of relativistic jets and their observational properties.

The observational study of the BL Lac 0735+178 we present in the following sections is organized in the chronological order the observing programs were performed, which should provide an idea of the improvement on the knowledge of this interesting source and the phenomena related to their time evolution since our first observations (Gómez et al. 2001)

In section 3.2.1, which is an adaptation of Gómez et al. (2001), we present the first set of high resolution VLBA observations of our monitoring on 0735+178 from 1996 to 1998. There we also compile all the available data in the literature in order to study the possible components' motion models motivated for the comparison of the results with the highly superluminal moving features models reported in previous works (see e.g. Gabuzda et al. 1994). In the next section (3.2.2), we focus on the first evidences of differential free-free absorption reported in the jet of 0735+178 at the beginning of 1999, which were detected close to regions with tentative RM in the vicinity of the sharp bends in this source (Gabuzda, Gómez & Agudo 2001). These new observations, which were obtained with the VLBA, at 15 GHz and VSOP at 5 GHz at a similar resolution, allow us to suggest new models related to the jet-external medium interaction on this source. In the last section (3.2.3), we report the results of our VLBI observations until May 2000. The set of observations presented in this section is composed by

two different observing programs, originally proposed separately. The first of them (with four observing runs from 1996 to 1998) was obtained by our collaborator D. C Gabuzda as part of her VLBI monitoring of BL Lac sources. The second one ranges in observing epochs from 1999 to 2000. The results obtained combining these last two observing programs, allow us to definitely confirm the previous evidences about RM near the first $\sim 90^\circ$ bend in the VLBI structure of 0735+178, as well as to study the possible time dependent opacity at this region previously reported in section 3.2.2. The results from these new polarimetric, multifrequency, four years time range of VLBA observations allow us to propose a model of jet–external medium interaction with similar observational phenomenology than that reported for 3C 120 in section 3.1 (see also Gómez et al. 2000, 2001) as well as to a better constraining of the kinematical model of the jet components’ model, which point to a non ballistic quasi–stationary scenario for almost all the emission features.

3.2.1 Components motion models

Our main goal in this section addresses the study of the structural changes through time in the jet and discuss the possible motion models for its components. For that, careful analysis of the components’ identification through their structural position as a function of time is performed. The three epochs of observation are compared with those taken previously by other authors covering a total of more than 19 years of observations in order to test the validity of the previous large superluminal motion models.

3.2.1.1 Observations and data reduction

The observations were performed on 4 August 1996, 16 January 1997, and 24 May 1998 using the 10 antennas of the VLBA at 8.4 and 43 GHz. Only left circular polarization data were recorded at each telescope using 8 channels of 8 MHz bandwidth and 1 bit–sampling. The data were correlated using the VLBA correlator at Socorro, New Mexico. The reduction of the data was performed within the AIPS software in the usual manner (e.g., Leppänen, Zensus & Diamond 1995). Opacity corrections, using the AIPS task APCAL, were introduced by solving for receiver temperature and zenith opacity at each antenna only for the 43 GHz observations. No opacity corrections were necessary to apply for the 8.4 GHz data thanks to the large transparency of the Earth’s atmosphere at this frequency. After the initial reduction, the data were edited, self calibrated and imaged in I using the DIFMAP software (Pearson et al. 1994).

Due to errors in the initial amplitude calibration, the integrated total intensity of all the maps at 8.4 and 43 GHz were calibrated using the single dish data from the University of Michigan Radio Astronomy Observatory (UMRAO; M. Aller, private communication) and the Metsähovi AGN (H. Teräsraanta, private communication) monitorings of 0735+178.

3.2.1.2 Results

Figures 28 and 29 show the VLBA total intensity images of 0735+178 at 8.4 and 43 GHz, respectively. In order to obtain a better characterization of the motions in the jet, the total intensity $u-v$ data were fitted with circular Gaussian components using the DIFMAP software

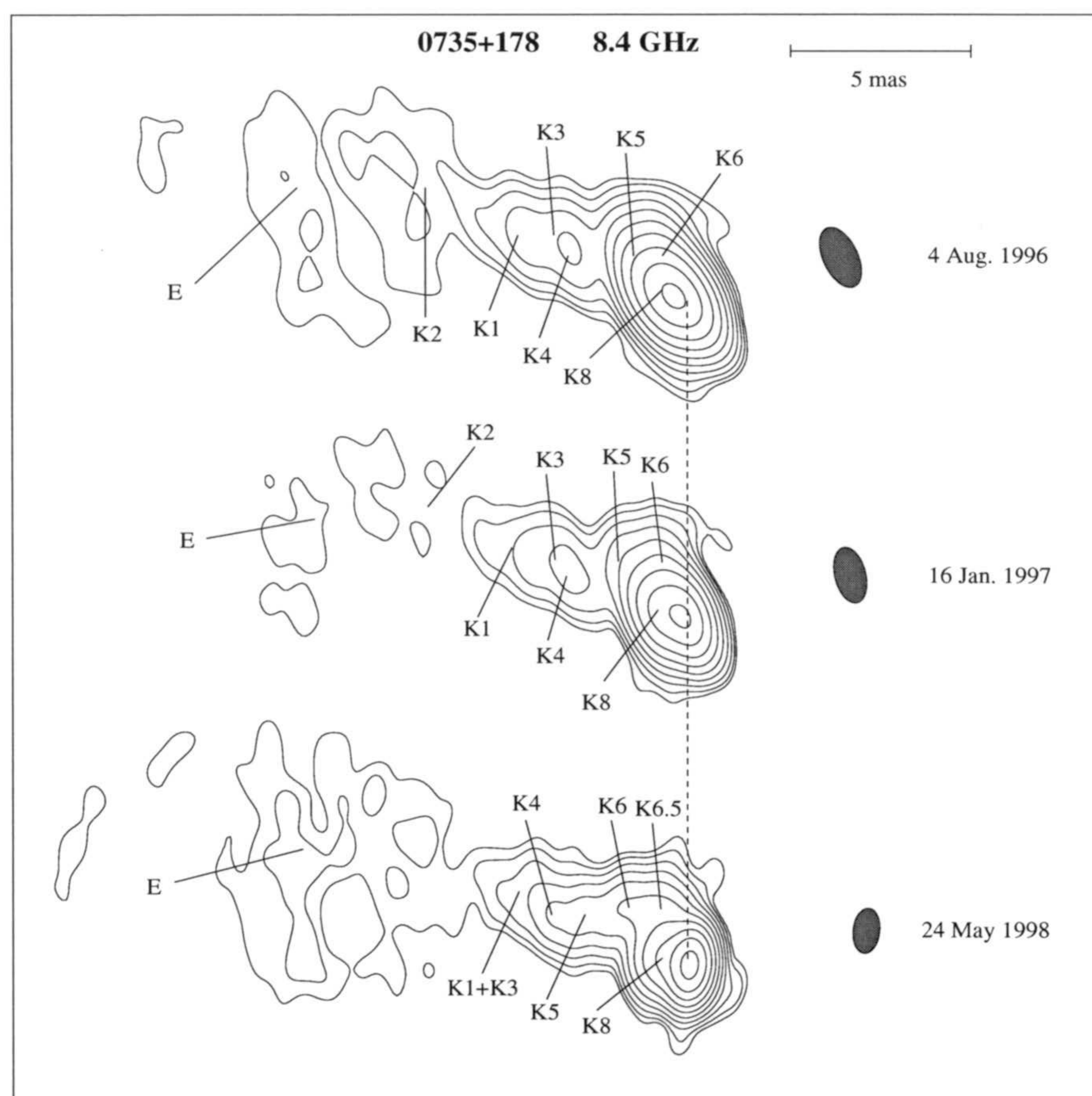


Fig. 28. 8.4 GHz VLBA images of 0735+178 at epochs (from top to bottom) 4 August 1996, 16 January 1997, and 24 May 1998. Total intensity is plotted as contours. From top to bottom images: contour levels increment by factors of 2, starting at 0.2% (plus 90%), 0.4% (plus 90%), and 0.15% of the peak intensity of 1.05, 1.73, and 2.1 Jy/beam; convolving beams (shown as filled ellipses) are 1.92×0.99 , 1.71×0.88 , and 1.36×0.76 mas, with position angles of 23.6° , 13° , and -6° .

package. Tables 5 and 4 summarize the physical parameters obtained for 0735+178 at 8.4 and 43 GHz, respectively. The process of model fitting is not deterministic, and often more than one model that fit the data roughly equally well can be obtained for a given data set. Knowledge of the source structure at different observing frequencies and different epochs can help to distinguish among different possible model fits. We have adopted these criteria, selecting the model fits that not only fit best to the source structure for a given epoch and frequency, but are also in best agreement with the known source evolution and structure at different frequencies.

In light of the new observations presented here, we have performed new model fits of the data presented by Gómez et al. (1999). The new model fits are tabulated in Table 6 for the 22

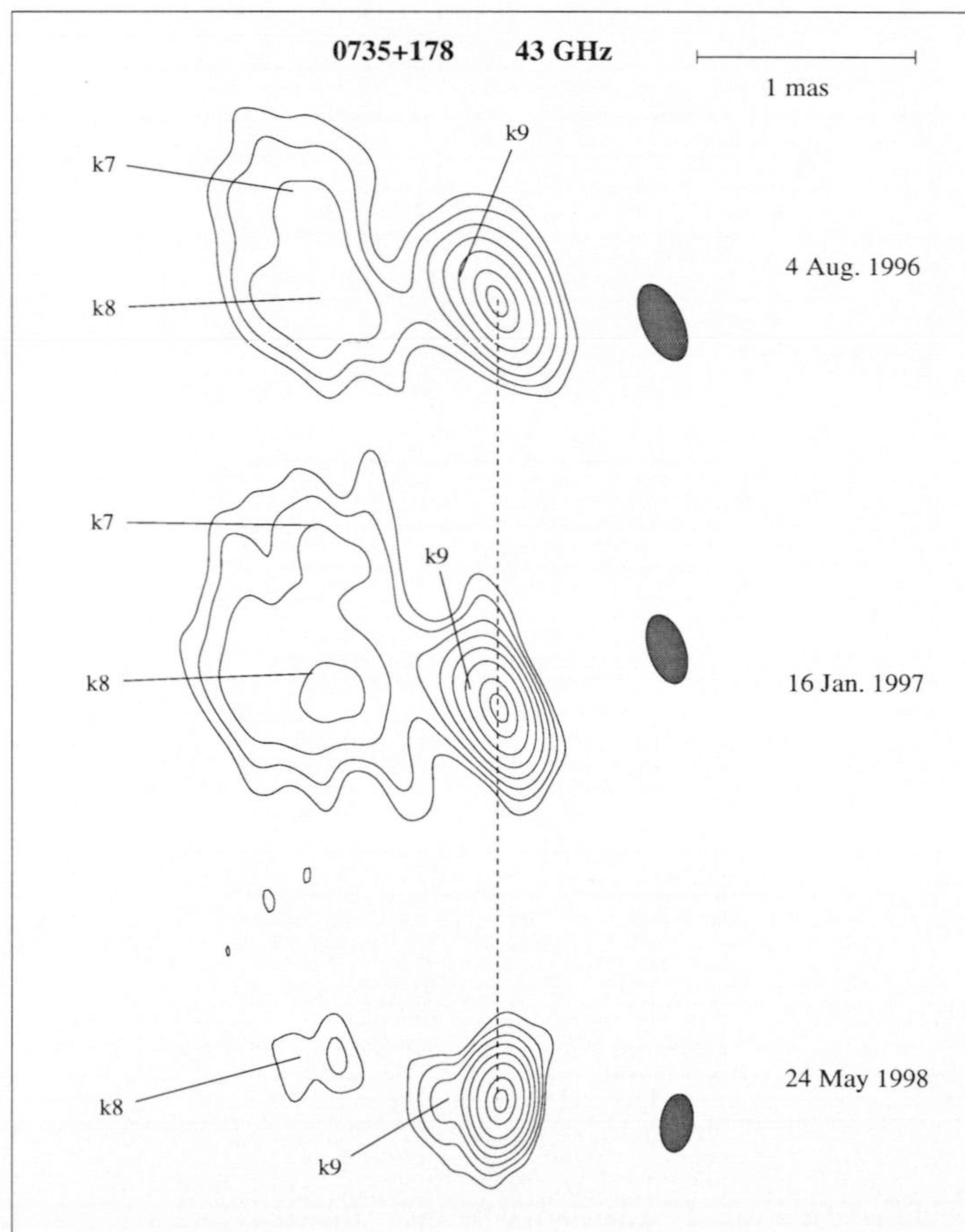


Fig. 29. 43 GHz VLBA images of 0735+178 at epochs (from top to bottom) 4 August 1996, 16 January 1997, and 24 May 1998. Total intensity is plotted as contours. From top to bottom images: contour levels increment by factors of 2, starting at 2% (including 90%), 1% (plus 90%), and 1% (plus 90%) of the peak intensity of 0.244, 0.361, and 0.791 Jy/beam; convolving beams (shown as filled ellipses) are 0.38×0.18 , 0.33×0.16 , and 0.27×0.14 mas, with position angles of 22.3° , 17° , and -7° .

Tabl. 5. 8.4 GHz Models for 0735+178.

Epoch	Component	S (mJy)	r (mas)	θ (°)	$FWHM$ (mas)		
1996.59	Core	490±40	0.0	0.0	0.08±0.04		
	K9	100±40	0.19±0.04	60±10	0.16±0.07		
	K8	270±60	0.78±0.05	89±3	0.41±0.09		
	K7	140±80	1.05±0.17	60±7	0.4±0.3		
	Core	249±4	0.0	0.0	≤0.05		
	K9	94±6	0.11±0.02	81±15	0.11±0.04		
	K8	229±6	0.85±0.02	82±1	0.49±0.03		
	K7	45±6	1.22±0.09	54±4	0.30±0.18		
	K6	48±17	1.65±0.18	24±7	0.94±0.33		
	1996.86	Core	370±5	0.0	0.0	0.11±0.03	
K8		222±8	0.80±0.04	78±2	0.70±0.06		
K6		42±10	1.49±0.13	34±3	0.4±0.3		
K3		14±13	3.9±0.3	62±9	≤0.8		
1997.04		Core	327±12	0.0	0.0	≤0.05	
		K9	96±19	0.158±0.019	59±4	0.13±0.04	
		K8	260±50	0.87±0.06	80±4	0.65±0.06	
		K7	47±22	1.19±0.13	45±6	0.4±0.4	
		1998.39	Core	536±8	0.0	0.0	0.059±0.015
			K9	73±19	0.189±0.010	80±20	0.26±0.14
	K8		60±40	0.89±0.13	78±10	0.5±0.3	

¹Uncertain identification of this component with K6 at the same epoch.

Tabl. 4. 43 GHz Models for 0735+178.

Epoch	Component ¹	S (mJy)	r (mas)	θ (°)	$FWHM$ (mas)
1996.59	Core	403±2	0.0	0.0	≤0.09
	K8	534±4	0.804±0.008	76.8±1.5	0.45±0.02
	K6	78±4	1.58±0.03	26.3±1.3	0.58±0.12
	K5	43±5	2.15±0.08	50±3	0.87±0.24
	K4	15±3	3.40±0.21	67±3	0.9±0.4
	K3	23±3	4.27±0.13	65±2	0.8±0.3
	K1	12±3	5.48±0.15	67±3	0.6±0.4
	K2	≤8	7.5±0.9	67±7	≤3.7
	E	50±30	10.9±2.4	72±8	6.6±2.3
	1997.04	Core	542±11	0.0	0.0
K8		533±15	0.836±0.021	72±3	0.60±0.04
K6		65±11	1.87±0.23	22±5	0.71±0.24
K5		57±15	2.53±0.24	52±6	1.1±0.5
K4		19±11	3.7±0.3	69±8	≤2
K3		20±7	4.21±0.23	64±6	≤1.6
K1		15±11	5.4±0.4	67±8	≤1.7
K2		~10	~8	~66	~2.4
E		≤100	11±3	74±15	6±4
1998.39		Core	773±8	0.0	0.0
	K8	221±8	0.835±0.020	75±3	0.68±0.03
	K6.5 (K6)	60±11	1.79±0.15	23±3	0.76±0.13
	K6 (K5)	71±7	2.43±0.08	46±3	0.91±0.16
	K5 (K4)	45±7	3.35±0.08	64.8±1.5	0.9±0.3
	K4 (K3)	16±6	4.24±0.3	68±4	≤1.1
	K1+K3 ² (K1)	≤30	5.2±0.3	65±3	1.2±0.9
	E	≤150	11.4±1.5	73±6	6.6±2.0

¹Component designations in parentheses correspond to the scenario in which all components are essentially stationary. ²Very extended component for which only estimations of the fitted parameters could be obtained. ³In the moving-component scenario, K1 and K3 are merged in a single component with flux density approximately that of the sum of both components for epoch 1997.04.

GHz data obtained in 1996.86 and 1996.98, and Table 4 for the corresponding 43 GHz data. These revised model fits result in a better identification of components across epochs, and we have therefore adopted them as the most plausible models for 0735+178. Note, however, that none of the conclusions presented by Gómez et al. (1999) are affected by our adoption of the new model components. The table columns give the total flux density, separation and structural position angle relative to the core component, as well as the FWHM angular size of each component for the three epochs. Components are labeled using uppercase letters for 8.4 GHz

Comp.	S (mJy)	r (mas)	θ ($^{\circ}$)	$FWHM$ (mas)
1996.86.				
Core .	292 \pm 8	0.0	0.0	\lesssim 0.01
K9 ...	75 \pm 6	0.18 \pm 0.02	95 \pm 13	0.20 \pm 0.06
K8 ...	192 \pm 6	0.86 \pm 0.02	85 \pm 1	0.51 \pm 0.03
K7 ...	189 \pm 10	0.93 \pm 0.03	61 \pm 3	0.76 \pm 0.05
K6 ...	30 \pm 4	1.66 \pm 0.14	17 \pm 5	0.51 \pm 0.22
K5 ...	25 \pm 6	2.66 \pm 0.17	42 \pm 5	0.99 \pm 0.23
K3 ...	29 \pm 8	4.16 \pm 0.5	65 \pm 6	1.4 \pm 0.5
1996.98.				
Core .	290 \pm 6	0.0	0.0	\lesssim 0.01
K9 ...	55 \pm 3	0.19 \pm 0.03	74 \pm 11	\lesssim 0.01
K8 ...	201 \pm 2	0.89 \pm 0.02	83 \pm 2	0.58 \pm 0.04
K7 ...	132 \pm 2	0.91 \pm 0.03	54 \pm 2	0.84 \pm 0.07
K6 ...	40 \pm 3	1.60 \pm 0.11	20 \pm 5	0.83 \pm 0.21
K5 ...	20 \pm 6	2.47 \pm 0.35	46 \pm 11	0.97 \pm 0.75
K3 ...	23 \pm 6	4.09 \pm 0.25	64 \pm 4	1.04 \pm 0.81

Tabl. 6. 22 GHz Models for 0735+178 in 1996.86 and 1996.98 (Gómez et al. 1999).

following the notation of Gabuzda et al. (1994), and are marked in Figs. 28 and 29.

Estimates of the model fitting errors were obtained by using the addendum program for DIFMAP called DIFWRAP, developed by Lovell (2000). The errors were determined by introducing small changes in the fitted parameters of Tables 5, 4 and 6 and analyzing the variations in the residual maps and χ^2 of the fit (for more details see Lovell (2000) and <http://www.vsop.isas.ac.jp/survey/difwrap>). In order to take into account the fact that the fitted parameters are interrelated, we allowed for simultaneous variations of all four parameters for each component when determining the final errors, which results in somewhat larger but more conservative and perhaps more realistic values.

The images of Figs. 28 and 29 confirm the twisted jet structure previously observed in 0735+178 (Gómez et al. 1999). A first apparent bend of approximately 90° can be observed approximately 0.8 mas from the core, near the position of component K8 (k8 at 43 GHz), where the jet direction changes from eastward to northward, towards component k7. This curvature is more visible in the higher resolution 43 GHz images of Fig. 29. After this, the jet turns back towards the east, as traced by several components identified at 8.4 GHz (see Fig. 28).

In order to compare with previous VLBI observations and study the possible kinematic

models for the jet components within the larger possible time interval, we have compiled all the fitted components data from the literature, see the caption in Figure 30, in which we represent the components detected in 0735+178 since the first model fitting from VLBI data published in 1979. The resulting data set covers a time interval of 19 years.

We have split the figure to cover two different time spans. The top plot includes components observed between 1979.20 and 1992.44, while the bottom plot shows component positions after 1995.58 (no observations have been published for epochs between 1992.44 and 1995.58). A zoom showing more clearly the innermost components detected after 1995.58 is plotted in Fig. 31. Independently of the component identification scheme, Fig. 30 shows a qualitative change in the projected trajectory of the jet in 0735+178. In the earlier epochs (top panel of Fig. 30) the jet components appeared to extend along a somewhat rectilinear trajectory to the northeast, while after mid-1995 all observed components lie in a well defined twisted structure, consistent with that mapped in our Figs. 28 and 29.

3.2.1.3 Components' identification

To make a kinematic model for VLBI components, it is always necessary to perform the identification of components through time. This is not an easy task if the observations are not equally time spaced and the resolutions and observing frequencies of all the images are not, at least, similar. The procedure to identify the components here, was to check to see if any features previously identified in the VLBI jet of 0735+178 were still present in our new images by extrapolating the proper motions detected for components K2 to K6 from previous epochs (Bääh & Zhang 1991; Zhang & Bääh 1991; Bääh, Zhang, & Chu 1991; Gabuzda et al. 1994; Gómez et al. 1999) to our new epochs. This procedure is the basis for the possible component identifications shown in Figs. 28 and 29 (see also Tables 5, 4 and 6). If this identification is correct, K2, K3, K4, K5, and K6 traveled downstream with apparent velocities between $\sim 5\text{--}11 h_{65}^{-1}c$. Components K1, K8, and k9 remained stationary within our position error estimates.

At the same time, Figs. 30 and 31 clearly show clustering of components (labeled in Fig. 31) at several locations. Thus, the data after the middle of 1995 are also consistent with the VLBI jet of 0735+178 displaying primarily features that are stationary within the estimated position errors. In this case, components K4, K5, K6 and K6.5 of epoch 24 May 1998 would correspond to components K3, K4, K5 and K6 of the two previous epochs, as indicated in Table 5 and Fig. 31.

It seems very likely that the presence of stationary components at the locations of the two

90° bends (near K8 and K6 Fig. 31) is directly related to the bends in some way. One possibility is that there is differential Doppler boosting in these locations, if these bends are associated with jet regions where the flow velocity vectors are more closely aligned with the line of sight to the observer (e.g. Gómez et al. 1994; Alberdi et al. 2000). It is also possible that these bends correspond to jet–external medium interactions, in which case enhanced emission regions are expected. The apparent stationarity of the remaining components might be interpreted in terms of either more slowly proper motions than those reported by previous authors or the presence at the location of this components of standing features. Numerical simulations show that stationary recollimation patterns can be produced by pressure mismatches between the jet and the external medium (Gómez et al. 1995, 1997), as well as by jet instabilities produced by the pass of strong plane perpendicular moving shocks (see section

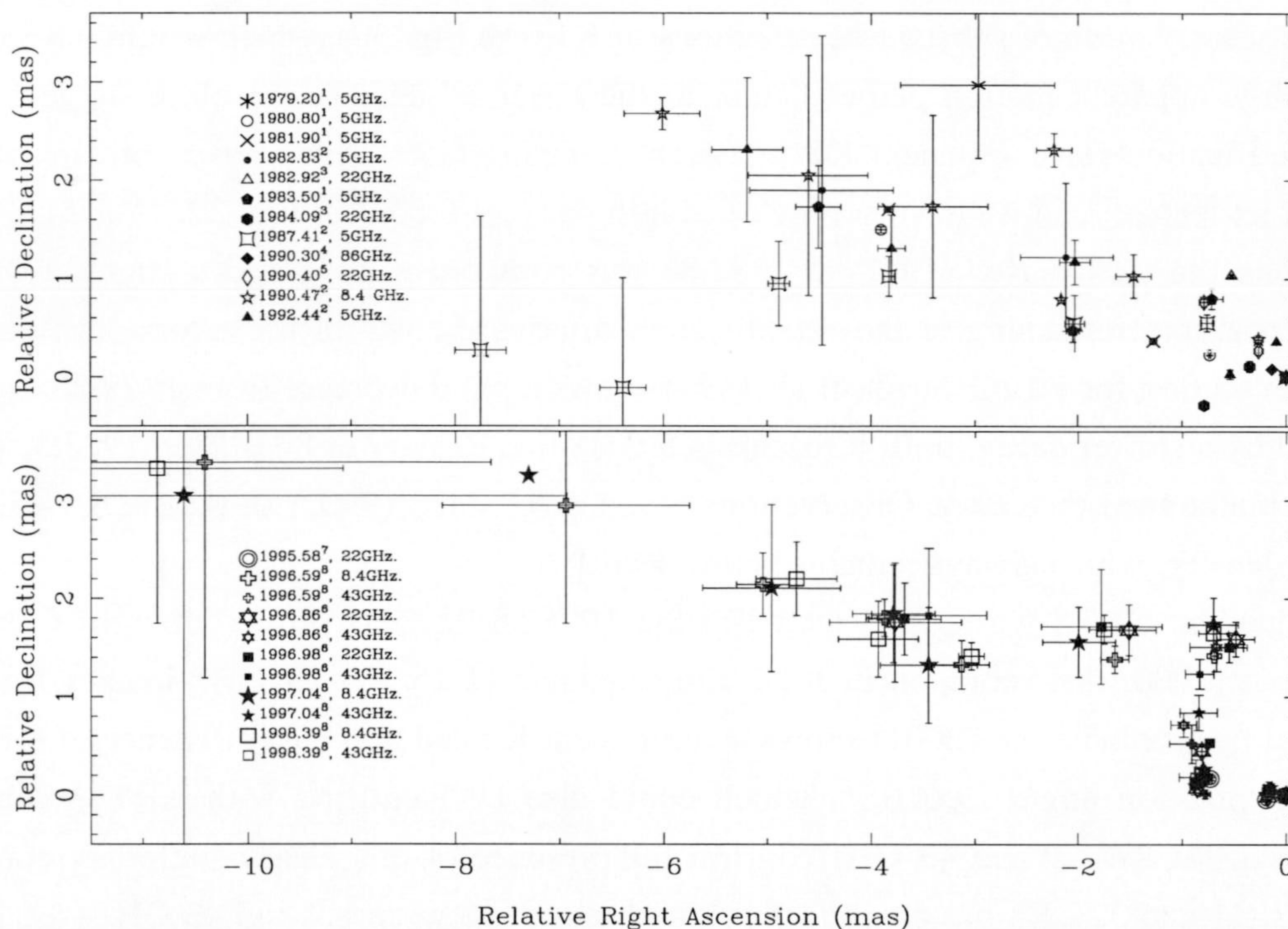


Fig. 30. Components position, relative to the core, in the jet of 0735+178 detected between 1979.20 and 1992.44 (top), and between 1995.58 and 1998.39 (bottom). Epoch, frequency, reference, and symbol for each epoch are as labeled. Estimated errors are indicated by bars. References correspond to: 1. Bääth & Zhang 1991; 2. Gabuzda et al. 1994; 3. Zhang & Bääth 1991; 4. Rantakyrö et al. 1998; 5. Bääth, Zhang, & Chu 1991; 6. Gómez et al. 1999; 7. Gabuzda & Cawthorne 2000; 8. This work.

2.3). These recollimation regions result in enhanced jet emission, which could be observed as stationary jet features.

Our new data thus open the possibility that there were mainly stationary features in the

VLBI jet of 0735+178, at least beginning sometime after the middle of 1995. Comparing the models for the most recent VLBI data, the simplest interpretation of the VLBI structure is probably that the jet is made up of a series of stationary or quasi-stationary components. At the same time, a plausible component identification scheme in which the superluminal motions occurring at earlier epochs are continued at the later epochs can be constructed, as discussed above.

3.2.1.4 Stationary components

Independent of the component identification scheme that is adopted, several components –K1, K8/k8 and k9–have remained stationary within the errors. K1 was initially detected by Bääth & Zhang (1991) at four epochs (their component B). Their first identification for this component lay significantly north of subsequent detections of K1 (see Fig. 30), which would have required a very large apparent motion perpendicular to the observed jet. We therefore suggest that the first identification for component K1 of Bääth & Zhang (1991) may have corresponded to a different jet feature, and we have not included it in our plot for K1 in Fig. 32.

Despite the stationarity of K1, in 1982.83 this component presented a small downstream shift in position, remaining at the new location afterwards, within the errors. The early flux density evolution for K1 (Gabuzda et al. 1994) shows a rapid decrease from 1979.20 to 1980.8, followed by a slower decay until it reaches a 5 GHz flux density of 80 mJy in 1983.5, which is roughly maintained thereafter. Observations at 8.4 GHz since 1990.3 show small variations in the flux density, which always remains below 40 mJy.

Component K8/k8 was first detected in the 1995.58 22 GHz observations of Gabuzda & Cawthorne (2000, their component K1). The sequence of 15 and 22 GHz images from 1996 presented by Homan et al. (2001) shows a component located at a mean distance of 0.8 mas in structural position angle $79.6 \pm 0.7^\circ$, which could also be identified with K8/k8. Subsequent observations at 8.4, 22 and 43 GHz confirm the presence of this nearly stationary component (see Figs. 31 and 32). K8 has an optically thin spectrum between 8.4 and 43 GHz (see Tables 5 and 4), although observations at 22 and 43 GHz show a slightly inverted spectrum between these frequencies. Figure 29 reveals that k8 is extended (see also Tables 5, 4 and 6). It therefore seems likely that the 'wandering' of its position should be interpreted not as physical motion, but rather as the result of internal changes in the component's brightness distribution, which lead to small shifts in the position of the brightness centroid as a function of frequency and epoch.

The innermost stationary component in 0735+178, k9, is ~ 0.2 mas from the core. Only observations above 22 GHz provide the necessary resolution to detect it. It has an inverted spectrum and, like K8, shows small variable offsets in position with epoch and frequency, which we also interpret as the effect of changes in its internal brightness distribution. Observations at 86 GHz by Rantakyrö et al. (1998) in 1990.3 revealed two strong components separated by 0.16 mas. Although those observations and the observations of Gabuzda & Cawthorne (2000) are more than five years apart, it is possible that component A of Rantakyrö

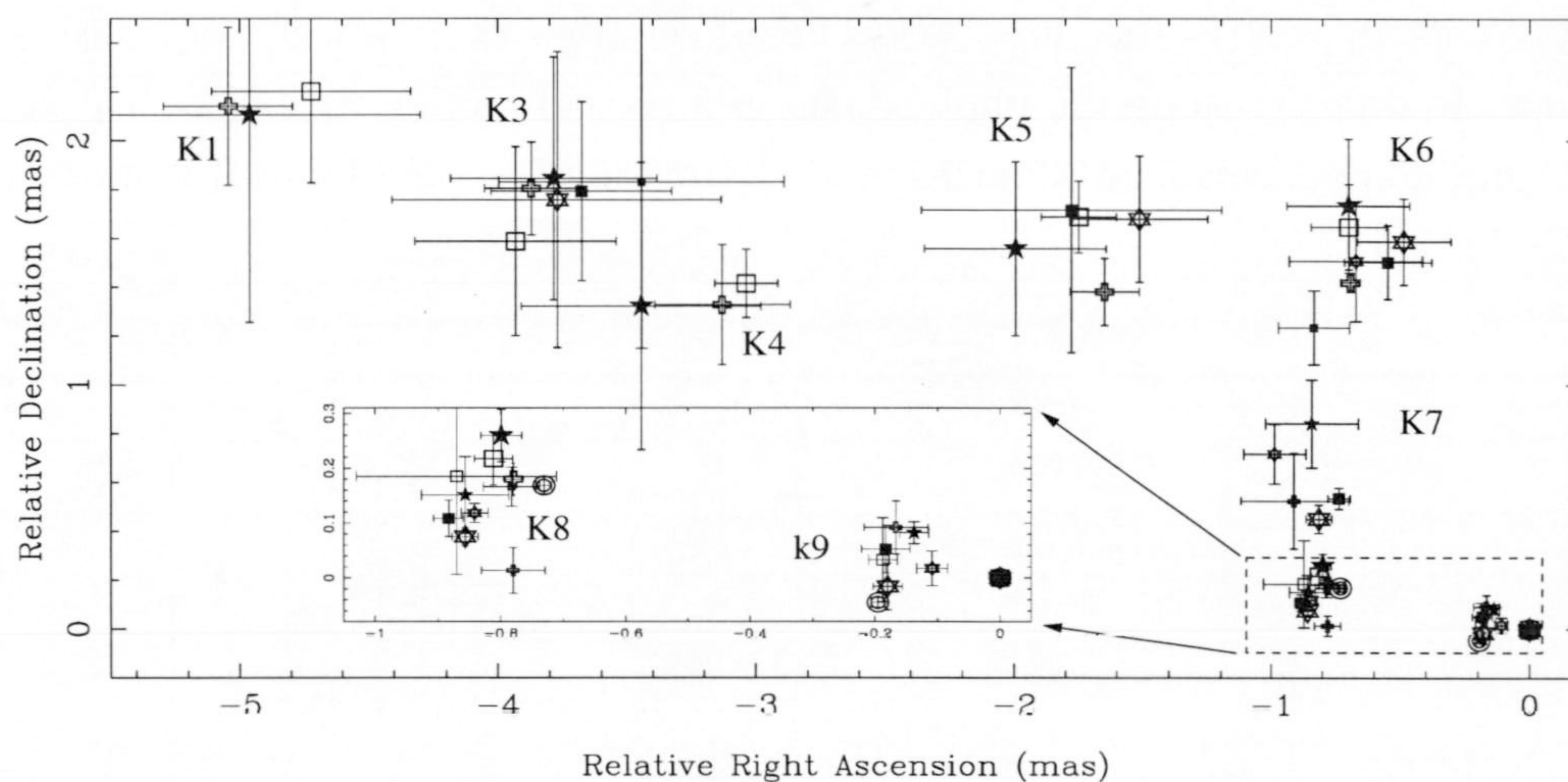


Fig. 31. Zoom of the inner components detected between 1995.58 and 1998.39 (bottom panel in Fig. 3). Symbols are as in Fig. 3, and labels correspond to the stationary–component scenario.

et al. (1998) should be identified with component K2 of Gabuzda & Cawthorne (2000) and our component k9, suggesting that it has remained stationary for at least eight years. This component has a quasi–steady flux density and inverted spectrum.

Images at 22 and 43 GHz from Gómez et al. (1999) show a 'bridge' of emission extending north to connect component K8/k8 with the second 90° bend located near the position of component K6 at epoch 1996.59. We have model fitted this emission and identified it across epochs as k7. If component motions in 0735+178 are non–ballistic, various components should have moved through the two apparent 90° bends at the positions of K8/k8 and K6, through where the emission modeled as k7 is observed. However, k7 exhibits erratic motions around the extended region. This may suggest that what we have modeled as k7 actually corresponds to underlying jet emission rather than a distinct feature in the flow. This region has a steep spectrum between 22 and 43 GHz.

The 8.4 GHz images in Fig. 28 show extended jet emission (with flux density below ~ 150

mJy) to the east of K2. To account for this flux density, we have fitted its emission as a single component, labeled E, which has a rather large flux density. Due to its very extended structure, the errors in the model fitting are quite large. We emphasize that this is only intended to allow for the presence of the extended emission in this region in a general sense.

3.2.1.5 The possible superluminal scenario

As discussed above, probably the simplest interpretation of the VLBI structure observed at relatively recent epochs is that it is made up of a series of stationary or quasi-stationary components. In order to study the implications of a second motion model, we can identify, at the same time, components across epochs in a way that implies superluminal motions similar to

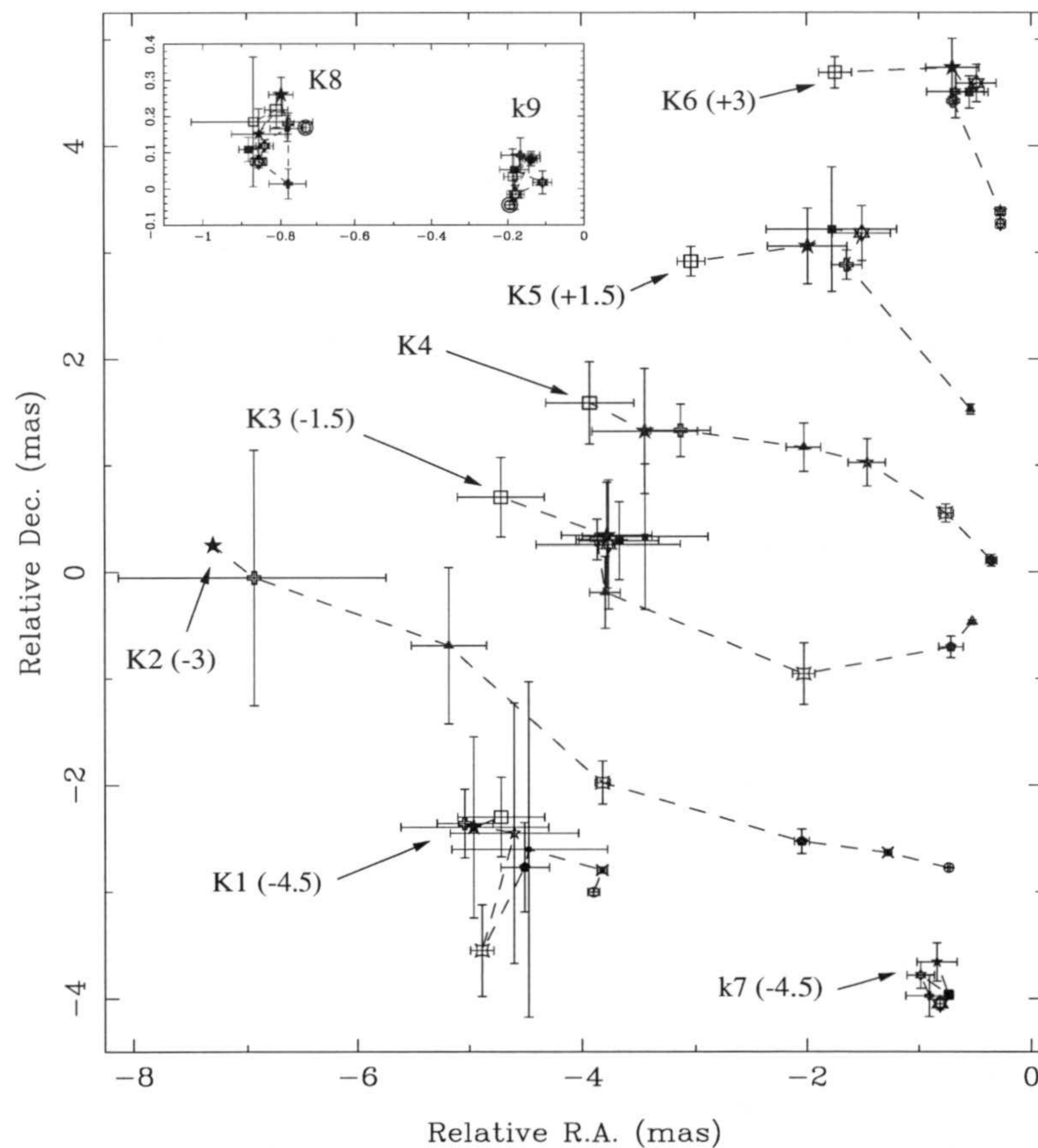


Fig. 32. Apparent trajectories of components in 0735+178. Symbols used are the same of Fig. 3. For clarity, components positions have been shifted in declination by the amount (in milliarcseconds) expressed in parentheses. Inset panels shows the fitted positions for components K8 (k8 at 43 GHz) and k9. Dashed lines connect the positions of the different components across epochs.

those estimated for earlier epochs. In this case (corresponding to the component labels in Fig. 28), components K2, K3, K4, K5 and K6 all exhibit superluminal motion. As shown in Fig. 32, all of these components seem to follow curved paths, especially K5 and K6.

When estimating a component's implied trajectory, we averaged the positions obtained at different frequencies and nearby epochs. In this way, we derived mean positions for components detected at 1990.40 and 1990.47, and for 1996.86, 1996.98, and 1997.04. Typically, components expand as they move from the core, resulting in larger errors in the model fitting. To account for such variations in the position errors, we obtained a weighted mean value for the apparent motions using the inverse square errors as weights. When computing the apparent speed, we allowed for motion along non-rectilinear paths, and calculated the distance traveled in the plane of the sky.

In this 'moving-component' scenario, the first detection of K2 corresponds to observations at 5 GHz by Bääth & Zhang (1991, their component C0). Observations at 5 GHz by Gabuzda et al. (1994) in 1992.44 showed a component at a distance of 5.68 mas from the core that they tentatively identified with component K1. However, comparison with later epochs suggests that this component may fit the trajectory and flux density evolution of K2 better, and therefore we consider this identification more plausible. Overall, the trajectory for K2 is consistent with quasi-ballistic motion along position angle 70° . At epoch 1997.04, we could only obtain estimates of the flux density and position of extended jet emission at the position expected for K2. Due to the large errors associated with this component at this epoch, no error bars have been plotted in Figs. 30 and 32. The light curve for component K2 shows a smooth decay with time. The analysis described above yields an apparent speed for K2 of $11.6 \pm 0.6 h_{65}^{-1}c$.

Overall, K3 follows a similar path to that of K2, but with a slower mean apparent velocity of $8 \pm 1.5 h_{65}^{-1}c$. Our last epoch suggests that K3 reached the position of K1, as reported previously for K2 by Gabuzda et al. (1994). As in the K2+K1 intersection observed by Gabuzda et al. (1994), our images do not show evidence of a violent interaction between components K3 and K1. Table 5 suggests that the flux density of the merged K3 and K1 is approximately that of the sum of the two separate components at epoch 1997.04. As shown in Fig. 32, K1 remained stationary (within the errors) during its intersection with K3. We note that the inferred motion for K3 fluctuates between 1992.4 and 1998.4; this may be providing indirect evidence in favor of our alternative scenario, in which the VLBI structure observed in recent epochs is made up of stationary or quasi-stationary components.

Component K4 was first detected by Zhang & Bääth (1991) in 1984.09 (their component 2), 0.37 mas from the core. As shown in Fig. 32, the inferred trajectory is curved, and is

consistent with that outlined by the components in Figs. 30 and 31. However, more frequent monitoring during its initial evolution would have been necessary to test for the presence of non-ballistic motion through the inner bends. The inferred flux density of K4 shows a monotonic decrease with time, as expected for adiabatic evolution. This component's mean apparent speed is $5 \pm 1 h_{65}^{-1}c$.

Figure 32 shows that the moving-component scenario suggests very non-ballistic trajectories for K5 and K6; however, this is based on an uncertain identification with components at previous epochs. A time gap of about 4.5 years separates the observations of Gabuzda et al. (1994) and of Gómez et al. (1999; also Table 6). Our estimated apparent speeds of 10 ± 3.5 and $4.6 \pm 0.1 h_{65}^{-1}c$ for K5 and K6, respectively, are accordingly severely affected by this uncertainty in the identifications with features at the earlier epochs. Component K6 was initially identified as K5 at epoch 1990.47 by Gabuzda et al. (1994) based on its separation from the core. However, if we take into account its structural position angle for that epoch, this component fits better with the overall evolution of K6, and we have therefore identified it accordingly.

When analysing our images together with those published previously, we tried to make our component identifications as consistent as possible with those proposed by other authors. At the same time, due to the large time gaps between some of the observing epochs, as well as the possible change in the jet geometry that seems to have occurred in one of these gaps, there are several components detected in earlier studies that do not fit easily the behaviour inferred for our identified components. Those include component B of Bääth & Zhang (1991); component 3 of Zhang & Bääth (1991); component C2 of Bääth, Zhang, & Chu (1991); and components K2 (1982.83), C2 (1990.47), K3 (1990.47), K2.5 (1990.47), and K6 (1992.44) of Gabuzda et al. (1994). Some of these are from rather early VLBI observations, and it may not be surprising if the corresponding images and model fits were not entirely accurate representations of the true source structure. In our 'moving components' scenario, K6.5 is not identified with any components seen in our or other studies, but it is identified with the quasi-stationary component K6 in our 'stationary components' scenario.

On the light of the results presented here, the stationary motion model seems to be more adjusted to the observational data. Further discussion about this topic is performed in the following sections.

3.2.2 Parsec-scale absorption

Having in mind the large degree of curvature present in the VLBI structure of 0735+178 at high frequencies, not clearly visible at frequencies lower than 8.4 GHz, it is natural to study whether this fact is produced by some kind of frequency dependence or only by the different angular resolutions obtained at different observing frequencies.

In this section we study the two possibilities making use of new 5 GHz VSOP images, obtained using the orbiting antenna HALCA together with the VLBA + phased VLA on January 1999. This configuration provide similar angular resolution to VLBA at 15 GHz. Comparison of the new VSOP observations with 15 GHz VLBA images of 0735+178 taken on February 1999 reveal differences between the jet structures at 5 and 15 GHz. The polarization and spectral properties of 0735+178 are analyzed in this section in order to give an explanation of these intriguing different structures.

3.2.2.1 Observations and data reduction

The 5 GHz observations were made with an 11-station ground VLBI array plus the 8 m HALCA orbiting antenna on January 30, 1999. The ground array consisted of the VLBA plus the phased VLA. All antennas except for HALCA observed both right- and left-circular polarization; HALCA observed only left-circular polarization. The ground antennas recorded in

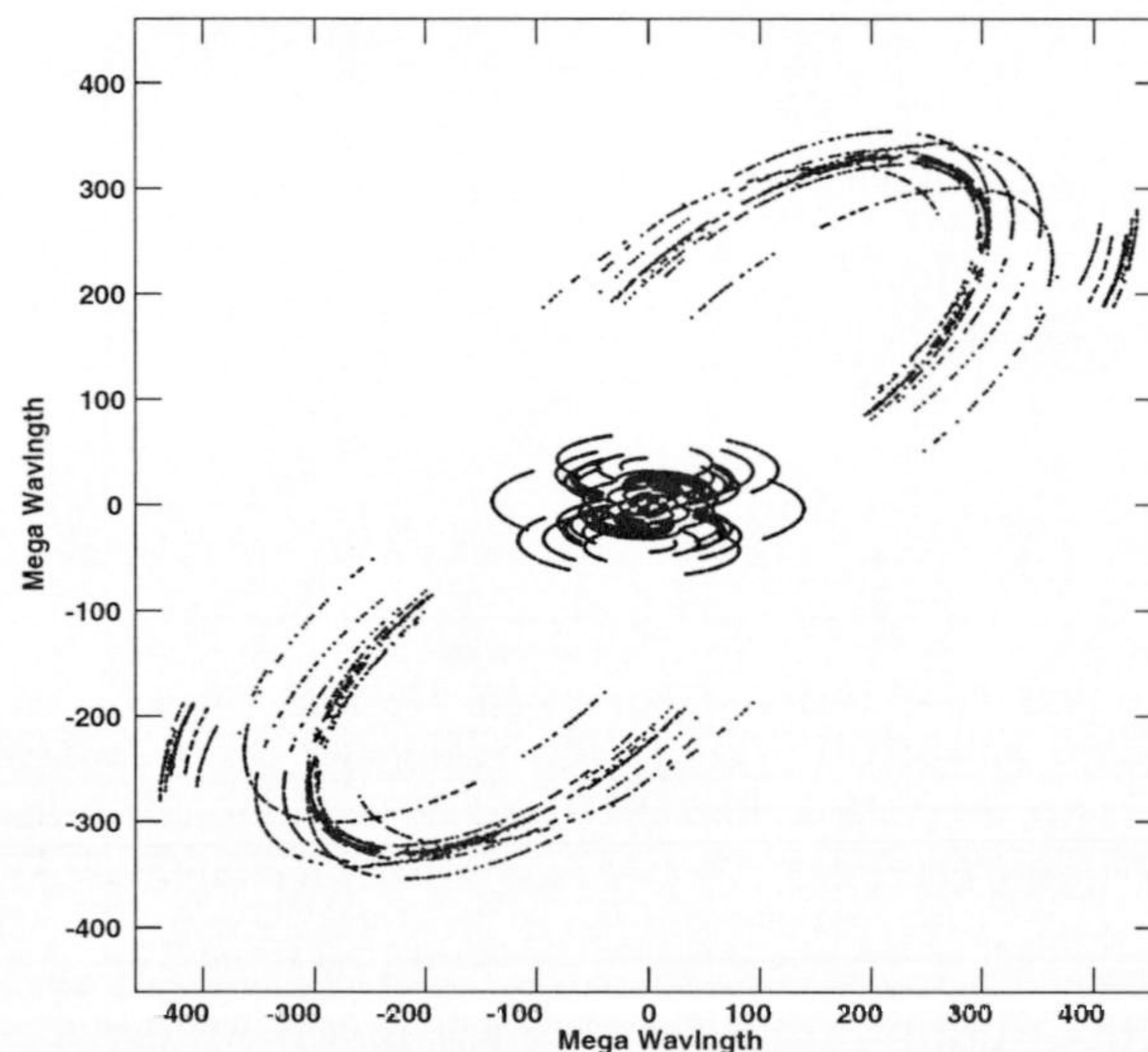


Fig. 33. $u-v$ coverage obtained for the 5 GHz VSOP observations of 0735+178 on 1999 January 30. Note that the horizontal (u) axis is reversed from its usual definition.

a 2 bit-sampling VLBA mode with four baseband channels of 8 MHz per circular polarization,

where HALCA recorded in its standard 2 bit-sampling mode only in left-circular polarization. Essentially, this was equivalent to HALCA recording in the same mode as the ground antennas, but without the two right-circular polarization channels. The data were correlated at the VLBA correlator in Socorro, New Mexico.

After accounting for tracking failures, there were over five hours of useful HALCA data; the resulting $u-v$ coverage is shown in Fig. 33. The HALCA baselines provide about a factor of three increase in resolution both East-West and North-South, giving the corresponding images resolution comparable to the 15 GHz VLBA images.

The calibration of the 5 GHz data was performed with the standard tasks of the AIPS package. The polarization calibration was done using the AIPS task LPCAL to find a joint solution for the instrumental polarizations of all antennas and for the source polarization.

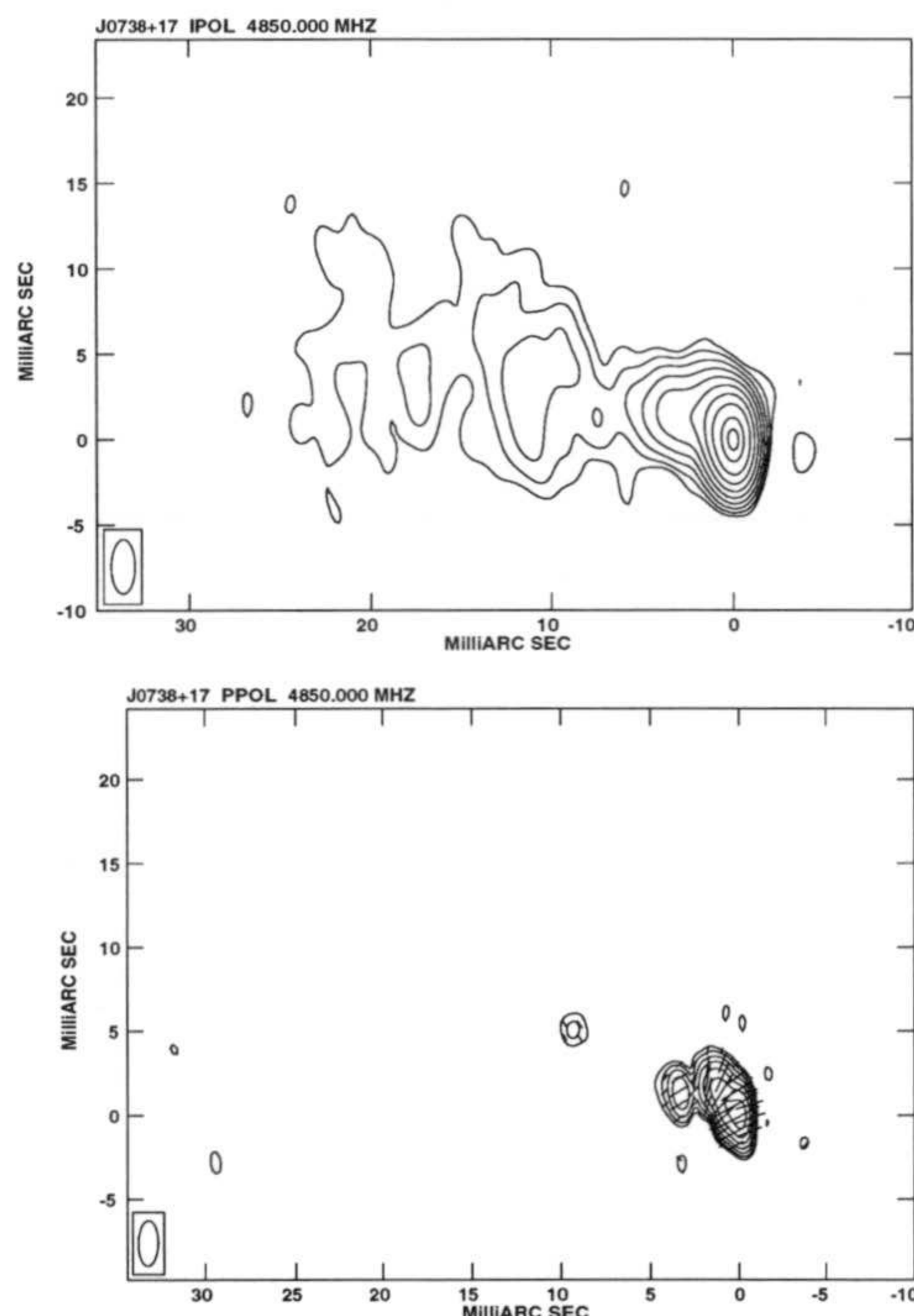


Fig. 34. Ground-based maps of 0735+178 at 5-GHz, epoch 1999.08: (top) I , with contours at $-0.25, 0.25, 0.5, 1.0, 2.0, 4.0, 8.0, 16.0, 32.0, 64.0,$ and 90.0% of the peak brightness of 0.516 Jy/beam. (Bottom) P , with contours of polarized intensity at $10.0, 14.0, 20.0, 28.0, 40.0, 56.0,$ and 80% of the peak brightness of 8.1 mJy/beam, and χ vectors superimposed. The restoring beam is 3.17×1.41 mas in position angle -0.2° .

Division of the source I distribution into separate regions for input to LPCAL was based on the distribution of the I CLEAN components, and was done by hand. The resulting instrumental polarizations for all ground antennas were $\sim 1-3\%$; the HALCA instrumental polarization was

~3%, similar to the value derived for 5 GHz VSOP polarization observations of 1803+784 (Gabuzda 1999) and OJ287 (Gabuzda & Gómez 2001).

Due to the modest polarization of 0735+178, it was not possible to derive a reliable absolute calibration of the polarization position angles χ via a comparison of the ground-only VLBI and VLA data for this source. Instead, we applied the calibration derived for VSOP observations of OJ287 by Gabuzda & Gómez (2001) roughly two months later using the same reference antenna (Fort Davis). VLBA data for other projects obtained at multiple epochs separated by from one to six months have demonstrated the stability of the R-L phase differences of the VLBA antennas on time scales of many months, justifying this procedure (see appendix A). The 5 GHz polarization angles obtained in this way are in excellent agreement with those for the 15 GHz VLBA image in regions of relatively strong polarization, which were calibrated completely independently based on a comparison of total VLBI and integrated VLA polarizations of calibrator sources.

The 5 GHz I images were made using the AIPS tasks CALIB (for self-calibration) and IMAGR (to performing the Fourier transform to make the dirty image and the CLEAN it). Maps of the linear polarization P were made by Fourier transforming the cross-hand fringes and performing a complex CLEAN using the AIPS procedure CXPOLN and task CXCLN. It was necessary to use a complex Fourier transform and CLEAN, since the $u-v$ coverage for the cross-hand correlations was not symmetric (HALCA did not observe both right and left circular polarization).

Information about the used array, observing mode, correlation, calibration and image processing of the 15 GHz VLBA observations obtained on February 27, 1999 will be explained on section 3.2.3. These observations, to which we will refer as 'the 15 GHz VLBA' observations in the present section, are used here for their joint analysis with the 5 GHz VSOP ones.

3.2.2.2 Results

The 5 GHz I and P images made using only the ground baselines are shown in Fig. 34; the full-resolution space VLBI I image is shown in Fig. 35, with χ sticks superposed. The 15 GHz VLBA I image with χ sticks superposed is shown in Fig. 36, together with the VSOP image reconvolved with the 15 GHz VLBA beam.

We obtained circular Gaussian model fits to the 5 GHz VSOP and 15 GHz VLBA I visibility data using the CalTech package DIFMAP model-fitting software. These models were

based on the division into individual components suggested by an initial inspection of the CLEAN components and by the images themselves. The resulting models are listed in Table 7,

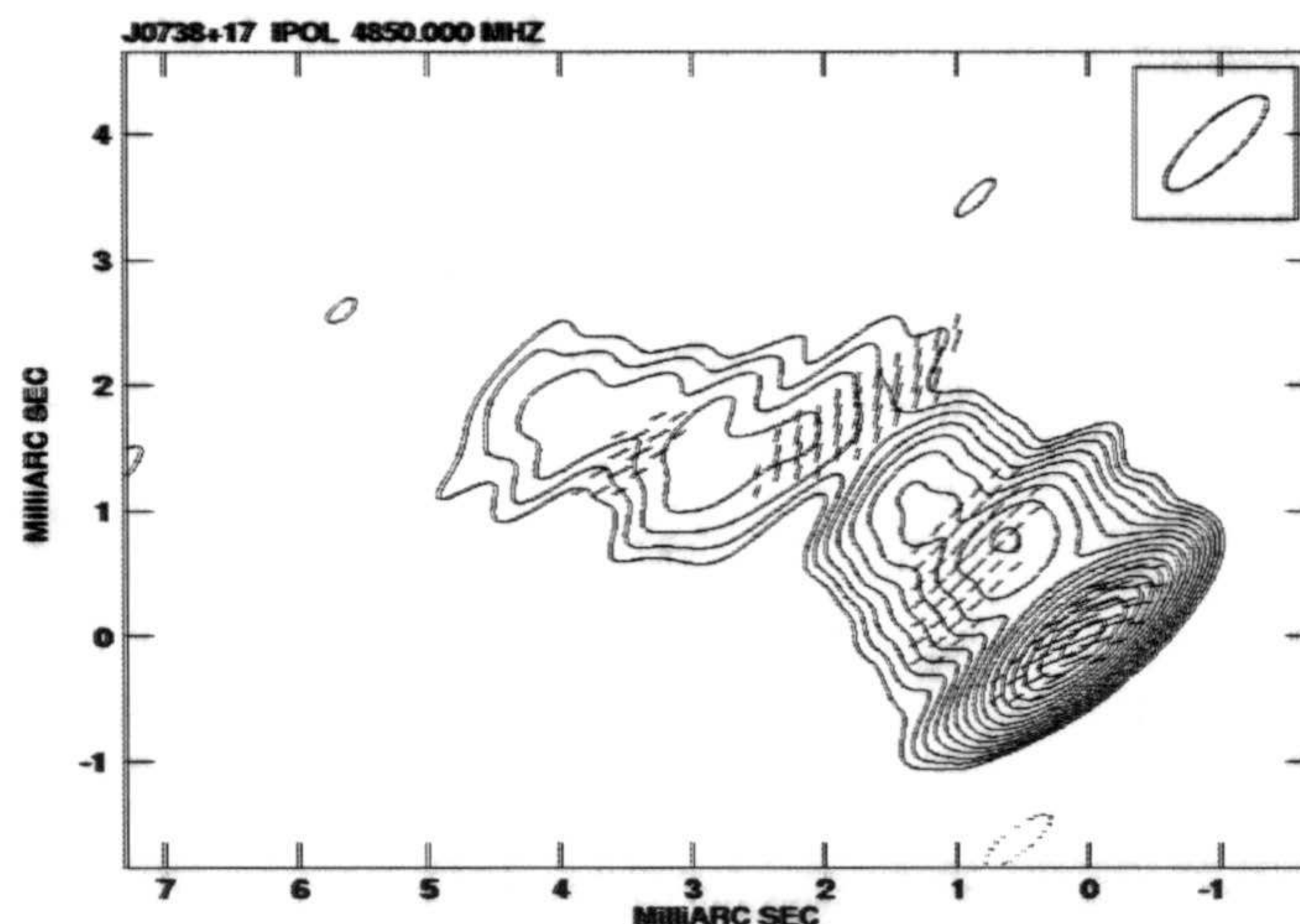


Fig. 35. VSOP map of 0735+178 at 5 GHz, epoch 1999.08, with I contours at intervals of the square root of 2 and χ vectors superimposed. The bottom contours are -0.70 and 0.70% of the peak brightness of 0.356 Jy/beam. The restoring beam is 1.04×0.31 mas in position angle -46.0° .

which gives (1) the component designation, (2) total flux, (3) distance from the core, (4) uncertainty in this distance, (5) structural position angle relative to the core, (6) uncertainty in this angle, and (7) size of the circular Gaussian representing the component. The indicated errors are formal 1σ errors corresponding to an increase of χ^2 by unity, and were derived using the DIFWRAP software (Lovell 2000) in the same manner explained in section 3.2.1.

The 15 GHz fitting was forced to have the same components number in all the resolved I image then the 5 GHz one in order to ensure a good comparison of both images.

The component designations for K9 and K8 correspond to those of section 3.2.1.; we have labeled the remaining components so that the correspondence between components at 15 and 5 GHz is clear, but have not attempted to relate these features with those detected in other studies. As explained in section 3.2.1., inclusion of an extended component (E in the present case) in the 5 GHz model fit substantially improves the fit in the outer parts of the jet. Inspection of Table 7 shows that the structures on scales detected at both frequencies are in good agreement. This is also visible in Fig. 37, which shows the positions of the components fit at 5 and 15 GHz together with their 1σ errors. It is clear that the positions of all components except A at the two frequencies agree to within their 1σ errors. Note that we did not apply any shift of one model relative to the other, so that the good coincidence of the 5 and 15 GHz models in the inner jet

indicates that the possible frequency-dependent shift in the core position is apparently negligible in this case.

Overall, the total intensity structure in the 15 GHz image corresponds well to that in the same region in the VSOP image. Accordingly, assuming that the source did not vary significantly in the roughly four weeks between the VLBA and VSOP observations, we can determine the spectral indices of each of the components detected at both frequencies.

Comparison of the model fitting results for the 15 GHz VLBA and 5 GHz VSOP observations (Table 8) demonstrates that the westernmost component has a slightly inverted spectrum between these frequencies ($\alpha=+0.18$, $S \propto \nu^\alpha$). This confirms that it is at least partially optically thick at 5 GHz, and likely corresponds to the core, as indicated in the tables.

The other features are optically thin ($\alpha < 0$), as expected for jet emission. The exception is k8, which is more prominent at 15 GHz than at 5 GHz, and has an appreciably inverted spectrum between these frequencies. This is clearly demonstrated in Fig. 38, which shows the spectral-index distribution superposed on the 15 GHz VLBA total-intensity image. The contrast between the optically thin northern jet emission and the inverted spectrum near the first sharp bend is evident.

3.2.2.3 Absorption at the first sharp bend

Our 15 GHz VLBA image and 5 GHz VSOP image of 0735+178 have comparable resolution, and were obtained at epochs about one month apart. This is not long enough for moving components to have moved an appreciable distance, since the proper motions on VLBI scales are typically several tenths of milliarcseconds per year or less (see section 3.2.1.). It is more plausible that the fluxes of some features could have changed on this time scale.

We will see in section 3.3.3. that only the core have large amplitude total intensity variations in time scales of less than a month. Therefore, we will assume that the VLBI total intensity properties of 0735+178 remained constant in the time range between our 5 and 15 GHz observations, except in the core.

On the whole, the spectral-index distribution in Table 8 and Fig. 38 corresponds very well with our expectations based on our current understanding of radio source physics: the core at the western end of the source has a slightly inverted spectrum, reflecting the fact that it is optically thick, while nearly all the jet emission is optically thin, with spectral indices ranging from about -0.5 to -1.5 or so.

The one unusual feature in the spectral-index map is the fairly strongly inverted spectrum

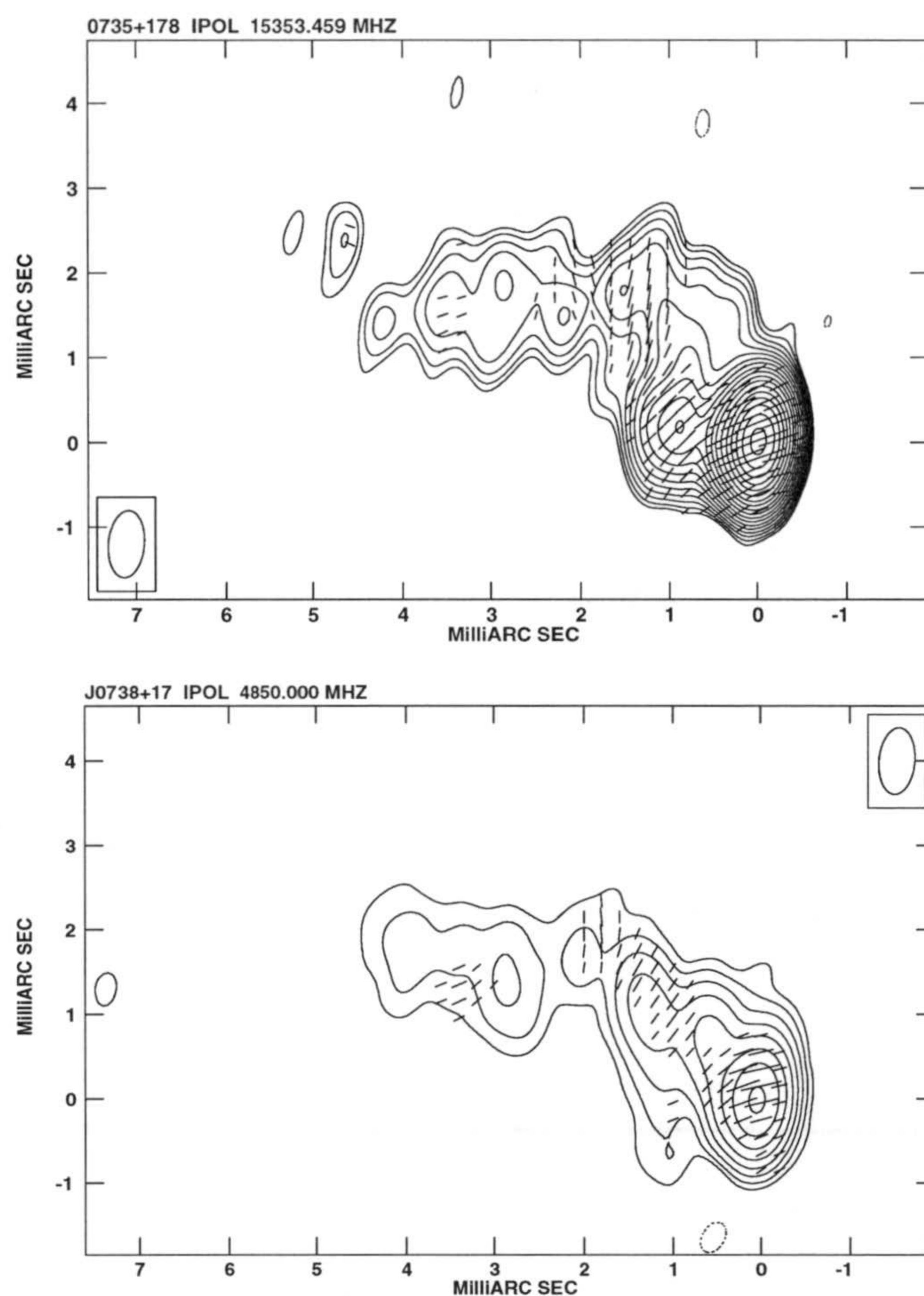


Fig. 36. (Top) VLBA map of 0735+178 at 15 GHz, epoch 1999.16, with I contours at intervals of the square root of 2 and χ vectors superimposed. The bottom contours are -0.25 and 0.25% of the peak brightness of 0.438 Jy/beam. (Bottom) VSOP map from Fig. 35. convolved with the same beam as the VLBA map (top panel).

near the component K8, near the first sharp bend about 1 mas to the east of the core. Essentially, this indicates that the flux in this location in the 5 GHz image is much lower than expected for jet emission based on the 15 GHz flux, suggesting the presence of appreciable absorption at the lower frequency. Note that the spectral index in the inner VLBI jet (Fig. 38) reflects 'normal' optically thin jet emission, and the spectrum becomes inverted only near K8.

We can get a better idea of the nature of the absorption by considering the results of 22 and 43 GHz VLBA observations made simultaneously with the 15 GHz observations (see section 3.2.3.). Joint analysis of the 15, 22, and 43 GHz images indicates that the spectral indexes of the region near K8 between pairs of neighboring frequencies (computed from the model fitting results) are $\alpha_{22-43} = -1.36$ and $\alpha_{15-22} = -1.22$ indicating that this region is optically thin at this three frequencies.

We can now use this information to calculate the flux expected at 5 GHz based on the

	I (mJy)	ΔI (mJy)	r (mas)	Δr (mas)	θ (deg)	$\Delta\theta$ (deg)	MAJ (mas)	Δ MAJ (mas)
5 GHz VSOP								
Core	343	11	—	—	—	—	0.12	0.03
K9	94	15	0.26	0.08	90	5	0.23	0.03
K8	26	16	1.0	0.5	85	17	0.3	0.3
A	84	17	0.91	0.19	35	12	0.5	0.3
B	55	21	2.0	0.4	45	9	0.8	0.4
C	31	21	3.3	0.5	62	14	0.7	0.7
D	20	20	4.5	0.9	69	23	1.0	1.0
E ¹	$\simeq 123$	—	$\simeq 14$	—	$\simeq 70$	—	$\simeq 13$	—
15 GHz VLBA								
Core	416	4	—	—	—	—	0.09	0.01
K9	84	4	0.26	0.01	94	3	0.23	0.05
K8	47	6	0.97	0.03	79	3	0.55	0.08
A	22	8	1.45	0.18	27	6	0.86	0.23
B	17	6	2.29	0.19	38	5	0.74	0.23
C	24	6	3.3	0.3	61	6	1.18	0.22
D	10	9	4.7	0.6	67	6	1.5	0.9

Tabl. 7. Source models.

spectral index in the optically thin part of the spectrum. The flux of K8 at 15 GHz from Table 8 is 47 mJy, so that the flux that would be observed at 5 GHz if this feature were still optically thin at 5 GHz, based on the spectral index $\alpha_{15-22} = -1.22$, would be $S_{5,pred} \simeq 190 \text{ mJy}$. In contrast, the observed 5 GHz flux is $S_{5,obs} = 26 \text{ mJy}$. If we assume that $S_{5,obs} = S_{5,pred} e^{-\tau}$, this implies an opacity of about $\tau = 2$ at 5 GHz.

If we are dealing with free-free absorption, we expect the absorption to have a ν^{-2} dependence. In other words, if the free-free opacity at 5 GHz is $\tau = 2$, we expect the opacity at 15 GHz to be only about $\tau = 0.2$, and much less at the higher frequencies, consistent with the lack of evidence for significant absorption in the 15, 22, and 43 GHz images. The free-free opacity is given by the expression (see e.g., Marscher & Brown 1975)

$$\tau_{ff} = 9.8 \times 10^{-3} l n_e^2 T^{-1.5} \nu^{-2} [17.7 + \ln(T^{1.5} \nu^{-1})] \quad (3.2.1)$$

where l is the path length along the line of sight through the absorbing medium in cm, n_e is the electron density in cm^{-3} , T is the temperature in K, and ν is the observing frequency in Hz. The quantity in brackets is the Gaunt factor. If we assume that the temperature is $T \simeq 10^4$ K, as is fairly typical of narrow-line clouds (Koski 1978; Heckman & Balick 1979), substituting $\nu = 4.85 \times 10^9$ Hz, we obtain

$$l n_e^2 = 8.4 \times 10^7 \tau_{ff} \quad (3.2.2)$$

where here, l is in parsecs. For our derived opacity $\tau = 2$, this implies electron densities of $n_e \simeq 10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$ for $l \simeq 1 - 10 \text{ pc}$.

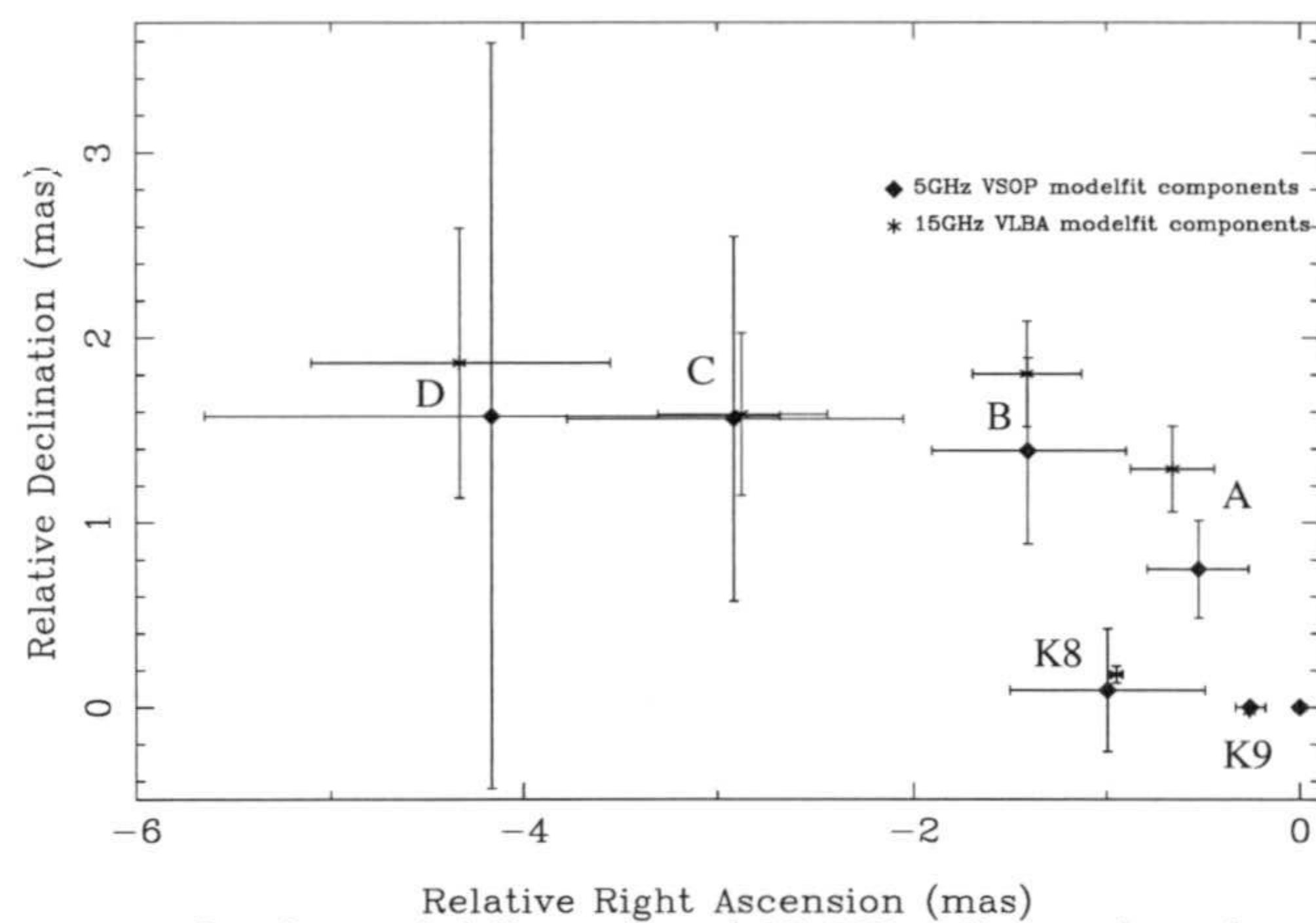


Fig. 37. Positions of components for the model fits at 5 and 15 GHz (diamonds and asterisks, respectively) after aligning the two core components at the origin.

These values are quite consistent with common expectations for narrow-line clouds, indicating the plausibility that we have detected free-free absorption near the position of K8. In addition, we showed above that the observed fluxes and spectral indices in this region, together with the detection of appreciable absorption at 5 GHz and negligible absorption at 15 GHz, are consistent with free-free absorption. This does not confirm that we have detected free-free absorption, but it does demonstrate that free-free absorption is a plausible mechanism that is consistent with all the available information.

Figure 38 shows also some evidence of strong absorption in the second jet bend near the position of component A. However, no emission is detected in the 5 GHz image at this location, preventing from obtaining similar estimations to those calculated for the jet region

	$I_{5\text{ GHz}}$ (mJy)	$I_{15\text{ GHz}}$ (mJy)	α
Core	343	416	+0.18
K9	94	84	-0.10
K8	26	47	+0.54
A	84	22	-1.22
B	55	17	-1.07
C	31	24	-0.23
D	20	10	-0.63

Tabl. 8. Components spectral indexes ($S \propto \nu^\alpha$).

near **K8**.

It is natural to propose that there is a connection between the two unusual features in the jet near component **K8**: strong low-frequency absorption and a sharp bend in the jet through roughly 90°. One obvious possibility is that the bending of the jet is associated with an interaction between the jet and an external medium or cloud.

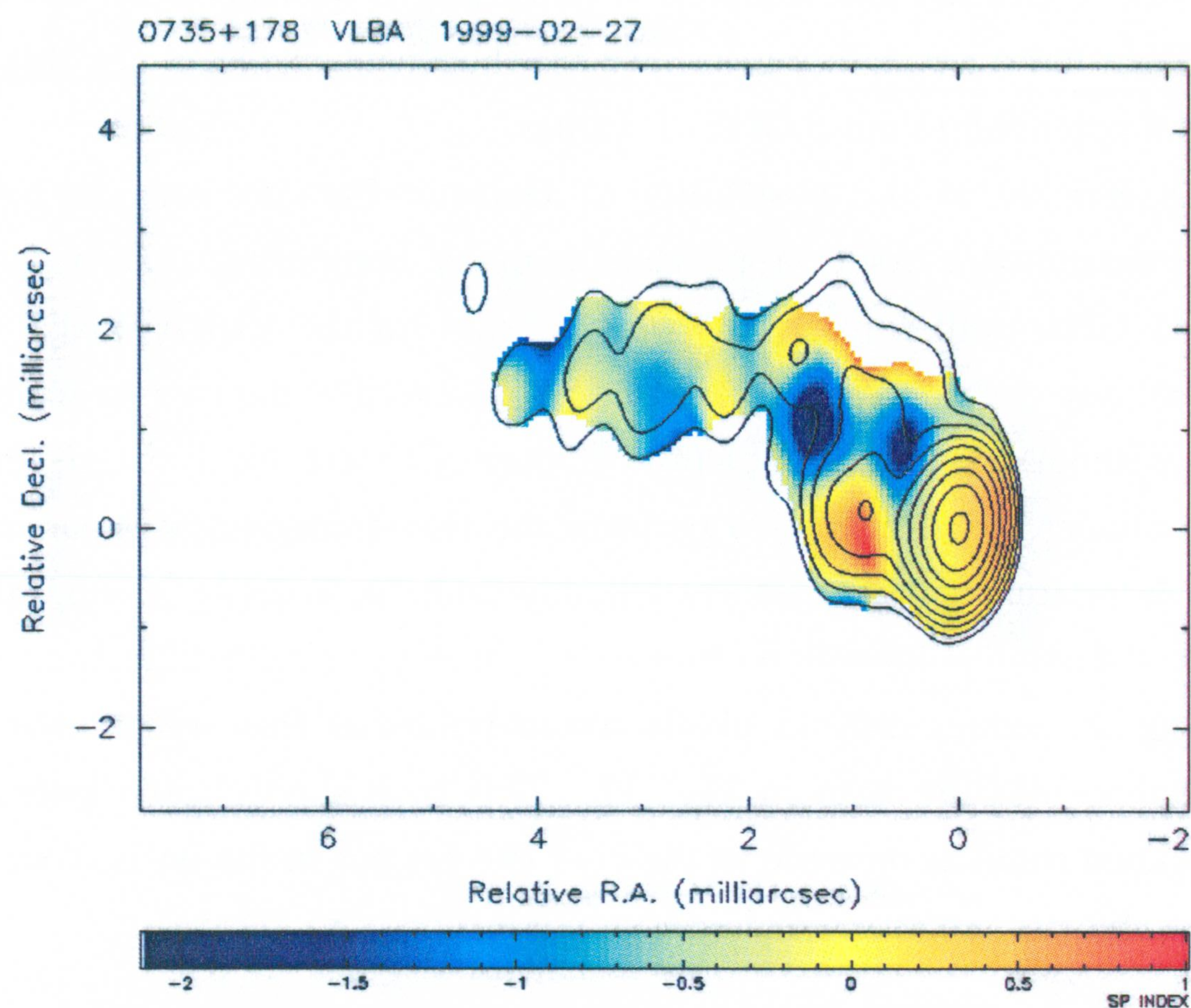


Fig. 38. Distribution of the spectral index calculated between 5 and 15 GHz ($S \propto \nu^\alpha$) with the VLBA I map from Fig. 36 (top panel) superimposed.

3.2.2.4 Rotation measures near the bends?

In section 3.2.3., we will show that although the EVPA in the core rapidly fluctuates, the rest regions in the jet of 0735+178 maintain a rather stable polarization electric vector orientation during about a four years period from 1996 to 2000. Therefore, we will proceed with our analysis on the assumption that also the VLBI polarization properties of 0735+178 were constant in the interval between our 5 GHz VSOP observations (January 27, 1999) and the 15 GHz VLBA observations (February 27, 1999).

A visual inspection of the 5 and 15 GHz images in Fig. 36 suggests a reasonably good agreement between the polarization position angles in several distinct regions of the source where polarization was detected at both frequencies. The corresponding 5 and 15 GHz χ values in the core ($\chi \simeq -65^\circ$), northern part of the jet about 2 mas east of the core ($\chi \simeq +10^\circ$), and the northern part of the jet about 3.5 mas east of the core ($\chi \simeq -60^\circ$) are all roughly equal to each other (to within $5-10^\circ$). This is consistent with the small integrated rotation measure reported by Rudnick & Jones (1983), and suggests that much of the Faraday rotation experienced on milli-arcsecond scales is Galactic. The integrated rotation measure for

0735+178 is $+9 \text{ rad/m}^2$ (Rusk 1988; Rudnick & Jones 1983), which corresponds to a rotation of only $+2^\circ$ at 5 GHz, and a negligible rotation at higher frequencies. Since this rotation is so small, we have not applied it to our 5 GHz χ values.

To further investigate in the possibility of Galactic Faraday rotation along the jet in 0735+178, we constructed a rotation–measure map by comparing polarization–angle maps made at 5 and 15 GHz, both convolved with the beam for the VLBA image. Of course, we cannot be sure that any differences in the χ values observed at the two frequencies are due to Faraday rotation without observations at a third frequency to test for a ν^{-2} dependence for the χ rotation. Nonetheless, it is useful to perform the two–frequency comparison, in order to search for possible regions of non–uniform Faraday rotation, keeping in mind that any results will need to be tested using polarization observations at three or more frequencies.

After retaining χ values only in pixels where polarized flux was reliably detected, we obtained the rotation–measure map in Fig. 39. This map shows some interesting features. Indeed, the calculated rotation measure in the core and far out in the jet is close to zero (green

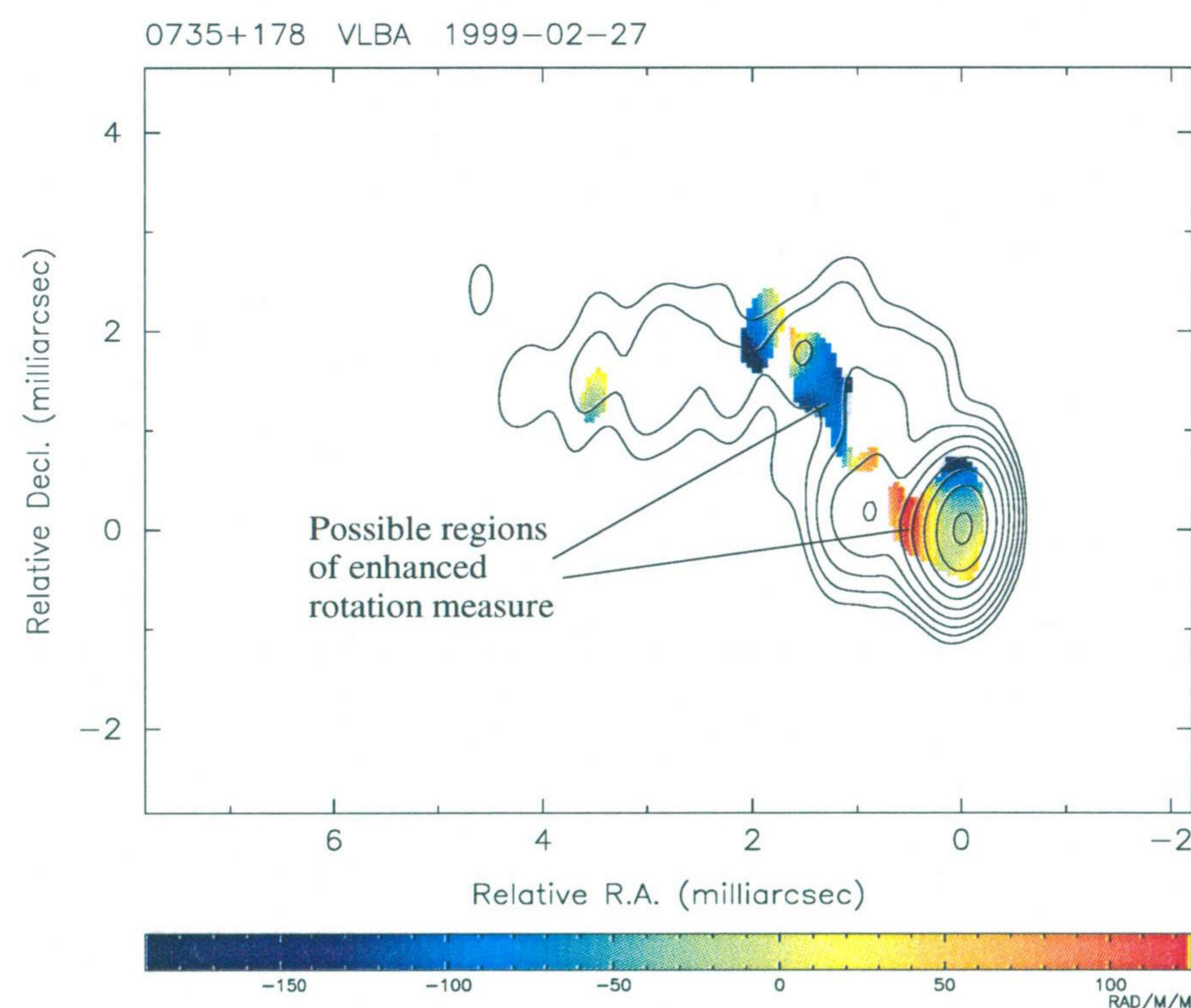


Fig. 39. Distribution of the rotation measure calculated for the observed χ values at 5 and 15 GHz, with the VLBA I map from Fig. 36(top panel) superimposed.

in Fig. 39), consistent with the small integrated value. Note that, in addition, this confirms the accuracy of the calibration of the VLBI polarization position angles, and provides *post facto* evidence that the polarization structures were constant between our two epochs, as we have assumed. The χ orientations at 5 and 15 GHz in regions where the two values are similar

differ by from several to 10° , suggesting that the uncertainty in the individual χ values is about 7° – 8° .

At the same time, there is evidence for a region of enhanced rotation–measure to the east of the core (red in Fig. 39 with $RM \simeq 120 \pm 55$ rad/m², error based on an uncertainty in the χ values at each frequency being 7° – 8°), in the inner VLBI jet. The significance of this measurement is higher than 2σ but lower than 3σ , but this result will be confirmed in section 3.2.3.. Nonetheless, the indications of enhanced rotation measure in this location suggest an increase in the density of thermal electrons toward the first sharp bend in the jet, consistent with our detection of low–frequency absorption at this bend. Unfortunately, we were not able to estimate the rotation measure directly in the region of low–frequency absorption since we did not detect polarization at 5 GHz in this region (see Table 7). If this enhanced rotation measure is real, it appears to be associated with thermal plasma at the edge of the absorbing region near the first sharp bend in the jet. There is also somewhat weaker evidence for another region of enhanced rotation measure near the second $\simeq 90^\circ$ bend in the jet, about 1.25 mas east and 1.25 mas north of the core, as indicated in Fig. 39 (blue, $RM \simeq -100 \pm 55$ rad/m²).

In the next section we discuss the results obtained from new polarimetric multifrequency monitoring of 0735+178 performed between 1996 and 2000, for which February 1999 is one of the observing epochs.

3.2.3 Jet–external medium interaction

It is evident the necessity of a detailed study of the polarization structure of the jet in 0735+178 in order to be conclusive about the tentative evidences of differential rotation measure reported in the last section. Here we present the results from a multi–frequency polarimetric VLBA new set of observations of the jet in 0735+178 from 5 to 43 GHz covering a total of seven epochs from 26 March 1996 to 20 May 2000. The new P images together with the variety of available observing frequencies for the time range of about four years allow us to study the polarimetric and spectral properties of this source and the differential spectral index evolution of the source. The new results confirm the previous tentative rotation measures in the first bend of the jet, and at the same time show evidences of time dependent opacity in this region.

3.2.3.1 Observations and data reduction

The set of observations presented in this section were performed on two different VLBA

observing programs. The first of them, performed by our collaborator D. C. Gabuzda, consists in four observing epochs separated by about six months. The observing epochs of this first program are 26 March 1996, 2 October 1996, 25 April 1997 and 18 October 1997, which were

<i>Epoch</i>	<i>Day</i>	<i>Freq.(GHz)</i>
1996.23	26Mar	8.4, 22
1996.75	2Oct	8.4, 22
1997.26	25Apr	5, 8.4, 15, 22
1997.80	18Oct	8.4, 22
1999.16	27Feb	15, 22, 43
1999.67	1Sep	15, 22, 43
2000.39	20May	15, 22, 43

Tabl. 9. Epochs and their observing frequencies.

taken at 8.4 and 22 GHz, except for 25 April 1997, for which 5 and 15 GHz observations were also obtained. The second one consists on three observing runs at 15, 22 and 43 GHz performed in 27 February 1999, 1 September 1999 and 20 May 2000. The observing epochs and their corresponding frequencies of both programs are listed in Table 9. Both left and right circular polarization data were recorded at each telescope using 8 channels of 8 MHz bandwidth and 1 bit sampling. The data were correlated in the VLBA correlator in Socorro, New Mexico. As usually, the calibration of the data was performed with the AIPS software (e.g. Fomalont 1981) in the standard manner (e.g., Leppänen, Zensus, & Diamond 1995) for polarimetric observations.

Opacity corrections were introduced by solving for receiver temperature and zenith opacity at each of the VLBA antennas only for the data of the last three observing epochs using the task APCAL. These three epochs, February and September 1999 and May 2000, were the only for which 43 GHz observations were obtained. At this frequency, the atmospheric opacity corrections are always essential for a good amplitude calibration of the visibilities, whether at lower frequencies these corrections are typically almost negligible. Paralactic angle corrections were applied using the AIPS task CLCOR. The instrumental polarization terms were determined using the feed-solution algorithm LPCAL developed by Leppänen, Zensus, & Diamond (1995).

After the initial reduction, the data were edited, self-calibrated and imaged both in total (I) and polarized (P) intensity using a combination of AIPS and DIFMAP (Pearson et al. 1994). All the I maps were calibrated making use of the 4.8/8/14.5 GHz UMRAO and the 22/37 GHz Metsähovi AGNs monitorings of 0735+178. This calibration was performed by scaling the integrated total intensity of the final I maps to the same values at the same frequency given by the single dish data. In spite of data for 0735+178 from both the UMRAO and Metsähovi databases are not daily taken, we computed the interpolated I values for the observing dates in

our VLBI program. In addition, the estimated 43 GHz integrated total intensity were obtained by time interpolating the integrated spectral index between 22 and 37 GHz in order to extrapolate the I values at 43 GHz. The nearby between these three frequencies allowed us to be confident in the goodness of the extrapolation. The mean of the corrections applied to all our VLBI observing epochs is $\overline{\Delta I} = 0.277 \text{ Jy}$ (with a 1σ uncertainty of 0.037 Jy), which should account for the mean extended total flux not detected by the VLBA. It is clear that applying these corrections we are accounting for a greater I flux than that observed for the VLBA. Nevertheless, this does not affect our results which are based in relative comparisons between epochs and frequencies.

The absolute polarization position angle calibration was determined by comparing the total VLBI polarized fluxes for different calibrator sources with integrated polarizations derived from nearby VLA observations. χ data from both the 4.8/8/14.5 GHz UMRAO and the 22/37 GHz Metsähovi AGN monitorings of 0735+178 were used as a crosscheck. As in section 3.2.2., we have not rotated the EVPAs in order to correct for the Galactic Faraday rotation due to the small corrections (almost negligible respect to the typical EVPA calibration errors) necessary to apply for our observing frequencies.

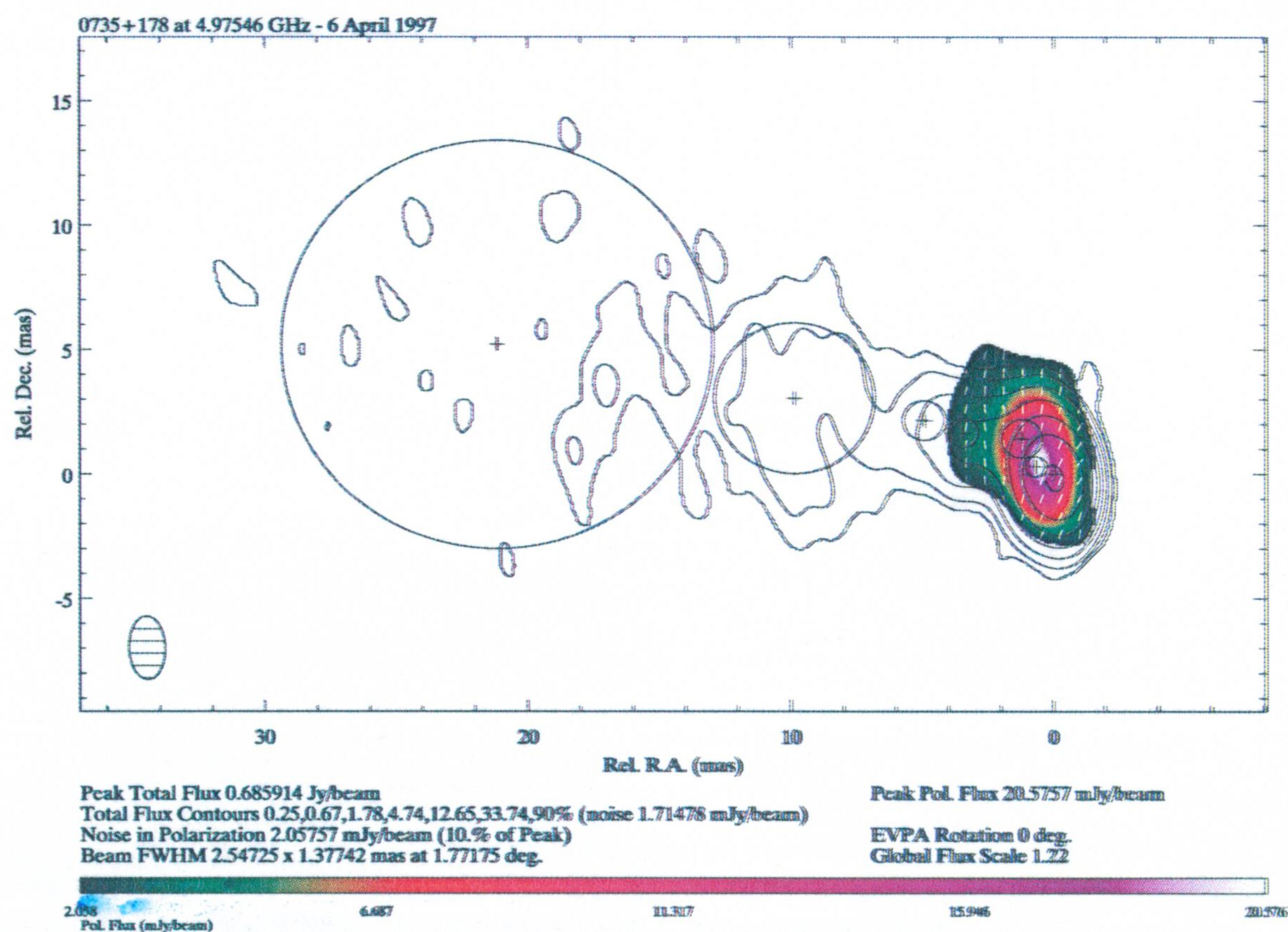


Fig. 40. 5 GHz VLBA image of 0735+178 in 25 April 1997. The observed total intensity is plotted by contours, the color scale represents the polarized intensity and the short sticks indicate the direction of the polarization electric vectors.

3.2.3.2 Results

The resulting I and P maps at 5, 8.4, 15, 22 and 43 GHz are those presented in Figures 40–44. In these Figures, the observed total intensity is plotted by contours, the color scale represents the polarized intensity and the short sticks indicate the direction of the polarization electric vectors. Like usually, I maps were performed using an uniformly weighted $u-v$ coverage, whether for the P maps a natural weight was used. This allow to obtain a better sensitivity in the P maps which should be paid by a small lack in spatial resolution.

The large frequency coverage of our observations allow to study each part of the 0735+178 jet with the necessary resolution within the inner 10 mas. At 5 GHz (Figure 40) the total intensity map does not show evident curvatures in the inner jet as previously reported at similar resolutions (e.g., Gabuzda et al. 1994 and Figure 34). The VLBI structure at this frequency is observed as a compact core plus a broad jet extended to the North–East up to about 20–30 mas from the core. With the increasing angular resolution provided by the higher observing frequencies, the two $\sim 90^\circ$ bent structure is once again confirmed in the inner three milliarcseconds of the jet (Figures 41, 42 and 43). This frequency dependent differences on source structure support that the different jet geometries reported by Figure 30, from section 3.2.1., are more consistent with the lack of enough angular resolution and/or possibly poor $u-v$ coverage in the earliest VLBI maps of the jet in 0735+178 rather than a real change in the jet structure.

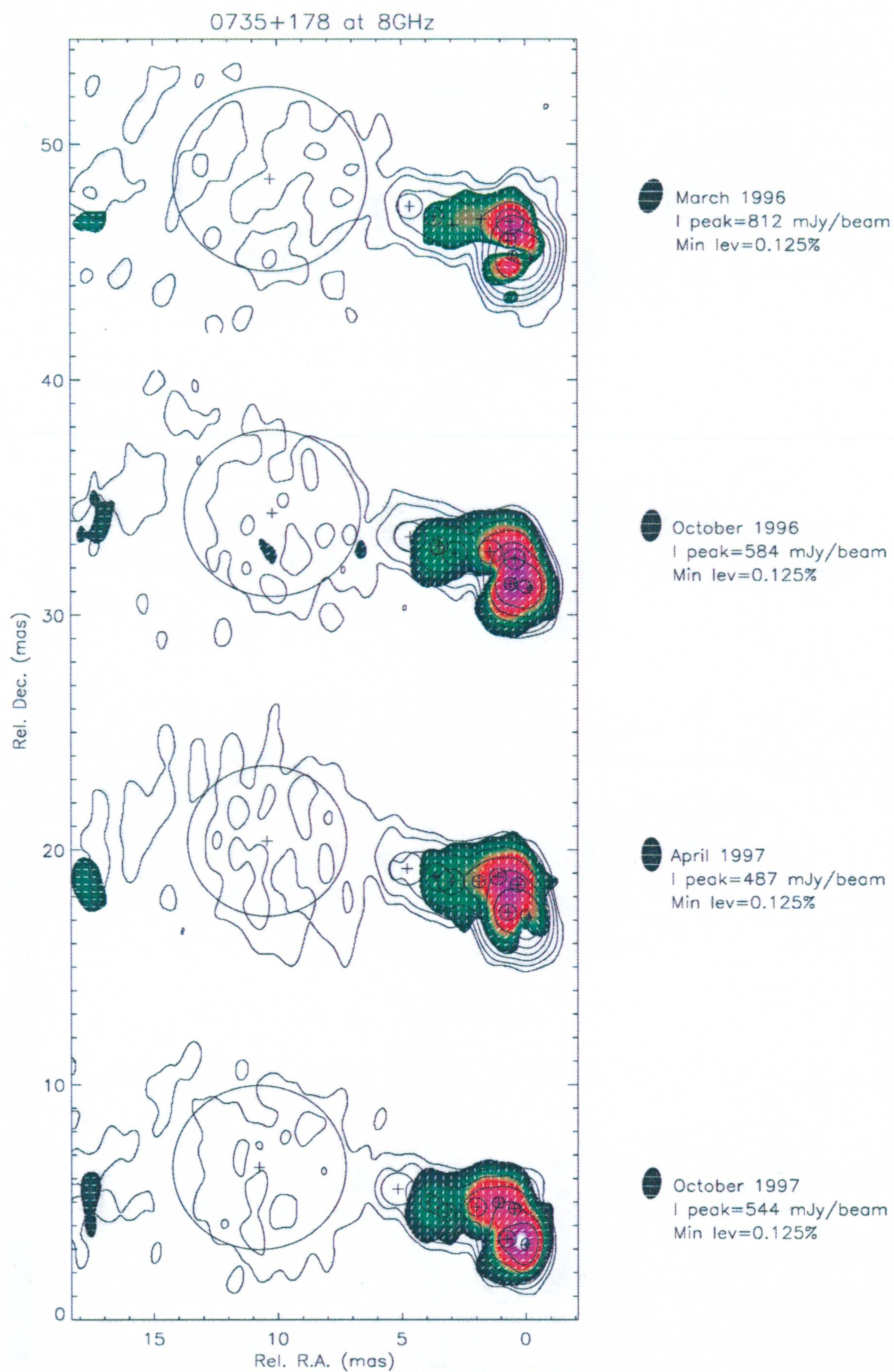


Fig. 41. 8.4 GHz polarimetric VLBA images of 0735+178. Observing epochs are indicated for each map. The total intensity is represented by contours with seven levels logarithmically equispaced from the minimum indicated to the right of each image to the 90% of the corresponding I peak (also expressed for each map). The color scale is representing the polarized intensity whether the short sticks are indicative of the direction of the polarization electric vector. From top to bottom, convolving beams (shown as filled ellipses) are of size 1.46×0.90 , 1.35×0.80 , 1.44×0.79 and 1.33×0.74 mas with mayor axis position angles of -16.6° , -5.4° , 0.6° and -6.5° , respectively.

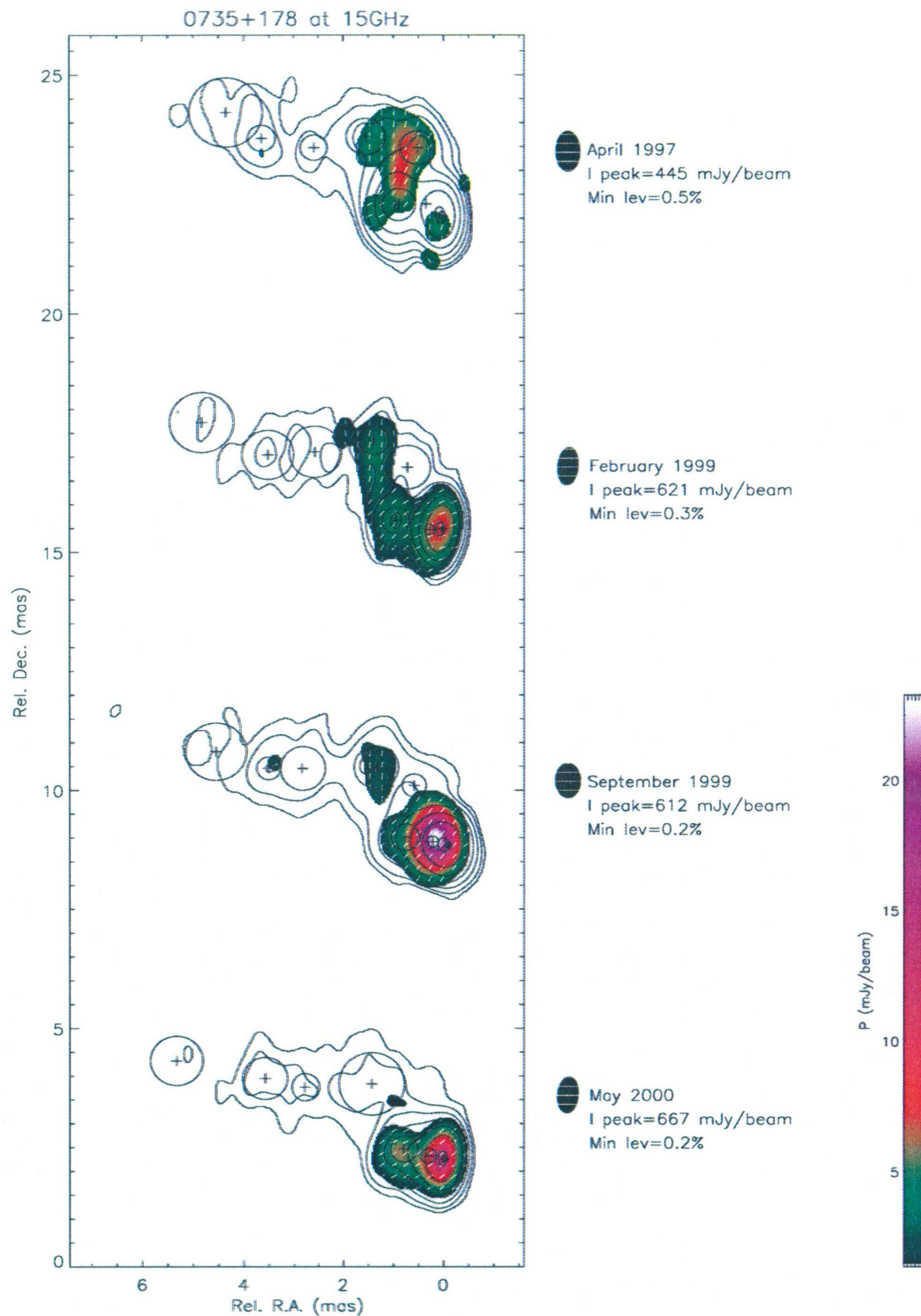


Fig. 42. Same as Figure 40 but images at 15 GHz. From top to bottom, convolving beams (shown as filled ellipses) are of size 0.85×0.47 , 0.80×0.40 , 0.73×0.49 and 0.76×0.41 mas with mayor axis position angles of 0.5° , -4.7° , 1.1° and -4.8° , respectively.

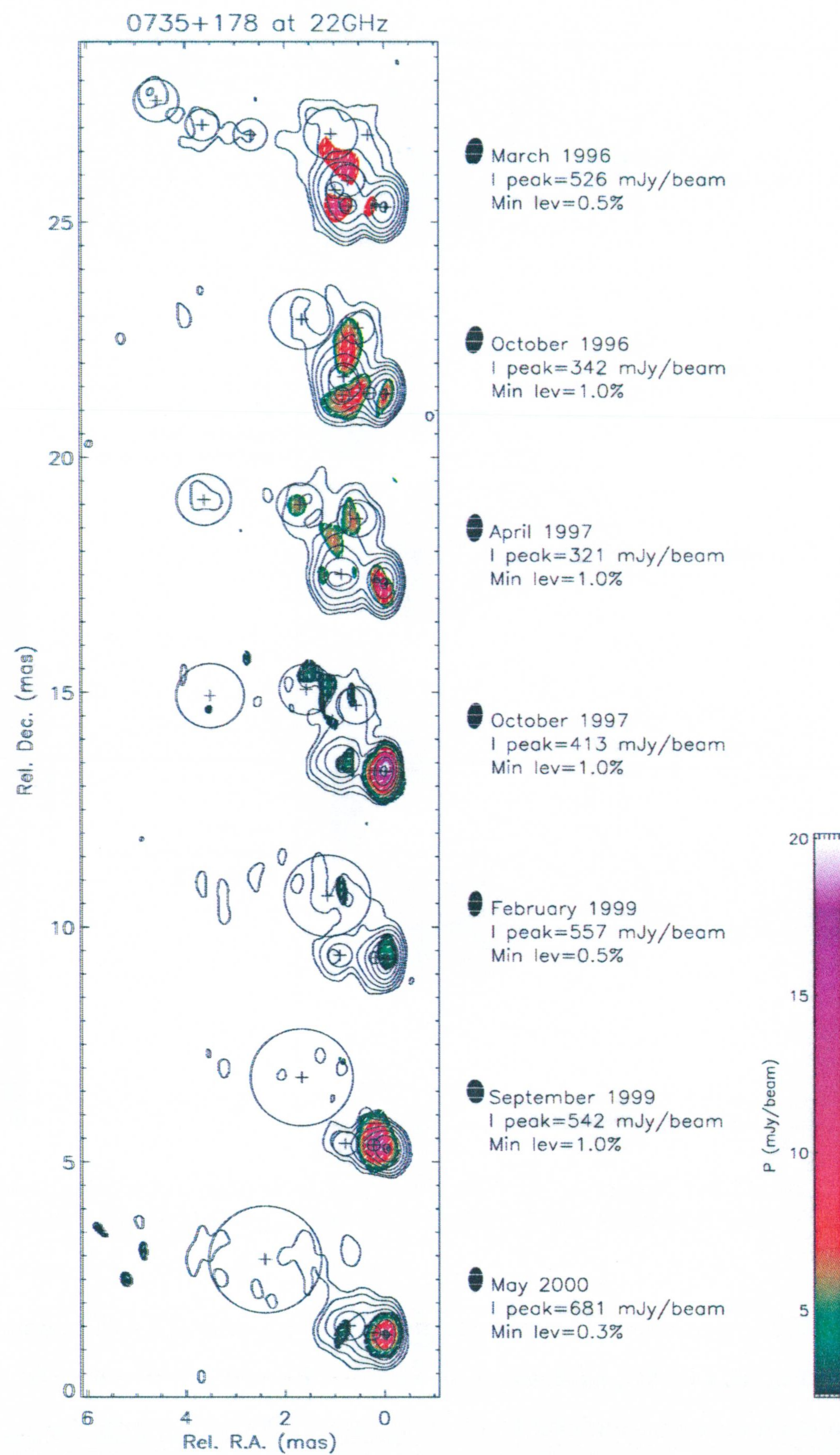


Fig. 43. Same as Figure 42 but images at 22 GHz. From top to bottom, convolving beams (shown as filled ellipses) are of size 0.57×0.34 , 0.57×0.34 , 0.58×0.32 , 0.54×0.30 , 0.54×0.28 , 0.49×0.34 and 0.51×0.28 mas with major axis position angles of -9.5° , -9.6° , -3.0° , -6.0° , -4.7° , 5.4° and -2.0° , respectively.

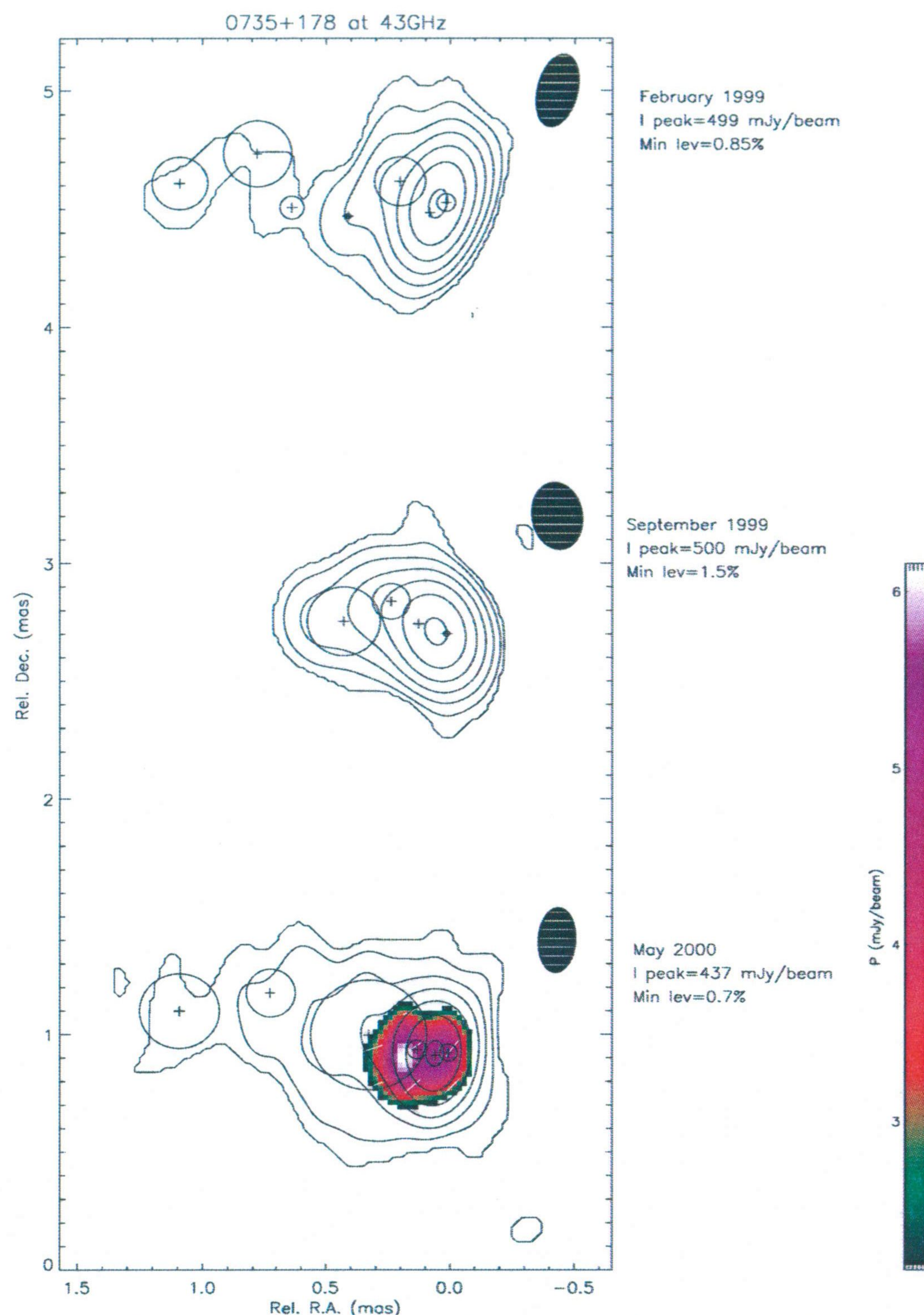


Fig. 44. Same as Figure 43 but images at 43 GHz. From top to bottom, convolving beams (shown as filled ellipses) are of size 0.31×0.16 , 0.29×0.20 and 0.28×0.15 mas with mayor axis position angles of -12.8° , 7.8° and -3.4° , respectively.

At simple view, comparison between our new 8.4, 15 and 22 GHz maps and previous *I* images (Kellermann et al. (1998); Gómez et al. (1999); Figure 28; Figure 36) shows the source structure not to have changed considerably from 1996 to 2000, although the second curvature at the latter epochs seem to be slightly less pronounced (see Figure 42). The new 43 GHz *I* maps in Figure 44 are not able to account for the first sharp bend in 0735+178 like in earlier images (see Figure 29), but they show the first reported tentative evidences of projected curvatures within the inner ~ 1 mas from the core (see the February 1999 *I* map in Figure 44).

3.2.3.3 Model components

In order to obtain a characterization of the main features in the 0735+178 jet, we performed circular Gaussian model fits to all the total intensity maps using the DIFMAP model-fitting software.

To perform the fitting, this time we adopted the only criterion of to account for as much I flux as possible in the VLBA maps making each of the models independent to the rest of them. This is the reason why sometimes is rather difficult to find a good correspondence of the weakest fitted components between epochs, even at the same frequency, preventing their identification not only between them but also with fitted components from previous observing programs. Nevertheless, our fitting criterion ensure a good characterization of both the strongest components through time and the total intensity structure for each epoch and frequency independently to the rest. The resulting parameters of the model fittings, as well as the EVPA (χ) and degree of polarization (m), are presented in Tables 10 and 11.

Note that a different model fitting for February 1999, than that presented in section 3.2.2. is presented here (Table 10). The new fit was performed using the criterion explained before, which lead for an extra component respect to the 15 GHz fitting of Table 7. This do not affect the validity of the results obtained in section 3.2.2., essentially based on the properties of the 3 mas innermost region of the jet, which is almost equally fitted in both model versions.

In order to a better fit of the innermost regions of the jet, we have needed to fit the extended emission regions observed in the semi-resolved terminal region of the jet (Figures 40 and 41 and plots of epochs February 1999, September 1999 and May 2000 of Figure 43). Once again we have to note that these components are not representing real features in the jet, but rather an extended region with weak flux density.

In Figure 45 we represent the 5 mas innermost positions of the VLBI model fit components at the observing epochs and frequencies of section 3.2.1. together with those of Tables 10 and 11. Figures 40–43 and 45 clearly show that the double bend projected VLBI structure in the jet of 0735+178 has a good correspondence between epochs and did not exhibit strong changes during the four years period from 1996 to 2000.

In fact, although it is complicated to identify through epochs all the fitted components in the outer part of the source, there are regions in which the plot on Figure 45 suggest that most of the components in the VLBI jet of 0735+178 correspond to stationary features. This identification is supported not only by the clustering of components showed by Figure 45. This

clustering is rather stable during a period of four years, and it is unlikely that it could arise by chance, due to particular epochs 'catching' components right at certain specific jet locations. Thus, the most plausible and logical identification is that in which each component correspond to its nearby in epoch and position. Following this, most of the components (i.e., i1, i3, i4, i5, i6, i8, i9 with i=C, X, U, K) have being identified with stationary features (at least within the typical errors taken from sections 3.2.1. and 3.2.2.). The fact that almost all the components remained stationary for a time period of about four years in Figure 45, strongly support the

5GHz							15 GHz						
Comp.	<i>S</i> (Jy)	<i>r</i> (mas)	θ ($^{\circ}$)	<i>FWHM</i> (mas)	<i>EVPA</i> ($^{\circ}$)	<i>m</i> %	Comp.	<i>S</i> (Jy)	<i>r</i> (mas)	θ ($^{\circ}$)	<i>FWHM</i> (mas)	<i>EVPA</i> ($^{\circ}$)	<i>m</i> %
25 April 1997							25 April 1997						
Core	0.304	0.00	0	<0.01	-24	2.2	Core	0.457	0.00	0	0.15	-19	1.0
C8	0.557	0.78	67	0.82	-14	4.3	U9	0.024	0.40	53	0.02
C5+6+N	0.122	1.90	41	1.55	-4	10.0	U8	0.370	0.90	75	0.67	-34	3.0
C3+4	0.057	3.88	65	1.18	-19	8.1	UN	0.074	1.50	19	0.69	-21	18.5
C1	0.023	5.38	66	1.59	U6	0.037	2.25	43	0.76	-6	25.3
CE1	0.086	10.33	73	6.06	U4+5	0.015	2.92	61	0.53
CE2	0.099	21.79	76	16.40	U3	0.017	3.96	66	0.54	-16	33.3
8.4 GHz							27 February 1999						
Comp.	<i>S</i> (Jy)	<i>r</i> (mas)	θ ($^{\circ}$)	<i>FWHM</i> (mas)	<i>EVPA</i> ($^{\circ}$)	<i>m</i> %	Core	0.591	0.00	0	0.09	-70	1.3
26 March 1996							U9	0.118	0.26	94	0.22	-67	2.3
Core	0.633	0.00	0	0.19	-62	0.5	U8	0.066	0.96	79	0.55	-46	10.8
X8	0.651	0.75	79	0.41	72	0.8	UN	0.035	1.45	28	0.91
X7	0.144	1.18	50	0.65	-7	3.3	U6	0.018	2.32	37	0.59	-9	37.7
X6	0.079	1.78	28	1.07	3	12.2	U4+5	0.025	3.02	58	1.08
X5	0.019	2.60	50	<0.01	5	20.9	U3	0.018	3.83	66	1.03
X4	0.021	3.46	66	0.09	-14	13.9	UE	0.009	5.30	65	1.26
X3	0.025	4.30	65	0.77	-32	17.0	1 September 1999						
X1	0.023	5.37	65	1.05	Core	0.524	0.00	0	0.12	-40	3.6
XE	0.080	11.04	72	7.81	U9	0.252	0.32	76	0.24	-40	6.8
2 October 1996							U8	0.055	0.88	79	0.57	-45	12.8
Core	0.516	0.00	0	0.25	-41	2.3	UN	0.013	1.43	28	0.48
X8	0.567	0.80	77	0.53	-56	2.7	U6	0.035	2.18	41	0.89
XN	0.144	1.39	27	0.86	-17	8.9	U4	0.024	3.33	61	0.92
X5+6	0.047	2.24	46	0.99	13	21.5	U3	0.011	3.95	66	0.47
X4	0.020	3.39	64	0.10	-19	18.2	UE	0.009	5.04	67	1.20
X3	0.024	4.11	64	0.72	-35	16.4	20 May 2000						
X1	0.024	5.32	66	1.26	Core	0.651	0.00	0	0.12	-51	2.0
XE	0.081	10.88	73	7.09	U9	0.179	0.33	79	0.30	-54	2.9
25 April 1997							U8	0.107	0.84	76	0.54	-60	10.2
Core	0.449	0.00	0	0.22	-13	1.0	U6	0.037	2.13	43	1.31
X8	0.398	0.85	75	0.67	-24	3.9	U4	0.009	3.16	62	0.57
XN	0.066	1.46	17	0.60	-12	14.3	U3	0.019	3.97	65	0.88
X6	0.040	2.12	35	0.67	-1	21.0	UE	0.004	5.72	69	1.03
X5	0.025	2.52	52	0.53	2	19.2	18 October 1997						
X4	0.029	3.48	64	1.07	-11	17.5	Core	0.522	0.00	0	0.18	-70	3.2
X3	0.016	4.17	65	0.21	-22	14.1	X8	0.296	0.83	73	0.71	-56	4.9
X1	0.021	5.32	67	1.39	XN	0.053	1.61	18	0.51	-19	13.2
XE	0.072	11.04	73	6.41	X6	0.037	2.11	32	0.48	-6	23.9
18 October 1997							X5	0.049	2.57	52	0.78	9	23.3
Core	0.522	0.00	0	0.18	-70	3.2	X4	0.025	3.53	67	0.76	-15	13.7
X8	0.296	0.83	73	0.71	-56	4.9	X3	0.024	4.33	65	0.75	-16	16.1
XN	0.053	1.61	18	0.51	-19	13.2	X1	0.013	5.72	66	1.37
X6	0.037	2.11	32	0.48	-6	23.9	XE	0.090	11.28	73	6.98
X5	0.049	2.57	52	0.78	9	23.3							
X4	0.025	3.53	67	0.76	-15	13.7							
X3	0.024	4.33	65	0.75	-16	16.1							
X1	0.013	5.72	66	1.37							
XE	0.090	11.28	73	6.98							

Tabl. 10. 5, 8.4 and 15 GHz parameters of components' models for 0735+178.

evidences discussed in section 3.2.1. that the motion of features in the jet of 0735+178 are much slower than those reported by previous authors (e.g., Gabuzda et al. 1994), at least from 1996 to 2000 and confirms our previous suspects that this clumping is produced by the slowly motion or stationarity of most of the components in the jet of 0735+178

An inspection of the source time evolution using Figures 41 and 42 reveals the only sure small change in the jet structure during our observations. Although the two bend structure is evident in all the observing epochs, the 15 GHz images taken in February, September 1999 and May 2000 show a softer second curvature. At the location of this bend, in October 1996 a new component (XN) is detected by the model fitting at 8.4 GHz (Table 10). At the same frequency, this component remain in a similar position until October 1997 (Figure 41), but its fitted total intensity decreases progressively (see Table 10). The same trend is observed for component UN at 15 GHz between April 1997 and September 1999 both in Figure 42 and also in Table 10. Is the I decreasing of UN which produces the softening of the second apparent curvature in the jet. This is accompanied by a shift of this component to the South until this component is undetectable in May 2000. A similar behavior is also observed for component KN at 22 GHz (Figure 43 and Table 11). At this frequency, the new feature is marginally detected in March 1996, for which the model fitting only account for 7 mJy at the location of component KN. This epoch can be taken as a good estimation of KN appearance. This feature is undetectable since February 1999 because the region close to the second bend of the jet is unresolved.

The appearance of component iN ($i=X, U, K$) close to a sharp apparent curvature strongly support the effect of relativistic beaming for the behavior of this feature. This behavior could be well explained for a model in which a pattern feature traveling through a bent fluid funnel (the underlying jet) is beamed when its passing along a more oriented region to the observer. In this scenario, the decreasing I trend, together with the apparent backward motion of iN is explained by the last stages of the passing through a curvature, when the unbeaming of the feature is being produced. From this, the back motion of iN may correspond to the turning back to the original (lets say quiescent) projected I structure of the jet (with a slightly less pronounced second bend). Subsequently, the unbeaming may produce the darkening of feature iN until it can not be detected (at some time between September 1999 and May 2000).

If a beamed moving component is producing this behavior, distinguishable motions should be observed in the future as the latter stages of iN . If not, another possibility could also plausibly explain the second bend behavior. In this second scenario, iN could represents some kind of perturbation in the jet (e.g., jet–external medium interaction, or KH instabilities), which not necessarily should be related with pattern motions.

Future observations will test these explanations, but which is clear from these evidences is that in the jet of 0735+178, intrinsic ballistic motions can not explain the behavior of iN. Neither ballistic motion from the core to iN have been detected before October 1996 nor ballistic motion is observed after September 1999. From this, we have to infer that the jet's behavior in 0735+178 reflects its fluid character (at least within the second projected bend).

In Figure 46 we present the model fitting positions at 43 GHz for epochs February, September 1999 and May 2000. This Figure shows two components (corresponding to epochs

22 GHz							43 GHz						
Comp.	<i>S</i> (Jy)	<i>r</i> (mas)	θ ($^\circ$)	<i>FWHM</i> (mas)	<i>EVPA</i> ($^\circ$)	<i>m</i> %	Comp.	<i>S</i> (Jy)	<i>r</i> (mas)	θ ($^\circ$)	<i>FWHM</i> (mas)	<i>EVPA</i> ($^\circ$)	<i>m</i> %
26 March 1996							27 February 1999						
Core	0.483	0.00	0	0.05	Core	0.470	0.00	0	0.07
K9	0.100	0.20	76	0.09	-76	4.3	Q10	0.101	0.08	123	<0.01
K8 ₁	0.317	0.75	88	0.34	64	4.2	Q9	0.092	0.21	64	0.21
K8 ₂	0.168	0.95	53	0.68	Q8.5	0.011	0.40	98	0.02
K7	0.128	1.08	70	0.34	-15	18.9	Q8 ₁	0.007	0.62	92	0.10
KN	0.007	1.57	13	<0.01	-10	62.6	Q8 ₂	0.016	0.79	75	0.28
K6	0.061	1.90	35	1.08	Q8 ₃	0.012	1.08	86	0.22
K4	0.010	3.12	60	0.68	1 September 1999						
K3	0.014	4.07	65	0.67	Core	0.434	0.00	0	0.02
K1	0.016	5.13	64	0.90	Q9 ₁	0.134	0.12	70	<0.01
2 October 1996							Q9 ₂	0.072	0.26	58	0.15
Core	0.332	0.00	0	0.05	9	2.2	Q8.5	0.100	0.42	83	0.29
K9	0.050	0.32	88	0.26	20 May 2000						
K8 ₁	0.107	0.86	91	0.30	-65	6.1	Core	0.282	0.00	0	0.07	-35	1.3
K8 ₂	0.235	0.91	67	0.59	Q10	0.182	0.06	103	<0.01	-42	1.5
KN	0.039	1.51	22	0.68	-5	45.2	Q9 ₁	0.092	0.13	84	0.08	-61	3.9
K5+6	0.033	2.31	47	1.28	Q9 ₂	0.182	0.33	77	0.47
25 April 1997							Q8 ₁	0.016	0.76	71	0.20
Core	0.295	0.00	0	0.07	-7	2.7	Q8 ₂	0.020	1.10	81	0.32
K9	0.074	0.20	67	0.11	5	5.3	18 October 1997						
K8	0.273	0.92	77	0.69	-39	10.0	Core	0.392	0.00	0	0.03	-81	5.2
KN	0.068	1.50	28	0.79	3	40.0	K9	0.068	0.19	85	<0.01	-62	6.0
K5+6	0.030	2.41	46	0.93	-5	91.0	K8	0.171	0.89	76	0.69	-64	7.7
KE ₁	0.028	4.08	64	1.09	KN	0.055	1.52	23	0.79	7	19.1
18 October 1997							K5+6	0.040	2.36	42	1.08	-7	52.0
Core	0.392	0.00	0	0.03	-81	5.2	KE ₁	0.032	3.87	65	1.37
K9	0.068	0.19	85	<0.01	-62	6.0	27 February 1999						
K8	0.171	0.89	76	0.69	-64	7.7	Core	0.568	0.00	0	0.09	-69	0.9
KN	0.055	1.52	23	0.79	7	19.1	K9	0.104	0.24	85	0.25
K5+6	0.040	2.36	42	1.08	-7	52.0	K8	0.045	0.95	85	0.49
KE ₁	0.032	3.87	65	1.37	KE ₂	0.082	1.80	42	1.73
27 February 1999							1 September 1999						
Core	0.568	0.00	0	0.09	-69	0.9	Core	0.521	0.00	0	0.09	-42	2.1
K9	0.104	0.24	85	0.25	K9	0.219	0.32	75	0.26	-39	7.3
K8	0.045	0.95	85	0.49	K8	0.036	0.87	83	0.51
KE ₂	0.082	1.80	42	1.73	KE ₂	0.070	2.31	49	2.06
1 September 1999							20 May 2000						
Core	0.521	0.00	0	0.09	-42	2.1	Core	0.717	0.00	0	0.12	-45	1.7
K9	0.219	0.32	75	0.26	-39	7.3	K9	0.185	0.29	81	0.31	-70	3.5
K8	0.036	0.87	83	0.51	K8	0.126	0.76	75	0.61	-69	11.6
KE ₂	0.070	2.31	49	2.06	KE ₂	0.059	2.91	57	2.27
20 May 2000													
Core	0.717	0.00	0	0.12	-45	1.7							
K9	0.185	0.29	81	0.31	-70	3.5							
K8	0.126	0.76	75	0.61	-69	11.6							
KE ₂	0.059	2.91	57	2.27							

Tabl. 11. 22 and 43 GHz parameters of components' models for 0735+178.

27 February 1999 and 20 May 2000) at about 1 mas from the core where model fittings from previous observations did not detect any feature. It remains unclear whether this is reflecting a real motion in this region of the jet or an effect of the lack of enough angular resolution in previous observing programs. In addition, the small signal to noise ratio obtained in the 1 mas region of the jet prevent us to perform a kinetic model. Future larger dynamic range

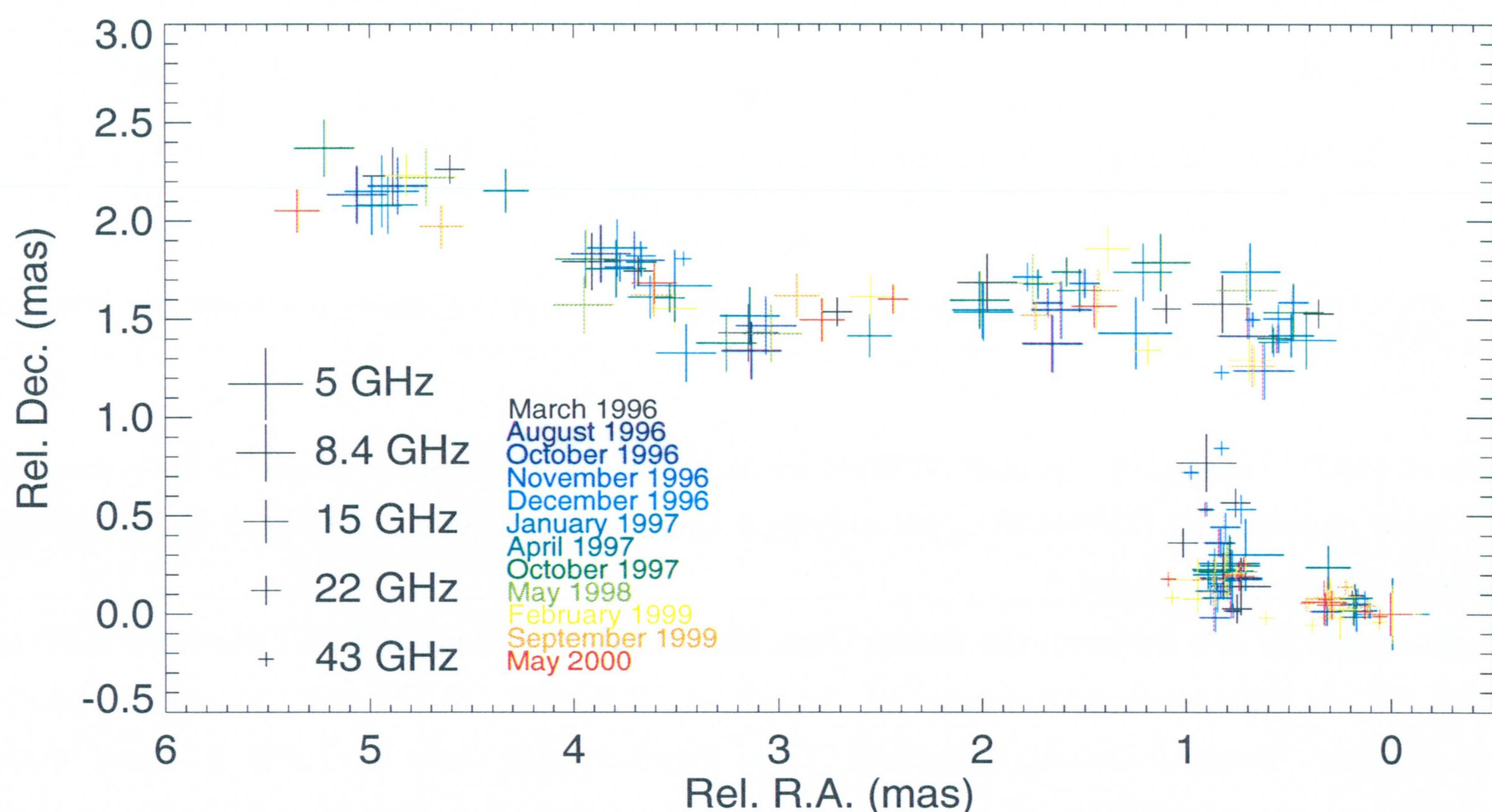


Fig. 45. Model components' position, relative to the core, in the jet of 0735+178 from 26 March 1996 to 20 May 2000. The data come from the observations listed in Table 9 and from the model components presented in section 3.2.1.

observations will give us the answer.

An intriguing fact from Figure 46 is the indication of curvatures within the innermost first mas of the jet. The components' position plotted in this Figure (see also Figure 44) seem to be resembling a modulated sinusoidal pattern which could be well interpreted as a helix in projection. Although there is a good correspondence between epochs defining the same twisted apparent shape, some of the fitted components lie between the two first map contours and we can not be totally confident in the truly of their position estimations. Higher dynamic range observations are once again necessary to perform in order to test this indications. But on the other hand, it seems very likely that if strong and clear bends are present in the 5 mas scale of the jet, they may also exists at lower scales. In fact it is usual to find strong curvatures in the inner VLBI jets of Blazars even when their bends are less pronounced at larger scales (e.g.,

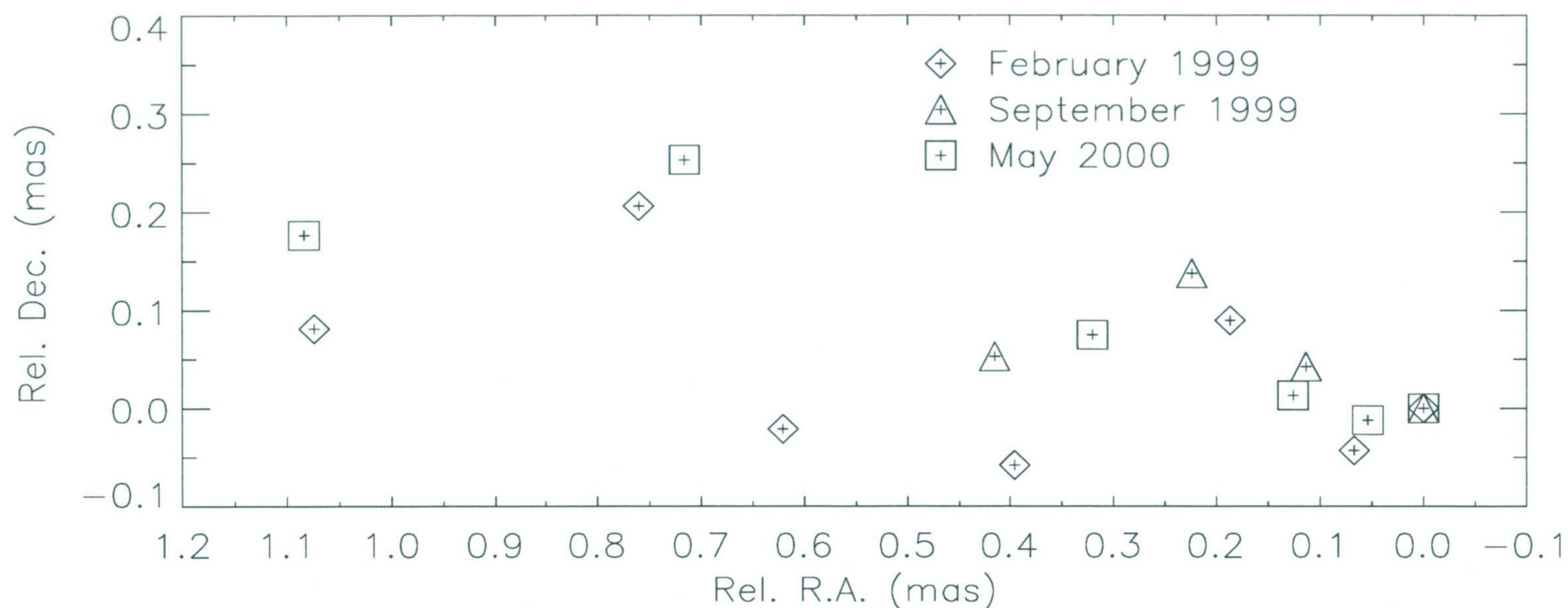


Fig. 46. 43 GHz model components' position, relative to the core for epochs February and September 1999 and May 2000.

Zensus 1997). Taking into account all these ideas, we will assume the presence of curvatures in the inner mas of the 0735+178's jet, although this tentative evidence should be confirmed through future observations.

In Figure 47 we represent the model fitted intensities between 5 and 22 GHz from 1996 to 2000 for the innermost components of the jet in 0735+178 (i8, i9 and the core). Epochs presented are those discussed in section 3.2.1. together with those in Table 9. These three components are responsible of more than the 95% of the total flux of the source at high frequencies (22 and 43 GHz) and more than the 80% at lower frequencies. Component i9 is observed to remain almost stationary with a total flux of ~ 100 mJy from 1996 to 1999. i8 shows a clear trend with the flux density decreasing from ~ 650 mJy at the beginning of 1996 to ~ 50 mJy at the beginning of 1999. The behavior of i8, coincides with the single dish integrated total flux evolution between beginning 1996 and beginning 1998 at 4.8, 8 and 14.5 GHz (Aller et al. 1999 and the UMRAO database) and at 22 and 37 GHz (Harry Teräsranta, private communication). Both single dish monitoring programs detected a decrease in total flux at all the frequencies of ~ 500 mJy from the beginning of 1996 to the beginning of 1998.

Note that when the total flux evolution of both i9 and i8 seem to be smooth in almost all the period from 1996 to 2000, with no strong changes in short time periods, the core fluctuates around a level of ~ 500 mJy. This variability is not only large in amplitude (typically of $\sim 20\%$), but also rapid (with typical timescales of a few weeks) as usually observed in the cores of Blazars (Zensus 1997). We will come back on this topic in the next sub sections, where in

addition, the spectral and polarization properties of the core are also discussed.

3.2.3.4 Time dependent absorption

The wide frequency and time ranges of our observations allow us to make the most complete spectral study of 0735+178 at milliarcsecond resolution performed to date. For that, we have performed spectral index (SI) maps using all the I images presented in Figures 40–44 for pairs of different frequencies.

In some cases, spectral results have been taken by other authors using only the total intensity data from model fitted components. Our experience have showed us that, in general, this is not the best choice to obtain a 'realistic' spectral knowledge of different regions over the source. Large errors (sometimes larger than 100%) in the spectral index (SI) computation of model fitted components can come from the fact that fitting procedures usually account for different component areas, in which the integrated flux is computed. In addition, components' positions respect to the core significantly differ (depending on the observing frequency), even when they account for the same area in the jet, both if the usually observed opacity effects take place in the cores (or in the jet) or if substantially different angular resolutions take place at the different observing frequencies.

To prevent these errors we have computed SI maps from couples of I images, obtained at different frequencies but simultaneously, in which a shift of one of them have been applied. The shift was set in each case as the necessary to coincide in the same position the strongest I fitted component, only if both, the resulting SI map registered an optically thin spectral index at this position, and the component is well known to represent a real feature in the jet. In all the cases, the two components used to set the necessary shift were either the core or the component located at the position of the first 90° bend. The higher frequency I maps, used to compute each SI map, were re-beamed to the lower resolution beam of the lower frequency I maps.

A good instance of the obtained SI maps is that presented in Figure 48 for epoch April 1997 between 8.4 and 15 GHz. In this figure, the color scale represents the SI (α , $S_\nu \propto \nu^\alpha$) whether contours represent the areas of inverted spectrum (optically thick areas with $\alpha > 0$). For the two observing frequencies, the fitted components positions and their sizes are also represented in order to allow an easy identification of each area in the jet. In April 1997, the jet in 0735+178 is mainly optically thin at 8.4 GHz out of the first ~ 3 mas from the core, as also happen in the remaining epochs at all the observing frequencies. Within the inner ~ 3 mas, the situation is somehow different. In Table 12 are presented the averaged spectral indexes measured directly

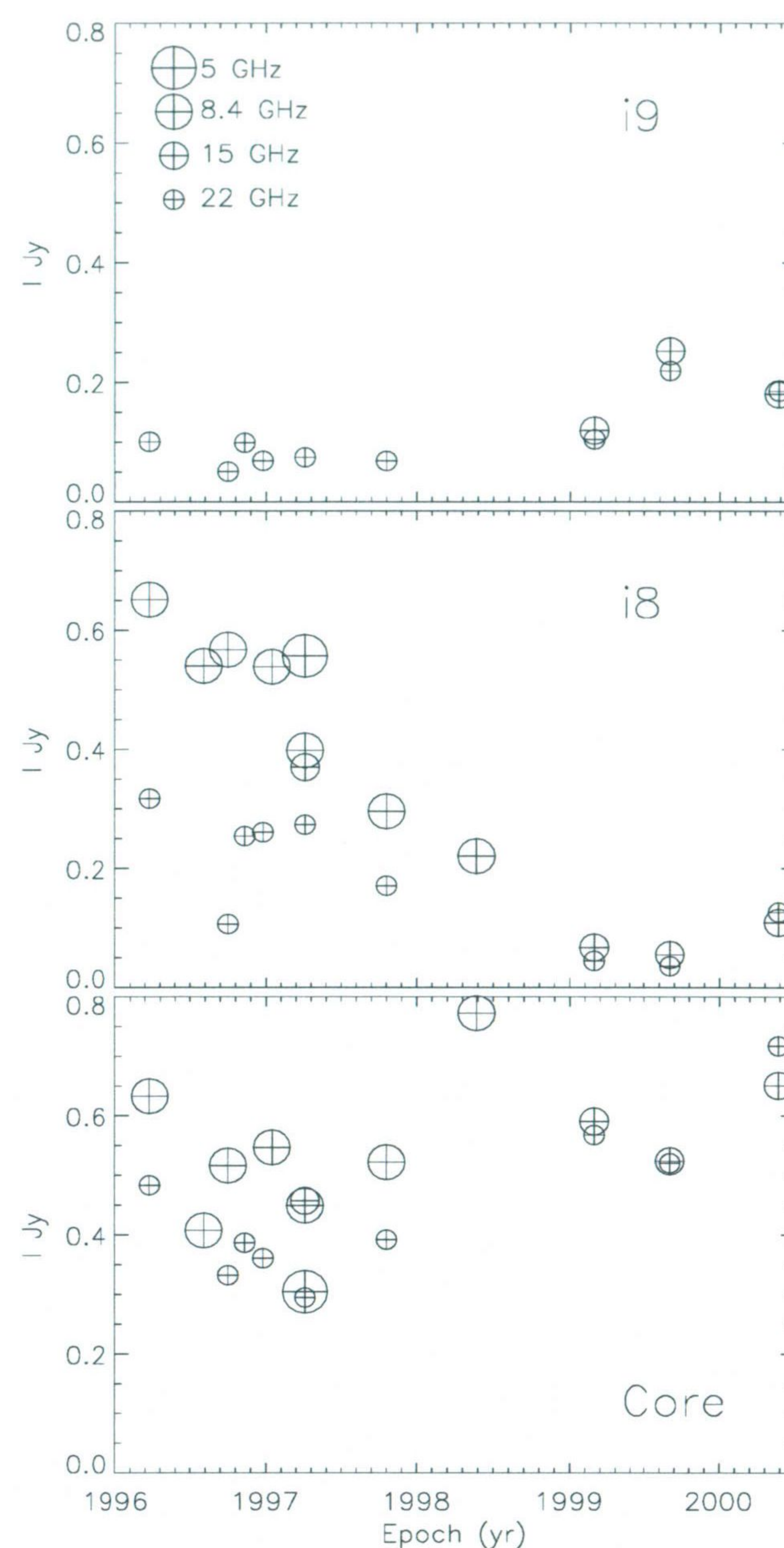
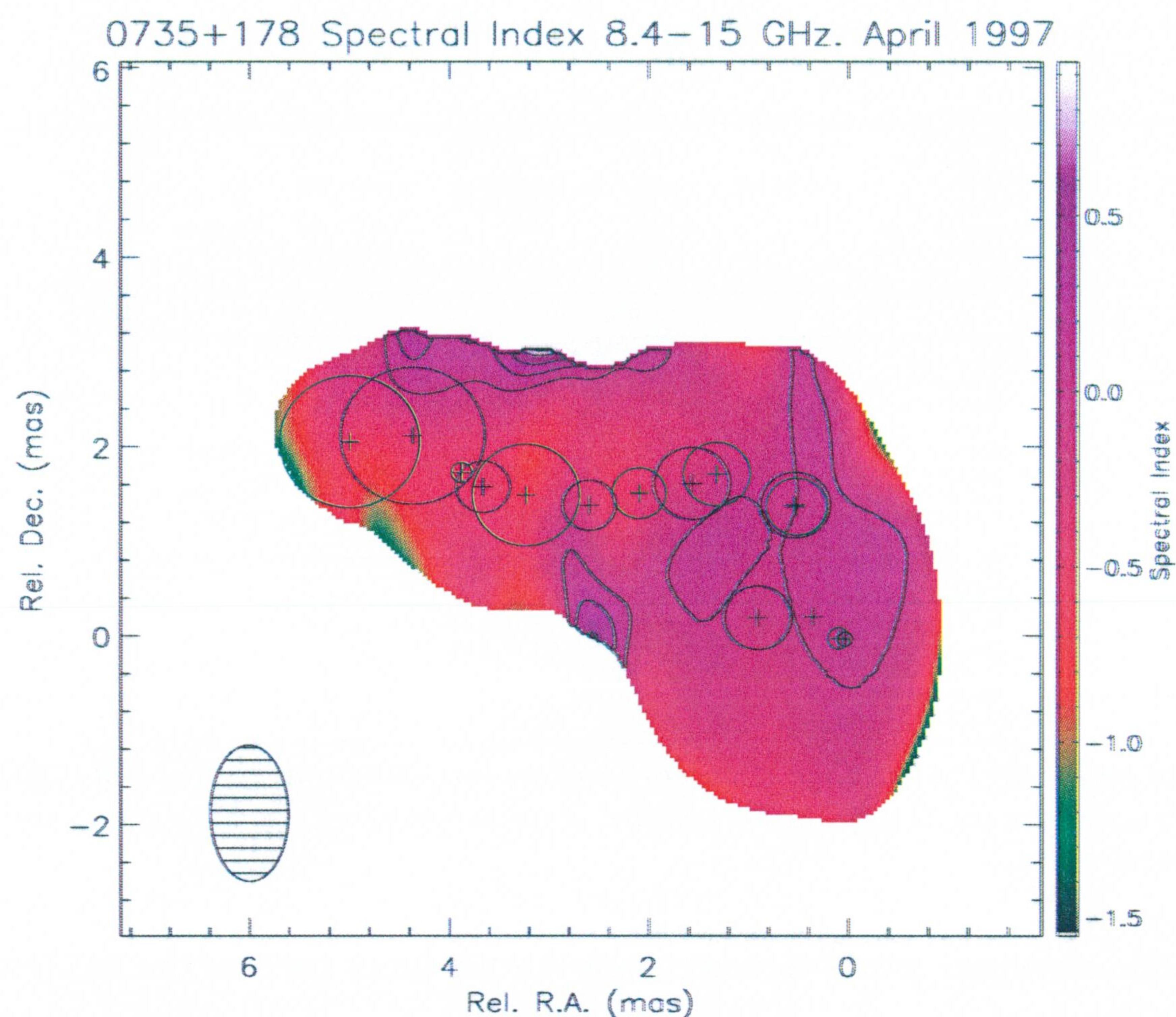


Fig. 47. 5, 8.4, 15 and 22 GHz total intensity flux evolution with time for components (from top to bottom) $i9$ ($i=C, X, U$ and K), $i8$ and the core from 26 March 1996 to 20 May 2000. Epochs represented are those discussed in section 3.2.1. together with those presented in Table . Each frequency is represented by its corresponding symbol size expressed in the first sub-plot for $i9$.

from the SI maps in all the observing epochs, between the most nearby frequencies, for the most representative regions in the jet: the core and the two main bends. The represented errors correspond to the 1σ uncertainties of the averages computed in boxes of different sizes, which were chosen depending on the pixel size of the SI maps. In all the cases, except for the April 1997 core at 5 GHz, the box sizes were lower than the smallest size of the component.

Table 12 reveals the core to be optically thin or slightly thick over almost all our observing epochs and frequencies. In April 1997, the spectral indexes between 5, 8.4 and 15 GHz can be taken as essentially flat, being $\alpha_{5-8.4}=+0.04\pm 0.08$ and $\alpha_{8.4-15}=+0.079\pm 0.010$, respectively. This reflects that at this epoch, the turnover frequency ν_t is lower than 15 GHz. Only in May 2000 the core is optically thick at 15 GHz with a spectral index $\alpha_{15-22}=+0.24\pm 0.03$ where



Beam 1.44252 x 0.786657 mas at 0.606660 deg.

Fig. 48. Spectral index map between 8.4 and 15 GHz for 0735+178 in April 1997. Contours represent positive values of the spectral index from 0.0 to 0.75 in increments of 0.25.

$\alpha_{22-43} = -0.49 \pm 0.05$, which implies that ν_t have shifted in this epoch to be between 15 and 43 GHz. This is explained as the result of synchrotron self-absorption mechanisms, like have been reported for many of the jets' cores in AGNs (see the review of Zensus 1997). The last, together with the increase in total flux from 1997 to 2000 reported in Figure 47, reflects the enhancement of the core total flux either by the ejection of a new traveling component or by a Doppler boosted region produced as the result of a pattern feature traveling through a very inner curvature in the jet. None of these phenomena have been spatially resolved by our observations, even at the very high angular resolution of ~ 0.15 mas reached in May 2000 at 43 GHz. Taking also into account the rapid (with typical timescales of a few weeks) large amplitude (typically of $\sim 20\%$) total intensity variability in the core (Figure 47), we should infer that this region in the jet of 0735+178 correspond to the indistinguishable (face-on viewed) highly relativistically beamed; innermost part of the jet where unresolved curved structures may exist. This explanation agrees with the evidences reported by Bregman et al. (1984) about the compactness of the source through their observed rapid and high degree of variability in the IR, optical and UV. It is also in agreement with the present unification models for jets in AGNs (Antonucci

3.2.3.4 Time dependent absorption

Epoch	$\alpha_{5-8.4}$	$\alpha_{8.4-15}$	$\alpha_{8.4-22}$	α_{15-22}	α_{22-43}
Core					
March 1996			-0.143±0.007		
October 1996			-0.406±0.016		
April 1997	+0.04±0.08	+0.079±0.010	-0.27±0.02	-0.653±0.020	
October 1997			-0.21±0.03		
February 1999				+0.04±0.08	-0.01±0.02
September 1999				-0.044±0.009	+0.04±0.02
May 2000				+0.24±0.03	-0.49±0.05
First bend					
March 1996			-0.231±0.006		
October 1996			-0.516±0.004		
April 1997	-0.15±0.09	-0.088±0.010	-0.344±0.005	-0.969±0.012	
October 1997			-0.40±0.02		
February 1999				-0.75±0.08	-0.81±0.7
September 1999				-0.32±0.06	...
May 2000				-0.15±0.02	-0.57±0.06
Second bend					
March 1996			-0.251±0.013		
October 1996			-0.65±0.03		
April 1997	+0.44±0.11	+0.022±0.011	-0.329±0.008	-0.48±0.12	
October 1997			-0.52±0.02		
February 1999				-0.7±0.4	...
September 1999				-0.6±0.3	...
May 2000				-0.14±0.12	...

Tabl. 12. Spectral indexes at the locations of the core and the two $\sim 90^\circ$ bends in the jet of 0735+178. The values were computed directly from the SI maps as the average in the surrounding area. The errors correspond to the 1 σ uncertainties of the average.

1993), which assume a very small viewing angle for the inner parts of the jets (essentially face-on respect to us) in BL Lacs.

At the location of the first bend (coincident with the position component i8, with i=C, X, U, K, Q), the SI are always negative. Nevertheless, in April 1997 between 5 and 8.4 GHz and between 8.4 and 15 GHz the spectral indexes take the values $\alpha_{5-8.4} = -0.15 \pm 0.09$ and $\alpha_{8.4-15} = -0.088 \pm 0.010$, respectively; which should be also taken as basically flat. For the same epoch, the emission is optically thin at 15 and 22 GHz ($\alpha_{15-22} = -0.969 \pm 0.012$), which reflects that the turnover frequency ν_t is lower than 15 GHz. Also between 15 and 22 GHz, an inspection of the spectral indexes through time, shows a monotonic trend to increase the SI. The same could be taking place also for α_{22-43} , but with only two SI measurements and the first of them having a large error we can not be totally confident in this α_{22-43} trend as believable. In spite of this, the SI measurement at the location of the first bend in the jet of 0735+178 are consistent with the clear total flux absorption at 5 and 15 GHz in February 1999 reported in section 3.2.2.. The SI behavior we are observing in this region may be explained as the spectral evolution at 15 GHz going from optically thin to optically thick with time. If this is true, the same phenomenon should be observed at lower frequencies, at which the jet region should be observed opaque if ν_t is larger than the observing frequency (e. g., Ribicky & Lightman, 1979). This is exactly what we can infer from the almost flat SI between 5 and 15 GHz in April 1997 and the inverted SI reported in section 3.2.2. for epoch February 1999 with $\alpha_{5-15} \simeq +0.54$.

For the second $\sim 90^\circ$ bend in the jet of 0735+178, all the computed SI are optically thin except those computed between 5 and 8.4 GHz and between 8.4 and 15 GHz for the data taken in April 1997, for which $\alpha_{5-8.4} = +0.44 \pm 0.11$ and $\alpha_{8.4-15} = +0.022 \pm 0.011$. Although as sometimes before, $\alpha_{8.4-15}$ for this epoch should be taken as an essentially flat SI, the computed $\alpha_{5-8.4}$ value exceeds the 3σ value, being a confident inverted spectral index measure. This allow us to locate the turnover frequency at this epoch between 8.4 and 15 GHz for the region in the second main bend of the jet. No clear trends in the SI evolution are observed between 8.4 and 22 GHz nor 15 and 22 GHz like in the case of the first bend. Nonetheless, the slightly positive spectral index area near this second bend presented in Figure 48 the confident measure of the inverted spectrum between 5 and 8.4 GHz, and the existence of a new strong emission component at this location between October 1996 and September 1999 (see Figures 41–43), are all of them arguments supporting that the optically thick emission at 5 and possibly 8.4 GHz on this region could be produced either a non ballistic moving pattern through the second sharp bend or a local energy density enhancement (such as some kind of jet instability) near this bend. The phenomenon occurring at this region could be sufficiently strong to produce the self-absorption of the synchrotron emission at the lower frequencies permitting the SI phenomenon observed in Table 12. We will discuss in more detail this arguments in the next sections, where the information about the rotation measurements of the EVPA in this region will be crucial.

3.2.3.5 Faraday rotation at the first sharp bend

A visual inspection of the polarization vector distributions at more than 2 mas out of the core in Figures 40–44 shows the general good agreement of the EVPAs through the different frequency maps taken simultaneously. This reflects a good calibration of the absolute polarization electric vector orientation on our maps. Like first reported by Gómez et al. (1999) (see also section 3.2.2.), Figures 40–44 show the observed polarization structure predominantly following the bent structure of 0735+178 with the polarization magnetic vector (which correspond to the polarization electric vector rotated by 90°) being typically parallel to the local jet axis. We will refer, as hereafter, to the 'jet axis' as that roughly defined by the curved structure showed by Figure 45. The polarization structure is better showed by the 8.4 and 15 GHz images (Figures 41 and 42) for which we have the best combination of angular resolution and polarization coverage in the jet. As previously speculated by Gómez et al. (1999), the good correspondence between the directions of the local jet axis and the observed polarization magnetic vector seem to continue favoring the intrinsic twisted jet configuration hypothesis produced by jet

precession. The roughly stationarity of the observed polarization structure through time out of the core (see Figures 41 and 42), may be suggesting that this configuration is mainly produced by the quiescent underlying jet whose dynamical time-scales are larger than those covered by our observational program. Another possibility might be that a set of pattern features traveling outward the core are producing the polarization configuration observed in the jet. Nonetheless, this explanation seem very unlikely in view of the low speeds these features seem to present, which is in contrast with the appearance and subsequent disappearance of component iN in a time range of about four years (see section 3.2.3.3.). If the jet structure were only due to a set of moving pattern features configuration, a considerable change in the total and polarized intensity, and overall; in the polarization magnetic vector distribution, might be observed in the time span of our VLBI program.

For the core, the highly; large amplitude; variable behavior of the total flux reported in section 3.2.2.2., should also have the corresponding effect in the polarization evolution of this region. In fact, Figures 41 and 43 and Tables 10 and 11 reveal an also variable behavior of the core's EVPA, ranging from $+9^\circ$ in October 1996 at 22 GHz to -81° in October 1997 also at 22 GHz, and degree of polarization lower than 5.2% (observed in October 1997 at 22 GHz). Similar effects are also observed at other frequencies and epochs.

It is known that opacity effects due to synchrotron self-absorption mechanisms may affect the observed polarization by rotating the EVPAs up to 90° and producing depolarization (e.g. Gómez 1993). Such phenomena are observed in our images (see section 3.2.2.4. for a discussion of the core's spectral properties), suggesting that self-absorption intermittently dominates the 0735+178 VLBI core behavior.

In the region of the first sharp curvature, the EVPA rotates a small (almost imperceptible at simple view) angle through frequency for the same epoch (e.g. EVPA distribution for April 1997 from Figures 40–43). A carefully study of the polarization rotation measure (RM) have been performed in order to study the tentative evidences found in section 3.2.2., where the characteristic λ^{-2} dependence of the EVPAs of the Faraday rotation (e.g., Rybicki & Lightman, 1979) was found between 5 and 15 GHz. In Figure 49 we present the computed RM distribution map of the EVPAs for 0735+178 between 5 and 8.4 GHz in April 1997, from the corresponding *P* images presented in Figures 40 and 41. As usually in this kind of analysis, in which two images with different angular resolution are combined, the highest resolution map (at 8.4 GHz) have been convolved with the restoring beam of the lowest resolution one (at 5 GHz). Although, in order to prevent possible errors due to frequency dependent shifts, we have applied to one of the original *P* maps the same shifts than those applied to compute the 5 to 8.4

GHz SI map, we have noted that this essentially do not have influence in the final result.

The color scale in Figure 49 shows how the most part of the RM map register an almost null rotation, resembling the good EVPAs' calibration of the original P maps. In contrast, there are two regions in which a rotation have been measured. The blue region to the West of the core is reflecting a negative RM, whether the red region close to the first $\sim 90^\circ$ of the jet, reflects a positive rotation measurement which is of $RM \simeq +100 \text{ rad/m}^2$ at the location of component X8. This is in agreement with the tentative RM of $RM \simeq +120 \text{ rad/m}^2$ reported in section 3.2.2. near the same region for January–February 1999. But an EVPA rotation measurement

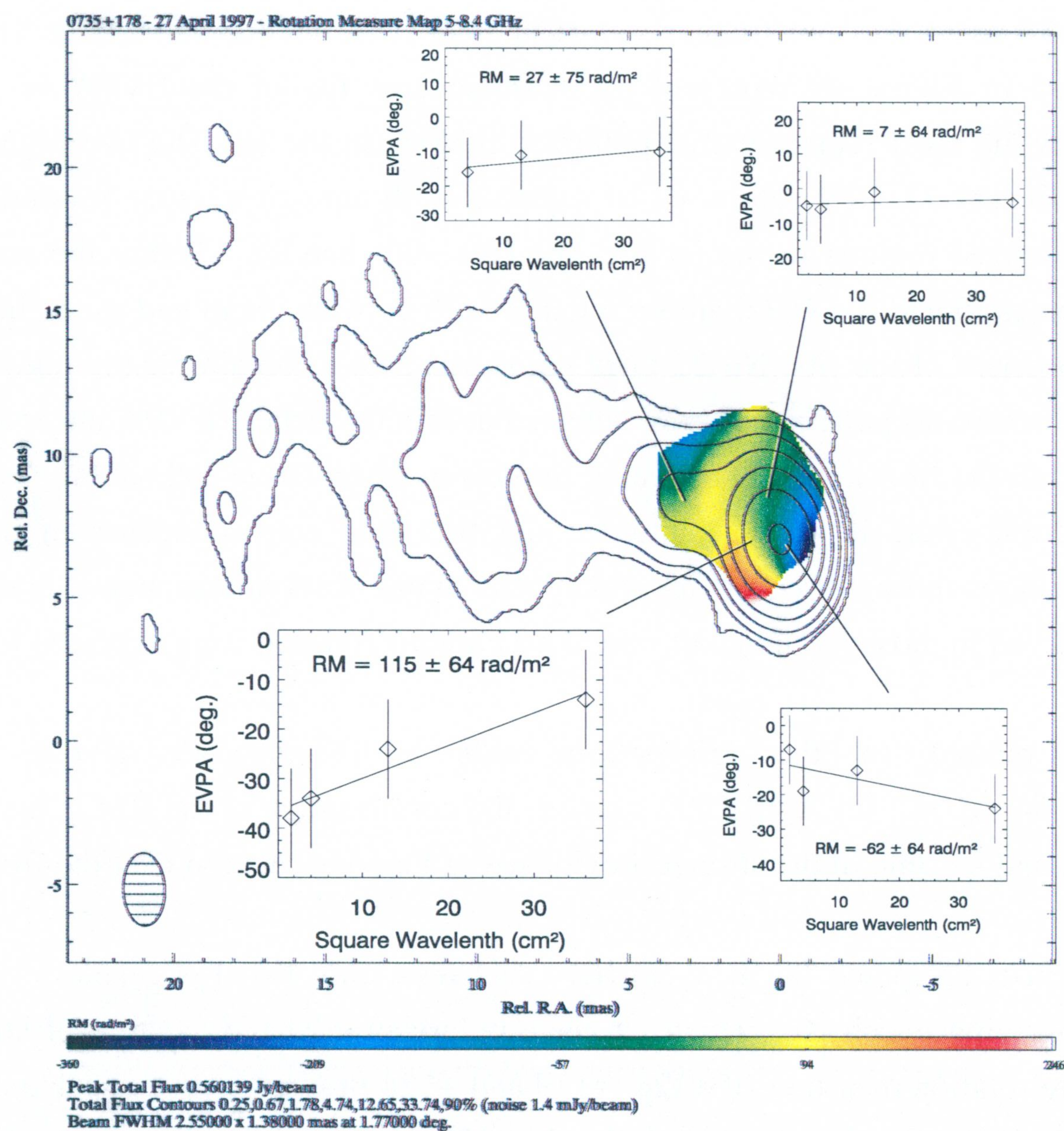


Fig. 49. Rotation measure distribution for the observed EVPA values at 5 and 8.4 GHz in April 1997, with the I map at 5 GHz from Figure 41 superimposed. Least squares fits of the EVPAs vs. the squared wavelength and the resulting fitted RMs are presented for the most representative regions.

between only two frequencies can not be taken as more than tentative. First due to the λ^{-2} dependence of this parameter, together with the at least of $\sim 5^\circ$ – 10° uncertainties in the EVPAs, mainly coming from their absolute calibration. From this, is clear that computed RMs using only two frequency measurements may be affected of huge errors, which generally will increase when going to higher frequencies. And second because the best fit for a two points distribution of the EVPA vs. squared wavelength is always a linear trend and one can never be sure about either if the resulting fit's slope is due to an intrinsic polarization rotation or rather to a not very good EVPA calibration of one or both the P maps. These reasoning justify the necessity of at least a third frequency measurement to ensure the believable of the results.

Our April 1997 observing epoch provide us the possibility to perform a RM analysis of the jet in 0735+178 using the four frequency measurements we had at this epoch. The four sub-plots presented in Figure 49 represent the least squares fits of the EVPA vs. the squared wavelength for the most representative polarized regions in the jet. The two higher observing frequencies (15 and 22 GHz) allow us to separate with enough angular resolution the most interesting polarized regions in the jet (i.e. the two $\sim 90^\circ$ bends), whether the remaining two lower frequencies (5 and 8.4 GHz) are far enough both between them and to the higher ones to ensure the goodness of the fits. No 22 GHz point was able to obtain for the region at ~ 4 mas from the core where no polarization was detected at this frequency. EVPA uncertainties of 10° were taken at all the frequencies. This value implies a conservative estimation of the polarized vectors' direction errors if we take into account the good correspondence of the calibrated EVPA distributions through frequencies and epochs in our observations and, overall, the almost null RM observed in those jet's regions where no Faraday rotation were expected from previous estimations.

The fit plotted in the left-bottom side of Figure 49 giving a resulting $RM = +115 \pm 64 \text{ rad/m}^2$ for April 1997 suppose the confirmation of the RM value estimated in section 3.2.2. and became in the strongest evidence of Faraday rotation near the first sharp bend of 0735+178.

We have also computed the RM tentative (between only two frequencies) values for the remaining observing epochs for which we have polarization at the location of component i8. The results are rotation measures of +124, +139 and +124 rad/m^2 between 8.4 and 22 GHz for epochs March 1996, October 1996 and October 1997, respectively. This, together with the $RM \simeq +100 \text{ rad/m}^2$ in January–February 1999 may be suggesting the stationarity of the Faraday rotation level in the first curvature of 0735+178. In spite of for May 2000 we computed a RM between 15 and 22 GHz of +680 rad/m^2 , this value should be taken as very

31 OCT. 2002

unlikely. For sure it is affected of the frequency dependent huge errors explained above. In fact, $+680 \text{ rad/m}^2$ correspond to a rotation of 9° between 15 and 22 GHz, which is lower than the typical EVPA uncertainties we have assumed.

Only future rotation measurements through at least three frequencies will demonstrate or reject the hypothesis of their stationarity at the location of i8. Nevertheless, it seems likely that Faraday rotation could exist persistently in this region in view of the trend to be positive the RM through the four years time range of our monitoring. If these trend were due to large errors in the EVPA's, a more erratic time evolution were expected.

Although the core of the jet (see the right-bottom plot of Figure 49) shows a certain trend of the EVPAs of to rotate clock-wise with decreasing the frequency in April 1997, the fitted RM gives a value of $RM = -62 \pm 64 \text{ rad/m}^2$. This should be taken as statistically insignificant and an almost null RM should be taken from this numbers. A quick view on Tables 10 and 11, shows how the EVPAs of the core do not present a correspondence between epochs. Even the EVPAs differences between the same frequencies for different epochs seem to be 'erratic'. All of this have a simple explanation. The rapid variability of the core reported above not only have the corresponding signature in the polarization vector rotation through time, but also through wavelength. The frequency dependent of the self-absorption mechanism, claimed before, and the large amount of unknown free parameters in the core of the 0735+178's jet, prevent us to go deep into the Faraday rotation study of this region.

In section 3.2.2. we argued the possibility of negative Faraday rotation existence in the second $\sim 90^\circ$ region of the jet. The right-top plot in Figure 49 rules out this possibility and reflects a negligible RM in view of the essentially null slope of the linear fit. The same should be said about the region surrounding component i3.

3.2.4 Discussion

Although it is quite common to observe relatively strong curvature in the jets of compact AGNs, the very twisted geometry found in 0735+178 presents a somewhat dramatic and peculiar example, due to the presence of two $\sim 90^\circ$ bends in the inner two milliarcseconds of the VLBI jet. It seems likely that the apparent bending of the relativistic jet is so abrupt because we are viewing the jet of 0735+178 at a small angle to the line of sight, so that intrinsic curvature is enhanced by projection effects.

The intrinsic bending could in principle be produced either by a change in the direction of ejection (e.g., jet precession or more erratic variations) or by strong gradients in the external

pressure not aligned with the initial direction of the jet flow. Respect to the second possibility, it seems very unlikely a relativistic jet being strongly curved only by the external medium due to the large differences in terms of their momentum between both systems. Three-dimensional hydrodynamical simulations of relativistic jets (Hughes, Miller & Duncan 2002), report the small influence that strong external density gradient have in changing the original direction of the jet flow, although the surrounding of the jet are strongly distorted. Thus, although it seem sure that those external density (or pressure) gradients should have their influence in the observational properties of relativistic jets (see section 2.3), overall if the jets are bent (Aloy et al. 1999; Hughes, Miller & Duncan 2002).

Jet precession should typically lead to changes in the inner jet geometry, as well as to components being ejected in different position angles at different times, if the time scale for the precession is comparable to that covered by the observations. Both a much longer precession period that the four years which our observations have covered together with the compactness of the core could be the reasons why these phenomena have not be detected in the innermost regions of 0735+178.

Three-dimensional numerical simulations of precessing jets (Aloy et al. 1999, 2000; Hughes, Miller & Duncan 2002) can give rise to helical structures which in projection are similar to that observed for 0735+178 (Agudo et al. 2000), as produced by normal mode jet instabilities, and have been applied to interpret the variability observed in several sources (Hardee 2000). Non-ballistic fluid motions are expected in this case.

Although the possibility of ballistic motions in the jet of 0735+178 can not be excluded, the non ballistic motion in this jet seem more plausible.

The fact that ballistic features have not been detected in this source over a time period of four years, that most of the emission components have been observed to remain almost stationary, except for one of them (iN) whose motion can not be explain as being ballistic, and the good correspondence between the magnetic polarization vector and local jet axis, almost always parallel along the jet (section 3.2.3), are all of them arguments supporting an scenario in which the underlying plasma of the jet is moving non ballistically.

If the fluid motion in 0735+178 is really non ballistic, this is another reason also pointing to the precession as the mechanism producing the highly bent jet structure in this source.

The existence of emission absorption consistent with a free-free mechanism have been found near the first sharp bend of the VLBI jet in 0735+178, like also observed, in the radio galaxy 3C 120 (section 3.1 and Gómez et al. 2000, 2001), the compact steep-spectrum source 3C 119 (Nan et al. 1999), the quasar 1055+018 (Attridge et al. 1999), and the BL Lac object

0820+225 (Gabuzda et al. 2001).

In addition, our polarimetric observations report the existence of Faraday rotation precisely in the first $\sim 90^\circ$ bend of 0735+178 as it has also been reported for 3C 120 (section 3.1 and Gómez et al. 2000, 2001) in which the observational phenomenology is explained as the result of the interaction of the jet with the external medium. It seems natural to assume that should be a connection between the occurrence of a sharp bend, the presence of strong free–free absorption (which should be produced by ionized thermal material) and Faraday rotation (also produced by thermal electrons) at the same location. The interaction of the jet with the external medium, which should occur if the jet have intrinsic curvatures (see Aloy et al. in preparation) could heat the external thermal material producing its ionization, and subsequently this ionized material could be responsible to both the free–free absorption and the Faraday rotation. This is precisely the most plausibly model to apply also in the case of 0735+178.

Capítulo 4.– Conclusiones

A través de los trabajos tanto teóricos como experimentales presentados en esta Tesis Doctoral hemos intentado profundizar en algunos de los campos de la astrofísica actual de jets relativistas faltos de un mejor conocimiento. Entre ellos, se encuentran los efectos y evolución de perturbaciones, de tipo onda de choque, la evolución espectral de las poblaciones de partículas cargadas no térmicas, teniendo en cuenta los procesos de aceleración de las mismas en su paso a través de choques relativistas y los procesos de interacción de los jets en AGNs con su medio externo.

Nuestras simulaciones hidrodinámicas y de emisión dependientes del tiempo de jets relativistas bidimensionales muestran la gran complejidad de estructuras que es capaz de inducir una perturbación simple viajando a lo largo de un jet relativista y que dichas estructuras, además, pueden aparecer en los radio-mapas observados de este tipo de fuentes. Para explicar los comportamientos de los jets relativistas observados, y también los no relativistas, se suele recurrir con relativa frecuencia a modelos simplificados de tipo *shock-in-jet* (Blandford y Königl 1979) en los que el jet y la perturbación que viaja a lo largo de éste son tratados como dos "entes" diferentes, y aislados. Los resultados obtenidos (ver sección 2.3 y Agudo et al. 2001) demuestran que esto no es así, y que una perturbación inducida en el seno de un jet relativista evolucionará influida por las propiedades del propio jet, e incluso del medio externo a éste, al igual que el propio jet responde a dicha perturbación cambiando sus propiedades. De esta forma, se establece un sistema de tres componentes (perturbación, jet y su medio externo) que interactúan mutuamente produciendo una respuesta no lineal. Es precisamente en este régimen no lineal en el que a través de simulaciones numéricas podemos explicar comportamientos que las teorías analíticas no son capaces de reproducir.

En particular, el mecanismo estudiado (sección 2.3) explica la formación de una rica estructura de perturbaciones secundarias en un jet relativista como consecuencia de la interacción de una única perturbación intensa inyectada en el jet con el propio jet y con su medio externo. En nuestros trabajos se predice que este proceso puede ser observado en emisión en longitudes de onda radio. Nuestros mapas sintéticos de radiación sincrotrón muestran un conjunto de estructuras que pueden tener un amplio rango de velocidades, desde altamente relativistas; dando lugar a movimientos aparentes superlumínicos, hasta casi imperceptibles; produciendo firmas en emisión prácticamente estacionarias.

La existencia en la naturaleza tanto de este tipo de procesos como de sus firmas

observacionales es confirmada en esta Tesis a través de nuestras observaciones de alta resolución angular con VLBI del jet relativista en la radiogalaxia 3C 120 (ver la sección 3.1 y Gómez et al. 2001). Dichas observaciones muestran la eyección de una intensa componente de emisión en el jet. Como resultado de la evolución de dicha componente viajando a lo largo del jet, con una velocidad aparente superlumínica, aparecen tras de ella una rica estructura de nuevas componentes con un patrón de velocidades que se ajustan al predicho por nuestras simulaciones. Pero 3C 120 no es la única fuente en la que se ha detectado una fenomenología como la predicha por nuestras simulaciones numéricas. El conjunto de observaciones con VLBI de Tingay, Preston y Jauncey (2001), muestran también un comportamiento de las firmas en emisión de la región más interna en el jet de la radiogalaxia clásica más cercana conocida, Centauro A, que se asemeja a la reproducida en la sección 2.3. El mismo comportamiento, pero mucho mejor estudiado, se ha observado en uno de los cuásares mejor conocidos, 3C 273 (Zensus et al. 1990; Abraham et al. 1996). Además, las estadísticas de Jorstad et al. (2001) sobre un conjunto de observaciones con VLBI de 42 blázares, apuntan a que la mayor parte de las componentes estacionarias en los jets relativistas se encuentran en las zonas más internas de los mismos, lo cual se puede explicar en base a nuestro modelo numérico. En gran parte de dichas observaciones, se han encontrado también representaciones espacio-temporales de las componentes en emisión del mismo tipo de las encontradas en 3C 120, Centauro A y 3C 273.

Todas estas evidencias observacionales, apoyan la hipótesis (apuntada en la sección 2.3) de que el mecanismo reproducido por nuestras simulaciones numéricas puede estar produciéndose de manera general en los jets relativistas (e incluso en los no relativistas), aunque será necesario un mayor número de observaciones para confirmarla.

Los actuales modelos explican todas las nuevas eyecciones de componentes, tanto con posteriores velocidades superlumínicas como sin ellas, como el resultado del procesamiento de material del disco. Desde este punto de vista, el disco de acrecimiento debería sufrir casi continuamente el efecto de inestabilidades capaces de extraer material del mismo para ser procesado en las cercanías del objeto compacto y posteriormente eyectado, en parte, en forma de nueva componente del jet. Nuestros resultados muestran que la eyección de una sola perturbación en un jet puede producir la rica estructura de componentes observada en las partes internas de los mismos. Según, una sola inestabilidad del disco de acrecimiento provocando la eyección de una intensa perturbación en el jet, podría ser capaz de explicar la rica estructura en emisión observada en los jets relacionados con objetos compactos, vía el efecto *trailing* mostrado por nuestras simulaciones. Esta sencilla conclusión, podría utilizarse como indicio de una mayor estabilidad en los actuales modelos de discos de acrecimiento tanto analíticos y

numéricos (ver la revisión de Sauty, Tsinganos y Trussoni 2001).

Uno de los campos más importantes de la astrofísica de jets relativistas que más necesita de un mejor entendimiento es el de los procesos de aceleración de partículas cargadas en el plasma que compone dichos objetos. Las simulaciones numéricas suponen una de las herramientas más potentes para el estudio de este tipo de procesos a través de la implementación de las ecuaciones que los rigen. La comparación de los resultados obtenidos de las simulaciones con las observaciones es de gran ayuda para testear los resultados que se van obteniendo con el desarrollo de las nuevas teorías. En la sección 2.4 se hace una extensión al límite relativista del esquema numérico presentado por Jones, Ryu y Engel (1999) y Miniati (2001) para la simulación de la evolución espectral de partículas cargadas supra-térmicas. Dicho esquema está basado en la resolución de las ecuaciones de convección-difusión para fluidos relativistas extendidas por Webb (1985) y particularizadas al caso en que la difusión en el espacio de las fases es nula. Alternativamente, y también en el límite relativista, se plantea un segundo esquema numérico (SPEV) que es capaz de trabajar bajo las mismas simplificaciones. El análisis de los resultados obtenidos utilizando ambos métodos muestra a SPEV como mucho más sencillo, eficiente a nivel computacional, y exacto al no verse influido por el alto grado de difusión numérica que afecta a la implementación de las ecuaciones de convección-difusión escritas en forma de leyes de conservación. Nuestro nuevo planteamiento del problema, supone pues el germen de una herramienta de cálculo para la evolución espectral de electrones relativistas no-térmicos de amplio rango espectral (capaces de emitir radiación a lo largo de todo el espectro electromagnético) cuando se ven influidos por expansiones y compresiones hidrodinámicas, los efectos de pérdidas y ganancias radiativas de las propias poblaciones no térmicas, y lo que es más importante, por el efecto de aceleraciones y re-aceleraciones en choques.

En el plano observacional, los resultados del seguimiento de la radio-galaxia 3C 120 en longitudes de onda radio con VLBI presentados en la sección 3.1, no solo suponen la confirmación de la existencia del fenómeno predicho por nuestras simulaciones numéricas (sección 3.1.5) a través del estudio cinemático de sus componentes de emisión. Además, dichas observaciones aportan fuertes evidencias que apuntan a la existencia de la interacción del jet en 3C 120 con su medio externo en las cercanías de una de sus curvaturas (ver también Gómez et al. 2000; 2001). Dichas evidencias están apoyadas por el aumento de brillo de las componentes que se acercan a la curvatura, la existencia de una significativa opacidad, consistente con la absorción libre-libre de la radiación sincrotrón del jet por parte de material térmico ionizado externo al mismo, en dicha región y la detección de una alta rotación de Faraday precisamente

en la misma región, lo que refuerza la hipótesis de la presencia de material ionizado produciendo la rotación de la radiación polarizada.

La explicación más consistente con la fenomenología observada, es la interacción de la curvatura del jet con el medio externo. Dicha interacción produciría, por un lado el calentamiento, y como consecuencia la ionización, del material del medio externo cercano a la misma y por otro el reforzamiento de la emisión de aquellas componentes que pasaran por esa región. Como resultado de la ionización de la región del medio externo, se observaría por un lado la absorción libre–libre y por otro la rotación de Faraday, que exigen la presencia de material térmico ionizado entre la fuente de radiación polarizada y el observador.

Precisamente, este mismo modelo es el más plausible también para explicar nuestras observaciones en radio con VLBI del BL Lac 0735+178, el cual presenta una de las estructuras proyectadas observadas en jets relativistas más curvadas a escalas del milisegundo de arco. En la sección 3.2, se muestran también evidencias de una alta opacidad, consistente con absorción libre–libre, en la región correspondiente a la primera de sus dos curvaturas de $\sim 90^\circ$ junto con una clara rotación de Faraday en la misma región. Aunque en el caso de 0735+178 no hemos observado el paso de una componente a lo largo de la curvatura como en el caso de 3C 120, la fenomenología observada muestra los mismos rasgos generales: curvatura del jet donde evidentemente la interacción con el medio externo es más probable y absorción libre–libre y rotación de Faraday de la radiación sincrotrón.

Por tanto, nuestros trabajos observacionales sobre 3C 120 y 0735+178 no solo nos han ayudado a conocer mejor la hidrodinámica de los jets relativistas y las propiedades físicas tanto de ellos mismos como de su entorno, sino que además, la elevada similitud de la fenomenología relacionada con la interacción de estos jets con su medio externo, junto con el hecho de que asociaciones parecidas de los mismos fenómenos hayan sido observados en otras fuentes (ver por ejemplo Villar–Martín et al. 1998 y Junor et al. 1999), puede estar dando cuenta de que esta tenga cierto grado de generalidad. Por tanto, la detección de absorción libre–libre de la emisión sincrotrón y rotación de Faraday localizadas en las curvaturas de los jets podría usarse como test de interacciones fuertes entre los jets y su medio externo en futuros programas observacionales. Los mismos, realizados sobre una amplia muestra de objetos, junto con la ayuda de modelos numéricos tridimensionales de jets relativistas seguirán ayudando a entender mejor la hidrodinámica estos objetos, su interacción con el medio que los circunda e incluso los parámetros físicos generales que rigen en el medio intergaláctico.

Apéndice A.– Solución analítica de la ecuación de convección–difusión para una evolución adiabática

Si partimos de la ecuación de convección–difusión (2.4.1), en la que se han despreciado los términos fuente y el término debido al enfriamiento por radiación de la parte no térmica de la población de electrones, nos queda la ecuación de evolución de la función de distribución de una población de partículas cargadas que solo pueden verse afectadas por la compresión o expansión del fluido térmico con el que comparten la dinámica

$$\frac{df}{dt} = \frac{1}{3} \left(\nabla \cdot \mathbf{v} + \frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{dt} \right) p \frac{\partial f}{\partial p} \quad (\text{A.1})$$

y definimos

$$f_0(p) = f(t=0, p) \quad (\text{A.2})$$

$$f(t, p) = f(t=0, pF) = f_0(pF) \quad (\text{A.3})$$

donde $F = F(t, p)$, entonces tenemos que

$$\frac{df_0}{dp} p F' = \frac{1}{3} \left(\nabla \cdot \mathbf{v} + \frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{dt} \right) p \frac{df_0}{dp} F \quad (\text{A.4})$$

donde hemos definido F' como la derivada de F con respecto al tiempo. Esto nos lleva a la ecuación diferencial lineal de primer orden,

$$\frac{d \ln F}{dt} = \frac{F'}{F} = \frac{1}{3} \left(\nabla \cdot \mathbf{v} + \frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{dt} \right) \quad (\text{A.5})$$

que tiene como solución

$$F = e^{\frac{1}{3} \left(\nabla \cdot \mathbf{v} + \frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{dt} \right) t} C \quad (\text{A.6})$$

donde C es una constante.

Notar que F depende solamente del valor de la expansión y del tiempo, pero no tiene dependencia funcional con el momento. Sustituyendo en (A.3), nos queda

$$f(t, p) = f_0 \left(p e^{\frac{1}{3} \left(\nabla \cdot \mathbf{v} + \frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{dt} \right) t} \right) \quad (\text{A.7})$$

Por tanto, la evolución temporal de la función de distribución para el caso puramente adiabático, consiste en un desplazamiento hacia la derecha (tal y como muestra el ejemplo Figura 50), o hacia la izquierda, en caso de que se produzca una compresión, o una expansión del fluido; o lo que es lo mismo, que el término la expansión relativista $(\nabla \cdot \mathbf{v} + d \ln \Gamma / dt)$ sea menor o mayor que cero, respectivamente.

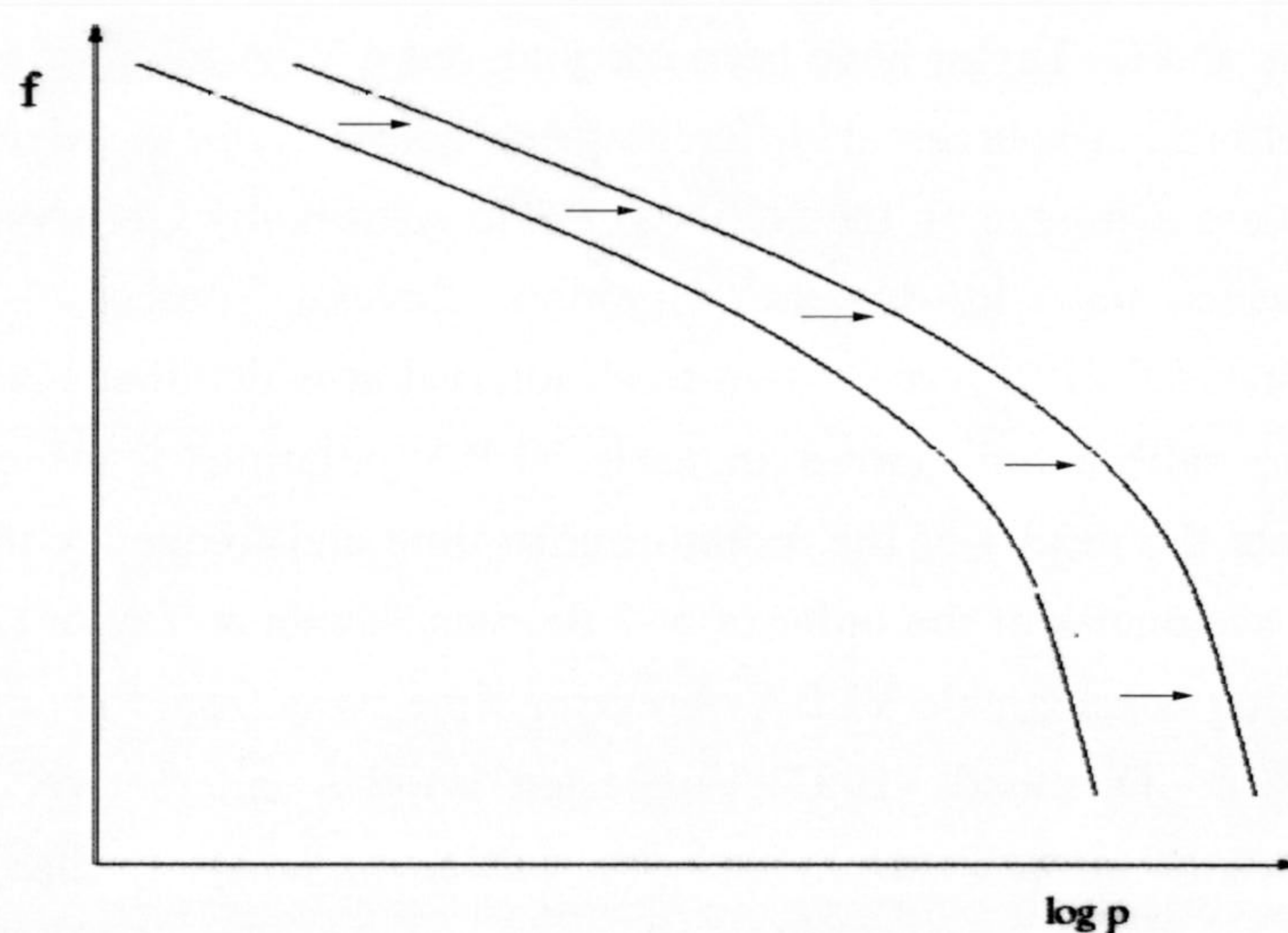


Fig. 50. Evolución espectral de una función de distribución arbitraria al verse influida por una compresión arbitraria.

Apéndice B.– EVPA calibration of VLBA data using the D–terms

The lack of submilliarcsecond–scale, stable electric vector position angle (EVPA) polarization calibrators renders the calibration of the absolute right–left (R–L) circular polarization phase offset in polarimetric very long baseline interferometric (VLBI) observations a difficult task at high radio frequencies. Therefore, standard calibration of the true EVPA orientation in images derived from VLBI data, e.g., those obtained with the Very Long Baseline Array (VLBA), is achieved by comparison with quasi–simultaneous Very Large Array (VLA) or single–dish observations. This calibration is based on the assumption that observations with the VLBA (integrated over the image) and the VLA are probing the same configuration of the magnetic field. Because of the vastly different angular resolution of the VLBA and VLA, calibration sources with negligible, or at least quantifiable, large scale polarization are required.

The jets of some strong calibrators, e.g., 3C 279, contain knots of emission whose EVPAs seem reasonably stable; however most of these features have been found to be too short–lived or to have variations in their EVPAs, rendering them unreliable for calibration. Starting in 1999 September, S. T. Myers and G. Taylor have been carrying out a VLA monitoring program of a number of possible calibration sources at different frequencies Taylor & Myers (2000). The results of this program are available on the National Radio Astronomy Observatory’s (NRAO) web page <http://www.aoc.nrao.edu/~smyers/calibration>. Several sources (~7) have been observed to present a stable EVPA over the two week interval at which they are monitored. By including one or more calibration sources in each VLBA polarimetric observing program observers can interpolate the results of the monitoring in time and frequency to determine the EVPA correction with accuracies of the order of 5–3 degrees Zavala & Taylor (2001). This has the disadvantage of taking considerable VLBA observing time away from the target objects.

Leppänen, Zensus & Diamond (1995) suggested another alternative, based on the assumption that the feed D–terms (instrumental polarization parameters) change slowly with time. We have used their to calibrate the EVPAs of our 16 monthly 22 and 43 GHz polarimetric observations labeled with **A** in Table 3 Through these observations, we have studied the variation of the Very Long Baseline Array (VLBA) D–terms of the compact extragalactic sources 3C 120, 3C 279, 0420–014, OJ 287, 3C 454.3, and BL Lac. Most of the antennas are found to have D–terms that remain stable over the 16–month duration of the program. This stability is sufficient to allow calibration of the absolute orientation of the electric vector

Epoch	3C 120		0420-014		OJ 287		Errors ^b	
	K	Q	K	Q	K	Q	K	Q
1997.89	-11	-14	-39	-29	71	72	4	4
1997.95	-7	-12	-48	-21	70	66	4	4
1998.04	-7	-20	-63	[-53]	-61	-44	2	4
1998.12	-9	-13	-79	-76	-32	[2]	4	10
1998.18	-8	23	17	48	-40	-55	6	8
1998.27	8	4	56	57	11	0	10	6
1998.44	-7	-7	86	80	-9	9	4	5
1998.53	-9	-21	68	70	-19	-11	5	8
1998.62	10	-25	85	54	-20	-18	5	10
1998.72	-11	-27	-53	-43	-38	-37	4	4
1998.83	-35	-20	-81	-85	-36	-10	4	8
1998.91	-54	-9	-81	-71	-62	-40	4	4
1999.13	-30	-16	-27	-52	77	78	4	4
1999.21	-23	-22	9	69	68	88	4	4

^aTabulated values (in degrees) for K-band (22 GHz) and Q-band (43 GHz)

^bMean estimated errors (in degrees) over all sources; values in brackets should be regarded as unreliable since they have large uncertainties

Tabl. 13. Integrated VLA EVPAs^a

position angle by comparison of the D–terms against a set of tabulated values. This calibration can be achieved with errors of approximately 5° and 6° at 22 and 43 GHz, respectively, of the order as those obtained by calibration using observations of sources with both the VLBA and the Very Large Array.

Although another method for calibrating the EVPA on VLBA images is to use the VLBA pulse calibration system (Leppänen, Zensus & Diamond 1995), this might provide an accurate EVPA calibration for VLBA observations at 22 GHz, but cannot be used at 43 GHz. Note that this is not a general rule for the VLBI instruments, it is due to the equipment installation for the VLBA.

This appendix is an adaptation of the VLBA Scientific Memo report, Gómez et al. (2002).

B.1 Calibration of the absolute VLBA polarization angle

B.1.1 Comparison with VLA observations

We carried out a total of fourteen (typically two–hour) VLA observations at nearby observing epochs to that of those labeled with **A** in Table 3, corresponding to our 3C 120 VLBA monitoring. The VLA epochs of observation are: 1997 November 21, 1997 December 14, 1998

Epoch	Rotations										3C 120		3C 279		0420-014		OJ 287		3C 454.3		BL Lac	
	$\Delta\chi^b$	$\Delta\chi_D^c$	$\Delta\chi_{VLA}^c$	$-\Delta\chi_D^d$	Int. ^e	Cp. ^f	$\Delta\chi_s^g$	Int.	Cp.	$\Delta\chi_s$	Int.	Cp.	$\Delta\chi_s$	Int.	Cp.	$\Delta\chi_s$	Int.	Cp.	$\Delta\chi_s$	Int.	Cp.	
1997.86	-66±9	-21	32	-56±5	6	64	139	-64±5	74	-69±5	175	97	71	45		
1997.94	8±8	78±8	-6	...	-13	26	14±5	9	68	138	2±5	70	86	8±5	131	100	40	35		
1998.03	28±10	25±11	-17	28	38±5	31	70	117	28±5	108	91	39±5	94	98	30	37		
1998.10	27±10	-1±13	-21	22	39±5	26	72	110	93	65±5	96	96	34	37		
1998.19	28±10	1±6	-30	26	50±5	36	79	[5] ^h	[40±15]	149	[81]	19±5	81	74	-3	-15		
1998.27	11±10	-17±3	-11	19	30±10	27	40±10	100	96	7	-5		
1998.35	11±10	0±4	-33	17	...	42	81	163	...	154	98	99	101	21	2		
1998.44	-20±5	-28±5	-25	13	-2±5	41	79	86	-20±5	172	100	-21±5	90	84	11	5		
1998.53	-105±5	-85±4	0	...	-22	19	-92±5	48	81	65	-102±5	163	88	-107±5	99	96	15	12		
1998.62	11±10	116±6	0	20	21±5	37	79	[47]	[49±15]	161	76	10±5	93	98	19	16		
1998.71	-106±10	63±12	-48	24	-69±5	29	...	107	-86±5	140	-104±10	-1	-8		
1998.82	-102±5	4±6	-67	...	-70±5	32	83	94	-97±5	148	76	-106±5	81	87	28	20		
1998.92	7±7	103±7	+9	...	-67	32	20±5	42	88	101	5±5	111	79	14±5	82	89	19	18		
1999.03	-103±10	67±20	-52	45	87	65	...	99	81	93	96	25	9		
1999.12	-73±8	30±6	-40	...	-63±5	50	96	146	-66±10	77	83	-73±5	105	103	28	16		
1999.21	30±7	104±8	-4	...	-44	...	51±5	40	86	11	28±10	67	75	31±5	93	95		

Tabl. 14. VLBA EVPAs^a at 22 GHz

^aAll values given in degrees. Errors as given in $\Delta\chi$

^bEVPA rotation required to calibrate the absolute EVPAs. The most reliable values, shown in bold typeface, are those for which two or more of the calibrators provide a common calibration

^cEVPA rotation across two consecutive epochs obtained from comparison of the D-terms

^dDifference between the mean value of $\Delta\chi_s$ obtained for 0420-014 and OJ 287 and $\Delta\chi_D$. See text

^eSource-integrated EVPA

^fEVPA for a particular jet component (see text)

^gSuggested EVPA rotation needed for the VLBA and VLA EVPAs to agree

^hValues in brackets should be regarded as unreliable since they have large uncertainties

Epoch	Rotations		3C 120		3C 279		0420-014		OJ 287		3C 454.3		BL Lac		
	$\Delta\chi^b$	$\Delta\chi_D^c$	$\Delta\chi_{VLA}^c$	$\Delta\chi_D^d$	Int. ^e	Cp. ^f	$\Delta\chi_s^g$	Int.	Cp.	Int.	$\Delta\chi_s$	Int.	Cp.	Int.	Cp.
1997.86	36±7	-19	28	41±10	-14	76	32±7	83	82	30	44
1997.94	44±10	8±9	...	-4	19	36±10	-4	[63] ^h	-35	42±7	[61±50]	89	87	27	42
1998.03	41±10	-3±8	...	-30	19	51±10	17	[71]	-14	37±10	78	81	23	37	37
1998.10	43±15	2±7	...	-33	28	63±10	21	[87]	-35	23±20	71±10	82	84	30	3
1998.19	44±15	-4±10	...	45	19	22±10	33	[88]	-66±10	71	70
1998.27	50±10	4±11	...	5	29	49±10	57	[86]	22	70±15	32±10	93	96	0	-9
1998.35	103±10	49±13	...	-17	57	...	48	59±10	46±10	89	97	36	[3]
1998.44	-52±8	23±10	...	-20	20	-39±10	59	84	55	90	86	21	15
1998.53	-94±10	145±9	-7	-52	21	-63±10	57	88	81	-53±8	-50±8	93	91	28	18
1998.62	-82±10	16±6	...	-49	20	-58±10	40	...	66	-90±15	-98±10	82	85	47	[4]
1998.71	82±8	-13±8	...	-53	...	108±10	41	[79]	25	-53±15	-79±10	90	92	26	[19]
1998.82	-81±8	17±11	4	-49	...	-52±10	49	...	-35	74±8	82±8	87	92	28	[14]
1998.92	94±10	-5±11	...	-59	...	-36±10	50	[84]	-85	-81±8	-82±8	78	82	8	8
1999.03	80±15	157±6	...	-32	56	83	-71	94±10	131±10	95	83	29	18
1999.12	35±10	-45±15	...	-19	...	38±10	62	81	-60	93	95	[48]	...
1999.21	88±8	46±16	...	-20	...	86±10	56	89	-41	24±10	[29±10]	99	99

 Tabl. 15. VLBA EVPAs^a at 43 GHz

^aAll values given in degrees. Errors as given in $\Delta\chi$

^bEVPA rotation required to calibrate the absolute EVPAs. The most reliable values, shown in bold typeface, are those for which two or more of the calibrators provide a common calibration

^cEVPA rotation across two consecutive epochs obtained from comparison of the D-terms

^dDifference between the mean value of $\Delta\chi_s$ obtained for 0420-014 and OJ 287 and $\Delta\chi_D$. See text

^eSource-integrated EVPA

^fEVPA for a particular jet component (see text)

^gSuggested EVPA rotation needed for the VLBA and VLA EVPAs to agree

^hValues in brackets should be regarded as unreliable since they have large uncertainties

January 15, 1998 February 12, 1998 March 7, 1998 April 8, 1998 June 9, 1998 July 11, 1998 August 14, 1998 September 19, 1998 October 29, 1998 November 28, 1999 February 17, and 1999 March 17. We used as calibrators the blazars 0420–014 and OJ 287, as well as the target source 3C 120, to compare the VLA and VLBA integrated polarization position angles. Besides the VLBA calibrators, we observed the standard VLA gain and polarization calibrators 3C 286, 3C 138, 3C 147, and 3C 48, with the choice depending on the scheduled time range. The integrated VLA EVPAs of 3C 120 and the calibrators thus measured are given in Table 13.

We have estimated the EVPA corrections $\Delta\chi_s$ required to bring the VLBA EPVAs into agreement with those measured with the VLA for the calibration sources 0420–014 and OJ 287 as well as for the source 3C 120. These are listed in Tables 14 and 15 for 22 and 43 GHz, respectively. The calibration using the VLA was adopted only at those epochs (about half of the total, listed in bold type in Tables 14 and 15) at which the derived value of $\Delta\chi_s$ for 0420–014 and OJ 287 differ by $\leq 15^\circ$. For the remaining epochs the final rotation $\Delta\chi$ is a combination of the calibration obtained using the D-terms ($\Delta\chi_D$; see section B.1.2), $\Delta\chi_s$ of one the calibrators, and comparison of the apparently stable EVPAs of certain features on the images with those at other epochs (see section B.1.1.1). This criterion was also used at some epochs to introduce small corrections to $\Delta\chi$ obtained using the VLA.

Although both of the calibrators provide a similar $\Delta\chi_s$ only for about half of the epochs, we note that, at most of the epochs, the EVPA of at least one of the calibrators agrees with the final $\Delta\chi$ adopted. For 0420–014 only epochs 1998 April and 1998 September (1998 March and 1998 August) at 22 GHz (43 GHz) are in clear disagreement. This is most likely due to rapid changes in the innermost VLBA polarization structure that occurred during the short time span between the VLBA and VLA observations (due to the typical variation in short time scales the compact radio sources present). It is interesting to note that this disagreement is always observed first at the higher frequency, as expected for newly born features in the jet that are initially opaque at lower frequencies. We observe the same behavior in OJ 287, for which the ejection of a new feature produces a clear disagreement between $\Delta\chi_s$ and $\Delta\chi$ for epochs 1998 January, 1998 February and 1998 March (1997 December, 1998 January, 1998 February, and 1998 December) at 22 GHz (43 GHz).

It is also interesting to compare the values of $\Delta\chi$ with $\Delta\chi_s$ for the source 3C 120. At both observing frequencies there is a systematic difference of about 15° for all epochs, with larger deviations observed at 43 GHz. This is consistent with extended polarized flux density present on VLA scales, but resolved on VLBA scales, with an EVPA of 15° . This is in agreement with the polarization at larger scales observed by Walker, Benson & Unwin (1987).

Comparison between the integrated total flux density observed with the VLA and VLBA also shows a systematic missing (resolved out) VLBA flux density of 0.9 Jy at 22 GHz and 1.1 Jy at 43 GHz.

B.1.1.1 EVPA stability of jet components

Another way to calibrate the EVPA for VLBI observations is the presence of long-lasting, EVPA-stable features in the images of jets. For some time it was thought that one of the strongest compact radio sources, 3C 279, contained such a stable component at about 3 mas from the core, with a relatively high degree of polarization ($\sim 10\%$) and low rotation measure (Taylor 1998). However, our monitoring of 3C 279 reveals a progressive rotation of the EVPA in this component in 1998 at both 22 and 43 GHz. As shown in Tables 14 and 15, the EVPA of this feature changed from 64° in late 1997 at both 22 and 43 GHz, consistent with that reported by Taylor (1998) in early 1997, to a value close to 90° by 1998.1 at 43 GHz and 1998.9 at 22 GHz.

The radio galaxy 3C120 contains a fast superluminal component, labeled *D* (*d* at 43 GHz) in Gómez et al. 2000; 2001, with a relatively constant EVPA (see Tables 14 and 15). However, this component dissipated during our monitoring. Although the jet of BL Lac contains a long-lasting, rather diffuse feature south of the core (component 10 of Denn, Mutel & Marscher 2000), Tables 14 and 15 show that the EVPA of this component in BL Lac fluctuates too greatly at 22 and 43 GHz for this object to be considered a reliable EVPA calibrator.

The source OJ 287 contains a relatively strong feature located ~ 1 mas from the core that has remained quasi-stationary in position during our monitoring (see also Jorstad et al. 2001). The EVPA for this component (see Tables 14 and 15) is observed to remain quasi-stationary as well throughout the duration of our monitoring. At 22 GHz (43 GHz) the mean EVPA is 85° (81°) with a standard deviation of only 8° (13°). This feature can therefore be used as an alternative EVPA calibrator at both 22 and 43 GHz.

The quasar 3C 454.3 contains a feature at ~ 0.6 mas west of the core that has been observed to remain stationary in position since its first detection in 1983.8 by Pauliny-Toth et al. (1987). Further VLBI observations (Cawthorne & Gabuzda 1996; Kembell, Diamond & Pauliny-Toth 1996; Gómez, Marscher & Alberdi 1999; Jorstad et al. 2001) detected linearly polarized flux in this component. Its degree of polarization varies between 1 and 9%, with a frequency dependent EVPA that may be accounted for by the integrated rotation measure of -57 radians m^{-2} obtained by Broten, Macleod & Vallée (1988). As shown in Tables 14 and 15, we observe the

EVPA of this component to remain quasi-stationary with mean values of $94\pm 8^\circ$ and $88\pm 8^\circ$ at 22 and 43 GHz, respectively. It therefore can be used as an alternative, reasonably reliable EVPA calibrator at 22 and 43 GHz. However, superluminal knots have been observed to pass through the position of this stationary feature (Jorstad et al. 2001). During such events, rapid variability of the EVPA can occur. For example, Gómez, Marscher & Alberdi (1999) observed a difference in the EVPA of this component by -40° with respect to that reported here at 22 GHz.

B.1.2 Calibration using the VLBA D-terms

As pointed out by Leppänen, Zensus & Diamond (1995), the leakage factors (D-terms) offer an independent alternative method for calibrating the absolute R-L phase offset. Under the assumption that the D-terms vary slowly over time, this method is capable of providing an accurate *relative* calibration of the EVPAs across epochs that is intrinsic to the array. It does not require comparison with the VLA or single-antenna measurements beyond a one-time observation to set the absolute EVPA calibration at one epoch, although in practice it is wise to monitor the D-term stability through roughly monthly combined VLA and VLBA observations.

D-term phase solutions contain information on the R-L phase offset, so that rotation of the EVPAs by an angle χ translates into rotation of the RCP D-term phase by 2χ and the LCP phase by $360^\circ - 2\chi$. Therefore, the phase difference of the D-terms determines the *relative* R-L phase offset between two epochs. The method applies to both polarizations and all of the antennas in the array, which for the VLBA involves comparison of 20 different values. This reduces the error in the determination of the R-L offsets and allows calibration even if some of the antennas fail or contain data of poor quality. D-terms with larger amplitude specify the phase more precisely; therefore, antennas with relatively large instrumental polarization provide the most accurate calibration.

Tables 14 and 15 show the relative phase offset between the D-terms for each two consecutive epochs, $\Delta\chi_D$. It is possible to estimate the reliability of the calibration using the D-terms by comparing directly with the difference between $\Delta\chi$ for two consecutive epochs with a reliable EVPA calibration obtained using the VLA (those listed in bold type in Tables 14 and 15). For instance, for epochs 1997.86 and 1997.94 the mean values of $\Delta\chi_s$ obtained for 0420-014 and OJ 287 at 22 GHz (Table 14) are respectively -67° and 5° . (Note that these may differ from the final $\Delta\chi$ adopted values.) Therefore the relative $\Delta\chi$ offset between these two

Epoch	BR	FD	HN	KP	LA	MK	NL	OV	PT	SC
Right Circular Polarization										
1997.86	0.0341e ⁱ¹⁴⁵	0.0005e ⁱ²⁸⁵	0.0210e ⁱ⁷⁹	0.0135e ⁱ⁹⁶	0.0150e ⁱ³⁴⁸	0.0212e ⁱ³⁵⁶	0.0154e ⁱ⁴³	0.0582e ⁱ⁹³	0.0115e ⁱ²⁴²	0.0649e ⁱ²⁶⁰
1997.94	0.0244e ⁱ¹³²	0.0014e ⁱ²⁷⁵	0.0190e ⁱ⁵³	0.0103e ⁱ⁹⁶	0.0197e ⁱ³³⁰	0.0186e ⁱ³³⁷	0.0189e ⁱ⁶⁶	0.0692e ⁱ¹⁰⁰	0.0192e ⁱ²³⁹	0.0674e ⁱ²⁵⁵
1998.03	0.0228e ⁱ¹³²	0.0037e ⁱ²⁴⁹	[0.0197e ⁱ³⁵⁹] ^b	0.0118e ⁱ⁹³	0.0223e ⁱ³¹¹	0.0051e ⁱ³⁵⁰	0.0173e ⁱ²⁶	0.0721e ⁱ⁹⁵	0.0125e ⁱ²⁴⁰	0.0603e ⁱ²⁴¹
1998.10	0.0324e ⁱ¹²⁴	0.0067e ⁱ¹⁴⁵	0.0286e ⁱ⁶⁷	0.0193e ⁱ⁹⁹	0.0124e ⁱ³³⁷	0.0083e ⁱ³⁵⁴	0.0224e ⁱ⁴⁹	0.1134e ⁱ¹⁰⁵	0.0117e ⁱ¹⁹⁹	0.0673e ⁱ²⁴⁵
1998.19	0.0367e ⁱ¹²⁴	0.0101e ⁱ¹³⁵	0.0466e ⁱ⁷⁷	0.0224e ⁱ¹⁰¹	0.0118e ⁱ³⁴²	0.0011e ⁱ²⁸²	0.0154e ⁱ⁶⁴	0.0794e ⁱ⁹⁷	0.0101e ⁱ¹⁸⁶	0.0627e ⁱ²⁴⁸
1998.27	0.0310e ⁱ¹²⁸	0.0104e ⁱ¹⁸⁰	0.0309e ⁱ⁶⁸	0.0245e ⁱ¹⁰⁴	0.0108e ⁱ²⁹⁹	0.0029e ⁱ³⁴⁵	0.0288e ⁱ⁵²	0.0726e ⁱ⁹⁴	0.0127e ⁱ¹⁸²	0.0627e ⁱ²⁴⁴
1998.35	0.0324e ⁱ¹²²	0.0091e ⁱ¹⁸⁷	0.0412e ⁱ⁶⁶	0.0253e ⁱ¹⁰³	0.0109e ⁱ³⁰⁴	0.0098e ⁱ²⁹¹	0.0270e ⁱ³⁹	0.0714e ⁱ⁹³	0.0111e ⁱ¹⁸⁶	0.0660e ⁱ²⁴⁶
1998.44	0.0239e ⁱ¹⁰²	0.0068e ⁱ¹⁸⁶	0.0333e ⁱ⁶⁰	0.0206e ⁱ⁹⁴	0.0117e ⁱ²⁹⁸	0.0134e ⁱ³⁴⁵	0.0268e ⁱ³⁹	0.0726e ⁱ⁹²	0.0100e ⁱ¹⁹⁵	0.0617e ⁱ²⁴⁴
1998.53	0.0224e ⁱ¹⁰³	0.0028e ⁱ²⁰¹	0.0339e ⁱ⁵⁹	0.0232e ⁱ⁸⁹	0.0129e ⁱ³²⁴	0.0073e ⁱ²³	0.0302e ⁱ³⁵	0.0325e ⁱ⁴⁹	0.0059e ⁱ²⁰³	0.0683e ⁱ²⁵⁰
1998.62	0.0231e ⁱ¹²⁰	0.0029e ⁱ¹¹⁰	0.0293e ⁱ⁶⁴	0.0177e ⁱ¹⁰²	0.0129e ⁱ²⁹⁷	0.0083e ⁱ²⁹⁶	0.0263e ⁱ³⁰	0.0198e ⁱ⁵¹	0.0079e ⁱ²¹³	0.0708e ⁱ²⁴⁸
1998.71	0.0244e ⁱ¹⁰³	0.0032e ⁱ³⁶	[0.0357e ⁱ³]	0.0208e ⁱ⁷⁰	0.0175e ⁱ³²⁶	0.0247e ⁱ³⁴⁷	0.0337e ⁱ¹⁰	0.0305e ⁱ⁴¹	0.0075e ⁱ²²⁶	0.0771e ⁱ²⁴⁶
1998.82	0.0185e ⁱ⁸⁶	0.0025e ⁱ⁵⁷	0.0300e ⁱ⁵⁵	0.0168e ⁱ⁸⁶	0.0093e ⁱ³¹⁷	0.0187e ⁱ³⁵⁰	0.0247e ⁱ³¹	0.0277e ⁱ⁴⁸	0.0046e ⁱ²⁰⁵	0.0618e ⁱ²⁵¹
1998.92	0.0238e ⁱ¹²²	0.0039e ⁱ⁷⁹	0.0382e ⁱ⁶³	0.0187e ⁱ¹⁰²	0.0194e ⁱ⁴	0.0180e ⁱ³⁶⁰	0.0240e ⁱ³⁸	0.0230e ⁱ⁵¹	0.0095e ⁱ¹⁸⁶	0.0906e ⁱ²⁴⁰
1999.03	[0.0146e ⁱ⁴⁸]	0.0041e ⁱ³⁴⁸	0.0232e ⁱ⁷¹	0.0184e ⁱ⁷⁷	0.0275e ⁱ³⁵³	0.0199e ⁱ⁴⁷	0.0163e ⁱ⁵³	0.0216e ⁱ⁵¹	0.0051e ⁱ²⁵⁵	0.0504e ⁱ²⁵⁸
1999.12	0.0201e ⁱ¹⁰⁵	0.0100e ⁱ³⁴⁸	0.0230e ⁱ⁶⁷	0.0152e ⁱ⁸⁸	0.0252e ⁱ³⁶⁰	0.0216e ⁱ²¹	0.0204e ⁱ²⁷	0.0247e ⁱ⁶⁵	0.0103e ⁱ²⁷⁷	0.0846e ⁱ²⁶⁷
1999.21	[0.0221e ⁱ⁷²]	0.0038e ⁱ⁵⁵	[0.0297e ⁱ³⁹]	0.0202e ⁱ⁷⁵	0.0207e ⁱ³⁵⁶	0.0269e ⁱ²²	0.0318e ⁱ³⁵	0.0321e ⁱ⁶⁹	0.0027e ⁱ²³³	0.0748e ⁱ²⁵⁶
Left Circular Polarization										
1997.86	0.0214e ⁱ¹³⁴	0.0128e ⁱ³¹¹	0.0049e ⁱ⁵²	0.0110e ⁱ¹⁵⁰	0.0155e ⁱ²⁷⁵	0.0164e ⁱ²⁶⁷	0.0163e ⁱ¹⁰⁸	0.1271e ⁱ³⁰⁰	0.0190e ⁱ¹³³	0.0575e ⁱ²⁶¹
1997.94	0.0092e ⁱ⁶⁹	0.0212e ⁱ³¹⁵	0.0121e ⁱ⁸⁰	0.0119e ⁱ¹⁹²	0.0166e ⁱ²⁸⁷	0.0191e ⁱ²⁴⁴	0.0086e ⁱ¹⁰⁰	0.1500e ⁱ³¹⁸	0.0180e ⁱ¹⁴¹	0.0806e ⁱ²⁷¹
1998.03	0.0047e ⁱ⁴⁷	0.0209e ⁱ³¹¹	[0.0040e ⁱ³⁵⁶]	0.0122e ⁱ¹⁷⁰	0.0224e ⁱ²⁸⁶	0.0186e ⁱ³⁰⁷	0.0046e ⁱ¹¹²	0.1438e ⁱ³²³	0.0138e ⁱ¹⁴⁰	0.0706e ⁱ²⁶⁹
1998.10	0.0209e ⁱ⁴³	0.0144e ⁱ³³⁷	0.0185e ⁱ⁹¹	0.0119e ⁱ¹³⁷	0.0156e ⁱ³²⁸	0.0112e ⁱ³⁰⁹	0.0108e ⁱ¹⁰⁰	0.1364e ⁱ³⁴³	0.0170e ⁱ¹²¹	0.0666e ⁱ²⁶⁸
1998.19	0.0230e ⁱ⁶⁵	0.0143e ⁱ³⁵²	0.0332e ⁱ⁹⁸	0.0131e ⁱ¹²²	0.0172e ⁱ³¹⁹	0.0075e ⁱ³²⁵	[0.0053e ⁱ²⁵]	0.1365e ⁱ³²⁵	0.0191e ⁱ¹¹³	0.0657e ⁱ²⁶³
1998.27	0.0203e ⁱ⁵⁰	0.0100e ⁱ³³⁷	0.0232e ⁱ⁹⁹	0.0128e ⁱ¹⁰⁷	0.0173e ⁱ³⁰⁸	0.0066e ⁱ²⁹⁰	0.0142e ⁱ⁹⁷	0.1343e ⁱ³²⁴	0.0169e ⁱ¹¹¹	0.0666e ⁱ²⁶⁴
1998.35	0.0222e ⁱ⁵⁸	0.0096e ⁱ³²³	0.0301e ⁱ¹⁰⁴	0.0110e ⁱ¹⁰¹	0.0162e ⁱ²⁹¹	0.0063e ⁱ²⁰⁸	0.0113e ⁱ¹¹⁴	0.1297e ⁱ³²¹	0.0125e ⁱ¹¹²	0.0649e ⁱ²⁶³
1998.44	0.0169e ⁱ⁴⁹	0.0104e ⁱ³²⁷	0.0199e ⁱ¹⁰⁸	0.0106e ⁱ¹²⁵	0.0161e ⁱ²⁹⁹	0.0086e ⁱ²²⁹	0.0153e ⁱ¹¹⁴	0.1323e ⁱ³²⁷	0.0160e ⁱ¹³⁴	0.0667e ⁱ²⁶⁹
1998.53	0.0129e ⁱ⁶⁸	0.0077e ⁱ²⁸⁶	0.0192e ⁱ¹⁰⁹	0.0160e ⁱ¹³⁹	0.0157e ⁱ²⁷⁵	0.0039e ⁱ²⁷⁹	0.0100e ⁱ¹¹¹	0.1072e ⁱ³²⁶	0.0146e ⁱ¹³⁰	0.0698e ⁱ²⁶²
1998.62	0.0171e ⁱ⁷⁰	0.0134e ⁱ³³⁰	0.0177e ⁱ¹⁰⁷	0.0117e ⁱ¹⁴⁸	0.0190e ⁱ²⁸⁰	0.0071e ⁱ¹⁹⁹	0.0058e ⁱ⁹⁵	0.1091e ⁱ³³⁰	0.0103e ⁱ¹⁴⁵	0.0689e ⁱ²⁶⁷
1998.71	0.0141e ⁱ⁸⁴	0.0146e ⁱ²⁹⁴	0.0065e ⁱ⁸⁴	0.0205e ⁱ¹⁵⁸	0.0145e ⁱ²⁶⁶	[0.0057e ⁱ¹⁶³]	[0.0102e ⁱ¹⁹³]	0.1087e ⁱ³³¹	0.0231e ⁱ¹⁵²	0.0807e ⁱ²⁷⁵
1998.82	0.0199e ⁱ⁸⁷	0.0094e ⁱ³¹³	0.0217e ⁱ¹²¹	0.0115e ⁱ¹⁶¹	0.0145e ⁱ²⁶³	[0.0060e ⁱ³⁶]	0.0165e ⁱ¹³⁴	0.1099e ⁱ³³²	0.0230e ⁱ¹⁵¹	0.0840e ⁱ²⁶⁵
1998.92	0.0155e ⁱ⁷⁰	0.0141e ⁱ³¹²	0.0333e ⁱ¹¹⁴	0.0150e ⁱ¹⁵⁴	[0.0078e ⁱ³⁵⁰]	0.0078e ⁱ³²¹	0.0092e ⁱ¹⁰⁸	0.1215e ⁱ³²⁶	0.0237e ⁱ¹³⁶	0.0724e ⁱ²⁵⁰
1999.03	0.0102e ⁱ¹⁰⁵	0.0151e ⁱ²⁸⁸	0.0242e ⁱ¹⁰⁹	0.0170e ⁱ¹⁵⁶	0.0100e ⁱ²⁹⁶	0.0057e ⁱ²⁵¹	0.0149e ⁱ⁷⁴	0.1178e ⁱ³²⁶	0.0206e ⁱ¹⁵⁵	0.0647e ⁱ²⁵⁷
1999.12	0.0168e ⁱ¹¹¹	0.0133e ⁱ²⁸⁰	0.0234e ⁱ¹²⁴	0.0173e ⁱ¹⁶⁰	0.0096e ⁱ²⁴²	[0.0122e ⁱ¹¹⁶]	[0.0156e ⁱ¹⁶⁰]	0.1202e ⁱ³¹⁸	0.0239e ⁱ¹⁵¹	0.0722e ⁱ²⁶¹
1999.21	0.0163e ⁱ⁸⁶	0.0092e ⁱ²⁸⁹	0.0209e ⁱ¹⁴⁵	0.0199e ⁱ¹³⁹	0.0086e ⁱ²⁹²	0.0196e ⁱ²¹⁴	0.0213e ⁱ¹³⁴	0.1049e ⁱ³²³	0.0211e ⁱ¹³⁵	0.0839e ⁱ²⁵⁸

Tabl. 16. 22 GHz VLBA D-Terms^a

^aValues are given in complex form, with phases in degrees

^bValues in brackets should be regarded as unreliable since they have large uncertainties

Epoch	BR	FD	HN	KP	LA	MK	NL	OV	PT	SC
Right Circular Polarization										
1997.86	0.0457e ⁱ⁶	[0.0214e ⁱ³⁰⁶] ^b	0.0638e ⁱ³⁰³	0.0232e ⁱ³¹⁶	0.0648e ⁱ¹³⁸	0.0182e ⁱ³⁴⁵	[0.0160e ⁱ¹¹¹]	0.0196e ⁱ²⁸²	0.0200e ⁱ¹¹	0.0202e ⁱ³²¹
1997.94	0.0492e ⁱ¹⁹	0.0119e ⁱ³⁴⁰	0.0604e ⁱ³⁰⁶	0.0200e ⁱ³⁴²	0.0693e ⁱ¹²⁹	0.0154e ⁱ³⁵⁵	0.0484e ⁱ⁸⁰	0.0219e ⁱ²⁸⁹	[0.0170e ⁱ⁶⁷]	0.0035e ⁱ²⁸⁸
1998.03	0.0593e ⁱ¹⁵	0.0205e ⁱ³⁴⁸	0.0669e ⁱ²⁸¹	0.0258e ⁱ³⁵⁴	0.0658e ⁱ¹²⁰	0.0044e ⁱ¹⁸	0.0410e ⁱ⁶⁴	0.0179e ⁱ³⁰⁴	0.0288e ⁱ²⁸	0.0058e ⁱ¹⁶⁹
1998.10	0.0637e ⁱ²¹	0.0197e ⁱ³⁴³	0.0679e ⁱ³⁰³	0.0253e ⁱ³⁴⁷	0.0713e ⁱ¹²⁴	0.0106e ⁱ³⁴⁹	0.0399e ⁱ⁷⁷	0.0286e ⁱ⁵	0.0208e ⁱ¹⁸	0.0007e ⁱ²⁴⁰
1998.19	0.0544e ⁱ²⁴	0.0279e ⁱ³	...	0.0351e ⁱ⁴	0.0709e ⁱ¹¹⁹	0.0194e ⁱ⁵⁷	...	0.0226e ⁱ¹⁴	0.0353e ⁱ³³	[0.0165e ⁱ³²⁴]
1998.27	0.0345e ⁱ³²	0.0149e ⁱ¹⁰	0.0593e ⁱ³¹⁷	0.0213e ⁱ⁶	0.0756e ⁱ¹³⁵	0.0220e ⁱ³⁰	0.0416e ⁱ⁹³	[0.0090e ⁱ²⁰²]	0.0253e ⁱ⁴⁷	0.0012e ⁱ²¹⁷
1998.35	0.0399e ⁱ²⁵	0.0178e ⁱ⁸	0.0539e ⁱ³⁰⁹	[0.0331e ⁱ¹¹⁵]	0.0274e ⁱ²⁶	0.0269e ⁱ⁴⁹	0.0351e ⁱ⁸⁹	[0.0099e ⁱ¹⁹²]	0.0219e ⁱ³⁸	0.0058e ⁱ²⁷²
1998.44	0.0454e ⁱ²⁵	0.0261e ⁱ²⁰	0.0568e ⁱ³²⁵	0.0295e ⁱ¹⁵	0.0272e ⁱ²⁹	0.0119e ⁱ⁴⁷	0.0436e ⁱ⁸⁰	0.0063e ⁱ³⁵	0.0284e ⁱ⁴¹	0.0064e ⁱ²⁸⁹
1998.53	0.0608e ⁱ²⁷	0.0231e ⁱ³⁵⁹	[0.0609e ⁱ³³]	0.0325e ⁱ²	0.0259e ⁱ²⁰	0.0319e ⁱ¹⁵	0.0395e ⁱ¹¹⁵	[0.0091e ⁱ¹³⁹]	0.0254e ⁱ³³	[0.0330e ⁱ¹³⁵]
1998.62	0.0463e ⁱ¹⁴	0.0203e ⁱ³⁴⁶	0.0746e ⁱ²⁹⁸	0.0263e ⁱ³⁵⁰	0.0206e ⁱ¹⁸	[0.0140e ⁱ⁸⁷]	0.0283e ⁱ⁸¹	0.0873e ⁱ²⁵⁸	0.0205e ⁱ²⁹	[0.0235e ⁱ³⁵²]
1998.71	0.0537e ⁱ¹¹	0.0297e ⁱ³²⁴	0.0728e ⁱ³⁰⁰	[0.0113e ⁱ²⁶⁷]	0.0252e ⁱ³⁵¹	0.0469e ⁱ²⁴	0.0243e ⁱ⁶⁵	0.0644e ⁱ²⁸⁰	0.0237e ⁱ¹²	0.0010e ⁱ²⁵⁴
1998.82	0.0458e ⁱ¹⁷	0.0220e ⁱ³⁵⁶	0.0744e ⁱ²⁹⁸	[0.0104e ⁱ⁹⁰]	0.0255e ⁱ²⁴	0.0055e ⁱ³¹⁴	0.0237e ⁱ⁷⁹	0.0452e ⁱ²⁵⁷	0.0218e ⁱ²⁴	[0.0262e ⁱ²³³]
1998.92	0.0480e ⁱ³	0.0191e ⁱ³²¹	0.0709e ⁱ³⁰⁰	0.0269e ⁱ³³³	0.0268e ⁱ²²	0.0228e ⁱ³⁴⁷	0.0345e ⁱ⁷⁵	0.0343e ⁱ²⁴³	[0.0284e ⁱ⁵³]	...
1999.03	0.0242e ⁱ¹⁸	0.0150e ⁱ³⁴⁴	0.0574e ⁱ³¹⁸	0.0221e ⁱ³⁵⁸	0.0198e ⁱ²⁹	0.0175e ⁱ⁴	0.0416e ⁱ⁹⁷	0.0136e ⁱ³⁵⁷	0.0197e ⁱ⁴⁰	[0.0085e ⁱ¹³⁹]
1999.12	0.0291e ⁱ¹³	0.0126e ⁱ³⁴⁷	0.0700e ⁱ²⁹⁸	0.0158e ⁱ³	[0.0188e ⁱ⁶⁶]	0.0242e ⁱ⁵³	0.0359e ⁱ¹⁰⁸	0.0172e ⁱ³⁴³	[0.0089e ⁱ⁹]	[0.0079e ⁱ⁹²]
1999.21	0.0515e ⁱ³⁵	0.0286e ⁱ⁴	0.0652e ⁱ³¹¹	0.0246e ⁱ³	0.0216e ⁱ¹¹⁷	0.0165e ⁱ¹¹	0.0255e ⁱ⁹²	[0.0149e ⁱ¹⁹⁰]	0.0204e ⁱ⁵²	[0.0231e ⁱ⁵³]
Left Circular Polarization										
1997.86	0.0594e ⁱ¹²²	0.0278e ⁱ²⁶⁴	0.0514e ⁱ²⁴¹	0.0232e ⁱ¹⁶⁵	0.0630e ⁱ⁵⁷	0.0306e ⁱ¹⁶⁸	[0.0034e ⁱ¹⁹²]	[0.0130e ⁱ²⁴]	0.0337e ⁱ²⁹⁰	0.0159e ⁱ²⁰⁹
1997.94	0.0694e ⁱ¹²⁶	0.0150e ⁱ²⁶⁴	0.0487e ⁱ²³²	0.0279e ⁱ¹⁵⁷	0.0913e ⁱ⁶³	0.0134e ⁱ¹⁷¹	0.0141e ⁱ¹¹⁷	0.0033e ⁱ¹⁵⁵	0.0205e ⁱ³⁰⁴	0.0306e ⁱ¹⁷
1998.03	0.0737e ⁱ¹²⁷	0.0167e ⁱ²⁵⁰	0.0543e ⁱ²³⁸	0.0312e ⁱ¹⁶³	0.0825e ⁱ⁷⁰	0.0333e ⁱ¹⁵²	0.0107e ⁱ¹²⁵	0.0102e ⁱ¹³⁵	0.0215e ⁱ³⁰⁸	0.0264e ⁱ¹¹
1998.10	0.0762e ⁱ¹²³	0.0188e ⁱ²⁵⁹	0.0478e ⁱ²³⁶	0.0297e ⁱ¹⁶¹	0.0792e ⁱ⁶⁴	0.0277e ⁱ¹⁷⁴	0.0125e ⁱ⁹⁴	0.0191e ⁱ⁷⁷	0.0278e ⁱ³⁰³	0.0320e ⁱ⁷
1998.19	0.0728e ⁱ¹¹⁴	0.0170e ⁱ²²¹	...	0.0414e ⁱ¹⁵⁹	0.0867e ⁱ⁶⁹	0.0291e ⁱ¹⁶³	...	0.0296e ⁱ⁸⁷	0.0156e ⁱ²⁸⁶	0.0165e ⁱ³⁶⁰
1998.27	0.0524e ⁱ¹⁰⁰	0.0101e ⁱ²⁷⁰	0.0449e ⁱ²¹⁴	0.0284e ⁱ¹³⁶	0.0940e ⁱ⁵⁵	0.0148e ⁱ³³⁹	0.0221e ⁱ⁷⁹	0.0304e ⁱ⁴⁰	0.0198e ⁱ²⁸⁹	0.0432e ⁱ¹⁴
1998.35	0.0591e ⁱ¹⁰⁶	0.0151e ⁱ²¹¹	0.0343e ⁱ¹⁹⁰	[0.0412e ⁱ⁹⁵]	0.0227e ⁱ¹⁷³	0.0050e ⁱ⁶⁴	0.0205e ⁱ¹⁰⁷	0.0388e ⁱ⁴⁸	0.0171e ⁱ²⁹⁹	0.0285e ⁱ³⁵⁷
1998.44	0.0601e ⁱ⁹⁹	0.0100e ⁱ²³⁹	0.0372e ⁱ²¹³	0.0366e ⁱ¹³⁹	0.0209e ⁱ¹⁵³	0.0122e ⁱ³⁵⁸	0.0191e ⁱ⁷⁹	0.0243e ⁱ⁶²	0.0278e ⁱ²⁷⁸	0.0188e ⁱ⁵
1998.53	0.0450e ⁱ¹⁰⁵	0.0186e ⁱ²⁵⁸	0.0463e ⁱ²⁶⁴	0.0318e ⁱ¹⁵⁰	0.0154e ⁱ¹⁷⁴	0.0093e ⁱ⁴³	[0.0030e ⁱ³⁶]	0.0430e ⁱ³⁷	0.0279e ⁱ²⁸⁹	0.0319e ⁱ¹⁵
1998.62	0.0591e ⁱ¹¹⁸	0.0143e ⁱ²⁶⁹	0.0542e ⁱ²⁴⁸	0.0290e ⁱ¹⁶⁴	0.0171e ⁱ¹⁶⁷	0.0315e ⁱ²⁸⁴	0.0192e ⁱ¹³⁴	0.0641e ⁱ²⁰²	0.0209e ⁱ³⁰⁴	0.0225e ⁱ⁶
1998.71	0.0607e ⁱ¹²³	0.0320e ⁱ²⁶⁶	0.0478e ⁱ²⁴⁹	0.0282e ⁱ¹⁸⁰	0.0240e ⁱ¹⁹⁶	[0.0200e ⁱ¹⁵⁹]	[0.0012e ⁱ¹⁹⁶]	0.0721e ⁱ²¹⁵	0.0290e ⁱ²⁸⁶	0.0304e ⁱ⁷
1998.82	0.0405e ⁱ¹²³	0.0266e ⁱ²⁵⁹	0.0584e ⁱ²⁵²	0.0405e ⁱ¹⁶³	0.0190e ⁱ¹⁸⁷	0.0011e ⁱ²⁶²	[0.0084e ⁱ²³¹]	0.0311e ⁱ²⁷⁰	0.0259e ⁱ²⁸⁰	[0.0199e ⁱ⁵⁴]
1998.92	0.0479e ⁱ¹²⁷	0.0172e ⁱ²⁷¹	0.0551e ⁱ²⁵⁴	0.0321e ⁱ¹⁶⁵	0.0142e ⁱ¹⁶⁹	0.0106e ⁱ²⁵¹	0.0052e ⁱ¹⁴⁹	0.0431e ⁱ²³³	0.0302e ⁱ³¹²	...
1999.03	0.0424e ⁱ¹⁰²	0.0246e ⁱ²⁶³	0.0297e ⁱ²⁴⁵	0.0252e ⁱ¹⁴⁴	0.0094e ⁱ¹⁶⁸	0.0161e ⁱ³²⁰	0.0051e ⁱ¹²¹	[0.0261e ⁱ¹¹⁴]	0.0243e ⁱ³⁰⁰	[0.0156e ⁱ⁶⁵]
1999.12	0.0390e ⁱ⁹²	0.0164e ⁱ²⁷²	0.0630e ⁱ²⁶⁵	0.0211e ⁱ¹⁴³	0.0127e ⁱ¹⁴⁸	0.0287e ⁱ²⁵⁷	0.0308e ⁱ¹²¹	0.0183e ⁱ¹⁶⁶	0.0274e ⁱ³⁰⁴	[0.0197e ⁱ⁵⁹]
1999.21	0.0380e ⁱ⁹⁵	0.0193e ⁱ²⁴⁷	0.0517e ⁱ²²⁸	0.0322e ⁱ¹³⁹	0.0411e ⁱ⁶¹	0.0142e ⁱ²⁵⁸	0.0068e ⁱ⁷²	...	0.0223e ⁱ²⁷⁸	[0.0118e ⁱ¹⁶⁸]

Tabl. 17. 43 GHz VLBA D-Terms^a

^aValues are given in complex form, with phases in degrees

^bValues in brackets should be regarded as unreliable since they have large uncertainties

Antenna	RR Amplitude	RR Phase	LL Amplitude	LL Phase
BR	0.0252±0.0068 ^b	117± 18 ^b	0.0151±0.0063 ^b	70± 27 ^b
FD	0.0047±0.0041 ^c	176± 42 ^c	0.0124±0.0060	313± 28
	0.0032±0.0041 ^d	28± 64 ^d		
HN	0.0304±0.0090	66± 14	0.0198±0.0097	108± 24
KP	0.0183±0.0043	92± 12	0.0130±0.0061	146± 26
LA	0.0150±0.0084	334± 28	0.0143±0.0054	288± 25
MK	0.0126±0.0085	358± 31	0.0081±0.0060	264± 58
NL	0.0230±0.0083	38± 19	0.0117±0.0050	110± 28
OV	0.0759±0.0159 ^e	97± 8 ^e	0.1338±0.0279 ^e	323± 12 ^e
	0.0261±0.0066 ^f	53± 15 ^f	0.1121±0.0096 ^f	326± 6 ^f
PT	0.0084±0.0060	216± 42	0.0177±0.0060	137± 19
SC	0.0676±0.0121	250± 10	0.0706±0.0084	264± 7

^aUnreliable values in Table 4 have been excluded when computing the mean values

^bMean value for epochs 1997.94 to 1999.21

^cMean value for epochs 1997.86 to 1998.53

^dMean value for epochs 1998.62 to 1999.21

^eMean value for epochs 1997.86 to 1998.44

^fMean value for epochs 1998.53 to 1999.21

Tabl. 18. 22 GHz mean^a VLBA D-Terms

epochs is 72°, which differs from that obtained by comparison of the D-terms ($\Delta X_D=78$) by -6°. Values for this comparison ($\Delta X_{VLA}-\Delta X_D$) are given in Tables 14 and 15 for all the pairs of consecutive epochs for which there is a reliable calibration using the VLA. Mean differences between the VLA and D-term calibrations are 5° and 6° at 22 and 43 GHz, respectively. These are approximately within the errors in the calibration of the EVPAs obtained by using VLA observations; this demonstrates that the D-terms method yields similar accuracy while requiring less observational time.

Therefore, comparison of D-terms against a set of tabulated values (previously calibrated by other means) proves to be a reliable method for calibrating the absolute R-L phase offset in VLBA observations (independent of the reference antenna used), even at the highest frequencies.

B.1.2.1 D-term stability

Our observations across many epochs confirm that the D-terms vary sufficiently slowly to be defined by approximately monthly observations. Tables 16 and 17 show the amplitude and phase of the D terms for all 16 monthly observations at 22 and 43 GHz, respectively. In order to allow a better study of the D-term stability, we have rotated the D-term phases in Tables 16

and 17 by $2\Delta X$, as listed in Tables 14 and 15. Mean values of the D-terms, thus rotated, over all our observing epochs are tabulated in Tables 18 and 19 for data at 22 and 43 GHz, respectively. Errors correspond to the standard deviation.

Changes in an antenna's receivers typically result in new values of that antenna's D-terms. As it is apparent in Tables 16 and 17, this occurred at the OVRO station at 22 GHz after 1998 July 1; the Brewster station at 22 GHz after 1997 December 7, although this change in receiver is observed to affect only the antenna's LCP D-terms; and the Los Alamos station at 43 GHz after 1998 April 30 and again after 1999 March 9. (Note: Until late 2001, the receiver change at Los Alamos on 1998 April 30 was erroneously listed as occurring at 22 GHz in the `vlba_gains.key` file that gives the parameters of each antenna; R. C. Walker, private communication.) The change in the 22 GHz receiver at the OVRO station on 1998 July 1 is

Antenna	RR Amplitude	RR Phase	LL Amplitude	LL Phase
BR	0.0464±0.0125	19± 13	0.0548±0.0150	114± 18
FD	0.0198±0.0062	352± 20	0.0180±0.0077	257± 18
HN	0.0643±0.0139	304± 12	0.0459±0.0181	240± 20
KP	0.0244±0.0062	354± 16	0.0299±0.0082	155± 16
LA	0.0691±0.0100 ^b	127± 9 ^b	0.0824±0.0138 ^b	63± 9 ^b
	0.0243±0.0045 ^c	20± 14 ^c	0.0167±0.0054 ^c	172± 18 ^c
MK	0.0178±0.0126	20± 39	0.0265±0.0082 ^d	164± 16 ^d
			0.0088±0.0060 ^e	8± 39 ^e
			0.0157±0.0119 ^f	274± 30 ^f
NL	0.0348±0.0084	86± 16	0.0140±0.0091	107± 34
OV	0.0146±0.0148 ^g	331± 62 ^g	0.0222±0.0163 ^g	59± 47 ^g
	0.0382±0.0333 ^h	269± 24 ^h	0.0412±0.0315 ^h	218± 42 ^h
PT	0.0235±0.0065	32± 17	0.0240±0.0066	294± 15
SC	0.0024±0.0033 ⁱ	257± 73 ⁱ	0.0279±0.0078 ⁱ	9± 10 ⁱ

^aUnreliable values in Table 5 have been excluded when computing the mean values

^bMean value for epochs 1997.86 to 1998.27

^cMean value for epochs 1998.35 to 1999.12

^dMean value for epochs 1997.86 to 1998.19

^eMean value for epochs 1998.27 to 1998.53

^fMean value for epochs 1998.62 to 1999.21

^gMean value for epochs 1997.86 to 1998.53

^hMean value for epochs 1998.62 to 1999.21

ⁱMean value for epochs 1997.94 to 1998.71

Tabl. 19. 43 GHz mean^d VLBA D-Terms

also intriguingly observed to coincide with a modification of the antenna's D-terms at 43 GHz. We account for such sudden changes in the D-terms by computing mean values in Tables 18 and 19 for different time ranges. New 43 GHz receivers were installed at the St. Croix station in

1997 December 3 and 1998 September 24. While the LCP D-terms of this antenna were reasonably stable between 1997 December 3 and 1998 September 24, the RCP D-terms varied considerably throughout all of our observing epochs. After 1998 September 24, the D-terms of both polarizations at St. Croix experienced large fluctuations at 43 GHz.

The D-term phases of some VLBA antennas progressively rotated, usually accompanied by smooth variations in the amplitudes. This is particularly apparent for the Fort Davis, Kitt Peak, and Pie Town stations at 22 GHz and the Mauna Kea station at 43 GHz. For some of these antennas we have adopted separate mean values of the D-terms for different time ranges; this decreases the uncertainties of the mean values.

We can estimate the error in the calibration of the absolute EVPA obtained by comparison against the tabulated values of Tables 18 and 19. This error can be reduced by excluding stations with relatively large errors in the phases of the D-terms. By considering only those antennas with mean D-term phases smaller than 30° , we estimate an error in $\Delta\chi_D$ of 18° and 16° at 22 and 43 GHz, respectively. Provided that the error in the determination of $\Delta\chi$ is half these values, we conclude that calibration of the absolute EVPA by comparison of D-terms against those in Tables 18 and 19 leads to uncertainties of 9° and 8° at 22 and 43 GHz, respectively. These are quite similar to the errors expected when comparing VLBA with VLA or single-dish observations.

It is interesting to note that, over long time periods, the progressive change in the D-terms observed for some antennas –for which the Kitt Peak station at 22 GHz is the best example– results in rather large deviations of the actual D-terms at different epochs from the mean values. Therefore, calibration of the absolute EVPAs by comparison of nearby epochs (as we used when estimating $\Delta\chi_D$ in Tables 14 and 15) results in significantly smaller errors than by using the mean values over longer time ranges listed in Tables 18 and 19. Some of these D-terms (e.g., Kitt Peak at 22 GHz) show seasonal variations, which may be related to a dependence of the instrumental polarization on temperature. On the other hand, at some other stations, small fluctuations in the D-terms occur that appear to be random. In this case, the use of mean D-term values calculated over long time ranges provides a more accurate EVPA calibration. We further note that the uncertainty in the determination of $\Delta\chi_D$ is calculated from the errors in the D-term phases, which are smaller for larger D-term amplitudes. This explains why the D-term calibration of the EVPAs results in lower errors at 43 GHz than at 22 GHz: The D-term amplitudes at 43 GHz are systematically larger than at 22 GHz.

B.2 Discussion

We find that the accuracy in the calibration of the R–L phase offset, which corresponds to a determination of the EVPA correction, is similar for both the D–term method and comparison of VLBA and VLA polarimetry. Furthermore, we have established that, for most of the antennas, the D–terms varied sufficiently slowly throughout the duration of our 16 months of monitoring to allow accurate interpolations between epochs of D–term calibration. Any other VLBA observations taken at 22 and/or 43 GHz between November 1997 and March 1999 (the time interval covered by our 3C 120 VLBA observing program) could utilize these tabulated D–terms in order to cross–check or perform, at the same time, the calibration of the absolute EVPAs (independently of the reference antenna used) and the correction for the instrumental polarization.

Referencias

- Abraham, Z., Camarra, E. A., Zensus, J. A. & Unwin, S. C. 1996, *A&AS*, 115, 543
- Agudo, I., Gómez, J. L., Gabuzda, D. C., Guirado, J. C., Alberdi, A., Marscher, A. P., Aloy, M. A., & Martí, J. M. 2000, *Proceedings of the 5th EVN Symposium*, eds. Conway, J. E., Polatidis, A. G., Booth, R. S., Pihlström, Y. M., p. 67
- Agudo, I., Gómez, J. L., Martí, J. M., Ibáñez, J. M., Marscher, J. M., Alberdi, A., Aloy, M. A. & Hardee, P. E. 2001, *ApJ*, 549, L183
- Akerlof, C., Balsano, R., Barthelemy, S., Bloch, J., Butterworth, P., Casperson, D., Cline, T., Fletcher, S., Frontera, F., Gisler, G., Heise, J., Hills, J., Kehoe, R., Lee, B., Marshall, S., McKay, T., Miller, R., Piro, L., Priedhorsky, W., Szymanski, J. & Wren, J. 1999, *Nature*, 398, 400
- Alberdi, A., Gómez, J. L., Marcaide, J. M., Marscher, A. P., Pérez-Torres, M. A. 2000, *A&A*, 361, 529
- Aller, M. F., Aller, H. D., Hughes, P. A. & Latimer, G. E. 1999, *ApJ*, 512, 6001
- Aloy, M. A. 1999, Tesis Doctoral, Universidad de Valencia
- Aloy, M. A., Ibáñez, J. M., Martí, J. M., Gómez, J. L. & Müller, E. 1999, *ApJ*, 523, L125
- Aloy, M. A., Gómez, J. L., Ibáñez, J. M., Martí, J. M. & Müller, E. 2000, *ApJ*, 528, L85
- Aloy, M. A., Müller, E., Ibáñez, J. M., Martí, J. M., MacFadyen, A. 2000, *ApJ*, 531, L119
- Aloy, M. A. & Martí, J. M. 2001, *Lecture Notes in Physics: Relativistic Flows in Astrophysics*, eds. Guthmann, A. W., Georganopoulos, M., Marcowith, A. & Manolakou, K., Springer, p.197
- Aloy, M. A., Martí, J. M., Gómez, J. L., Agudo, I., Müller, E. & Ibáñez, J. M., in preparation
- Anile, A. M. 1989, *Relativistic Fluids and Magnetofluids*, Cambridge University Press
- Antonucci, R. 1993, *ARA&A*, 31, 473
- Attridge, J. M., Roberts, D. H., & Wardle, J. F. C. 1999, *ApJ*, 518, L87
- Bääth, L. B. & Zhang, F. J. 1991, *A&A*, 243, 328
- Bääth, L. B., Zhang, F. J. & Chu, H. S. 1991, *A&A*, 250, 50
- Baldwing, J. A., Carswell, R. F., Wampler, E. F., Smith, H. E., Burbridge, E. M. & Bokseberg, A. 1980, *ApJ*, 236, 388
- Bardeen, J. M. & Petterson, J. A. 1975, *ApJ*, 195, L65
- Barthel, P. D. 1989, *ApJ*, 336, 606
- Begelman, M. C., Blandford, R. D. & Rees, 1980, *Nature*, 287, 307
- Benson, J. M., Walker, R. C., Unwin, S. C., Muxlow, T. W. B., Wilkinson, P. N., Booth, R. S., Pilbratt, G. & Simon, R. S. 1988, *ApJ*, 334, 560
- Bicknell & Begelman 1996, *ApJ*, 467, 597
- Blandford, R. D. & Rees, M. J. 1974, *MNRAS*, 169, 395
- Blandford, R. D. & McKee, C. F. 1976, *PhFl*, 19, 1130
- Blandford, R. D. & Königl, A. 1979, *ApJ*, 232, 34
- Blandford, R. D. & Payne, D. G. 1982, *MNRAS*, 199, 883
- Blandford, R. D. & Levinson, A. 1995, *ApJ*, 441, 79
- Begelman, M. C., Blandford, R. D. & Rees, J. M. 1980, *Nature*, 287, 307
- Bowman, M. 1994, *MNRAS*, 269, 137
- Bregman, J. N., Glassgold, A. E., Huggins, P. J., Aller, H. D., Aller, M. F., Hodge, P. E., Rieke, G. D., Lebofsky, M. J., Pollock, J. T., Pica, A. J., Leacock, R. J., Smith, A. G., Webb, J., Balonek, T. J., Dent, W. A., O'Dea, C. P., Ku, W. H.-M., Schwartz, D. A., Miller, J. S., Rudy, R. J. & LeVan, P. D. 1984, *ApJ*, 276, 454
- Bridle, A. H. 1992, in *AIP Conf. Proc. 254, Testing the AGN Paradigm*, eds. Holt S., Neff S. G. & Urry, C. M. (New York:AIP), 386
- Brotten, N. W., Macleod, J. M. & Vallée, J. P. 1988, *ApSS*, 141, 303
- Burbridge, E. M. 1967, *ApJ*, 149, L51
- Carswell, R. F., Strittmatter, P. A., Williams, R. D., Kinman, T. D. & Serkowski, K. 1974, *ApJ*, 190, L101
- Cawthorne, T. V. & Cobb, W. K. 1990, *ApJ*, 350, 536
- Cawthorne, T. V. 1991, in *Beams and Jets in Astrophysics*, ed. P. A. Hughes (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 187
- Cawthorne, T. V. & Gabuzda, D. C. 1996, *MNRAS*, 278, 861
- Celotti, A., Ghisellini, G. & Chiaberge, M. 2001, *MNRAS*, 321, L1
- Cotton, W. D., Wittels, J. J., Shapiro, I. I., Marcaide, J., Owen, F. N., Spangler, S. R., Rius, A., Angulo, C., Clark, T. A. & Knight, C. A. 1980, *ApJ*, 238, L123
- Courant, R. & Friedrichs, K. O. 1976, *Supersonic Flows and Shock Waves*, Springer
- D'Addario, L.R. 1989, *Synthesis Imaging in Radio Astronomy*, Eds. Perley, R. A., Schwab, F. R. & Bridle, A. H., *Astronomical Society of the Pacific*, p59
- Denn, G.R., Mutel, R.L. & Marscher, A.P. 2000, *ApJS*, 129, 61
- Dermer, C. D. & Atoyan A. M. 2002, *ApJ*, 568, L81
- Drury, L. O'C. 1983, *Rep. Prog. Phys.*, 46, 973
- Dubal, M. R. & Pantano, O. 1993, *MNRAS*, 261, 203
- Duncan, G. C. & Hughes, P. A. 1994, *ApJ*, 436, L119
- Eichler, D. & Wiita, P. J. 1978, *Nature*, 274, 38
- Eulderink, F. & Mellema, G. 1995, *A&AS*, 110, 587
- Fan, J. H., Xie, G. Z., Lin, R. G., Qin, Y. P., Li, K. H. & Zhang, X. 1997, *A&AS*, 125, 525
- Ferrari, A. 1998, *ARA&A*, 36, 539
- Fomalont, E. 1981, *newsletter. NRAO*, 3, 3
- Gabuzda, D. C., Wardle, J. F. C. & Roberts, D. H. 1989, *ApJ*, 338, 743
- Gabuzda, D. C., Wardle, J. F. C., Roberts, D. H., Aller, M. F. & Aller, H. D. 1994, *ApJ*, 435, 128
- Gabuzda D. C., Mullan, C. M., Cawthorne, T. V., Wardle, J. F. C., & Roberts, D. H. 1994, *ApJ*, 435, 140.
- Gabuzda D.C., 1999, *New Astronomy Reviews*, 43, 691.
- Gabuzda, D. C. & Cawthorne, T. V. 2000, *MNRAS*, 319, 1056
- Gabuzda D. C. & Gómez J. L. 2001, *MNRAS*, 320, L49.
- Gabuzda, D. C., Gómez, J. L. & Agudo, I. 2001, *MNRAS*, 328, 719

- Gabuzda, D. C., Pushkarev, A. B., & Garnich, N. N. 2001, *MNRAS*, 327, 1
- Galama, T. J., Vreeswijk, P. M., van Paradijs, J., Kouveliotou, C., Augusteijn, T., Bohnhardt, H.; Brewer, J. P., Doublier, V., Gonzalez, J.-F., Leibundgut, B., Lidman, C., Hainaut, O. R., Patat, F., Heise, J., in 't Zand, J., Hurley, K., Groot, P. J., Strom, R. G., Mazzali, P. A., Iwamoto, K., Nomoto, K., Umeda, H., Nakamura, T., Young, T. R., Suzuki, T., Shigeyama, T., Koshut, T., Kippen, M., Robinson, C., de Wildt, P., Wijers, R. A. M. J., Tanvir, N., Greiner, J., Pian, E., Palazzi, E., Frontera, F., Masetti, N., Nicastro, L., Feroci, M., Costa, E., Piro, L., Peterson, B. A., Tinney, C., Boyle, B., Cannon, R., Stathakis, R., Sadler, E., Begam, M. C., Ianna, P. 1998, *Nature*, 395, 670
- Galama, T. J. & Sari, R. 2001, *Lecture Notes in Physics: Relativistic Flows in Astrophysics*, eds. Guthmann, A. W., Georganopoulos, M., Marcowith, A. & Manolakou, K., Springer, p.123
- Gallant, Y. A. 2001, *Lecture Notes in Physics: Relativistic Flows in Astrophysics*, eds. Guthmann, A. W., Georganopoulos, M., Marcowith, A. & Manolakou, K., Springer, p. 24
- Ghisellini, G., Padovani, P., Celotti, A. & Maraschi, L. 1993, *ApJ*, 407, 65
- Giovanoni, P. M. & Kazanas, D. 1990, *Nature*, 345, 319
- Godunov, S. K. 1959, *Mat. Sb.*, 47, 271
- Gómez, J. L. 1993, Tesis Doctoral, Universidad de Granada
- Gómez, J. L., Alberdi, A. & Marcaide, J. M. 1993, *A&A*, 274, 55
- Gómez, J. L., Alberdi, A., Marcaide, J. M., Marscher, A. P. & Travis, J. P. 1994, *A&A*, 292, 33
- Gómez, J. L., Martí, J. M., Marscher, A. P., Ibáñez, J. M. & Marcaide, J. M. 1995, *ApJ*, 449, L19
- Gómez, J. L., Martí, J. M., Marscher, A. P., Ibáñez, J. M. & Alberdi, A. 1997, *ApJ*, 482, L33
- Gómez, J. L., Marscher, A. P., Alberdi, A., Martí, J.-M. & Ibáñez, J.-M. 1998, *ApJ*, 499, 221
- Gómez, J. L., Marscher, A. P., Alberdi, A., Gabuzda, D. C. 1999, *ApJ*, 519, 642
- Gómez, J. L., Marscher, A. P. & Alberdi, A. 1999, *ApJ*, 521, L29
- Gómez, J. L., Marscher, A. P. & Alberdi, A. 1999, *ApJ*, 522, 74
- Gómez, J. L., Marscher, A. P., Alberdi, A., Jorstad, S. G. & García-Miró, C. 2000, *Science*, 289, 2317
- Gómez, J. L., Marscher, A. P., Alberdi, A., Jorstad, S. G. & Agudo, I. 2001, *ApJL*, 561, L161
- Gómez, J. L. 2001, *Lecture Notes in Physics: Relativistic Flows in Astrophysics*, eds. Guthmann, A. W., Georganopoulos, M., Marcowith, A. & Manolakou, K., Springer, p.169
- Gómez, J. L., Guirado, J. C., Agudo, I., Marscher, A. P., Alberdi, A., Marcaide, J. M. & Gabuzda, D. C. 2001, *MNRAS*, 328, 873
- Gómez, J. L., Marscher, A. P., Alberdi, A., Jorstad, S. G. & Agudo, I. 2001, *NRAO VLBA Scientific Memo*, 30
- Grandi, P., Sambruna, R. M., Maraschi, M., Matt, G., Urry, C. M. & Mushotzky, R. F. 1997, *ApJ*, 487, 636
- Hardee, P. E. 2000, *ApJ*, 533, 176
- Hardee, P.E., Rosen, A., Hughes, P.A. & Duncan, G.C., 1998 *ApJ*, 500, 599
- Harris, D. E., Hjorth, J., Sadun, A. C., Silverman, J. D. & Vestergaard, M. 1999, *ApJ*, 518, 213
- Heckman, T. M., & Balick, B. 1979, *A&A*, 79, 350
- Hjorth, J., Vestergaard, M., Sorenson, A. N. & Grundahl, F. 1995, *ApJ*, 452, L17
- Homan, D. C. & Wardle, J. F. C. 1999, *AJ*, 118, 1942
- Homan, D. C., Ojha, R., Wardle, J. F. C., Roberts, D. H., Aller, M. F., Aller, H. D. & Hughes, P. A. 2001, *ApJ*, 549, 840
- Homan, D. C., Attridge, J. M. & Wardle, J. F. C. 2001, *ApJ*, 556, 113
- Hughes, P. A., Aller, H. D. & Aller, M. F. 1985, *ApJ*, 298, 301
- Hughes, P. A., Aller, H. D. & Aller, M. F. 1989, *ApJ*, 341, 54
- Hughes, P. A., Duncan, G. C. & Mioduszewski, A. J., 1996, *ASP Conf. 100, Energy Transport in Radio Galaxies and Quasars*, ed. Hardee, P. E., Bridle, A. H., Zensus, J. A. (San Francisco: ASP), p. 137
- Hughes, P. A. 2000, in *ASP Conf. Ser. 201, Particles and Fields in Radio Galaxies*, eds. R. A. Laing & K. M. Blundell (San Francisco: ASP)
- Hughes, P. A., Miller, M. A. & Duncan, G. C. 2002, *ApJ*, 572, 713
- Jones, T. W. 1988, *ApJ*, 332, 687
- Jones, T. W., O'Dell, S. F. & Stein, W. A. 1974, *ApJ*, 188, 353
- Jones, T. W. & O'Dell, S. L. 1997, *ApJ*, 215, 236
- Jones, T. W., Ryu, D., Engel, A. 1999, *ApJ*, 512, 105
- Jorstad, S. G., Marscher, A. P., Mattox, J. R., Wehrle, A. E., Bloom, S. D. & Yurchenko, A. V. 2001, *ApJS*, 134, 181
- Junor, W., Biretta, J. A. & Livio, M. 1999, *Nature*, 401, 891
- Junor, W., Salter, C. J., Saikia, D. J., Mantovani, F. & Peck, A. B. 1999, *MNRAS*, 308, 955
- Kellermann, K. I., Vermeulen, R. C., Zensus, J. A. & Cohen, M. H. 1998, *AJ*, 115, 1295
- Kemball, A. J., Diamond, P. J. & Pauliny-Toth, I. I. K. 1996, *ApJ*, 464, L55
- Kirk, J. G. 1994, *Saas-Fee Advanced Course: Plasma Astrophysics*, eds. Benz, A. O. & Courvoisier, T. J.-L., Springer-Verlag, 225
- Kirk, J. G. & Duffy, P. 1999, *astro-ph/990569*
- Kirk, J. G., Guthmann, A. W., Gallant, Y. A. & Achterberg, A. 2000, *ApJ*, 542, 235
- Klebesadal, R. W., Strong, I. B. & Olsen, R. A. 1973, *ApJ*, 182, L85
- Koide, S., Nishikawa, K. & Mutel, R. L. 1996, *ApJ*, 463, L71
- Koide, S., Shibata, K. & Kudoh, T. 1999, *ApJ*, 522, 727
- Koide, S., Meier, D. L., Shibata, K. & Kudoh, T. 2000, *ApJ*, 536, 668
- Koide, S., Shibata, K., Kudoh, T. & Meier, D. L. 2002, *Science*, 295, 1688
- Kollgaard R. I., Roberts D. H., Wardle J. F. C., & Gabuzda D. C. 1992, *AJ*, 104, 687
- Komissarov, S. S. & Falle, S. A. E. G. 1996, in *ASP Conf. 100, Energy Transport in Radio Galaxies and Quasars*, ed. Hardee, P. E., Bridle, A. H. & Zensus, J. A. (San Francisco: ASP), 165
- Komissarov, S. S. & Falle, S. A. E. G. 1997, *MNRAS*, 288, 833

- Komissarov, S. S. 1999, MNRAS, 308, 1069
- Königl, A. 1981, ApJ, 243, 700
- Koski, A. T. 1978, ApJ, 223, 56
- Kubo, H., Takahashi, T., Madejski, G., Tashiro, M., Makino, F., Inoue, S. & Takahara, F. 1998, ApJ, 504, 693
- Lara, L., Cotton, W. D., Feretti, L., Giovannini, G., Venturi, T. & Marcaide, J. M. 1997, ApJ, 474, 179
- Leppänen, K. J., Zensus, J. A. & Diamond, P. J. 1995, AJ, 110, 2479
- Lovell, J. 2000, Proceedings of the VSOP Symposium: Astrophysical Phenomena Revealed by Space VLBI, eds. Hirabayashi, H., Edwards, P. G. and Murphy, D. W., 301
- LeVenque, R. J. 1991, Numerical Methods for Conservation Laws, Birkhäuser
- Lister, M. L., Marscher, A. P. & Gear, W. K. 1998, ApJ, 504, 702
- Mantovani, F., Junor, W., Bondi, M., Cotton, W., Fanti, R., Padrielli, L., Nicolson, G. D. & Salerno, E. 1998, A&A, 332, 10
- Maraschi, L., Chiapetti, L., Falomo, R., Garilli, B., Malkan, M., Tagliaferri, G., Tanzi, E. G. & Treves, A. 1991, ApJ, 368, 138
- Marquina, A., Martí, J. M., Ibáñez, J. M., Miralles, J. A. & Donat, R. 1992, A&A, 258, 566
- Marscher, A. P., & Brown, R. L. 1975, ApJ, 200, 719
- Marscher, A. P. 1977, AJ, 82, 781
- Marscher, A. P. 1980, ApJ, 235, 386
- Marscher, A. P. & Gear, W. K. 1985, ApJ, 298, 114
- Marscher, A. P. 1996, in ASP Conf. Ser. 100, Energy Transport in Radio Galaxies and Quasars, eds. P. E. Hardee, A. H. Bridle & J. A. Zensus (San Francisco: ASP), 45
- Marscher, A. P., Jorstad, S. G., Gómez, J. L., Aller, M. F., Teräsranta, H., Lister, M. L., Stirling, A. M. 2002, Nature, 417, 625
- Marshall, H. L., Miller, B. P., Davis, D. S., Perlman, E. S., Wise, M., Canizares, C. R. & Harris, D. E. 2002, ApJ, 564, 683
- Marshall, H. L., Harris D. E., Grimes, J. P., Drake, J. J., Fruscione, A., Juda, M., Kraft, R. P., Mathur, S., Murray, S. S., Ogle, P. M., Pease, D. O., Schwartz, D. A., Siemiginowska, A. L., Vrtilik, S. D. & Wargelin B. J. 2001, ApJ, 549, L167
- Martí, J. M., Ibáñez, J. M. & Miralles, J. A. 1991, Phys. Rev., D43, 3794
- Martí, J. M., Müller, E. & Ibáñez, J. M. 1994, A&A, 281, L9
- Martí, J. M. & Müller, E. 1994, J. Fluid Mech., 258, 317
- Martí, J. M. & Müller, E. 1996, J. Comp. Phys., 123, 1
- Martí, J. M., Müller, E., Font, J. A., Ibáñez, J. M. & Marquina, A. 1997, 479, 151
- Martí, J. M. & Müller, E. 1999, Living Reviews in Relativity, 3
- Mastichiadis A. 2001, Lecture Notes in Physics: Relativistic Flows in Astrophysics, eds. Guthmann, A. W., Georganopoulos, M., Marcowith, A. & Manolakou, K., Springer, p.1
- Meier, D. L., Koide, S. & Uchida, Y. 2001, Science, 291, 84
- Miniati, F. 2001, Comp. Phys. Comm., 141, 17
- Mioduszewski, A. J., Hughes, P. A., & Duncan, G. C. 1997, ApJ, 476, 649
- Mirabel, I. F., Rodríguez, L. F., Cordier, B., Paul, J. & Lebrun, F. 1992, Nature, 358, 215
- Mirabel, I. F. & Rodríguez, L. F. 1998, Nature, 392, 673
- Moles, M., del Olmo, A., Masegosa, J. & Perea, J. D. 1988, A&A, 197, 1
- Nan, R. D., Gabuzda, D. C., Kamen, S., Schilizzi, R. T., & Inoue, M. 1999, A&A, 344, 402
- Nemiroff, R. J. 1994, Comments Astrophys. 17, 4, 189
- Norman, M. L. 1996, in ASP Conf. Ser. 100, Energy Transport in Radio Galaxies and Quasars, eds. P. E. Hardee, A. H. Bridle, & J. A. Zensus (San Francisco: ASP), p. 405
- Orosz, J. A., Kuulkers, E., van der Klis, M., McClintock, J. E., Garcia, M. R., Callanan, P. J., Bailyn, C. D., Jain, R. K.; Remillard, R. A. 2002, ApJ, 555, 489
- Orr, M. J. L. & Browne, I. W. A. 1982, MNRAS, 200, 1067
- Pacholczyk, A. G. 1970, Radio Astrophysics, Freeman
- Pakynski, B. 1993, Ann. NY Acad. Sci., 688, 321
- Paredes, J. M. & Martí, J. 2002, Bol. SEA, 8, 22
- Pauliny-Toth, I. I. K., Porcas, R. W., Zensus, J. A., Kellermann, K. I., Wu, S. Y., Nicolson, G. D. & Mantovani, F. 1987, Nature, 328, 778
- Pearson, T. J., Shepherd, M. C., Taylor, G. B. & Myers, S. T. 1994, AAS, 185, 808
- Pesce, J. E., Sambruna, R. M., Tavecchio, F., Maraschi, L., Cheung, C. C., Urry, C. M. & Scarpa, R. 2001, ApJ, 56, L79
- Peterson, B. M., Wanders, I., Bertram, R., Hunley, J. F., Pogge, R. W. & Wagner, R. M. 1989, ApJ, 501, 82
- Piran, T. 1999, Physics Reports, 314, 575
- Pollock, J. T., Pica, A. J., Smith, A. G., Leacock, R. J., Edwards, P. L. & Scott, R. L. 1979, AJ, 84, 1658
- Rantakyrö, F. T. et al. 1998, A&AS, 131, 451
- Rayburn, D. R. 1977, MNRAS, 179, 603
- Rector, T. A. & Stocke, J. D. 2001, ApJ, 122, 565
- Reynolds, C., Cawthorne, T. V., & Gabuzda, D. C. 2001, MNRAS, 327, 1071
- Richtmyer, R. D. & Morton, K. W. 1967, Difference Methods for Initial-value Problems, Wiley Interscience
- Rudnick L., Jones T.W., 1983, AJ, 88, 518
- Rusk R. 1988, Ph.D. thesis, University of Toronto
- Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. 1979, Radiative Processes in Astrophysics, Wiley Interscience
- Sambruna, R. M., Urry, C. M., Tavecchio, F., Maraschi, L., Scarpa, R., Chartas, G. & Muxlow, T. 2001, ApJ, 549, L161
- Sauti, C., Tsinganos, K. & Trussoni, E. 2001, Lecture Notes in Physics: Relativistic Flows in Astrophysics, eds. Guthmann, A. W., Georganopoulos, M., Marcowith, A. & Manolakou, K., Springer, p.41
- Scarpa, R., Urry, C. M., Falomo, M., Pesce, J. E., Treves, A. 2000, ApJ, 532, 740
- Scheck, L., Aloy, M. A., Martí, J. M., Gómez, J. L., Müller, E. 2002, MNRAS, 331, 615
- Seielstad, G. A., Cohen, M. H., Linfield, R. P., Moffet, A. T., Romney, J. D., Schilizzi, R. T. & Shaffer, D. B. 1979, ApJ, 229, 53
- Shepherd, M. C. 1997, in Astronomical Data Analysis Software and Systems VI, Astron. Soc. Pac. Conf. Proc., 125

Referencias

- Shu, C. W. & Osher, S. L. 1989, *J. Comp. Phys.*, 83, 32
- Skilling, J. 1975, *MNRAS*, 172, 557
- Smith, P. S., Balonek, T., Elston, R. & Heckert, P. A. 1987, *ApJS*, 64, 459
- Tavecchio, F., Maraschi, L., Sambruna, R. M. & Urry, C. M. 2000, *ApJ*, 544, L23
- Taylor, G. B. 1998, *ApJ*, 506, 637
- Taylor, G. B. 2000, *ApJ*, 533, 95
- Taylor, G. B. & Myers, S. T. 2000, NRAO VLBA Scientific Memo, 26
- Tingay, S. J., Preston, R. A. & Jauncey, D. L. 2001, *ApJ*, 122, 1697
- Ulvestad, J. S., Johnston, K. J., & Weiler, K. W. 1983, *ApJ*, 266, 18
- Ulvestad, J. 2001, NRAO VLBA Scientific Memo, 27
- Urry, C. M. & Padovani, P. 1995, *PASP*, 107, 803
- van Putten, M. H. P. M. 1993, *ApJ*, 408, L21
- Vermeulen, R. C. 1995, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 92, 11385
- Villar-Martín, M., Tadhunter, C., Morganti, R., Clark, N., Killeen, N. & Axon, D. 1998, *A&A*, 332, 479
- Walker, R. C., Benson, J. M. & Unwin, S. C. 1987, *ApJ*, 316, 546
- Walker, R. C. 1997, *ApJ*, 488, 675
- Walker, R. C., Benson, J. M., Unwin, S. C., Lystrup, M. B., Hunter, T. R., Pilbratt, G. & Hardee, P. E. 2001, *ApJ*, 556, 756
- Wandel, A., Peterson, B. M. & Malkan, M. A. 1999, *ApJ*, 526, 579
- Wardle, J. F. C., Homan, D. C., Ojha, R. & Roberts, D. H. 1998, *Nature*, 395, 457
- Webb, G. M. 1985, *ApJ*, 296, 319
- Wilson, M. J. & Scheuer, P. A. G. 1983, *MNRAS*, 205, 449
- Wilson, M. J. 1987, *MNRAS*, 226, 447
- Wilson, A. S. & Yang, Y. 2002, *ApJ*, 568, 133
- Xie, G. Z., Liang, E. W., Xie, Z. H. & Dai, B. Z. 2002, *ApJ*, 123, 2352
- Xu, J., Hardee, P. E. & Stone, J. M., 2000, *ApJ*, 543, Nov. 10
- Zavala, R. T. & Taylor, G. B. 2001, *ApJ*, 550, L147
- Zavala & Taylor 2002, *ApJ*, 566, L9
- Zensus, J. A., Biretta, J. A., Unwin, S. C. & Cohen, M. H. 1990, *AJ*, 100, 1777
- Zensus, J. A. 1997, *ARA&A*, 35, 607
- Zhang, F. J. & Bääth, L. B. 1991, *MNRAS*, 248, 566