DER RADIOAUSBRUCH IN DER SEYFERT I GALAXIE

III ZW 2

Diplomarbeit
im Fach Physik
vorgelegt von

Andreas Brunthaler

Referent: Prof. Dr. P. Biermann
Koreferent: Prof. Dr. U. Klein

Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

April 2000

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Als Karl Jansky, Ingenieur der Bell Telephone Laboratories in New Jersey, 1931 den Ursprung von Störungen bei Überseetelefonaten überprüfte, machte er eine für die Geschichte der Astronomie historische Entdeckung. Er fand heraus, dass sich diese Störungen nach genau 23 Stunden und 56 Minuten wiederholten. Da dies genau die Zeit ist, in der sich die Erde eimal unter dem Sternenhimmel dreht, war klar, dass es sich um Signale astronomischen Ursprungs handeln musste. Karl Janksys Entdeckung leitete somit ein neues aufregendes Kapitel der Astronomie ein und die Radioastronomie war geboren.

Seit diesen Pioniertagen hat die Radioastronomie enorme Fortschritte gemacht. Mit dem Bau grösserer Teleskope, der Entwicklung leistungsfähigerer Empfänger und der Einführung der Interferometrie und der Apertursynthese, erhielt man neue wissenschaftliche Erkenntnisse, die uns ein tieferes Verständniss vom Universum ermöglichen.

Schon früh nach der Entdeckung der Radiostrahlung konnten zwei der stärksten Quellen, Virgo A und Centaurus A, mit den Galaxien M 87 und NGC 5128 (Bolton et al. 1949) identifiziert werden. Damit wurde offensichtlich, dass viele Radioquellen extragalaktischen Ursprungs sein müssen. Es zeigte sich, dass viele dieser Radioquellen mit kollimierten Plasmaausflüssen relativistischer Teilchen, den sogenannten Jets, die aus aktiven galaktischen Kernen (**A***ctive* **G***alactic* **N***uclei*, **AGN**) geschossen werden, assoziiert werden können. Die relativistischen Teilchen wechselwirken mit den in den Jets eigeschlossenen Magnetfeldern emittieren dadurch Synchrotronstrahlung im Radiobereich. Die Jets können dabei mit dem interstellaren Medium der Galaxie wechselwirken oder die Galaxie verlassen und tief in das intergalaktische Medium eindringen.

Diese Arbeit behandelt radioastronomische Beobachtungen der Galaxie III Zw 2, die einen starken Ausbruch im Radiobereich zeigte. Die Galaxie gehört den sogenannten *radio-intermediate*

Quasaren an und stellt somit ein mögliches Bindeglied zwischen radio-leisen und radiolauten Quasaren dar. Die Quelle zeigte während des Ausbruchs eine Expansion mit scheinbarer Überlichtgeschwindigkeit, und ist somit die erste Spiralgalaxie, in der dies gefunden wurde.
Das erste Kapitel liefert eine Einführung in die Physik aktiver Galaxien und die Galaxie III Zw 2. Im zweiten Kapitel wird die dieser Arbeit zugrundeliegende Technik der Interferometrie und Apertursynthese beschrieben. Kapitel drei und vier erläutern die in dieser Arbeit benutzten Interferometer, das **VLA** und das **VLBA**. In Kapitel fünf und sechs werden schliesslich die Ergebnisse präsentiert und anschliessend diskutiert. Das letzte Kapitel befasst sich schliesslich mit einer Reihe anderer Quellen, die während dieser Diplomarbeit beobachtet wurden.

1.1 Aktive Galaxien

Die beobachtbare Strahlung der meisten Galaxien besteht überwiegend aus der Emission der in ihnen enthaltenen Sterne. Einige Galaxien besitzen jedoch extrem leuchtkräftige Kerne, deren Strahlung die Emission der restlichen Galaxie um Grössenordnungen übersteigen kann. Diese Galaxien werden aktive Galaxien genannt. Dabei werden unter diesem Begriff eine Reihe unterschiedlicher Phänomene zusammengefasst, die auf den ersten Blick voneinander unabhängig zu sein scheinen. So werden Seyfert Galaxien, Quasare, Radiogalaxien, BL Lac Objekte und eine Reihe anderer Objekte als aktive Galaxien bezeichnet.

1.1.1 Überblick

Carl Seyfert fand 1943 heraus, dass einige Galaxien mit ungewöhnlich hellen und kompakten Kernen im Gegensatz zu normalen Galaxien starke und breite optische Emissionslinien aufweisen. Später zeigte sich, dass es zwei verschiedene Klassen von Seyfert Galaxien gibt (Khachikian & Weedmann 1974): Seyfert 1 und Seyfert 2 Galaxien. In Seyfert 1 Galaxien sind die erlaubten Linien sehr stark dopplerverbreitert mit Halbwertsbreiten bis 10.000 km/s. Die verbotenen Linien dagegen sind schmaler mit Halbwertsbreiten um 1.000 km/s. Hierbei bedeutet *schmaler*, dass die Linien schmaler als die erlaubten Linien sind. Eine Linienbreite bis zu 1.000 km/s ist im Vergleich zu anderen Prozessen immer noch sehr breit. In Seyfert 2 Galaxien sind dagegen sowohl die erlaubten als auch die verbotenen Linien relativ schmal mit Halbwertsbreiten bis zu 1.000 km/s. Die meisten Seyfert Galaxien zeigen nur schwache Emission im Radiobereich.
Quasare sind sehr kompakte Kerne ferner Galaxien und zeigen ebenfalls sehr breite erlaubte Emissionslinien mit Halbwertsbreiten um 10.000 km/s und schmälere verbotene Linien mit Halbwertsbreiten bis zu 1.000 km/s. Im Gegensatz zu Seyfert Galaxien sind sie jedoch viel

leuchtkräftiger und können daher als die grossen Brüder der Seyfert Galaxien angesehen werden. Etwa 10% der Quasare zeigt zusätzlich noch starke Radioemission und daher wird zwischen radio-lauten und radio-leisen Quasaren unterschieden (z.B. Strittmatter et al. 1980; Kellermann et al. 1989).
Sucht man nach den radio-lauten Gegenstücken der Seyfert Galaxien, so stösst man auf die Radiogalaxien. Dabei handelt es sich um Galaxien, die eine charakteristische *Doppelstruktur* im Radiobereich aufzeigt, die symmetrisch um die zentrale Galaxie angeordnet ist. Häufig sieht man auch einen einseitigen, seltener sogar einen doppelseitigen Jet, der den Kern mit den ausgedehnten Strukturen, den sogenannten *Radiolobes*, verbindet. Diese Radiolobes können sich bis zu einigen Megaparsek ausdehnen und sind damit die grössten bekannten zusammenhängenden Strukturen im Universum. Bei den Radiogalaxien findet man ebenfalls eine Unterscheidung in Objekte mit schmalen und breiten Emissionslinien, die sogenannten **N***arrow* **L***ine*- und **B***road* **L***ine*-Radiogalaxien. Die Hotspots der Radiogalaxien können auch einen grossen Beitrag zur hochenergetischen kosmischen Strahlung (*Cosmic Rays*) liefern (Rachen & Biermann 1993).
BL Lac Objekte sind nach dem Objekt BL Lacertae benannt, welches als erstes dieser Klasse entdeckt wurde. Es ist sehr kompakt, zeigt starke Variabilität, starke Radioemission und keine Emissionslinien. Ferner zeigen diese Quelle starke Emission im Röntgen- und γ-Bereich. So zeigt das BL Lac Objekt Mrk 421 starke γ-Strahlung bis zu TeV-Energien (Punch et al. 1992). Zusätzlich gibt es noch eine Reihe anderer Objekte, die als aktive Galaxien klassifiziert werden und hier nicht näher beschrieben werden. Eine Übersicht der beobachbaren Eigenschaften der hier beschriebenen Objekte ist in Tabelle 1.1 gegeben.

Objekte	*hellerKern*	*schmale Linien*	*breite Linien*	*Radioemission*
Seyfert 1 Galaxien	*Ja*	*Ja*	*Ja*	*schwach*
Seyfert 2 Galaxien	*Nein*	*Ja*	*Nein*	*schwach*
radio – leise Quasare	*Ja*	*Ja*	*Ja*	*schwach*
radio – laute Quasare	*Ja*	*Ja*	*Ja*	*stark*
BL Radiogalaxien	*Ja*	*Ja*	*Ja*	*stark*
NL Radiogalaxien	*Nein*	*Ja*	*Nein*	*stark*
BL Lac Objekte	*Ja*	*Nein*	*Nein*	*stark*

Tabelle 1.1: Klassifikation der AGN.

1.1.2 *Unified Scheme*

Nach dem *Unified Scheme* lassen sich alle radio-leisen und alle radio-lauten AGN zu jeweils einer Klasse zusammenfassen. Demnach befindet sich im Kern einer aktiven Galaxie ein supermassives schwarzes Loch mit einer Masse im Bereich von $10^6 - 10^9 M_\odot$. Das schwarze Loch ist von einer Akkretionsscheibe umgeben, die für die Energieproduktion zuständig ist. Hierbei stürzt Materie auf das schwarze Loch ein und die dabei freiwerdende Gravitationsenergie wird durch Reibung in Wärme umgewandelt. Dabei erhitzt sich die Akkretionsscheibe auf Temperaturen, die einige 10.000 K betragen können. Damit emittiert die Akkretionsscheibe thermische Strahlung, überwiegend im optischen-, ultraviolett- und Röntgenbereich. Akkretion auf einen kompakten, massiven Körper ist der effektivste bekannte Prozess zur Energieerzeugung. Bei der Akkretion eines Körpers auf ein rotierendes schwarzes Loch mit Kerr-Metrik können bis zu 40% seiner Ruhemasse in Energie umgewandelt werden (z.B. Page & Thorne 1974). Zum Vergleich besitzt die Kernfusion, die für die Energieproduktion der Sterne zuständig ist nur eine Effizienz von 0.7%. Durch andere Mechanismen lässt sich die enorme Energieproduktion in aktiven Galaxien, die die Energieproduktion einer ganzen Galaxie um Grössenordnungen übersteigen kann, nicht erklären.

Für ein nicht rotierendes schwarzes Loch der Masse M ist der Ereignishorizont, ab dem keine Information oder Materie aus dem schwarzen Loch entweichen kann, durch den Schwarzschild-Radius $\mathcal{R}_S = 2GM/c^2$ gegeben. Für ein schwarzes Loch mit einer Masse von $10^8\ M_\odot$ beträgt der Schwarzschild-Radius nur $\sim 2\ AU$, womit es in den inneren Bereich unseres Sonnensystems passen würde. Die innerste noch stabile Umlaufbahn befindet sich bei etwa $3\ \mathcal{R}_S$ für ein nicht rotierendes und $0.5\ \mathcal{R}_S$ für ein rotierendes schwarzes Loch, womit der innere Radius einer Akkretionsscheibe durch etwa $5 - 10\ \mathcal{R}_S$ gegeben ist. Die genauen Ausmasse der Akkretionsscheibe sind nicht bekannt, aber der äussere Radius kann im Extremfall bis zu $10^4\ \mathcal{R}_S$ betragen.

In dieser Kernregion der Galaxie befindet sich ebenfalls die sogenannte **B***road* **L***ine* **R***egion* (**BLR**). Ihr Radius beträgt typischerweise etwa ein Parsek. Dort rotieren Wolken interstellaren Gases, welche von den hochenergetischen Photonen der heissen Akkretionsscheibe ionisiert sind, mit sehr hohen Geschwindigkeiten im starken Gravitationsfeld des schwarzen Lochs und erhalten so die typischen dopplerverbreiterten Emissionslinien mit Halbwertsbreiten bis zu 10.000 km/s. Aus den beobachteten Linienverhältnissen lässt sich auf eine Dichte der Wolken von einigen $10^9\ cm^{-3}$ (z.B. Netzer 1978) schliessen.

Dieser Kernbereich wird von einem abgeflachtem, absorbierenden Material, dem sogenannten molekularen Staubtorus, umgeben. Dieser Torus versperrt oder erlaubt je nach Blickwinkel die Sicht auf den Kernbereich mit Akkretionsscheibe und **BLR**.

Etwa 10 bis 100 Parsek vom Kernbereich entfernt befindet sich die sogenannte **N***arrow* **L***ine* **R***egion* (**NLR**). Die Gaswolken dieser Region besitzen aufgrund ihrer grösseren Entfernung zum schwarzen Loch geringere Rotationsgeschwindigkeiten und sind daher verantwortlich für die *schmalen* verbotenen Linien mit Linienbreiten bis zu 1.000 km/s. Aus ihrer Existenz kann man auf eine Dichte von etwa $10^4 - 10^6\ cm^{-3}$ schliessen.

Ein kleiner Teil der aktiven Galaxien besitzt zusätzlich noch einen starken, energiereichen

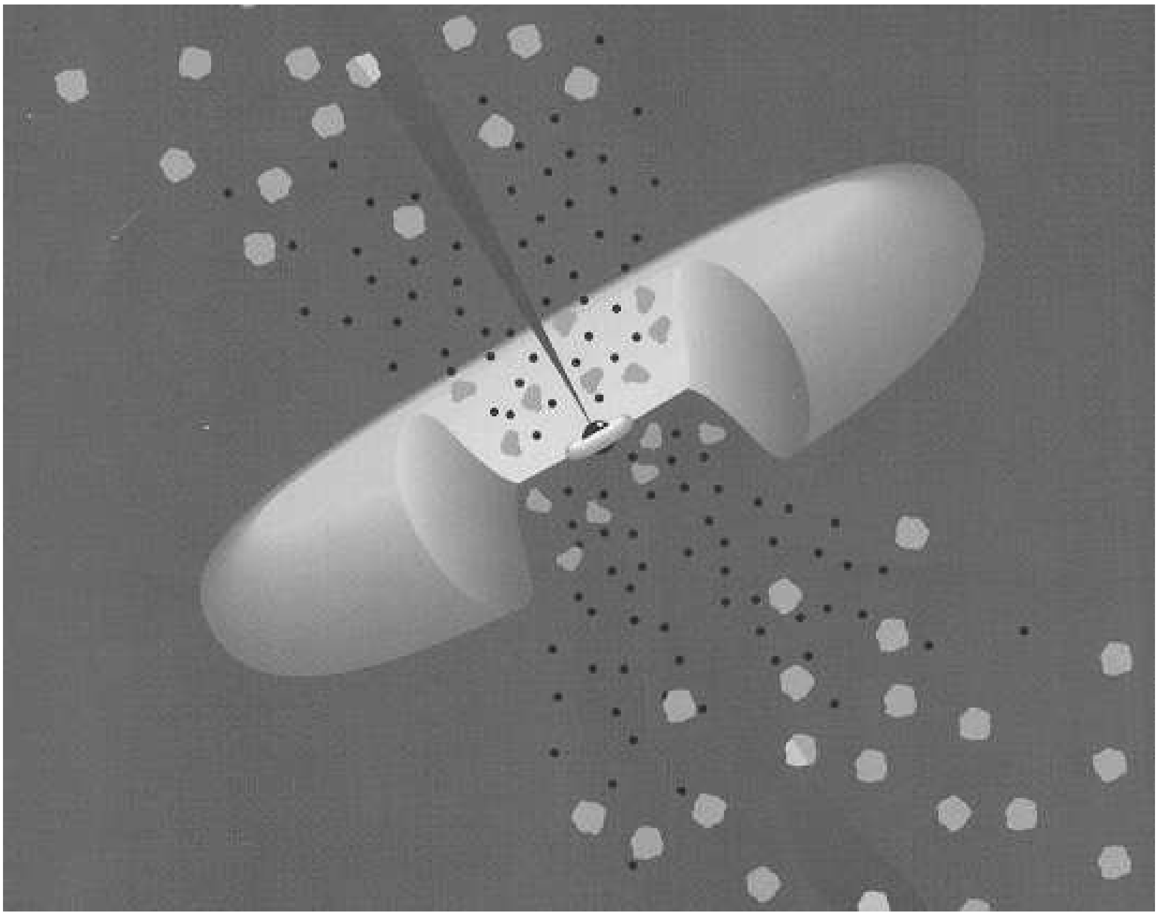

Abbildung 1.1: Schematische Darstellung des Kernbereichs einer aktiven Galaxie. Im Zentrum liegt das schwarze Loch, welches von einer Akkretionsscheibe umgeben wird. Die Wolken in der Nähe des Zentrum symbolisieren die BLR, während die äusseren Wolken die NLR darstellen. Das Zentrum ist von einem absorbierenden Staubtorus (hier aufgeschnitten) umgeben. Zusätzlich schiesst noch ein doppelseitiger Jet von der Innenseite der Akkretionsscheibe senkrecht zu dieser nach aussen. Der *Counter-Jet* ist nur sehr schwach angedeutet und nur zu erahnen. (entnommen aus Krolik 1999).

Jet relativistischer Teilchen. Diese Teilchen wechselwirken mit dem im Plasma der Jets eingeschlossenem Magnetfeld und emittieren Synchrotron-Strahlung, welche sie zu starken Radioquellen macht. Besitzt die Galaxie dagegen nur einen schwachen Jet, so ist sie Radio-Leise. In Abbildung 1.1 ist eine schematische Darstellung dieses *Unified Schemes* zu sehen. Nach dem *Unified Scheme* unterscheiden sich die unterschiedlichen Typen von aktiven Galaxien nur noch nach drei Kriterien:

- Orientierung der Quelle zum Beobachter
- Unterscheidung in Radio-Laut und Radio-Leise
- Gesamtleuchtkraft der Quelle

Ist die aktive Galaxie so orientiert, dass der molekulare Staubtorus die Sicht auf das Zentrum mit Akkretionsscheibe und BLR verdeckt, so beobachtet man nur die NLR mit den schmalen Emissionslinien und klassifiziert die Galaxie dementsprechend als Seyfert 2 oder NL-Radiogalaxie. Kann man jedoch in die Öffnung des Torus blicken, so sieht man die Akkretionsscheibe und die BLR, welche die breiten Linien erzeugt. Dann wird die Galaxie als Seyfert 1, BL-Radiogalaxie oder Quasar bezeichnet. Dabei ist die Unterscheidung zwischen radio-leisen Quasaren und Seyfert Galaxien etwas willkürlich durch die absolute Helligkeit im V-Band festgelegt. Besitzt ein Objekt eine absolute Helligkeit von $M_V < -23$, so wird es Quasar genannt. Historisch lässt sich diese Unterscheidung dadurch erklären, dass man bei Quasaren zunächst nur den leuchtkräftigen Kern beobachteten konnte, während bei Seyfert Galaxien die Galaxie selber sichtbar war.

1.2 Relativistische Effekte der Jets

Um die Physik der Jets zu verstehen müssen zunächst einige relativistische Effekte beschrieben werden. Dazu zählt die Synchrotronstrahlung, die beobachtet wird, das relativistische *Boosting* und die scheinbare Überlichtgeschwindigkeit.

1.2.1 Scheinbare Überlichtgeschwindigkeit

Die Jets besitzen häufig noch innere Strukturen, die z.B. durch Schockfronten gebildet werden können. Beobachtet man diese Komponenten übere mehrere Epochen, so kann man ihre Bewegung relativ zum Kern bestimmen. Ist die Rotverschiebung z bekannt, so kann man die Leuchtkraftentfernung durch

$$\mathcal{D}_L = \frac{c}{H_0 q_0^2}(z\, q_0 + (q_0 - 1)(\sqrt{2\, q_0 z + 1} - 1)) \tag{1.1}$$

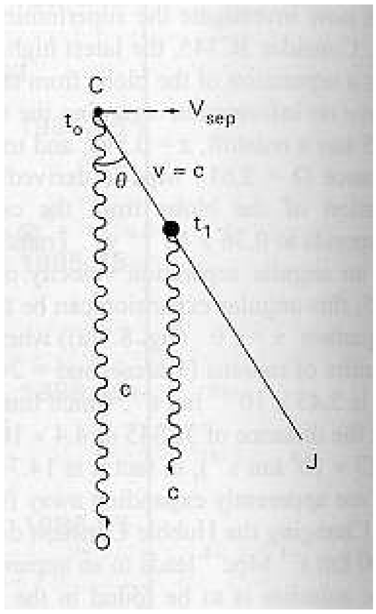

Abbildung 1.2: Schematische Darstellung des Projektionseffektes zur scheinbaren Überlichtgeschwindigkeit. Die Komponente bewegt sich schräg auf den Beobachter zu. Dadurch hat das zweite Signal einen kürzeren Laufweg. Der Beobachter sieht jedoch nur die Eigenbewegung senkrecht zur Sichtlinie und misst scheinbare Geschwindigkeiten, die grösser als die Lichtgeschwindigkeit sein können.

bestimmen (Mattig W. 1958). In dieser Arbeit wird eine Kosmologie mit $H_0 = 75\, kms^{-1}Mpc^{-1}$ und $q_0 = 0.5$ angenommen. Dann wird aus Gleichung 1.1 mit $q_0 = 0.5$

$$\mathcal{D}_L = \frac{2c}{H_0}(1 + z - \sqrt{1+z}). \tag{1.2}$$

Daraus wird dann die *geometrische* Entfernung

$$\mathcal{D}_A = \frac{\mathcal{D}_L}{(1+z)^2} \tag{1.3}$$

berechnet. Mit dem Winkel, den sich die Komponenten zwischen zwei Epochen bewegen, und der Zeit zwischen den Epochen kann man die Geschwindigkeit der Komponenten bestimmen. Dazu muss jedoch die Zeit zwischen den Epochen um einen Faktor $(1+z)^{-1}$ korrigiert werden, da sich die Quelle infolge der kosmischen Expansion von uns entfernt. Durch VLBI-Beobachtungen konnten die Geschwindigkeiten einzelner Jets nach dieser Methode bestimmt werden. Dabei ergaben sich bei einigen Quellen Geschwindigkeiten, die die Lichtgeschwindigkeit um ein Vielfaches übersteigt. Ein Beispiel hierfür ist die Quelle 3C 345 (Zensus et al. 1995), bei der Geschwindigkeiten bis zu $14.7c$ beobachtet wurden. Diese scheinbaren Überlichtgeschwindigkeiten lassen sich durch einen einfachen Projektionseffekt erklären, der in Abbildung 1.2 verdeutlicht ist. Bewegt sich eine Komponente mit relativistischer Geschwindigkeit v unter einem kleinen Winkel θ auf den Beobachter zu, so sendet sie zur Zeit t_0 ein erstes Lichtsignal aus. Zu einem späteren Zeitpunkt t_1 hat sich die Komponente etwas auf den Beobachter zubewegt und sendet ein zweites Signal aus. Da sich die Komponente auf den Beobachter zubewegt hat, muss das zweite Signal einen kürzeren Weg zurücklegen. Dieser Wegunterschied ist durch $x = v(t_1 - t_0) \cdot \cos\theta$ gegeben. Dies bedeutet, dass der Zeitunterschied zwischen den beiden Signalen beim Beobachter nicht durch $\Delta t = t_1 - t_0$ sondern durch

$$\Delta t = \left(t_1 - \frac{v(t_1 - t_0)}{c}\cos\theta\right) - t_0 = (t_1 - t_0)(1 - \frac{v}{c}\cos\theta) \tag{1.4}$$

gegeben ist.

Der Beobachter sieht nur die Eigenbewegung senkrecht zur Sichtlinie und misst als Entfernung zwischen den beiden Epochen $\Delta y = v(t_1 - t_0)\sin\theta$. Dividiert man nun die Wegdifferenz durch die Zeitdifferenz, erhält man eine scheinbare Geschwindigkeit

$$v_{app} = \frac{\Delta y}{\Delta t} = \frac{v(t_1 - t_0)\sin\theta}{(t_1 - t_0)(1 - \frac{v}{c}\cos\theta)}. \tag{1.5}$$

Mit $\beta = \frac{v}{c}$ wird daraus

$$\beta_{app} = \frac{\beta\sin\theta}{(1 - \beta\cos\theta)}. \tag{1.6}$$

Setzt man in diese Gleichung als Beispiel die Werte $\theta = 5°$ und $\beta = 0.99$ ein, so erhält man eine scheinbare Geschwindigkeit von $6.27c$.

1.2.2 Relativistisches Boosting

Durch die Orientierung lässt sich auch die Existenz eines ein- oder zweiseitigen Jets erklären. Ein Elektron mit relativistischer Geschwindigkeit strahlt nicht wie ein normaler Dipol eines nicht-relativistischen Elektrons. Die Strahlung wird in einen schmalen Kegel gebündelt, dessen halber Öffnungswinkel durch $1/\gamma$ gegeben ist. Hierbei ist γ, der Lorentzfaktor durch

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \tag{1.7}$$

gegeben. Bewegt sich nun ein Jet mit einer relativistischen Geschwindigkeit auf den Beobachter zu, so ändert sich die Energie der beobachteten Strahlung S_b gegenüber der emittierten Strahlung S_e durch die Beziehung (vgl. Lind & Blandford 1985)

$$S_b = \frac{S_e}{\gamma^2(1 - \frac{v}{c}cos\theta)^2} \tag{1.8}$$

gegeben. Dies hat zur Folge, dass die Strahlung eines relativistischen Jets, der auf den Beobachter deutet, verstärkt wird, während die Emission eines Jets, der in eine andere Richtung zeigt, durch den gleichen Faktor abgeschwächt wird.
Besitzt eine Galaxie zwei intrinsisch gleichstarke Jets, so kann der Beobachter nur einen einseitigen Jet sehen, wenn ein Jet in Richtung des Beobachters deutet und relativistisch geboosted wird, während der andere Jet in die entgegengesetzte Richtung zeigt und abgeschwächt wird.
Ferner können die BL Lac Objekte mit dem *Unified Scheme* erklärt werden. Bei diesen Objekten handelt es sich um radio-laute AGN, deren Jet unter einem sehr kleinen Winkel auf den Beobachter deutet und somit extrem relativistisch geboosted wird. Die so verstärkte Synchrotronstrahlung dominiert die Gesamtemission der Galaxie. Die starke γ-Strahlung wird durch den inversen Compton-Effekt erklärt. Hierbei werden die niederenergetischen Photonen der Radiostrahlung an den hochrelativistischen Elektronen gestreut und können so Energie hinzugewinnen.

1.2.3 Synchrotronstrahlung

Die Synchrotronstrahlung entsteht, wenn sich relativistische Elektronen entlang der Feldlinien eines Magnetfeldes bewegen. Dabei werden sie von der Lorentzkraft abgelenkt und auf Spiralbahnen gezwungen. Diese Ablenkung bedeutet eine Beschleunigung und damit emittieren die Elektronen polarisierte Strahlung. Es lässt sich zeigen, das ein Ensemble von Elektronen, deren Energie zwischen den Grenzwerten $E_1 < E < E_2$ durch ein Potenzgesetz

$$N(E)dE = N_0 \cdot E^{-p}dE \tag{1.9}$$

gegeben ist, kontinuierliche Synchrotronstrahlung aussendet, dessen Spektrum ebenfalls einem Potenzgesetz

$$I_\nu \propto \nu^\alpha \tag{1.10}$$

folgt. Der Spektralindex α des Synchrotronspektrums steht dabei mit dem Spektralindex p der Energieverteilung durch

$$\alpha = \frac{1-p}{2} \tag{1.11}$$

in Beziehung. Spektrale Beobachtungen von Radioquellen ergaben häufig einen Spektralindex von $\alpha = -0.7$, welcher auf eine Energieverteilung mit einem Spektralindex von $p = +2.5$ hindeutet.
Diese Betrachtung gilt jedoch nur für den optisch dünnen Teil des Spektrums. Ab einer bestimmten (niedrigeren) Frequenz werden die emittierten Photonen von den Elektronen

selbst-absorbiert. Dies liefert eine *Turnover*-Frequenz ν_{ssa}, ab der sich das Spektrum für kleinere Frequenzen gemäss $I_\nu \propto \nu^{+5/2}$ verhält. Für die *Turnover*-Frequenz gilt die Beziehung (vgl. Kaastra & de Korte 1988)

$$kT_{bm} = \frac{S_m}{2\pi} \left(\frac{c\,\mathcal{D}_A}{R\,\nu_{ssa}} \right)^2 \cdot (1+z) \tag{1.12}$$

gegeben. Hierbei ist R der Radius der Quelle, $\mathcal{D}_A$ die geometrische Entfernung, T_{bm} die Strahlungstemperatur der Quelle, k die Boltzmann Konstante, c Die Lichtgeschwindigkeit, S_m die Flussdichte bei ν_{ssa} und z die Rotverschiebung der Quelle.
Ein einfaches Jet-Modell (Blandford & Königl 1979), bei dem ein Gleichgewicht zwischen innerer und kinetischer Energie besteht, liefer zwischen der Selbstabsorptionsfrequenz ν_{ssa} und dem Radius der Quelle R die einfache Beziehung

$$\nu_{ssa} \propto R^{-1}. \tag{1.13}$$

Daher ist es möglich aus der spektralen Entwicklung einer Quelle Rückschlüsse über strukurelle Veränderungen zu machen.

1.3 Radio-Laut, Radio-Leise und RIQ's

1.3.1 Radio-laute und radio-leise Quasare

Die Radio-Emission von aktiven Galaxien kann verschiedene Formen annehmen. Nur etwa $10 - 15\%$ der aktiven Galaxien emittieren starke Strahlung im Radiobereich. Definiert man das Verhältnis der Radio-Flussdichte bei 5 GHz zum optischen Fluss bei 4400 $\AA$ als R-Parameter (z.B. Kellermann et al. 1989; Miller et al. 1990), so werden Quellen mit $R > 10$ als radio-laut bezeichnet. Die radio-lauten AGN können ihrerseits wieder in zwei Klassen unterteilt werden. Zunächst gibt es die ausgedehnten Doppel-Radioquellen, deren Emission von der *steil-Spektrum* Synchrotronstrahlung der Radiolobes dominiert werden. *Steil-Spektrum* bezeichnet hier die optisch dünne Synchrotronstrahlung mit einem Spektralindex von $\alpha > -0.5$. Ferner existieren kompakte Punktquellen, dessen Spektrum flach oder sogar invertiert ($\alpha \geq 0$) ist. Diese Klassen können nach dem *Unified Scheme* für Radiogalaxien und Quasare (z.B. Barthel 1989; Urry & Padovani 1995) zusammengefasst werden. Verdeckt der Torus die Sicht auf den Kern der Galaxie, sind nur die ausgedehnten Radiolobes sichtbar und man spricht von einer Radiogalaxie. Ist es jedoch möglich neben den Lobes noch den Kern zu sehen, hat man es mit einem Lobe-dominierten radio-lauten Quasar zu tun. Ist der Winkel zwischen Jet und Sichtlinie jedoch sehr klein, so wird der Jet relativistisch geboosted und liefert einen Kern-dominierten Quasar.

Es ist bekannt, dass radio-laute AGN fast nie in Spiralgalaxien existieren (z.B. Kirhakos et al. 1997; Bahcall et al. 1995), während radio-leise AGN sowohl in Spiral- als auch in elliptischen Galaxien vorkommen. Ferner wurden alle relativistisch geboosteten Jets mit scheinbarer Überlichtgeschwindigkeit in Elliptischen Galaxien entdeckt (z.B. Scarpa et al. 1999). Es ist jedoch unklar, warum AGN in Spiralgalaxien, die die gleiche Leuchtkraft wie ihre elliptischen Gegenstücke haben, nicht in der Lage sein sollen, die energiereichen relativistischen Jets zu produzieren, die in Radiogalaxien gesehen werden.

Ferner stellt sich die Frage nach dem physikalischen Ursprung der radio-laut/radio-leise Unterscheidung. Es ist unklar, warum einige Quellen einen starken Jet produzieren, andere Quellen dagegen scheinbar nicht, obwohl die optischen Eigenschaften ihres Kerns kaum unterscheidbar sind. Die Tatsache, dass radio-laute Quasare ausschliesslich in elliptischen Galaxien beheimatet sind, ist dabei sicherlich ein wichtiger Hinweis.

1.3.2 *Radio intermediate Quasars* RIQs

Betrachtet man das Palomar-Green-Quasar Sample, welches das wohl am besten studierte Quasar Sample ist, so verteilen sich die Quasare in zwei klar getrennte Klassen, den radio-lauten und radio-leisen Quasaren (Kellermann et al. 1989). Es existieren jedoch einige Quellen, die weder zur Klasse der radio-lauten noch der radio-leisen Quasaren gehört. Falcke et al. (1995, 1996a&b) und Miller et al. (1993) haben eine Reihe dieser Quellen, sogenannte **R***adio*-**I***ntermediate* **Q***uasars* **RIQ**s, identifiziert. Sie bilden eine eigene Klasse mit ähnlichen spektralen und morphologischen Eigenschaften (Falcke et al. 1996a). Sie besitzen alle einen kompakten Kern auf VLA-Skalen und flache, variable Spektren. Diese Eigenschaften sowie ihre totale Emission ist typisch für die Kerne in radio-lauten Quasaren, ihre schwache ausgedehnte Emission, die isotropisch strahlt, ähnelt jedoch den radio-leisen Quasaren. Abbildung 1.3 zeigt die Verteilung des R-Parameters für alle *steil-Spektrum* PG-Quasare, sowie drei der RIQs.

Falcke et al. (1995) und Miller et al. (1993) haben vorgeschlagen, dass diese RIQs relativistisch geboostete radio-leise Quasare sind. Zeigt ein intrinsisch schwacher, aber dennoch relativistischer Jet eines radio-leisen Quasars auf den Beobachter, so kann dieser geboosted werden, und die Quelle damit als radio-laut erscheinen lassen. Ihre ausgedehnte Struktur, die isotropisch strahlt wird dagegen nicht geboosted und verrät somit die wahre Natur der Quelle. Diese Hypothese setzt voraus, das viele, wenn nicht sogar alle, radio-leisen Quasare relativistische Jets in ihrem Zentrum haben. Daher ist es ein wichtiger Test für die Hypothese, in den RIQs nach relativistischen Jets zu suchen. Ein sicheres Anzeichen für einen relativistischen Jet ist das Vorhandensein von scheinbarer Überlichtgeschwindigkeit, welche in Abschnitt 1.2.3 beschrieben wurde. Ein hervorragender Kadidat für die Suche nach einem

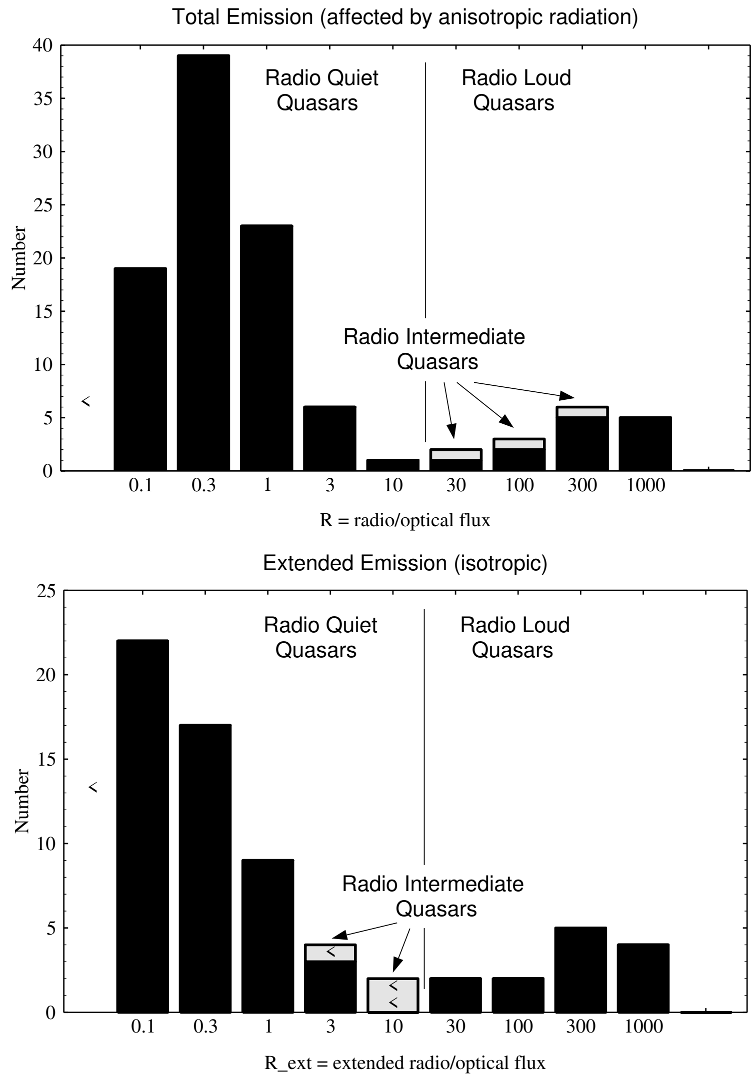

Abbildung 1.3: Verteilung des R-Parameters (Radio-zu-Optischen Flussverhältnis) für alle steil-Spektrum Quasare (schwarze Balken) des PG-Quasar Sample. Hierbei zeigt das obere Bild die totale Emission und das untere Bild die isotropische ausgedehnte Emission an. Zusätzlich sind noch drei der RIQs (graue Balken) eingezeichnet. Während sie in totaler Emission den radio-lauten Quasaren zugehörig erscheinen, ist ihre ausgedehnte Emission typisch für radio-leise Quasare. (Entnommen aus Falcke et al. 1996b)

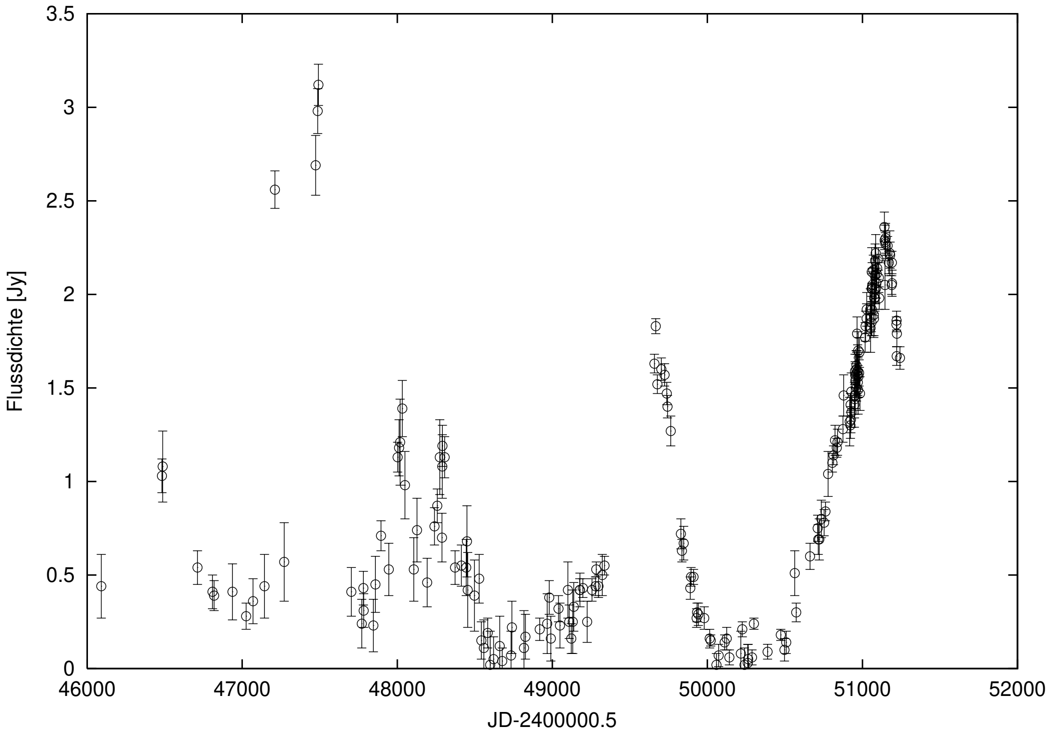

Abbildung 1.4: Langzeitlichtkurve bei 22 GHz von III Zw 2 von 1985 bis 1999 aufgenommen mit dem Metsähovi Radio Observatory in Kylmälä, Finnland. Der letzte Ausbruch startete im Frühsommer 1997 und erreichte seinen Höhepunkt bei 22 GHz im November 1998 (H. Teräsranta, persönliche Mitteilung).

relativistischen Jet ist III Zw 2, die hellste Quelle unter den RIQs.

1.4 Die Seyfert I Galaxie III Zw 2

III Zw 2, auch bekannt unter den Namen PG 0007+106, oder Mrk 1501, besitzt eine Rotverschiebung von $z = 0.089$ und besitzt damit eine Leuchtkraftentfernung von $\mathcal{D}_L = 365\ Mpc$ ($H_0 = 75\ kms^{-1}Mpc^{-1}$, $q_0 = 0.5$). III Zw 2 wurde von Zwicky (1967) entdeckt, als Seyfert 1 Galaxie klassifiziert (Z.B. Arp 1968; Khachikian & Weedman 1974; Osterbrock 1977) und später in das PG Quasar Sample aufgenommen (Schmidt & Green 1983). Zusätzlich wurde sie als ein *radio intermediate Quasar* identifiziert (Falcke et al. 1995; Miller et al. 1993). Die Muttergalaxie wurde als Spiralgalaxie klassifiziert (z.B. Hutchings & Campbell 1983) und Hinweise auf einen Spiralarm wurden gefunden (Hutchings 1983). Taylor et al. (1996) konnten ein Scheiben-Modell bestätigen, indem sie Modell-Isophoten an Nah-Infrarotbilder angepasst haben.

Die hervorstechendste Eigenschaft von III Zw 2 ist jedoch ihre extreme Variabilität bei

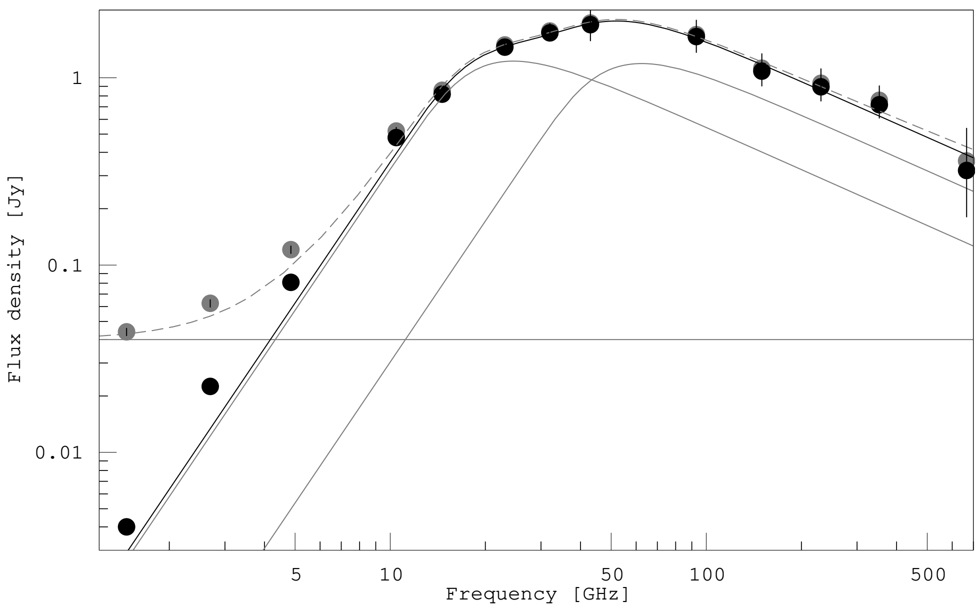

Abbildung 1.5: Breitbandspektrum von III Zw 2 vom Mai 1998. Die grauen Punkte zeigen die gemessenen Flussdichten an, während die schwarzen Punkten, bei denen der Flussvor dem Ausbruch von 40 mJy abgezogen wurde, das Spektrum des Ausbruchs anzeigt. Zusätzlich sind noch die beiden angepassten Synchrotronkomponenten, der 40 mJy Level und ihre Summe angezeigt (entnommen aus Falcke et al. 1999).

verschiedenen Wellenlängen mit einem 20-fachen Anstieg der Radio-Flussdichte in 4 Jahren (Aller et al. 1984; Teräsranta et al. 1992). Zusätzlich zeigt die Quelle Variabilität im Optischen (Lloyd C. 1984) und im Röntgenbereich (Kaastra & de Korte 1988). Abbildung 1.4 zeigt die 22 GHz-Lichtkurve über einen Zeitraum von 15 Jahren. Etwa alle 5 Jahre zeigt III Zw 2 einen starken Ausbruch im Radio-Bereich.

III Zw 2 besitzt während der Ruhephase ein Kern-dominiertes flaches Spektrum mit einer nur schwachen ausgedehnten Emission (z.B. Unger et al. 1987) typisch für eine Seyfert Galaxie. Die [OIII] Leuchtkraft ist drei mal stärker als bei einer hellen Seyfert Galaxie wie Mrk 3 (e.g. Alonso-Herrero et al. 1997), was erklärt warum III Zw 2 sowohl als Seyfert als auch als Quasar klassifiziert wurde. Frühere VLBI-Beobachtungen von III Zw 2 zeigten nur eine kompakte Quelle mit hoher Strahlungstemperatur (Falcke et al. 1996b, Kellermann et al. 1998).

Im Frühjahr 1997 startete die Quelle einen neuen Radioausbruch und es wurde ein *target of opportunity* Programm gestartet, um die spektrale Entwicklung mit dem VLA und die strukturelle Evolution mit dem VLBA zu verfolgen. Im Mai 1998 wurde von Falcke et al. (1999) ein Breitband-Radiospektrum über einen Wellenlängenbereich von 1.4 bis 666 GHz aufgenommen. Das Spektrum ist invertiert bei cm-Wellenlängen mit einem Spektralindex von $\alpha = +1.9 \pm 0.1$ zwischen 4.8 und 10.5 GHz. Das Spektrum steigt bis 43 GHz an

und fällt dannach mit dem für ein Synchrotronspektrum typischen Spektralindex von $\alpha = -0.75 \pm 0.15$ ab. Eine genauere Analyse des Spektrums, welches in Abbildung 1.5 zu sehen ist, hat ergeben, dass es sich durch zwei selbstabsorbierte Synchrotronkomponenten erklären lässt. Dieses zwei-Komponenten-Modell wurde auch von einer ersten VLBA-Beobachtung bei 43 GHz unterstützt (Falcke et al. 1999). Dort wurde eine stärkere Kernkomponente und eine schwächere zweite Komponente mit einem Abstand von 65 ± 30 μas benötigt, um die beobachteten Daten zu erklären.
In dieser Arbeit wird der Ausbruch, der im Frühsommer 1997 begann, behandelt. Dazu wurde sowohl die spektrale als auch die strukturelle Entwicklung der Quelle im Radiobereich verfolgt. Dazu wurden die Technik der Interferometrie verwendet, die im folgenden Kapitel vorgestellt wird.

Kapitel 2

Interferometrie

Die Qualität eines astronomischen Instrumentes wird hauptsächlich durch zwei Faktoren bestimmt: die Empfindlichkeit und die Winkelauflösung des Teleskops. Die Empfindlichkeit eines Teleskops wächst mit der Oberfläche, mit der die Strahlung gesammelt wird. Die Winkelauflösung eines Teleskops ist der kleinste Winkelabstand, den zwei Punktquellen haben dürfen um noch als getrennt erkannt zu werden. Sie hängt von der maximalen beugungsbegrenzten Auflösung, den atmosphärischen Bedinungen ("seeing") und teleskopspezifischen Eigenschaften wie z.B. Pixelgrösse einer CCD-Kamera ab. Die maximale beugungsbegrenzte Auflösung ist durch den Durchmesser des Teleskops D und die beobachtete Wellenlänge λ über die Beziehung $\delta \propto \lambda/D$ gegeben. So beträgt die theoretische Winkelauflösung des 100 Meter Radioteleskops in Effelsberg bei einer Wellenlänge von 6 cm etwas über 2 Bogenminuten. Um noch kleinere Auflösungen zu erreichen, muss man entweder grössere Teleskope bauen oder bei kleineren Wellenlängen beobachten. Der Grösse eines Teleskops sind jedoch technisch und finanziell Grenzen gesetzt, da die Kosten eines Radioteleskops leider überproportional zum Durchmesser steigen. Um dieses Problem zu umgehen wurden die Techniken der Interferometrie und der Apertursynthese in die Radioastronomie eingeführt, wofür Martin Ryle 1974 der Nobelpreis für Physik verliehen wurde. Dabei werden die Signale mehrerer Radioteleskope zur Interferenz gebracht und man simuliert ein Teleskop mit einem Durchmesser, der dem Abstand der Einzelteleskope entspricht.

2.1 Wellenoptik und Autokorrelationsfunktion

2.1.1 Wellenoptik

Ein astronomisches Objekt sendet elektromagnetische Wellen aus, die auf der Erde (oder im Weltraum) von Astronomen empfangen werden können. Das Objekt, welches sich am Ort **R** (die fettgedruckten Buchstaben stehen hier für einen Vektor) befindet, erzeugt ein zeitabhängiges elektrisches Feld $\mathbf{E}(\mathbf{R},t)$. Die Maxwellschen Gleichungen sagen aus, dass sich eine elektromagnetische Welle von diesem Punkt ausbreitet. Diese Welle wird am Ort $\mathbf{r}$, an dem sich das Teleskop des Astronomen befindet, empfangen. Es ist einfacher die Fourierreihe des zeitabhängigen elektrischen Feldes zu betrachten, in denen die einzigen zeitabhängigen Funktionen einfache Exponentialfunktionen sind. Die Koeffizienten dieser Fourierreihe $\mathbf{E}_\nu(\mathbf{R})$ werden die *quasi-monochromatischen Komponenten* des elektrischen Feldes genannt.

Aus der Linearität der Maxwellschen Gleichungen folgt nun, dass sich das Feld am Ort $\mathbf{r}$ als Superposition der Felder $\mathbf{E}_\nu(\mathbf{R})$ für alle Orte $\mathbf{R}$ darstellen lässt.

$$\mathbf{E}_\nu(\mathbf{r}) = \int\int\int P_\nu(\mathbf{R},\mathbf{r})\mathbf{E}_\nu(\mathbf{R})dx\,dy\,dz \tag{2.1}$$

Dabei ist $P_\nu(\mathbf{R},\mathbf{r})$ der sogenannte Propagator, der beschreibt welchen Einfluss das elektrische Feld am Ort $\mathbf{R}$ auf das Feld am Ort $\mathbf{r}$ hat. Unter der Voraussetzung, dass die Quelle weit vom Beobachter entfernt ist und der vereinfachenden Annahme, dass sie sich auf der Oberfläche einer *himmlischen Sphäre* mit Radius $|\mathbf{R}|$ befindet, liefert die Wellenoptik für das Feld am Ort $\mathbf{r}$ des Beobachters

$$E_\nu(\mathbf{r}) = \int \mathcal{E}_\nu(\mathbf{R})\frac{\mathbf{e}^{\mathbf{2\pi i\nu|R-r|/c}}}{|\mathbf{R}-\mathbf{r}|}\mathbf{dS} \tag{2.2}$$

Hierbei ist dS ein Flächenelement auf der *himmlischen Sphäre*, $\mathcal{E}_\nu(\mathbf{R})$ die Verteilung des elektrischen Feldes auf der Sphäre und c die Lichtgeschwindigkeit. Ferner wurde zur Vereinfachung das elektrische Feld nicht als Vektorfeld sondern als Skalarfeld angenommen.

2.1.2 Autokorrelation

Befinden sich zwei Radioteleskope an den Orten $\mathbf{r}_1$ und $\mathbf{r}_2$, die das elektrische Feld $E_\nu(\mathbf{r}_1)$ und $E_\nu(\mathbf{r}_2)$ messen, lässt sich die *räumliche Autokorrelationsfunktion* durch den Erwartungswert $V_\nu(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2) = \langle E_\nu(\mathbf{r}_1)E^*_\nu(\mathbf{r}_2)\rangle$ definieren. Setzt man Gleichung 2.2 hier ein, so ergibt sich

$$V_\nu(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2) = \langle\int\int \mathcal{E}_\nu(\mathbf{R}_1)\mathcal{E}^*_\nu(\mathbf{R}_2)\frac{e^{2\pi i\nu|\mathbf{R}_1-\mathbf{r}_1|/c}}{|\mathbf{R}_1-\mathbf{r}_1|}\frac{e^{2\pi i\nu|\mathbf{R}_2-\mathbf{r}_2|/c}}{|\mathbf{R}_2-\mathbf{r}_2|}dS_1\,dS_2\rangle. \tag{2.3}$$

Nimmt man nun an, dass die Strahlung von astronomischen Objekten räumlich nicht kohärent ist, d.h. dass $\langle\mathcal{E}_\nu(\mathbf{R}_1)\mathcal{E}^*_\nu(\mathbf{R}_2)\rangle = 0$ für $\mathbf{R}_1 \neq \mathbf{R}_2$, und vertauscht die Integration mit dem Erwartungswert, so folgt

$$V_\nu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \int \langle |\mathcal{E}_\nu(\mathbf{R})|^2 \rangle |\mathbf{R}|^2 \frac{e^{2\pi i\nu|\mathbf{R}-\mathbf{r}_1|/c}}{|\mathbf{R}-\mathbf{r}_1|} \frac{e^{2\pi i\nu|\mathbf{R}-\mathbf{r}_2|/c}}{|\mathbf{R}-\mathbf{r}_2|} dS. \tag{2.4}$$

Nun führt man den Einheitsvektor $\mathbf{s} = \mathbf{R}/|\mathbf{R}|$ und $I_\nu(\mathbf{s})$ als die beobachtete *Intensität* für $|\mathbf{R}|^2 \langle |\mathcal{E}_\nu(\mathbf{s})|^2 \rangle$ ein. Da die Terme $|\mathbf{r}/\mathbf{R}|$ bei einer grossen Entfernung des beobachteten Objektes sehr klein sind, können sie in einer guten Näherung ignoriert werden. Ersetzt man nun das Flächenelement dS durch $|\mathbf{R}|^2 d\Omega$ wird aus Gleichung 2.4:

$$V_\nu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \approx \int I_\nu(\mathbf{s}) e^{-2\pi i\nu \mathbf{s}\cdot(\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2)/c} d\Omega. \tag{2.5}$$

An Gleichung 2.5 sieht man, dass die Autokorrelationsfunktion nur noch von der relativen Position $\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ der zwei Teleskope, der sogenannten Basislinie, abhängt. Mit einem Interferometer kann man nun die räumliche Autokorrelationsfunktion $V_\nu(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ für verschiedene Basislinien $\mathbf{b} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ messen.

2.2 Die uv-Ebene und Visibilities

Betrachtet man nur die Strahlung von einem kleinen Ausschnitt des Himmels, d.h. alle Punkte $\mathbf{s} = \mathbf{s}_0 + \sigma$ mit kleinem σ und führt ein Koordinatensystem so ein, dass $\mathbf{s}_0 = (0, 0, 1)$ wird, dann lässt sich Gleichung 2.5 schreiben als:

$$V'_\nu(u, v, w) = e^{-2\pi i w} \int \int I_\nu(l, m) e^{-2\pi i(ul+vm)} dl\, dm. \tag{2.6}$$

Dabei wurde der Basislinienvektor $\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 = \lambda(u, v, w)$ in Einheiten der Wellenlänge λ angegeben und die Komponenten des Einheitsvektors $\mathbf{s}$ werden in diesem Koordinatensystem zu $(l, m, 1)$. Bringt man den Faktor vor dem Integral auf die linke Seite der Gleichung, so sieht man, dass dieser Ausdruck unabhängig von w wird. Also kann man mit $V_\nu(u, v, w) = e^{2\pi i w} V'_\nu(u, v, w)$ schreiben.

$$V_\nu(u, v) = \int \int I_\nu(l, m) e^{-2\pi i(ul+vm)} dl\, dm. \tag{2.7}$$

$V_\nu(u, v)$ ist die Autokorrelationsfunktion relativ zu $\mathbf{s}_0$, dem sogenannten Phasenzentrum. Da Gleichung 2.7 eine Fouriertransformation ist kann man durch ihre Umkehrung die Intensität $I_\nu(l, m)$ sofort berechnen, falls die Autokorrelationsfunktion bekannt ist.

In der Praxis sind die Interferometerelemente keine Punkte sondern ausgedehnte Antennen, deren Empfindlichkeit in alle Richtungen unterschiedlich ist. Daher muss in Gleichung 2.2

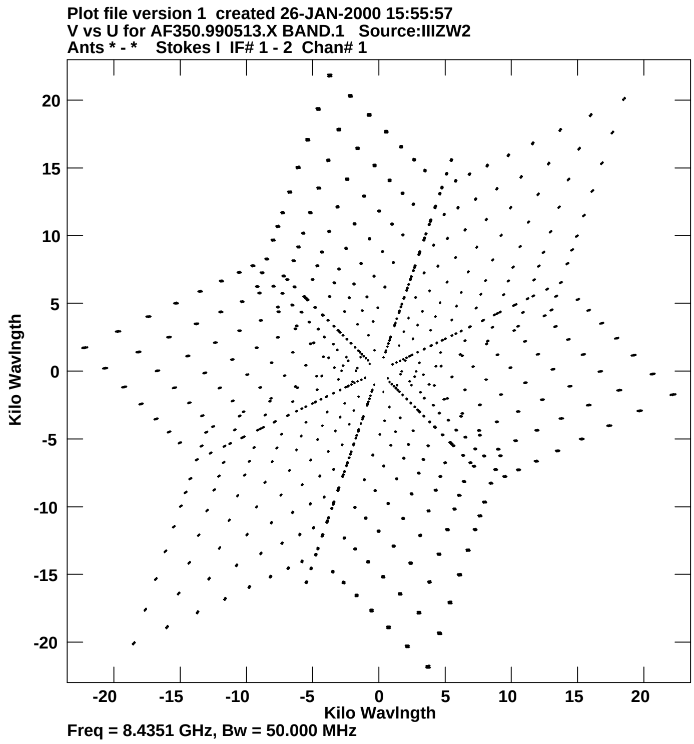

Abbildung 2.1: UV-Abdeckung einer 4 Minuten Beobachtung vom 13.05.1999 mit dem VLA. Die Y-Struktur des VLA ist deutlich zu erkennen. Wegen der Hermitizität ist jeder Messpunkt nochmal am Ursprung gespiegelt zu erkennen.

noch ein Term $A_\nu(\mathbf{s})$ für die Antennenkeule eingeführt werden. Mit diesem Term wird Gleichung 2.7 zu:

$$V_\nu(u,v) = \int\int A_\nu(l,m) I_\nu(l,m) e^{-2\pi i(ul+vm)} dl\, dm. \tag{2.8}$$

Da die Intensitätsverteilung eine reelle Funktion ist, ist ihre Fouriertransformation eine komplexe hermitische Grösse. Das so definierte $V_\nu(u,v)$ wird *komplexe Visibility* genannt. Ist sie hinreichend genau bekannt, so kann aus ihr die wahre Intensität rekonstruiert werden. Für eine exakte Rekonstruktion wäre es notwendig die *Visibility* für alle uv-Werte, d.h. alle Teleskopabstände (Basislinien), zu kennen. Dies ist in der Realität natürlich nicht möglich und man muss sich mit einer unvollständigen uv-Abdeckung zufrieden geben. Je zwei Antennen bilden eine Basisline, die einem Visibility-Messpunkt entspricht. So besitzt ein Interferometer bestehend aus n Antennen insgesamt $n(n-1)/2$ Basislinien. Ein Beispiel für eine uv-Abdeckung mit dem aus 27 Antennen bestehenden VLA (vgl. Kapitel 3) ist in Abbildung 2.1 zu sehen. Da die Visibility-Funktion hermitisch ist, gilt $V_\nu(-u,-v) = V_\nu^*(u,v)$. Dies bedeutet, dass man mit jedem Messpunkt die Visibility an zwei Stellen bestimmt.
Da das gesamte Interferometer während einer Beobachtung mit der Erde im Raum rotiert,

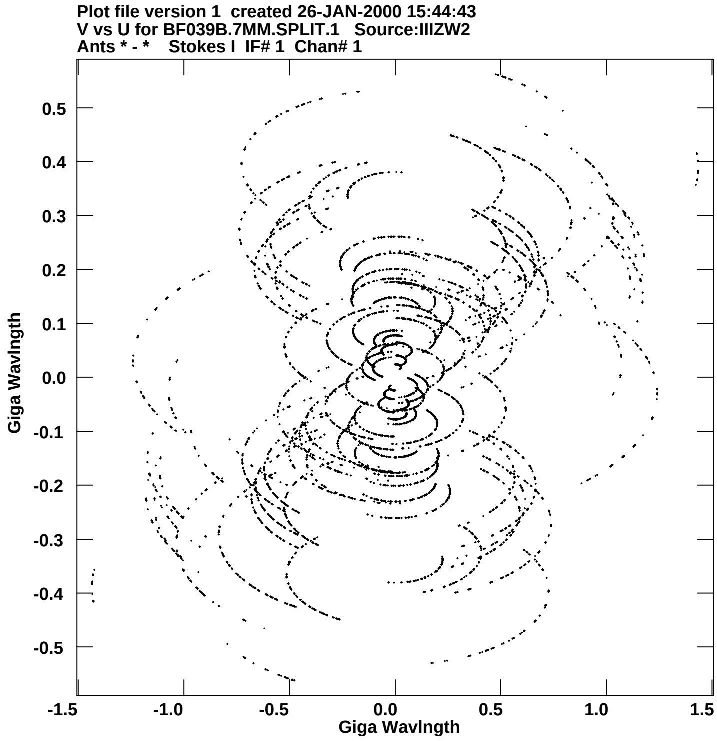

Abbildung 2.2: UV-Abdeckung der Beobachtung vom 13.06.1998 mit dem VLBA und Effelsberg. Die Dauer der Beobachtung betrug 8 Stunden. Die einzelnen Spuren gehören jeweils zu einer Basislinie und zeigen die Drehung der Erde im Raum.

ändern sich die Basislinien gegenüber der Quelle. Somit ist es möglich mit zwei Teleskopen eine ganze Spur von Visibility-Messungen durchzuführen. Ein Beispiel hierfür ist in Abbildung 2.2 zu sehen. Hier wurde mit dem aus zehn Antennen bestehendem VLBA (vgl. Kapitel 4) und Effelsberg eine 8 stündige Beobachtung durchgeführt.
Die unvollständige uv-Abdeckung kann durch die sogenannte *Sampling Funktion* $S(u,v)$ beschrieben werden, die an allen Punkten, an denen Daten vorliegen, den Wert 1 annimmt und sonst verschwindet. Mit dieser Funktion lässt sich das sogenannte *dirty image*

$$I_\nu^D(l,m) = \int\int V_\nu(u,v) S(u,v) e^{2\pi i(ul+vm)} du\, dv \tag{2.9}$$

konstruieren. Dieses *dirty image* ist nun mit der gesuchten Intensitätsverteilung durch eine mathematische Faltung verknüpft.

$$I_\nu^D(l,m) = I_\nu * B \tag{2.10}$$

Hierbei ist

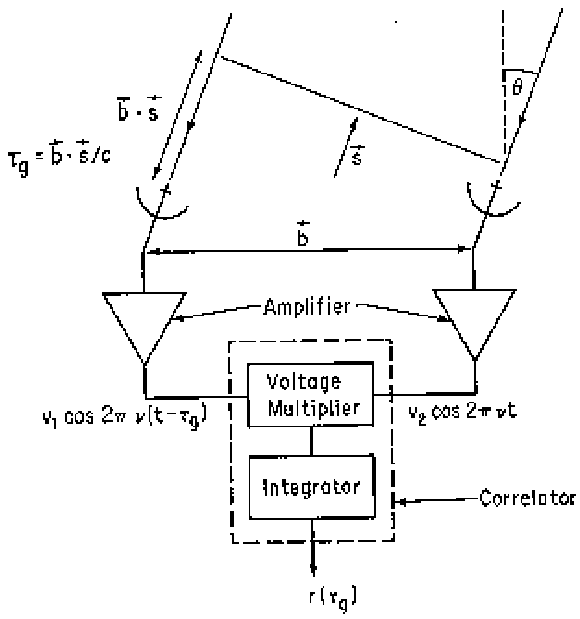

Abbildung 2.3: Schematische Darstellung eines Zwei-Element Interferometers (entnommen aus Thompson 1999).

$$B(l,m) = \int\int S(u,v)e^{2\pi i(ul+vm)}du\,dv \tag{2.11}$$

der synthetische Beam oder die *point spread function*, die das *dirty image* einer Punktquelle beschreibt. Leider ist diese Faltung nicht trivial umkehrbar und es werden spezielle Methoden (z.B. der *CLEAN-Algorythmus* oder die *Maximum Entropy Method*) benötigt, um die Intensitätsverteilung zu rekonstruieren.

2.3 Korrelation

Abbildung 2.3 zeigt den schematischen Aufbau eines Zwei-Element Interferometers. Wenn $\mathbf{s}$ der Einheitsvektor in Richtung der beobachteten Quelle und $\mathbf{b}$ der Vektor der Basislinie ist, erreicht die Wellenfront der Quelle eine Antenne ein kurze Zeitspanne später. Diese sogenannte *geometrische Verzögerung* - oder *geometrical delay* - ist durch

$$\tau_g = \mathbf{b} \cdot \mathbf{s}/c \tag{2.12}$$

gegeben, wobei c die Lichtgeschwindigkeit ist. Die Signale werden verstärkt und dann im *Korrelator* kombiniert. Der Korrelator multipliziert die Signale und führt eine Zeitmittelung durch. Wenn die Eingangsspannungen $V_1(t) = v_1 \cos 2\pi\nu(t - \tau_g)$ und $V_2(t) = v_2 \cos 2\pi\nu t$ sind, so liefert der Korrelator am Ausgang die Spannung

$$\langle V_1(t)V_2(t)\rangle = r(\tau_g) = v_1 v_2 \cos 2\pi\nu\tau_g. \tag{2.13}$$

Da τ_g von der Orientierung der Basislinie zur Quelle abhängig ist, ändert sich τ_g langsam während die Erde rotiert. Es lässt sich zeigen, dass das Signal am Ausgang des Korrelators mit der Visibility durch

$$r \propto \Delta\nu|V| \cos\left(\frac{2\pi\nu\mathbf{b}\cdot\mathbf{s_0}}{c} - \Phi_V\right) \tag{2.14}$$

verknüpft ist (z.B. Thompson 1999), wobei $\Delta\nu$ die Bandbreite des Empfängers, $|V|$ die Amplitude und Φ_V die Phase der Visibility ist. Durch eine geeignete Kalibration ist es jetzt möglich die Visibility zu bestimmen.

2.4 Kalibration

Ziel der Kalibration ist es, aus den beobachteten Messgrössen die Visibilities zu bestimmen. Die Beziehung zwischen den *beobachteten Visibilities* $\tilde{V}_{ij}$ und den wahren Visibilities V_{ij} ist durch

$$\tilde{V}_{ij}(t) = \mathcal{G}_{ij}(t)V_{ij}(t) + \epsilon_{ij}(t) + \eta_{ij}(t) \tag{2.15}$$

gegeben. Hierbei beschreiben die Indizes i und j die Basisline, $\mathcal{G}_{ij}(t)$ ist der komplexe *Gainfaktor* für die Basislinie, $\epsilon_{ij}(t)$ ist ein komplexer *Offset* und $\eta_{ij}(t)$ beschreibt ein komplexes stochastisches Rauschen. Der Gainfaktor setzt sich aus den komplexen Gainfaktoren für die Antennen zusammen.

$$\mathcal{G}_{ij}(t) = g_i g_j^*(t) = a_i(t)a_j(t)e^{i(\Phi_i(t)-\Phi_j(t))} \tag{2.16}$$

Hierbei sind $a_i(t)$ und $a_j(t)$ die Amplitudenkorrekturen und $\Phi_i(t)$ und $\Phi_j(t)$ die Phasenkorrekturen der einzelnen Antennen. Die Bestimmung der $\mathcal{G}_{ij}(t)$ für alle $n(n-1)/2$ Basislinien kann über die Beobachtung von Kalibratorquellen mit bekanntem Fluss erfolgen. Daraus lassen sich dann leicht die n Werte der $g_i(t)$ berechnen. Die Gainfaktoren der einzelnen Antennen lassen sich auch aus den Systemtemperatur-Messungen und sogenannten Gainkurven der Einzelteleskope bestimmen. Die genaue Kalibrationsmethode ist für die verschiedenen Arten von Interferometern unterschiedlich und wird später behandelt.

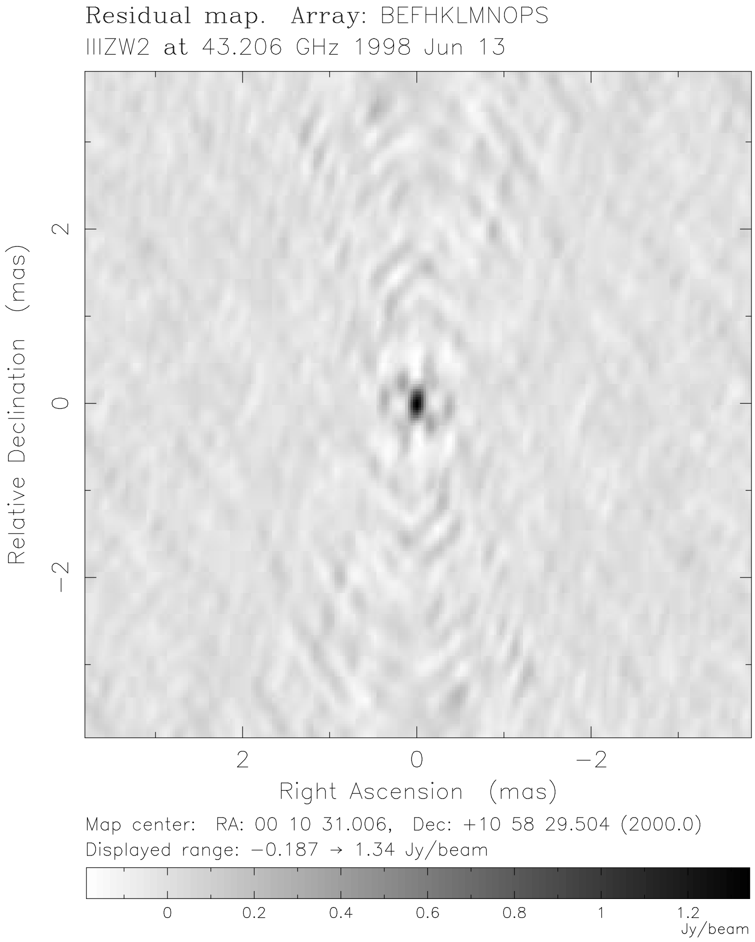

Abbildung 2.4: Dirty image einer Beobachtung von III Zw 2 mit dem VLBA. Man sieht deutlich die symmetrischen Strukturen der *point spread function*, die durch die unvollständige uv-Abdeckung verursacht werden.

2.5 Imaging und Entfaltung

Mit den kalibrierten Visibilities ist es möglich die Intensitätsverteilung zu rekonstruieren. Zunächst wird eine Fouriertransformation der uv-Daten durchgeführt. Dabei ist zu beachten, dass eine diskrete Fouriertransformation durchgeführt werden muss, da die Visibilities nur für eine endliche Anzahl von Punkten bekannt ist. Dies liefert das sogenannte *dirty image*, welches eine Faltung der wirklichen Intensitätsverteilung mit dem synthetischen Beam repräsentiert. Ein Beispiel für ein solches *dirty image* ist in Abbildung 2.4 für eine Beobachtung mit dem VLBA zu sehen. Da diese Faltung analytisch nicht umkehrbar ist, müssen numerische Algorithmen angewendet werden, um die ursprüngliche Intensitätsverteilung zu rekonstruieren. Die beiden am häufigsten benutzten Algorithmen sind der CLEAN Algorithmus, welcher auf J. Högbom (1974) zurückgeht, und die *Maximum Entropy Method* (MEM). Da die MEM in dieser Arbeit nicht verwendet wurde, wird hier nicht näher auf sie eingegangen.

Der CLEAN Algorithmus wurde für die Datenreduktion in dieser Arbeit verwendet und funktioniert nach folgendem Schema:

1. Finde die Position und den Fluss des Punktes mit der höchsten Intensität im *dirty image*.

2. Subtrahiere vom *dirty image* den synthetischen Beam an der Position des Punktes multipliziert mit dem Fluss und einem Dämpfungsfaktor γ, dem sogenannten *loop gain*.

3. Speichere die Position und den Fluss dieses Punktes in einem Modell als sogenannte CLEAN Komponente.

4. Gehe zu (1) bis der hellste Punkt des Restbildes unter einen bestimmten Grenzwert gesunken ist.

5. Falte das CLEAN-Komponenten-Modell aus (3) mit einem idealisierten CLEAN Beam.

6. Addiere die Residuen des *dirty image* zu dem *sauberen* Bild aus (5).

Um den Bereich einzuschränken, in dem der Algorithmus nach Komponenten suchen darf, werden sogenannte CLEAN Fenster gesetzt. Dies ist besonders hilfreich, wenn die Region, aus der Emission erwartet wird, bekannt ist. Nach einer vorgegeben Anzahl von Iterationen, die die Tiefe des CLEAN Algorithmus bestimmt, erhält man eine Karte, die der wirklichen Intensitätsverteilung am Himmel sehr nahe kommt.

2.6 Closure Grössen

Bei der Interferometrie gibt es bestimmte Messgrössen, die sogenannten *Closure* Grössen, die unabhängig von der Kalibration sind. Betrachtet man die Gleichungen 2.15 und 2.16, so sieht man, dass die Phase der beobachteten Visibility mit der Phasen der wahren Visibility durch

$$\tilde{\psi}_{ij}(t) = \psi_{ij}(t) + \phi_i(t) - \phi_j(t) + Rauschen \tag{2.17}$$

verknüpft ist. Definiert man nun die sogenannte *Closurephase* von drei Teleskopen durch den Ausdruck

$$\begin{aligned}\tilde{C}_{ijk}(t) &= \tilde{\psi}_{ij}(t) + \tilde{\psi}_{jk}(t) + \tilde{\psi}_{ki}(t) \\ &= \psi_{ij}(t) + \psi_{jk}(t) + \psi_{ki}(t) + Rauschen \\ &= C_{ijk}(t) + Rauschen,\end{aligned} \tag{2.18}$$

so sieht man, dass er bis auf das Rauschen die wahre Closurephase wiedergibt und damit unabhängig von Kalibrationsfehlern ist. Für ein Interferometer bestehend aus N Antennen ist es somit möglich $\frac{1}{2}N(N-1)-(N-1)$ Closurephasen zu bekommen.
Benutzt man 4 Antennen, kann man zusätzlich die sogenannte *Closureamplitude* definieren. Sie ist durch

$$\Gamma_{ijkl}(t) = \frac{|\tilde{V}_{ij}(t)||\tilde{V}_{kl}(t)|}{|\tilde{V}_{ik}(t)||\tilde{V}_{jl}(t)|} \tag{2.19}$$

gegeben. Hier kürzen sich ebenfalls bis auf das Rauschen die Gainfaktoren der Antennen heraus, so dass eine Kalibrationsunabhänige Grösse bleibt.
Diese Closuregrössen können jedoch nicht direkt benutzt werden um die Intensitätsverteilungen zu rekonstruieren. In den siebziger Jahren wurden iterative Algorithmen von Readhead & Wilkinson (1978), Cotton (1979) und Anderen entwickelt um CLEAN-Karten zu produzieren.

2.7 Selbstkalibration

Mit Hilfe der Selbstkalibration kann die Qualität einer Karte noch erheblich gesteigert werden. Hierbei wird vorrausgesetzt, dass die Fehler in der Bestimmung des komplexen *Antennengains* $g_i(t)$ die restlichen Fehler der Kalibration dominieren. Eine mögliche Fehlerquelle stellt die Atmosphäre über dem Teleskop dar. Die Atmosphäre ist bei jedem Teleskop unterschiedlich und zeitlich veränderlich und kann die Phasen der ankommenden Wellenfronten verzerren und verschieben. Dieser Effekt wird um so stärker, je kleiner die Wellenlänge wird. Die Selbstkalibration ist ein iterativer Vorgang, bei dem der uv-Datensatz $\tilde{V}_{ij}$ mit den Vorhersagen für ein Modell verglichen wird, um einen Satz von antennenspezifischen Amplituden- und Phasenkorrekturen als Funktion der Zeit zu berechnen, welche die Daten in eine bessere Übereinstimmung mit dem Modell bringen. Als Startmodell wird in der Regel eine Punktquelle oder ein schon vorhandenes CLEAN-Komponenten Modell benutzt.
Eine Methode (Schwab 1980) basiert auf der Variation der Antennegains um den Ausdruck

$$\mathcal{S} = \sum_k \sum_{\substack{i,j \\ i\neq j}} w_{ij}(t_k)|\tilde{V}_{ij}(t_k) - g_i(t_k)g_j^*(t_k)\hat{V}_{ij}(t_k)| \tag{2.20}$$

zu minimieren. Hierbei ist $\hat{V}_{ij}$ die Fourriertransformierte des Modells und w_{ij} Wichtungsfaktoren. Dazu werden ebenfalls die Closurephasen verwendet. Mit den verbesserten *Antennengains* wird dann eine neue verbesserte Karte erstellt werden, die ihrerseits wieder als Startmodell für einen neuen Selbstkalibrationszyklus verwendet werden kann. In einem *Array* mit n Elementen gibt es $n(n-1)/2$ Basislinien um die *Antennengains* zu jeder Zeit zu bestimmen. Damit ist der Selbstkalibrationsprozess wohlbestimmt, wenn die Anzahl der Antennen hinreichend gross wird.

Die Erfahrung hat gezeigt, dass es sinnvoll ist zunächst einige Zyklen Phasen-Selbstkalibration durchzuführen bevor man mit der Amplitudenkalibration beginnt. Bei der Amplitudenkalibration startet man mit einem grossen Zeitintervall, über das die Daten gemittelt werden und verkleinert es bei jeder Iteration. Dabei muss jedoch beachtet werden, dass das Signal der Quelle in dem Integrationsintervall noch deutlich über dem Rauschen liegt. Restfehler, die basislinienabhängig sind, werden jedoch nicht durch Selbstkalibration behoben und müssen separat behandelt werden.

Abbildung 2.5 zeigt ein Beispiel einer Karte ohne Selbstkalibration, mit Phasenselbstkalibration und mit Amplituden- und Phasenselbstkalibration. Es ist eine deutliche Verbesserung der Karte zu erkennen. Somit ist die Selbstkalibration ein wichtiges und mächtiges Werkzeug um die Qualität von Interferometerdaten zu verbessern.

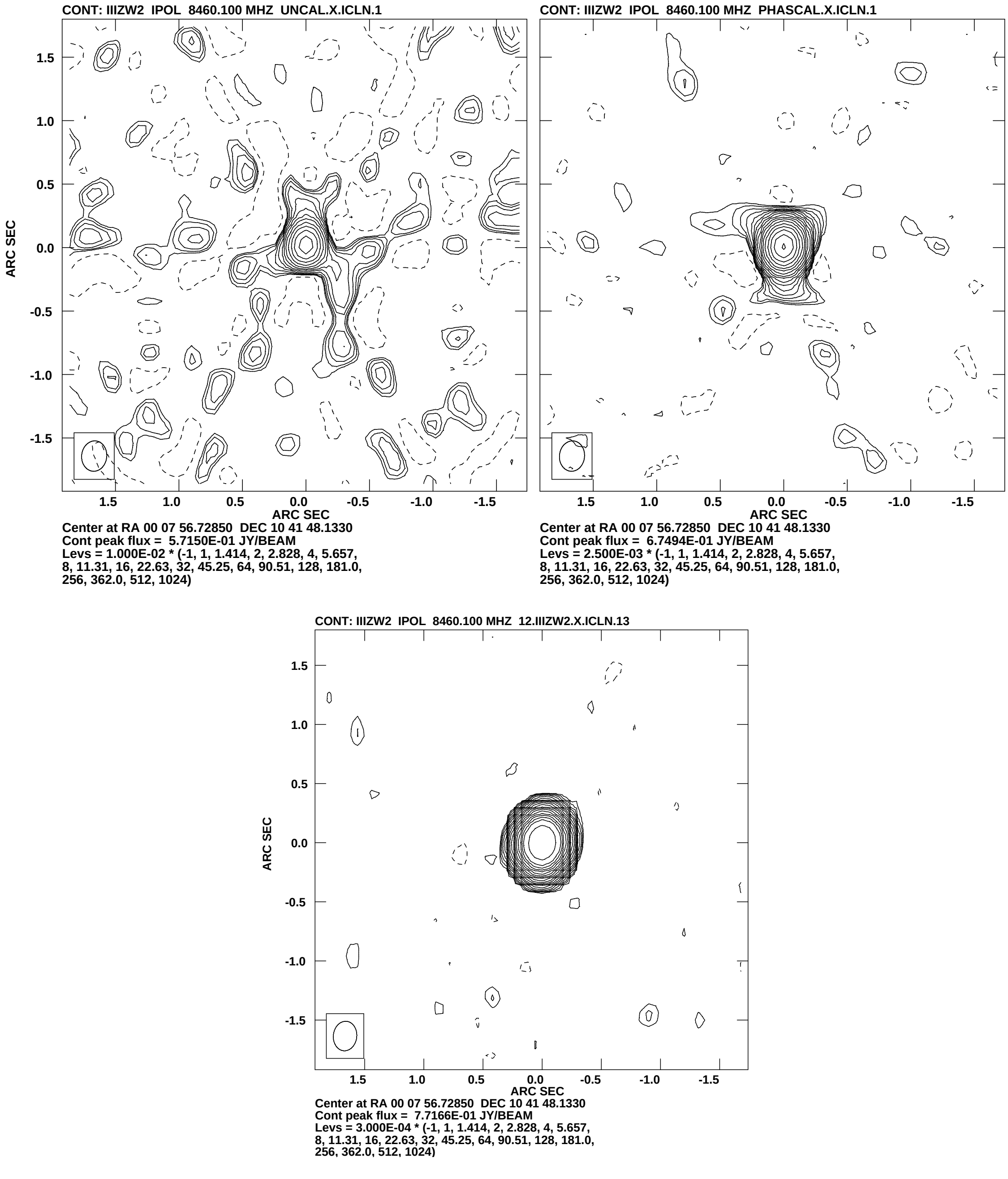

Abbildung 2.5: Karte von III Zw 2 bei 8.4 GHz mit dem VLA ohne Phasenkalibration (oben links), nach reiner Phasenselbstkalibration (oben rechts) und nach Phasen- und Amplitudenselbstkalibration (unten). Dabei ist zu beachten, dass die Konturniveaus jeweils um fast eine Grössenordnung gesunken sind.

Kapitel 3

Beobachtungen mit dem VLA

3.1 Das Very Large Array

Das **V***ery* **L***arge* **A***rray* (VLA) bei Socorro im US-Bundesstaat New Mexico ist ein Interferometer bestehend aus 27 baugleichen Radioteleskopen mit jeweils 25 Metern Durchmesser (siehe Abbildung 3.1) und wird von dem **N***ational* **R***adio* **A***stronomy* **O***bservatory* (NRAO) betrieben. Mit dem Bau des VLA wurde im April 1973 begonnen und es wurde im Januar

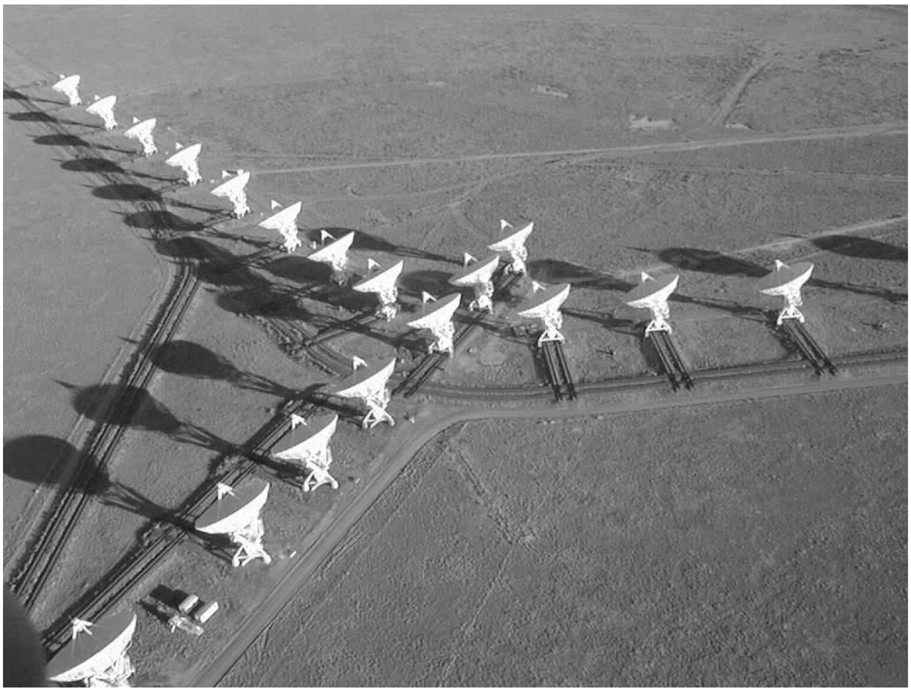

Abbildung 3.1: Luftbildaufnahme des VLA in einer kompakten Konfiguration (entnommen der VLA-Homepage: www.nrao.edu).

1981 fertiggestellt. Die Antennen sind in einer ⅄-Form angeordnet um eine möglichst komplette *uv-Abdeckung* zu bekommen (siehe z.B. Abbildung 2.1). Da die einzelnen Teleskope mit beweglichen Kränen verschoben werden können, kann das *Array* in unterschiedliche Konfigurationen gefahren werden (siehe Tabelle 3.1).
Das VLA ist mit Empfängern ausgestattet, die dem Beobachter einen grossen Wellenlängenbereich von 90 cm bis 7 mm zur Verfügung stellt. Bei 7 mm sind jedoch zur Zeit nur dreizehn Teleskope mit Empfängern ausgestattet. Die Beobachtungen können mit sieben unterschiedlichen Bandbreiten (gegeben durch $50/2^n$ MHz, mit n = 0, 1, ... 6) durchgeführt werden. Das VLA kann gleichzeitig bei zwei Frequenzen aus einem Frequenzband beobachten, vorrausgesetzt, dass die Frequenzdifferenz kleiner als 450 MHz ist. Um Polarisationsexperimente zu ermöglichen, werden die links- und rechtszirkular polarisierten Anteile der Strahlung (LCP und RCP) für jede der zwei Frequenzen getrennt empfangen. Dies ergibt insgesamt vier Datenströme, die sog. *IFs* A, B, C und D, die separat bearbeitet werden können. Die IFs A und B empfangen dabei den rechtszirkular polarisierten Anteil während die IFs C und D den linkszirkular polarisierten Anteil der Strahlung messen.
Die Daten werden vor Ort in Echtzeit korreliert und liefern die beobachteten *Visibilities*. Diese können nun kalibriert werden und zur Rekonstruktion der Intensitätsverteilung am Himmel verwendet werden.

$Konfiguration$	A	B	C	D
$B_{max}[km]$	36.4	11.4	3.4	1.03
$B_{min}[km]$	0.68	0.21	0.035	0.035
$P\ Band: 90cm$	6.0	17.0	56.0	200.0
$L\ Band: 20cm$	1.4	3.9	12.5	44.0
$C\ Band: 6cm$	0.4	1.2	3.9	14.0
$X\ Band: 3.6cm$	0.24	0.7	2.3	8.4
$U\ Band: 2cm$	0.14	0.4	1.2	3.9
$K\ Band: 1.3cm$	0.08	0.3	0.9	2.8
$Q\ Band: 0.7cm$	0.05	0.15	0.47	1.5

Tabelle 3.1: Maximale und minimale Basislinien in den verschiedenen Konfigurationen sowie die zu den einzelnen Wellenlängen gehörenden Beamgrössen in Bogensekunden (aus dem VLA Observational Status Summary).

Das VLA eignet sich hervorragend um Radiokarten des Himmels über einen grossen Frequenzenbereich und mit verschiedenen Auflösungen herzustellen. Gegenüber Einzelantennen wie z.B. Effelsberg hat es den Vorteil, das es unempfindlicher auf Wetterschwankungen reagiert. Da die Atmosphäre über jedem Teleskop unterschiedlich und voneinander unabhängig ist, fallen die Einflüsse der Atmosphäre bei der Korrelation weg. Das gleiche Argument gilt für andere Störungen, die nur die Einzelteleskope betreffen. In dieser Arbeit wurde das VLA

```
/.AF350   617
//* ***
//* *** NRAO VLA Observe Program,  Version U4.0.1, 1996.12.31
//* ***
//* *** Observation day 58,063 at 23 00 00 LST, 1999.06.22 05:09:31 MST.
//* ***
//* *** Observer
//* *** Heino Falcke                                             Phone
//* *** MPIfR Bonn                                   Office: 01149228217
//* *** Auf dem Huegel 69                During observation: 01149223415635
//* *** D-53121 Bonn
//* *** Germany
//* ***
//* *** E-Mail address
//* *** hfalcke@mpifr-bonn.mpg.de
//* ***
//* *** Observing mode(s): Continuum
//* ***
//* *** Special Instructions
//* ***
//* ***
//* ***
//* ***
//* ***
//* ***  Date Prepared: 1999.06.04 03:01:08 MST.
//* ***
//*
IIIZW2        23 10 00 00 07 56.7285 +10 41 48.133     LP       0404
//LO     -3.2    0.0
IIIZW2        23 15 00 00 07 56.7285 +10 41 48.133     CC       0000
//LO      0.0    0.0
IIIZW2        23 17 30 00 07 56.7285 +10 41 48.133     XX IR    0000
IIIZW2        23 21 30 00 07 56.7285 +10 41 48.133     XX       0000T
IIIZW2        23 25 30 00 07 56.7285 +10 41 48.133     UU       0000T
IIIZW2        23 32 30 00 07 56.7285 +10 41 48.133     KK       0000T
IIIZW2        23 39 30 00 07 56.7285 +10 41 48.133     QQ       0000T
0134+329      23 44 00 01 34 49.8264 +32 54 20.260     LP   A   0404
//LO     -3.2    0.0
0134+329      23 46 30 01 34 49.8264 +32 54 20.260     CC   A   0000
//LO      0.0    0.0
0134+329      23 49 00 01 34 49.8264 +32 54 20.260     XX IRA   0000
0134+329      23 51 00 01 34 49.8264 +32 54 20.260     XX   A   0000T
0134+329      23 53 30 01 34 49.8264 +32 54 20.260     UU   A   0000T
0134+329      23 56 30 01 34 49.8264 +32 54 20.260     KK   A   0000T
0134+329      00 00 00 01 34 49.8264 +32 54 20.260     QQ   A   0000T
```

Abbildung 3.2: Observe-File der Beobachtung vom 22.06.1999.

dazu benutzt die spektrale Entwicklung von III Zw 2 zu verfolgen.

3.2 Beobachtungen

In dieser Arbeit wurde das VLA benutzt um die spektrale Entwicklung von III Zw 2 zu verfolgen. Dazu wurden 22 Epochen im Abstand von etwa einem Monat bei jeweils sieben Frequenzen beobachtet (Tabelle 3.2). Die Beobachtungen wurden mit einer Bandbreite von 3.125 MHz im P-Band und 50 MHz in den anderen Bändern durchgeführt. Um eine genaue Kalibration des Flusses zu ermöglichen wurde zusätzlich die Kalibratorquelle 3C 48 beobachtet. Für die einzelnen Beobachtungen stand jeweils eine Stunde zur Verfügung, von der jeweils 40 Minuten für III Zw 2 und 20 Minuten für 3C 48 verwendet wurden. Um sicherzugehen, dass die Teleskope optimal ausgerichtet sind, wurden im X-Band für beide Quellen ein Pointing-Scan durchgeführt. Abbildung 3.2 zeigt ein typisches "Observe-File", welches mit Hilfe des Programms *Observe* erstellt wurde.

3.3 Vorbereitung der Daten

Die Rohdaten der VLA Beobachtungen liegen im *FITS*-Format vor. Zur Reduktion der Daten wurde das *"Astronomical Image Processing System" (AIPS)* verwendet. Dazu werden

Epoche	Datum	Konfiguration	Beobachtete Frequenzen	
1	05.09.1998	B	P,L,C,X,U,K,Q	$\surd$
2	01.10.1998	B	P,L,C,X,U,K,Q	$\surd$
3	04.11.1998	CnB	P,L,C,X,U,K,Q	$\surd$
4	24.12.1998	C	P,L,C,X,U,K,Q	$\surd$
5	08.01.1999	C	P,L,C,X,U,K,Q	$\surd$
6	22.02.1999	DnC	P,L,C,X,U,K,Q	$\surd$
7	23.03.1999	D	P,L,C,X,U,K,Q	$\surd$
8	23.04.1999	D	P,L,C,X,U,K,Q	$\surd$
9	13.05.1999	D	P,L,C,X,U,K,Q	$\surd$
10	22.06.1999	A	P,L,C,X,U,K,Q	$\surd$
11	07.07.1999	A	P,L,C,X,U,K,Q	$\surd$
12	01.08.1999	A	P,L,C,X,U,K,Q	$\surd$
13	28.08.1999	A	P,L,C,K,Q	
14	20.09.1999	A	P,L,C,X,U,K,Q	
15	18.10.1999	BnA	P,L,C,X,U,K,Q	
16	12.11.1999	B	P,L,C,X,U,K,Q	
17	05.12.1999	B	-	
18	04.01.2000	B	P,L,C,X,U,K,Q	
19	25.01.2000	B	P,L,C,X,U,K,Q	$\surd$
20	18.02.2000	CnB	P,L,C,X,U,K,Q	
21	10.03.2000	CnB	P,L,C,X,U,K,Q	
22	06.04.2000	C	P,L,C,X,U,K,Q	

Tabelle 3.2: Daten der VLA-Beobachtungen. Die Bezeichnungen CnB, DnC und BnA stehen für sogenannte Hybrid-Konfigurationen, bei denen sich der Nord-Arm des Arrays in der jeweils grösseren Konfiguration befindet. Das $\surd$-Symbol kennzeichnet die Daten, die ausgewertet wurden. Die restlichen Epochen konnten aus Zeitgründen noch nicht ausgewertet werden. Die Beobachtung am 05.12.1999 konnte wegen eines Softwarefehlers am VLA nicht durchgeführt werden.

die Daten zunächst mit Hilfe des *Tasks* **FITLOD** in AIPS eingelesen. Die Daten liegen in AIPS nun als sogenannte *Multi-source files* vor. Hier sind die uv-Daten von mehreren Objekten (z.B. Beobachtungsobjekt und Kalibratoren) gespeichert. Zu jeder dieser Dateien gehört eine Vielzahl von Tabellen, in denen wichtige Informationen für die Kalibration stehen. Die wichtigsten dieser Tabellen sind die Kalibrationstabellen (**CL**-Tabelle), die Antennenpositionen (**AN**), die Daten der beobachteten Objekte (**SU**), die Frequenztabelle (**FQ**) und Tabellen für die Lösungen der AIPS Kalibrationsroutinen (**SN**).

Da die mitgelieferten CL-Tabellen oft fehlerhaft sind wurden sie gelöscht und mit Hilfe des Tasks **INDXR** neu erstellt. Als nächstes wurde die Qualität der Daten überprüft. AIPS enhält eine Vielzahl von Tasks, mit denen man die Rohdaten betrachten und schlechte Daten für die weitere Auswertung ignorieren kann. Die wichtigsten dieser Tasks sind **UVPLT**,

UVFLG, **EDITA** und **TVFLG**. Es kommt vor, dass die Elektronik in einzelnen Antennen für bestimmte Zeiten gestört ist, dass es zu bestimmten Zeiten Interferenzen gibt oder dass ein Teil der Daten durch sonstige Fehler gestört ist. Diese Daten werden für die weitere Kalibration der Daten ignoriert. Diese *schlechten* Daten werden dann in einer neuen Tabelle, der Flag-Tabelle (**FG**) markiert. Nun sind die Daten vorbereitet für die eigentliche Kalibration.

3.4 Kalibration

Das Ziel der Kalibration ist es die beobachteten Visibilities zu eichen. Dazu müssen die Gainfaktoren g_i (vgl. Kapitel 2.4) der einzelnen Antennen bestimmt werden. Dies wird erreicht, indem man eine Kalibratorquelle mit bekanntem Fluss beobachtet. Ein idealer Kalibrator ist eine punktförmige, zeitlich nicht variable Quelle starker Intensität. Da die Visibilityfunktion einer Punktquelle eine einfache konstante reelle Zahl (d.h. die Phase ist überall Null) ist, die der Flussdichte der Quelle entspricht, kann sie einfach mit den beobachteten Daten verglichen werden. Aus diesem Vergleich können dann die Gainfaktoren der Antennen bestimmt werden.

In der Realität sind kompakte Punktquellen jedoch häufig stark variabel und eignen sich daher nicht als Flusskalibrator. Daher müssen ausgedehnte Quellen verwendet werden. In dieser Arbeit wurde zur Kalibration die Quelle 3C 48 verwendet. 3C 48 zeigt kaum Variabilität und ist zumindest für die kleineren Konfigurationen bei längeren Wellenlängen nicht aufgelöst. Zusätzlich steht sie am Himmel nur etwa 30° von III Zw 2 entfernt, was sie zur idealen primären Kalibratorquelle macht.

Für Beobachtungen bei langen Wellenlängen und kleiner Konfiguration des VLA, bei denen 3C 48 nicht aufgelöst ist, kann die Kalibration sofort durchgeführt werden. Mit dem Task **SETJY** kann die Flussdichte für den Kalibrator eingegeben werden. Dazu kann man die Flussdichte manuell eingeben oder man benutzt die in AIPS vorgegebenen Werte. Der Task **VLACALIB** bestimmt nun die Gainfaktoren der einzelnen Antennen. Diese Gainfaktoren gelten zunächst nur für den Kalibrator. Wenn man jedoch annimmt, das die Empfänger über den Zeitraumder Beobachtung stabil sind, können diese Werte auch für die eigentliche Quelle – in diesem Fall III Zw 2 – übernommen werden. Dies geschieht mittels des Task **CLCAL**. Wurde der Kalibrator vor und nach der Quelle beobachtet, so können die Gainfaktoren interpoliert werden. Bei den in dieser Arbeit benutzten Daten wurde der Kalibrator jedoch nur einmal beobachtet.

Für die kürzeren Wellenlängen ist die Kalibration etwas komplizierter. Hierfür benötigt man entweder ein gutes Modell des Kalibrators, oder man beobachtetet einen zweiten, punktförmigen Kalibrator, den sogenannten Phasenkalibrator. Dieser Phasenkalibrator darf auf langen Zeitskalen variabel sein, muss für die Dauer der Beobachtung jedoch einen konstanten Fluss haben. Zunächst benutzt man nur die Antennen mit kurzen Basislinien, auf denen der Kalibrator nicht aufgelösst ist. Mit dem Task **VLACALIB** können nun die Gainfaktoren dieser Antennen bestimmt werden. Der Task **GETJY** ermöglicht es nun den Fluss des Phasenkalibrators zu bestimmen. Nun hat man eine kompakte, punktförmige Quelle, deren Fluss bekannt ist. Diese kann nun zur Kalibration wie oben beschrieben verwendet werden.

Da die Beobachtungszeit für jede Epoche auf eine Stunde begrenzt war, stand nicht genügend Zeit zur Verfügung um einen Phasenkalibrator zu beobachten. Um dennoch eine zuverlässige Kalibration zu gewährleisten, wurde ein gutes Modell von 3C 48 benötigt. Ist ein gutes Modell bekannt, so kann es für die Bestimmung der Gainfaktoren mit dem Task **CALIB** verwendet werden. Hierbei wird die Visibilityfunktion des Modells berechnet und dann mit den Daten verglichen um die Korrekturen zu bekommen.

Daher musste zunächst ein gutes Modell von 3C 48 erstellt werden. Um dies zu bekommen wurden zunächst die Gainfaktoren der inneren Antennen mit kurzen Basislinien mit dem Task **VLACALIB** bestimmt. Da die VLA-Antennen alle baugleich sind, wurde angenommen, das ihre Gainfaktoren auch ungefähr gleich sind. Deshalb wurde der Mittelwert der inneren Antennen für die äusseren Antennen übernommen. Mit diesen Gainfaktoren wurde dann eine Karte erstellt und diese als Startmodell für eine Selbstkalibration benutzt, die ein gutes Modell von 3C 48 lieferte.

So wurde mit den Daten der Beobachtung vom 05.09.1998, die in der B-Konfiguration durchgeführt wurde, ein Modell von 3C 48 für die Bänder X, U, K und Q erstellt. Diese Modelle können jedoch nicht für Beobachtungen in der A-Konfiguration verwendet werden, da dort die Auflösung grösser ist. Daher wurde bei der Beobachtung am 07.07.1999, bei der eine halbe Stunde mehr Zeit zur Verfügung stand und in A-Konfiguration durchgeführt wurde, zusätzlich der Phasenkalibrator 0133+476 jeweils vor und nach der Beobachtung von 3C 48 für die Bänder K, U und Q beobachtet. Leider gab es an diesem Tag starken Regen (*Thundershower*), so dass die Q-Band Daten, die am stärksten Wetterabhängig sind, unbrauchbar waren. Auch ein späterer Versuch vom 28.08.1999 ein gutes Modell im Q-Band zu bekommen schlug fehl, da die Beobachtung wegen eines Absturzes der VLA-Software nicht durchgeführt werden konnte. Bei einer früheren Beobachtung vom 21.05.1998, ebenfalls in A-Konfiguration, wurde 3C 48 mit dem Phasenkalibrator 2150+173 im L- ,C- und X-Band beobachtet. Somit konnte ein Modell von 3C 48 für alle Wellenlängen ausser dem Q-Band in A-Konfiguration erstellt werden.

Bei den ersten drei Epochen befand sich das VLA in B bzw. CnB Konfiguration. Im L- und C-Band ist 3C 48 nicht aufgelösst und die Kalibration konnte daher direkt durch **VLACALIB** erfolgen. Für die Bänder X, U, K und Q wurde dagegen im Task **CALIB** das jeweilige Modell vom 05.09.1998 verwendet. Die nächsten sechs Epochen vom 24.12.1998 bis zum 13.05.1999 wurden alle in C-, DnC- oder D-Konfiguration beobachtet. Für diese Konfigurationen wird bei keiner Wellenlänge ein Modell benötigt und die Kalibration konnte ebenfalls sofort durch **VLACALIB** erfolgen. Die Epochen vom 22.06.1999 bis zum 01.08.1999 wurden in A-Konfiguration beobachtet, und zur Kalibration wurden die Modelle vom 07.07.1999 und 21.05.1998 verwendet. Die Epoche vom 25.01.2000, bei der sich das VLA in B-Konfiguration befand, wurde ebenfalls mit den Modellen vom 07.07.1999 und 21.05.1998 kalibriert.

3.5 Imaging, CLEAN und Selbstkalibration

Nachdem die Gainfaktoren der Antennen mit **VLACALIB** oder **CALIB** bestimmt und durch **CLCAL** für III Zw 2 interpoliert wurden, kann die Intensitätsverteilung rekonstruiert werden. Dazu wurde zunächst das *dirty image* aus den kalibrierten Visibilities berechnet. Dabei wurde *uniform weighting* benutzt. Beim *uniform weighting* werden Datenpunkte mit dem Kehrwert der lokalen Dichte in der uv-Ebene gewichtet (d.h. Datenpunkte, die sich in einem schlecht abgedeckten Bereich der uv-Ebene befinden werden stärker gewichtet).
Der Task **IMAGR** erstellt das *dirty image* und führt den CLEAN- Algorithmus durch. Dazu wurden CLEAN-Boxen gesetzt, die den Bereich des Bildes einschränken, in dem nach Emission gesucht wird. Die CLEAN-Box wird bei den ersten CLEAN-Schritten sehr klein gewählt und langsam bei jeder weiteren Iteration vergrössert. Beim CLEANen wurden in der Regel 2000 Iterationen bei einem *loop gain* von 0.1 durchgeführt.
Nachdem der CLEAN-Algorithmus durchgelaufen ist, kann die so entstandene Karte als Startmodell für einen Selbstkalibrationszyklus verwendet werden. Dazu wendet man den Task **CALIB** erneut an und benutzt die erste Karte von III Zw 2 um sie mit den Rohdaten zu vergleichen und die Gainfaktoren anzupassen. Mit den neuen Gainfaktoren kann man wieder eine Karte mittels **IMAGR** erstellen, die wiederum als Startmodell für einen neuen Selbstkalibrationszyklus benutzt wird. Dabei lässt man bei den ersten Schritten nur die Phase der Gainfaktoren variieren, bis sie durch weitere Selbstkalibration nicht mehr verbessert werden können. Dann lässt man auch die Amplitude frei variieren, wobei man jedoch zunächst über einen grossen Zeitraum integriert und bei jedem neuen Selbstkalibrationsschritt die Integrationszeit verkürzt. Die Quelle III Zw 2 ist bei allen Frequenzen stark genug, um selbst bei einer Integrationszeit von 10 Sekunden ein hinreichend grosses Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu haben. Die Selbstkalibration wird durchgeführt, bis die Gainfaktoren konstant bleiben. Ein Beispiel für die Bildverbesserung durch die Selbstkalibration ist in Abbildung 2.5 zu sehen. Nach Abschluss der Selbstkalibration ist die Rekonstruktion der Intensitätsverteilung beendet und die Radiokarten können interpretiert werden.

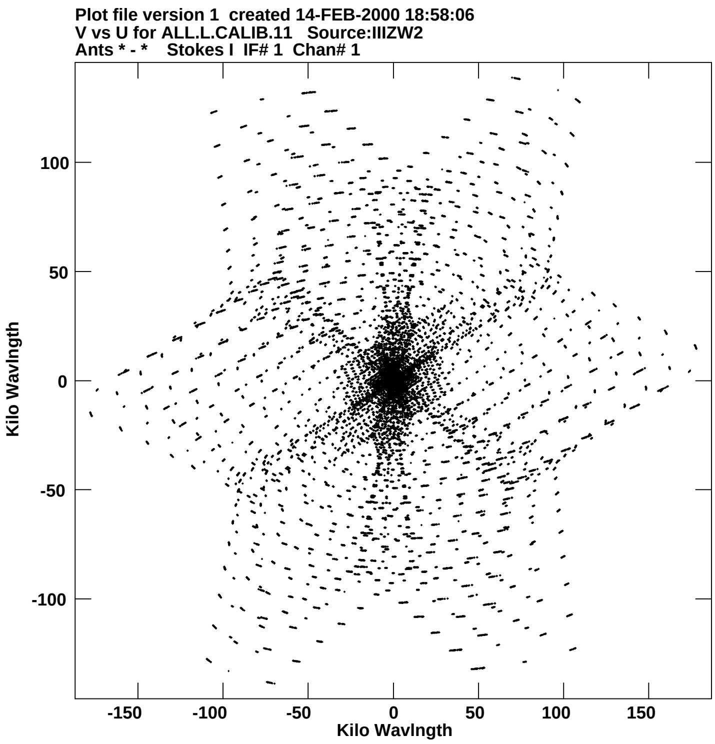

Abbildung 3.3: uv-Abdeckung des kombinierten Datensatz aus 11 Epochen.

3.6 Kombination der Epochen

Die Radioemission der Seyfert Galaxie III Zw 2 besteht aus einem hellen variablen Kern und einer zeitlich konstanten, schwachen ausgedehnten Struktur. Um diese über einige Kiloparsec ausgedehnte Struktur genauer zu Untersuchen, können die Daten der einzelnen Epochen kombiniert werden. Dazu geht man von den fertig kalibrierten Datensätzen aus. Diese kann man jedoch nicht einfach kombinieren, da der Kern variabel ist und bei jeder Epoche einen anderen Fluss besitzt. Der Task **UVSUB** ermöglicht es die zentrale Punktquelle von den uv-Daten abzuziehen, so dass nur die ausgedehnte Struktur übrig bleibt. Nun können die Daten durch den Task **DBCON** zusammengesetzt werden. Die Kombination der Daten liefert eine viel bessere uv-Abdeckung, welche in Abbildung 3.3 zu sehen ist. Nachdem die Daten zusammengefügt wurden, wurde wieder eine Punktquelle in den Datensatz eingefügt. Dieser neue Datensatz wurde dann nocheinmal selbstkalibriert.

Die Daten der Bänder L, C, X und U wurden von jeweils 11 Epochen kombiniert und die ausgedehnte Emission konnte bei allen Wellenlängen detektiert werden. Die Karten werden in Kapitel 5.1 präsentiert.

Kapitel 4

Beobachtungen mit dem VLBA

4.1 Das **V***ery* **L***arge* **B***aseline* **A***rray*

Die längsten Basislinien des VLA betragen 36.4 km. Bei einer Frequenz von 43 GHz ergibt das eine maximale Auflösung von 0.05 Bogensekunden. Um die Auflösung noch weiter zu verbessern benötigt man grössere Basislinien. Dieses Konzept wird beim **V***ery* **L***arge* **B***aseline* **A***rray* (VLBA) umgesetzt. Es besteht aus 10 baugleichen Antennen mit jeweils 25 Metern Durchmesser, die quer über die Vereinigten Staaten verteilt sind. Im Gegensatz

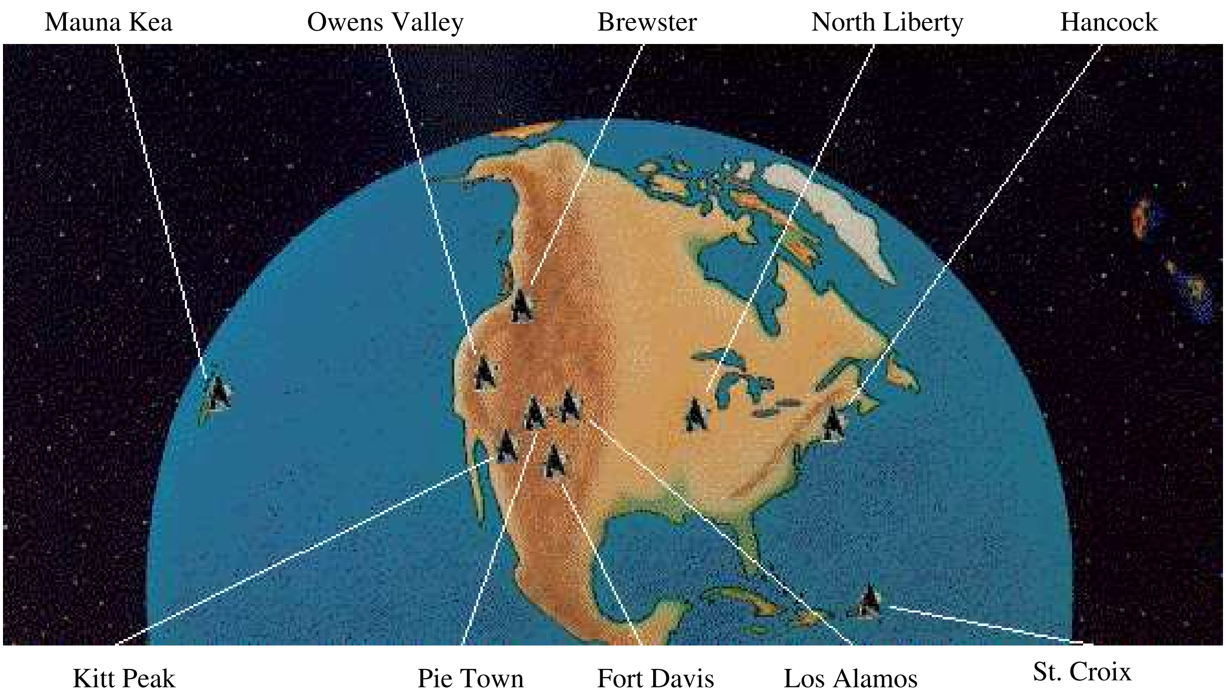

Abbildung 4.1: Positionen der 10 VLBA Antennen.

zum VLA sind beim VLBA die Basislinien jedoch viel grösser. So beträgt die kürzeste Basisline zwischen Los Alamos und Pie Town 236 km, während die längste Basislinie zwischen Mauena Kea auf Hawaii und Saint Croix auf den Jungferninseln 8611 km misst.

4.1.1 Empfänger und Datentransfer

Wie bei dem VLA sind die einzelnen Antennen mit Empfängern im Wellenlängenbreich von 90 cm bis 7 mm ausgestattet, bei denen ebenfalls die links- und rechtszirkular polarisierten Anteile der Strahlung getrennt in zwei IF's gemessen werden. Jedes dieser IF's wird dann auf acht Kanäle aufgeteilt. In den acht *base band converters* (BBC's) wird das IF Signal von jeweils einem Kanal auf die endgültigen Frequenzen (base band) gemischt. Dazu benutzt jeder BBC einen lokalen Oszillator, der von 500 bis 1000 MHz in 10 kHz-Schritten eingestellt werden kann. Jeder BBC besitzt zwei Ausgänge, die jeweils das untere und obere Seitenband ausgeben. Dies ergibt insgesamt 16 BB Kanäle. Die Bandbreiten für jeden BBC können 0.0625, 0.125, 0.25, 0.5, 1, 2, 4, 8 und 16 MHz betragen, was eine maximale Bandbreite von 64 MHz ergibt.
Die Daten werden beim VLA sofort vor Ort korreliert. Dies ist wegen der grossen Entfernungen beim VLBA jedoch nicht möglich. Daher müssen die Daten digitalisiert und auf Band gespeichert werden. Die Rate, mit der die Signale *abgetastet* werden, wird Samplingfrequenz genannt und sollte nach dem Samplingtheorem (z.B. Rohlfs & Wilson 1996 Kapitel 4.6.2) das doppelte der Bandbreite betragen. Die Digitalisierung benutzt entweder ein oder zwei Bits pro Abtastung (*two-level* und *four-level sampling*). Beim two-level sampling wird nur angegeben, ob das Signal Positiv oder Negativ ist. Beim four-level sampling wird zusätzlich angegeben, ob das Signal einen bestimmten Schwellenwert über- oder unterschreitet.

4.1.2 Korrelation

Die Daten werden mit weiteren Informationen, wie z.B. Zeitinformationen, auf Band geschrieben und zum zentralen Korrelator nach Socorro geschickt. Dort werden die gespeicherten Daten im Computer zur Interferenz gebracht. Um eine Interferenz zu ermöglichen muss das geometrische *Delay* aus Kapitel 2.3 kompensiert werden. Dazu berechnet der Korrelator mit Hilfe des Korrelatormodells, in dem die Positionen der Antennen und deren Ausrichtung und Bewegung gegenüber der Quelle gegeben sind, das geometrische *Delay*. Die berechneten *Delays* stimmen jedoch nicht ganz mit den wahren *Delays* überein, da es Fehler bei den Antennenpositionen, Quellenpositionen, dem Modell der Erddrehung und durch zusätzliche atmosphärische Störungen gibt. Um die Fehler zu kompensieren, wird das sogenannte *fringe fitting* angewendet. Dabei wird zusätzlich eine kompakte und leuchtstarke Quelle beobachtet und bei diesen Scans die Interferenzmuster (*fringes*) gesucht. Mit dem

korrigierten *Delay* erfolgt dann die eigentliche Korrelation, das berechnen der Autokorrelationsfunktion. Die Daten werden als FITS-File auf DAT-Tape geschrieben und können ausgewertet werden.
Das Auflösungsvermögen des VLBA ist durch die Entfernung der längsten Basislinien gegeben. Sie ist durch 22, 12, 5, 4.3, 3.2, 1.4, 0.85, 0.47, 0.32 und 0.17 Millibogensekunden (mas) für die Wellenlängen 90, 50, 21, 18, 13, 6, 4, 2, 1 und 0.7 cm gegeben. Dies ist etwa 300 mal kleiner als in der grössten Konfiguration des VLA und (für 0.7 cm) 600 mal besser als das theoretische Auflösungsvermögen des Hubble Space Teleskops.

4.2 Beobachtungen

In dieser Arbeit wurde das VLBA dazu verwendet strukturelle Veränderungen des Kerns von III Zw 2 zu beobachten. Dazu wurden fünf Epochen bei 15 und 43 GHz beobachtet. Eine Übersicht der Beobachtungen ist in Tabelle 4.1 zu sehen.

Epoche	Datum	Array	Beobachtete Frequenzen	Dauer	
1	16.02.1998	VLBA	15 GHz, 43 GHz	8 Stunden	$\surd$
2	13.06.1998	VLBA + Effelsberg	15 GHz, 43 GHz	8 Stunden	$\surd$
3	14.09.1998	VLBA	15 GHz, 43 GHz	8 Stunden	$\surd$
4	12.12.1998	VLBA	15 GHz, 43 GHz	8 Stunden	$\surd$
5	15.07.1999	VLBA	15 GHz, 43 GHz	4 Stunden	$\surd$

Tabelle 4.1: Daten der VLBA-Beobachtungen. Das $\surd$-Symbol kennzeichnet die Daten, die ausgewertet wurden.

Alle Beobachtungen wurden mit dem VLBA durchgeführt. Bei der zweiten Epoche vom 13.06.1998 wurde zusätzlich das 100 Meter Radioteleskop in Effelsberg benutzt. Beobachtet wurde jeweils mit einer vollen Bandbreite von 64 MHz im 256-8-2 Modus. Dies bedeutet, dass die Daten mit 256 Mbits/sec in 8 Kanälen und mit zwei-Bit Sampling aufgenommen wurden. Da die Bänder beim VLBA jedoch nur mit durchschnittlich 128 Mbits/sec beschrieben werden sollen, wurde nur die Hälfte der Beobachtungszeit genutzt (d.h. auf jeden Scan folgte eine Pause). Eine andere Möglichkeit wäre es gewesen die Digitalisierung mit dem ein-Bit Sampling durchzuführen. Dann wäre die Beobachtungen im 128-8-1 Modus erfolgt und man hätte die gesamte Beobachtungszeit kontinuierlich nutzen können. Die Erfahrung hat jedoch gezeigt, dass der 256-8-2 Modus eine grössere Empfindlichkeit ermöglicht, da durch das 2-Bit Sampling eine genauere Aufzeichnung der Daten erreicht werden kann. Ferner ist der Effekt der Atmosphäre reduziert, da man kürzere Scans verwendet.
Das Beobachtungsprogramm wurde mit Hilfe des NRAO Programms *SCHED* erstellt. Dabei wurden drei Viertel der verfügbaren Beobachtungszeit für 43 GHz und ein Viertel für die 15

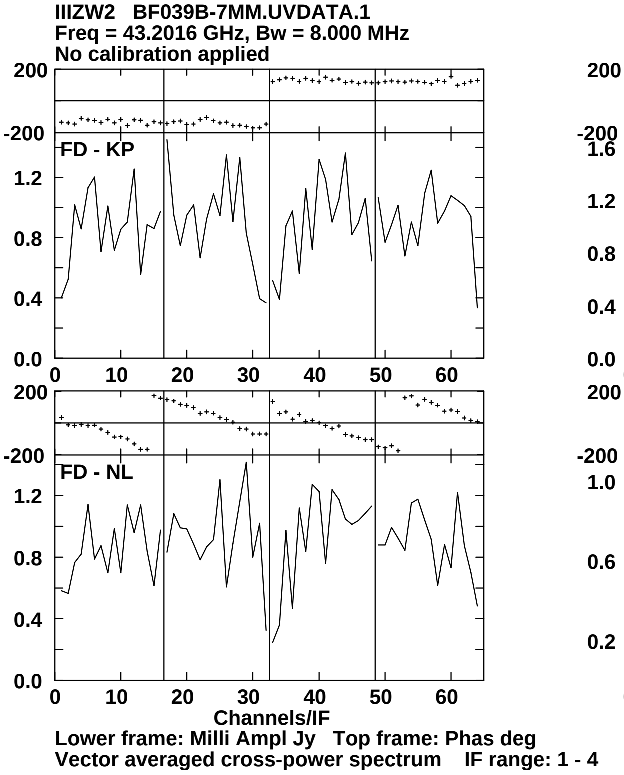

Abbildung 4.2: Ausgabe des Task **POSSM** für vier Basislinien. Die Einheiten der Amplitude sind noch wilkürlich und die Phasen zeigen starke Variationen üeber die verschiedenen Kanäle.

GHz Beobachtung verwendet. Zusätzlich wurde noch die Quelle 3C 454.3 als *Fringefinder* beobachtet.

4.3 Vorbereitung der Daten

Die grobe Kalibration der Datensätze erfolgt wie beim VLA mit dem "*Astronomical Image Processing System* (AIPS). Dazu wurden die Rohdaten mit dem Task **FITLOD** in AIPS eingelesen und liegen dort als *multi-source Files* vor. Die Kalibrationsmethoden sind für die 2 cm und 7 mm Daten identisch und werden daher im Folgenden nicht unterschieden.

Die Amplitudenkalibration erfolgt bei VLBA-Messungen nicht wie beim VLA über Kalibratorquellen, sondern durch Messungen der Systemtemperatur T_{Sys} in den BB Kanälen. Die Systemtemperaturen werden dann durch den Zenit-*Gain*, der in Kelvin/Jansky gegeben ist, dividiert und ergeben die Flussdichten. Der Zenit-Gain wird für alle Empfänger an jeder Antennen in regelmässigen Abständen gemessen. Die Systemtemperaturen und Gain-Informationen können für VLBA-Beobachtungen per ftp von dem NRAO bezogen werden. Für andere Antennen - wie z.B. Effelsberg - müssen die Informationen von den einzelnen Teleskopen beschafft werden. Der Task **VLOG** erlaubt es die Kalibrationsfiles einzulesen

und zu verarbeiten. Es werden Files für die Systemtemperaturen, Wetterinformationen, Flag-Informationen und Puls-Kalibrationsdaten erzeugt.
Mit dem Task **UVFLG** werden schlechte Datenpunkte, die in den Flag-Informationen stehen, gelöscht. Der Task **ANTAB** ermöglicht es, die Informationen über die Systemtemperaturen und die Gains in **TY**- und **GC**-Tabellen anzuordnen und den *multi-source Files* anzufügen. Die Daten können mit Tasks wie **POSSM** betrachtet und mit **EDITR, TV-FLG** und **UVFLG** editiert werden. Abbildung 4.2 zeigt ein Beispiel der unkalibrierten Daten für vier Basislinien der Antenne Fort Davis (**FD**) mit Kit Peak (**KP**), Los Alamos (**LA**), North Liberty (**NL**) und Owens Valley (**OV**). Der untere Abschnitt zeigt jeweils die Amplitude, und der obere Abschnitt die Phase an.

4.4 Kalibration

4.4.1 Amplitudenkalibration

Bevor die Amplituden kalibriert werden, muss der Task **ACCOR** benutzt werden. Hier werden mögliche Amplitudenfehler, die von der Digitalisierung stammen, behoben.
Die einzelnen Kalibrationsschritte liefern **SN**-Tabellen, in denen die Korrekturen für die Gain-Faktoren stehen. Diese **SN**-Tabellen können mit **SNSMO** *geglättet* werden um schlechte Werte zu unterdrücken. Um die Korrekturen der **SN**-Tabellen anzuwenden, werden sie durch den Task **CLCAL** in die **CL**-Tabelle übertragen. Die Amplitudenkalibration erfolgt nun über den Task **APCAL**, der die Systemtemperaturen mit der Gainkurve in Flussdichten umwandelt. Zusätzlich wurden mit diesem Task Opazitätskorrekturen durchgeführt, die Fehler durch die Atmosphäre beheben soll. Dazu werden die Wetterdaten eingelesen und es werden Startwerte für die Empfängertemperatur und die Zenit-Opazität angegeben. In einem ersten Schritt wurde dann eine mittlere Empängertemperatur und Zenit-Opazität berechnet, wobei über alle Daten gemittelt wurde. Diese Werte wurden dann als Startwerte für eine neue Berechnung mit einem kürzeren Integrationszeitraum von 30 Minuten benutzt. Damit sind die Amplituden ungefähr kalibriert. Eine genauere Kalibration wird später durch die Selbstkalibration erreicht.

4.4.2 Phasenkalibration

Nach der Korrelation können die Phasen noch grosse Fehler beinhalten. Um die Phasen zu korrigieren, werden die Tasks **PCCOR** und **FRING** verwendet. In der Regel sollen alle Daten genutzt werden, die aus den acht *base band converters* kommen. Die unabhängigen lokalen Oszillatoren für jeden BBC produzieren jedoch eine unbekannte Phasenverschiebung. Um dieses Problem zu lösen wird das sogenannte *pulse cal* System benutzt. Dabei wird dem

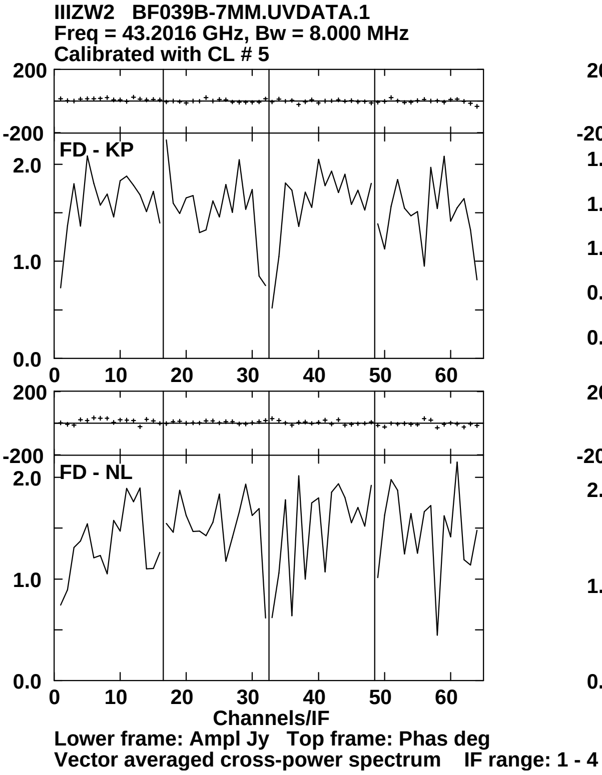

Abbildung 4.3: Daten nach der Kalibration. Die Einheit der Amplituden ist nun in Jansky angegeben und die Phasen sind einheitlich.

Signal im Empfängersystem ein zusätzlicher Spannungsimpuls versetzt. Diese Impulse dienen später als Referenzpunkte für die Phasenkalibration durch **PCCOR**. Dieser Vorgang hat jedoch aus unbekannten Gründen nur bei einer Epoche funktioniert. Die eigentliche Phasenkalibration wird durch das sogenannte *global fringe fitting* (Schwab & Cotton 1983) erreicht. Das *global fringe fitting* ist eine Verallgemeinerung der Phasen-Selbstkalibration und versucht die Unterschiede zwischen Modell Phasen und gemessene Phasen zu minimieren, indem es die instrumentellen Phasen, ihre Zeit- und Frequenzabhängigkeit variiert. So konnten auch die Phasendifferenzen in den einzelnen Kanälen, die durch **PCCOR** nicht korrigiert wurden, eliminiert werden. Ist eine Quelle zu schwach um die Interferenzmuster zu finden, so kann eine starke Quelle benutzt werden und die Lösungen auf die beobachtete Quelle angewendet werden. Abbildung 4.3 zeigt die gleichen Daten aus Abbildung 4.2 nach der Kalibration. Die Amplituden sind in Jansky angegeben und die Phasen sind über die verschiedenen Kanäle in Einklang gebracht worden. Damit sind die Daten kalibriert und können benutzt werden um Radiokarten zu erstellen und die Selbstkalibration durchzuführen. Dazu werden die Daten als FITS-Files aus AIPS rausgeschrieben und in das Caltech Programm *Difmap* (Shepherd, Pearson & Taylor 1994) eingelesen.

4.5 Imaging und Selbstkalibration in Difmap

Das Programm *Difmap* eignet sich hervorragend zum editieren der Daten, zur Rekonstruktion der Intensitätsverteilung und zur Selbstkalibrierung. Nachdem die kalibrierten uv-Daten in Difmap eingelesen wurden, konnten sie mit den Befehlen **rplot** und **vplot** betrachtet und editiert werden. Hier zeigt sich einer der grossen Vorteile von Difmap gegenüber AIPS. Das Löschen schlechter Datenpunkte ist einfach durch das Anklicken mit der Maus realisiert. Um den Datensatz etwas zu verkleinern und somit eine schnellere Bearbeitung zu ermöglichen wurden die uv-Daten zeitlich gemittelt. Für die 2 cm Daten wurde über 20 Sekunden gemittelt und die stärker von Wetterschwankungen abhängigen 7 mm Daten wurden über 5 Sekunden gemittelt.

Nachdem die Daten gemittelt und *gesäubert* wurden, können sie nun selbstkalibriert werden um das Modell an die Daten anzupassen. Dazu beginnt man mit dem Modell einer Punkquelle und führt eine Phasen-Selbstkalibration durch. Dies übernimmt der Befehl **startmod**. Dieser Datensatz kann mit dem Befehl **mapplot** Fourriertransformiert werden und liefert das *dirty image*. Ein Beispiel eines solchen *dirty image* war schon in Abbildung 2.4 zu sehen. Dort können nun die CLEAN-Fenster gesetzt werden, in denen der CLEAN-Algorithmus nach Emission suchen soll. Der Befehl **clean** führt diesen Algorithmus durch und liefert die rekonstruierte Karte, wobei die Anzahl der Iterationen und der *loop gain* variiert werden kann. Nach dem CLEANen erhält man eine Radiokarte, die wiederum als Startmodell für eine neue Selbstkalibration benutzt wird. Zunächst wurden einige Schritte Phasen-Selbstkalibration mit anschliessendem CLEANen durchgeführt.

Die Phasen-Selbstkalibration liefert ein recht gutes Modell, mit dem man Amplituden- und Phasen-Selbstkalibration durchführen kann. Dazu beginnt man mit einem grossen Integrationsintervall und verkleinert es bei jeder Amplituden-Selbstkalibration. Zwischen den Amplituden-Selbstkalibrationen werden einige Phasen-Selbstkalibrations- und CLEAN-Zyklen eingefügt. Die Amplituden-Selbstkalibration wurde bis zu Integrationsintervallen von 1 Minute durchgeführt. Abbildung 4.4 zeigt die zeitliche Entwicklung der Messdaten einer Basisline und das zugehörige Modell.

Bei allen Epochen gab es Antennen, deren uv-Werte auf allen Basislinien deutliche Abweichungen von den restlichen Daten gezeigt haben. Um dennoch mit diesen Daten arbeiten zu können, wurden die Daten dieser Antennen zunächst ignoriert und ein Modell ohne sie erstellt. Dieses Modell wurde danach als Startmodell für eine Amplituden-Selbstkalibration verwendet, nachdem die Daten der schlechten Antenne wieder hinzugefügt wurden. Bei dieser Kalibration wurden die restlichen Antennen als *gut* angesehen, und ihre Gainfaktoren nicht mehr verändert. So konnten die schlechten Antennen auf das Niveau der übrigen Teleskope skaliert werden.

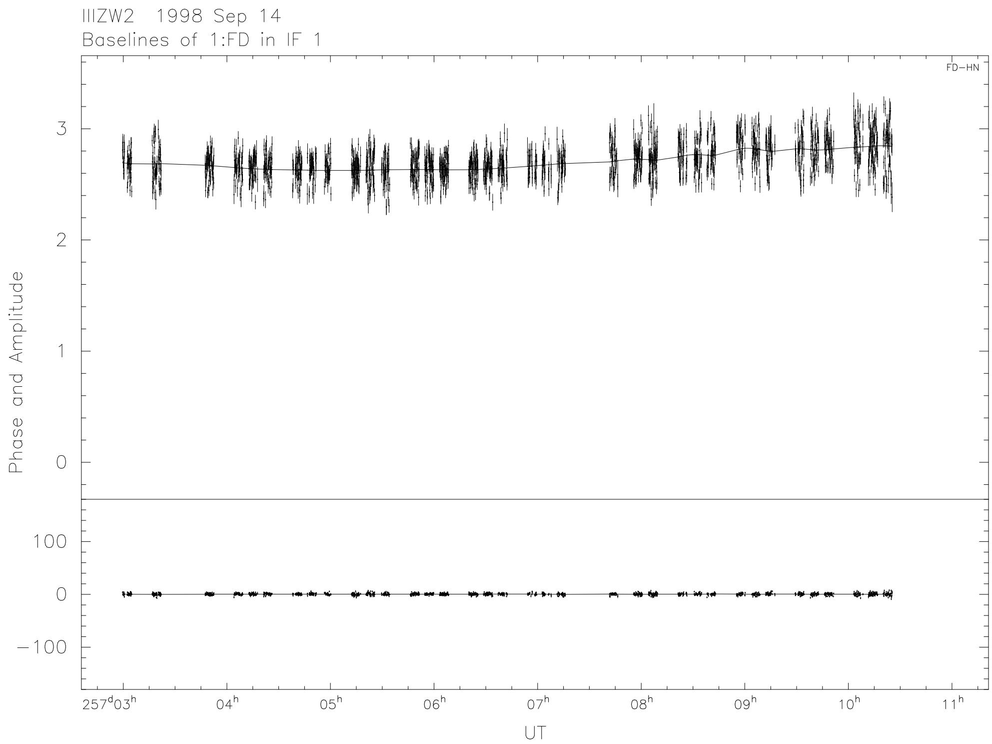

Abbildung 4.4: Zeitliche Entwicklung der Amplitude und der Phase für die Basislinie Fort Davis - Hancock. Die durchgezogene Linie stellt das aktuelle Modell dar. Es ist zu sehen, das Modell und Daten sehr gut übereinstimmen.

Damit ist die Kalibration abgeschlossen und die fertigen Radiokarten können mit dem Befehl **mapplot cln** ausgegeben werden. Die Ergebnisse sind in Kapitel 5.4 präsentiert.

Kapitel 5

Resultate

5.1 Die ausgedehnte Emission von III Zw 2

III Zw 2 besitzt einen kompakten Kern und eine schwache ausgedehnte Struktur. Diese wurde von Unger et al. (1987) bei 1.4 GHz entdeckt und später bestätigt (Kukula et al. 1999; Falcke et al. 1999). Um diese ausgedehnte Struktur genauer untersuchen zu können, wurden die Rohdaten von insgesamt 11 Epochen zusammengefasst und kartiert. Eine genauere Beschreibung dieses Vorganges ist in Abschnitt 3.6 gegeben. Ein Beispiel einer solchen Karte ist in Abbildung 5.1 zu sehen. Hier ist neben der kompakten Kernkomponente deutlich ein unkollimierter Jet zu erkennen, der zunächst westlich aus dem Kern austritt und auf einer gebogenen Bahn 15.6″ oder 23.2 Kiloparsek südwestlich des Kerns in einem Hotspot endet. Nordöstlich des Kerns ist ein schwächerer zweiter Hotspot zu erkennen, der 21.9″ oder

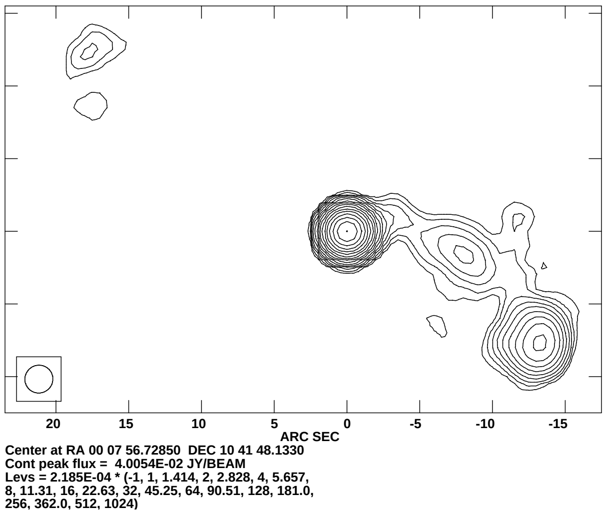

Abbildung 5.1: 1.4 GHz Karte von III Zw 2. Die Karte ist eine Kombination von 11 Epochen. Die Beamgrösse beträgt 1.93×1.91 Bogensekunden bei einem Positionswinkel (P.A.) von -55.48°. Die uv-Abdeckung dieser Karte war in Abbildung 3.3 zu sehen.

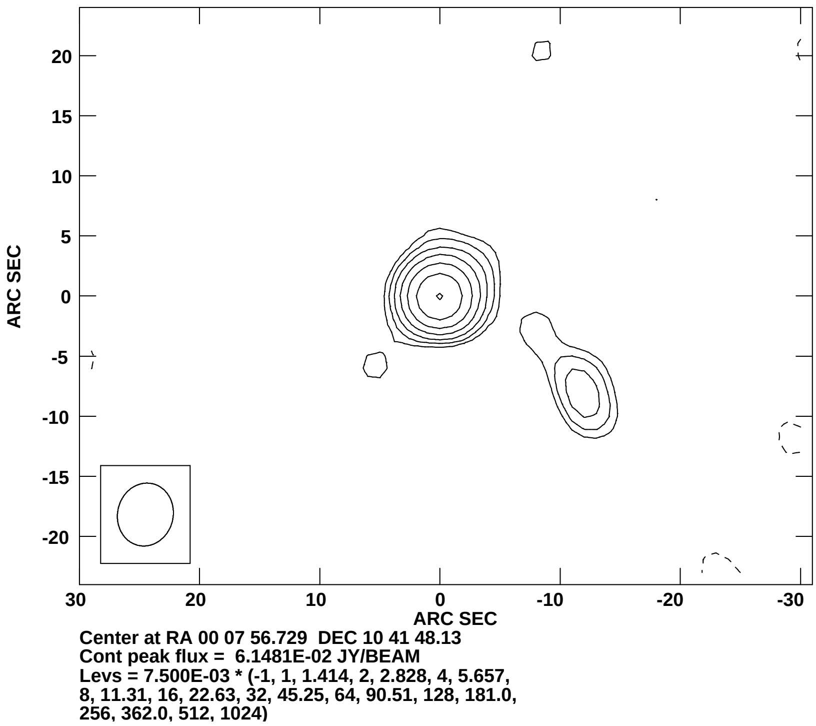

Abbildung 5.2: III Zw 2 bei 350 MHz. Zu erkennen ist der Kern und der helle Hotspot. Die jetförmige Verbindung ist nur angedeutet.

32.6 Kiloparsek vom Kern entfernt ist. Damit besitzt die ausgedehnte Radiostruktur von III Zw 2 eine Grösse von 56 Kiloparsek und ist viel kleiner als typische Radiogalaxien. Die hier angegebenen Grössen stellen jedoch nur einen unteren Grenzwert der wahren Grösse dar, da die räumliche Orientierung der Quelle unbekannt ist.

Um die schwache ausgedehnte Emission deutlicher hervorzuheben, wurden die Karten mit einem grösseren Beam gefaltet. Die einzelnen Hotspots scheinen auf den Karten stark strukturiert zu sein. Dies sind jedoch Artefakte die aus einer sehr kleinen Pixelgrösse resultieren. Für jede Karte wurde der gleiche Beam von 5.98×5.47 Bogensekunden bei einem Positionswinkel (P.A.) von $0°$ verwendet. Dies vereinfacht es auch, die einzelnen Karten miteinander zu vergleichen. Die Endkarten bei 1.4, 4.8, 8.4 und 15 GHz sind in den Abbildungen 5.3 bis 5.6 zu sehen. Der hellere Hotspot konnte bei allen vier Frequenzen eindeutig detektiert werden. Die jetförmige Verbindung von Kern und Hotspot ist bei 1.4, 4.8 und 8.4 GHz sichtbar. Der zweite Hotspot konnte ebenfalls bei 1.4, 4.8 und 8.4 GHz entdeckt werden. Zusätzlich ist bei 1.4 GHz ein Hinweis auf eine Verbindung zwischen dem Kern und dem zweiten Hotspot zu sehen. Diese Vebrindung ist ebenfalls bei 4.8 GHz schwach angedeutet. Um dies zu bestätigen müssen jedoch die weiteren Epochen reduziert und hinzugefügt werden.

Zusätzlich wurden noch 350 MHz-Daten von einer früheren Beobachtung vom 21.05.1998

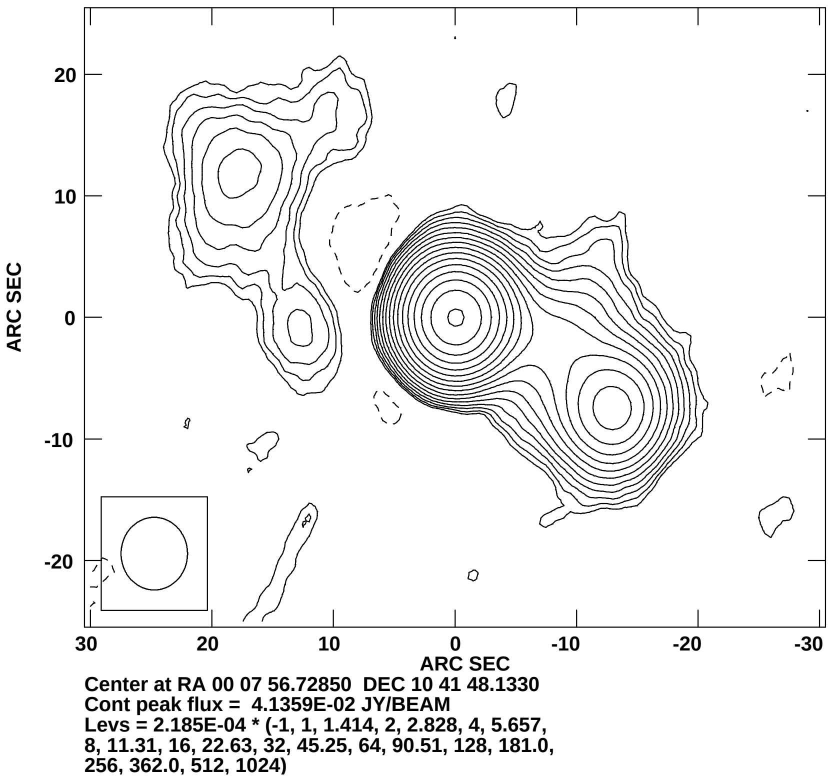

Abbildung 5.3: 1.4 GHz Karte von III Zw 2, zusammengesetzt aus 11 Epochen mit dem VLA in A, B, C und D-Konfiguration.

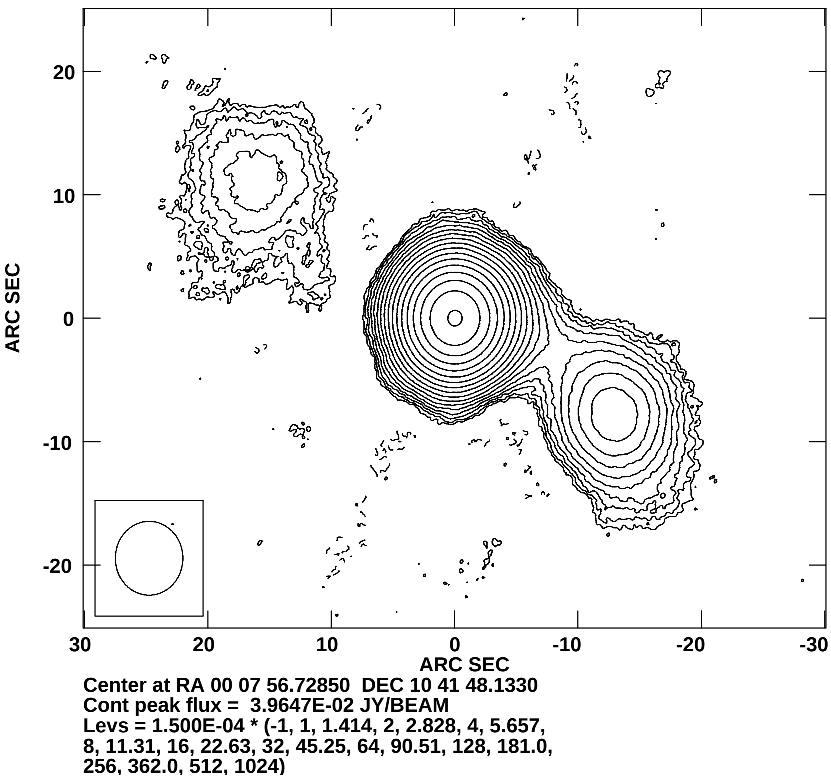

Abbildung 5.4: 4.8 GHz Karte von III Zw 2, zusammengesetzt aus 11 Epochen mit dem VLA in A, B, C und D-Konfiguration.

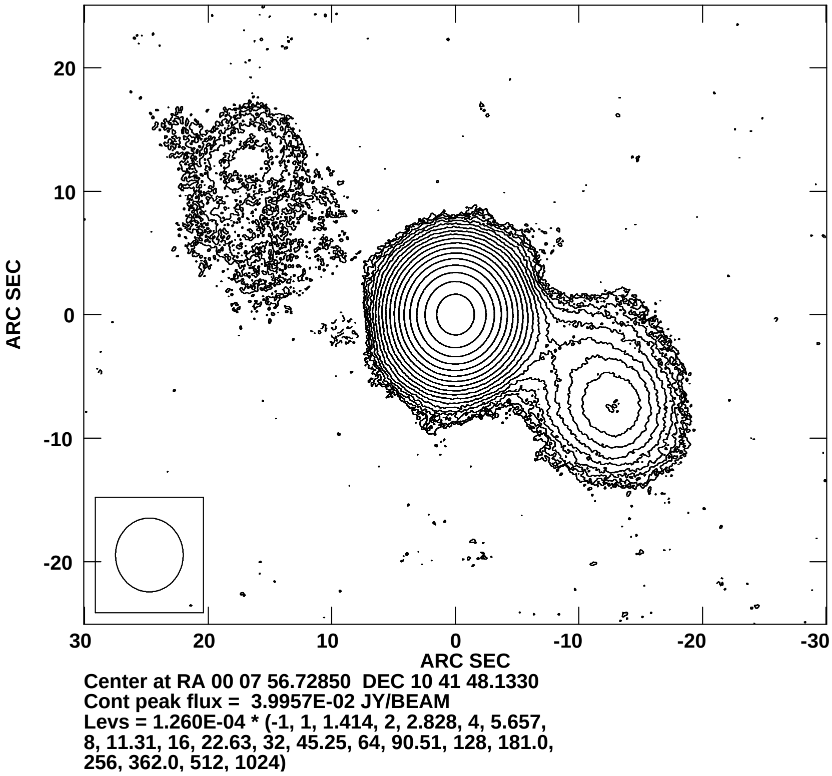

Abbildung 5.5: 8.4 GHz Karte von III Zw 2, zusammengesetzt aus 11 Epochen mit dem VLA in A, B, C und D-Konfiguration.

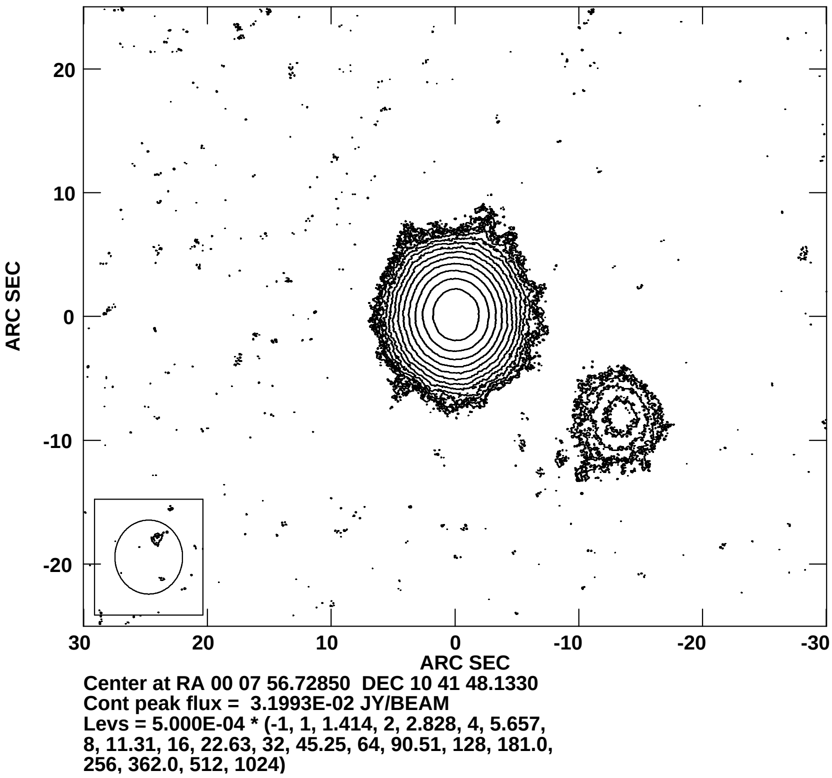

Abbildung 5.6: 15 GHz Karte von III Zw 2, zusammengesetzt aus 11 Epochen mit dem VLA in A, B, C und D-Konfiguration.

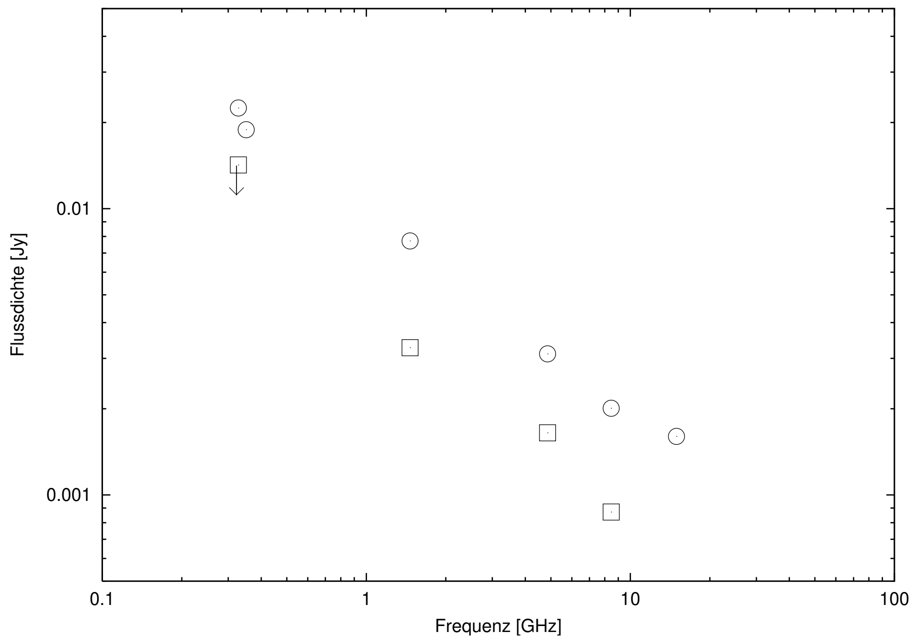

Abbildung 5.7: Spektren des süwestlichen (Kreise) und des nordöstlichen (Quadrate) Hotspots. Bei 350 MHz wurde beim schwächeren Hotspot nur ein oberer Grenzwert angegeben, da er nicht detektiert wurde. Die Spektren zeigen ein für ausgedehnte Emissionen aktiver Galaxien typisches Steilspektrum.

und 327.5 MHz Daten der Beobachtung vom 07.07.1999 ausgewertet. Da die Daten der restlichen Epochen durch starke Interferenz unbrauchbar waren, wurden sie nicht weiter ausgewertet. Die Karte vom 21.05.1998 ist in Abbildung 5.2 mit dem Originalbeam von 5.26×4.62 Bogensekunden und einem P.A. von $-13.27°$ zu sehen. Hier ist jedoch nur der Kern und der hellere der beiden Hotspots zu sehen. Der Jet, der beide Komponenten verbindet, kann nur erahnt werden.

Frequenz [GHz]	0.327	0.350	1.4	4.8	8.4	15
$S_{\nu,1}$ [mJy]	22.5	18.9	7.7	3.1	2.0	1.6
$S_{\nu,2}$ [mJy]	≤ 14	–	3.3	1.6	0.9	≤ 0.1

Tabelle 5.1: Flussdichten der beiden Hotspots der ausgedehnten Struktur von III Zw 2.

Aus den Karten ist es möglich die Flüsse der Hotspots und damit ihre Spektren zu bestimmen. Die Flussdichten sind in Tabelle 5.1 aufgeführt und die Spektren der beiden Hotspots sind in Abbildung 5.7 zu sehen.

Die Hotspots zeigen beide ein für ausgedehnte Strukturen typisches Steilspektrum mit spektralen Indices im Bereich von $\alpha = -0.572$ bis -1.15, wobei für den helleren Hotspot der

Spektralindex zwischen 327.5 MHz und 8.4 GHz bei $\alpha = -0.76$ liegt. Dies ist vergleichbar mit der Emission ausgedehnter Strukturen anderer Quellen, die typischerweise einen Spektralindex von $\alpha = -0.75$ aufweisen. Damit würde die Energieverteilung der Elektronen in den Hotspots nach Gleichung 1.11 einen Spektralindex von $p = +2.52$ aufweisen. Zwischen 8.4 GHz und 15 GHz flacht das Spektrum deutlich ab. Hierbei ist die Messungenauigkeit jedoch viel grösser, da der Hotspot bei 15 GHz nur noch schwach detektiert wurde. Bei dem schwächeren Hotspot ist der Spektralindex nicht so einheitlich, was jedoch ebenfalls auf eine grössere Ungenauigkeit bei der Bestimmung des Flusses hindeutet.

Das Spektrum des Kerns von III Zw 2 ist im Gegensatz zu den ausgedehnten Radiolobes variabel. Seine zeitliche Entwicklung wird im nächsten Abschnitt dieser Arbeit beschrieben.

5.2 Spektrale Entwicklung von III Zw 2

Am 05.09.1998 wurde III Zw 2 für diese Arbeit das erste Mal beobachtet. Es folgten bis zum Abschluss der Arbeit 20 weitere Epochen, von denen insgesamt 13 ausgewertet werden konnten. Eine genauere Beschreibung der Beobachtungen und der Datenreduktion erfolgte in Kapitel 3. Nachdem die Daten jeder einzelnen Epoche für jede Frequenz kalibriert und kartiert wurden, konnte aus ihnen der Fluss des Kerns bestimmt werden. Bei der Datenreduktion wurden insgesamt 76 Einzelkarten erstellt. Da es sich bei III Zw 2 um eine Punktquelle mit nur schwacher ausgedehnter Emission handelt und sich von Epoche zu Epoche nur die Flussdichte des Kerns ändert, werden die Einzelkarten hier nicht gezeigt.

Bei der Bestimmung der Flussdichte muss beachtet werden, dass sowohl der Kern als auch die ausgedehnte Emission, welche in Abschnitt 5.1 behandelt wurde, in der D-Konfiguration des VLA bei der Frequenz von 1.4 GHz im Beam liegen, und daher nicht getrennt gemessen werden können. Daher wurde bei diesen Epochen der gesamte ausgedehnte Fluss von 24.5 mJy bei 1.4 GHz abgezogen. Ferner ist zu beachten, dass bei der Beobachtung vom 23.03.1999 die Sonne nur etwa 10° von III Zw 2 entfernt stand. Dies hatte einen sehr starken Effekt auf die Daten (Es konnte sogar eine Radiokarte der Sonne angefertigt werden.), so dass eine zuverlässige Flusskalibration nicht möglich war.

Zuvor wurde schon von Falcke et al. (1999) ein Breitbandspektrum von III Zw 2 aufgenommen, welches in Abbildung 1.5 gezeigt wurde. Es zeigte ein typisches Synchrotronspektrum mit einer Selbstabsorbtionsfrequenz von $\nu_{ssa} = 43$ GHz. Die zeitliche Entwicklung des Spektrums über einen Zeitraum von 16 Monaten ist in Abbildung 5.8 bis 5.10 festgehalten. Zusätzlich wurde in Abbildung 5.9 ein Spektrum vom 08.06.1999 eingefügt, welches mit dem 100 m-Teleskop in Effelsberg beobachtet wurde (H. Falcke, persönliche Mitteilung). Um das Spektrum des Radio-Ausbruchs zu erhalten, wurde von den gemessenen Werten das

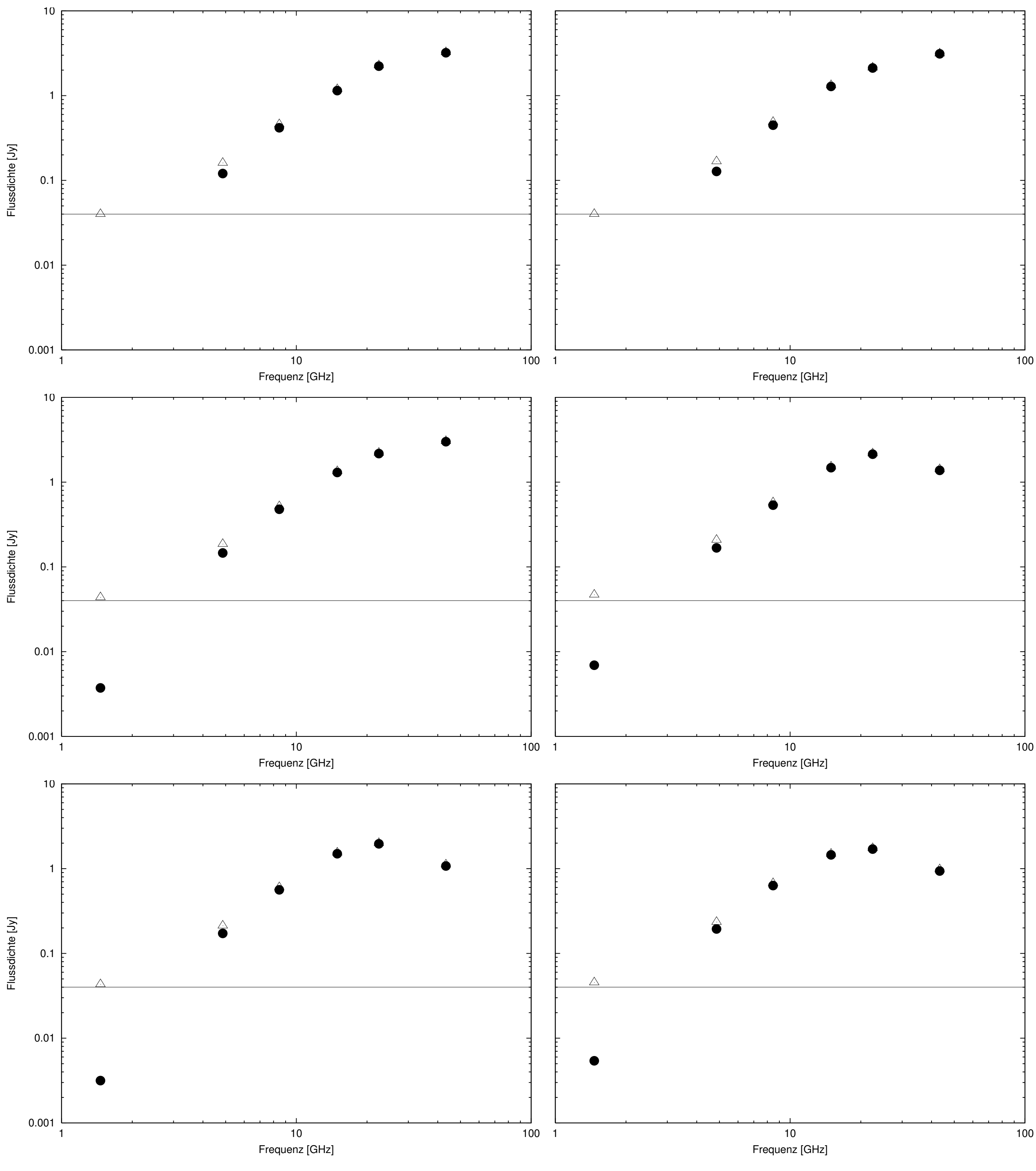

Abbildung 5.8: VLA-Spektrum vom 05.09.1998 (oben links), 01.10.1998 (oben rechts), 04.11.1998 (mitte links), 24.12.1998 (mitte rechts), 08.01.1999 (unten links) und 22.02.1999 (unten rechts). Der Peak ist zunächst konstant bei 43 GHz und fällt nach November 1998 schnell ab.

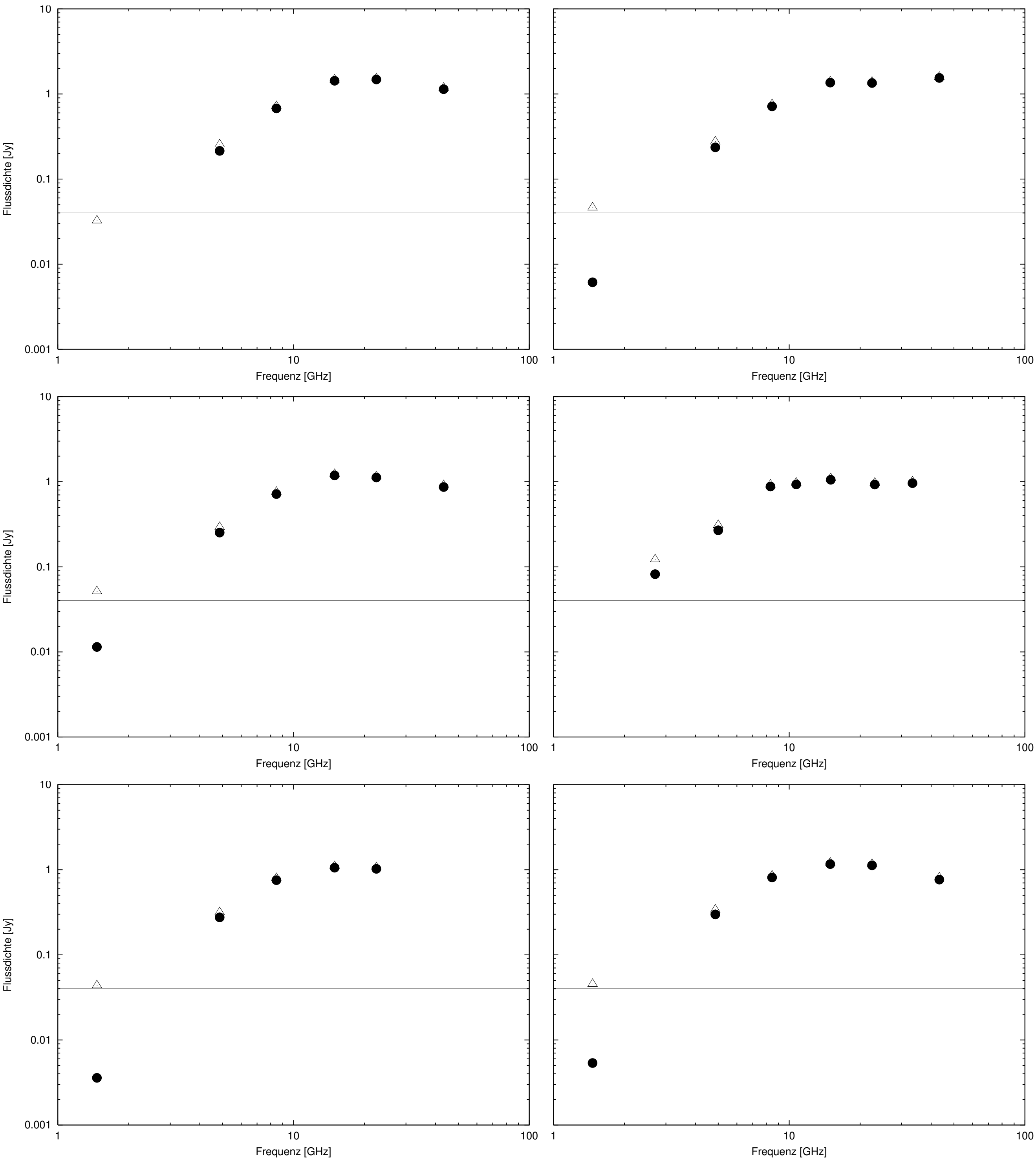

Abbildung 5.9: VLA-Spektrum vom 23.03.1999 (oben links), 23.04.1999 (oben rechts), 13.05.1999 (mitte links), das Effelsberg-Spektrum vom 08.06.1999 (mitte rechts), sowie die VLA-Spektren vom 22.06.1999 (unten links) und 07.07.1999 (unten rechts). Der Peak fällt zunächst auf 15 GHz und ändert sich danach nur noch langsam.

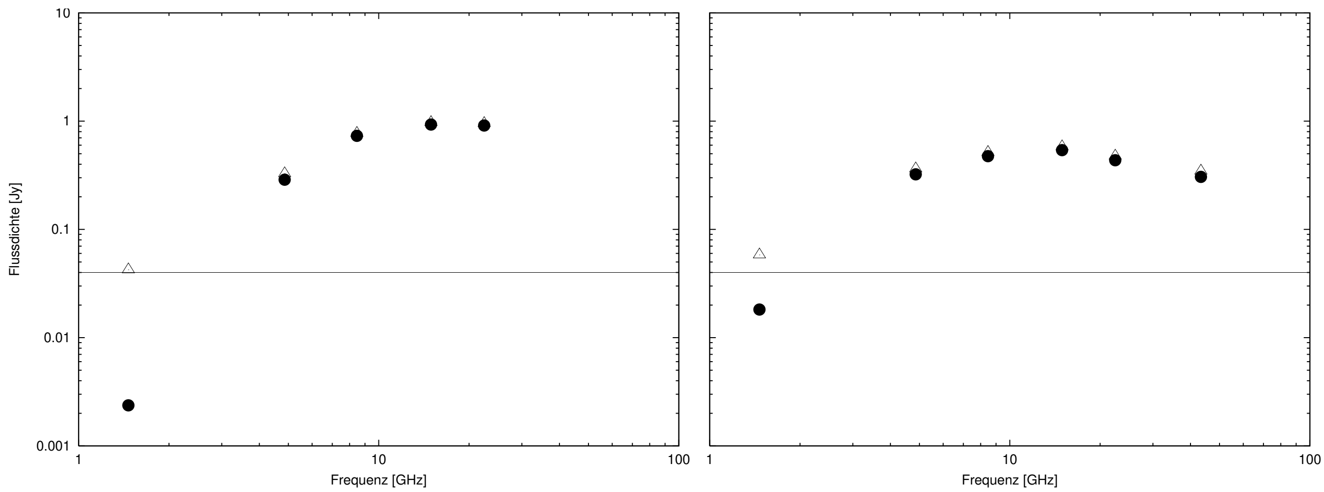

Abbildung 5.10: VLA-Spektrum vom 01.08.1999 (links) und vom 25.01.2000 (rechts).

Datum	$S_{1.4}$ [Jy]	$S_{4.8}$ [Jy]	$S_{8.4}$ [Jy]	S_{15} [Jy]	S_{22} [Jy]	S_{43} [Jy]
05.09.1998	0.040	0.161	0.458	1.19	2.27	3.24
01.10.1998	0.040	0.168	0.488	1.33	2.14	3.13
04.11.1998	0.044	0.186	0.518	1.34	2.21	3.04
24.12.1998	0.047	0.208	0.576	1.52	2.18	1.42
08.01.1999	0.043	0.212	0.603	1.54	2.00	1.12
22.02.1999	0.045	0.234	0.672	1.50	1.74	0.98
23.03.1999	0.032	0.254	0.717	1.47	1.52	1.18
23.04.1999	0.046	0.276	0.755	1.40	1.39	1.58
13.05.1999	0.051	0.292	0.757	1.23	1.15	0.91
22.06.1999	0.044	0.315	0.795	1.10	1.06	–
07.07.1999	0.045	0.339	0.852	1.20	1.17	0.81
01.08.1999	0.042	0.328	0.772	0.97	0.95	–
25.01.2000	0.058	0.363	0.515	0.58	0.48	0.35

Tabelle 5.2: Mit dem VLA gemessene Flussdichten des Kerns von III Zw 2.

flache Ruhespektrum von 40 mJy abgezogen. In den einzelnen Abbildungen sind die Dreiecke die gemessenen Werte, die durchgezogene Linie stellt den Ruhefluss von 40 mJy dar, während die Kreise das Ausbruchs-Spektrum anzeigen. In Tabelle 5.2 sind die gemessenen Flussdichten der VLA-Beobachtungen aufgeführt.

Die spektralen Indices des Ausbruchsspektrums zwischen je zwei Frequenzen sind in Tabelle 5.3 angegeben und ihre zeitliche Entwicklung ist in Abbildung 5.11 zu sehen. Dabei ist $\alpha_{\nu_1-\nu_2}$ jeweils der Spektralindex zwischen den Frequenzen ν_1 und ν_2. Da der 1.4 GHz Fluss bis auf die letzte Epoche sehr nahe bei dem Ruhefluss von etwa 40 mJy lag, wirkt sich ein sehr kleiner Messfehler des Flusses sehr stark auf den Spektralindex $\alpha_{1.4-4.8}$ aus. Daher war es hier nicht möglich einen zuverlässigen Wert anzugeben.

Datum	$\alpha_{1.4-4.8}$	$\alpha_{4.8-8.4}$	$\alpha_{8.4-15}$	α_{15-22}	α_{22-43}
05.09.1998	–	+2.24	+1.77	+1.63	+0.55
01.10.1998	–	+2.27	+1.85	+1.23	+0.58
04.11.1998	–	+2.14	+1.76	+1.26	+0.49
24.12.1998	–	+2.09	+1.79	+0.90	−0.67
08.01.1999	–	+2.14	+1.73	+0.66	−0.91
22.02.1999	–	+2.13	+1.47	+0.38	−0.90
23.03.1999	–	+2.07	+1.31	+0.09	−0.40
23.04.1999	–	+2.00	+1.13	−0.03	+0.21
13.05.1999	–	+1.88	+0.89	−0.14	−0.39
22.06.1999	–	+1.82	+0.59	−0.08	–
07.07.1999	–	+1.80	+0.63	−0.08	−0.59
01.08.1999	–	+1.68	+0.42	−0.05	–
25.01.2000	+2.40	+0.70	+0.23	−0.53	−0.54

Tabelle 5.3: Spektrale Indices der Ausbruchs-Spektren von III Zw 2. Da bei 1.4 GHz der Fluss bis auf die letzte Epoche fast konstant beim Ruhefluss von 40 mJy blieb, konnte hier kein Spektralindex angegeben werden.

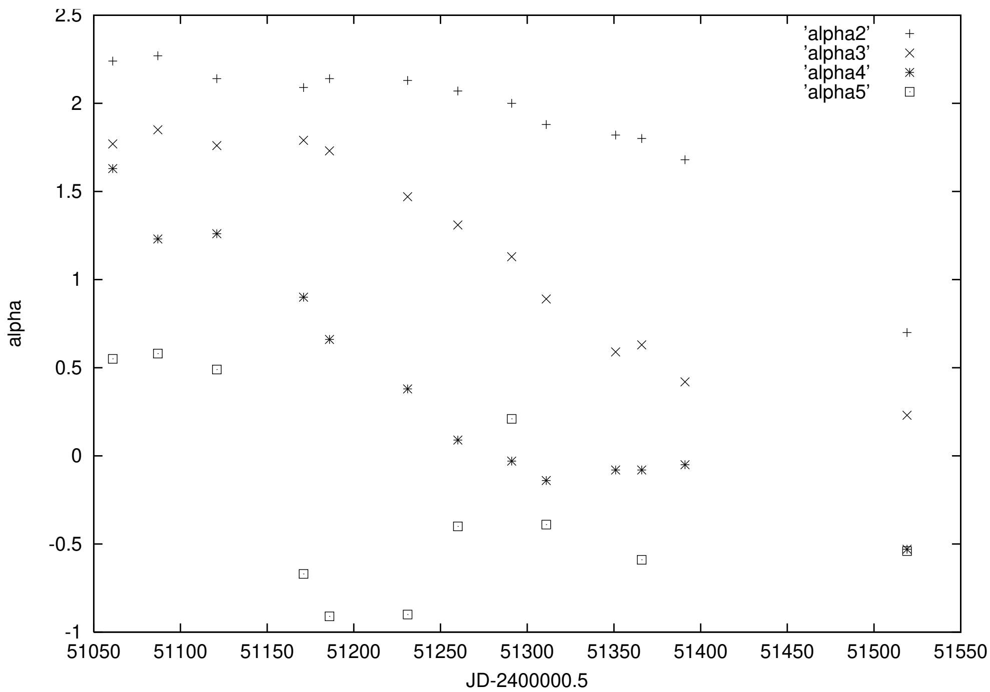

Abbildung 5.11: Zeitliche Entwicklung der Spekrtalindices. Hierbei stehen alpha2, alpha3, alpha4 und alpha5 für die $\alpha_{4.8-8.4}$, $\alpha_{8.4-15}$, α_{14-22} und α_{22-43} aus Tabelle 5.3. Es ist zu sehen, dass der Spektralindex für höhere Frequenzen schneller abfällt als bei niedrigen. Bei α_{22-43} ist ein starkes Springen der Werte zu sehen, was mit der Ungenauigkeit bei der Bestimmung der 43 GHz Flussdichte zu erklären ist.

Das Spektrum der ersten drei Epochen ähnelt dem Spektrum vom Mai 1998 aus Abbildung 1.5. Es ist deutlich invertiert, hat eine *Turnover*-Frequenz von 43 GHz und wird zu höheren Frequenzen langsam flacher. Bei niedrigen Frequenzen erreicht der Spektralindex fast den theoretischen Maximalwert von $\alpha = +2.5$ für selbstabsorbierte Synchrotronstrahlung.
Im Dezember 1998 fällt die Flussdichte bei 43 GHz dramatisch und die *Turnover*-Frequenz liegt nun bei 22 GHz. Über 22 GHz fällt das Spektrum steil mit einem Spektralindex von $\alpha_{22-43} = -0.67$ ab. Dieser Einbruch macht sich zunächst bei niedrigeren Frequenzen im Spektrum bei den Werten von $\alpha_{4.8-8.4}$ und $\alpha_{8.4-15}$ nicht bemerkbar.
In den folgenden Monaten fällt der spektrale Peak weiter ab was zur Folge hat, dass das Spektrum ebenfalls bei geringeren Frequenzen flacher wird. Zwischen dem 23.03.1999 und dem 23.04.1999 bei 15 GHz ist die Turnover-Frequenz schliesslich bis auf 15 GHz gefallen. Danach scheint das Spektrum im Bereich von 15 bis 22 GHz flach mit einem Spektralindex $\alpha_{15-22} \approx 0$ zu bleiben, während sich der optisch dicke Bereich bei niedrigen Frequenzen langsam abflacht. Der Spektralindex über 22 GHz ist nur ungenau bestimmt und scheint stark zu variieren, was jedoch mit der Ungenauigkeit bei der Bestimmung der 43 GHz Flussdichte zu erklären ist. Der spektrale Peak ändert sich nun nicht mehr stark und bleibt bis Januar 2000 oberhalb von 8.4 GHz.
In einem einfachen Jetmodell (Blandford & Königl 1979) steht die Ausdehnung des Jets R durch $\nu_{ssa} \propto R^{-1}$ mit der Selbstabsorbtionsfrequenz ν_{ssa} in Beziehung. Da die Selbstabsorbtionsfrequenz in der Zeit von Mai bis November 1998 konstant bei 43 GHz blieb, bedeutet dies, dass sich der Jet nicht oder nur sehr wenig ausgedehnt hat. Das plötzliche Abfallen des spektralen Peaks ist demnach mit einer starken Expansion des Jets zu erklären, die später abgebremst wurde.

5.3 Lichtkurven

Wie schon in Abschnitt 1.4 gesehen zeigt III Zw 2 starke Variabilität bei allen Wellenlängen. In diesem Abschnitt sollen die Lichtkurven etwas genauer beschrieben werden.
In Abbildung 5.12 ist die 22 GHz-Lichtkurve des Ausbruchs zu sehen. Dafür wurden die Metsähovi-Daten und die VLA-Flussdichtemessungen kombiniert. Die Werte stimmen bis auf den ersten VLA-Datenpunkt vom 05.09.1998 sehr gut überein. Betrachtet man diesen Datenpunkt etwas genauer, so bemerkt man, dass er auch bei den Spektren des vorherigen Abschnitt von den restlichen Messungen abweicht. So liegt der Spektralindex zwischen 15 und 22 GHz in der ersten Epoch deutlich höher als in den beiden folgenden Epochen, die ungefähr gleich sind. Dagegen verändern sich die anderen spektralen Indices während der ersten drei Epochen kaum. Verwendet man anstatt dem VLA-Fluss den gemittelten Metsähovi-Fluss von 2.03 Jy, so bekommt man dort spektrale Indices von $\alpha_{15-22} = 1.3$ und

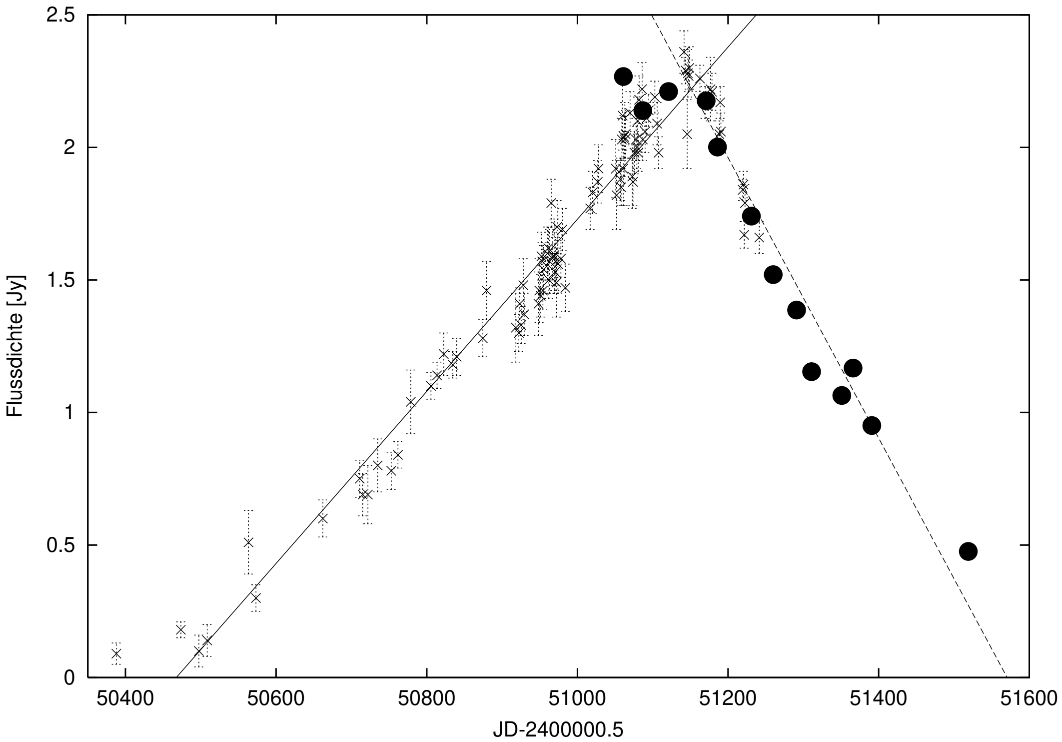

Abbildung 5.12: 22 GHz-Lichtkurve des Radioausbruchs von III Zw 2. Die schwarzen Kreise sind die VLA-Messdaten.

$\alpha_{22-43} = 0.71$, welche besser mit den übrigen Indices in Einklang stehen. Leider konnte die Ursache für diesen offensichtlichen Messfehler auch nach genauerer Untersuchung nicht gefunden werden.

Es ist deutlich zu sehen, dass der Abfall der Lichtkurve viel schneller verläuft als der Anstieg. Ein einfacher linearer Fit an die Daten liefert für das Verhältnis der Geschwindigkeiten des Anstiegs und des Abfalls einen Wert von ≈ 1.6. Dieses Verhalten eines langsamen Anstiegs welcher von einem schnelleren Abfall gefolgt wird, ist auch bei anderen Wellenlängen zu beobachten.

In den Abbildungen 5.13 und 5.14 sind die VLA-Lichtkurven der sechs ausgewerteten Frequenzen angegeben. Die 1.4 GHz Lichtkurve zeigt bis August 1999 nur sehr schwache Veränderungen. Der zu niedrige Flussdichtewert vom 23.03.1999 kann wie in Abschnitt 5.2 beschrieben als Messfehler auf Grund der Störung durch die nahe Sonne erklärt werden. Bei 4.8 GHz steigt die Flussdichte bis zur letzten Epoche kontinuierlich an. Die 8.4 GHz Lichtkurve steigt bis zum 07.07.1999 an und fällt danach steil ab. Bei 15 GHz ist das Miximum schon im Januar 1999 erreicht, während die 22 GHz Lichtkurve ihren Maximalwert bereits zwischen November und Dezember 1998 überschritten hat. Bei 43 GHz ist schliesslich der Höchstwert der Flussdichte schon vor Beginn der Beobachtungskampagne

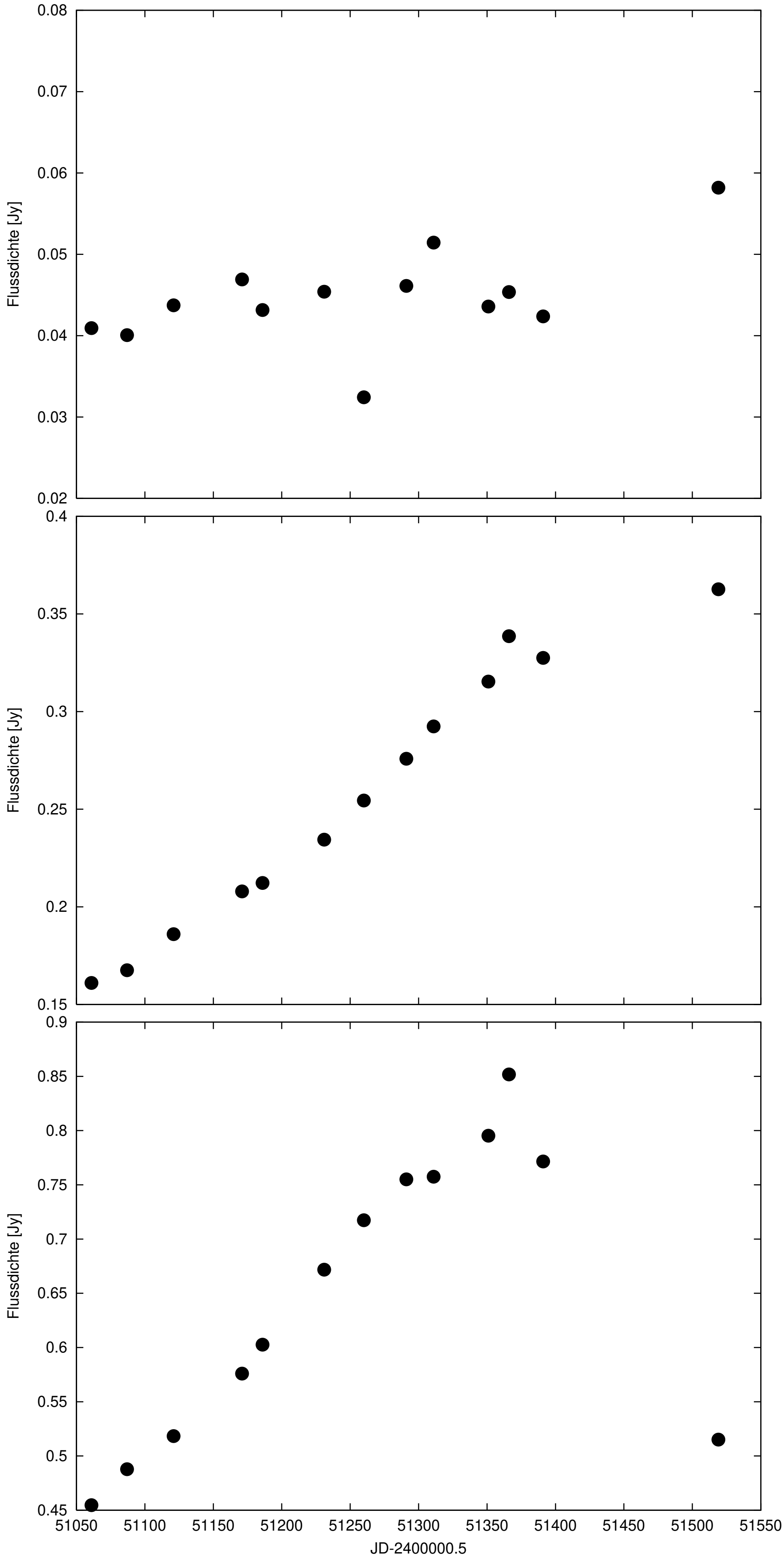

Abbildung 5.13: VLA-Lichtkurve bei 1.4 GHz (oben), 4.8 GHz (mitte) und 8.4 GHz (unten) des Radioausbruchs von III Zw 2.

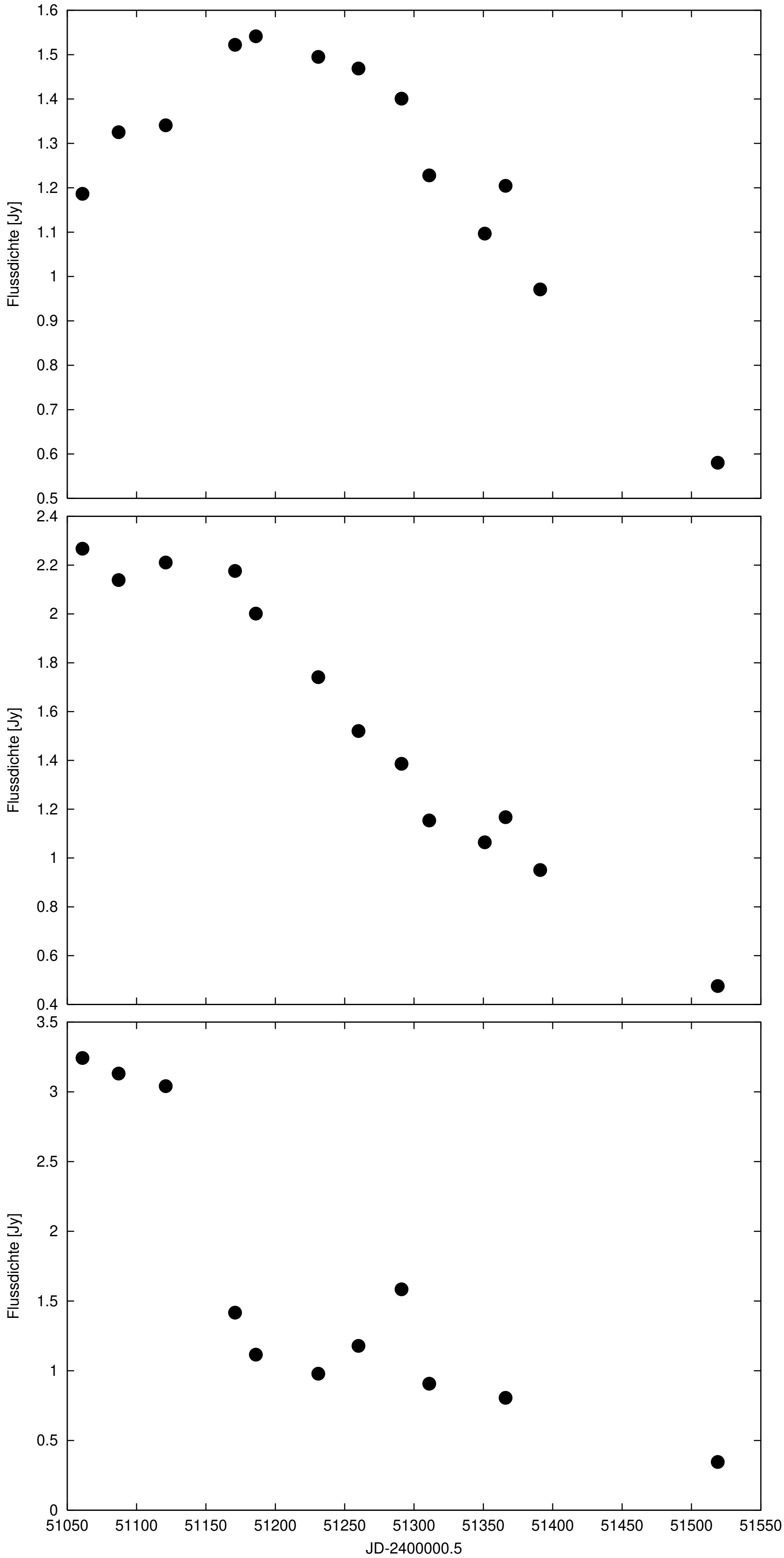

Abbildung 5.14: VLA-Lichtkurve bei 15 GHz (oben), 22 GHz (mitte) und 43 GHz (unten) des Radioausbruchs von III Zw 2.

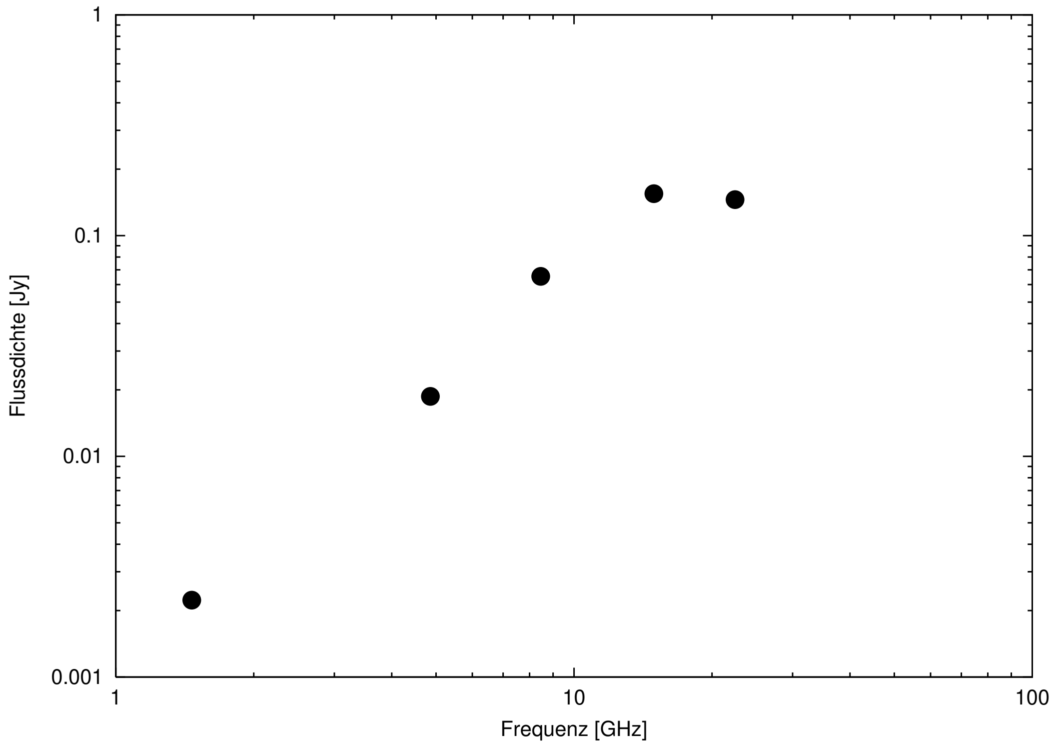

Abbildung 5.15: Spektrum des Ausbruchs vom Juli 1999.

Frequenz [GHz]	1.4	4.8	8.4	15	22
Flussdichte [Jy]	0.003	0.019	0.065	0.155	0.146

Tabelle 5.4: Flussdichten des Ausbruchs vom July 1999.

erreicht. Hier ist zu sehen, dass die Lichtkurven der hohen Frequenzen denen der niedrigen Frequenzen vorausläuft.

Ein weiteres Merkmal der Lichtkurven ist ein kleiner Ausbruch bei allen Frequenzen im Juli. Da der plötzliche Anstieg bei allen sechs Frequenzen beobachtet wurde, kann man einen Kalibrationsfehler ausschliessen. Man kann aus der vorherigen und folgenden Epoche den Fluss, den die Quelle am 07.07.1999 haben sollte interpolieren. Bildet man nun die Differenz zu den gemessenen Flussdichten, so kann man das Spektrum dieses kleinen Ausbruchs bestimmen. Das Ergebniss dieser Rechnung ist in Abbildung 5.15 und Tabelle 5.4 zu sehen.

Dieses Spektrum erreicht zwischen 4.8 und 8.4 GHz seine steilste Stelle und besitzt dort einen Spektralindex von $\alpha = 2.22$, womit es ebenfalls nahe bei dem theoretischen Wert von 2.5 für selbstabsorbierte Synchrotronstrahlung liegt. Daher kann gesagt werden, dass es sich bei diesem *Mini*-Ausbruch nicht um einen Messfehler handelt, sondern auf einen wirklichen Ausbruch zurückzuführen ist..

5.4 VLBA-Maps

Aufgrund der starken Variabilität und der dramatischen Änderung des Spektrums innerhalb weniger Monate ist anzunehmen, dass im Kern von III Zw 2 interessante physikalische Prozesse ablaufen. Wie schon in Abschnitt 5.2 beschrieben, deutet das schnelle Absinken der Selbstabsorptionsfrequenz auf eine schnelle Expansion hin. Dies muss mit hochauflösenden VLBI-Beobachtungen überprüft werden.

Frühere VLBI-Beobachtungen von III Zw 2 zeigten nur einen kompakten Kern (Falcke et al. 1996b, Kellermann et al. 1998). Die erste VLBA Epoche vom 16.02.1998 wurde schon zuvor von Falcke et al. (1999) ausgewertet und zeigt, dass der Kern bei 43 GHz aufgelöst ist. Um zu gewährleisten, dass die einzelnenen Epochen mit der gleichen Kalibrationsmethode ausgewertet wurden, wurde die erste Epoche im Rahmen dieser Arbeit nocheinmal neu reduziert. Damit sind die einzelnen Epochen besser miteinander vergleichbar.

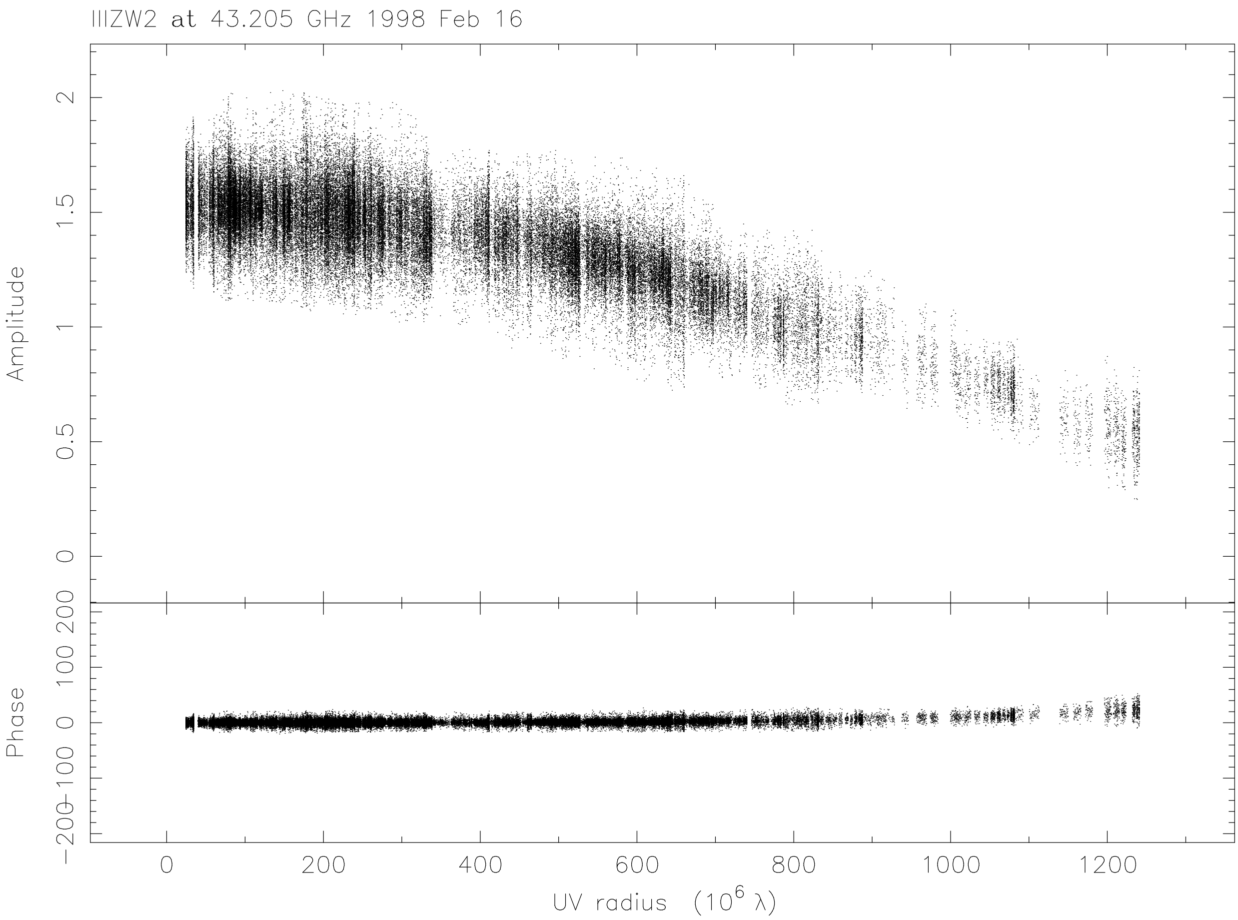

Abbildung 5.16: Visibilities gegen die Länge der Basislinie. Die Amplitude fällt deutlich auf etwa ein Drittel bei $1200M\lambda$. Dies ist typisch für eine aufgelöste Struktur.

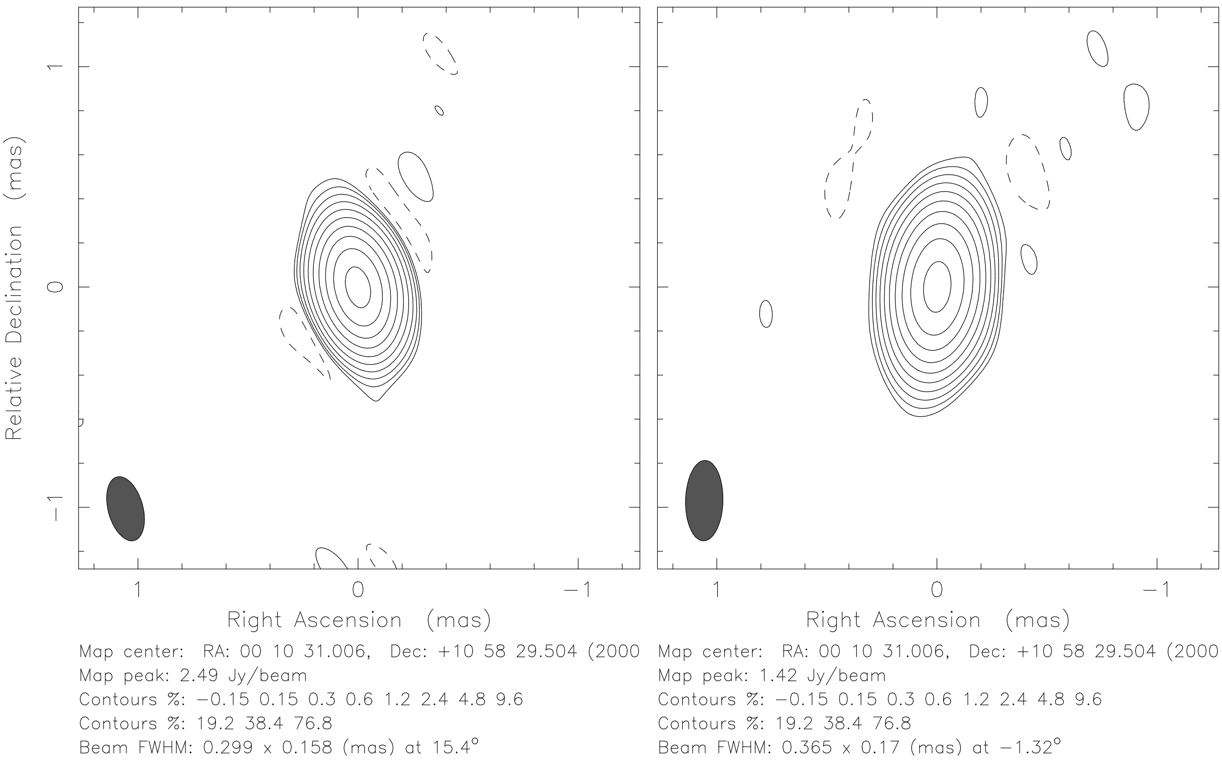

Abbildung 5.17: VLBA-Karte vom 16.02.1998 (links) und VLBA+Effelsberg Karte vom 13.06.1998 (rechts) von III Zw 2 bei 43 GHz rekonstruiert mit dem Originalbeam.

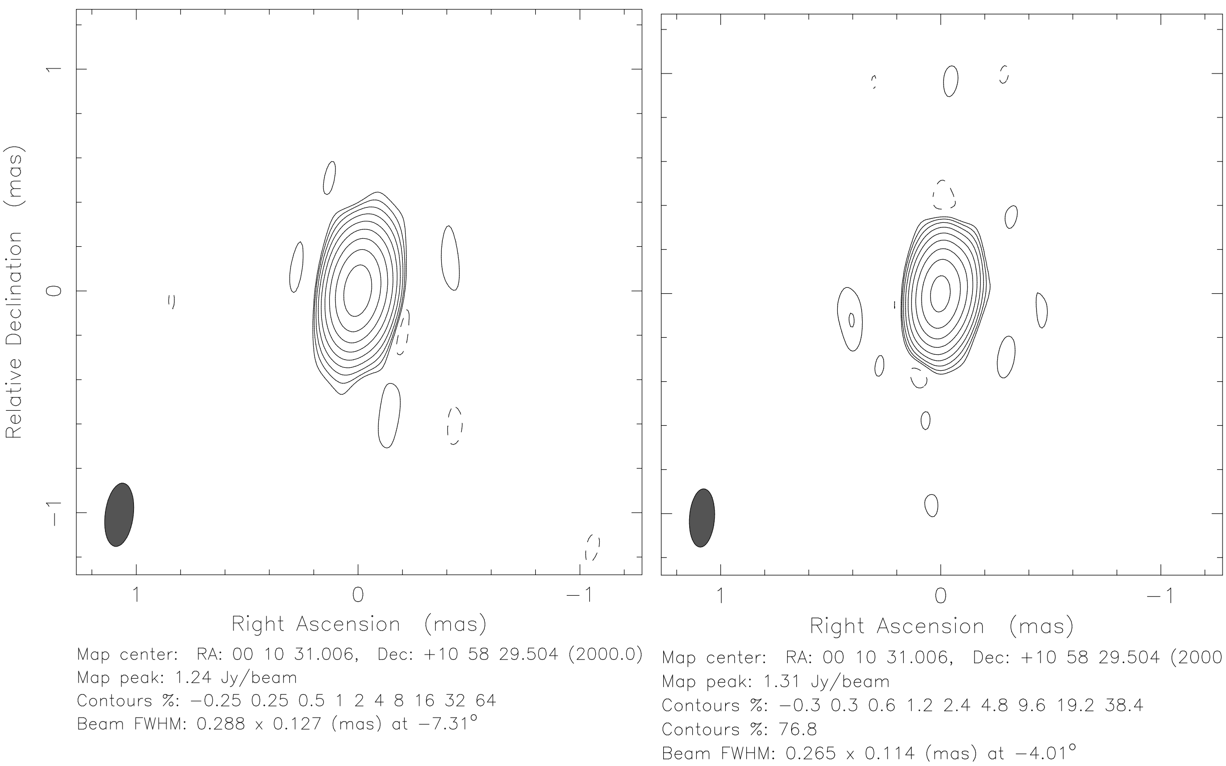

Abbildung 5.18: VLBA-Karte vom 14.09.1998 (links) und vom 12.12.1998 (rechts) von III Zw 2 bei 43 GHz rekonstruiert mit dem Originalbeam.

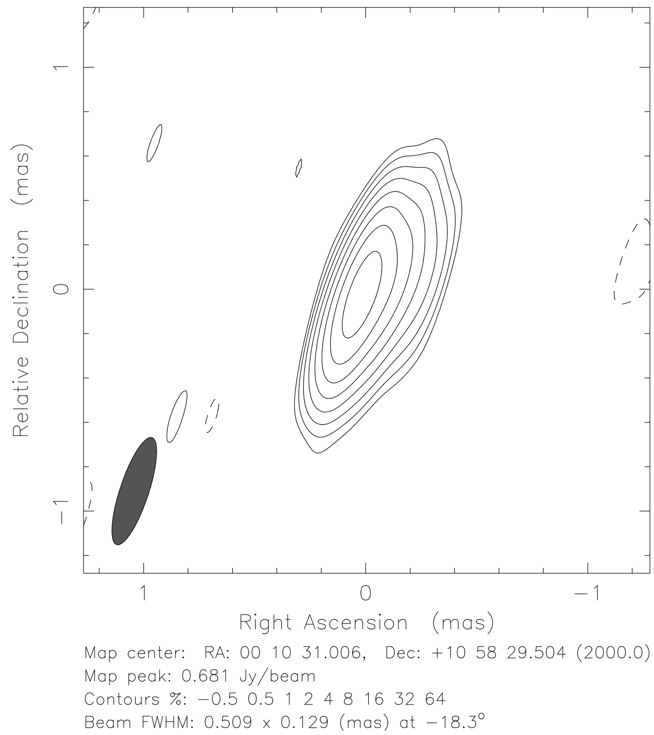

Abbildung 5.19: VLBA-Karte vom 15.07.1999 von III Zw 2 bei 43 GHz rekonstruiert mit dem Originalbeam. Es ist deutlich zu sehen, dass der Kern nach Nordwesten ausgedehnt ist.

5.4.1 43 GHz Karten

Bei 43 GHz war der Kern von III Zw 2 bei allen Epochen aufgelöst. Trägt man die Visibility als Funktion der Länge der Basislinie auf, so zeigt sich, dass die Amplitude bei langen Basislinien deutlich abfällt. In Abbildung 5.16 sind als Beispiel die Visibilities der ersten Epoche abgebildet. Die Amplituden bei einer Basislinie von 1200 $M\lambda$ Länge fallen auf etwa ein Drittel ihres Wertes bei kurzen Basislinen (*Zerospacing*-Fluss).

Die mit dem Originalbeam rekonstruierten Radiokarten nach der Selbstkalibration sind in den Abbildungen 5.17 bis 5.19 zu sehen. Die ersten vier Epochen zeigen eine sehr kompakte Struktur. Bis zu einem Level von wenigen Millijansky konnten neben dem Kern keine weiteren Komponenten entdeckt werden. Die fünfte Epoche zeigt jedoch eine deutliche Ausdehnung in nordwestliche Richtung, die vorher nicht zu sehen war. Da sich der Beam von Epoche zu Epoche sowohl in Grösse als auch Ausrichtung ändert ist es schwer die einzelnen Karten miteinander zu vergleichen. So scheint die Quelle in der vierten Epoche schon etwas ausgedehnter zu sein, was jedoch auch mit dem grösseren Beam in dieser Epoche zu erklären ist.

Um die kompakte Struktur etwas deutlicher hervorzuheben, wurden die Karten mit einem überaufgelösten kreisförmigen Beam von 0.15×0.15 Millibogensekunden rekonstruiert. Die

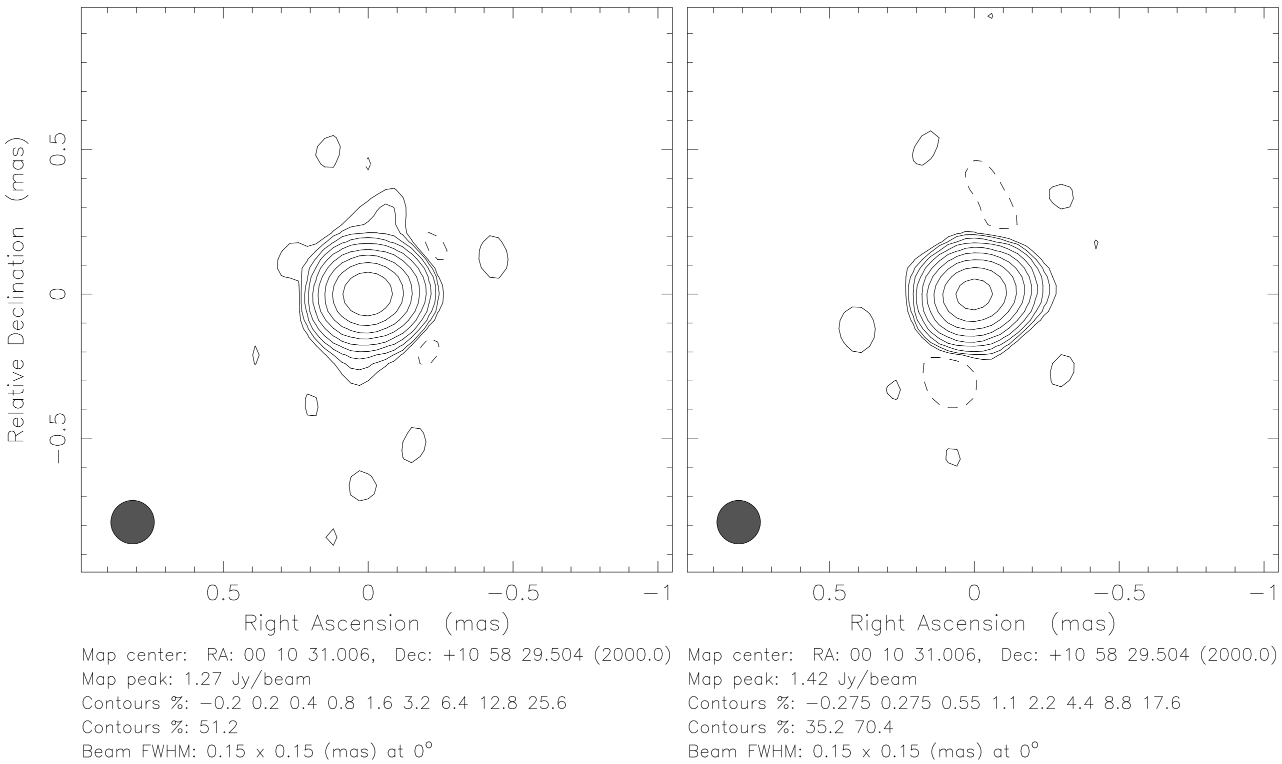

Abbildung 5.20: VLBA-Karte vom 16.02.1998 (links) und VLBA+Effelsberg Karte vom 13.06.1998 (rechts) von III Zw 2 bei 43 GHz rekonstruiert mit einem zirkularen 0.15×0.15 mas Beam.

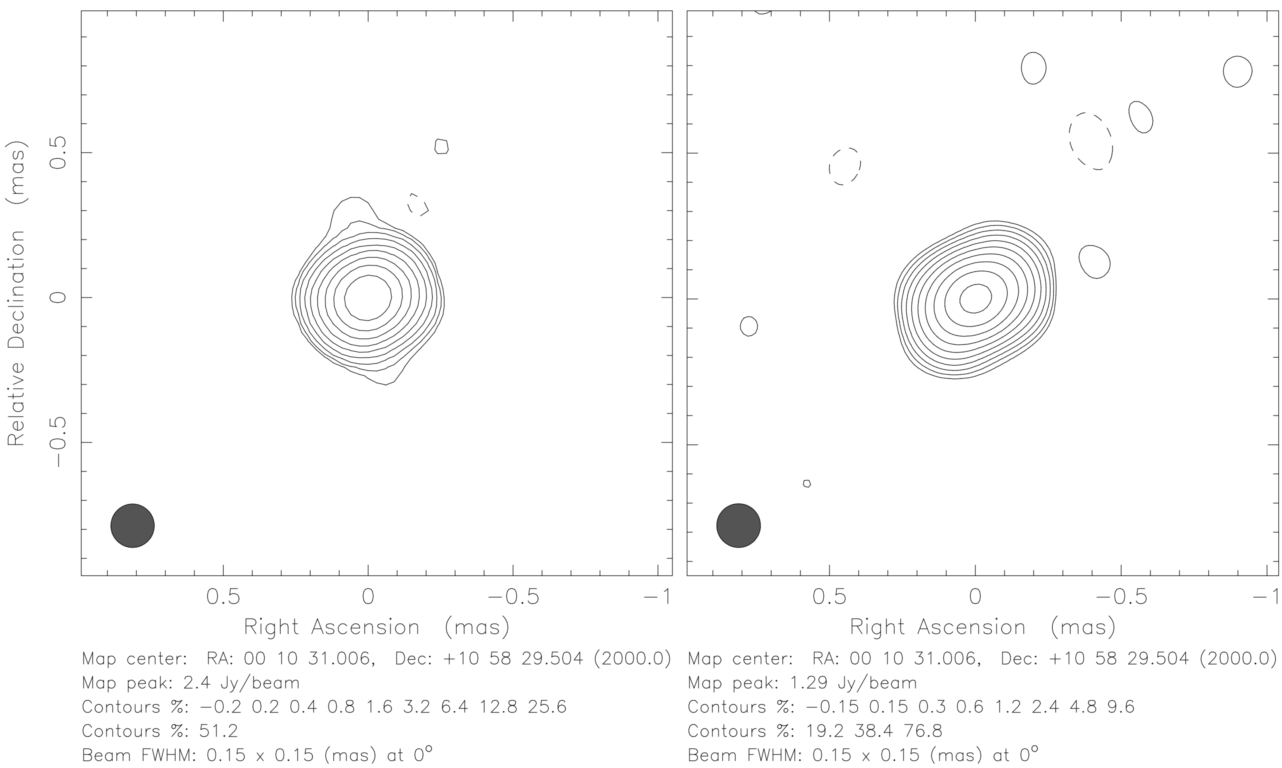

Abbildung 5.21: VLBA-Karte vom 14.09.1998 (links) und vom 12.12.1998 (rechts) von III Zw 2 bei 43 GHz rekonstruiert mit einem zirkularen 0.15×0.15 mas Beam.

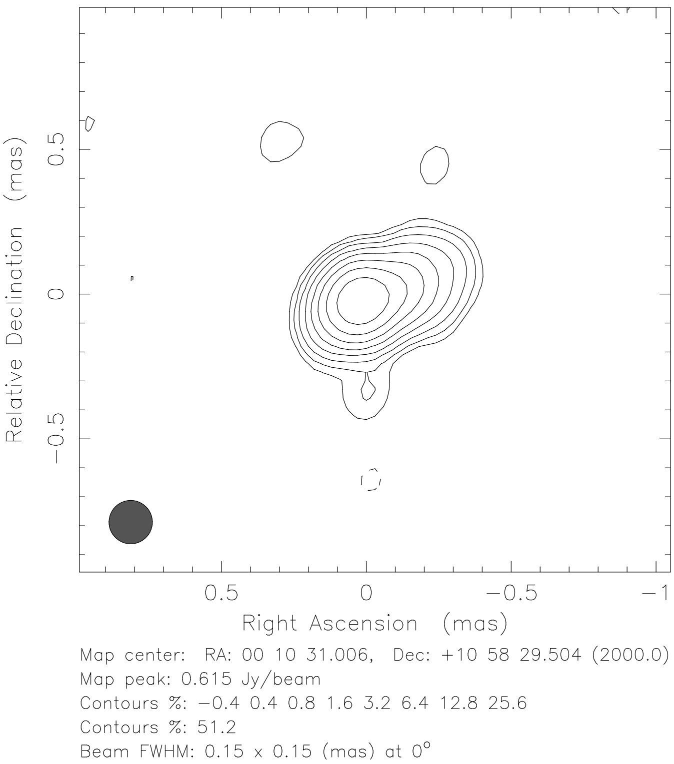

Abbildung 5.22: VLBA-Karte vom 15.07.1999 von III Zw 2 bei 43 GHz rekonstruiert mit einem zirkularen 0.15×0.15 mas Beam. Es ist deutlich zu sehen, dass der Kern nach Nordwesten ausgedehnt ist.

darus resultierenden Karten sind in den Abbildungen 5.20 bis 5.22 dargestellt. Hier zeigt sich, dass sich die Struktur von III Zw 2 auf sub-Millibogensekunden-Skalen während der ersten drei Epochen nicht merkbar verändert hat. Die vierte Epoche vom Dezember 1998 zeigt dagegen schon eine deutliche Ausdehnung der Quelle. In der fünften Epoche ist die Quelle stark nach Nordwesten expandiert.

Diese Ergebnisse sind konsistent mit der spektralen Entwicklung von III Zw 2. Wie schon in Kapitel 5.2 beschrieben, verschiebt sich die Selbstabsorbtionsfrequenz nach der Beobachtung im November 1998 zu niedrigeren Frequenzen nachdem sie monatelang konstant bei 43 GHz lag. Dieses Verhalten ist typisch für eine Expansion der Quelle. Die VLBA-Karten spiegeln genau dieses Verhalten wieder: Während die ersten drei Epochen keine Expansion zeigten, war die Quelle im Dezember 1998 leicht ausgedehnt. Danach expandierte der Kern von III Zw 2 in Übereinstimmung mit dem kontinuierlichen Abfallen des spektralen Peaks. Um eine Aussage über die Expansionsgeschwindigkeit zu ermöglichen, muss die Grösse der Quelle bestimmt werden. Dies wird in Abschnitt 5.5 beschrieben.

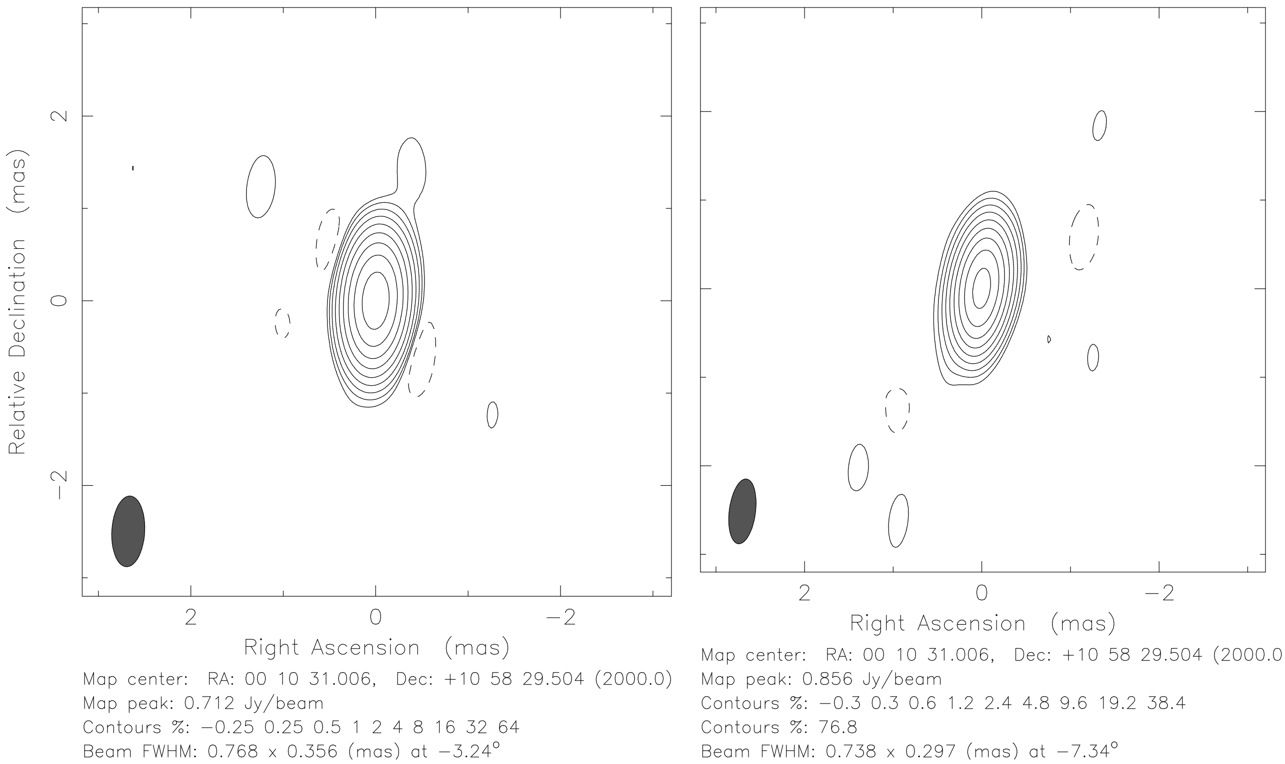

Abbildung 5.23: VLBA-Karte vom 16.02.1998 (links) und VLBA+Effelsberg Karte vom 13.06.1998 (rechts) von III Zw 2 bei 15 GHz rekonstruiert mit dem Originalbeam.

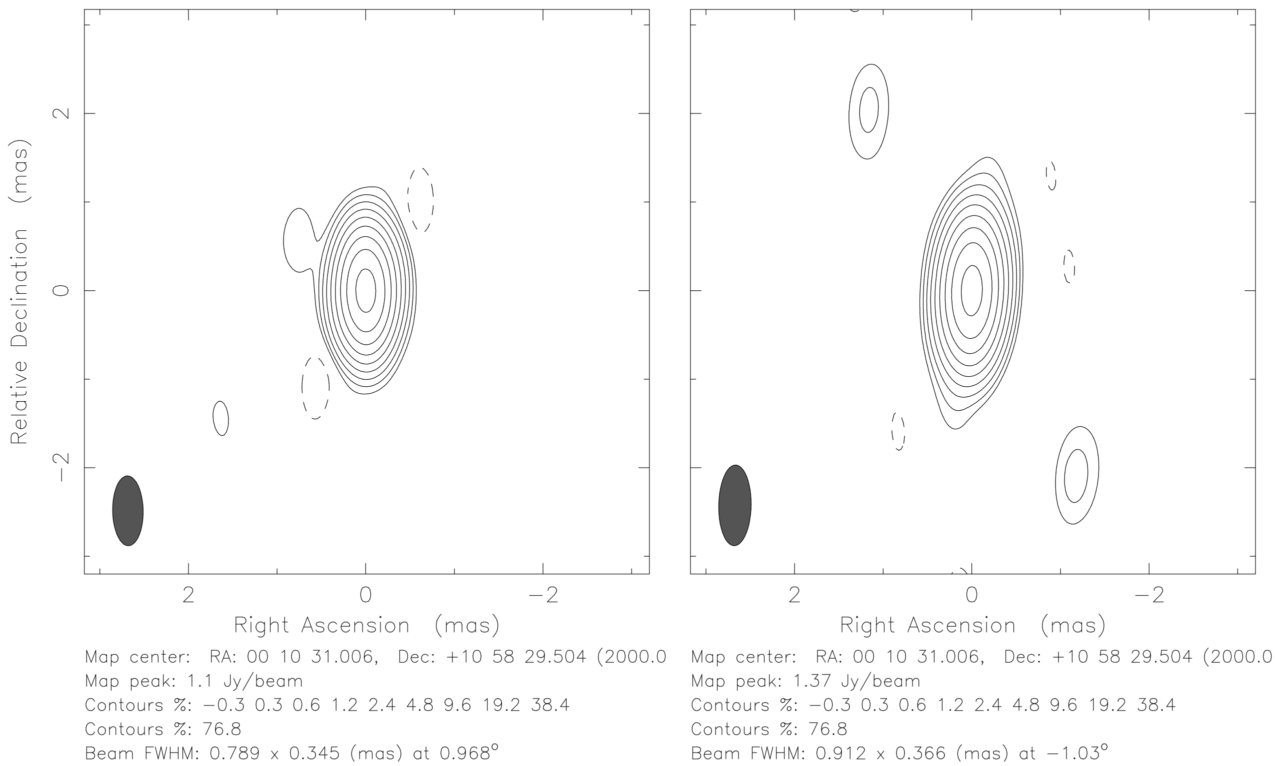

Abbildung 5.24: VLBA-Karte vom 14.09.1998 (links) und vom 12.12.1998 (rechts) von III Zw 2 bei 15 GHz rekonstruiert mit dem Originalbeam.

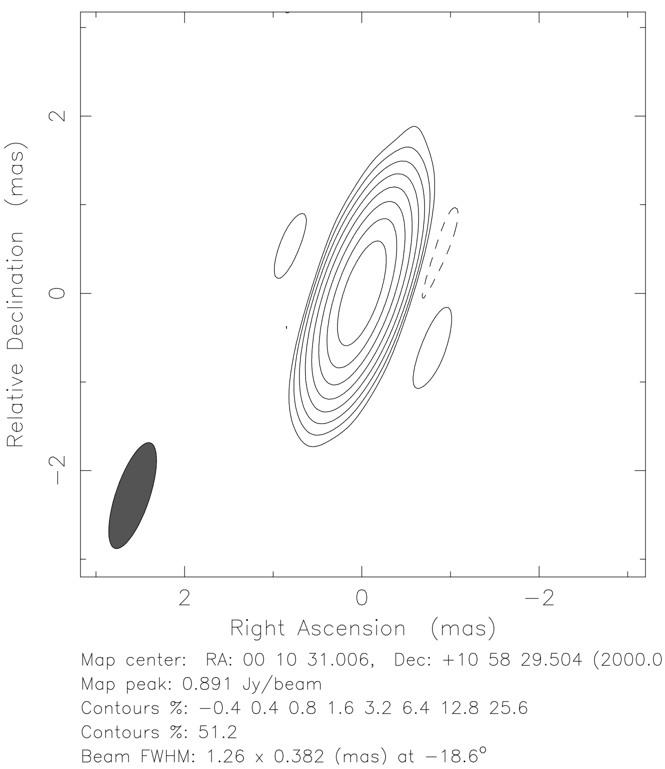

Abbildung 5.25: VLBA-Karte vom 15.07.1999 von III Zw 2 bei 15 GHz rekonstruiert mit dem Originalbeam.

5.4.2 15 GHz Karten

Bei 15 GHz ist der Kern von III Zw 2 nur extrem schwach aufgelöst. Die Visibilities der ersten Epoche bleiben bis zu den längsten Basislinien von 400 Mλ flach. Bei den folgenden Epochen fallen die Visibilities zu grossen Basislinien jedoch immer mehr ab.

Die mit dem Originalbeam rekonstruierten Radiokarten nach der Selbstkalibration sind in den Abbildungen 5.23 bis 5.25 gezeigt. Hier zeigen alle fünf Epochen eine sehr kompakte Struktur. Wie bei den 43 GHZ-Karten konnte bis zu einem Level von wenigen Millijansky neben dem Kern keine weitere Komponente detektiert werden. Die symmetrischen positiven und negativen Konturen in den Karten sind typisch für kleine Restfehler in der Amplitudenkalibration. Diese liegen jedoch nur bei einem Level von 0.25-0.6 %.

Um die einzelnen Epoch besser miteinander vergleichen zu können wurde die Karten bei 15 GHz ebenfalls mit einem überauflösendem Beam rekonstruiert. Dazu wurde ein zirkularer Beam von 0.3×0.3 Millibogensekunden verwendet. Diese Karten sind in den Abbildungen 5.26 bis 5.28 zu sehen. III Zw 2 ist in jeder Epoche sehr kompakt. In der ersten Epoche ist eine Abweichung von einer Punktquelle nicht auszumachen, was bei den konstanten Visibilities bei langen Basislinien auch nicht anders zu erwarten war. Danach scheint die Quelle langsam zu expandieren. Die fünfte Epoche zeigt jedoch im Gegensatz zu den 43

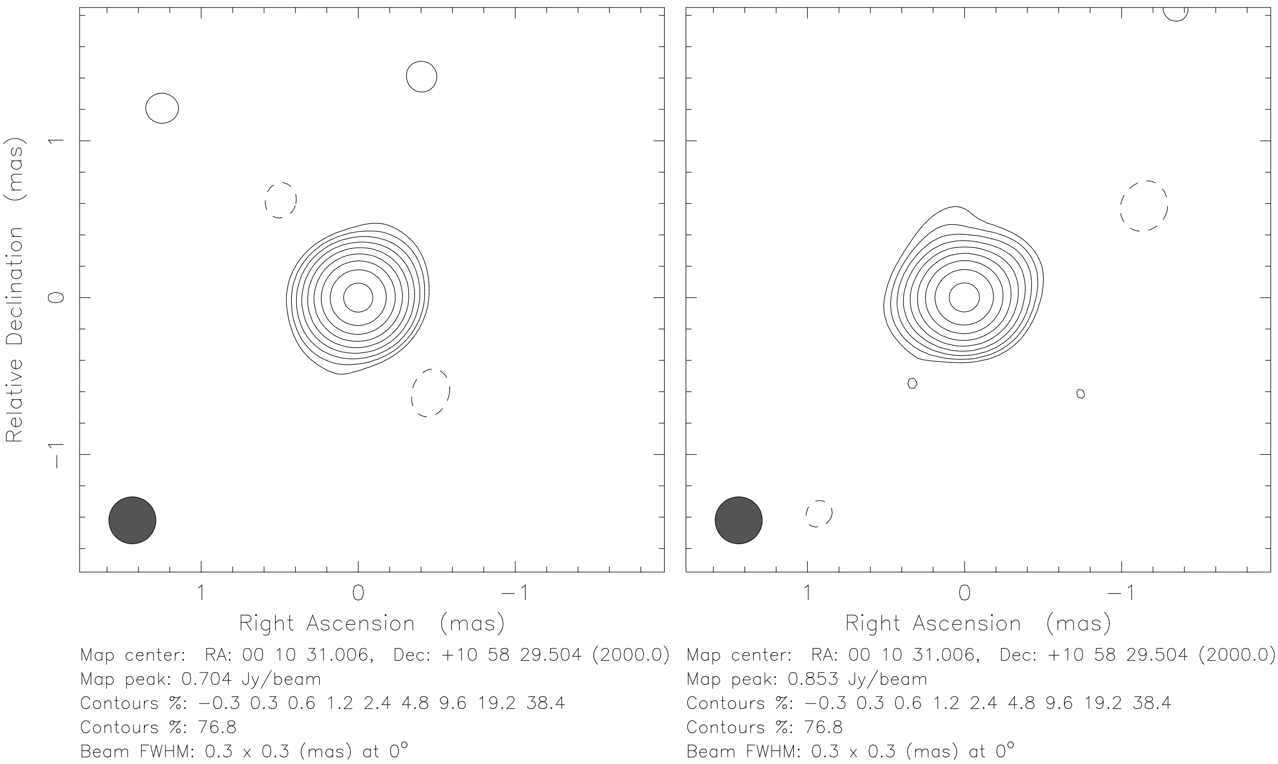

Abbildung 5.26: VLBA-Karte vom 16.02.1998 (links) und VLBA+Effelsberg Karte vom 13.06.1998 (rechts) von III Zw 2 bei 15 GHz rekonstruiert mit einem zirkularen 0.3×0.3 mas Beam.

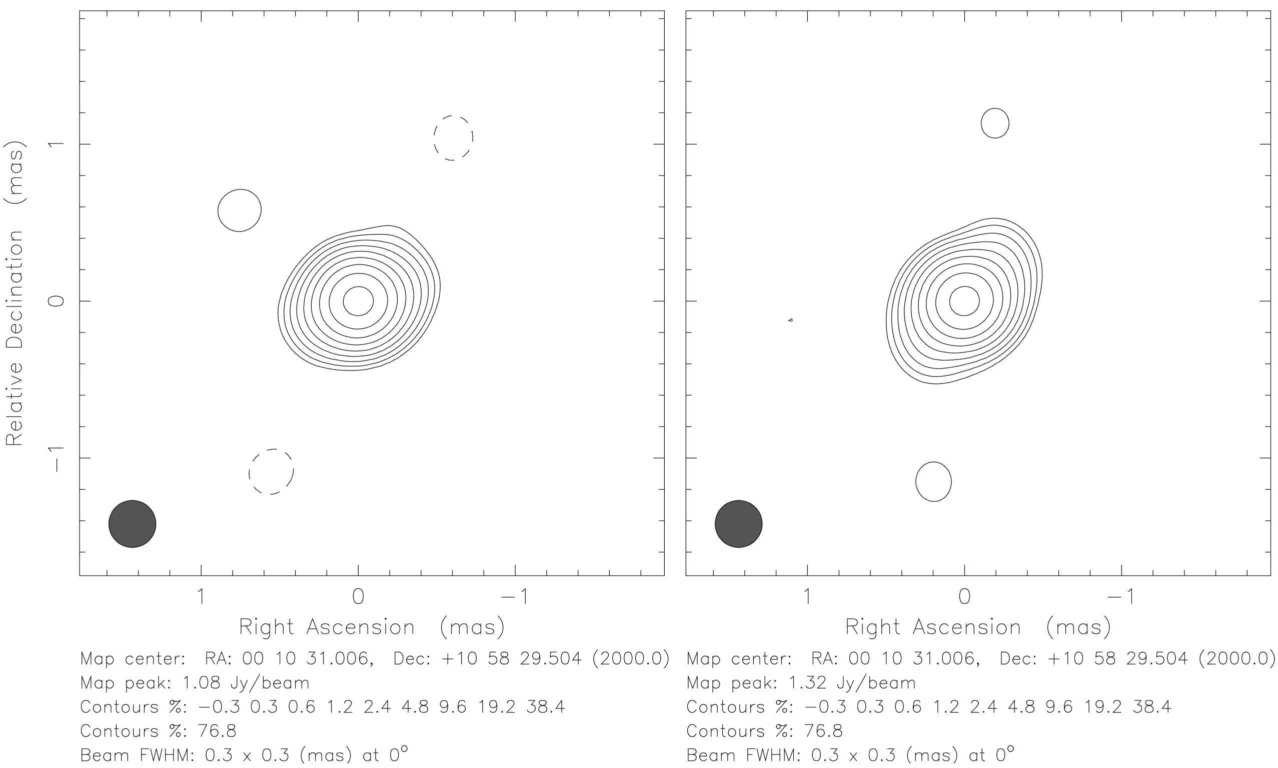

Abbildung 5.27: VLBA-Karte vom 14.09.1998 (links) und vom 12.12.1998 (rechts) von III Zw 2 bei 15 GHz rekonstruiert mit einem zirkularen 0.3×0.3 mas Beam.

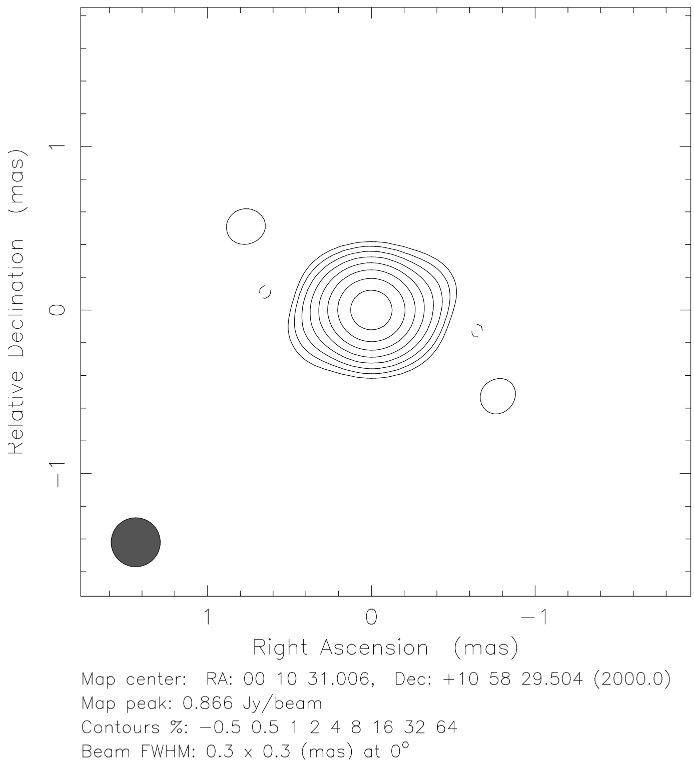

Abbildung 5.28: VLBA-Karte vom 15.07.1999 von III Zw 2 bei 15 GHz rekonstruiert mit einem zirkularen 0.3×0.3 mas Beam.

GHz-Karten keine weitere Expansion im Vergleich mit der vierten Epoche.

Im folgenden Abschnitt wird nun versucht ein Modell für die VLBI-Daten bei 43 und 15 GHZ zu erstellen um quantitative Aussagen über die Expansion zu ermöglichen.

5.5 Modelfitting

5.5.1 43 GHz

Um eine quantitative Aussage über die Expansion des Kerns von III Zw 2 zu machen, muss ein Modell der Emission erstellt und an die Daten angepasst werden. Dazu sollte das Modell so einfach wie möglich gehalten werden. Das einfachste mögliche Modell ist eine einzelne Punktquelle. Da die Visibilities bei 43 GHz jedoch nicht flach verlaufen, sondern bei langen Basislinien abfallen, hanelt es sich um eine ausgedehnte Quelle. Die nächste Möglichkeit ist eine einzelne ausgedehnte Gausskomponente. Betrachtet man die Closure-Phasen bei grossen Wellenlängen, so erkennt man, dass sie von Null verschieden sind. Der grosse Vorteil der Closure-Phasen ist, dass sie von der Kalibration unabhängig sind. Dadurch sind sie sehr zuverlässig und eignen sich hervorragend für die Überprüfung eines Modells. Das Anpassen eines Modells wurde mit dem Programm *Difmap* durchgeführt. Dazu wurde der Befehl **modelfit** verwendet.

Datum	S_1 [Jy]	S_2 [Jy]	S_3 [Jy]	d_2 [μas]	P.A.$_2$	d_3 [μas]	P.A.$_3$
16.02.1998	0.93	0.58	–	74.8	$-84°$	–	–
13.06.1998	1.03	0.65	–	77.2	$-78°$	–	–
14.09.1998	1.60	1.27	–	76.6	$-72°$	–	–
12.12.1998	0.86	0.86	–	105.7	$-63°$	–	–
15.07.1999	0.56	0.26	0.08	114.0	$-62°$	245.0	$-71°$

Tabelle 5.5: Daten der Modellkomponenten für die 43 GHz-Beobachtungen. Die S_i bedeuten hier den Fluss der i-ten Komponente. Die d_j und P.A.$_j$ geben den Abstand und Positionswinkel der j-ten Komponente relativ zur ersten Komponente an.

Die von Null verschiendenen Closurephasen lassen sich nur mit einer asymmetrischen Struktur erklären. In Abbildung 5.29 (oben) sind die Closure-Phasen der Beobachtung vom 16.02.1998 für das Basisliniendreieck Hancock, Brewster und Mauna Kea mit dem Modell (Linie), das aus einer Gausskomponente besteht, aufgetragen. Das Modell weicht deutlich von den gemessenen Daten ab. Verwendet man stattdessen zwei Punktquellen als Modell, so lassen sich die gemessenen Closure-Phasen erklären.
Daher wurde an die ersten vier Epochen ein zwei-Komponenten-Modell angepasst. Dies konnte entweder durch zwei Punktquellen oder durch zwei ausgedehnte Gausskomponenten geschehen. Da in dieser Arbeit die Expansionsgeschwindigkeit und damit die Änderung des Abstands der beiden Komponenten gemessen werden soll, wurden für das Modell zwei Punktquellen benutzt. Dies hat gegenüber Gausskomponenten, deren Grösse sich von Epoche zu Epoche verändern kann den Vorteil, dass sich die Epochen besser miteinander vergleichen lassen.

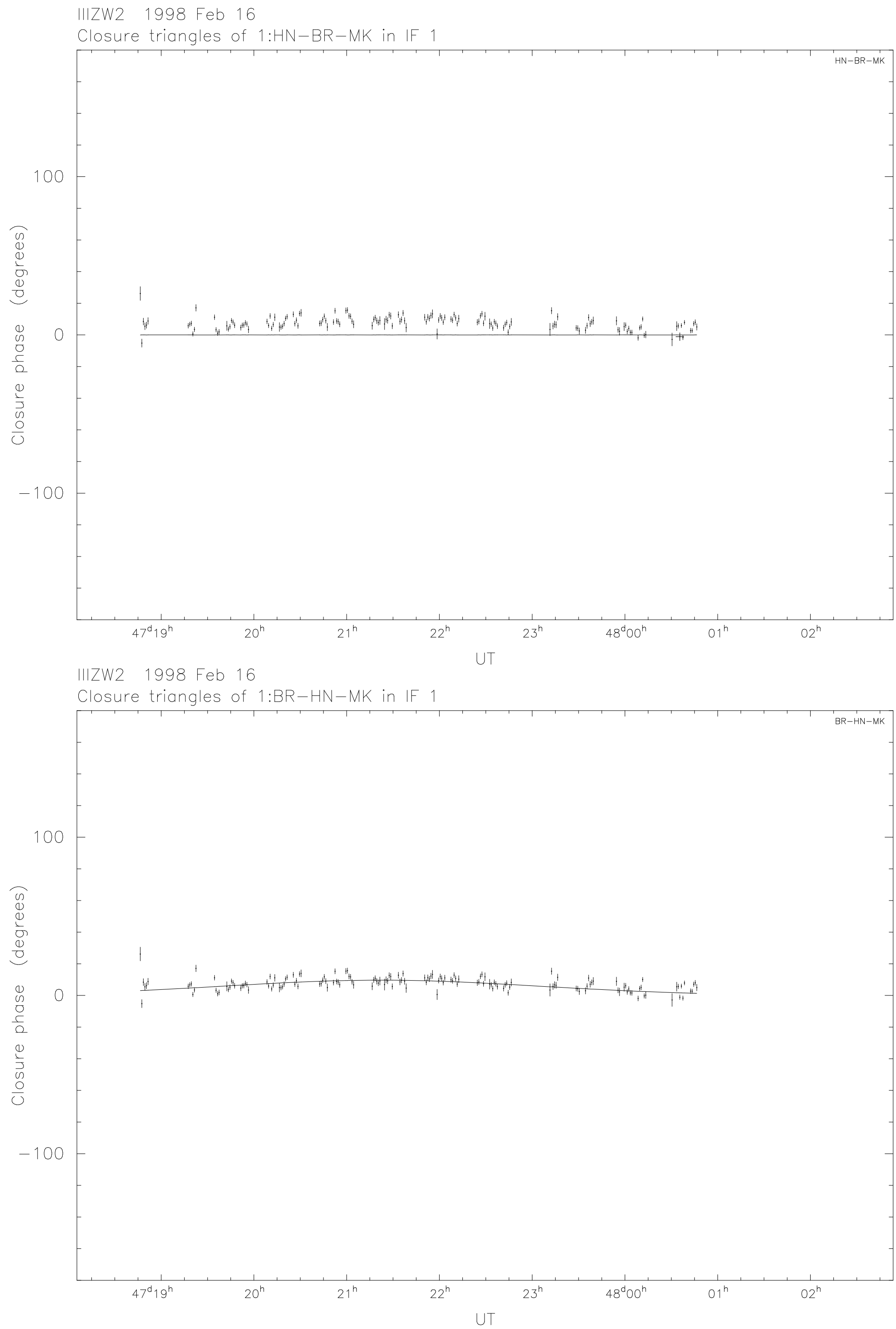

Abbildung 5.29: Closurephasen-Plot der Daten und des Modells (Linie) der ersten Epoche. Das obere Modell besteht aus nur einer Komponente und beschreibt die von Null verschiedene Closurephasen nur unzureichend. Das Modell aus zwei Komponenten stimmt jedoch sehr gut mit den Daten überein.

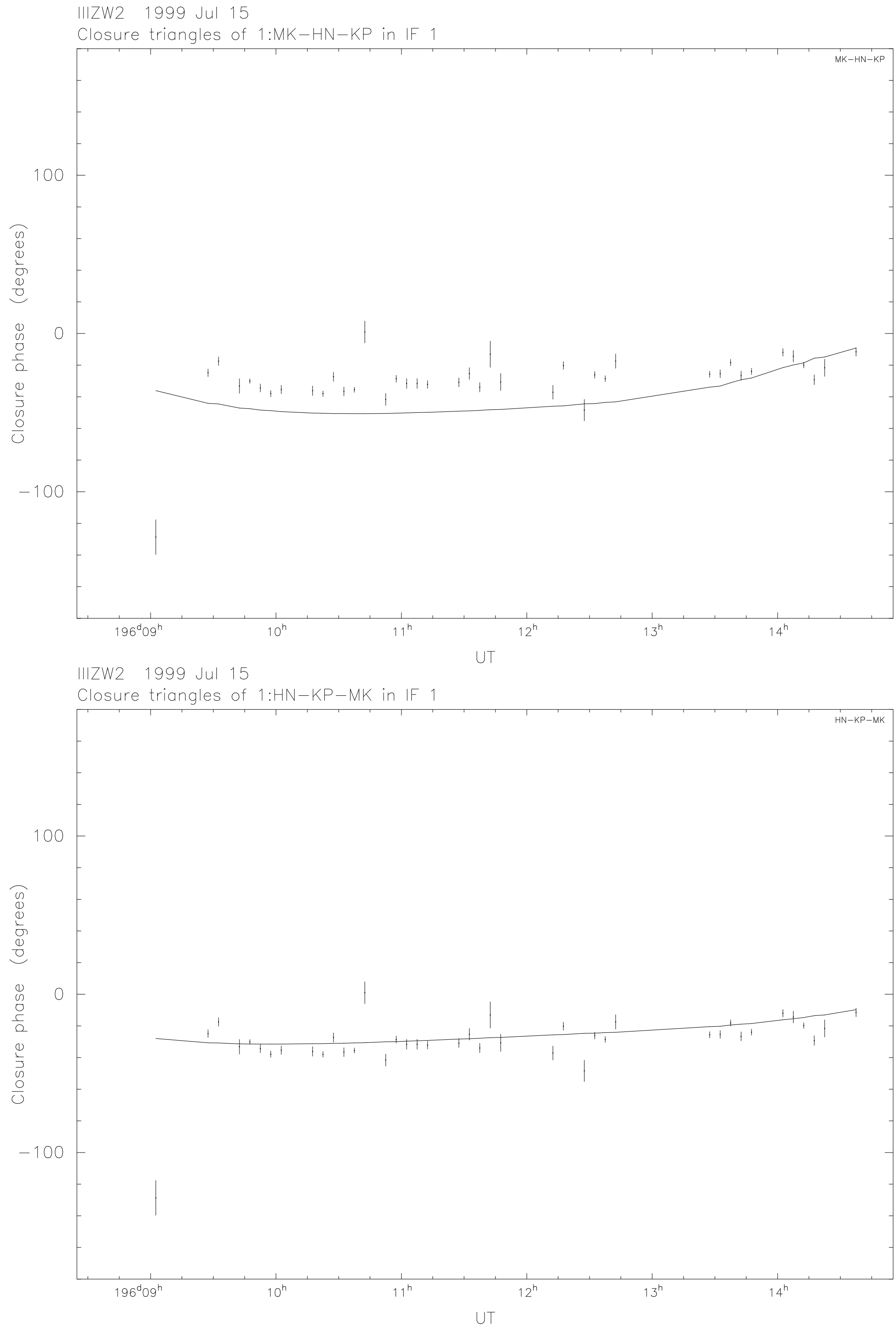

Abbildung 5.30: Wie in Abbildung 5.29. Bei der fünften Epoche reich jedoch selbst ein zweikomponentiges Modell (oben) nicht aus um die Daten zu erklären. Daher wurde bei dieser Epoche eine dritte Komponente hinzugefügt (unten).

Bei der fünften Epoche hat sich jedoch die Struktur der Quelle so stark geändert, dass sich die Daten nicht mehr mit einem Modell aus zwei Komponenten erklären lässt. Versucht man ein Modell aus zwei Punktquellen an die Daten anzupassen, so weichen die Closure-Phasen deutlich von den gemessenen Werten ab (Abbildung 5.30 oben). Nimmt man jedoch eine weitere Punktquelle hinzu, stimmen Modell- und gemessene Closure-Phasen gut überein (Abbildung 5.30 unten).
Die Modelle für die einzelnen Epochen mit den Flüssen und Positionen der einzelnen Komponenten sind in Tabelle 5.5 gegeben. Dabei wurde die südöstliche Komponente, welche bei jeder Epoche die hellste war, in das Zentrum gesetzt und die Positionen relativ zur hellsten Komponente angegeben. Die Karten der Modelle sind in den Abbildung 5.31 dargestellt.

5.5.2 15 GHz

Bei den 15 GHz Daten sind die Closurephasen bei jeder Epoche nicht signifikant von Null verschieden. Daher verlangen es die Daten nicht unbedingt, dass man ein Modell verwendet, welches aus zwei Komponenten besteht. Um jedoch einen Vergleich mit den 43 GHz Daten zu ermöglichen, wurde hier ebenfalls ein Modell mit zwei punktförmigen Komponenten angepasst. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.6 und in Abbildung 5.32 zu sehen, wo die Flussdichten der beiden Komponenten sowie die Position der zweiten relativ zur ersten Komponente angegeben sind. Ein Versuch bei der fünften Epoche eine dritte Koponente zu benutzen schlug fehl, da der Fluss der dritten Komponente bei jeder Iteration schwächer wurde.

Datum	S_1 [Jy]	S_2 [Jy]	d [μas]	P.A.
16.02.1998	0.32	0.40	84.6	$-54°$
13.06.1998	0.45	0.48	113.5	$-79°$
14.09.1998	0.67	0.50	121.0	$-70°$
12.12.1998	0.79	0.69	144.7	$-59°$
15.07.1999	0.50	0.46	142.0	$-87°$

Tabelle 5.6: Daten der Modellkomponenten für die 15 GHz-Beobachtungen. Die S_i bedeuten hier der Fluss der i-ten Komponente. Die d und P.A. geben den Abstand und Positionswinkel der zweiten relativ zur ersten Komponente an.

Bei den 15 GHz-Daten zeigt sich nun ein völlig anderes Bild. Während bei 43 GHz die Expansion erst nach der dritten Epoche begonnen hat, expandiert die Quelle bei 15 GHz schon nach der ersten Epoche. Die stärkste Expansion bei 43 GHz findet zwischen der vierten und fünften Epoche statt, während sich zu dieser Zeit die Struktur von III Zw 2 bei 15 GHz nur sehr wenig ändert.

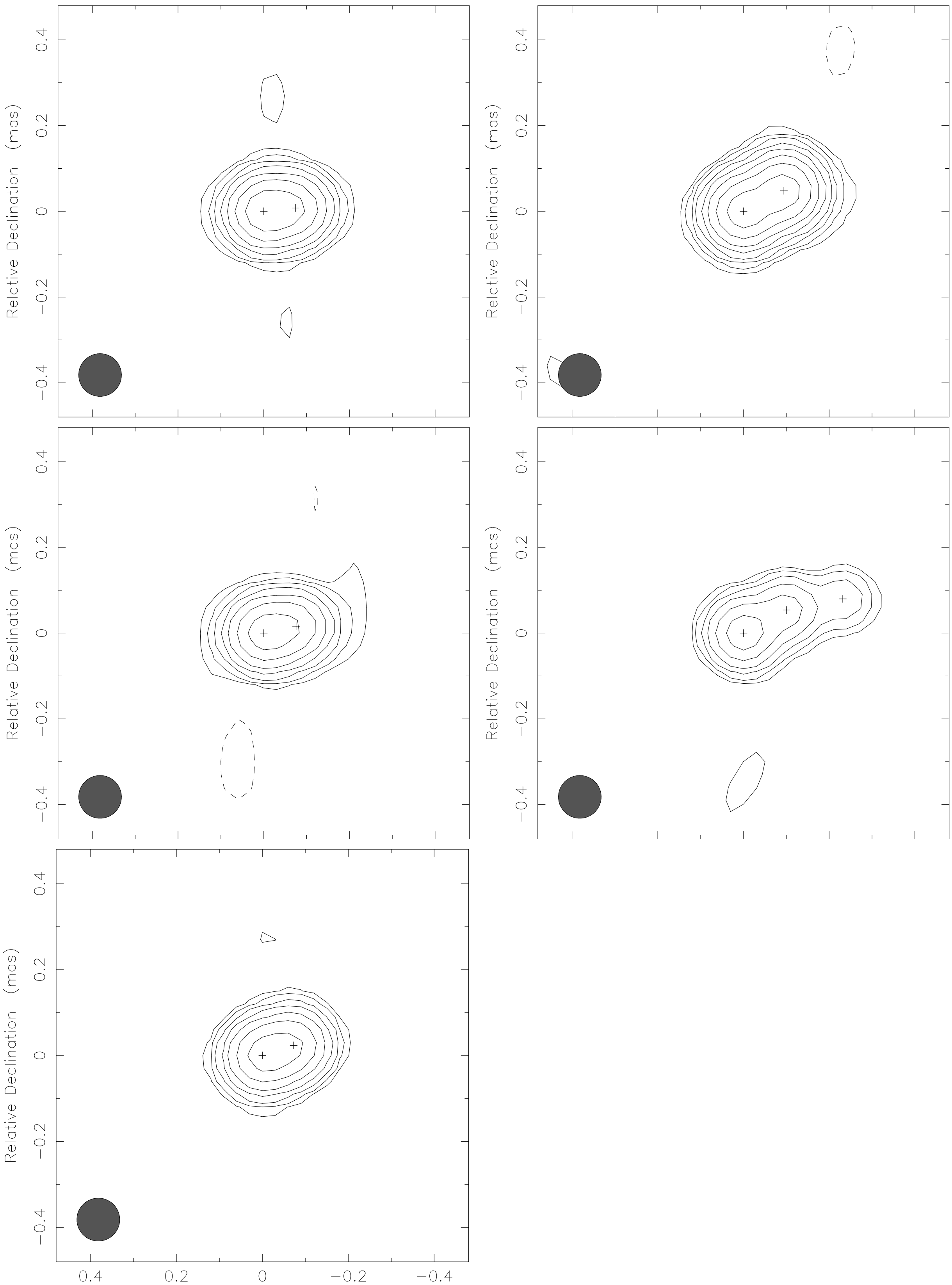

Abbildung 5.31: Modell-Komponenten der 43 GHz-Daten sowie die Residuen in den Karten. Die Kreuze stellen die Positionen der Komponenten dar. Es ist deutlich zu sehen, dass sich die ersten drei Epochen kaum voneinander unterscheiden (linke Spalte), während danach eine schnelle Expansion einsetzte (rechte Spalte).

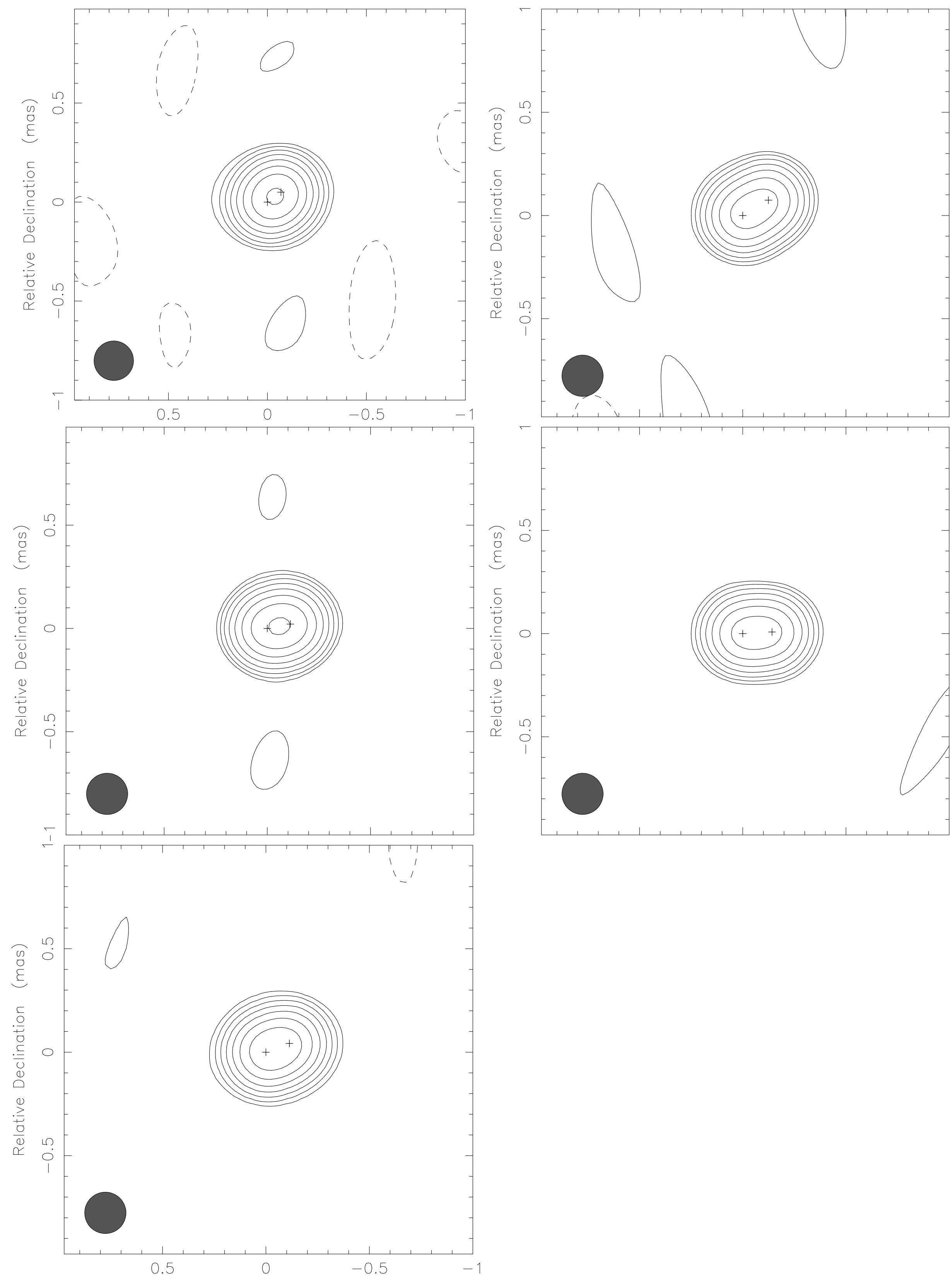

Abbildung 5.32: Modelle der 15 GHz-Daten. Die Kreuze stellen die Positionen der Komponenten dar. Es ist zu sehen, dass sich die Quelle während der ersten vier Epochen langsam ausdehnt. Zwischen der vierten und fünften Epoche fand keine weitere Expansion statt.

Kapitel 6

Diskussion

III Zw 2 ist eine höchst ungewöhnliche Quelle und diese Arbeit liefert eine grosse Anzahl interessanter Daten über ihren Radioausbruch. Diese wurden in Kapitel 5 präsentiert und sollen hier genauer untersucht werden.

6.1 Die Expansion mit scheinbarer Überlichtgeschwindigkeit

6.1.1 Analyse der 43 GHz-Daten

Wie in dem vorherigen Kapitel gesehen zeigt das Spektrum von III Zw 2 eine starke Entwicklung während des Beobachtungszeitraums. Wendet man Formel 1.13, nach der die Selbstabsorptionsfrequenz des Synchrotronspektrums umgekehrt proportional zur Grösse der Quelle ist, so kann man den Verlauf des Ausbruchs in zwei Phasen einteilen.

Zunächst stieg die Flussdichte bei hohen Frequenzen kontinuierlich an. Später folgten die kleineren Frequenzen diesem Anstieg, wobei die Selbstabsorptionsfrequenz über einen langen Zeitraum konstant bei 43 GHz lag. Dies bedeutet, dass sich die Struktur von III Zw 2 nicht stark verändert haben sollte. Diese Vorhersage wird von den VLBA-Beobachtungen bei 43 GHz eindeutig bestätigt. Sie ergaben für die Zeit des Anstiegs der Flussdichte und der konstanten *Turnover*-Frequenz keine Veränderung. Die ersten drei Epochen zeigten zwei Komponenten, die 76 μas voneinander entfernt waren. Damit liegt das obere Limit für die Expansionsgeschwindigkeit zwischen den ersten drei Epochen bei $v \leq 0.04\ c$. Die Tatsache, dass alle drei Komponenten bis auf 3 Mikrobogensekunden übereinstimmen zeigt die hervorragende Qualität der Daten. Die Quelle ist sehr stark (1-3 Jy) und sie konnte sehr lange beobachtet werden (jeweils 8 Stunden).

Mit einer Rotverschiebung von $z = 0.089$ besitzt III Zw 2 nach Gleichung 1.3 eine geometrische Entfernung von $\mathcal{D}_A = 307.4$ Megaparsek. Damit rechnet sich der Winkelabstand der beiden Komponenten von 76 μas in eine Entferung von 0.11 Parsek um.

Die zweite Phase beginnt nach der VLA-Beobachtung vom 04.11.1998. Die 43 GHz Flussdichte fällt dramatisch und die Selbstabsorptionsfrequenz verschiebt sich innerhalb weniger Monate von 43 GHz im November 1998 auf etwa 15 GHz im März 1999. Damit lässt sich nach Gleichung 1.13 eine Vorhersage für die Grösse der Quelle im März berechnen. Sie ergibt sich zu:

$$R_2 = \frac{\nu_{ssa,1}}{\nu_{ssa,2}} \cdot R_1 = \frac{43\ GHz}{15\ GHz} \cdot 0.11\ pc = 0.32\ pc. \tag{6.1}$$

Daraus lässt sich eine Vorhersage für die Expansionsgeschwindigkeit ableiten. Nach der Korrektur der kosmologische Zeitdilatation, was der Verwendung der *Proper Motion Distance* $\mathcal{D}_P = \mathcal{D}_A(1+z)$ entspricht – beim ersten korrigiert man die Zeit um einen Faktor (1+z), beim zweiten die Entferung um den Gleichen Faktor (1+z) – bekommt man eine scheinbare Geschwindigkeit von 1.9 c. Damit liefert die spektrale Evolution einen starken Hinweis auf einen relativistischen Jet mit scheinbarer Überlichtgeschwindigkeit.

Hierbei ist zu beachten, dass diese Rechnung nur qualitativ die Situation beschreibt und einen Anhaltspunkt für die Grössenordnung der Expansion liefert. Da zwischen den Spektren vom 04.11.1998 und 24.12.1998 fast zwei Monate vergingen und es ebenfalls schwer zu bestimmen ist, wann genau die Turnover-Frequenz bei 15 GHz ankam, ist die Bestimmung der Dauer der Expansion recht ungenau. Ferner ist das Jet-Modell, welches der $r \propto \nu_{ssa}^{-1}$ zu Grunde liegt stark vereinfacht und weicht mit Sicherheit von der Realität ab. Dennoch kann gesagt werden, dass es sich um ein starkes Argument für die Existenz von scheinbarer Überlichtgeschwindigkeit handelt. Die Vorhersage musste zusätzlich mit VLBI Beobachtungen bestätigt werden.

Die VLBA-Karte vom 12.12.1998 zeigt schon eine deutliche Expansion, was nach der spektralen Evolution, welche nach dem 04.11.1998 begann zu erwarten war. Die 107 Mikrobogensekunden entsprechen nun einem Abstand von 0.16 Parsek. Daraus errechnet sich, wiederum nach Korrektur der kosmologischen Zeitdilatation, eine Expansionsgeschwindigkeit von 0.7 c. Damit ist der Jet zu diesem Zeitpunkt schon *leicht* relativistisch, zeigt jedoch noch keine scheinbare Überlichtgeschwindigkeit wie vorhergesagt.

In der fünften VLBA-Epoche vom 15.07.1999 zeigte sich schliesslich eine noch schnellere Expansion. Der Abstand zwischen den beiden äusseren der drei Komponenten beträgt nun 245 Mikrobogensekunden oder 0.37 Parsek. Dies liefert eine Geschwindigkeit zwischen der vierten und fünften Epoche von 1.25 c. Nimmt man an, dass die Expansion in der Zeit vom Dezember 1998 bis März 1999 – also der Zeit in der die *Turnover*-Frequenz von 43 auf 15 GHz gefallen ist – stattgefunden hat, so errechnet sich sogar eine Expansionsgeschwindigkeit von 2.66 c.

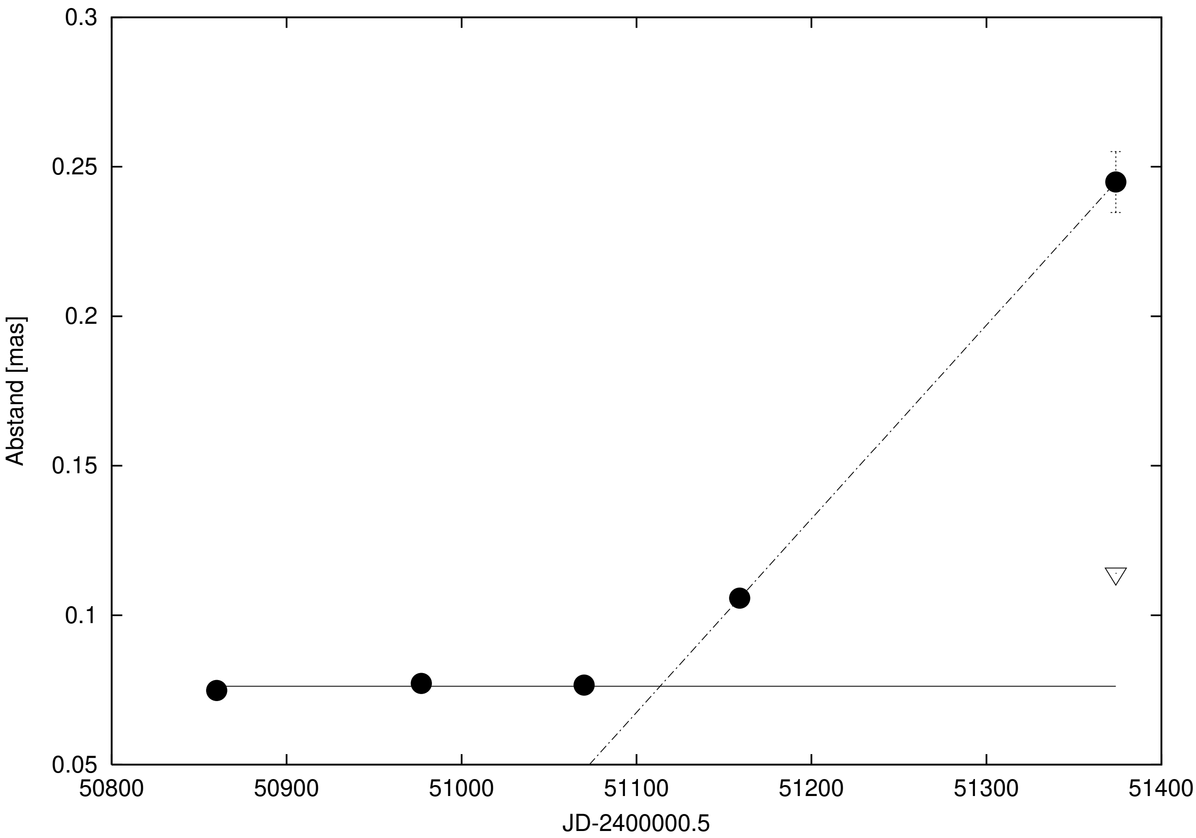

Abbildung 6.1: Abstand der äusseren Komponenten (Punkte) bei 43 GHz. Während die ersten drei Epochen mit einer Expansionsgeschwindigkeit von $\leq$ 0.04 c (durchgezogene Linie) verträglich sind, gab es zwischen der vierten und fünften Epoche eine Expansion mit 1.25 c (gestrichelte Linie). Zusätzlich ist noch der Abstand der beiden inneren Komponenten der fünften Epoche gezeigt (Dreieck).

Die Ergebnisse dieser Analyse sind in Abbildung 6.1 zu sehen. Dort ist jeweils der Abstand der äusseren Komponenten aufgetragen.

Ein weiterer erwähnenswerter Punkt ist die Richtung der Expansion. In Tabelle 5.5 war neben den Abständen der Koponenten ebenfalls ihre Positionswinkel angegeben. Dort ist zu sehen, dass der Winkel bei jeder Epoche immer kleiner wurde. Insgesamt stimmen die Winkel jedoch bis auf etwa 20° überein. Hierzu ist anzumerken, dass der Originalbeam stark elliptisch in Nord-Süd-Richtung ausgedehnt ist (Die USA haben eine grössere Ausdehnung in Ost-West als in Nord-Süd Richtung). Daher ist die Positionsbestimmung in Nord-Süd-Richung schlechter bestimmt als in Ost-West-Richtung. Glücklicherweise erfolgt die Ausdehnung des Jets jedoch in Ost-West-Richtung, so dass die höhere Auflösung zur Bestimmung der Ausdehnung verwendet werden konnte. Betrachtet man die letzte Epoche genauer, so ist zu sehen, dass der Jet zunächst nord-westlich aus dem Kern herausschiesst

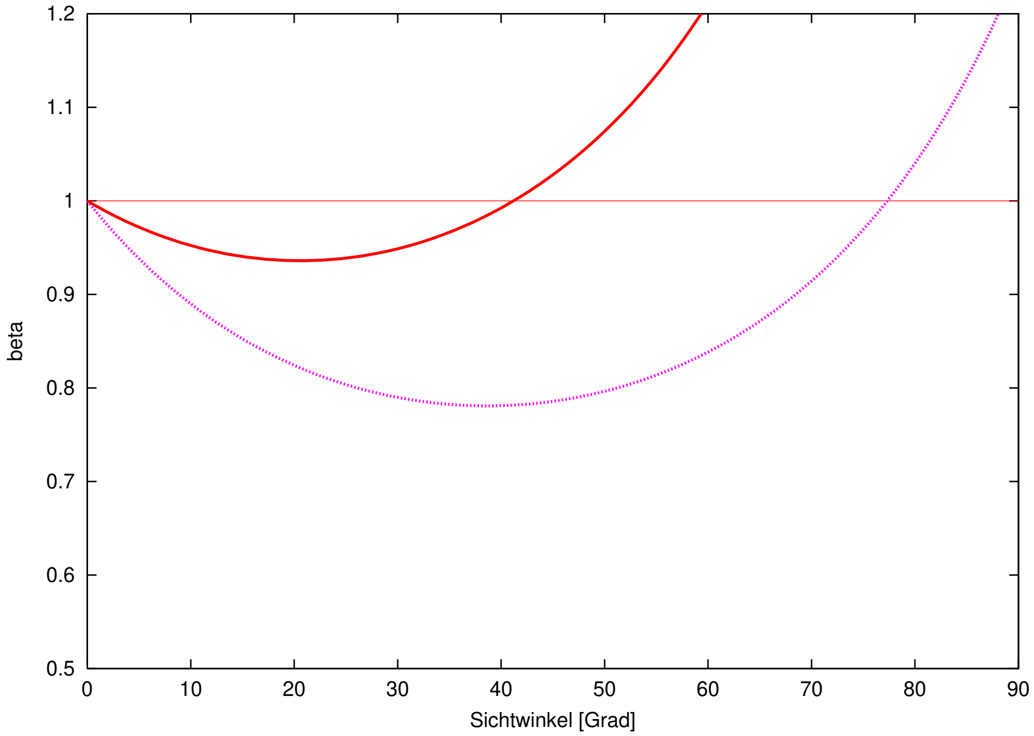

Abbildung 6.2: Reale Geschwindigkeit β in Abhängigkeit vom Blickwinkel für die beiden Werte 1.25 c (untere gepunktete Linie) und 2.66 c (obere durchgezogene Linie) für die scheinbare Überlichtgeschwindigkeit. Da $\beta < 1$ sein muss, ergibt dies den maximalen Blickwinkel von 78° bzw. 41°.

und später einen leichten Bogen macht. Dies würde dem Verlauf des Jets auf grösseren Skalen wie in Abbildung 5.1 folgen. Da der Positionswinkel jedoch nur ungenau bestimmt ist, ist dieser *Knick* nicht sehr signifikant.

Aus der scheinbaren Geschwindigkeit lässt sich auch der maximale Winkel zwischen Sichtline und Jetbewegung berechnen. Lößt man die Formel 1.6 für die scheinbare Überlichtgeschwindgkeit nach β auf, so lässt sich β für ein gegebenes β_{app} als Funktion des Inklinationswinkels ausdrücken. Dies ist in Abbildung 6.2 für die scheinbaren Geschwindigkeiten 1.25 c und 2.66 c zu sehen. Dort ist zu erkennen, dass der **maximale** Winkel bei 78° bzw. 41° liegt. Da III Zw 2 als Seyfert 1 Galaxie klassifiziert wurde, ist auch zu erwarten, dass der Sichtwinkel klein ist.

6.1.2 Analyse der 15 GHz-Daten

Bei 15 GHz präsentiert sich jedoch ein völlig anderes Bild. Die Modelle aus Tabelle 5.6 zeigen bei den ersten vier Epochen eine deutliche Expansion und zwischen der vierten und fünften Epoche, als bei 43 GHz eine Expansion mit 1.25 c stattfand, ändert sich die Grösse der Quelle nicht mehr. Die Abstände sind in Abbildung 6.3 dargestellt.

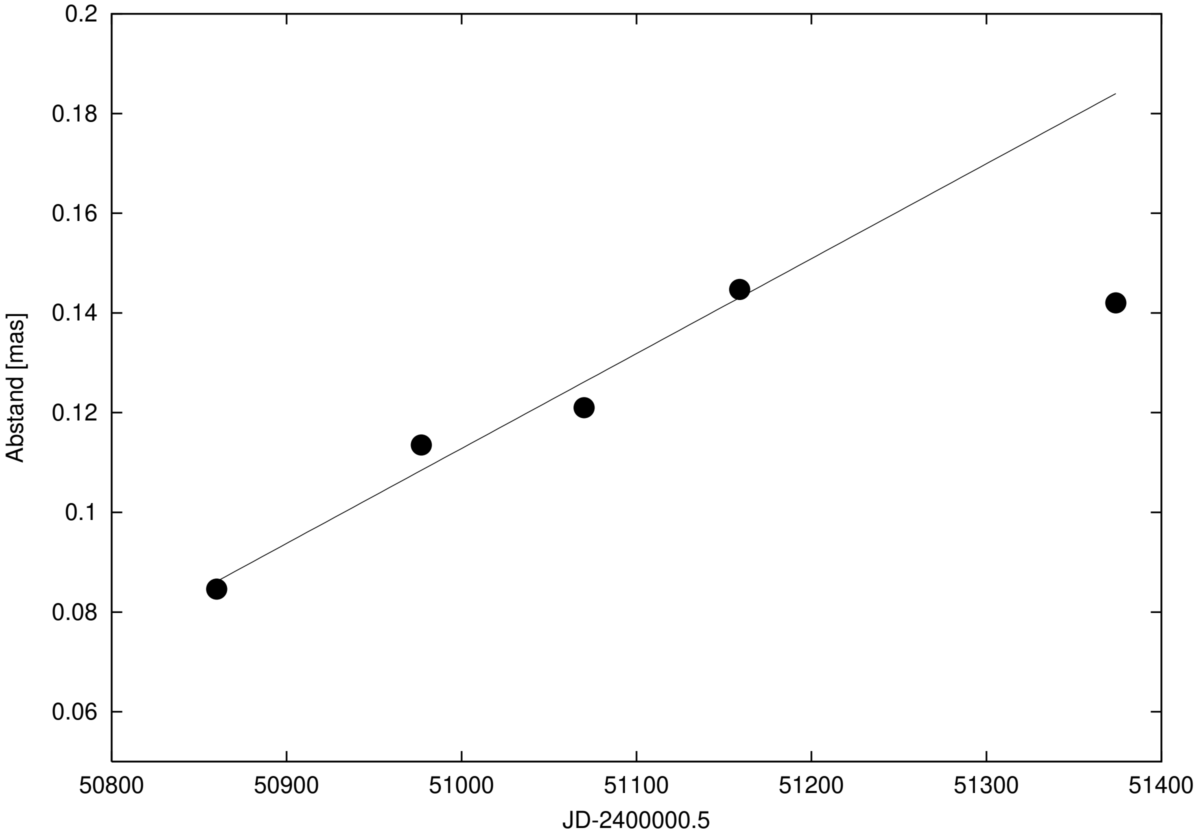

Abbildung 6.3: Abstand der Komponenten bei 15 GHz. Während die ersten vier Epochen eine Expansionsgeschwindigkeit von 0.6 c (durchgezogene Linie) zeigen, gab es zwischen der vierten und fünften Epoche keine weitere Expansion.

Bei den ersten vier Epochen zeigt sich eine konstante Expansion mit einer Geschwindigkeit von 0.6 c. Zwischen den letzten beiden Epochen ist keine Expansion mehr zu sehen. Dies ist zunächst ein deutlicher Widerspruch zu den 43 GHz-Daten, der durch ein entsprechendes Modell erklärt werden muss. Daher stellt sich zunächst die Frage, ob die scheinbare Überlichtgeschwindigkeit real ist.

6.1.3 Realität der scheinbaren Überlichtgeschwindigkeit

Aufgrund des scheinbar widersprüchlichen Verhaltens bei 15 und 43 GHz muss die Richtigkeit der scheinbaren Überlichtgeschwindigkeit nochmals geprüft werden.
So ist es vorstellbar, dass die dritte Komponente der letzten Epoche ebenfalls bei den früheren Epocher existierte und übersehen wurde, da der Kern selber heller war und daher – bei gleichem dynamischen Bereich der Karte – ebenfalls das Rauschen grösser war. Dies ist jedoch auszuschliessen, da das Rauschen bei allen Epochen die gleiche Grössenordnung hatte und die dritte Komponente mit einem Fluss von 80 mJy deutlich darüber liegt.
Ferner ist zu beachten, dass die letzte VLBA-Epoche zeitlich mit dem Mini-Ausbruch der

Lichtkurve zusammenfällt, der nur eine Woche vorher beobachtet wurde. Daher stellt sich die Frage, ob das Auftauchen der dritten Komponente in der VLBA-Karte durch diesen Ausbruch zu erklären ist.

Diese Möglichkeit lässt sich jedoch ebenfalls widerlegen. Da die dritte Komponente bei 43 GHz sichtbar war, bei 15 GHz jedoch nicht zu sehen war, muss sie selbstabsorbiert mit einer Peakfrequenz von 43 GHz oder höher sein. Nimmt man einen Spektralindex von $\alpha = +2.5$ an, so würden von den 80 mJy bei 43 GHz noch 6.5 mJy bei 15 GHz übrigbleiben. Damit verschwindet sie jedoch im Rauschen der 15 GHz Karten. Betrachtet man den Mini-Ausbruch vom Juli 1999, so sieht man, dass dieser jedoch seine *Turnover*-Frequenz bei 15 GHz und dort einen Fluss von 155 mJy besitzt, was auf den Karten deutlich sichtbar wäre. Daher muss dieser Mini-Ausbruch in einer der anderen Komponenten stattgefunden haben.

Das stärkste Argument für die Richtigkeit der schnellen Expansion mit scheinbarer Lichtgeschwindigkeit ist jedoch die exakte Übereinstimmung der spektralen Evolution und der beobachteten Expansion. Genau zu dem Zeitpunkt, in dem die *Turnover*-Frequenz des Spektrums kleiner wurde, zeigte die Quelle auf VLBA-Skalen starke Expansion.

Dennoch ist das Verhalten der 15 GHz-Daten immer noch rätselhaft. Im nächsten Abschnitt soll nun versucht werden ein Modell der Quelle zu beschreiben, welches mit allen beobachteten Daten vereinbar ist.

6.2 Das “Luftballon-Modell”

Um die Unterschiede in den VLBA-Karten bei 15 und 43 GHz zu verstehen, muss man sich zunächst einmal verdeutlichen, was man bei welcher Frequenz sieht. Betrachtet man das Spektrum von III Zw 2 während der ersten drei Epochen, so sieht man, dass das Spektrum bei 15 GHz selbstabsorbiert ist. Daher ist die Quelle bei 15 GHz optisch dick und man sieht nur auf die äussere Hülle. Bei 43 GHz ist das Spektrum jedoch gerade dünn geworden, was bedeutet, dass man durch die Hülle in den Kern blicken kann.

Um nun den scheinbaren Widerspruch im Expansionsverhalten bei 15 und 43 GHz zu erklären wird nun das “Luftballon-Modell” für III Zw 2 engeführt:

Ein relativistischer Jet schiesst aus dem Kern und trifft auf ein Hinderniss. Die genaue Natur dieses Hindernisses ist zunächst nocht unbekannt, könnte aber der molekulare Torus sein, der nach dem *Unified Scheme* (Abschnitt 1.1.2) jede AGN umgibt. Eine weitere Möglichkeit für dieses Hinderniss wäre eine intergalaktische Gaswolke.

Wenn der relativistische Jet auf das Hinderniss trifft, bildet er einen Schock. Dieser Schock wurde schon von Falcke et al. (1999) vorgeschlangen, nachdem die Synchrotron-Kühlzeiten bei hohen Energien zwischen 14 und 50 Tagen lagen. Diese Zeitspanne ist jedoch viel kürzer aus die Dauer eines Ausbruchs, der 2 bis 3 Jahre dauert. Dies bedeutet, das die Teilchen in den Regionen, aus denen die verstärkte Emission stammt, ständig neu beschleunigt werden müssen. Diese kontinuierliche Beschleunigung liesse sich durch Schock-Beschleunigung erklären.

Der Jet versorgt die Schockregion weiter mit Energie (Der Luftballon wird aufgepumpt.) Dadurch kommt es zu dem langsamen Anstieg des Flusses. Das post-Schock Material expandiert nun weiter mit Schallgeschwindigkeit und bildet somit die *Hülle*, die bei 15 GHz beobachtet wird. Bei 43 GHz schaut man durch die Hülle und sieht den Schock, der stationär bleibt oder sich nur langsam vorwärts bewegt. In Abbildung 6.4 ist eine schematische Darstellung dieses Modells zu sehen. Dieses Modell ähnelt dem von Begelman & Cioffi (1989) vorgeschlagenen Modell für Cygnus A.

Das post-Schock Material ist ein magnetisiertes relativistisches Plasma, welches sich als ideales Photonengas mit einem Adiabatenindex von $\Gamma = \frac{4}{3}$ nähern lässt. Damit hat es eine maximale Schallgeschwindigkeit von $\beta_{s,max} = \sqrt{\Gamma - 1} = \frac{1}{\sqrt{3}}$. Dies stimmt in etwa mit der Expansionsgeschwindigkeit bei 15 GHz von 0.6 c überein.

Mit diesem "Luftballon-Modell" lassen sich alle Beobachtungen bis November 1998 erklären: Das langsame Ansteigen des Flusses durch das *Aufpumpen* des Schocks, der konstante Abstand der Komponenten bei 43 GHz durch den stationären Schock sowie die Expansion der Komponenten bei 15 GHz mit 0.6 c durch das sich mit Schallgeschwindigkeit ausbreitende post-Schock Material.

Ein weiteres Argument für dieses Modell ist die Tatsache, dass während der ersten vier Epochen die 15 GHz-Komponenten, die die Hülle beschreiben, einen grösseren Abstand als die 43 GHz Komponenten, die die Schocks beschreiben, haben.

Allerdings lässt sich mit den bisherigen Daten nicht klären, ob es sich bei den beiden Komponenten um eine doppelseitige Expansion mit zwei Schocks, oder nur einen Schock und den Kern der Galaxie handelt. Darüber müssen weitere VLBA-Epochen mit *Phase-Referencing*, bei dem die absoluten Positionen der Komponenten bestimmt werden können, Aufschluss geben.

Im November 1998 hat sich der Jet schliesslich durch das Hinderniss *gebohrt* und kann nun frei expandieren. Diese Phase wird von einem starken Absinken der *Turnover*-Frequenz begleitet. Die Schocks werden nicht weiter *aufgepumt*, die Energiedichte in den Schocks verringert sich schlagartig, wodurch der rapide Abfall der Lichtkurve zu erklären ist. Aus den Spektren erkennt man, dass die Quelle nun bei 15 GHz optisch dünn wird. Daher scheint die Quelle bei 15 GHz nicht weiter zu expandieren.

Somit ermöglicht es das "Luftballon-Modell" die spektrale Entwicklung sowie das unterschiedliche Expansionsverhalten bei 15 und 43 GHz zu erklären und steht in keinem Widerspruch mit Beobachtungen.

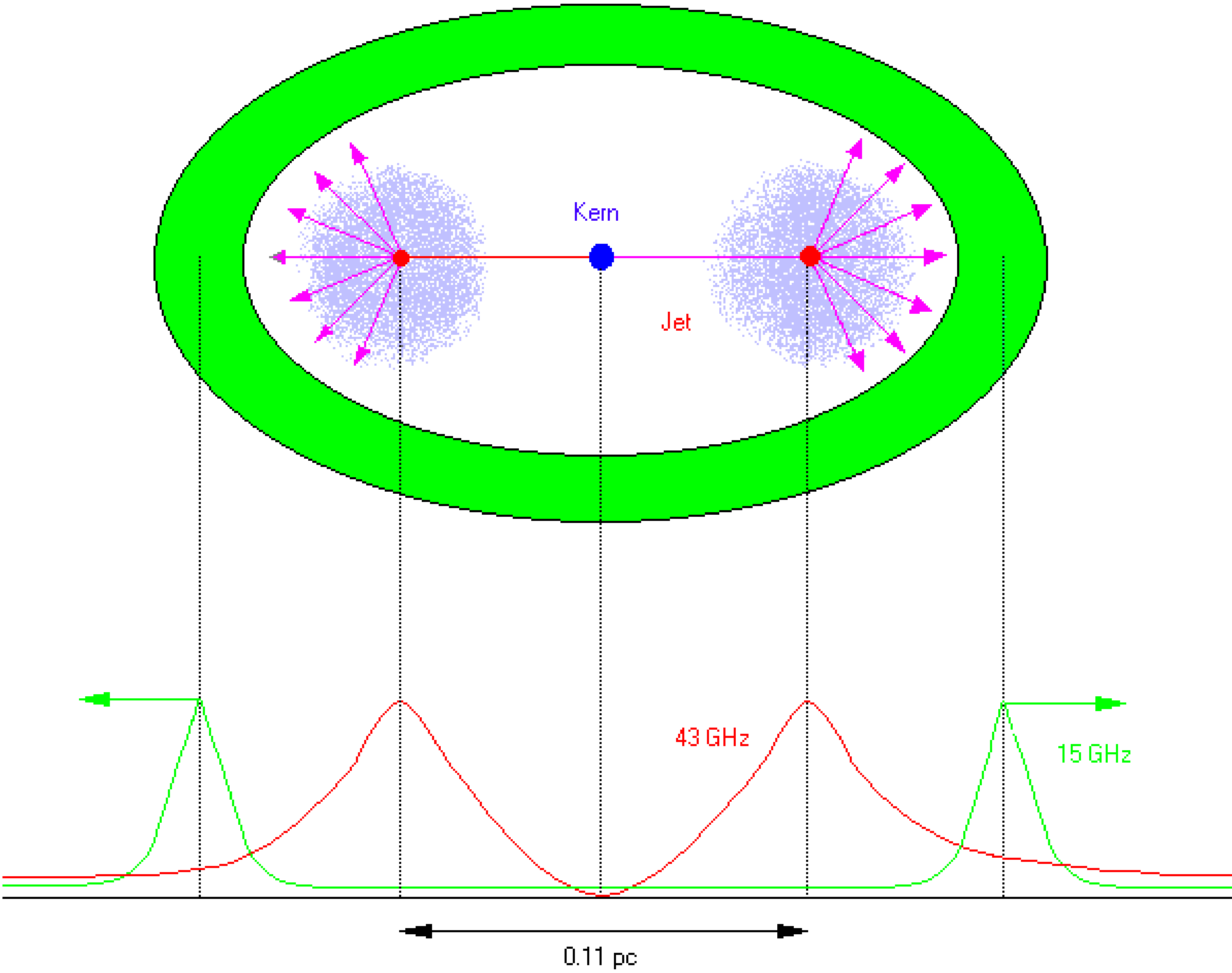

Abbildung 6.4: Das "Luftballon-Modell". Hier ist ein doppelseitiger Jet zu sehen, der in einem Hinderniss einen Schock ausbildet (rot). Das post-Schock Material expandiert mit Schallgeschwindigkeit (violette Pfeile). Die beiden Kurven repräsentieren einen Schnitt durch die Quelle bei 43 und 15 GHZ. Bei 43 GHz (rote Kurve) ist die Quelle optisch dünn, so dass man die beiden stationären Schocks sieht, während bei 15 GHz die Quelle optisch dick ist und man nur auf die $\tau \approx 1$-Fläche (grün) sieht, die mit Schallgeschwindigkeit expandiert.

6.3 Bedeutung für RIQs und Seyferts

Die Ergebnisse können für den Unterschied zwischen radio-lauten und radio-leisen Quasaren eine wichtige Bedeutung haben. Die ausgedehnte Emission von III Zw 2 ist typisch für eine radio-leise Quelle. Die Asudehung ist mit 56 kpc kleiner als die von Radiogalaxien und die Leuchtkraft ist mit $\approx 1 \times 10^{22}$ W/Hz bei 5 GHz ebenfalls sehr gering. Die scheinbare Überlichtgeschwindigkeit kann nur durch einen relativistischen Jet erklärt werden.
Damit bestätigt diese Arbeit, dass radio-leise Quasare ebenfalls relativistische Jets in ihrem Zentrum bilden können. Daher können die Kerne von radio-lauten und radio-leisen Quasaren in vieler Hinsicht sehr ähnlich sein. Ihre optischen Eigenschaften sind fast nicht unterscheidbar und beide Klassen sind in der Lage relativistische Jets zu produzieren.
Der starke anstieg des Flusses ist jedoch nach dem "Luftballon-Modell" nicht, oder nur teilweise auf relativistische Boosting zurückzuführen, sondern durch einen relativistischen Schock zu erklären, der sich auf sehr kleinen Skalen bildet.
Für Seyfert Galaxien bedeuten die Ergebnisse dieser Arbeit ebenfalls, dass sie relativistische Jets in ihren Kernen bilden können. Frühere Beobachtungen von Jets in Seyfert Galaxien mit ähnliche Radio-Eigenschaften wie III Zw 2 mitvariablen, intertierten Spektren und kompakten Kernen – z.B. Mrk 348 und Mrk 231 – haben nur subrelativistische Geschwindigkeiten hervorgebracht (Ulvestad et al. 1999). Aufgrund der Tatsache, dass III Zw 2 ebenfalls sehr lange keine relativistische Expansion zeigte, stellt sich nun die Frage, ob bei anderen Seyfert Galaxien ein ähnliches Szenario denkbar ist.
Daher ist es möglich, dass Jets in Seyfert Galaxien im Allgemeinen relativistisch starten aber schon auf sub-Parsek-Skalen entscheidend gestört oder gebremst werden. Um dies genauer zu Untersuchen wäre es wichtig die spektrale Entwicklung anderer Seyfert Galaxien genauer zu verfolgen und dort ebenfalls rechtzeitig VLBI-Messungen der Jets bei hohen Frequenzen durchzuführen. Dies wäre ein interessanter Hinweis auf die Physik der Seyfert Galaxien und hätte ebenfalls für die Theorien zur Entstehung von Jets Bedeutung.

6.4 Ausblick

Diese Arbeit lieferte wichtige Einblicke in das Zentrum der Seyfert Galaxie III Zw 2. Dabei bleibt III Zw 2 eine höchst interessante Quelle, über deren Physik es noch einiges heauszufinden gibt. So muss über die Natur des Hindernisses aus dem "Luftballon-Modell" nachgedacht werden: Handelt es sich um den molekularen Torus oder eine Gaswolke? Ferner geben die scheinbar periodischen Ausbrüche alle 5 Jahre Rätsel auf. Handelt es sich um einen präzedierenden Jet, der alle 5 Jahre auf das Hinderniss trifft und somit einen Ausbruch startet?

Zunächst müssen die VLA-Beobachtungen fortgeführt und ausgewertet werden, um die Evolution des Spektrums weiter zu verfolgen. Zusätzlich wurde eine weitere VLBA-Beobachtung am 12.11.1999 durchgeführt und eine weitere Beobachtung ist für die nahe Zukunft geplant. Bei diesen zwei Epochen wurde bzw. wird mit der Methode des *Phase-Referencing* beobachtet, was eine genaue Bestimmung der Position der Komponenten ermöglicht. Daher wird es möglich sein zu entscheiden, ob es sich um eine einseitige Expansion mit einem Kern und einem Schock, oder eine zweiseitige Expansion mit zwei Schocks handelt.
Zusätzlich muss an die VLA-Daten noch ein Jet-Modell modelliert werden, welches die Spektren erklärt.

Anhang A

Beobachtung anderer Quellen

Die VLA-Beobachtungen von III Zw 2 benötigten jeweils eine Stunde. Für einige Epochen stand jedoch mehr Zeit zur Verfügung, die für die Beobachtung anderer Quellen verwendet wurde. Einige dieser Beobachtungen wurden ebenfalls ausgewertet und sollen hier kurz beschrieben werden. Tabelle A.1 zeigt einen Überblick dieser Beobachtungen.

Epoche	Datum	Quelle	Beobachtete Frequenzen	
0	21.05.1998	III Zw 2	P,L	√
0	21.05.1998	PG 2209+184	P,L,C,X	
0	21.05.1998	TXS 2226-184	C	√
2	01.10.1998	NGC 2787	C	
3	04.11.1998	Mrk 348	L,C,X,U,K,Q	
5	08.01.1999	Mrk 348	L,C,X,U,K,Q	
6	22.02.1999	Mrk 348	L,C,X,U,K,Q	
7	23.03.1999	Mrk 348	L,C,X,U,K,Q	
11	07.07.1999	TXS 2226-184	C	√
12	01.08.1999	TXS 2226-184	X,U	√
13	28.08.1999	Mrk 348	L,C	
13	28.08.1999	PG 2209+184	L,C	
14	20.09.1999	IC 1481	L,C,X	√
15	18.10.1999	Mrk 348	L,C,X,U,K,Q	
20	18.02.2000	M 81	U	√

Tabelle A.1: Beobachtung anderer Quellen mit dem VLA. Die *nullte* Epoche bezeichnet eine Epoche eines anderen Beobachtungsprogramms, dessen Daten auch für diese Arbeit verwendet wurden.

Die Kalibration erfolgte entsprechend der Methode aus Kapitel 3, wobei bei einigen Quellen jedoch ein zusätzlicher Phasenkalibrator verwendet wurde.

A.1 TXS 2226-184

Die Megamaser-Galaxie TXS 2226-184 wurde am 21.05.1998, 07.07.1999 und am 01.08.1999 bei 4.8, 8.4 und 15 GHz beobachtet. Die jeweiligen Radiokarten sind in Abbildung A.1 zu sehen. HST-Bilder der Hα+[NII]-Linie zeigten eine Struktur, die mit der Radiostruktur übereinstimmt. Dies wurde in Falcke, Wilson, Henkel, Brunthaler,& Braatz (2000) veröffentlicht.

A.2 IC 1481

Die Galaxie IC 1481 wurde am 20.09.1999 bei 1.4, 4.8 und 8.4 GHz beobachtet. Die jeweiligen Karten sind in Abbildung A.2 zu sehen. Diese Galaxie zeige ebenfalls Megamaser und hat gewisse Ähnlichkeiten mit TXS 2226-184. Ferner liegen HST-Daten der Galaxie vor.

A.3 Mrk 348

Die Seyfert Galaxie Mrk 348 wurde öfters bei allen Wellenlängen beobachtet. Bisher konnte erst eine Karte bei 4.8 GHz vom 04.11.1998 hergestellt werden, die in Abbildung A.3 zu sehen ist. Eine Reduktion der restlichen Daten könnte Hinweise auf die spektrale Entwicklung dieser Quelle geben, die grosse Ähnlichkeiten mit III Zw 2 hat und zur Zeit einen Radioausbruch zeigt. Erst kürzlich konnte in ihr ein H_2O-Maser entdeckt werden.

A.4 M 81

Die Seyfert 2 Galaxie M 81 wurde auf zirkulare Polarisation überprüft, da ihr Kern Ähnlichkeiten mit dem Zentrum unserer Milchstrasse zeigt (Falcke H. 1996; Reuter & Lesch 1996) und dort zirkular polarisierte Strahlung nachgewiesen wurde (Bower, Falcke & Backer 1999). In Abbildung A.4 ist einmal die totale Emission bei 15 GHz (oben) sowie der zirkular polarisierte Fluss (unten) zu sehen. Es ist deutlich zu sehen, dass keine zirkular polarisierte Strahlung nachgewiesen werden konnte. Die Beobachtung wurde am 18.02.2000 durchgeführt.

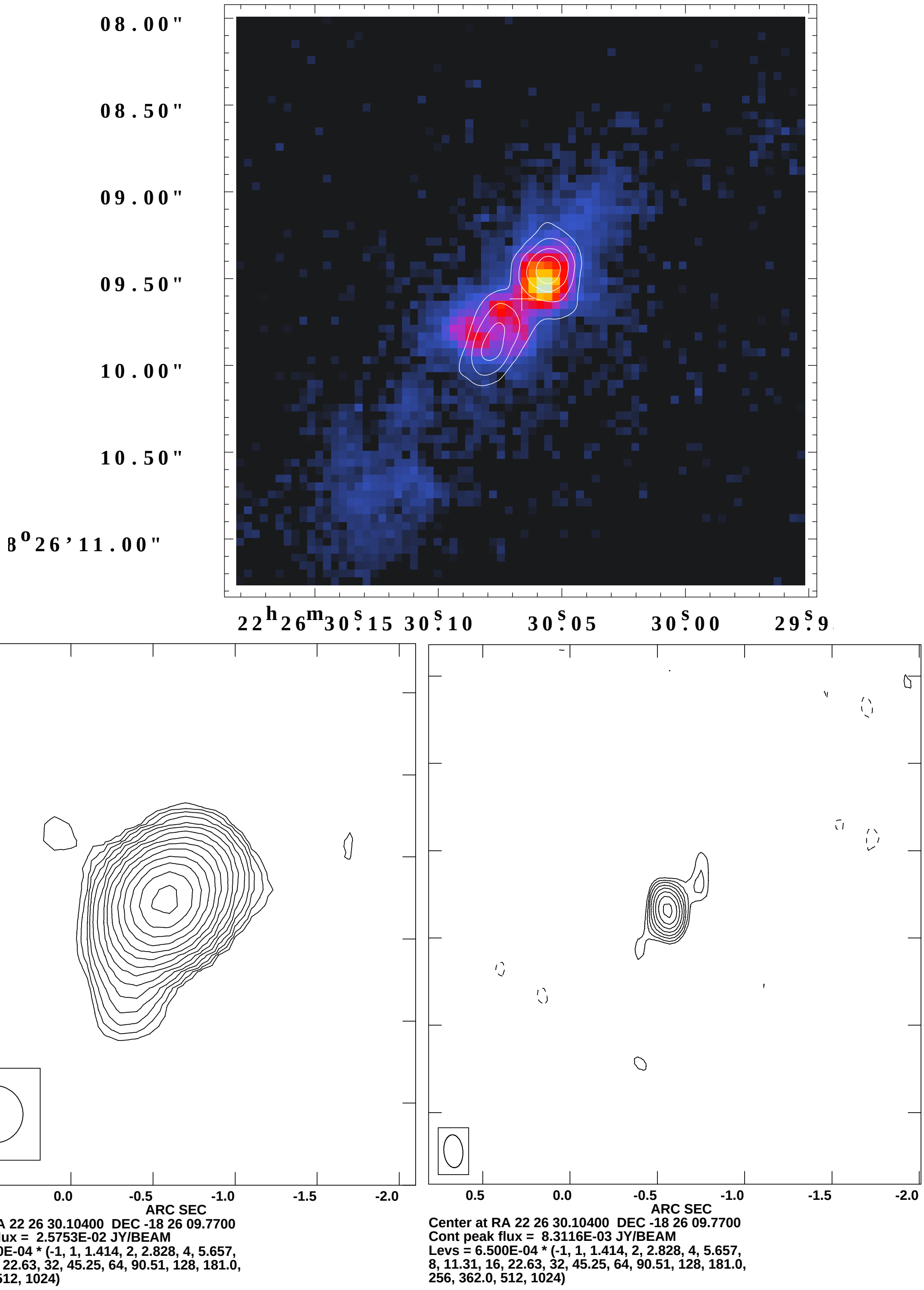

Abbildung A.1: TXS 2226-184 bei 8.4 GHz (Konturen, oben) überlegaert mit einer HST Hα+[NII]-Karte. Bei der Radiokarte wirde der Kern entfernt um die ausgedehnte Struktur zu verdeutlichen. Zusätzlich sind Radiokarten bei 4.8 (links unten) und 15 GHz (rechts unten) gezeigt.

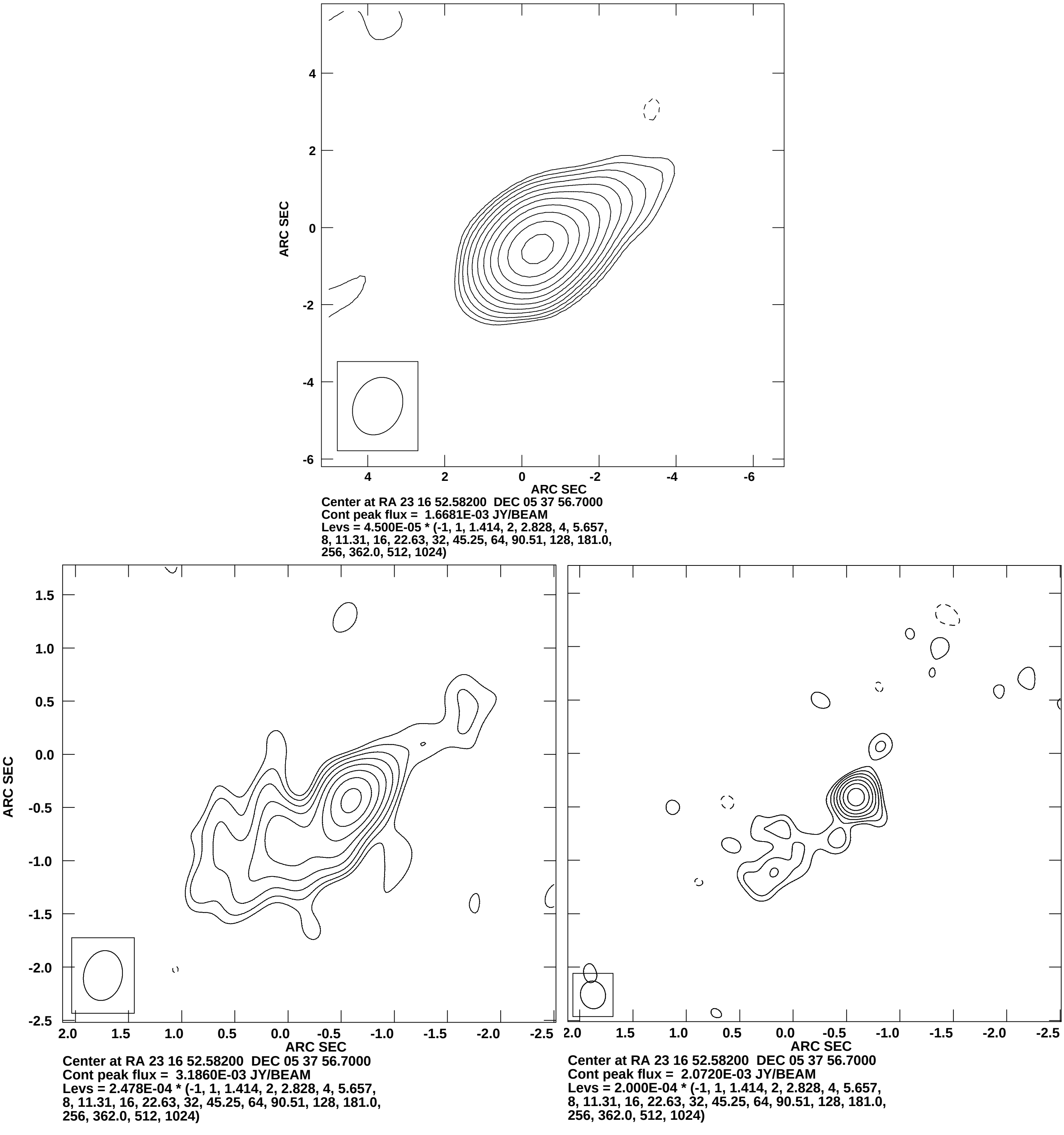

Abbildung A.2: IC 1481 bei 1.4 (oben), 4.8 (links unten) und 8.4 GHz (rechts unten).

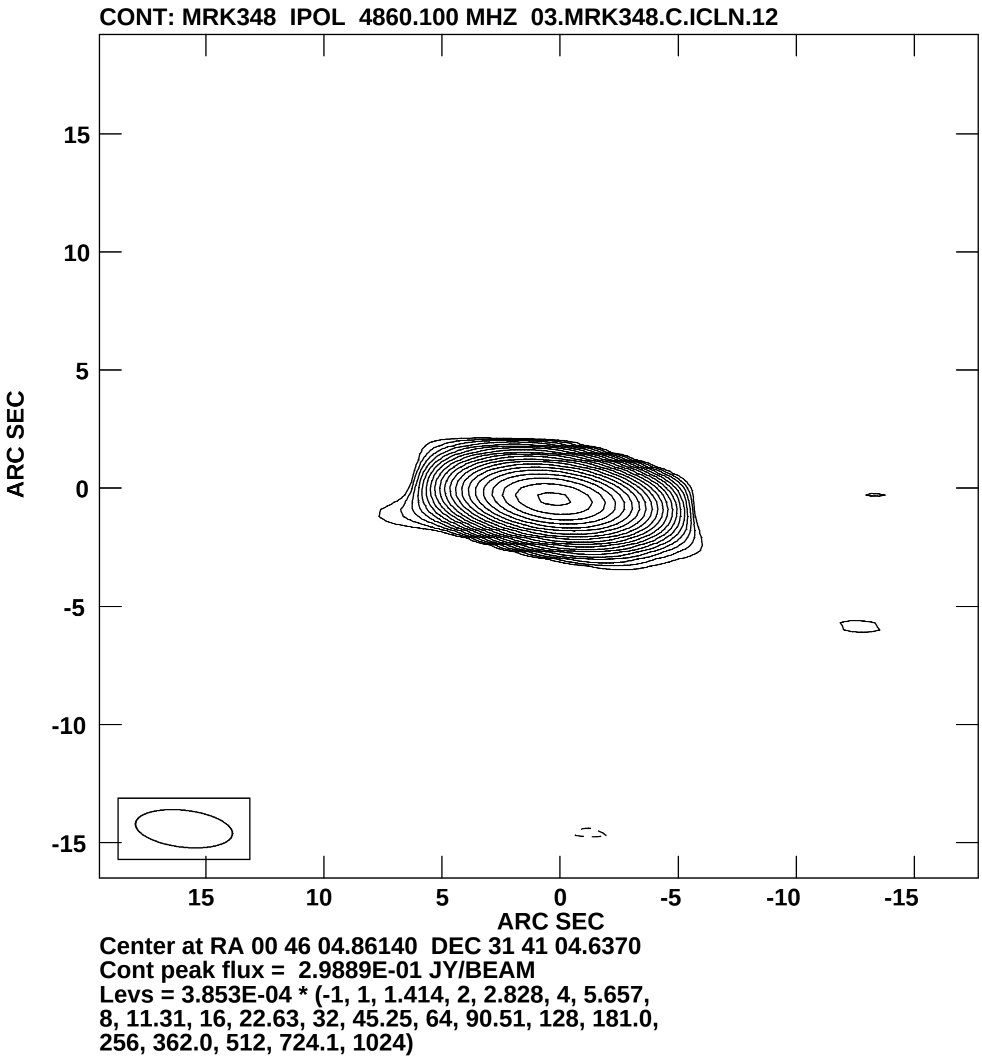

Abbildung A.3: Mrk 348 bei 4.8 GHz vom 04.11.1998.

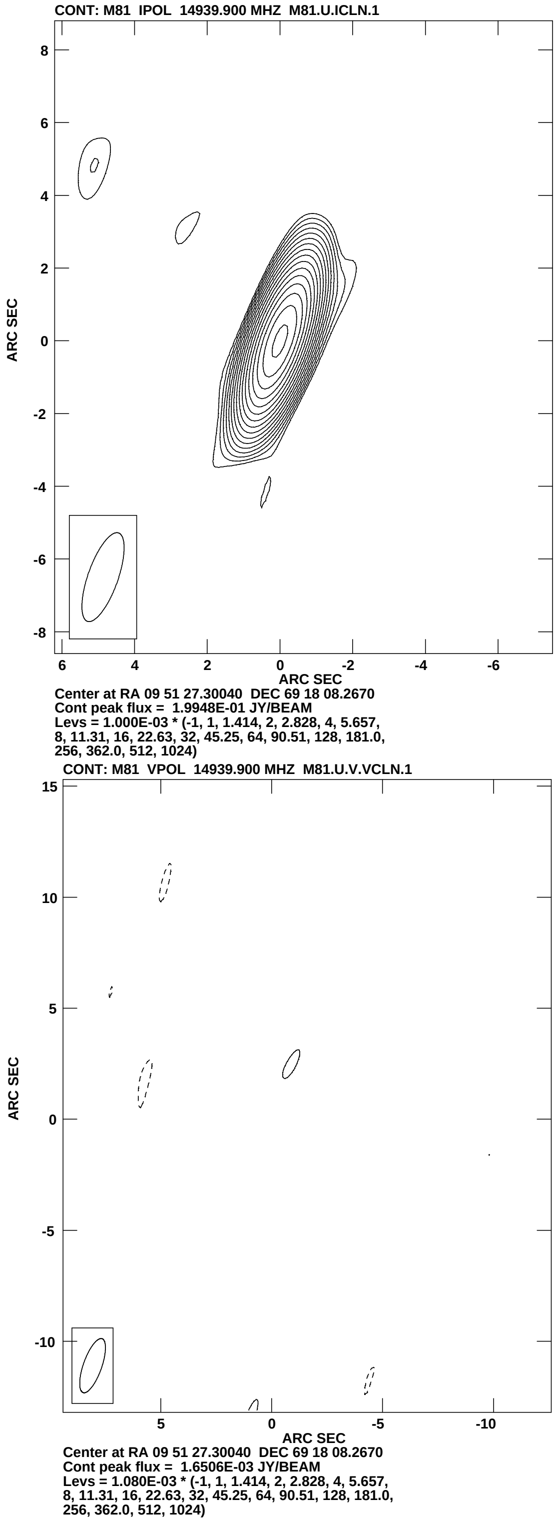

Abbildung A.4: M 81 in totaler Intensität bei 15 GHz (oben) und in zirkular polarisierter Strahlung (unten).

References

Arp H. 1968, ApJ 152, 1101

Aller H.D., Aller M.F., Latimer G.E., & Hodge P.E. 1985, ApJS 59, 513

Alonso-Herrero A., Ward M.J., & Kotilainen J.K. 1997 MNRAS 288, 977

Bahcall J.N., Kirhakos S., & Schneider D.P. 1995, ApJ 450, 486

Barthel P.D. 1989, ApJ 336, 606

Begelmann M.C., & Cioffi D.F. 1989, ApJ 345, L21

Blandford R.D., & Königl A. 1979, ApJ 232, 34

Bolton J., Stanley G., & Slee O. 1949, Nature 164, 101

Bower. G.C., Falcke H., & Backer D.C. 1999, ApJ 523, L29

Cotton W.D. 1979, AJ 84, 1122

Falcke H., Malkan M., Biermann P.L. 1995 A&A 298, 375

Falcke H., Sherwood W., Patnaik A.R. 1996, ApJ 471, 106

Facke H., Patnaik A.R., Sherwood W. 1996, ApJ 473, L13

Falcke H. 1996, ApJ 464, L67

Falcke H. et al. 1999, ApJ 514, L17

Falcke H., Wilson A.S., Henkel C., Brunthaler A., Braatz J.A. 2000, ApJ 530, L13-L16

Högbom J. 1974, ApJS 115, 417-426

Hutchings J.B. 1983, PASP 95, 799

Hutchings J.B., Campbell B. 1983, Nature 303, 584

Kaastra J.S., & de Korte P.A. 1988, A&A 115, 1295

Kellermann et al. 1989, AJ 98, 1195

Kellermann K.I., Vermeulen R.C., Zensus J.A., & Cohen M.H. 1998, AJ 115, 1295

Khachikian E. Ye., Weedman D.W. 1974, ApJ 192, 581

Kirhakos S., Bahcall J.N., Schneider D.P., & Kristian J. 1997, ApJ 520, 67

Krolik J.H. 1999, Active Galactic Nuclei (Princeton: Princeton University Press)

Kukula M.J., Dunlop J.S., Hughes D.H., & Rawlings S. 1998, MNRAS 297, 366

Lind K.R., & Blandford R.D. 1985, ApJ 295, 358

Lloyd C. 1984, MNRAS 209, 697

Mattig W. 1958, Astronomische Nachrichten 284, 109

Miller et al. 1990, MNRAS 244, 207

Miller P., Rawlings S., Saunders R. 1993, MNRAS 263, 425

Netzer H. 1978, ApJ 219, 822

Osterbrock D.E. 1977 ApJ 215, 733

Page D.N., Thorne K.S. 1974, ApJ 191, 499

Punch M. 1992, Nature 358, 477

Rachen J.P., Biermann P.L. 1993, A&A 272, 161

Reuter H.-P., & Lesch H. 1996, A&A 310, L5

Robson I. 1996, Active Galactic Nuclei (John Wiley & Sons Ltd)

Scarpa R., Urry C.M., Falomo R., Pesce J.E., & Treves A. 1999, ApJS in press

Schmidt M., Green R. 1983, ApJ 269, 352

Schwab F.R. 1980, Proc. S.P.I.E. 231, 18

Schwab F.R., Cotton W.D. 1983, AJ 88, 688

Seyfert C.K. 1943, ApJ 97, 28

Shepherd M.C., Pearson T.J. & Taylor G. 1994, BAAS 26, 987

Strittmatter P.A., Hill P., Pauliny-Toth I.I.K, Steppe H., & Witzel A. 1980, A&A 88, L12

Taylor G.L., Dunlop J.S., Hughes H., & Robson E.I. 1996, MNRAS 283, 930

Teräsranta et al. 1992, A&AS 94, 121

Thompson A. R. 1999 In: ASP Conf. Ser. 180 Synthesis Imaging in Radio Astronomy II, eds Taylor G.B., Carilli C.L., & Perley R.A.

Readhead A.C.S., & Wilkinson P.N. 1978, ApJ 223, 25

Rohlfs K., Wilson T.L. 1996, Tools of Radio Astronomy (Springer-Verlag)

Ulvestad J.S., Wrobel J.M., Roy A.L., Wilson A.S., Falcke H., Krichbaum T.P. 1999, ApJ 517, L81

Unger A.W., Lawrence A., Wilson A.S., Elvis M., & Wright A.E. 1987 MNRAS 228, 521

Urry C.M., Padovani P. 1995, PASP 107, 803

Zensus J.A., Cohen M.H., Unwin S.C. 1995, ApJ 443, 35

Zwicky F. 1967, Adv. Astron. Astrophys. 5, 267

Danksagung

Nachdem die Arbeit fertig gestellt wurde ist es nun an der Zeit mich bei allen zu bedanken, die zu ihrem Gelingen beigetragen haben.
Zunächst möchte ich mich bei den Referenten dieser Arbeit, Herr Prof. Peter Biermann und Herr Prof. Uli Klein bedanken.
Ein ganz besonderer Dank gebührt Dr. Heino Falcke für die Bereitstellung des Themas, der hervorragenden Betreuung und der ständigen Hilfsbereitschaft während meiner Diplomarbeit.
Ferner Danke ich allen Mitgliedern der VLBI-Gruppe am Max-Planck-Institut für die vielen hilfreichen und lehreichen Gespräche. Ganz besonders danke ich allen *Insassen* des VLBI-Kinderzimmers (Raum 0.09).
Ganz besonderer Dank gilt meiner Familie für die Unterstützung während des ganzen Studiums, insbesondere meiner Mutter für die viele Hilfe in allen Bereichen während des letzten Jahres.
Grossen Dank schulde ich ebenfalls Maria für ihre großartige Hilfe und ihr Verständniss insbesondere während der letzten Wochen.
Abschliessend danke ich allen Freunden, die mir während des letzten Jahres ständig neue Kraft gegeben haben (in alphabetischer Reihenfolge): Fereydun, Frank, Golbarg, Kurusch, Michael, Sascha und Stefan.

Ich versichere, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig verfaßt und nur die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe.