



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA

Instituto de Astronomía

VARIABILIDAD FOTOPOLARIMÉTRICA EN BLÁZARES-TeV

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:

DOCTOR EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA:

MARCO ANTONIO SORCIA SOTO

TUTORES:

Dra. Erika María Benítez Lizaola  
Instituto de Astronomía

Dr. David Salomé Hiriart García  
Instituto de Astronomía

México D. F., Diciembre 2013



Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

∞

*A mis hijos:*

*Aura*  
*y*  
*Leonardo*

*A mis padres:*

*Gregoria*  
*y*  
*Leonardo*

## AGRADECIMIENTOS

Esta tesis es el fruto de un proceso acumulativo de conocimientos a través de la investigación y la observación astronómica, el cual no podría haberse logrado sin la reconocida participación de todas las personas que contribuyeron para su materialización. Un inmenso agradecimiento a Erika Benítez por su atinada dirección, pues supo darme las bases necesarias para el desarrollo de este trabajo. A David Hiriart, por su sabiduría e incondicional apoyo, aparte de ser un excelente director de tesis, es una espléndida y noble persona. A mis tutores, que acompañaron y supervisaron mi desempeño académico durante el posgrado: Deborah Dultzin, Sergio Mendoza, I. Santamaría. A mis profesores del posgrado, que desinteresadamente me brindaron su asombroso conocimiento: William Lee, Dany Page, Jorge Cantó, Antonio Peimbert, Barbara Pichardo, Xavier Hernández D., Javier Sánchez, Silvia Torres, Armando Arellano, José Peña, Hector Hernández T., Christine Allen, Yair Krongold, Christophe Morisset. En memoria a Leonid Georgiev, quien con su amable generosidad, motivó siempre mi lucha en esta maravillosa disciplina. Gracias a Lety Carigi y Elena Jiménez por sus finas atenciones en la terminación de esta tesis. Al personal de la biblioteca: Beatriz Juárez, Gloria Pérez, Javier Zúñiga. Gracias a Juanita Orta, Jana Benda, y Laura Parrao, por su apreciable ayuda en el posgrado. Al personal administrativo: Guillermina Cruz, Angelina Salmeron, Lupita Contreras, Sonia y Marcela López. Muchas gracias a Maru, Anita, A. Almendra (el playa). Mil gracias a Bertha Vázquez, Heike Breunig, Abraham Roldán, Liliana Hernández, Magda González, Juan M. Rodríguez. Agradezco infinitamente a todo el personal de San Pedro Mártir y del I. A. de Ensenada, pues la esencia de este trabajo descansa plenamente de su colaboración: al señor Desiderio Carrasco, M. Jauregui, J. Valdéz, F. Quirós, E. Luna, F. Murillo, E. Coronado, L. Fox, S. Monroy, G. Melgoza, J. L. Ochoa, R. Vázquez, A. Villegas, J. Luke, C. Gallardo, A. Angeles. A todos los observadores que hicieron posible esta investigación: M. López, R. Mújica, J. I. Cabrera, R. Sacahui, I. Agudo, J. Heidt, M. Mommert. Muy especialmente agradezco a Iván Agudo, Raúl Mújica, Sergio Medoza, e Irene Cruz-González, por sus valiosas aportaciones en la revisión de esta tesis, enriqueciendo enormemente su contenido. Este trabajo fue posible gracias al apoyo CONACyT No. 177304.

# PHOTOPOLARIMETRIC VARIABILITY IN BLAZARS-TeV

## ABSTRACT

This thesis presents a detailed study of the photopolarimetric variability in  $R$ -band for blazars 1ES 1959+650 (classified as *High-Peaked BL Lac* or HBL) and ON 231 (W Comae, classified as *Intermediate-Peaked BL Lac* or IBL) during the period from 2007 October to 2013 May. The data were obtained as part of the project *Photopolarimetric monitoring of blazars-TeV at San Pedro Mártir* (SPM-Project). This project is dedicated to monitoring a number of up to 37 blazars, for which the 84 cm telescope and POLIMA polarimeter were used. Data acquisition took place at the *Observatorio Astronómico Nacional* at San Pedro Mártir, Baja California, México. The project is based on observation campaigns over a period of seven nights centered on each new moon phase. From observational data we obtained photometric and polarimetric light curves for each object. The flux variations are analysed within *Synchrotron Self-Compton* model, (SSC), while polarimetric variations in the context of the two-component model. The polarimetric analysis includes both variations in linear polarization degree and position angle of the polarization. The polarimetric behaviour for each source was analysed using the Stokes parameters from the observations. Due to the type of objects (HBL and IBL), each presented different polarimetric properties in both the polarimetric degree and the angle polarization. However, because the objects are type BL Lac, they show some similarities, for example, two components of polarization and long-term flares. For each blazar we estimated some parameters associated with the physics of the relativistic jet: the magnetic field, the viewing angle of the jet, the size of the emission region, and the Doppler factor of the jet.

The blazar-TeV 1ES 1959+650 showed a maximum brightness states of 14.08 mag in 2009 June 19. The maximum variation of  $R$ -band flux was 1.12 mag during the observation campaigns, with a minimum variability timescale of 10 days. In general, there could not be found any correlation between the polarization degree and the optical flux, except when the source started to decrease its brightness after the first maximum occurred (2009 August 18 to November 16), with a correlation coefficient  $r_{pol}=0.984\pm 0.025$ . The source

shows a maximum linear polarization degree of  $P = 12.2\%$ , and a preferential position angle of optical polarization of  $153^\circ$ , with variations of  $10^\circ - 50^\circ$ , which is in agreement with the projected position angle of the parsec scale jet found at 43 GHz. This is an important result, because with it we infer that both emission regions (radio and optical) are co-spatial and/or share the same structure of the magnetic field. From the Stokes parameters analysis we infer the existence of two optically-thin synchrotron components, that produce the variable behaviour of the observed polarization; one of them is stable, with a constant polarization degree of  $4\%$ , and the other variable, associated with shocks in the relativistic jet. These results are consistent with a spine-sheath structure of the jet, where the variable component can be associated with the central jet structure taking the form of spine, and the constant component with a stable structure in the form of sheath surrounding the jet. Assuming a stationary shock for the variable component, we estimated some physical parameters associated with the relativistic jet.

The blazar ON 231 (W Comae) showed a strong optical activity between 2008 February and 2013 May; during this period of time four optical flares were detected. However, the source showed a gradual tendency to decrease its mean flux level with a rate of  $\sim 0.6$  mJy/yr. The minimum variability timescale is 3.3 days, with maximum variations of brightness of 2.27 mag. A maximum linear polarization degree of  $P = 34\%$  was found. One of our main observational results is the detection of a large rotation of the polarization angle of  $\sim 151^\circ$ , which increases from  $78^\circ$  to  $229^\circ$ . This rotation is associated with a  $R$ -band flare that coincides in time with the  $\gamma$ -ray outburst at very high energy (VHE) detected by *VERITAS* (*Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System*) in 2008 June 8. These results indicate that both the optical and  $\gamma$ -ray emission regions could be co-spatial. Even when we observed some flares, the source presented a preferential position angle of optical polarization of  $\sim 65^\circ$ . From the Stokes parameters analysis, we infer the existence of two optically-thin synchrotron components, with different polarimetric features. One of them is variable, and the other stable with a constant polarization degree of  $11\%$ . Photopolarimetric behaviour observed in ON 231 can be explained by transverse shocks into the jet with helical structure.

# VARIABILIDAD FOTOPOLARIMÉTRICA EN BLÁZARES-TeV

## RESUMEN

Esta tesis presenta un estudio detallado de la variabilidad fotopolarimétrica en la banda- $R$  de los blázares 1ES 1959+650 (clasificado como *High-Peaked BL Lac* o HBL) y ON 231 (W Comae, clasificado como *Intermediate-Peaked BL Lac* o IBL) durante el período de octubre 2007 a mayo 2013. Los datos se obtuvieron como parte del proyecto: “*Monitoreo Fotopolarimétrico de Blázares-TeV en San Pedro Mártir*” (Proyecto-SPM). Este proyecto está dedicado al monitoreo de una muestra de 37 blázares usando el telescopio de 84 cm y el polarímetro de imagen POLIMA. La adquisición de datos se llevó a cabo en el Observatorio Astronómico Nacional en la Sierra de San Pedro Mártir, Baja California, México. Las campañas de observación se realizan en períodos con duración de siete noches consecutivas, centradas en luna nueva. De los datos observacionales se obtienen las curvas de luz fotométricas y polarimétricas para cada objeto. Las variaciones de flujo son analizadas en el contexto de modelos Sincrotrón auto-Compton (del inglés, *Synchrotron Self-Compton* o SSC), mientras las variaciones polarimétricas en el contexto del modelo de dos componentes. El análisis polarimétrico comprende tanto variaciones del grado de polarización lineal, como variaciones del ángulo de posición de la polarización. El comportamiento polarimétrico en cada fuente se analiza de acuerdo a los parámetros de Stokes derivados de las observaciones. Debido al tipo de clasificación de los objetos (HBL e IBL) cada fuente presentó diferencias en sus propiedades polarimétricas, tanto en el grado de polarización variable, como en el ángulo de polarización. No obstante, por pertenecer a la misma clase BL Lac, se explica el hecho de que también presentan algunas similitudes, como por ejemplo, la existencia de dos componentes de polarización, y abrillantamientos de largo período. Para cada uno de los blázares, se estimaron algunos parámetros físicos relevantes, asociados con el chorro de plasma (jet) relativista: el campo magnético, el ángulo de visión del jet, el tamaño de la región de emisión y el factor Doppler del jet.

El blázar-TeV 1ES 1959+650, presentó un brillo máximo de 14.08 mag el 19 de junio del 2009. La máxima variación de flujo en la banda- $R$  fue de 1.12 mag durante la campaña



de observación, con una escala mínima de variabilidad de 10 días. En general, no se encontró correlación entre el flujo y el grado de polarización, excepto en la caída del primer abrillantamiento (del 18 de agosto al 16 de noviembre del 2009), con un coeficiente de correlación de  $r_{pol} = 0.984 \pm 0.025$ . La fuente presentó un máximo grado de polarización lineal de 12.2%, y un ángulo de posición preferencial de  $153^\circ$ , con variaciones de  $10^\circ - 50^\circ$ . Estos valores del ángulo de polarización, son congruentes con los encontrados en la banda de radio para el ángulo proyectado del jet a 43 GHz. Este es uno de los resultados más importantes encontrados en esta tesis, pues con ello se infiere que ambas regiones de emisión (radio y óptico) son co-espaciales y/o comparten la misma estructura del campo magnético. Del análisis de los parámetros de Stokes, se infiere la existencia de dos componentes sincrotrón ópticamente delgadas, responsables del comportamiento variable de la polarización observada; una estable con grado de polarización constante del 4%, y otra variable asociada a choques en el chorro relativista. Este resultado es consistente con una estructura tipo espina-capa del jet (*spine-sheath*), donde la componente variable está asociada a la parte central del jet, tomando forma de espina, y la componente constante, con una estructura estable en forma de capa rodeando al jet. Suponiendo un choque estacionario para la componente variable, estimamos algunos parámetros físicos asociados al jet relativista.

El blázar ON 231 (W Comae), presentó una fuerte actividad en óptico, con cuatro abrillantamientos detectados durante la campaña de observación, entre febrero 2008 y mayo 2013. En este estudio encontramos que el nivel del flujo en cada abrillantamiento decae con el tiempo, a una tasa de  $\sim 0.6$  mJy/año. La escala mínima de variabilidad observada en este objeto es de 3.3 días, con una máxima variación de brillo de 2.27 mag. El grado máximo de polarización lineal observado fue de 34%. Un resultado observacional importante que se encuentra en esta fuente, es la detección de una rotación del ángulo de polarización de  $\sim 151^\circ$ , el cual se incrementa de  $78^\circ$  a  $229^\circ$ . Esta rotación está asociada con un abrillantamiento de la fuente en la banda-*R*, coincidente con un estallido en rayos gamma de muy alta energía (VHE, del inglés *Very High Energy*) detectado por *VERITAS* (*Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System*) el 8 de junio de 2008. La coincidencia de abrillantamientos en óptico y rayos- $\gamma$ , con una rotación del ángulo de polarización,

sugiere que ambas regiones de emisión probablemente son co-espaciales. Posteriormente, aun cuando observamos algunos abrillantamientos, el ángulo de la polarización presenta una posición preferencial de  $\sim 65^\circ$ . Del análisis de los parámetros de Stokes, inferimos la existencia de dos componentes sincrotrón ópticamente delgadas, con características polarimétricas diferentes. Una de ellas es variable y otra estable, esta última con grado de polarización lineal constante del 11 %. El comportamiento fotopolarimétrico observado en ON 231, puede explicarse mediante un modelo de choques transversales, propagándose a lo largo de un jet con estructura helicoidal.

∞

# Índice General

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Motivación Científica . . . . .	1
1.2. Observaciones . . . . .	3
1.3. Objetivos . . . . .	4
<b>2. Conceptos Preliminares</b>	<b>7</b>
2.1. La clase blázar . . . . .	7
2.1.1. Distribución espectral de energía . . . . .	8
2.1.2. Secuencia blázar . . . . .	10
2.1.3. Blázares de rayos $\gamma$ . . . . .	11
2.1.4. Variabilidad . . . . .	12
2.2. Polarización . . . . .	13
2.2.1. Emisión polarizada en blázares . . . . .	15
2.2.2. Modelo de dos componentes . . . . .	17
<b>3. Fundamentos Teóricos</b>	<b>19</b>
3.1. Mecanismos de emisión en fuentes relativistas . . . . .	19
3.2. Campo magnético y radiación sincrotrónica . . . . .	22
3.3. Emisión polarizada del jet . . . . .	26
3.3.1. Polarización por choques . . . . .	28
3.3.2. Polarización de dos componentes . . . . .	30
<b>4. Variabilidad de largo período de polarización óptica del blázar-TeV 1ES 1959+650</b>	<b>31</b>

<b>5. Rotación del ángulo de polarización en óptico asociada con un estallido de rayos-<math>\gamma</math> en 2008 del blázar ON 231</b>	<b>49</b>
<b>6. Conclusiones y Trabajo Futuro</b>	<b>79</b>
6.1. Discusión y Conclusiones . . . . .	79
6.2. Trabajo Futuro . . . . .	86
<b>A. Compton-inverso: Modelos SSC y ERC</b>	<b>89</b>
<b>B. Corrección por galaxia huésped</b>	<b>95</b>
<b>C. Propagación de errores</b>	<b>99</b>
C.1. Análisis estadístico . . . . .	99
C.2. Polarización de dos componentes . . . . .	101
C.3. Parámetros físicos . . . . .	102
C.3.1. Parámetros iniciales . . . . .	102
C.3.2. Parámetros variables . . . . .	104
C.3.3. Campo magnético y región de emisión . . . . .	105
<b>D. Lista de publicaciones</b>	<b>107</b>
<b>Glosario</b>	<b>110</b>
<b>Referencias</b>	<b>111</b>

# Índice de figuras

2.1. Distribución espectral de energía (SED) para blázares extremos LBL y HBL. Los blázares FSRQ y LBL presentan su primer máximo entre las bandas del milimétrico y el infrarrojo, mientras que en los HBL, el primer máximo está localizado entre las bandas del UV y los rayos-X. El segundo máximo en los FSRQ y LBL ocurre en las bandas de los GeV, para los HBL en la región de los TeV. De acuerdo a la secuencia propuesta para los blázares, los FSRQ y LBL son más luminosos que los HBL (Fossati et al. 1998). . . . .	9
2.2. Radiación sincrotrónica producida por una partícula relativista con ángulo de inclinación $\alpha$ , en un campo magnético $\mathbf{B}$ . La radiación es confinada en un ángulo sólido $\theta$ . . . . .	14
2.3. Esquema del modelo <i>spine-sheath</i> para explicar el comportamiento observado en las bandas de radio y TeV en objetos BL Lac. Aquí, $\Gamma_s$ es el factor de Lorentz de la componente rápida, y $\Gamma_l$ el factor de Lorentz de la componente lenta del jet. Imagen tomada de Ghisellini et al. (2005). . . . .	18
3.1. Sistemas de referencia $K$ y $K'$ a una distancia luminosa $d_L$ del sistema referencia del observador $O$ . El sistema $K'$ se mueve a una velocidad $\vec{\beta}c$ con respecto al sistema $K$ . El patrón de energía $\epsilon'$ medido en $K'$ , es amplificado como $\epsilon_* = \delta_D \epsilon'$ en el sistema $K$ , y medido como $\epsilon = \epsilon_*/(1+z)$ en el sistema $O$ . . . . .	21
3.2. Esfera de Poincaré. Visualización de los parámetros de Stokes I, Q, U, y V de acuerdo a sus valores relativos. En esta tesis la notación utilizada según la figura es: $\theta = \psi$ . . . . .	28

5.1. Mapa del cielo en coordenadas ecuatoriales mostrando la detección en rayos- $\gamma$ de ON 231 (W Comae) por <i>VERITAS</i> en marzo 2008. Imagen tomada de Acciari et al. (2008). . . . .	50
6.1. Esquema del jet para 1ES 1959+650 con una estructura espina-capa ( <i>spine-sheath</i> ). En el abrillantamiento observado el 19 de junio del 2009, el ángulo de polarización en el óptico, $\theta \sim 153^\circ$ , se alinea con el ángulo de posición proyectado del radio-jet a 43 GHz. . . . .	80
6.2. Esquema del jet con estructura helicoidal para W Comae. El ángulo de polarización, $\theta$ , rota de $78^\circ$ a $230^\circ$ , evidenciando una trayectoria curva de la zona de emisión en el óptico. En junio 2008, se presenta un estallido de rayos gamma, cuando el ángulo de polarización alcanza un valor de $\theta \sim 116^\circ$ , cercano al ángulo de posición proyectado del radio-jet $\sim 110^\circ$ . . . . .	81
6.3. La componente sincrotrón de la SED en la mayoría de objetos BL Lac, es bien modelada con SSC. Panel superior: modelo SSC para 1ES 1959+650, datos de mayo 2006 (Tagliaferri et al. 2008). Panel inferior: modelos SSC y SSC+ERC para ON 231 (W Comae), datos de marzo 2008 (Acciari et al. 2008). . . . .	82

# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1. Motivación Científica

Los blázares pertenecen a la clase de objetos conocidos como Núcleos Activos de Galaxias (de aquí en adelante AGN, del inglés *Active Galactic Nuclei*), y comprenden a los objetos BL Lac y a los cuásares de espectro plano (FSRQ, del inglés *Flat Spectrum Radio Quasar*). Se caracterizan por ser emisores multifrecuencias y suelen presentar variaciones de brillo extremas en escalas de tiempo que van desde minutos hasta varios meses (e.g. Aharonian et al. 2007; Albert et al. 2007; Benítez 1997; Costamante 2012; Massaro et al. 2001). Los blázares se distinguen por ser emisores radio-fuertes, cuya radiación es altamente polarizada, la cual se ha detectado en las regiones del radio, óptico, infrarrojo y en algunos casos hasta el ultravioleta y los rayos-X del espectro electromagnético (ver Krawczynski (2012) y referencias ahí citadas).

La mayor parte de la radiación observada en estos objetos es no térmica, proveniente de un chorro de plasma relativista (*jet*, de aquí en adelante), que emana de la región central de la galaxia activa (Blandford & Rees 1978). Su distribución espectral de energía (de aquí en adelante SED, del inglés *Spectral Energy Distribution*), presenta dos máximos de emisión<sup>1</sup>. El primer máximo, se ubica entre las regiones del radio y los rayos-X (e.g. Marscher & Gear

---

<sup>1</sup>Ver capítulo 2.



1985; Rees 1967); mientras el segundo máximo, se encuentra entre las regiones de rayos-X y rayos- $\gamma$  (e.g. Begelman et al. 1994; Maraschi et al. 1992). De acuerdo a la ubicación de su primer máximo (pico sincrotrón) en el espectro electromagnético, Padovani & Giommi (1995) clasificaron a los blázares como: HBL (del inglés *High Peak BL lac*), cuyo pico de su primer máximo se ubica en la banda de rayos-X; IBL (*Intermediate Peak BL Lac*), con su primer pico en las bandas del óptico-UV; LBL (*Low Peak BL Lac*) y FSRQ, presentando su primer pico en las bandas del milimétrico-Infrarrojo. Estudios recientes (Costamante 2012; Ghisellini & Tavecchio 2008) han encontrado un grupo de fuentes HBL, cuyo pico de emisión en rayos- $\gamma$  se localiza por arriba de 10 TeV, los cuales se han denominado TBL (siglas en inglés de *TeV Peak BL Lac*).

Los blázares son fuentes ideales para el estudio de variabilidad de la polarización lineal, sobre todo en las bandas del radio y el óptico, debido a que el proceso de radiación sincrotrónica domina en estas bandas de energía (Marscher & Gear 1985). De este modo, la observación de la polarización se ha convertido en una poderosa herramienta que ayuda a estimar y a caracterizar el campo magnético en la región donde se origina la emisión. No obstante, la variabilidad de la radiación polarizada en estos objetos es un fenómeno poco estudiado de manera sistemática, ya que sólo se han reportado algunos estudios de fuentes particulares (e.g. Andruchow et al. 2008; Brindle 1996; Ikejiri et al. 2011; Jannuzi et al. 1994; Rieger & Mannheim 2005; Smith et al. 2007; Tommasi et al. 2001). Esto se debe principalmente a la existencia de pocos polarímetros en el mundo, y al hecho de que este tipo de estudios requiere de un monitoreo continuo de las fuentes. Estos monitoreos tienen como fin detectar fluctuaciones de brillo y polarización que ocurren a distintas escalas de tiempo, lo cual requiere idealmente de un telescopio dedicado especialmente para ello.

En 2008, inició el proyecto *Polarimetric monitoring of Blazars at San Pedro Mártir* (Proyecto-SPM)<sup>2</sup>, en el Observatorio Astronómico Nacional de San Pedro Mártir (OAN-SPM) en Baja California, México. Este proyecto tiene como objetivo realizar observaciones fotopolarimétricas de una muestra de 37 blázares emisores de rayos- $\gamma$ , el cual está estrechamente relacionado con el proyecto GASP (*GLAST-AGILE Support Program*), iniciado

---

<sup>2</sup><http://www.astrossp.unam.mx/blazars>

por el *Whole Earth Blazar Telescope* (WEBT) en septiembre 2007. El *GASP* se planteó como un proyecto para obtener un monitoreo continuo a largo plazo desde las bandas del radio hasta el óptico de blázares emisores en rayos- $\gamma$  durante la operación de los satélites *AGILE* (*Astro-rivelatore Gamma a Immagini LEggero*) y *FERMI*, inicialmente conocido como *GLAST* (*Gamma-ray Large Area Space Telescope*) hasta su puesta en órbita.

## 1.2. Observaciones

### Selección de la Muestra

La muestra del Proyecto-SPM fue seleccionada de acuerdo a las propiedades de cada objeto, los cuales han sido observados en diferentes bandas del espectro electromagnético. Algunos pertenecen a objetos seleccionados en radio, mientras otros en rayos-X. La lista completa puede consultarse en la página: <http://www.astrossp.unam.mx/blazars>. Los criterios para la selección de la muestra fueron: 1) todos los objetos deben ser de la muestra *MOJAVE* (*Monitoring Of Jets in Active galactic nuclei with VLBA Experiments*) y *AGILE*; 2) tener una historia larga de datos en las bandas del radio, óptico y rayos-X; 3) estar incluidos en los catálogos *3EG* (*The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources*), *WMAP* (*The Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*), y archivo *RXTE-ASM* (*Rossi X-ray Timing Explorer -All-Sky Monitor*); 4) ser observados por *SAX* (*X-ray Astronomy Satellite*) y *Swift Gamma Ray Burst Satellite*, y telescopios terrestres de rayos- $\gamma$  TeV; 5) tener una declinación entre  $-45^\circ$  y  $+71^\circ$ ; 6) suficiente brillo en la banda *R* para ser observados con el telescopio de 84-cm del OAN-SPM y el instrumento *POLIMA* (Hiriart et al. 2005).

### Observaciones

En octubre y noviembre de 2007 se tuvieron las primeras temporadas de observación para calibración del instrumento. El monitoreo de los objetos inició formalmente en marzo del 2008 y continúa hasta el presente. Las temporadas comprenden siete noches de observación en cada mes centradas en la fase de luna nueva. Las observaciones se realizan con el telescopio de 84 cm y el polarizador de imagen en la banda óptica *POLIMA* (Hiriart

et al. 2005). Una descripción completa y detallada de las observaciones e instrumentos puede encontrarse en Sorcia et al. (2013). Los objetos brillantes ( $m_R \leq 16$  mag), son observados con un tiempo de exposición entre 60 y 300 segundos. Los objetos de bajo brillo, requieren de un mayor tiempo de exposición (entre 500 y 600 segundos). La observación de estos objetos es coordinada de manera simultánea con otros telescopios terrestres y satelitales, en las diferentes bandas de energía del espectro electromagnético, desde radio hasta rayos- $\gamma$ . Para la calibración polarimétrica se usan estrellas estándares polarizadas y no-polarizadas de la lista de Schmidt et al. (1992). Para un estudio detallado de calibración del instrumento telescopio-POLIMA ver López (2011).

La reducción de datos, se realiza con un programa diseñado especialmente para el proyecto-SPM, escrito por David Hiriart <sup>3</sup>. El programa está escrito en lenguaje C y consta esencialmente de dos partes: *estandar.c* y *flujo.c*. El programa *estandar* es utilizado para la reducción de las estándares polarimétricas polarizadas y no polarizadas. El programa *flujo* es utilizado para obtener la fotopolarimetría de los blázares. La calibración de las magnitudes instrumentales se realiza por medio de estándares fotométricas ubicadas en la misma imagen que el objeto de estudio. La lista de artículos publicados con datos obtenidos en este proyecto de monitoreo polarimétrico, donde M. Sorcia es autor y co-autor, se presenta en el Apéndice D.

### 1.3. Objetivos

El objetivo de este trabajo es presentar los resultados del análisis de dos blázares de rayos- $\gamma$  de la base de datos del Proyecto-SPM: uno tipo HBL (1ES 1959+650) y el otro tipo IBL (ON 231). La muestra de datos para ambos blázares abarca un período de entre 4 y 5 años. El análisis se realizó usando modelos teóricos que se han propuesto para explicar la variabilidad polarimétrica en el óptico en blázares. Para cada una de estas fuentes, se plantearon los siguientes objetivos particulares:

---

<sup>3</sup>Comunicación privada.

1. Hacer un estudio sistemático de las propiedades observacionales fotopolarimétricas, analizando primordialmente la variabilidad en el flujo, el grado de polarización y el ángulo de polarización para cada objeto.
2. Caracterizar las regiones de emisión en óptico, así como la intensidad y topología del campo magnético asociado al jet relativista.
3. Obtener algunos parámetros físicos del jet relativista a partir de los datos fotopolarimétricos.
4. Estudiar las propiedades de variabilidad en escalas de tiempo de largo-periodo, desde días hasta meses, y compararlas con las encontradas en otras bandas del espectro electromagnético.

Después de realizar los puntos anteriores para cada fuente se procede a establecer las diferencias encontradas de acuerdo a su clasificación. Este trabajo está organizado de la manera siguiente: en el Capítulo 2, se hace una breve descripción de las características observacionales del fenómeno blázar, como una extensión de lo expuesto en los artículos incluidos en esta tesis. En el Capítulo 3, se desarrolla de forma concisa los fundamentos teóricos de modelos físicos para explicar la variabilidad fotopolarimétrica observada en los blázares. En el Capítulo 4, se presentan los resultados encontrados para el TeV-blázar 1ES 1959+650, destacando las características del campo magnético en la zona de emisión. En el Capítulo 5, se muestran los resultados encontrados para el blázar IBL, ON 231 (W Comae). En el Capítulo 6, se presentan las conclusiones del trabajo realizado y trabajos a futuro. En el Apéndice A, se hace una síntesis de los procesos de emisión Compton-inverso para los modelos sincrotrón auto-Compton (SSC, *Synchrotron Self-compton*), y Compton externo (ERC, *External Radiation Compton*). En el Apéndice B, se explica cómo se corrigen los flujos por la contribución de la galaxia huésped. El Apéndice C, muestra el cálculo de la propagación de errores usada en este trabajo. En el Apéndice D, se presenta una lista de publicaciones con la contribución del proyecto-SPM, en donde M. Sorcia es autor y co-autor. Finalmente, se proporciona un glosario de los símbolos empleados en esta tesis.



# Capítulo 2

## Conceptos Preliminares

### 2.1. La clase blázar

El nombre *blázar*, fue propuesto por Ed Spiegel al término de una conferencia realizada en Pittsburgh sobre objetos tipo BL Lac en 1978. Esta palabra surge como acrónimo al combinar las palabras BL Lac y cuásar. Los blázares forman parte de la familia de Núcleos Activos de Galaxias (AGN) y la clase incluye a los objetos conocidos como BL Lac<sup>1</sup> y a los cuásares de alta variabilidad de espectro plano, FSRQ. Ambos tipos de AGN son potentes emisores en radiofrecuencias y emiten radiación de continuo en todas las bandas del espectro electromagnético (desde el radio hasta los rayos-X, y en algunos casos hasta los rayos- $\gamma$  con energía de TeV) la cual es violentamente variable. Los objetos BL Lac se caracterizan por carecer de líneas de emisión en su espectro electromagnético (o en su caso son muy débiles); presentan bajas tasas de acrecimiento; y discos con ineficiencia radiativa. En cambio, los FSRQs son más luminosos; exhiben líneas anchas en su espectro electromagnético; emiten radiación infrarroja (IR) proveniente del toro de polvo; y presentan altas tasas de acrecimiento (ver e.g. Costamante 2012, y referencias ahí citadas). En general, los blázares emiten radiación altamente polarizada desde las bandas de radio hasta el óptico, en algunos objetos hasta el ultra violeta y los rayos-X (Krawczynski 2012).

---

<sup>1</sup>Este nombre fue adoptado a la clase de objetos con propiedades similares al blázar BL Lacertae, que inicialmente se catalogó como estrella variable en la constelación de Lacerta.

Los estudios de variabilidad en AGN son fundamentales pues proporcionan información sobre las regiones más próximas a la máquina central (Benítez 1997). En particular, se ha encontrado que los estudios de variabilidad en multifrecuencias (MW, del inglés *Multi-Wavelength*) realizados en los blázares permiten: (a) conocer el estado de actividad de la fuente; (b) buscar posibles correlaciones entre eventos ocurridos a altas y bajas energías, (c) caracterizar la distribución espectral de energía.

### 2.1.1. Distribución espectral de energía

Desde hace 20 años se ha establecido que la SED de los blázares, dependiendo del objeto en cuestión, presenta dos máximos en intensidad ubicados a distintas frecuencias, ver Figura 2.1. Para obtener la SED en los blázares se requiere de observaciones simultáneas y en multifrecuencias. Hasta ahora se han propuesto varios modelos teóricos para explicar la forma de la SED. El primer pico en intensidad, el cual se observa en regiones que van desde el infrarrojo (IR) hasta el cercano UV, proviene de radiación sincrotrónica de los electrones relativistas que viajan formando un haz o jet de partículas. Existe el llamado *modelo del jet relativista* (Blandford & Rees 1978; Blandford & Payne 1982; Levinson 1999; Sikora & Madejski 2001) el cual propone en particular que el jet de los objetos tipo BL Lac forma un ángulo pequeño respecto a la línea de visión del observador. Este modelo se considera fundamental para el fenómeno blázar, pues explica adecuadamente los efectos relativistas observados en los blázares tales como el efecto superlumínico, la intensificación y el direccionamiento de la radiación por efecto Doppler (Blandford & Königl 1979).

En relación al origen del segundo pico en intensidad, el cual se produce en regiones que van desde los rayos-X suaves ( $<1$  KeV) hasta los rayos- $\gamma$ , resulta ser más controvertido y aún no se ha podido establecer con certeza el mecanismo que lo produce. Existen a la fecha, dos enfoques diferentes para explicar la emisión de rayos gamma en blázares, los llamados modelos *leptónicos* y los modelos *hadrónicos*. Dentro de los modelos leptónicos, existe uno que atribuye el origen de emisión gamma a la dispersión Compton-inverso de fotones suaves producidos inicialmente vía sincrotrón dentro del jet. En este proceso, los fotones

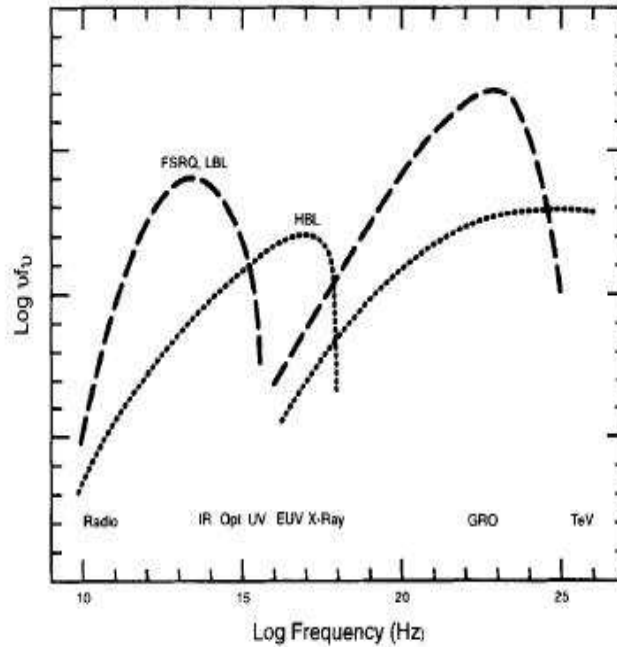


Figura 2.1: Distribución espectral de energía (SED) para blázares extremos LBL y HBL. Los blázares FSRQ y LBL presentan su primer máximo entre las bandas del milimétrico y el infrarrojo, mientras que en los HBL, el primer máximo está localizado entre las bandas del UV y los rayos-X. El segundo máximo en los FSRQ y LBL ocurre en las bandas de los GeV, para los HBL en la región de los TeV. De acuerdo a la secuencia propuesta para los blázares, los FSRQ y LBL son más luminosos que los HBL (Fossati et al. 1998).

suaves sincrotrón son dispersados vía Compton-inverso por los mismos electrones que produjeron la emisión sincrotrónica, emitiendo en consecuencia radiación a altas energías. Estos modelos se conocen en la literatura como modelos sincrotrón auto-Compton (SSC, *Synchrotron Self-Compton*, Bloom & Marscher 1993; Konigl 1981; Maraschi et al. 1992). Otros modelos leptónicos suponen que la emisión del pico en altas energías se produce por dispersión Compton-inverso de un campo externo de radiación (*External Radiation Compton*, modelos “ERC” o “EC”) que incide directamente sobre el jet relativista (e.g. Begelman & Sikora 1987; Begelman et al. 1994).

En los modelos hadrónicos, la emisión de altas energías es generada por la producción de pares, como también por radiación sincrotrónica generada por protones (Aharonian



2000; Mannheim 1993). Sin embargo, el mecanismo por el cual la energía es transferida desde la máquina central (el hoyo negro) hacia el jet relativista durante los estados de aumento de brillo, y la subsecuente disipación de energía en el jet, responsable del comportamiento complejo de la SED en multifrecuencias, aún no está bien determinado. En general, los modelos proveen de algunas predicciones sobre el comportamiento de la SED en unas cuantas fuentes específicas y están a la espera de ser probados observacionalmente.

### 2.1.2. Secuencia blázar

Padovani & Giommi (1995) clasificaron a los blázares de acuerdo a la ubicación de su máximo (pico) de la componente sincrotrón. De este modo, introdujeron la distinción entre “*Low-energy peak BL Lacs*” (LBL) y “*High-energy peak BL Lacs*”(HBL), para objetos en los cuales emiten su potencia pico sincrotrón en bajas frecuencias (mm-IR) o altas frecuencias (UV-rayos-X), respectivamente. Sin embargo, posteriormente se encontraron objetos intermedios entre LBLs y HBLs (Nieppola, Tornikoski, & Valtaoja 2006), llamados “*Intermediate-energy peak BL Lac*” (IBL), emitiendo su potencia pico sincrotrón en las bandas del óptico. En los objetos LBL, su segundo máximo de intensidad se ubica entre 10 MeV-1 GeV, mientras en los HBL entre 1 GeV-100 GeV. Al igual que los LBL, los FSRQ presentan su pico sincrotrón en el régimen mm-IR, y su máximo de la componente Compton en la banda de 10 MeV-1 GeV.

Hace más de una década se propuso que los objetos BL Lac conformaban una secuencia de acuerdo a las propiedades observadas en la SED, la cual dependía solamente de un único parámetro: la luminosidad bolométrica observada (Fossati et al. 1998). Esta secuencia parecía explicar adecuadamente las diferencias encontradas entre los HBL y los LBL (ver, Ulrich et al. 1997). Sin embargo, recientemente Nieppola, Tornikoski, & Valtaoja (2006) estudiaron las propiedades de la SED de una muestra de más de 300 objetos tipo BL Lac, y demostraron que la luminosidad bolométrica no es el parámetro más adecuado para definir la secuencia de los objetos tipo BL Lac. Sus resultados se basan en el análisis de las propiedades en rayos-X que presentan los objetos en su muestra. Estos autores

encontraron que hay objetos tipo HBL cuyas luminosidades bolométricas son muy altas, en contraste con algunos LBL (que en realidad son muy pocos, pero existen) que presentan luminosidades bolométricas muy débiles; esto indica que la luminosidad no define a los BL Lac como lo propusieron inicialmente Fossati y colaboradores. Una alternativa es pensar que los objetos tipo BL Lac conforman una sólo clase de objetos (secuencia continua) y que las diferencias observadas pueden explicarse dentro del contexto del *modelo unificado* (Urry & Padovani 1995).

Estudios recientes (ver, Costamante 2012) realizados con los telescopios Cherenkov atmosféricos: HESS (*High Energy Stereoscopic System*), operando en las bandas de energía de 10 GeV a 10 TeV, han encontrado objetos cuya emisión en muy altas energías (VHE, de inglés *Very High Energy*), presentan su pico máximo Compton entre 3 TeV y 10 TeV, mientras que muchos de los objetos HBL detectados por *FERMI*, presentan su pico Compton entre 1 GeV y 300 GeV. Estas diferencias nos conducen a clasificar a los HBL en dos tipos: objetos GBL (GeV-peak HBL), cuyo pico Compton se localiza  $\sim 100$  GeV; y objetos TBL (TeV-peak HBL), cuyo pico Compton se ubica a energías  $> 3$  TeV.

### 2.1.3. Blázares de rayos $-\gamma$

Uno de los descubrimientos más importantes en relación al fenómeno blázar fue el hecho de detectar fotones de rayos gamma (GeV) con el telescopio EGRET (*Energetic Gamma Ray Experiment Telescope*, a bordo del *Compton Gamma-Ray Observatory*) en algunos blázares, los cuales se conocen como blázares de rayos gamma (Hartman et al. 1992, 2001). Es importante decir aquí que sólo los objetos tipo HBL han sido identificados como Blázares TeV (200 GeV-10 TeV) o blázares de rayos gamma de muy alta energía. Esto abrió en su momento una nueva ventana para estudiar la velocidad, composición y energía de los jets relativistas en estos objetos. EGRET detectó variaciones rápidas en escalas temporales del orden de días, lo cual se ajustaba adecuadamente a la idea de que la escala de variabilidad estaba relacionada con el radio gravitacional ( $R_g$ ) y, por tanto, con la masa del hoyo negro central. Estas variaciones se explicaron suponiendo la presencia de

perturbaciones cercanas al hoyo negro, las cuales viajan hacia afuera del disco si el factor Doppler es grande. De acuerdo con este escenario los fotones de rayos gamma se producen entre  $(100-10000)R_g$ , por tanto muy cerca de la región donde se produce la emisión en radiofrecuencias.

El éxito obtenido con los modelos teóricos se vió alterado cuando se iniciaron las observaciones de rayos gamma de alta energía ( $> 350$  GeV y hasta 10 TeV) con los telescopios HESS y MAGIC (*Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov*)<sup>2</sup> en dos blázares: PKS 2155-304 (Aharonian et al. 2007) y Mrk 501 (Albert et al. 2007). En ambos objetos se observaron variaciones de brillo con escalas de tiempo muy cortas (del orden de minutos). Dada la masa del hoyo negro central en ambos objetos, se encontró que las escalas de variación observadas en la región de los rayos gamma resultaron más cortas de lo esperado por un factor de dos. Esto condujo a suponer dos posibilidades: 1) que las variaciones observadas pudieran generarse en una pequeña fracción del horizonte de eventos del hoyo negro; 2) que en realidad son pequeñas fluctuaciones intrínsecas que ocurren en el jet relativista. Ambos escenarios han podido explicar hasta cierto punto el pico de alta energía en los blázares dependiendo si son de tipo LBL o HBL. Por ejemplo, en la SED de Mrk 501 el pico sincrotrón domina, por tanto se explica exitosamente con modelos SSC, mientras que el pico Compton (rayos- $\gamma$ ) domina en PKS 2155-304 y favorece los modelos ERC. No obstante, esto no puede generalizarse pues en algunos objetos se ha encontrado que ambos modelos pueden explicar el pico en altas energías.

#### 2.1.4. Variabilidad

Los patrones de variabilidad están gobernados por las siguientes escalas de tiempo: i) el tiempo que tarda la luz en atravesar la fuente; ii) el tiempo de enfriamiento; iii) el tiempo de aceleración o inyección de las partículas que causan la radiación; iv) el tiempo dinámico, el cual es igual al tiempo de travesía de la luz en el caso de una fuente que se expande a velocidad relativista (Levinson 1999).

---

<sup>2</sup>Telescopio localizado en el Observatorio del Roque de los Muchachos, La Palma, Islas Canarias.

En blázares, un posible escenario de variabilidad (ver, Wagner 1999, y referencias ahí citadas), es la formación de trenes de ondas de choque durante un período de aumento de actividad, probablemente asociada con inestabilidades de acrecimiento o con procesos relacionados a la eyección del jet. En modelos donde la emisión se origina en las partes internas del jet, el tamaño de la fuente está limitada por la profundidad óptica. La gamma-esfera (fotósfera de rayos- $\gamma$ ) en fuentes potentes con luminosidades de  $\sim 10^{46}$  ergs $^{-1}$ , se sitúa entre  $10^{-3}$  pc y 1 pc (Blandford & Levinson 1995). La escala de tiempo de variabilidad correspondiente será de minutos a semanas, suponiendo que el plasma se mueve con un factor de Lorentz de  $\Gamma \sim 10$ , a pequeños ángulos de visión. La radioesfera se localiza típicamente a radios mayores. La correlación entre emisión en óptico y rayos gamma es otra característica de variabilidad en blázares. El tiempo de retardo entre las diferentes bandas y las amplitudes relativas son importantes en el diagnóstico de los mecanismos de radiación y la estructura de la región de emisión. Estos tiempos de retardo también pueden ser influenciados por efectos geométricos y de orientación (Levinson 1999).

## 2.2. Polarización

Desde que Shklovskii en 1953 (e.g. Burn 1973; Shklovskii 1957) propuso con éxito la presencia de emisión sincrotrónica incoherente para explicar la emisión en radiofrecuencias de la nebulosa del cangrejo, esta teoría se extendió rápidamente a fuentes compactas en radio. Uno de los éxitos de esta teoría fue la predicción de un límite superior de la temperatura de brillo observada  $T_b \leq 10^{12}$  K. Además, la emisión en continuo puede modelarse por una ley de potencias  $F_\nu \sim \nu^{-\alpha}$ . Una característica importante de la radiación sincrotrónica es su alto grado de polarización lineal ( $\sim 75\%$ ) en regiones ópticamente delgadas.

La radiación sincrotrónica emitida por una partícula puede ser elípticamente polarizada, y su sentido lo determina la dirección de la línea de visión, dependiendo si se sitúa dentro o fuera del cono de máxima radiación (Figura 2.2). Para una distribución de

partículas que varían ligeramente su ángulo de inclinación, las componentes elípticas se cancelan, debido a que los conos de emisión contribuyen igualmente en ambos lados de la línea de visión. Así, la radiación observada será linealmente polarizada, caracterizada por sus potencias de emisión en ambas direcciones, paralela y perpendicular a la proyección del campo magnético en el plano del cielo (ver sección 3.2).

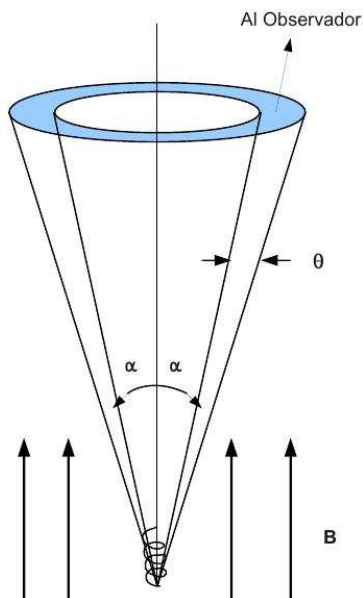


Figura 2.2: Radiación sincrotrónica producida por una partícula relativista con ángulo de inclinación  $\alpha$ , en un campo magnético  $\mathbf{B}$ . La radiación es confinada en un ángulo sólido  $\theta$ .

En núcleos activos, la emisión polarizada en óptico del disco de acrecimiento, es un método útil para estimar campos magnéticos en el horizonte de hoyos negros supermasivos<sup>3</sup> (Silant'ev et al. 2009). Por otro lado, resultados encontrados en galaxias Seyfert mediante estudios espectropolarimétricos, inclinan la balanza a favor del esquema unificado, encontrando que el espectro de emisión polarizada en galaxias Sy 2 (por ejemplo en NGC 1068) presenta líneas anchas de emisión (no observadas con espectrometría, y presentes sólo en Sy 1). Considerando que la emisión original (no polarizada) se polariza por dispersión, se sugiere entonces que la emisión de líneas anchas es oscurecida por

<sup>3</sup>Los hoyos negros supermasivos se definen como hoyos negros con masas  $> 10^6$  masas solares ( $M_{\odot}$ ).

material absorbente, infiriendo así la existencia de un toro de polvo alrededor del disco de acrecimiento (Schneider 2006). Particularmente, en blázares, la polarización nos ayuda a entender los mecanismos básicos de emisión y los procesos físicos que toman lugar en los jets relativistas (Blandford & Königl 1979; Blandford & Rees 1978; Levinson 1999; Urry & Padovani 1995). De esta manera, la polarimetría es una poderosa herramienta, pues nos da información importante que no es dada por otros métodos de observación. La radiación emanada en muchos objetos es no polarizada, debido a que en el promedio se cancela cualquier tipo de polarización, ya sea por factores de orientación, dispersión, o naturaleza misma de la emisión; así la detección de radiación polarizada puede ser indicio de alguna asimetría presente en la fuente de emisión. Las principales fuentes de asimetrías son los campos magnéticos y/o una distribución asimétrica de la radiación dispersada.

### 2.2.1. Emisión polarizada en blázares

Estudios de polarización lineal en blázares, se han llevado a cabo desde las bandas del radio hasta el UV (incluso hasta los rayos-X, ver Krawczynski 2012). Desde hace varios años, se ha investigado la posible correlación entre el grado de polarización y el brillo de la fuente en el óptico en varios blázares, por ejemplo: PKS 0735+178 (Shakhovskoi & Efimov 1977), 3C 345 (Smith et al. 1986), PKS 0215+015 (Kikuchi 1989), 3C 66A y W Comae (Efimov & Shakhovskoy 1998). No obstante, esta correlación no se ha observado en BL Lac (Sillanpää et al. 1993), PKS 0109+224 (Valtaoja et al. 1993), S5 0714+714 (Kümmel et al. 1994), ni en OJ 287 (Pursimo et al. 2000). La existencia de correlación, entre brillo y polarización, resulta importante para ajustar los modelos que describen la física de los jets. En el caso del modelo de choques en el jet, uno puede esperar un incremento de la polarización a la par de un aumento en brillo debido a la presencia de un campo magnético ordenado en la región donde se produce el choque. En objetos donde se ha visto esta correlación, parece ser que ocurre solamente cuando se producen estallidos de brillo (Efimov et al. 2002), aunque no necesariamente coincide con el máximo observado. En el

caso de jets electromagnéticos<sup>4</sup> (flujo de Poynting dominante), lo contrario es posible si el plasma eyectado, responsable del incremento en el flujo total, tiene un campo magnético caótico o un campo desalineado con el jet a gran escala (Jorstad et al. 2006).

En años recientes se ha encontrado en la literatura un amplio interés por el estudio de las propiedades polarimétricas en el óptico de los blázares (D' Arcangelo et al. 2009; Hagen-Thorn et al. 2008; Ikejiri et al. 2011; Marscher et al. 2010; Sasada et al. 2011; Smith et al. 2009). Uno de los resultados importantes de estos trabajos, es el hecho de que las variaciones en el ángulo de posición ( $PA$ ) y el grado de polarización ( $P$ ), están asociadas con las variaciones de la dirección del vector de campo magnético y con la intensidad de su componente perpendicular a la línea de visión (ver Sorcia et al. 2013). Asimismo, estas variaciones pueden estar asociadas con la distribución de energía de los electrones relativistas en la región de emisión (Angel & Stockman 1980; Lister & Smith 2000), la cual puede ser hasta mil veces más pequeña ( $\sim 10^{15}$  cm) que las estructuras compactas de radio ( $\sim 10^{18}$  cm). Estudios de polarización en radio, demuestran que el vector de campo magnético se alinea perpendicularmente a la dirección del choque (Dulwich et al. 2009). Esto sugiere que los choques pueden ser los responsables de la compresión de las líneas de campo magnético y de la aceleración de los electrones que producen la radiación sincrotrónica. Sin embargo, los estudios de variación temporal de la polarización son demasiado complejos para dar una interpretación directa; como también el diseño de modelos físicos para explicar el comportamiento entre brillo y polarización (Hagen-Thorn et al. 2008). En algunos blázares, la polarización varía azarosamente en el tiempo, mientras que en otros tiene un comportamiento sistemático. Algunos autores (Marscher et al. 2010; Sasada et al. 2011), han encontrado que la rotación observada en el vector de polarización, puede deberse a una estructura helicoidal del campo magnético, o por un doblez en el jet, puesto que la rotación del ángulo de posición de polarización, implicaría una trayectoria no-axisimétrica del patrón disipación/emisión, o del movimiento completo del jet.

---

<sup>4</sup>Para cuantificar la importancia dinámica de campos magnéticos a gran escala, se introduce el parámetro de magnetización  $\sigma$ , definido como la razón del flujo de Poynting al flujo de partículas,  $\sigma \equiv F_{Poynting}/F_p$ . En jets hidrodinámicos,  $\sigma \ll 1$ ; para jets MHD,  $\sigma \sim 1$ ; en jets electromagnéticos,  $\sigma \gg 1$  (Lyutikov et al. 2005).

### 2.2.2. Modelo de dos componentes

Un modelo sugerido por Holmes et al. (1984) para explicar el comportamiento azaroso de la polarización, supone la existencia de varias componentes que contribuyen a la emisión total polarizada. Brindle (1996) propuso el *modelo de dos componentes* para explicar el comportamiento del flujo polarizado, en donde cada componente de radiación polarizada es una fuente de emisión sincrotrónica ópticamente delgada con diferentes características polarimétricas.<sup>5</sup>

Aunque teóricamente el ángulo de posición del vector eléctrico (EVPA, *Electric Vector Position Angle*) debería observarse paralelo o perpendicular al jet (Lyutikov et al. 2005), estudios recientes de polarización, realizados a longitudes de onda de 3.5 mm para una muestra considerable de objetos AGN radio-fuertes ( $>100$ , entre ellos 26 BL Lacs), indican una carente o débil correlación entre el EVPA y el ángulo de posición del radio-jet (e.g. Agudo et al. 2010). No obstante, se han reportado casos en donde el EVPA presenta una posición perpendicular (Pollack et al. 2003), o paralela (Lister & Homan 2005) al eje del radio-jet. En particular, observaciones realizadas por Gabuzda et al. (2004) con VLBI (*Very Long Baseline Interferometry*), muestran que el vector de polarización a escalas de *parsecs*, presenta una tendencia de alineación local en la dirección del jet. Debido a que la emisión es ópticamente delgada, entonces el campo magnético  $\mathbf{B}$  tendería a ser ortogonal al jet, evidenciando que la presencia de choques aumentan la intensidad de la componente del campo magnético en el plano de compresión (Hughes et al. 1989; Laing 1980).

Trabajos previos (e.g. Ghisellini et al. 1985), proponen que para ciertas geometrías de jets, la emisión en IR-óptico-UV, parece provenir de regiones internas al jet, mientras la emisión en radio de una región externa; por lo cual resulta relevante estudiar la correlación de variabilidad (de flujo y polarización) entre dichas bandas de energía. Estudios en radio VLBI a escalas de parsecs para algunos objetos BL Lac TeV, reportan movimientos lentos del jet con factores de Lorentz  $\Gamma_j \lesssim 4$  (e.g. Piner et al. 2010), resultado inconsistente con lo encontrado en las bandas de alta energía al ajustar la SED con modelos SSC,

---

<sup>5</sup>Para mayor detalle, ver Sorcia et al. (2013). Capítulo 4 de esta tesis.



los cuales inferen que la emisión TeV debe originarse en un jet altamente relativista, con valores de  $\Gamma_j > 20$  (e.g. Tavecchio et al. 1998). Para explicar esta discrepancia, Ghisellini et al. (2005) proponen un modelo de dos componentes, el modelo *spine-sheath* (espina-capa), en el cual una componente lenta del jet (capa) envuelve a una región rápida (espina) responsable de la emisión gamma (Figura 2.3). En este contexto, cada una de las componentes pueden tener diferentes o semejantes propiedades polarimétricas. Estudios realizados por Gabuzda et al. (2006) y Sorcia et al. (2013), muestran que para algunos objetos, la emisión polarizada en óptico y radio, se origina en regiones en donde el campo magnético presenta la misma orientación, evidenciando así la posibilidad de que ambas regiones de emisión sean co-espaciales.

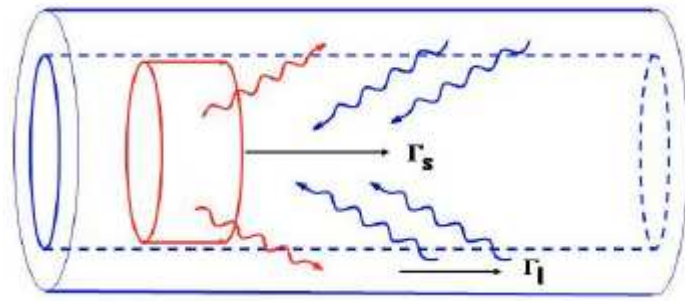


Figura 2.3: Esquema del modelo *spine-sheath* para explicar el comportamiento observado en las bandas de radio y TeV en objetos BL Lac. Aquí,  $\Gamma_s$  es el factor de Lorentz de la componente rápida, y  $\Gamma_l$  el factor de Lorentz de la componente lenta del jet. Imagen tomada de Ghisellini et al. (2005).

# Capítulo 3

## Fundamentos Teóricos

Los principales procesos de emisión de radiación que predominan en los jets relativistas son los mecanismos sincrotrón y Compton-inverso. Los jets normalmente están asociados a fuentes compactas rodeadas por un disco de acrecimiento magnetizado y emergiendo de un hoyo negro en rotación. El plasma relativista del jet es colimado por líneas de campo magnético provenientes de la superficie del disco de acrecimiento, y probablemente por material del medio intergaláctico (Blandford & Payne 1982). En esta sección se introducen los modelos teóricos que constituyen la base fundamental para el desarrollo de este trabajo. Aquí se presenta una síntesis de los conceptos elementales, un estudio más extenso y detallado puede encontrarse en Dermer & Menon (2009); Ginzburg & Syrovatskii (1965); Hughes et al. (1985); Levinson (2006); Rybiki & Lightman (1979).

### 3.1. Mecanismos de emisión en fuentes relativistas

Para fuentes cosmológicas en un universo plano, la distancia luminosa se determina como:

$$d_L = \frac{c}{H_0}(1+z) \int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{\Omega_m(1+z')^3 + \Omega_\Lambda}}, \quad (3.1)$$

donde  $c$  es la velocidad de la luz;  $z$  el corrimiento al rojo;  $H_0$  la constante de Hubble;  $\Omega_m$  y  $\Omega_\Lambda$ , los parámetros de densidad de materia y constante cosmológica, respectivamente. En esta tesis usamos el modelo cosmológico *estándar*, con:  $H_0=71 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ,  $\Omega_m=0.27$ , y  $\Omega_\Lambda=0.73$ .

En general, los efectos de absorción y emisión de intensidad sobre una trayectoria diferencial,  $ds$ , están descritos por la ecuación de transferencia:

$$\frac{dI_\epsilon}{ds} = -\kappa_\epsilon I_\epsilon + j(\epsilon, \Omega), \quad (3.2)$$

donde  $j(\epsilon, \Omega)$  es la emisividad,  $\epsilon$  la energía en unidades  $m_e c^2$ ,  $\Omega$  el ángulo sólido, y  $\kappa_\epsilon$  el coeficiente de absorción. Sean  $K$  y  $K'$  dos sistemas de referencia a una distancia luminosa  $d_L$  respecto al sistema del observador  $O$  (ver Figura 3.1), tal que el sistema  $K'$  se mueve a una velocidad  $c\vec{\beta}$  respecto al sistema cuasi-estacionario  $K$ , donde  $\beta = (1 - \Gamma^{-2})^{1/2}$ , con  $\Gamma$  el factor de Lorentz<sup>1</sup>. Un patrón de radiación medido en el sistema  $K$ , de una fuente que radía isotrópicamente en  $K'$ , es amplificado como:  $\epsilon_* = \delta_D \epsilon'$ , donde  $\delta_D = [\Gamma(1 - \beta\mu)]^{-1}$  se le conoce como *factor Doppler* (Blandford & Königl 1979). En esta expresión,  $\mu = \cos \Phi$ , donde  $\Phi$  es el ángulo entre el vector velocidad  $c\vec{\beta}$  y la línea de visión. Considerando el corrimiento al rojo de la fuente ( $z$ ), la radiación que emana isotrópicamente en el sistema  $K'$ , es recibida por el observador como

$$\epsilon = \frac{\epsilon_*}{(1+z)} = \frac{\delta_D \epsilon'}{(1+z)} \quad . \quad (3.3)$$

La geometría más simple de una fuente de emisión es una burbuja esférica uniforme de radio  $r'_b$  y volumen *comoving*  $V'_b = 4\pi r'_b{}^3/3$ . Suponiendo que la escala de tiempo de variabilidad  $t'_{var}$  es mayor que el tiempo de travesía de la luz  $t'_l \approx r'_b/c$ , una cota superior para el tamaño de la región de emisión  $r'_b$ , está dada por

$$r'_b \lesssim ct'_{var} = c\delta_D t_{var}/(1+z), \quad (3.4)$$

donde  $t_{var}$  es la escala de variabilidad observada.

---

<sup>1</sup>De aquí en adelante, todas las variables primadas se consideran el sistema de la fuente  $K'$ , las variables con (\*) son referidas al sistema  $K$ , y las cantidades sin primar se consideran en el sistema del observador.

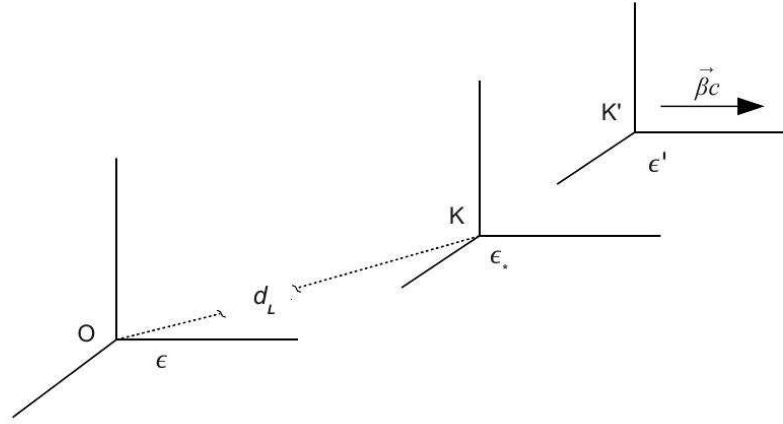


Figura 3.1: Sistemas de referencia  $K$  y  $K'$  a una distancia luminosa  $d_L$  del sistema referencia del observador  $O$ . El sistema  $K'$  se mueve a una velocidad  $\vec{\beta}c$  con respecto al sistema  $K$ . El patrón de energía  $\epsilon'$  medido en  $K'$ , es amplificado como  $\epsilon_* = \delta_D \epsilon'$  en el sistema  $K$ , y medido como  $\epsilon = \epsilon_*/(1+z)$  en el sistema  $O$ .

La luminosidad diferencial direccional está dada por  $dL(\epsilon, \Omega) = dV j(\epsilon, \Omega)$ . Sabiendo que  $j(\epsilon, \Omega)/\epsilon^2$ , y el 4-volumen  $dV dt$  son invariantes bajo la transformación, el flujo por unidad de frecuencia en el sistema  $K$  está dado por (ver, Dermer & Menon 2009):

$$\epsilon_* F_{\epsilon_*} \equiv f_{\epsilon_*}(t_*) = \frac{\delta_D^4 V_b'}{d_L^2} \epsilon' j'(\epsilon', \Omega'; t') \quad . \quad (3.5)$$

Suponiendo que la burbuja radía isotrópicamente en el marco de referencia comoving, finalmente obtenemos

$$f_{\epsilon_*}(t_*) \cong \frac{\delta_D^4 \epsilon' L'(\epsilon'; t')}{4\pi d_L^2} \quad . \quad (3.6)$$

Así, de las expresiones (3.5) y (3.6), para una burbuja que radía un espectro de emisión en ley de potencias tenemos que

$$j'(\epsilon'; t') \propto (\epsilon')^{-\alpha} \quad , \quad (3.7)$$

donde  $\alpha$  es el índice espectral de energía y  $\epsilon' = (1+z)\epsilon/\delta_D$  (ver ec. 3.3). Por lo tanto, el flujo observado es amplificado por el factor Doppler como:

$$f_\epsilon(t) \propto \delta_D^{3+\alpha} (1+z)^{1-\alpha} \epsilon^{1-\alpha} \quad . \quad (3.8)$$

Para un jet continuo, en lugar de una burbuja discreta de emisión ( $V'_b = 4\pi r'_b{}^3/3$ ), tenemos diferentes elementos de emisión a lo largo del jet de radio  $R$ , por lo que  $dV'_b = \pi R^2 dr'$ , integrando sobre  $dr'$  obtenemos el espectro de emisión recibido para un jet uniforme

$$f_\epsilon(t) \propto \delta_D^{2+\alpha} (1+z)^{1-\alpha} \epsilon^{1-\alpha} . \quad (3.9)$$

## 3.2. Campo magnético y radiación sincrotrónica

Como se discutió anteriormente, la componente de bajas energías en la SED es emisión sincrotrónica proveniente del jet relativista. Esta radiación es generada por electrones relativistas confinados en un campo magnético. El conocimiento teórico del proceso sincrotrón nos ayuda a estimar algunos parámetros físicos asociados al jet, como son: la intensidad del campo magnético y el tamaño de la región de emisión. En este análisis la emisión es modelada con una burbuja esférica relativista de radio,  $r_b$ .

En el proceso sincrotrón, la potencia total emitida por una partícula con velocidad  $c\vec{\beta}_{par}$  y factor de Lorentz  $\gamma$ , esta dada por (ver, Rybiki & Lightman 1979)

$$P = \frac{4}{3} \sigma_T c \beta_{par}^2 \gamma^2 U_B , \quad (3.10)$$

donde  $\sigma_T$  es la sección transversal de Thomson y  $U_B = B^2/8\pi$  es la densidad de energía magnética. Resolviendo la ecuación de Larmor para la potencia radiada en la dirección  $\hat{n}$ ,

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{Q^2}{4\pi c} \frac{\left| \hat{n} \times \left[ (\hat{n} - \vec{\beta}_{par}) \times (\partial \vec{\beta}_{par} / \partial t) \right] \right|^2}{(1 - \hat{n} \cdot \vec{\beta}_{par})^5} , \quad (3.11)$$

encontramos la potencia emitida por un electrón a frecuencia  $\omega = 2\pi\nu$ , para ambos modos de polarización:

$$P_\perp(\omega) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin \varphi}{4\pi m_e c^2} [F(x) + G(x)] , \quad (3.12)$$

$$P_\parallel(\omega) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin \varphi}{4\pi m_e c^2} [F(x) - G(x)] . \quad (3.13)$$

En estas expresiones,  $P_{\perp}$  y  $P_{\parallel}$  son las componentes de la potencia emitida perpendicular y paralelamente a la dirección de la componente del campo magnético proyectada en el plano del cielo;  $\varphi$  es el ángulo entre el vector de campo magnético  $\vec{B}$  y la velocidad de la partícula  $c\vec{\beta}_e$ ;  $F(x) = x \int_x^{\infty} K_{5/3}(x) dx$ ,  $G(x) = x K_{2/3}(x)$ ; donde  $x = \omega/\omega_c$ ,  $\omega_c = \frac{3}{2}\gamma^2\omega_B \sin \varphi$ , y  $\omega_B = eB/m_e c$ ; con  $m_e$  la masa del electrón en reposo. Las funciones  $K_{5/3}(x)$  y  $K_{2/3}(x)$  son conocidas como funciones modificadas de Bessel.

De las ecuaciones (3.12) y (3.13), encontramos la potencia espectral emitida en el sistema de referencia de la fuente  $K'$  (Dermer & Menon 2009):

$$P'^{sinc}(\nu'; \varphi = \pi/2) = \frac{\sqrt{3}e^3 B}{m_e c^2} \left( \frac{\nu'}{\nu'_c} \right) \int_{\nu'/\nu'_c}^{\infty} K_{5/3}(x) dx, \quad (3.14)$$

donde,  $\nu'_c = \frac{3}{2}\gamma'^2\nu_B$  es la frecuencia pico sincrotrón en el sistema de referencia de la fuente, con  $\nu_B = eB/2\pi m_e c$ . En el sistema de referencia del observador, la frecuencia pico sincrotrón está dada por

$$\nu_{pico}^{sinc} = \frac{\delta_D}{(1+z)} \nu'_c = \frac{3}{2} \left( \frac{eB}{2\pi m_e c} \right) \frac{\delta_D \gamma'^2}{(1+z)}. \quad (3.15)$$

Para una distribución de electrones relativistas  $N_e(\gamma, \Omega_{\varphi})$ , con factor de Lorentz  $\gamma$ , y confinados en un ángulo sólido  $d\Omega_{\varphi}$ , la luminosidad espectral está dada por

$$L_{\nu}^{sinc} = \frac{\sqrt{3}e^3 B}{m_e c^2} x \int_x^{\infty} dx K_{5/3}(x) \oint d\Omega_{\varphi} \sin \varphi \int_1^{\infty} d\gamma N_e(\gamma, \Omega_{\varphi}), \quad (3.16)$$

donde  $x = \nu/\bar{\nu}_c$ , con  $\bar{\nu}_c = \frac{3}{2}\nu_B \gamma^2 \sin \varphi$ . Por lo tanto, para una distribución isotrópica de electrones con ley de potencias  $N_e(\gamma) = K_e \gamma^{-p}$ , la luminosidad sincrotrónica observada para una burbuja relativista resulta (Dermer & Menon 2009)

$$\nu L_{\nu}^{sinc}(p) = \frac{3^{(p+3)/2}}{2^{(p+1)/2}} a(p) \frac{4}{3} c \sigma_T U_B K_e \left( \frac{\nu}{\nu_B} \right)^{(3-p)/2}, \quad (3.17)$$

donde  $\nu = \delta_D \nu'/(1+z)$ , y la constante  $a(p)$  está definida como<sup>2</sup>

$$a(p) = \frac{2^{(p-1)/2} \sqrt{3} \Gamma[(3p-1)/12] \Gamma[(3p+19)/12] \Gamma[(p+5)/4]}{8\sqrt{\pi} (p+1) \Gamma[(p+7)/4]}. \quad (3.18)$$

<sup>2</sup>En esta expresión el parámetro  $\Gamma(x)$  es la función gamma.

De este modo, la distribución espectral de energía, se puede representar por una ley de potencias  $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ , con índice espectral  $\alpha = (p - 1)/2$ .

### Aproximación- $\delta$

En términos generales, para estimar el espectro de radiación sincrotrónica  $\epsilon L(\epsilon)$ , en problemas que involucran una distribución isotrópica de electrones  $N_e(\gamma')$ , en un campo magnético  $\vec{B}$  orientado azarosamente, se puede usar una aproximación con la función- $\delta$  (Dermer & Menon 2009), de la cual se puede demostrar que

$$\epsilon L_\epsilon^{sinc} \approx \frac{2}{3} c \sigma_T U_B \gamma'^3 N_e(\gamma') , \quad \gamma' = \sqrt{\frac{\epsilon'}{\epsilon_B}} = \sqrt{\frac{\epsilon(1+z)}{\delta_D \epsilon_B}} . \quad (3.19)$$

En esta expresión,  $\epsilon_B^2 \equiv U_B/U_{cr}$ , donde  $U_{cr} = B_{cr}^2/8\pi = (m_e^2 c^3/e\hbar)/8\pi = 7.75 \times 10^{25}$  erg cm<sup>-3</sup>, es la densidad de energía del campo magnético crítico. Por lo tanto, de la ecuación anterior y de la ecuación (3.5), la densidad de flujo observado  $F_\epsilon^{sinc}$ , con una distribución de electrones con ley de potencias,  $N_e(\gamma') = K_e \gamma'^{-p}$ , puede expresarse como

$$F_\epsilon^{sinc} \cong \frac{\delta_D^{3+\alpha}}{6\pi d_L^2 \epsilon_B} c \sigma_T U_B K_e (1+z)^{1-\alpha} \left( \frac{\epsilon}{\epsilon_B} \right)^{-\alpha} . \quad (3.20)$$

Suponiendo que tenemos radiación sincrotrónica auto-absorbida en una región con volumen comoving  $V'_b$  y profundidad óptica  $\tau_{\epsilon'}$ , el espectro sincrotrón puede expresarse como

$$f_\epsilon^{sinc} \cong \delta_D^4 \frac{\epsilon' j'(\epsilon', \Omega') V'_b}{d_L^2} \frac{3u(\tau_{\epsilon'})}{\tau_{\epsilon'}} . \quad (3.21)$$

Por lo tanto, para una burbuja de emisión ópticamente delgada, con una distribución de electrones con ley de potencias  $N_e(\gamma') = K_e \gamma'^{-p}$ , dentro de un volumen  $V'_b = 4\pi r_b'^3/3$ , el flujo está dado por (Dermer & Menon 2009):

$$f_\epsilon^{sinc}(\tau \ll 1) = \frac{2c\sigma_T U_{cr}}{9} \left( \frac{r'_b}{d_L} \right)^2 k'_e r'_b \delta_D^4 \epsilon_B^2 \gamma'^{3-p} , \quad (3.22)$$

donde  $k'_e = K_e/V'_b$ , y  $\gamma'$  está dada por la ecuación (3.19).

Para una burbuja de emisión ópticamente gruesa, el flujo resulta:

$$f_\epsilon^{sinc}(\tau \gg 1) = \frac{3c\sigma_T U_{cr}}{\pi 2^{p/2} (2+p) \lambda_{Cr_e}} \left( \frac{r'_b}{d_L} \right)^2 \delta_D^4 \epsilon_B^3 \gamma'^7 . \quad (3.23)$$

En esta expresión,  $\lambda_C$ , es la longitud de onda Compton;  $r_e$ , el radio del electrón.

Igualando las asíntotas  $f_\epsilon^{sinc}(\tau \ll 1)$  y  $f_\epsilon^{sinc}(\tau \gg 1)$ , encontramos el flujo máximo a energía  $\epsilon_{max}$ :

$$f_{\epsilon,max} = 3 \left( \frac{\delta_D}{1+z} \right)^{1/2} \frac{\vartheta^2 (6e^{-1} - 3/2) c \sigma_T U_{cr}}{\pi 2^{p/2} (2+p) \lambda_C r_e} \left( \frac{\epsilon_{max}^7}{\epsilon_B} \right)^{1/2}, \quad (3.24)$$

donde  $\vartheta = r_b(1+z)^2/d_L$ , es el tamaño angular de la fuente.

Finalmente, de la ecuación anterior y considerando que  $\epsilon_{max} = h\nu_{pico}/m_e c^2$ , obtenemos la expresión para la intensidad del campo magnético a frecuencia pico sincrotrón (Dermer & Menon 2009):

$$B(\text{Gauss}) \cong 0.13 \left( \frac{\delta_D}{1+z} \right) \frac{\vartheta_{mas}^4 \nu_{pico}^7(\text{GHz})}{2^p (2+p)^2 f_{-14}^2}, \quad (3.25)$$

donde el parámetro  $\vartheta_{mas}$  está dado en mili-arcsec, y  $10^{-14} f_{-14}$  en  $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . En el caso de tener una fuente no resuelta o si se desconoce la frecuencia pico sincrotrón, Pacholczyk (1970) propone una manera alternativa de estimar el campo magnético, suponiendo que la escala de tiempo de variabilidad  $t_{var}$  representa el tiempo de enfriamiento sincrotrón (el cual se deriva de la expresión 3.17). De esta forma, la expresión para la intensidad del campo magnético resulta (ver, Hagen-Thorn et al. 2008):

$$B \cong \left[ 22.56 \times 10^4 \left( \frac{1+z}{\delta_D \nu_{\text{GHz}} t_{var}^2} \right) \right]^{1/3} (\text{Gauss}), \quad (3.26)$$

donde  $\nu_{\text{GHz}}$  es la frecuencia de observación en GHz, y  $t_{var}$  en días. De la expresión (3.25), Abdo et al. (2010) encuentran una cota superior para el tamaño de la región de emisión en el blázar 3C 279:

$$r_b \lesssim 5 \times 10^{16} (\nu F_\nu / 2 \times 10^{-11} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1})^{1/2} (B/0.3\text{G})^{1/4} (\nu/10^{11.5} \text{Hz})^{-7/4} (\Gamma_{jet}/15)^{-1/4} \text{cm} \quad (3.27)$$



### 3.3. Emisión polarizada del jet

El proceso sincrotrón genera radiación linealmente polarizada, esto es, el vector eléctrico simplemente oscila en una dirección que, junto con la dirección de propagación de la onda electromagnética, define el *plano de polarización*. La superposición de dos soluciones correspondientes a dos oscilaciones perpendiculares, pueden definir un estado general de polarización, conociendo el vector de propagación  $\mathbf{k}$  y la frecuencia de oscilación  $\omega$ . Una manera matemática de estimar la polarización de una onda cuasi-cromática, se hace por medio de cuatro cantidades como funciones solamente de observables, conocidas como: *parámetros de Stokes*.

#### Parámetros de Stokes

Sean  $I_1$  y  $I_2$  las intensidades de radiación en direcciones perpendiculares  $\mathbf{s}_1$  y  $\mathbf{s}_2$  en el plano perpendicular a la dirección de propagación de la onda electromagnética, cuyo vector de propagación esté dirigido al lector. Sean  $l_1$  y  $l_2$  los ejes principales de la elipse que describe el vector de campo eléctrico. La razón entre el eje menor y el eje mayor puede denotarse como  $\tan \eta$ . Las intensidades en las dos direcciones principales de polarización resultan,

$$I_1 = \frac{c}{8\pi} E_0^2 \cos^2 \eta, \quad I_2 = \frac{c}{8\pi} E_0^2 \sin^2 \eta. \quad (3.28)$$

Si  $\theta$  es el ángulo entre  $\mathbf{s}_1$  y el eje mayor de la elipse ( $\theta$  se define en el intervalo  $0 \leq \theta \leq \pi$ ), entonces los parámetros de Stokes se definen como (ver, Ginzburg & Syrovatskii 1965):

$$\begin{aligned} I &= I_1 + I_2, \\ Q &= (I_1 - I_2) \cos 2\theta, \\ U &= (I_1 - I_2) \sin 2\theta, \\ V &= (I_1 - I_2) \tan 2\eta, \end{aligned} \quad (3.29)$$

donde el primer parámetro de Stokes,  $I$ , define la intensidad total de radiación;  $Q$  y  $U$  nos dan la orientación de la elipse de polarización respecto a un eje de preferencia;  $V$  es el parámetro de circularidad; y  $\theta$  el ángulo de la elipse de polarización respecto a un eje de referencia. Así, la fracción de polarización está determinada por:

$$\Pi = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I}, \quad (3.30)$$

y el ángulo de polarización por:

$$\tan 2\theta = U/Q. \quad (3.31)$$

Por lo tanto, para polarización lineal ( $V = 0$ ) resulta:

$$\Pi = \frac{I_p}{I} = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I}. \quad (3.32)$$

Por otro lado, la intensidad de radiación no polarizada se puede definir como  $I_u = I - I_p$ . De este modo, de las expresiones (3.29), encontramos

$$Q = (\Pi \cdot I) \cos 2\theta = I_p \cos 2\theta, \quad (3.33)$$

$$U = (\Pi \cdot I) \sin 2\theta = I_p \sin 2\theta. \quad (3.34)$$

Se definen los parámetros de Stokes normalizados como,

$$q = \frac{Q}{I} = \Pi \cos 2\theta, \quad (3.35)$$

$$u = \frac{U}{I} = \Pi \sin 2\theta. \quad (3.36)$$

Si  $I_{max}$  y  $I_{min}$ , representan las intensidades medidas a posiciones ortogonales a través de un polarizador lineal, entonces la fracción de polarización está dada por

$$\Pi = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}. \quad (3.37)$$

Así, de las expresiones (3.12) y (3.13), para radiación sincrotrónica tenemos

$$\Pi(\omega) = \frac{P_{\perp}(\omega) - P_{\parallel}(\omega)}{P_{\perp}(\omega) + P_{\parallel}(\omega)} = \frac{G(x)}{F(x)}. \quad (3.38)$$

Teóricamente, para una fuente homogénea e isotrópica, la fracción de polarización alcanza el valor de 0.75, es decir, un máximo grado de polarización lineal del 75 %. Para partículas con una distribución de energía tipo ley de potencias, la fracción de polarización intrínseca resulta

$$\Pi = \frac{p+1}{p+\frac{7}{3}}. \quad (3.39)$$

Una manera útil de visualizar los parámetros de Stokes para diferentes tipos de luz polarizada, es por medio de la *Esfera de Poincaré*, ver Figura 3.2.

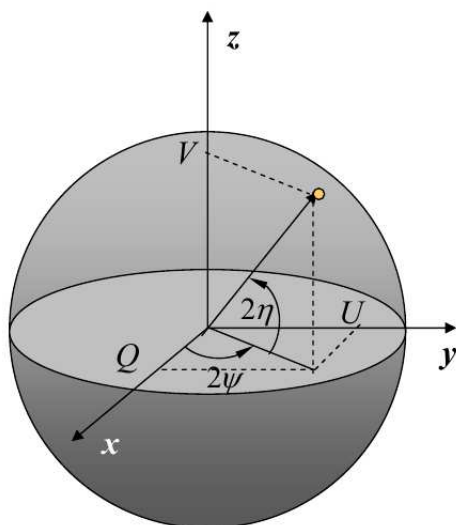


Figura 3.2: Esfera de Poincaré. Visualización de los parámetros de Stokes I, Q, U, y V de acuerdo a sus valores relativos. En esta tesis la notación utilizada según la figura es:  $\theta = \psi$ .

### 3.3.1. Polarización por choques

Comúnmente, la variabilidad de la polarización se atribuye a choques transversales propagándose a lo largo del jet. Este mecanismo comprime las líneas de campo magnético paralelamente al plano del choque, produciendo polarización lineal, comportamiento comúnmente observado en la mayoría de objetos BL Lac (D' Arcangelo et al. 2009; Hagen-Thorn et al. 2008; Hughes et al. 1989; Laing 1980; Marscher & Gear 1985). En este contexto, se supondrá que el campo magnético aleatorio es ordenado por compresión del frente de choque y que la radiación es producida por un ensamble de electrones con una distribución de energías,  $N(\gamma)d\gamma = N_0\gamma^{-p}d\gamma$ .

Si se considera que el proceso de aceleración de partículas ocurre durante la compresión, se define el promedio de los parámetros de Stokes, sobre todas las orientaciones posibles del campo magnético como  $\langle \rangle_{\theta,\phi}$  en coordenadas esféricas, tal que el promedio del parámetro de Stokes  $U$  sea  $\langle U \rangle_{\theta,\phi} = 0$ . Por lo que el grado de polarización estará dado

por:

$$P = \frac{\langle Q \rangle_{\theta, \phi}}{\langle I \rangle_{\theta, \phi}}, \quad (3.40)$$

donde  $\langle Q \rangle_{\theta, \phi}$  y  $\langle I \rangle_{\theta, \phi}$ , están definidos :

$$\langle Q \rangle_{\theta, \phi} = \frac{\int_0^\pi \int_0^{2\pi} Q(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi}{\int_0^\pi \int_0^{2\pi} \sin \theta d\theta d\phi}, \quad (3.41)$$

$$\langle I \rangle_{\theta, \phi} = \frac{\int_0^\pi \int_0^{2\pi} I(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi}{\int_0^\pi \int_0^{2\pi} \sin \theta d\theta d\phi}. \quad (3.42)$$

Para radiación sincrotrónica, con una distribución de energía tipo ley de potencias, se puede demostrar que la fracción de polarización está dada por (ver, Hughes et al. 1985)

$$P = \frac{\int_0^\pi \int_0^{2\pi} [(M - N)/(M + N)^{(3-p)/4}] \sin \theta d\theta d\phi}{\int_0^\pi \int_0^{2\pi} [(M + N)^{(p+1)/4}] \sin \theta d\theta d\phi}, \quad (3.43)$$

donde  $M = (\cos \theta \sin \Psi - (1/k) \sin \theta \cos \phi \cos \Psi)^2$ , y  $N = (1/k^2) \sin^2 \theta \sin^2 \phi$ . Siendo  $\Psi$  el ángulo de visión respecto a la normal del plano del choque, y  $k$  la razón de densidades de la región no-chocada a la chocada ( $\eta_{noch}/\eta_{ch}$ ). Al resolver la integral<sup>3</sup> se encuentra

$$P \approx \frac{\alpha + 1}{\alpha + 5/3} \frac{(1 - k^2) \sin^2 \Psi}{2 - (1 - k^2) \sin^2 \Psi}, \quad (3.44)$$

donde  $\alpha = (p - 1)/2$ , es el índice espectral de energía. El ángulo de visión del choque  $\Psi$ , en el sistema de referencia del observador, está sujeto al efecto de direccionamiento Doppler (en inglés se denota como *relativistic beaming*), dominado por el factor de Lorentz del jet  $\Gamma$ , y por el ángulo de visión respecto al eje del jet  $\Phi$ , por lo que los ángulos  $\Psi$  y  $\Phi$  están relacionados por la expresión

$$\tan \Psi = \frac{\sin \Phi}{\Gamma(\cos \Phi - \sqrt{1 - \Gamma^{-2}})}. \quad (3.45)$$

---

<sup>3</sup>Para la solución de esta integral, puede consultarse: Hughes et al. (1985).

### 3.3.2. Polarización de dos componentes

En el modelo sincrotrón de dos componentes, se supone que cada componente es una fuente de emisión sincrotrónica ópticamente delgada, con diferentes características espectrales y polarimétricas, ocasionalmente yuxtapuestas. Frecuentemente se dice que una de las componentes es emisión relativamente “estable” en el jet, es decir, con muy baja o casi nula variabilidad (en inglés se denomina como *quiescent state*), mientras la otra es una componente con emisión variable como resultado de un choque (Brindle 1996). Supongamos que la polarización total observada  $\mathbf{P}$  (vector eléctrico de la polarización), es la superposición de las componentes  $\mathbf{P}_1$  y  $\mathbf{P}_2$ . En un plano cartesiano  $(x, y)$  proyectado en el cielo, cada componente se puede escribir como  $\mathbf{P}_1 = P_x^{(1)}\hat{e}_x + P_y^{(1)}\hat{e}_y$ ,  $\mathbf{P}_2 = P_x^{(2)}\hat{e}_x + P_y^{(2)}\hat{e}_y$ . Sean  $\phi_1, \phi_2$ , los ángulos que sustentan  $\mathbf{P}_1$  y  $\mathbf{P}_2$  con respecto al eje  $x$  respectivamente; entonces

$$\begin{aligned}\mathbf{P}_1 &= |\mathbf{P}_1| \cos \phi_1 \hat{e}_x + |\mathbf{P}_1| \sin \phi_1 \hat{e}_y = P_1 \cos \phi_1 \hat{e}_x + P_1 \sin \phi_1 \hat{e}_y, \\ \mathbf{P}_2 &= |\mathbf{P}_2| \cos \phi_2 \hat{e}_x + |\mathbf{P}_2| \sin \phi_2 \hat{e}_y = P_2 \cos \phi_2 \hat{e}_x + P_2 \sin \phi_2 \hat{e}_y,\end{aligned}\quad (3.46)$$

por lo que:

$$|\mathbf{P}|^2 = |\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2|^2 = |\mathbf{P}_1|^2 + |\mathbf{P}_2|^2 + 2|\mathbf{P}_1||\mathbf{P}_2| \cos(\phi_1 - \phi_2) = P_1^2 + P_2^2 + 2P_1P_2 \cos \phi. \quad (3.47)$$

Sea  $P_1 = p_{var}I_{var}$ , donde  $p_{var}$  es la fracción de polarización de la componente variable,  $I_{var}$  la intensidad de radiación variable;  $P_2 = p_{cons}I_c$  donde  $p_{cons}$  es la fracción de polarización de la componente constante,  $I_c$  la intensidad de radiación de la componente constante. Definiendo  $\phi_1 = 2\theta_{var}$  y  $\phi_2 = 2\theta_{cons}$ , entonces  $\phi = 2\xi$ , donde  $\xi = \theta_{var} - \theta_{cons}$ .

Por lo tanto, de la expresión (3.47) resulta (ver, Holmes et al. 1984)

$$p^2 = \frac{p_{cons}^2 + p_{var}^2 I_{v/c}^2 + 2p_{var}p_{cons}I_{v/c} \cos 2\xi}{(1 + I_{v/c})^2}, \quad (3.48)$$

y

$$\tan 2\theta = \frac{p_{cons} \sin 2\theta_{cons} + p_{var} I_{v/c} \sin 2\theta_{var}}{p_{cons} \cos 2\theta_{cons} + p_{var} I_{v/c} \cos 2\theta_{var}}, \quad (3.49)$$

donde  $I_{v/c} \equiv I_{var}/I_c$ , es la razón de intensidades de la componente variable y de la componente constante. Los parámetros  $p$  y  $\theta$ , representan finalmente, la fracción y el ángulo de polarización observados, respectivamente.

# Capítulo 4

## Variabilidad de largo período de polarización óptica del blázar-TeV 1ES 1959+650

Estudios en multifrecuencia de la distribución espectral de energía (SED) de blázares muestran marcadas diferencias entre las clases FSRQ y BL Lac. En la mayoría de los objetos FSRQ, los modelos más exitosos en cuanto a explicar el comportamiento variable de la emisión del continuo en la SED, son los modelos conocidos como ERC. En cambio, el comportamiento variable en objetos BL Lac se describe más adecuadamente usando los modelos SSC. Cuando la fuente se encuentra en su fase activa, es decir, cuando presenta fuertes abrillantamientos o estallidos de brillo, el estudio de estas variaciones proporciona información importante respecto a los mecanismos de radiación y las características de la región emisora. Para que la base teórica en esta tesis sea consistente con los modelos SSC, se decidió elegir a un par de fuentes tipo BL Lac. La elección específica se basó primeramente en la inspección visual de las curvas de luz de los 37 objetos de la muestra del Proyecto-SPM, seleccionando primero objetos que presentaban una adecuada cobertura temporal. Posteriormente, elegimos dos fuentes (entre otras) que mostraron variaciones de flujo, tales como abrillantamientos o estallidos de brillo, mayores a 1 mag. De acuerdo a la información encontrada en la literatura, escogimos el modelo más adecuado para ajustar las variaciones polarimétricas mostradas por cada fuente.

El primer objeto analizado es 1ES 1959+650 ( $z=0.047$ ), con coordenadas ecuatoriales  $\alpha= 19^h 59^m 59.8^s$  (2000) y  $\delta=+65^\circ 08' 55''$  (2000). Este blázar es clasificado tipo HBL, y se encuentra a una distancia luminosa,  $d_L=204$  Mpc. Recientemente ha sido estudiado en las bandas de alta energía y de radio. No obstante, en las bandas del óptico no se tiene registro alguno de estudios polarimétricos a largo-plazo. Por tanto, en este trabajo se presentan por primera vez las propiedades de polarización óptica de esta fuente. La curva de luz de este objeto, obtenida a partir de los datos del Proyecto-SPM, presenta dos grandes abrillantamientos y un período largo de tiempo donde permanece estable. En el contexto del modelo SSC para una burbuja de emisión desplazándose a lo largo del jet, estimamos algunos parámetros físicos asociados al jet relativista, a saber, el campo magnético y el tamaño de la región de emisión. De la misma forma, mediante un análisis de los parámetros de Stokes, pudimos establecer claramente la existencia de dos componentes sincrotrón ópticamente delgadas en la región de emisión, una estable y otra variable, las cuales contribuyen al flujo total polarizado observado. Uno de los resultados más importantes en este trabajo, es la congruencia encontrada entre las bandas del óptico y radio respecto al ángulo de la polarización. En el óptico, el ángulo de polarización presenta una posición preferencial de  $\sim 153^\circ$ , con variaciones en su ángulo de abertura de  $10^\circ - 50^\circ$ , semejante a lo encontrado en un estudio previo realizado por Piner et al. (2010) a 43 GHz. Los resultados encontrados con el modelo de dos componentes, son consistentes con el modelo *spine-sheath*, propuesto por Ghisellini et al. (2005), en donde la componente variable está asociada a una región central del jet, la cual es la responsable de la intensa variabilidad observada, mientras que la componente estable con polarización constante, se encuentra asociada a una región externa que envuelve a la región central.

Los resultados más relevantes relacionados con las propiedades fotopolarimétricas de este objeto se presentan en el artículo “*Long-term optical polarization variability of the TeV blazar 1ES 1959+650*” por M. Sorcia, E. Benítez, D. Hiriart, José M. López, José I. Cabrera, Raúl Mújica, Jochen Heidt, Iván Agudo, Kari Nilsson, y Michael Mommert, (2013). A continuación, presento el resumen de este trabajo, así como el artículo publicado por ApJS en junio 2013.

---

“Se presenta un análisis detallado de variabilidad polarimétrica en óptico del TeV-blázar 1ES 1959+650 del 18 de octubre 2007 al 5 de mayo 2011. La fuente mostró un estado de máximo y mínimo brillo en la banda  $R$  de  $14.08 \pm 0.03$  mag y  $15.20 \pm 0.03$  mag respectivamente, con una máxima variación de 1.12 mag; un máximo grado de polarización de  $P = (12.2 \pm 0.7)\%$ , con variaciones de 10.7%. De agosto a noviembre del 2009 se encontró una correlación entre el flujo óptico en la banda  $R$  y el grado de polarización lineal, con un coeficiente de correlación de  $r_{pol} = 0.984 \pm 0.025$ . La fuente presentó un ángulo de posición preferencial de polarización óptica de  $\sim 153^\circ$ , con variaciones de  $10^\circ$ - $50^\circ$ , en concordancia con el ángulo de posición del jet proyectado a escalas de parsec a 43 GHz. De los parámetros de Stokes inferimos la existencia de dos componentes sincrotrón ópticamente delgadas que contribuyen al flujo polarizado. Una es estable, con un grado de polarización constante de 4%. Suponiendo un choque estacionario para la componente variable, estimamos algunos parámetros asociados con la física del jet relativista: el campo magnético,  $B \sim 0.06$  G, el factor Doppler,  $\delta_0 \sim 23$ , el ángulo de visión,  $\Phi \sim 2.4^\circ$ , y el tamaño de la región de emisión  $r_b \sim 5.6 \times 10^{17}$  cm. Nuestro estudio es consistente con el modelo *spine-sheath* para explicar la variabilidad polarimétrica presentada por esta fuente durante nuestro monitoreo.”



## LONG-TERM OPTICAL POLARIZATION VARIABILITY OF THE TeV BLAZAR 1ES 1959+650

MARCO SORCIA<sup>1</sup>, ERIKA BENÍTEZ<sup>1</sup>, DAVID HIRIART<sup>2</sup>, JOSÉ M. LÓPEZ<sup>2</sup>, JOSÉ I. CABRERA<sup>1</sup>, RAÚL MÚJICA<sup>3</sup>,  
JOCHEN HEIDT<sup>4</sup>, IVÁN AGUDO<sup>5</sup>, KARI NILSSON<sup>6</sup>, AND MICHAEL MOMMERT<sup>4,7</sup><sup>1</sup> Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Apdo. 70-264, Mexico D.F. 04510, Mexico; msorcia@astro.unam.mx<sup>2</sup> Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Apdo. 810, Ensenada, B.C. 22800, Mexico<sup>3</sup> Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, Apdo. Postal 51 y 216, 72000 Tonantzintla, Puebla, Mexico<sup>4</sup> ZAH, Landessternwarte Heidelberg, Königstuhl, D-69117 Heidelberg, Germany<sup>5</sup> Instituto Nacional de Astrofísica de Andalucía, CSIC, Apartado 3004, E-18080 Granada, Spain<sup>6</sup> Finnish Centre for Astronomy with ESO (FINCA), University of Turku, Väisälantie 20, FI-21500 Piikkiö, Finland<sup>7</sup> Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V., Institut für Planetenforschung, D-12489 Berlin-Adlershof, Germany

Received 2012 October 30; accepted 2013 April 7; published 2013 May 7

## ABSTRACT

A detailed analysis of the optical polarimetric variability of the TeV blazar 1ES 1959+650 from 2007 October 18 to 2011 May 5 is presented. The source showed maximum and minimum brightness states in the  $R$  band of  $14.08 \pm 0.03$  mag and  $15.20 \pm 0.03$  mag, respectively, with a maximum variation of 1.12 mag, and a maximum polarization degree of  $P = (12.2 \pm 0.7)\%$ , with a maximum variation of 10.7%. From 2009 August to November, a correlation between the optical  $R$ -band flux and the degree of linear polarization was found with a correlation coefficient  $r_{\text{pol}} = 0.984 \pm 0.025$ . The source presented a preferential position angle of optical polarization of  $\sim 153^\circ$ , with variations of  $10^\circ$ – $50^\circ$ , which is in agreement with the projected position angle of the parsec-scale jet found at 43 GHz. From the Stokes parameters we infer the existence of two optically thin synchrotron components that contribute to the polarized flux. One of them is stable with a constant polarization degree of 4%. Assuming a stationary shock for the variable component, we estimated some parameters associated with the physics of the relativistic jet: the magnetic field,  $B \sim 0.06$  G, the Doppler factor,  $\delta_0 \sim 23$ , the viewing angle,  $\Phi \sim 2^\circ.4$ , and the size of the emission region  $r_b \sim 5.6 \times 10^{17}$  cm. Our study is consistent with the spine-sheath model of explaining the polarimetric variability displayed by this source during our monitoring.

*Key words:* BL Lacertae objects: individual (1ES 1959+650) – galaxies: jets – galaxies: photometry – polarization

## 1. INTRODUCTION

Blazars constitute the most extreme subclass of active galactic nuclei (AGNs). They are radio-loud AGNs and include BL Lacertae objects and flat-spectrum radio quasars (FSRQs; Angel & Stockman 1980; Impey & Tapia 1990; Maraschi et al. 1995; Fossati et al. 1997; Ghisellini et al. 1998). BL Lac objects show very weak emission lines with equivalent widths of less than 5 Å or no emission lines at all (e.g., Ghisellini et al. 1998). In contrast, FSRQs exhibit broad optical emission lines. This suggests that in BL Lac objects accretion disk emission is strongly suppressed (Levinson 2006). Blazars show strong flux variability, superluminal motion, and a non-thermal continuum extending from radio to TeV  $\gamma$ -ray regions (e.g., Valtaoja et al. 1990; Sikora & Madejski 2001; Böttcher 2007a; Agudo et al. 2011a, 2011b; Marscher et al. 2010; Abdo et al. 2010b, 2011).

In the spectral energy distribution (SED) of blazars, the non-thermal continuum emission shows two broad low- and high-energy-peaked components. It is widely accepted that the low-energy peak component is produced by synchrotron radiation from a relativistic jet (Rees 1967; Jones et al. 1974; Marscher & Gear 1985). However, the nature of the high-energy peak component is more controversial. There are two different approaches to explaining its origin. The first one comes from the so-called leptonic models, which are based on the inverse Compton (IC) scattering of soft photons by the same electrons emitting the synchrotron radiation (Königl 1981; Marscher & Gear 1985; Ghisellini & Tavecchio 2009). In these models, if the seed photons are provided by the synchrotron radiation emitted at lower energies by the same IC scattering electrons, the models are known as synchrotron self-Compton (SSC; Maraschi et al. 1992; Celotti & Ghisellini 2008; Marscher &

Gear 1985). If the dominant contribution to the seed photons field for IC comes from regions external to the jet, they are known as external Compton (EC) models. Possible sources of external seed photons include: (1) accretion disk photons entering into the emission region directly (Dermer et al. 1992; Dermer & Schlickeiser 1993), (2) photons reprocessed by the clouds within the broad-line region (BLR; Sikora et al. 1994), (3) jet synchrotron emission reprocessed by circumnuclear material located close to the accretion disk and its X-ray corona (Ghisellini & Madau 1996), and (4) infrared emission from a dusty torus surrounding the central engine (Błażejowski et al. 2000). The second approach used to explain the high-energy peak emission comes from the hadronic models where it is assumed that the emission is produced by pairs and pion production (Mannheim 1993), as well as by synchrotron radiation from protons and  $\pi^\pm$  and  $\mu^\pm$  particles (Aharonian 2000; Mücke & Protheroe 2001). In some cases, a hybrid model may be considered when elements of both models might be relevant such as the hadronic synchrotron mirror model (Böttcher 2007b).

A distinctive feature of blazar emission is its high and variable linear polarization in radio and optical bands (Angel & Stockman 1980; Impey & Tapia 1990). This property associates the observed emission with beamed synchrotron radiation that is produced by a relativistic jet viewed with a small angle relative to the observer's line of sight (Blandford & Rees 1978; Blandford & Königl 1979; Blandford & Payne 1982; Urry & Padovani 1995; Padovani & Giommi 1995; Sikora & Madejski 2001; Levinson 2006). In recent years, there has been an increased interest regarding the optical polarimetric properties of blazars (e.g., Hagen-Thorn et al. 2008; D'Ammando et al. 2009; D'Arcangelo et al. 2009; Marscher et al. 2010; Chandra

et al. 2012; Andruchow et al. 2011; Ikejiri et al. 2011). This is due to the fact that polarization studies can provide useful information on the relative structure and configuration of the magnetic field associated with the relativistic jet. Variations of the position angle of the polarization vector may be associated with variations of the direction of the magnetic field's vector along the line of sight. Also, the degree of optical polarization could be related to the level of ordering of an initially tangled magnetic field or to the electron energy distribution within the emission region (Angel & Stockman 1980; Lister & Smith 2000; Dulwich et al. 2009).

In general, the linear polarization in blazars varies randomly although for some objects a systematic behavior of this quantity is observed during some period of time. The rotation of the polarization vector might be produced by a magnetic field with a helical structure or by a bending of the jet (Sasada et al. 2011; Marscher et al. 2010). It has been suggested that the polarization random behavior might be produced by several components of the polarized emission (Holmes et al. 1984). A successful model used to explain the observed polarization in these objects has been proposed by Brindle (1996), with the inclusion of two components. In such a model, the synchrotron sources of polarized radiation are optically thin and have different polarimetric characteristics. One of the polarized components is stable, while the other shows a chaotic behavior. In a study done on the blazar OJ 287 by Kikuchi et al. (1976), the authors found evidence for two basic components: a steady polarized component, which they suggested is always present, and a randomly variable component that dominates during active phases.

The TeV-blazar 1ES 1959+650 was discovered in the radio band as part of a 4.85 GHz survey performed with the 91 m NRAO Green Bank Telescope (Becker et al. 1991). Systematic observations have been performed with the Very Long Baseline Array (VLBA; Bondi et al. 2001; Rector et al. 2003; Piner & Edwards 2004). Polarimetric and 43 GHz VLBA observations from 2005 to 2009 revealed spine-sheath structures in the electric vector position angle (EVPA) and fractional polarization distributions (Piner et al. 2010). These authors concluded that the blazar 1ES 1959+650 consists of a compact core with a flux density of  $\sim 60$  mJy and a  $\sim 1$  mas jet extending to the southeast at a position angle of about  $150^\circ$ . On the other hand, the source was also observed in the optical bands where it displayed large and fast flux variations (Schachter et al. 1993; Villata et al. 2000; Krawczynski et al. 2004; Gutierrez et al. 2006; Hayashida et al. 2008; Tagliaferri et al. 2008; Bottacini et al. 2010; Ikejiri et al. 2011; Kapanadze & Janiashvili 2012). The source is known to be hosted by an elliptical galaxy at  $z = 0.047$  and with  $M_R = -23$ . This host galaxy shows a disk and an absorption dust lane (Heidt et al. 1999). The SED of 1ES 1959+650 shows its first synchrotron peak at UV–X-ray frequencies, therefore this object is classified as a high-peaked BL Lac object (Bottacini et al. 2010). The mass of the central black hole has been estimated to be  $\sim 1.5 \times 10^8 M_\odot$  (Falomo et al. 2002). In X-rays, 1ES 1959+650 has been observed with *ROSAT* and *BeppoSAX* (Beckmann et al. 2002), with *RXTE-ARGOS* and *XMM-Newton* (Giebels et al. 2002; Krawczynski et al. 2004; Gutierrez et al. 2006). These data showed that the synchrotron peak was in the range of 0.1–0.7 keV, and the overall optical and X-ray spectrum of up to 45 keV is due to synchrotron emission with the peak moving toward high-energy frequencies when the flux is high (Tagliaferri et al. 2003). Also, the first  $\gamma$ -ray signal at very high energies (VHEs) from 1ES 1959+650 was reported

in 1998 by the Seven Telescope Array in Utah (Nishiyama 1999). Subsequently, the source was observed emitting high-energy  $\gamma$ -rays again (see Hartman et al. 1999; Aharonian et al. 2003; Holder et al. 2003). In 2002, this object showed two TeV flares without simultaneous X-ray flares, a behavior sometimes referred to as orphan flares (Krawczynski et al. 2004; Daniel et al. 2005). Such orphan flares in VHE  $\gamma$ -rays were not expected within the frame of SSC models (Ghisellini et al. 1998). After the detection of TeV emission, the source became a target for different multiwavelength campaigns (Krawczynski et al. 2004; Gutierrez et al. 2006; Tagliaferri et al. 2008; Hayashida et al. 2008; Bottacini et al. 2010). This blazar is listed in The First Catalog of AGNs detected with the *Fermi* Large Area Telescope (Abdo et al. 2010c).

In this paper, we report the results obtained from the photopolarimetric monitoring of the TeV-blazar 1ES 1959+650. Our main goal is to establish the long-term optical variability properties of the polarized emission in the *R* band. Variability of the Stokes parameters obtained from our observations is analyzed in terms of a two-component model. Estimations of some physical parameters that are known to be associated with the kinematics of the relativistic jet were obtained. Also, we present a comparison of the polarization properties found in our study with recent radio maps obtained with the VLBI at 43 GHz on this source by Piner et al. (2010). Our work suggests that the observed radiation originates in a region inside the jet where a standing shock is produced. The paper is organized as follows: in Section 2, a description of our observations and data reduction process is presented. In Section 3, we show our observational results. In Section 4, we present the polarimetric data analysis. In Section 5, a discussion of our photometric and polarimetric variability results is presented and in Section 6, we give a summary of our main results. Throughout this paper, we use a standard cosmology with  $H_0 = 71 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ,  $\Omega_m = 0.27$ , and  $\Omega_\Lambda = 0.73$ .

## 2. OBSERVATIONS AND DATA REDUCTION

The observations were carried out with the 0.84 m *f*/15 Ritchey–Chrétien telescope at the Observatorio Astronómico Nacional of San Pedro Mártir (OAN-SPM) in Baja California, México. We used the instrument Polima, which is a direct image polarimeter (see Sorcia et al. 2011 and references therein). All observations were taken as part of a support program dedicated to the optical *R*-band monitoring of 37 blazars in the framework of the GLAST-AGILE Support Program of the Whole Earth Blazar Telescope (e.g., Villata 2010).<sup>8</sup> Polima consists of a rotating Glan–Taylor prism driven by a stepper motor with an accuracy of 0:1. The Polima's prism specifications show a transmittance of 90%, extinction ratio between the two states of polarization of  $5 \times 10^{-5}$ , and a wavelength range of 215–2300 nm. Polima has a clean (unvignetted) field of view of  $(3 \times 3)'$  in the sky plane. The telescope has an equatorial mount and its pointing angle spans from declinations between  $+70^\circ$  and  $-45^\circ$ , and hour angles between  $+5$  and  $-5$  hr. We used three different CCD cameras during the monitored period with formats of  $(1 \times 1)$  k in two of them, and one with  $(2 \times 2)$  k. Therefore, pixel sizes go from 13.5 to 24  $\mu\text{m}$  and plate scales from 0.22 to 0.39 arcsec pixel $^{-1}$ . Due to the small pixel size of the CCDs, and to decrease the integration and readout times, a binning mode of  $2 \times 2$  was used in all the observing runs.

<sup>8</sup> A detailed description of our photopolarimetric monitoring program on TeV blazars can be found in <http://www.astrosp.unam.mx/blazars>.

The exposure time was 240 s per image for 1ES 1959+650. Polima is a single-beam device with a very slow modulation and is quite sensitive to the sky noise level. The errors obtained with this instrument could be larger when the sky noise is high since it will dominate over the instrumental errors, so photometric conditions are required for an accurate polarimetry. The optical polarimetric monitoring of the blazar 1ES 1959+650 was carried out from 2007 October 18 JD(2,454,392) to 2011 May 5 JD(2,455,687). During this period of time, we carried out 25 observing runs of seven nights per run, centered on the new moon phase when the object was visible. In total we collected 106 data points.

Four images with the *R*-band filter and relative position angles were taken. The sequence of  $0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $45^\circ$ , and  $135^\circ$  for the relative prism position angle was used to reduce the sky variation's influence to calculate both linear polarization and flux from the object. Observations of nearby blank sky regions were obtained at different prism orientations using the same on-chip exposure times and on-source observations. Dark-current frames were not taken since the detectors were always operating at cryogenic temperatures. Flat fields were taken at the four polarizer positions in the *R* filter at dusk and dawn. Bias frames were also taken at the middle of the night. For each prism position, bias frames were subtracted from the flat-field images. Then, flat-field images were combined to obtain an average flat-field image for each prism position. The bias frame was also subtracted from all object images and the resulting frames were multiplied by the mean value of the combined bias-corrected flats. Finally, the object image was divided by the combined flat field. Data were reduced with a pipeline written by D. Hiriart especially for our monitoring program. Polarimetric calibrations were done using the polarized standard stars ViCyg12 and HD155197 and the unpolarized standard stars GD319 and BD+332642 (Schmidt et al. 1992). The instrumental polarization found is  $0.6\% \pm 0.5\%$  and the zero position angle is at  $(-90 \pm 2)^\circ$ . Photometric *R*-band magnitudes were determined from two orthogonal measurements:  $f_1 = f(0^\circ) + f(90^\circ)$  and  $f_2 = f(45^\circ) + f(135^\circ)$  where  $f(x)$  is the flux of the object (or standard star) obtained at polarizer position  $x$ . The instrumental flux is the average of these two fluxes, from which instrumental magnitudes for each object were obtained. The magnitudes were measured using the aperture photometry technique. Then, we calculated the object's *R*-band magnitudes using comparison star 2, located  $\sim 2.1$  away from the target. The calibrated magnitude of the comparison star 2 in the *R* band used is  $12.53 \pm 0.02$  mag, from Villata et al. (1998).

We calculated the normalized Stokes parameters  $q$  and  $u$  for each object as

$$q = \frac{f(0^\circ) - f(90^\circ)}{f(0^\circ) + f(90^\circ)}, \quad (1)$$

and

$$u = \frac{f(45^\circ) - f(135^\circ)}{f(45^\circ) + f(135^\circ)}. \quad (2)$$

The  $q$  and  $u$  polarization parameters are related to the fractional polarization  $p$  and the position angle of polarization  $\theta$  by

$$p = \sqrt{q^2 + u^2}, \quad (3)$$

and

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{u}{q}\right). \quad (4)$$

Defining the fractional polarization in this way, we are assuming that the circular polarization is negligible (see Jones 1988).

### 2.1. Error Calculations

From Equations (1) and (2), we propagate the errors for  $u$  and  $q$  to obtain

$$\sigma_u = \sqrt{\left[\frac{2f_{135}}{(f_{45} + f_{135})^2} \sigma_{f_{45}}\right]^2 + \left[\frac{2f_{45}}{(f_{45} + f_{135})^2} \sigma_{f_{135}}\right]^2}, \quad (5)$$

and

$$\sigma_q = \sqrt{\left[\frac{2f_{90}}{(f_0 + f_{90})^2} \sigma_{f_0}\right]^2 + \left[\frac{2f_0}{(f_0 + f_{90})^2} \sigma_{f_{90}}\right]^2}, \quad (6)$$

where  $\sigma_f$  is the error in the instrumental flux (see Newberry 1991) and  $f_x$  is the instrumental flux at the orientation  $x$  of the polarization analyzer.

Similarly, the errors in the polarization degree,  $\epsilon_p$ , and polarization position angle,  $\epsilon_\theta$ , follow from Equations (3) and (4), and we obtain

$$\epsilon_p = \sqrt{\sigma_u^2 + \sigma_q^2}, \quad (7)$$

and

$$\epsilon_\theta = \frac{1}{2p} \sqrt{(q\sigma_u)^2 + (u\sigma_q)^2}, \quad (8)$$

where  $\sigma_u$  and  $\sigma_q$  are given by Equations (5) and (6), respectively, and  $p$  is the measured polarization.

## 3. OBSERVATIONAL RESULTS

### 3.1. Global Variability Properties

The *R*-band magnitudes were converted into apparent fluxes using the expression:  $F_{\text{obs}} = K_0 \times 10^{-0.4m_R}$ , with  $K_0 = 3.08 \times 10^6$  mJy, for an effective wavelength of  $\lambda = 640$  nm. The photometry was done with an aperture of  $3''$  in all runs, and the obtained images have an average FWHM of  $\sim 3''$ . The fluxes were corrected for the contribution of the host galaxy, subtracting  $0.84 \pm 0.02$  mJy according to Nilsson et al. (2007).

We have to consider the ambiguity of  $180^\circ$  in the polarization angle. For this purpose we corrected the polarization angle assuming that the differences between the polarization angle of temporal adjacent data should be less than  $90^\circ$ . We defined this difference as

$$|\Delta\theta_n| = |\theta_{n+1} - \theta_n| - \sqrt{\sigma(\theta_{n+1})^2 + \sigma(\theta_n)^2}, \quad (9)$$

where  $\theta_{n+1}$  and  $\theta_n$  are the  $(n+1)$ th and  $n$ th polarization angles and  $\sigma(\theta_{n+1})$  and  $\sigma(\theta_n)$  are their errors. If  $|\Delta\theta_n| \leq 90^\circ$ , no correction is needed. If  $\Delta\theta_n < -90^\circ$ , we add  $180^\circ$  to  $\theta_{n+1}$ . If  $\Delta\theta_n > 90^\circ$ , we add  $-180^\circ$  to  $\theta_{n+1}$  (Sasada et al. 2011).

Therefore, all data corrected by the contribution of the host galaxy and the  $180^\circ$  ambiguity are presented in Table 1. There, we show in Column 1 the Julian Date, in Columns 2 and 3 the polarization degree and their errors, in Columns 4 and 5 the polarization position angle and their errors, and in Columns 6 and 7 the *R*-band magnitudes and their errors. The *R*-band fluxes and their errors are given in Columns 8 and 9. Figure 1 shows the *R*-band light curve, the polarization degree  $p$ , and the position

**Table 1**  
Polarization and Photometry in the *R* band for IES 1959+650

	JD 2,450,000.00+	$p$ (%)	$\epsilon_p$ (%)	$\theta$ ( $^\circ$ )	$\epsilon_\theta$ ( $^\circ$ )	<i>R</i> (mag)	$\epsilon_R$ (mag)	Flux (mJy)	$\epsilon_{\text{flux}}$ (mJy)
	4392.6685	8.5	0.6	147	02	14.71	0.02	4.04	0.10
	4396.6392	4.1	0.6	179	04	14.73	0.02	3.95	0.06
	4397.6553	5.6	0.7	167	03	14.66	0.02	4.22	0.06
Cycle I	4591.9907	5.9	0.9	146	03	14.60	0.02	4.46	0.07
	4593.9912	6.0	1.0	138	03	14.77	0.03	3.82	0.10
	4594.9883	6.6	0.8	135	03	14.71	0.02	4.04	0.09
	4620.9575	3.9	0.8	144	04	14.69	0.02	4.09	0.09
	4621.9854	4.5	1.3	143	06	14.79	0.03	3.74	0.10
	4622.9287	3.3	0.9	160	07	14.71	0.01	4.04	0.06
	4623.9331	4.4	0.9	159	06	14.69	0.01	4.09	0.06
	4624.9839	7.4	1.0	164	03	14.79	0.02	3.74	0.06
	4655.9331	9.7	0.9	162	02	14.74	0.02	3.91	0.06
	4656.9160	12.2	0.9	142	02	14.78	0.02	3.78	0.06
	4660.9390	6.9	0.7	151	02	14.73	0.01	3.95	0.06
	4661.8857	6.5	0.8	153	03	14.77	0.01	3.82	0.05
	4681.9053	8.3	0.8	181	03	14.72	0.01	4.00	0.06
	4683.8711	4.4	0.8	151	04	14.73	0.01	3.95	0.06
	4707.7686	9.1	1.0	132	04	14.71	0.02	4.04	0.10
	4712.7568	6.2	0.9	137	05	14.60	0.02	4.46	0.07
	4737.6260	4.9	0.7	154	03	14.68	0.01	4.13	0.06
	4738.6494	5.9	0.7	168	03	14.66	0.01	4.22	0.06
	4764.6245	8.8	0.8	142	03	14.64	0.02	4.27	0.09
	4766.6401	6.6	0.8	148	04	14.63	0.01	4.32	0.06
	4767.6763	8.1	1.0	154	04	14.63	0.02	4.32	0.07
	4768.6421	6.4	0.8	142	04	14.68	0.01	4.13	0.06
	4771.6611	10.1	0.8	126	03	14.77	0.01	3.82	0.05
	4773.6025	10.3	0.9	186	03	14.75	0.01	3.86	0.06
	4774.6011	7.7	0.7	139	04	14.83	0.01	3.61	0.05
	4803.6006	5.1	1.0	153	05	14.83	0.01	3.61	0.05
	4804.5962	5.9	1.6	137	06	14.91	0.02	3.33	0.06
Cycle IIa	4944.9717	7.3	0.5	144	03	14.34	0.01	5.65	0.08
	4973.9253	5.8	0.8	143	04	14.31	0.01	5.84	0.08
	4974.9087	3.8	0.8	145	05	14.26	0.01	6.09	0.08
	4975.9033	4.1	0.7	138	04	14.28	0.01	5.96	0.08
	4976.8965	4.1	0.7	142	03	14.31	0.01	5.84	0.08
	4977.9121	4.9	0.3	145	02	14.33	0.01	5.71	0.07
	4979.8735	4.9	0.4	146	02	14.40	0.02	5.36	0.12
	5002.9106	6.5	0.4	157	02	14.08	0.02	7.19	0.17
	5003.8867	5.7	0.4	153	02	14.11	0.02	6.97	0.16
	5004.9136	5.8	0.4	153	02	14.11	0.02	6.97	0.16
	5005.8696	5.6	0.4	151	02	14.16	0.02	6.69	0.16
	5006.8984	5.7	0.5	159	02	14.24	0.03	6.22	0.17
	5007.8599	4.9	0.4	151	02	14.17	0.03	6.62	0.17
	5008.8726	4.3	0.4	154	03	14.11	0.02	6.97	0.16
Cycle IIb	5059.7646	10.1	0.5	146	02	14.44	0.02	5.14	0.12
	5060.7266	9.4	0.5	147	01	14.42	0.02	5.25	0.12
	5062.7378	10.3	0.5	154	01	14.44	0.02	5.14	0.12
	5063.7241	9.4	0.5	147	02	14.43	0.02	5.19	0.12
	5064.7183	9.3	0.4	148	01	14.46	0.02	5.08	0.11
	5092.6494	7.6	0.6	139	02	14.49	0.01	4.92	0.07
	5093.6284	7.7	0.6	139	02	14.48	0.01	4.98	0.07
	5094.6235	7.4	0.6	138	02	14.56	0.01	4.61	0.06
	5095.6250	6.7	0.6	136	02	14.55	0.01	4.66	0.06
	5096.6221	6.8	0.6	139	02	14.56	0.01	4.61	0.06
	5097.6221	7.2	0.6	145	02	14.54	0.01	4.71	0.06
	5098.6680	7.7	0.6	144	02	14.56	0.01	4.61	0.06
	5122.6343	6.4	0.6	155	02	14.60	0.02	4.46	0.10
	5123.6606	6.9	0.5	153	02	14.56	0.01	4.61	0.06
	5124.6235	7.4	0.6	164	02	14.50	0.01	4.87	0.07
	5150.6030	7.0	0.7	171	02	14.74	0.02	3.91	0.09
	5152.5942	5.3	0.6	167	02	14.72	0.01	4.00	0.05
	5153.5879	6.1	0.6	164	02	14.71	0.01	4.04	0.05
	5154.5879	5.9	0.6	164	02	14.72	0.01	4.00	0.05

**Table 1**  
(Continued)

	JD 2,450,000.00+	$p$ (%)	$\epsilon_p$ (%)	$\theta$ ( $^\circ$ )	$\epsilon_\theta$ ( $^\circ$ )	<i>R</i> (mag)	$\epsilon_R$ (mag)	Flux (mJy)	$\epsilon_{\text{flux}}$ (mJy)
Cycle III	5325.9937	2.5	0.7	157	08	15.14	0.02	2.70	0.06
	5327.9604	4.1	0.7	146	05	15.13	0.02	2.73	0.06
	5328.9199	3.5	0.6	152	05	15.09	0.02	2.83	0.07
	5329.9141	3.8	0.7	149	05	15.09	0.02	2.83	0.07
	5330.9302	3.1	0.6	143	05	15.13	0.02	2.73	0.06
	5331.9224	3.0	0.6	148	05	15.20	0.02	2.57	0.06
	5360.8804	4.0	0.4	147	03	14.99	0.02	3.11	0.07
	5362.9268	5.8	0.3	116	02	14.99	0.02	3.11	0.07
	5363.9282	3.4	0.3	178	03	15.00	0.02	3.07	0.06
	5364.9272	8.9	0.4	151	02	15.04	0.02	2.97	0.07
	5387.8569	6.1	0.3	186	02	14.86	0.02	3.49	0.08
	5390.8325	3.8	0.3	154	02	14.74	0.02	3.91	0.09
	5391.8589	3.5	0.4	162	03	14.88	0.02	3.45	0.08
	5392.8271	3.2	0.4	150	04	14.84	0.02	3.57	0.08
	5393.8359	4.3	0.4	156	03	14.84	0.01	3.57	0.05
	5413.7930	5.2	0.4	164	02	14.75	0.01	3.86	0.05
	5414.7808	2.9	0.4	155	04	14.75	0.01	3.86	0.05
	5415.7773	3.7	0.4	156	03	14.80	0.01	3.69	0.05
	5416.7695	4.7	0.4	161	02	14.78	0.01	3.78	0.05
	5417.7744	5.2	0.4	166	02	14.77	0.01	3.82	0.05
	5418.8096	4.6	0.4	171	02	14.80	0.02	3.69	0.08
	5419.8135	8.4	0.5	191	02	14.79	0.02	3.74	0.09
	5446.7095	5.4	0.5	151	02	14.72	0.01	4.00	0.05
	5447.6626	2.2	0.5	137	04	14.74	0.02	3.91	0.09
	5448.6694	1.5	0.8	155	10	14.69	0.01	4.09	0.06
	5449.6602	1.7	0.8	162	08	14.69	0.01	4.09	0.06
	5450.6621	2.2	0.7	153	07	14.72	0.02	4.00	0.09
	5452.6562	7.1	0.9	196	05	14.72	0.01	4.00	0.06
	5476.6138	5.2	0.6	182	04	14.64	0.02	4.27	0.09
	5477.6196	4.8	0.4	180	02	14.64	0.01	4.27	0.06
	5478.6240	6.6	0.6	162	03	14.63	0.01	4.32	0.06
	5479.6304	8.0	0.5	154	02	14.62	0.01	4.37	0.06
	5480.6123	2.2	0.4	203	04	14.61	0.01	4.41	0.06
	5504.5923	6.0	0.5	143	02	14.32	0.01	5.78	0.08
	5505.6133	3.2	0.5	160	03	14.28	0.01	5.96	0.08
	5506.6655	3.8	0.6	158	03	14.31	0.01	5.84	0.09
	5507.6108	4.4	0.5	162	02	14.32	0.01	5.78	0.08
	5508.6191	3.6	0.5	170	03	14.29	0.01	5.90	0.08
	5656.0156	2.0	0.7	158	08	14.91	0.02	3.33	0.08
	5683.9736	2.8	0.6	124	04	14.74	0.02	3.91	0.09
	5684.9956	2.9	0.7	142	05	14.68	0.01	4.13	0.06
	5685.9941	1.5	0.8	101	12	14.69	0.02	4.09	0.09
	5687.9917	3.3	0.7	134	05	14.62	0.01	4.37	0.06

angle  $\theta$  obtained for all 25 observing runs in  $\sim 3.6$  yr. For clarity, the entire period of observations has been divided into three main cycles: Cycle I: from 2008 May 4 to December 3 (JD 2,454,591–2454,804); Cycle II: from 2009 April 22 to November 18 (JD 2,454,944–2455,154); and Cycle III: from 2010 May 8 to 2011 May 5 (JD 2,455,325–2455,687). These cycles are marked with dashed vertical lines in Figure 1 and will be discussed in more detail in the next paragraphs.

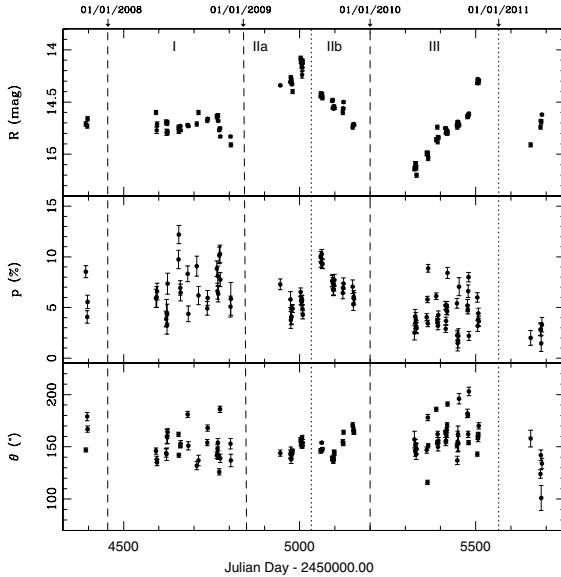
To perform the statistical analysis on our data, nightly average values and the corresponding standard deviations were estimated. In order to estimate the variability in flux, polarization degree, and polarization position angle, a  $\chi^2$  test was carried out. The amplitude of the variations  $Y\%$  was obtained following Heidt & Wagner (1996), but their relations were applied to flux densities instead of magnitude differences. Therefore,

$$Y(\%) = \frac{100}{\langle S \rangle} \sqrt{(S_{\max} - S_{\min})^2 - 2\sigma_c^2}, \quad (10)$$

**Table 2**  
 Variability Parameters for 1ES 1959+650

Cycle (1)	Parameter (2)	Average (3)	Max (4)	Min (5)	$\Delta_{\max}$ (6)	$Y$ (%) (7)	$\mu$ (%) (8)	$\mathcal{F}$ (9)	$\chi^2$ (10)
All	$R$ (mag)	$14.64 \pm 0.24$	15.20	14.08	1.12	...	...	...	...
	$F$ (mJy)	$4.38 \pm 1.02$	7.19	2.57	4.62	105.25	23.28	0.47	13652.44
	$P$ (%)	$5.7 \pm 2.3$	12.2	1.5	10.7	187.57	39.87	0.79	1611.09
	$\theta$ (°)	$153 \pm 16$	203	101	102	65.60	10.26	0.34	3219.04
I	$R$ (mag)	$14.72 \pm 0.07$	14.91	14.60	0.31	...	...	...	...
	$F$ (mJy)	$3.98 \pm 0.27$	4.46	3.33	1.13	28.14	6.72	0.14	464.34
	$P$ (%)	$6.9 \pm 2.2$	12.2	3.3	8.9	127.58	31.87	0.58	163.13
	$\theta$ (°)	$150 \pm 14$	186	126	60	39.83	9.42	0.19	526.78
IIa	$R$ (mag)	$14.23 \pm 0.10$	14.40	14.08	0.32	...	...	...	...
	$F$ (mJy)	$6.29 \pm 0.60$	7.19	5.36	1.82	28.64	9.46	0.15	263.40
	$P$ (%)	$5.2 \pm 1.0$	7.3	3.8	3.5	61.49	19.22	0.32	45.28
	$\theta$ (°)	$149 \pm 6$	159	138	21	13.47	4.17	0.07	73.07
IIb	$R$ (mag)	$14.55 \pm 0.10$	14.74	14.42	0.32	...	...	...	...
	$F$ (mJy)	$4.67 \pm 0.43$	5.25	3.91	1.34	28.35	9.24	0.15	598.68
	$P$ (%)	$7.6 \pm 1.4$	10.3	5.3	5.0	63.52	18.78	0.32	138.64
	$\theta$ (°)	$151 \pm 11$	171	136	35	23.10	7.29	0.11	563.81
III	$R$ (mag)	$14.77 \pm 0.23$	15.20	14.28	0.92	...	...	...	...
	$F$ (mJy)	$3.90 \pm 0.88$	5.96	2.57	3.39	86.83	22.52	0.40	6005.49
	$P$ (%)	$4.1 \pm 1.8$	8.9	1.5	7.4	176.22	43.51	0.72	553.05
	$\theta$ (°)	$157 \pm 19$	203	101	102	64.01	12.39	0.34	1657.01

**Note.** There are no statistics  $Y$ ,  $\mu$ ,  $\mathcal{F}$ , and  $\chi^2$  for the magnitude due to its logarithmic character.



**Figure 1.** Light curves showing that the object displayed variations with timescales of  $\sim$ days–months. Top panels show the  $R$  band (mag), middle panels show the polarization degree  $P$ (%), and bottom panels show the polarization position angle  $\theta$ (°) vs. Julian Date. Data are from 2007 October 18 to 2011 May 5. Each point has an associated error bar and is corrected by the contribution of the host galaxy; see the text.

where  $S_{\max}$  and  $S_{\min}$  are the maximum and minimum values of the flux density, respectively.  $\langle S \rangle$  is the mean value, and  $\sigma_c^2 = \sigma_{\max}^2 + \sigma_{\min}^2$ . The variability is described by the fluctuation index  $\mu$  defined by

$$\mu = 100 \frac{\sigma_S}{\langle S \rangle} \% , \quad (11)$$

and the fractional variability index of the source  $\mathcal{F}$  obtained from the individual nights:

$$\mathcal{F} = \frac{S_{\max} - S_{\min}}{S_{\max} + S_{\min}} . \quad (12)$$

Table 2 shows the results obtained from the statistical analysis. In Column 1 the corresponding cycle is shown, in Column 2 the variable parameters are given, and in Columns 3 to 10 we present the average value for each variable parameter, the maximum and minimum value observed, the maximum variation obtained  $\Delta_{\max}$ , the variability amplitude  $Y$ (%), the variability index  $\mu$ (%), the variability fraction  $\mathcal{F}$ , and the statistic  $\chi^2$ , respectively.

We found for 1ES 1959+650 an average flux of  $\langle \mathcal{F} \rangle = 4.38 \pm 1.02$  mJy, with a variation of  $Y_F = 105.25\%$ , corresponding to  $\Delta F = 4.62$  mJy; the fluctuation index is  $\mu_F = 23.28\%$  and the fractional variability index is  $\mathcal{F}_F = 0.47$ . The maximum and minimum brightness are  $14.08 \pm 0.03$  mag ( $7.19 \pm 0.17$  mJy) and  $15.20 \pm 0.03$  mag ( $2.57 \pm 0.06$  mJy), respectively (considering all cycles).

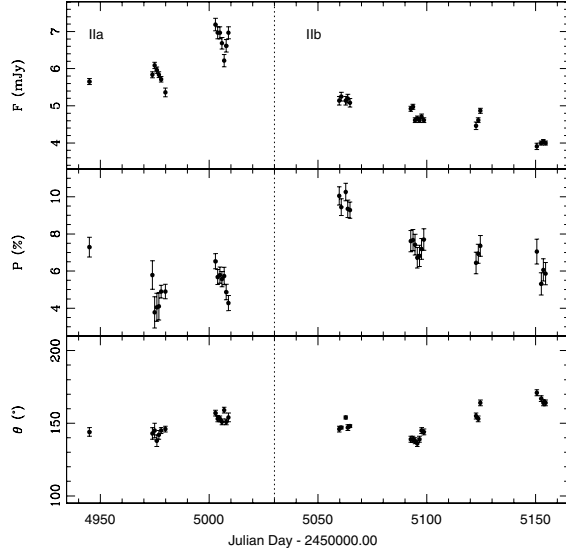
We have estimated the minimum flux variability timescale using the definition proposed by Burbidge et al. (1974):

$$\tau = dt / \ln(F_1/F_2) , \quad (13)$$

where  $dt$  is the time interval between flux measurements  $F_1$  and  $F_2$ , with  $F_1 > F_2$ . We have calculated all possible timescales  $\tau_{ij}$  for any pair of observations for which  $|F_i - F_j| > \sigma_{F_i} + \sigma_{F_j}$  at frequency  $\nu$ . The minimum timescale is obtained when

$$\tau_\nu = \min\{\tau_{ij,\nu}\} , \quad (14)$$

where  $i = 1, \dots, N - 1$ ;  $j = i + 1, \dots, N$ , and  $N$  is the number of observations. The uncertainties associated with  $\tau_\nu$  were obtained through the errors in the flux measurements. The minimum flux variability timescale obtained from our data in



**Figure 2.** Blow-up of the polarimetric parameter shown in Figure 1 for Cycles IIa and IIb. A clear correlation between the  $R$ -band flux and the polarization degree during Cycle IIb can be seen, while the polarization angle varied around the average value of  $\sim 150^\circ$ .

the  $R$  band is  $\tau_R = t_{\min} = 9.74 \pm 1.17$  days. This result is in agreement with Krawczynski et al. (2004) and Tagliaferri et al. (2008).

Using the results of the observational runs presented here, we can quantify the duty cycle (DC) following Romero et al. (1999):

$$DC = 100 \frac{\sum_{i=1}^n N_i (1/\Delta t_i)}{\sum_{i=1}^n (1/\Delta t_i)} \%, \quad (15)$$

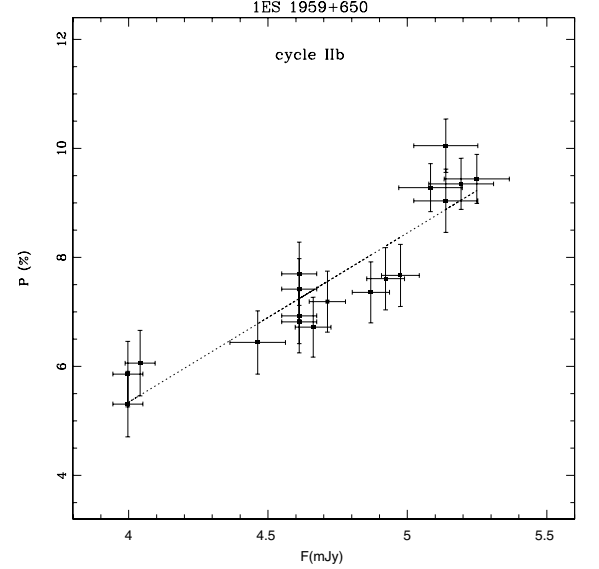
where  $n$  is the number of nights,  $N_i$  is equal to 0 or 1, depending on whether or not variations were detected in  $\Delta t_i = \Delta t_{i,\text{obs}}(1+z)^{-1}$ , where  $\Delta t_i$  is the time interval at the source rest frame, and  $\Delta t_{i,\text{obs}}$  is the time interval measured between each run (at the observer's rest frame). We obtained a duty cycle  $DC = 38.7\%$  in the  $R$ -band flux for variations that are above  $2\sigma$ , with  $\sigma = 0.27$  mJy.

### 3.2. Photometric Variability

In addition to our three main cycles, we include in Table 2 the results obtained considering the entire data set. From these data, a maximum of  $R = 14.08$  mag is observed, and a variation of  $\Delta m_R = 1.12$  mag in  $\Delta t = 329$  days (or 0.9 yr) is found. Therefore, during our monitoring period, the source shows a maximum scale brightness variation in timescales of  $\Delta t \sim$  months.

In Cycle I, the object showed a discrete variability with a relative flux maximum of  $4.46 \pm 0.07$  mJy ( $14.60 \pm 0.02$  mag) in 2008 May 4 (JD 2,454,591) and a relative minimum of  $3.33 \pm 0.06$  mJy ( $14.91 \pm 0.02$  mag) in 2008 December 3 (JD 2,454,804). There is a moderate rise in flux between 2008 June 6 (JD 2,454,624) and 2008 October 26 (JD 2,454,766) from  $3.74 \pm 0.06$  mJy to  $4.32 \pm 0.06$  mJy in 142 days, at a rate of  $0.004$  mJy  $\text{day}^{-1}$ .

In Cycle II, the object has been active for 148 days from 2009 April to September (JD 2,454,944–2455,092). The peak flux of the object was  $7.19 \pm 0.17$  mJy ( $14.08 \pm 0.02$  mag) at 2009



**Figure 3.** Correlation between the  $R$ -band flux and polarization degree for Cycle IIb (2009 August 14 to November 18). The Pearson's correlation coefficient is  $r_{\text{pol}} = 0.984 \pm 0.025$ . There is a positive correlation between the two parameters.

June 19 (JD 2,455,002). In this cycle, we found a maximum brightness which is also a maximum value observed for the entire period of observations. At the onset of the activity, 2009 April 22 (JD 2,454,944), the flux was  $5.66 \pm 0.08$  mJy ( $14.34 \pm 0.01$  mag), then increased to  $7.19 \pm 0.17$  mJy in 58 days (with a rising rate of  $0.026$  mJy  $\text{day}^{-1}$ ). In 2009 September 17 (JD 2,455,092), it fell to  $4.92 \pm 0.07$  mJy ( $14.49 \pm 0.01$  mag) in about 90 days (with a decay rate of  $\sim 0.025$  mJy  $\text{day}^{-1}$ ).

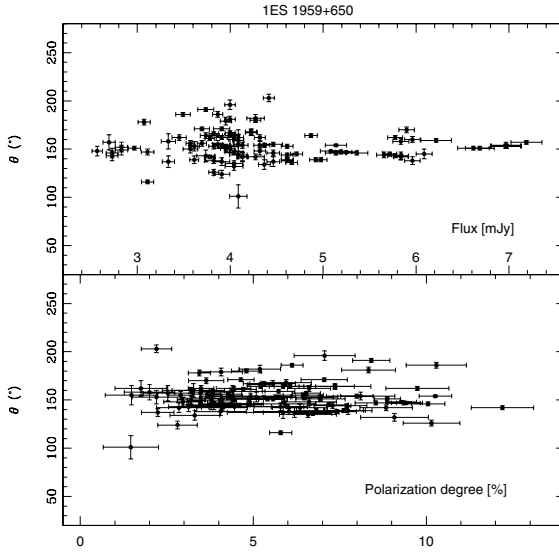
Finally, in Cycle III the source showed a constant increasing flux from  $2.57 \pm 0.06$  mJy ( $15.20 \pm 0.02$  mag) in 2010 May 14 (JD 2,455,331) to  $5.96 \pm 0.08$  mJy ( $14.28 \pm 0.01$  mag) in 2010 November 4 (JD 2,455,505) in 174 days (rising rate  $\sim 0.020$  mJy  $\text{day}^{-1}$ ).

### 3.3. Polarimetric Variability

#### 3.3.1. Polarization Degree Variability

To establish a possible correlation between the polarization degree and the  $R$ -band fluxes, a Pearson's correlation coefficient was calculated ( $r_{\text{pol}}$ ). This coefficient was tested through a Student's  $t$  test. Using all data, we found that there is no correlation between the  $R$ -band flux and the polarization degree. The polarization degree showed a random variability behavior and a maximum and a minimum of 12.2% (JD 2,454,656) and 1.5% (JD 2,455,685), respectively. Thus, the maximum variability observed was  $\Delta P = 10.7\%$  in  $\Delta t = 1029$  days (or 2.8 yr).

From the light curve obtained for each cycle (Figure 1), Cycle II was split into two periods that we called Cycle IIa from 2009 April 22 to June 25, and Cycle IIb from 2009 August 14 to November 18 (see Figure 2). We cannot see any correlation between the  $R$ -band brightness and polarization degree in Cycle IIa. However, for Cycle IIb we found a strong correlation between these two parameters, with a Pearson's correlation coefficient of  $r_{\text{pol}} = 0.984 \pm 0.025$ ; see Figure 3.



**Figure 4.** Top panel: correlation between the polarization angle and the  $R$ -band flux. Bottom panel: correlation between the polarization angle and the polarization degree. In both panels, one can see a preferential tendency of the position angle to be  $\sim 150^\circ$ .

The maximum and minimum polarization degrees for each cycle are shown in Table 2. In Cycle I, the maximum variability observed for the polarization degree is  $\Delta P = 8.9\%$  in  $\Delta t = 34$  days; in Cycle IIa,  $\Delta P = 3.5\%$  in  $\Delta t = 30$  days; in Cycle IIb,  $\Delta P = 5.0\%$  in  $\Delta t = 90$  days; and in Cycle III,  $\Delta P = 6.9\%$  in  $\Delta t = 29$  days.

### 3.3.2. Position Angle Variability

In general, our data show that there is not a clear correlation between the polarization angle and the  $R$ -band flux. However, the polarization angle shows a general trend of remaining around an average value. We have looked for a possible correlation between the polarization degree and the position angle using the entire data set; see Figure 4. This plot shows that  $\theta$  has an average value of  $153^\circ \pm 16^\circ$ , with maximum variations of  $\sim 50^\circ$  around the average value. This suggests that the position angle has a preferential position of  $\sim 150^\circ$ , independently of the polarization degree. The preferred position angle of optical polarization is in good agreement with the projected position angle of the parsec-scale jet found by Piner et al. (2010) from 43 GHz images. We did not observe any significant rotation of the position angle during the entire period of observations.

In Cycle I, the polarization angle rises from  $135^\circ$  (JD 2,454,594) to  $181^\circ$  (JD 2,454,681) at a rate of  $0:53$  per day, and falls to  $132^\circ$  (JD 2,454,707) with a rate of  $1:88$  per day; i.e., variations of  $10^\circ$ – $30^\circ$  per run. When the magnitude falls to 14.75 mag (JD 2,454,773) the polarization angle rises to  $186^\circ$ . So, the polarization angle shows two oscillations when the magnitude increases. In Cycle II, the polarization angle is close to a constant value in the period of maximum activity of the source. However, there is a slight change in the polarization angle from  $146^\circ$  to  $164^\circ$ , i.e.,  $\Delta\theta \sim 18^\circ$ , when the magnitude falls from 14.44 mag to 14.72 mag (JD 2,455,059–2,455,154). In Cycle III, we see a steady increase in brightness while the polarization angle  $\theta$  changes from  $157^\circ$  to  $203^\circ$ . It is worth noting that in this cycle, the amplitude variations of the polarization

angle increase from  $10^\circ$  to  $50^\circ$  over the average value, as does the brightness of the source.

## 4. POLARIMETRIC ANALYSIS

The study of the variability properties of the polarized emission in blazars allowed us to derive some properties associated with the variable source. In particular, for 1ES1959+650 we found from our observations that in general, the polarization degree shows a random behavior except in Cycle IIb where it follows the  $R$ -band flux. Also, we found a lack of correlation between the polarization angle and the  $R$ -band flux. These results could be explained in terms of the presence of one or more variable polarization components.

A possible scenario that could explain our observational results is the “spine-sheath” model (Ghisellini et al. 2005). This model was proposed for TeV BL Lac objects and invokes a slower external flow surrounding a fast spine. The slow layer (sheath) could be the result of the interaction of the jet walls with the ambient medium. Another model that can be considered for our study is the two-component model (see Hayashida et al. 2008; Krawczynski et al. 2002). This model proposes the presence of two emission regions: a steady, quasi-stationary component and another rapidly variable SSC component. Also, we want to mention that a multi-component scenario for 1ES 1959+650 has been proposed to explain the observational differences found in the radio, optical, X-ray, and  $\gamma$ -ray bands (Krawczynski et al. 2004; Piner et al. 2008; Tagliaferri et al. 2008).

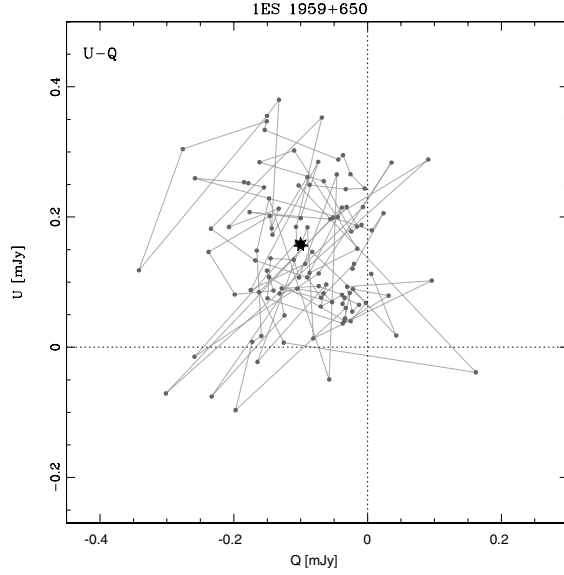
### 4.1. Parameters of the Stable Component

In terms of the normalized Stokes parameters, the absolute Stokes vector is defined as  $(Q, U) = (q, u)I$ . To identify the presence of a stable polarized component, we have used the method suggested by Jones et al. (1985). In this work, the authors proposed that if the average values ( $\langle Q \rangle$ ,  $\langle U \rangle$ ) observed in the absolute Stokes parameter plane  $Q-U$  deviate significantly from the origin, then a stable or a long-term ( $\sim$  months–years) variable polarization component is present.

For the case of a two-component model, we define the average values of  $Q$  and  $U$  as the stationary polarization component. These averages were calculated iteratively. First, we calculated the average of  $Q$  (or  $U$ ) using all data, then the obtained value was recalculated again after discarding the outliers ( $>3\sigma$ ). The iteration continued until no outliers remained (Ikejiri et al. 2011). Figure 5 shows the  $Q-U$  plane for the stable component. The average values obtained for the absolute Stokes parameters  $\langle Q \rangle$  and  $\langle U \rangle$  are  $-0.10 \pm 0.01$  mJy and  $0.16 \pm 0.02$  mJy, respectively. These average values appear as a solid black star in the  $Q-U$  plane plot, and correspond to a stable component with a constant polarization degree  $P_c = 4.1\% \pm 0.5\%$  and polarization angle  $\Theta_c = 151^\circ \pm 13^\circ$ . The constant polarization degree has a dispersion  $\sigma_{P_c} = 2.1\%$ .

### 4.2. Parameters of the Variable Component

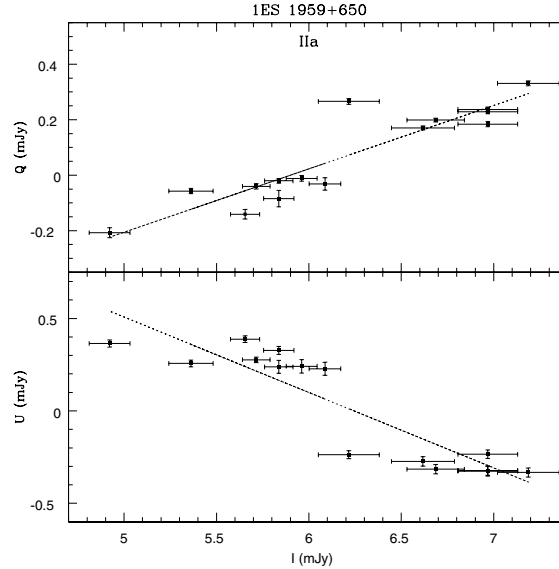
To find the origin of the variability behavior in Cycle II, we used the method proposed by Hagen-Thorn et al. (2008). Therefore, it is assumed that the variability within a certain time interval is due to a single variable component. If the variability is caused only by its flux variations, while the relative Stokes parameters  $q$  and  $u$  remain unchanged, then in the space of the absolute Stokes parameters  $\{I, Q, U\}$  the observational points



**Figure 5.**  $Q$ - $U$  absolute Stokes parameter plane obtained using all data. The solid black star marks the mean constant value and the existence of a stable polarization component. The average values obtained are  $\langle Q \rangle = -0.10 \pm 0.01$  mJy and  $\langle U \rangle = 0.16 \pm 0.02$  mJy. The polarization degree and position angle values obtained for the constant component are  $P_c = (4.1 \pm 0.5)\%$  and  $\Theta_c = 151^\circ \pm 13^\circ$ , respectively. The constant polarization degree dispersion is  $\sigma_p = 2.1\%$ .

must lie on straight lines. The slopes of these lines are the relative Stokes parameters of the variable component.

To estimate the variable component parameters, we looked for a possible linear relation between  $Q$  versus  $I$  and  $U$  versus  $I$  for the three relevant cycles. For Cycles I and III, no linear correlation between these parameters was found; rather, they



**Table 3**  
Polarization for the Variable Component of IES 1959+650  
in Cycles IIa and IIb

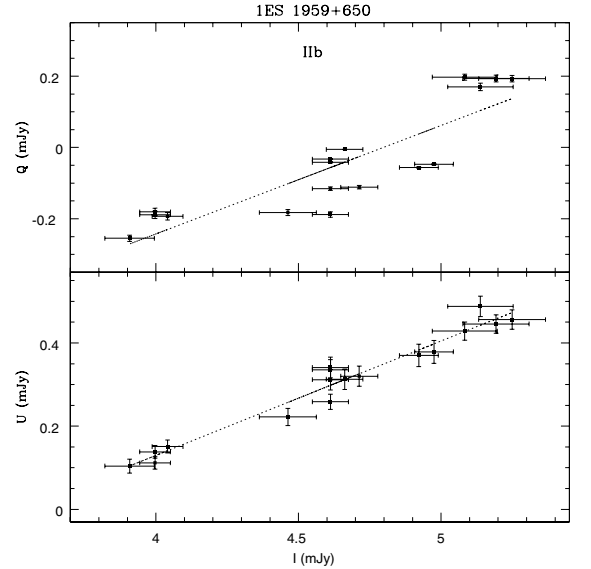
Cycle (1)	$q_{\text{var}}$ (2)	$r_q$ (3)	$u_{\text{var}}$ (4)	$r_u$ (5)	$p_{\text{var}} (\%)$ (6)	$\theta_{\text{var}} (^\circ)$ (7)
IIa	$0.228 \pm 0.028$	0.913	$-0.408 \pm 0.054$	-0.902	$46.8 \pm 4.9$	$150 \pm 4$
IIb	$0.304 \pm 0.044$	0.872	$0.275 \pm 0.015$	0.980	$41.0 \pm 3.4$	$21 \pm 4$

appear to be randomly related. In contrast, for Cycles IIa and IIb (see Figure 6), our data show a linear tendency between these parameters. We made a least-squares fit to the data in order to find the slopes and the linear correlation coefficients  $r_q$  and  $r_u$ . The correlation coefficients obtained for these parameters in Cycle IIa are  $r_q = 0.913$  and  $r_u = -0.902$ , and the slopes  $m_q = 0.228 \pm 0.028$  and  $m_u = -0.408 \pm 0.054$ , respectively. The correlation coefficients for Cycle IIb are  $r_q = 0.872$  and  $r_u = 0.980$ , and slopes  $m_q = 0.304 \pm 0.044$  and  $m_u = 0.275 \pm 0.015$ , respectively. The Stokes parameters for the variable components  $q_{\text{var}}$  and  $u_{\text{var}}$  found are given in Table 3. In this table, Columns 2–7 show the parameters  $q_{\text{var}}$ ,  $r_q$ ,  $u_{\text{var}}$ ,  $r_u$ ,  $p_{\text{var}}$ , and  $\theta_{\text{var}}$ , respectively. It is important to note that  $Q$  versus  $I$  appear correlated during Cycle IIa and Cycle IIb. On the other hand,  $U$  versus  $I$  are anticorrelated during Cycle IIa and correlated in Cycle IIb. The polarization degree found for the variable component in Cycle IIa is  $p_{\text{var}} = (46.8 \pm 4.9)\%$ , with a polarization angle  $\theta_{\text{var}} = 150^\circ \pm 4^\circ$ . For Cycle IIb, the polarization degree is  $p_{\text{var}} = (41.0 \pm 3.4)\%$  and the polarization angle is  $\theta_{\text{var}} = 21^\circ \pm 4^\circ$ .

## 5. DISCUSSION

### 5.1. Two-component Model

The  $Q$ - $U$  plane built from our data shows that the average values are shifted from the origin (Figure 5). Therefore, we can infer the presence of a constant or stable component that



**Figure 6.** Left: linear correlation between the Stokes parameter  $Q$  vs.  $I$  (top panel), and  $U$  vs.  $I$  (bottom panel) for Cycle IIa (2009 April–June). The correlation coefficients obtained for these parameters are  $r_q = 0.913$  and  $r_u = -0.902$ , and the slopes  $m_q = 0.228 \pm 0.028$  and  $m_u = -0.408 \pm 0.054$ , respectively. Right: linear correlation between  $Q$  vs.  $I$  (top panel), and  $U$  vs.  $I$  (bottom panel) for Cycle IIb. The correlation coefficients for this Cycle IIb are  $r_q = 0.872$  and  $r_u = 0.980$ , and slopes  $m_q = 0.304 \pm 0.044$  and  $m_u = 0.275 \pm 0.015$ , respectively.



we assume to be associated with the relativistic jet, and also a variable component that can be related to the propagation of the shock. The observed polarization would be the result of the overlap of these two optically thin synchrotron components, according to the following expressions (see Holmes et al. 1984):

$$p^2 = \frac{p_{\text{cons}}^2 + p_{\text{var}}^2 I_{v/c}^2 + 2p_{\text{var}} p_{\text{cons}} I_{v/c} \cos 2\xi}{(1 + I_{v/c})^2}, \quad (16)$$

and

$$\tan 2\theta = \frac{p_{\text{cons}} \sin 2\theta_{\text{cons}} + p_{\text{var}} I_{v/c} \sin 2\theta_{\text{var}}}{p_{\text{cons}} \cos 2\theta_{\text{cons}} + p_{\text{var}} I_{v/c} \cos 2\theta_{\text{var}}}, \quad (17)$$

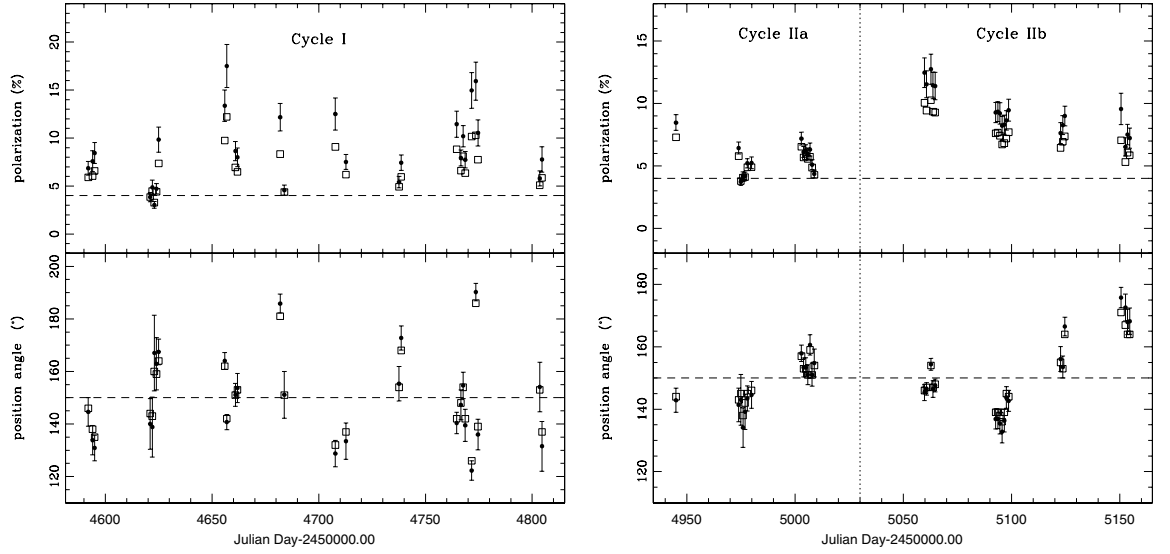
where  $p$  is the observed polarization degree and  $\theta$  is the observed position angle. Here,  $\xi = \theta_{\text{cons}} - \theta_{\text{var}}$  and  $I_{v/c}$  is the flux ratio between the variable to the constant component.

To solve these equations, we used the previously found parameters  $P_c$  and  $\Theta_c$  as the parameters for the constant component  $p_{\text{cons}}$  and  $\theta_{\text{cons}}$ , respectively. To determine the ratio for the variable to constant component flux ( $I_{v/c} = I_{\text{var}}/I_{\text{cons}}$ ), we used data from the night JD 2,455,685 where the contribution to the polarization of the variable component is almost zero, and the polarization degree is  $1.5\% \pm 0.8\%$ . In this way, we fitted the observed polarization finding that the ratio  $I_{v/c} = 1.79 \pm 0.24$ . This corresponds to a constant component flux value of  $I_c = 1.47 \pm 0.19$  mJy. With this result we solved the equations directly and found values of  $p_{\text{var}}$ ,  $\theta_{\text{var}}$ , and  $I_{\text{var}}$  for each night. These results are presented for Cycles I and II in Table 4, and are plotted in Figure 7 where the polarimetric parameters of the variable component are shown during the low- and high-activity phases. In this figure, it can be seen that during the low-activity phase (Cycle I) the polarimetric parameters of the constant polarized component, which are represented with a horizontal dashed line, dominate over the variable polarized one (solid black points). Therefore, for this cycle, the observed polarization degree, represented by empty squares, is much lower than the polarization degree of the variable component with a maximum difference of 42%. On the other hand, for the polarization angle, the difference between the corresponding values for the variable and observed components is  $\sim 8\%$ . For Cycle II, we can see that the observed polarimetric values (polarization degree and angle) are very similar to the variable component. This result shows that the variable polarization component dominates over the constant component. Using data from Table 2, Columns 7–9, we find that the polarization degree is greater and more variable during the low-activity phase.

From this analysis, we can infer that the observed polarimetric behavior in the  $R$  band can be interpreted as the superposition of two optically thin synchrotron components, one stable and the other variable. The polarization degree  $p_{\text{cons}} \sim 4\%$  derived for the stable component is identical to the value found by Bondi et al. (2004), while the optical position angle  $\theta_{\text{cons}}$  shows a value that coincides with the observed  $\theta \sim 150^\circ$ . This value is similar to the projected position angle of the radio jet found by Piner et al. (2008, 2010). On the other hand, the source shows a larger polarization degree during the low-activity phase in comparison with the high-activity phase. The maximum polarization angle variations during the low-activity phase are  $\sim 50^\circ$ . These variations are similar to the value found by Rector et al. (2003) and Bondi et al. (2004) for the projected opening angle of the radio jet, while the maximum variations found during the high-activity phase are  $10^\circ$  and  $18^\circ$ , for Cycle IIa and Cycle IIb, respectively.

**Table 4**  
The Variable Component for the Two-component Model

JD 2,450,000.00+	$p_{\text{var}}$ (%) (2)	$\theta_{\text{var}}$ ( $^\circ$ ) (3)	$I_{\text{var}}$ (mJy) (4)
4591.9907	6.8 ± 0.7	145 ± 05	3.00 ± 0.26
4593.9912	7.6 ± 1.1	134 ± 06	2.35 ± 0.29
4594.9883	8.4 ± 1.1	131 ± 05	2.57 ± 0.29
4620.9575	3.8 ± 0.5	140 ± 10	2.62 ± 0.29
4621.9854	4.9 ± 0.7	139 ± 11	2.27 ± 0.29
4622.9287	3.0 ± 0.3	167 ± 14	2.57 ± 0.25
4623.9331	4.7 ± 0.5	163 ± 10	2.62 ± 0.25
4624.9839	9.8 ± 1.3	167 ± 05	2.27 ± 0.25
4655.9331	13.4 ± 1.6	164 ± 03	2.44 ± 0.25
4656.9160	17.5 ± 2.2	141 ± 03	2.31 ± 0.25
4660.9390	8.6 ± 1.0	151 ± 04	2.48 ± 0.25
4661.8857	8.0 ± 1.0	154 ± 06	2.35 ± 0.25
4681.9053	12.2 ± 1.4	186 ± 04	2.53 ± 0.25
4683.8711	4.6 ± 0.5	151 ± 09	2.48 ± 0.25
4707.7686	12.5 ± 1.7	129 ± 05	2.57 ± 0.29
4712.7568	7.5 ± 0.8	133 ± 07	3.00 ± 0.26
4737.6260	5.4 ± 0.6	155 ± 07	2.66 ± 0.25
4738.6494	7.4 ± 0.8	173 ± 05	2.76 ± 0.26
4764.6245	11.5 ± 1.4	140 ± 04	2.80 ± 0.29
4766.6401	7.9 ± 0.8	147 ± 06	2.85 ± 0.26
4767.6763	10.2 ± 1.1	155 ± 05	2.85 ± 0.26
4768.6421	7.7 ± 0.9	140 ± 06	2.66 ± 0.25
4771.6611	15.0 ± 1.9	122 ± 04	2.35 ± 0.25
4773.6025	15.9 ± 2.0	190 ± 03	2.40 ± 0.25
4774.6011	10.5 ± 1.4	136 ± 06	2.14 ± 0.24
4803.6006	5.8 ± 0.8	154 ± 09	2.14 ± 0.25
4804.5962	7.8 ± 1.3	132 ± 09	1.87 ± 0.26
4944.9717	8.5 ± 0.6	143 ± 04	4.19 ± 0.27
4973.9253	6.4 ± 0.5	141 ± 05	4.37 ± 0.28
4974.9087	3.7 ± 0.3	143 ± 08	4.62 ± 0.28
4975.9033	4.2 ± 0.3	134 ± 06	4.49 ± 0.28
4976.8965	4.2 ± 0.3	139 ± 06	4.37 ± 0.27
4977.9121	5.2 ± 0.4	143 ± 04	4.25 ± 0.27
4979.8735	5.2 ± 0.5	145 ± 04	3.89 ± 0.31
5002.9106	7.2 ± 0.5	158 ± 03	5.72 ± 0.36
5003.8867	6.1 ± 0.4	153 ± 03	5.50 ± 0.36
5004.9136	6.2 ± 0.5	153 ± 03	5.50 ± 0.36
5005.8696	6.0 ± 0.4	151 ± 03	5.22 ± 0.35
5006.8984	6.3 ± 0.5	161 ± 03	4.75 ± 0.36
5007.8599	5.1 ± 0.4	151 ± 04	5.15 ± 0.36
5008.8726	4.3 ± 0.3	155 ± 04	5.50 ± 0.36
5059.7646	12.5 ± 1.2	145 ± 03	3.67 ± 0.31
5060.7266	11.5 ± 1.1	146 ± 02	3.78 ± 0.31
5062.7378	12.7 ± 1.2	154 ± 02	3.67 ± 0.31
5063.7241	11.4 ± 1.1	146 ± 03	3.73 ± 0.31
5064.7183	11.4 ± 1.1	148 ± 02	3.62 ± 0.31
5092.6494	9.3 ± 0.8	137 ± 03	3.45 ± 0.26
5093.6284	9.3 ± 0.8	137 ± 03	3.51 ± 0.26
5094.6235	9.2 ± 0.9	135 ± 03	3.14 ± 0.26
5095.6250	8.2 ± 0.8	133 ± 04	3.19 ± 0.26
5096.6221	8.3 ± 0.8	136 ± 04	3.14 ± 0.26
5097.6221	8.6 ± 0.8	144 ± 03	3.25 ± 0.26
5098.6680	9.5 ± 0.9	143 ± 03	3.14 ± 0.26
5122.6343	7.6 ± 0.8	156 ± 04	3.00 ± 0.29
5123.6606	8.3 ± 0.8	154 ± 04	3.14 ± 0.26
5124.6235	9.0 ± 0.8	166 ± 03	3.40 ± 0.26
5150.6030	9.6 ± 1.3	176 ± 03	2.44 ± 0.28
5152.5942	6.5 ± 0.7	173 ± 04	2.53 ± 0.25
5153.5879	7.5 ± 0.8	168 ± 04	2.57 ± 0.25
5154.5879	7.2 ± 0.8	168 ± 04	2.53 ± 0.25



**Figure 7.** Data collected during the low-activity state in 2008 (left) and later during the high-activity state in 2009 (right). They were fitted using a two-component synchrotron model. Squares show the superposition of a constant (dashed lines) and a variable polarized component (solid dots) using the addition law for polarized sources. In both images, the top panel shows the polarization degree and the bottom panel shows the polarization angle. The model values are presented in Table 4. The values for the constant component presented in the plots are  $p_{\text{cons}} = (4.1 \pm 0.5)\%$  and  $\theta_{\text{cons}} = 151^\circ \pm 13^\circ$ . During the high-activity state in 2009 (right), the variable component dominates over the constant component.

The agreement between our optical results and those at radio bands (see above) suggests that there is a common magnetic field component for both the optical and radio bands that is persistent in time and whose direction is transverse to the flow, as expected from a tangled magnetic field compressed by a shock. The polarimetric characteristics found in this work are within the framework of a spine-sheath model proposed by Ghisellini et al. (2005) and used for this source by Piner et al. (2010). In this context, the stable component would be associated with the sheath and the variable component with the spine.

### 5.2. Standing Shock Scenario

A standing shock scenario has already been proposed by Tagliaferri et al. (2008) and Hayashida et al. (2008) to explain the variable behavior of this object. A stationary shock wave system in a relativistic jet can be caused by the pressure imbalance between the jet and the surrounding ambient medium. Oscillations of the jet width occur as the overpressured medium in the jet expands until its pressure falls below the ambient pressure. This underpressured plasma then contracts under the influence of the external medium until high pressure is restored. This leads to the formation of a system of standing oblique shock waves, perhaps terminating in a strong shock perpendicular to the jet flow (see Gomez et al. 1997; Sokolov et al. 2004, and references therein). To identify the origin of the variations in flux and polarization, we must consider that the two flares observed in 2009 and 2010 had timescales of  $\sim$ months. For this object, we have assumed that the radiation originates in the same region of the jet in a standing shock.

Let us assume that the variable  $R$ -band flux component is produced by a shock. In the one-zone homogeneous SSC model, the source is assumed to be a spherical blob of radius  $r_b$  moving in a turbulent plasma, with a constant jet's Lorentz factor  $\Gamma_j$ , such that the emission region size is considered stable. Thus, in the observer's reference frame, the flux of the shocked region is

amplified as

$$F = F_0 v^{-\alpha} \delta^{(3+\alpha)} \delta'^{(2+\alpha)}, \quad (18)$$

where  $\delta = [\Gamma_j(1 - \beta \cos \Phi)]^{-1}$  is the jet's Doppler factor,  $\beta = (1 - \Gamma_j^{-2})^{1/2}$  is its global velocity in units of speed of light, and  $\Phi$  is the viewing angle. The factor  $\delta'$  is the Doppler factor of the shocked plasma in the shock's front reference frame. To determine  $\delta'$ , it would be necessary to know the plasma's state equation, nevertheless it cannot be determined since most of its parameters are unknown. However, without loss of generality it can be assumed that the plasma speed in the shock's reference frame should be much less than the speed of light ( $\ll c$ ), assuming that  $\delta' \approx 1$  (Hagen-Thorn et al. 2008).

The observed degree of polarization depends on the shock's viewing angle  $\Psi$ , the spectral index  $\alpha$ , and the ratio of densities of the shocked region to the unshocked region  $\eta = \eta_{\text{shock}}/\eta_{\text{unshock}}$  (Hughes & Miller 1991):

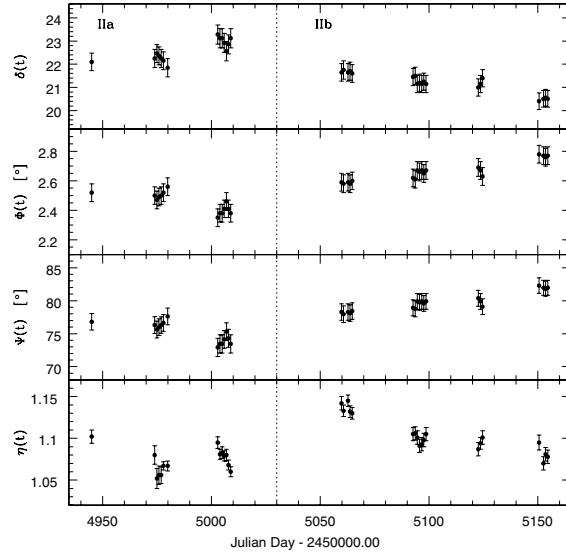
$$p \approx \frac{\alpha + 1}{\alpha + 5/3} \frac{(1 - \eta^{-2}) \sin^2 \Psi}{2 - (1 - \eta^{-2}) \sin^2 \Psi}, \quad (19)$$

and

$$\Psi = \tan^{-1} \left\{ \frac{\sin \Phi}{\Gamma_j (\cos \Phi - \sqrt{1 - \Gamma_j^{-2}})} \right\}. \quad (20)$$

Following Tagliaferri et al. (2008), we assumed a bulk Lorentz factor  $\Gamma_j = 18$  for the SED of 1ES 1959+650. We have also used the value of  $\alpha_{\text{ox}} = 1.64$  given by Abdo et al. (2010a).

From Equation (18), we can estimate the Doppler factor as a function of time. The value of  $F_0$  is determined by  $F_0 = F_{\text{max}} v^\alpha / \delta_0^{(3+\alpha)}$ , where  $F_{\text{max}}$  is the maximum observed flux and  $\delta_0$  is obtained from  $\Phi_0$ , which is calculated from Equations (19) and (20) for the maximum value of the polarization degree of the variable component (see Table 3). From Hughes & Miller (1991)



**Figure 8.** Temporal variability of some physical parameters related to the relativistic jet kinematics of IES 1959+650 derived in this work. From top to bottom are the Doppler factor,  $\delta(t)$ , the angle between the jet axis and the line of sight,  $\Phi(t)$ , the viewing angle of the shock,  $\Psi(t)$ , and the compression factor of the shocked to the unshocked plasma,  $\eta(t)$ , during the high-activity state in 2009.

**Table 5**  
Physical Parameters for IES 1959+650

Parameter	Value	Units
$B$	$0.06 \pm 0.01$	G
$\delta_0$	$23.3 \pm 0.4$	
$\Psi_0$	$72.9 \pm 6.1$	deg
$\Phi_0$	$2.35 \pm 0.26$	deg
$r_b$	$5.61 \pm 0.68$	$10^{17}$ cm
$r_s$	$1.29 \pm 0.26$	$10^{17}$ cm
$l_B$	$1.31 \pm 0.16$	$10^{17}$ cm
$t_{\min}$	$9.74 \pm 1.17$	days

**Notes.** The parameters were calculated using values derived by Piner & Edwards (2004) and Piner et al. (2008, 2010) for the shock speed  $\beta_s = 0.1$ , and the Lorentz factor of the shock  $\Gamma_s \sim 3$ . In addition, we use the value for the optical spectral index  $\alpha_{\text{ox}} = 1.64$ , reported by Abdo et al. (2010a) and the value of the bulk Lorentz factor of the jet  $\Gamma_j = 18$  from Tagliaferri et al. (2008).

we adopt  $\eta = 2.3$ , and  $\Psi = \pi/2$ , which is the minimum possible compression that produces a degree of linear polarization as high as 47%. This yields  $\Psi_0 = 72^\circ.9$ ,  $\Phi_0 = 2^\circ.35$ , and  $\delta_0 = 23.3$  at the maximum polarization (see Table 5).

Applying Equation (18) to the photometric data, we estimate the Doppler factor  $\delta(t)$  and thus, the viewing angle of the jet  $\Phi(t)$  as functions of time. The latter allows us to estimate the viewing angle of the shock  $\Psi(t)$  (Equation (20)). Figure 8 shows the values of the Doppler factor, viewing angle of the jet, and the viewing angle of the shock derived from the observed flux variability in Cycle II. Applying Equation (19) to the polarimetric data, we obtain the value of the plasma compression as a function of time. The value of  $\eta(t)$  is shown in Figure 8 as well. All these parameters are presented in Table 6, where we give in Column 1 the Julian Date and in Columns 2–5 the values obtained for  $\delta(t)$ ,  $\Phi(t)$ ,  $\Psi(t)$ , and  $\eta(t)$  along with their errors, respectively.

**Table 6**  
Variable Physical Parameters from Polarimetric Data Obtained for IES 1959+650

JD	$\delta(t)$	$\Phi(t)$ ( $^\circ$ )	$\Psi(t)$ ( $^\circ$ )	$\eta(t)$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
4944.9717	$22.1 \pm 0.4$	$2.52 \pm 0.06$	$76.8 \pm 1.3$	$1.102 \pm 0.008$
4973.9253	$22.3 \pm 0.4$	$2.50 \pm 0.06$	$76.3 \pm 1.3$	$1.080 \pm 0.011$
4974.9087	$22.5 \pm 0.4$	$2.47 \pm 0.06$	$75.6 \pm 1.3$	$1.052 \pm 0.012$
4975.9033	$22.4 \pm 0.4$	$2.49 \pm 0.06$	$76.0 \pm 1.3$	$1.056 \pm 0.011$
4976.8965	$22.3 \pm 0.4$	$2.50 \pm 0.06$	$76.3 \pm 1.3$	$1.056 \pm 0.010$
4977.9121	$22.2 \pm 0.4$	$2.52 \pm 0.06$	$76.6 \pm 1.3$	$1.067 \pm 0.005$
4979.8735	$21.9 \pm 0.4$	$2.56 \pm 0.06$	$77.6 \pm 1.3$	$1.067 \pm 0.006$
5002.9106	$23.3 \pm 0.4$	$2.35 \pm 0.06$	$72.9 \pm 1.4$	$1.095 \pm 0.007$
5003.8867	$23.1 \pm 0.4$	$2.38 \pm 0.06$	$73.4 \pm 1.4$	$1.081 \pm 0.006$
5004.9136	$23.1 \pm 0.4$	$2.38 \pm 0.06$	$73.4 \pm 1.4$	$1.083 \pm 0.007$
5005.8696	$22.9 \pm 0.4$	$2.41 \pm 0.06$	$74.1 \pm 1.4$	$1.079 \pm 0.006$
5006.8984	$22.6 \pm 0.4$	$2.46 \pm 0.06$	$75.3 \pm 1.3$	$1.080 \pm 0.007$
5007.8599	$22.9 \pm 0.4$	$2.41 \pm 0.06$	$74.3 \pm 1.4$	$1.068 \pm 0.006$
5008.8726	$23.1 \pm 0.4$	$2.38 \pm 0.06$	$73.4 \pm 1.4$	$1.060 \pm 0.006$
5059.7646	$21.7 \pm 0.4$	$2.59 \pm 0.06$	$78.3 \pm 1.3$	$1.142 \pm 0.008$
5060.7266	$21.8 \pm 0.4$	$2.58 \pm 0.06$	$78.0 \pm 1.3$	$1.133 \pm 0.007$
5062.7378	$21.7 \pm 0.4$	$2.59 \pm 0.06$	$78.3 \pm 1.3$	$1.145 \pm 0.007$
5063.7241	$21.7 \pm 0.4$	$2.58 \pm 0.06$	$78.1 \pm 1.3$	$1.132 \pm 0.007$
5064.7183	$21.6 \pm 0.4$	$2.60 \pm 0.06$	$78.4 \pm 1.2$	$1.130 \pm 0.007$
5092.6494	$21.5 \pm 0.4$	$2.62 \pm 0.06$	$78.9 \pm 1.2$	$1.105 \pm 0.008$
5093.6284	$21.5 \pm 0.4$	$2.61 \pm 0.06$	$78.8 \pm 1.2$	$1.106 \pm 0.008$
5094.6235	$21.2 \pm 0.4$	$2.67 \pm 0.06$	$79.9 \pm 1.2$	$1.101 \pm 0.008$
5095.6250	$21.2 \pm 0.4$	$2.66 \pm 0.06$	$79.7 \pm 1.2$	$1.091 \pm 0.008$
5096.6221	$21.2 \pm 0.4$	$2.67 \pm 0.06$	$79.9 \pm 1.2$	$1.093 \pm 0.008$
5097.6221	$21.3 \pm 0.4$	$2.65 \pm 0.06$	$79.6 \pm 1.2$	$1.098 \pm 0.008$
5098.6680	$21.2 \pm 0.4$	$2.67 \pm 0.06$	$79.9 \pm 1.2$	$1.105 \pm 0.008$
5122.6343	$21.0 \pm 0.4$	$2.69 \pm 0.06$	$80.4 \pm 1.2$	$1.087 \pm 0.008$
5123.6606	$21.2 \pm 0.4$	$2.67 \pm 0.06$	$79.9 \pm 1.2$	$1.094 \pm 0.007$
5124.6235	$21.4 \pm 0.4$	$2.63 \pm 0.06$	$79.1 \pm 1.2$	$1.101 \pm 0.008$
5150.6030	$20.4 \pm 0.4$	$2.78 \pm 0.06$	$82.3 \pm 1.2$	$1.095 \pm 0.009$
5152.5942	$20.5 \pm 0.4$	$2.77 \pm 0.06$	$82.0 \pm 1.1$	$1.070 \pm 0.008$
5153.5879	$20.6 \pm 0.4$	$2.76 \pm 0.06$	$81.8 \pm 1.1$	$1.081 \pm 0.008$
5154.5879	$20.5 \pm 0.4$	$2.77 \pm 0.06$	$82.0 \pm 1.1$	$1.078 \pm 0.008$

**Note.** Active cycle 2009 for IES 1959+650. Column 1: Julian Day; Column 2: Doppler factor; Column 3: angle between the line of sight and jet axis; Column 4: viewing angle of the shock; Column 5: ratio of the density in the shocked region with respect to the unshocked region.

From Figure 8, it can be seen that when the source shows its maximum brightness (14.08 mag, JD 2,455,002), the Doppler factor reaches 23.3, while in the minimum (14.74 mag, JD 2,455,150) it is 20.4. This corresponds to a maximum variation of  $\Delta\delta = 2.9$ . The viewing angle of the jet  $\Phi$  is anticorrelated with the flux, showing a minimum value of  $2^\circ.35$  when there is a maximum in brightness, and a maximum value of  $2^\circ.78$ . Therefore, it shows a maximum variation of  $\Delta\Phi = 0^\circ.43$ . These small variations can produce large flux variations, while  $\Gamma_j$  remains constant. In the state of maximum brightness, the viewing angle of the shock  $\Psi \sim 73^\circ$  undergoes its maximum aberration due to relativistic effects, deviating  $\Delta\Psi \sim 17^\circ$  with respect to the shock transverse plane, while in a state of minimum brightness the shock tends to align perpendicularly to the axis of the radio jet. This finding may explain the high degree of polarization found in the low-activity phase. That is, the amplification of the magnetic field components parallel to the shock due to the Doppler effect is not enough to considerably increase the polarization degree. In this context, the shock could be affecting an emission zone with a magnetic field almost parallel to the jet axis. Another possibility is that the polarization degree

may depend more on other factors, for example, the degree of compression in the electron density or depolarization by other components. We find the maximum compression of the plasma  $\eta = 1.145$  when the polarization degree reaches its maximum value of 10.3% (JD 2,455,062). We got the minimum compression factor  $\eta_{\min} = 1.052$  when the polarization degree has a minimum value of 3.8% (JD 2,454,974). Thus, small changes in the compression factor  $\Delta\eta \approx 0.093$  can produce large changes in the polarization degree.

### 5.3. Magnetic Field Structure

The lifetime of the synchrotron electrons for a given frequency  $\nu$  in GHz (Hagen-Thorn et al. 2008) is

$$t_{\text{var}} = 4.75 \times 10^2 \left( \frac{1+z}{\delta_0 \nu_{\text{GHz}} B^3} \right)^{1/2} \text{ days.} \quad (21)$$

From our data we get  $t_{\text{var}} \approx t_{\min} = 9.74 \pm 1.17$  days, and  $\delta_0 = 23.3$ . From here, we obtain the magnetic field intensity  $B = 0.061 \pm 0.005$  G, and an upper limit to the emission region size of  $r_b \leq ct_{\min} \delta_0 / (1+z) = (5.61 \pm 0.68) \times 10^{17}$  cm.

The behavior of the variable polarization strongly depends on the amount of ordering of the magnetic field inside the source. The polarimetric properties observed in inhomogeneous sources at a given time and frequency will result from the integrated characteristics of all the different emitting regions. These inhomogeneities produce a depolarization degree in the emission source, revealing possible asymmetries in the magnetic field structure. In this work, we used the model proposed by Jones (1988), where the inhomogeneities are produced by hydromagnetic turbulence, breaking the coherence beyond a characteristic distance  $l_B$ . Inside the emitting region, the magnetic field is modeled as a net of cubic cells with size  $l_B$ , which are subsequently divided into cells with size  $l_B/2$ , until the observed results are fitted. Each  $k$ -cell contains a magnetic field vector  $B_k$ , so the field's structure is considered to be frozen inside the plasma as it moves through the jet. Except for the influence of shocks, the field turbulence is isotropic in the fluid frame. The total magnetic field is the sum of all the field vectors inside the net. In the shock, both the density and the field lines are compressed in such a way that the magnetic field components parallel to the shock's plane are amplified by relativistic beaming, whereas the normal components are less influenced by relativistic effects (see Hughes et al. 1985).

Most of our data show that there is a lack of correlation between the total flux and the polarization degree. This result suggests that the evolution of the magnetic field is decoupled from the acceleration of the particles produced by the shock. An alternative way to obtain the structure of the magnetic field is through the calculation of the coherence length of the magnetic field at a large scale  $l_B = (\kappa \Pi_0 / \sigma_p)^{-2/3} l$ , where  $\Pi_0 = 0.75$  is the fraction of polarization in a region with the magnetic field perfectly ordered,  $\kappa$  is the degree of intrinsic polarization of the source,  $\sigma_p$  is the constant polarization dispersion, and  $l$  is the emission region size (see Jones et al. 1985; Jones 1988). Assuming that  $\kappa$  is the maximum value of polarization for the variable component ( $\kappa = 47\%$ ), taking  $\sigma_p = 2\%$  and  $l \sim r_b$ , we obtain  $l_B = 1.31 \pm 0.16 \times 10^{17}$  cm.

Observational and theoretical studies in radio (Hughes et al. 1985; Marscher & Gear 1985) show that variations in polarization on timescales of several months are directly related to the distance along the jet traveled by the relativistic shock in the time between two extremes of the polarization light curve. If  $r_s$

is this distance, then the observed timescale  $\Delta t$  is given by (Qian et al. 1991)

$$\Delta t = \frac{r_s(1+z)}{c\beta_s\delta_s\Gamma_s}, \quad (22)$$

where  $c\beta_s$  is the speed of the shock, and  $\delta_s$  and  $\Gamma_s$  are the Doppler factor and Lorentz factor of the shock, respectively. Using values derived in the radio at 43 GHz by Piner & Edwards (2004) and Piner et al. (2008, 2010) for the shock speed ( $\beta_s = 0.1$ ), Lorentz factor of the shock ( $\Gamma_s \approx 3$ ), and Doppler factor of the shock ( $\delta_s \approx 2\Gamma_s$ ), and taking the minimum observed timescale between the two extremes of the polarization light curve,  $\Delta t = 29$  days (Cycle III), we obtain  $r_s \approx (1.29 \pm 0.26) \times 10^{17}$  cm for the distance traveled by the shock. This distance is consistent with the coherence length  $l_B$ , suggesting a connection between the monthly variations observed in the polarization degree and the spatial changes in the magnetic field induced by the inhomogeneities in the jet. All these derived parameters are summarized in Table 5.

From our polarimetric analysis, we find that our results are consistent with the results found in radio bands by Piner et al. (2010). This work suggests that the behavior of the polarimetric parameters in the radio are in good agreement with the spine-sheath model when applied to IES1959+650. In this context, the EVPA shows two different positions, one parallel along the jet axis, and another orthogonal at the edges of the jet. These authors also find that the polarization degree decreases as the jet is aligned toward the observer and increases at the edges of the jet.

## 6. SUMMARY

During the optical polarimetric observations of IES 1959+650 the object showed mainly a period of low-activity phase (2008) in the  $R$ -band light curves, and later two active phases (flares) in 2009 and 2010. The time elapsed between the two maxima (14.08 mag at JD 2,455,002 and 14.28 mag at JD 2,455,505) was  $\sim 500$  days. From a detailed photometric and polarimetric analysis we have found the following results.

1. The minimum variability timescale of the  $R$ -band flux was found to be  $\sim 10$  days for the entire period of observations. This result is similar to the value found by Krawczynski et al. (2004) and Tagliaferri et al. (2008). We also found a maximum brightness variation of  $\Delta m_R = 1.12$  mag in  $\Delta t = 329$  days. During the first maximum ( $R = 14.08$  mag), the brightness increases at a rate of  $0.026$  mJy day $^{-1}$  and decreases at a rate of  $0.025$  mJy day $^{-1}$ . During the second maximum ( $R = 14.28$  mag), the source displayed a steady brightness increase from a minimum brightness of  $R = 15.2$  mag to a maximum brightness of  $R = 14.28$  mag, with a rate of  $0.020$  mJy day $^{-1}$ . In the entire period of observations, the source showed a minimum and maximum brightness of  $R = 15.2$  mag and  $R = 14.08$  mag, respectively.
2. In general, no correlation between the polarization degree and the optical flux could be found, except when the source started to decrease its brightness after the first maximum occurred. This can be seen in Figure 1 during Cycle Iib (2009 August 18, JD 2,455,062 to November 16, JD 2,455,152). Therefore, a correlation between the optical  $R$ -band flux and the degree of linear polarization was found only for Cycle Iib, with a correlation coefficient of  $r_{\text{pol}} = 0.984 \pm 0.025$ . The maximum polarization degree of 12.2% was observed during the low-activity phase, and the maximum variation of 10.7% occurred on a timescale

of 2.8 yr. It is worth mentioning that the polarization degree shows a more variable behavior ( $\mu \sim 32\%$ ) with a larger amplitude ( $Y \sim 128\%$ ) during the low-activity phase than during the higher activity phases where  $\mu \sim 19\%$  and  $Y \sim 64\%$ . The minimum polarization degree timescale is  $\sim 29$  days. Furthermore, the source showed a larger average polarization degree during the low-activity phase (6.9%) in comparison with the high-activity phase (5.2%). No polarization angle rotation is observed during the monitored period of time. Instead, the source presented a preferential average position angle of  $153^\circ \pm 16^\circ$ . This preferred position angle of the optical polarization is in good agreement with the projected position angle of the parsec-scale jet found by Piner et al. (2010) from 43 GHz images. The larger dispersion of  $\sim 50^\circ$  for the polarization angle was found during the low-activity phase. This value is similar to the projected opening angle of the jet reported by Rector et al. (2003). In the high-activity phase, the dispersion turned out to be lower, i.e.,  $\sim 18^\circ$ .

3. The analysis done with the Stokes parameters  $\{Q, U, I\}$  reveals the existence of two components that contribute to the polarized flux: one stable and another variable. The stable component has a constant polarization degree of  $p_{\text{cons}} = 4\%$  and a polarization angle of  $\theta_{\text{cons}} \sim 150^\circ$ . These results are consistent with radio interferometric observations performed by Bondi et al. (2004). In this context, the polarimetric behavior is consistent with a spine-sheath structure of the jet where the variable component can be associated with the central jet structure taking the form of the spine and the constant component with a stable structure is in the form of a sheath surrounding the jet.
4. The  $R$ -band variations observed can be explained in the framework of a standing-shock model. Using the spectral index  $\alpha_{\text{ox}} = 1.64$  given by Abdo et al. (2010a) and a bulk Lorentz factor of the jet  $\Gamma_j = 18$  found by Tagliaferri et al. (2008), a Doppler factor  $\delta_0 = 23.3$  and a viewing angle of the jet  $\Phi_0 = 2:35$  were estimated. From our minimum variability timescale  $t_{\text{min}}$ , we obtained a magnetic field intensity associated with the jet of  $B = 0.06$  G, and the size of the emission region is  $r_b = 5.6 \times 10^{17}$  cm. The magnetic field intensity obtained in this work is in agreement with the value reported by Krawczynski et al. (2004) although the size of the emission region estimated by these authors ( $r_b \approx 1.4 \times 10^{16}$  cm) is lower by an order of magnitude.
5. Temporal variations of some parameters of the relativistic jet of 1ES 1959+650 were derived: (a) using photometric data, the Doppler factor  $\delta(t)$ , the viewing angle of the shock  $\Psi(t)$ , and the viewing angle of the jet  $\Phi(t)$ ; and (b) using polarimetric data, the ratio between the shocked to unshocked densities  $\eta(t)$  and the coherence length of the magnetic field  $l_B = 1.31 \times 10^{17}$  cm.
6. From our data, and using values derived by Piner & Edwards (2004) and Piner et al. (2008, 2010) for the physical parameters of the shock  $\beta_s$  and  $\Gamma_s$ , we obtained the distance traveled by the shock  $r_s = 1.29 \times 10^{17}$  cm. This distance is consistent with the field turbulence scale  $l_B$ , suggesting a connection between variations of the polarization degree and the spatial changes in the magnetic field.

In a future work, an optical color polarization variability study will be carried out with the aim of studying the behavior of polarization with frequency. This will enable us to establish whether changes in the polarization degree found in this work are due to inhomogeneities in the density of particles in the

emission zone or to changes in the magnetic field direction in the jet.

M.S. thanks CONACyT through grant 177304 for a graduate student fellowship. M.S., E.B., D.H., J.I.C., R.M., and J.H. acknowledge financial support from UNAM-DGAPA-PAPIIT through grant IN116211. I.A. acknowledges funding support by MINECO Grant AYA2010-14844, and CEIC (Andalucía) Grant P09-FQM-4784. We thank the OAN-SPM staff for the support given to this project. In particular, we acknowledge Jorge Valdéz, Fernando Quirós, Benjamín García, Enrique Colorado, and Esteban Luna for their contributions to the design and construction of Polima. This research has made use of the SAO/NASAs Astrophysics Data System (ADS) and of the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED), which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration.

## REFERENCES

- Abdo, A. A., Ackermann, M., Agudo, I., et al. 2010a, *ApJ*, 716, 30  
 Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010b, *Natur*, 463, 919  
 Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010c, *ApJ*, 715, 429  
 Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2011, *ApJ*, 726, 43  
 Agudo, I., Jorstad, S. G., Marscher, A. P., et al. 2011a, *ApJL*, 726, L13  
 Agudo, I., Marscher, A. P., Jorstad, S. G., et al. 2011b, *ApJL*, 735, L10  
 Aharonian, F., Akhperjanian, A., Beilicke, M., et al. 2003, *A&A*, 406, L9  
 Aharonian, F. A. 2000, *NewA*, 5, 377  
 Andruchow, I., Combi, J. A., Muñoz-Arjonilla, A. J., et al. 2011, *A&A*, 531, A38  
 Angel, J. R. P., & Stockman, H. S. 1980, *ARA&A*, 18, 321  
 Becker, R. H., White, R. L., & Edwards, A. L. 1991, *ApJS*, 75, 1  
 Beckmann, V., Wolter, A., Celotti, A., et al. 2002, *A&A*, 383, 410  
 Blandford, R. D., & Königl, A. 1979, *ApJ*, 232, 34  
 Blandford, R. D., & Payne, D. G. 1982, *MNRAS*, 199, 883  
 Blandford, R. D., & Rees, M. J. 1978, in *Pittsburgh Conf. on BL Lac Objects*, ed. A. M. Wolfe (Pittsburgh, PA: Univ. Pittsburgh), 328  
 Błażejowski, M., Sikora, M., Moderski, R., & Madejski, G. M. 2000, *ApJ*, 545, 107  
 Bondi, M., Marchā, M. J. M., Dallacasa, D., & Stanghellini, C. 2001, *MNRAS*, 325, 1109  
 Bondi, M., Marchā, M. J. M., Polatidis, A., et al. 2004, *MNRAS*, 352, 112  
 Bottacchi, E., Böttcher, M., Schady, P., et al. 2010, *ApJL*, 719, L162  
 Böttcher, M. 2007a, *Ap&SS*, 307, 69  
 Böttcher, M. 2007b, *Ap&SS*, 309, 95  
 Brindle, C. 1996, *MNRAS*, 282, 788  
 Burbidge, G. R., Jones, T. W., & Odell, S. L. 1974, *ApJ*, 193, 43  
 Celotti, A., & Ghisellini, G. 2008, *MNRAS*, 385, 283  
 Chandra, S., Baliyan, K. S., Ganesh, S., & Joshi, U. 2012, *ApJ*, 746, 92  
 D'Ammando, F., Pucella, G., Raiteri, C. M., et al. 2009, *A&A*, 508, 181  
 Daniel, M. K., Badran, H. M., Bond, I. H., et al. 2005, *ApJ*, 621, 181  
 D'Arcangelo, F. D., Marscher, A. P., Jorstad, S. G., et al. 2009, *ApJ*, 697, 985  
 Dermer, C. D., & Schlickeiser, R. 1993, *ApJ*, 416, 458  
 Dermer, C. D., Schlickeiser, R., & Mastichiadis, A. 1992, *A&A*, 256, L27  
 Dulwich, F., Worrall, D. M., Birkinshaw, M., Padgett, C. A., & Perlman, E. S. 2009, *MNRAS*, 398, 1207  
 Falomo, R., Kotilainen, J. K., & Treves, A. 2002, *ApJL*, 569, L35  
 Fossati, G., Celotti, A., Ghisellini, G., & Maraschi, L. 1997, *MNRAS*, 289, 136  
 Ghisellini, G., Celotti, A., Fossati, G., Maraschi, L., & Comastri, A. 1998, *MNRAS*, 301, 451  
 Ghisellini, G., & Madau, P. 1996, *MNRAS*, 280, 67  
 Ghisellini, G., & Tavecchio, F. 2009, *MNRAS*, 397, 985  
 Ghisellini, G., Tavecchio, F., & Chiaberge, M. 2005, *A&A*, 432, 401  
 Giebels, B., Bloom, E. D., Focke, W., et al. 2002, *ApJ*, 571, 763  
 Gomez, J. L., Marti, J. M. A., Marscher, A. P., Ibanez, J. M. A., & Alberdi, A. 1997, *ApJL*, 482, L33  
 Gutierrez, K., Badran, H. M., Bradbury, S. M., et al. 2006, *ApJ*, 644, 742  
 Hagen-Thorn, V. A., Larionov, V. M., Jorstad, S. G., et al. 2008, *ApJ*, 672, 40  
 Hartman, R. C., Bertsch, D. L., Bloom, S. D., et al. 1999, *ApJS*, 123, 79  
 Hayashida, M., Bigongiari, C., Kranich, D., et al. 2008, in *Proc. Int. Cosmic Ray Conf.*, ed. R. Caballero et al. (Vol. 3; Mexico City: Universidad Nacional Autónoma de Mexico), 1021

- Heidt, J., Nilsson, K., Sillanpää, A., Takalo, L. O., & Pursimo, T. 1999, *A&A*, **341**, 683
- Heidt, J., & Wagner, S. J. 1996, *A&A*, **305**, 42
- Holder, J., Bond, I. H., Boyle, P. J., et al. 2003, *ApJL*, **583**, L9
- Holmes, P. A., Brand, P. W. J. L., Impey, C. D., et al. 1984, *MNRAS*, **211**, 497
- Hughes, P. A., Aller, H. D., & Aller, M. F. 1985, *ApJ*, **298**, 301
- Hughes, P. A., & Miller, L. 1991, in *Beams and Jets in Astrophysics*, ed. P. A. Hughes (Cambridge Astrophys. Ser. 19; Cambridge: Cambridge Univ. Press), 1
- Ikejiri, Y., Uemura, M., Sasada, M., et al. 2011, *PASJ*, **63**, 639
- Impey, C. D., & Tapia, S. 1990, *ApJ*, **354**, 124
- Jones, T. W. 1988, *ApJ*, **332**, 678
- Jones, T. W., O'dell, S. L., & Stein, W. A. 1974, *ApJ*, **188**, 353
- Jones, T. W., Rudnick, L., Aller, H. D., et al. 1985, *ApJ*, **290**, 627
- Kapanadze, B. Z., & Janiashvili, E. 2012, *Ap&SS*, **339**, 339
- Kikuchi, S., Mikami, Y., Konno, M., & Inoue, M. 1976, *PASJ*, **28**, 117
- Königl, A. 1981, *ApJ*, **243**, 700
- Krawczynski, H., Coppi, P. S., & Aharonian, F. 2002, *MNRAS*, **336**, 721
- Krawczynski, H., Hughes, S. B., Horan, D., et al. 2004, *ApJ*, **601**, 151
- Levinson, A. 2006, *IJMPA*, **21**, 6015
- Lister, M. L., & Smith, P. S. 2000, *ApJ*, **541**, 66
- Mannheim, K. 1993, *A&A*, **269**, 67
- Maraschi, L., Fossati, G., Tagliaferri, G., & Treves, A. 1995, *ApJ*, **443**, 578
- Maraschi, L., Ghisellini, G., & Celotti, A. 1992, *ApJL*, **397**, L5
- Marscher, A. P., & Gear, W. K. 1985, *ApJ*, **298**, 114
- Marscher, A. P., Jorstad, S. G., Larionov, V. M., et al. 2010, *ApJL*, **710**, L126
- Mücke, A., & Protheroe, R. J. 2001, *Aph*, **15**, 121
- Newberry, M. V. 1991, *PASP*, **103**, 122
- Nilsson, K., Pasanen, M., Takalo, L. O., et al. 2007, *A&A*, **475**, 199
- Nishiyama, T. 1999, in *Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf.*, ed. B. L. Dingus, D. B. Kieda, & M. H. Salamon (Melville, NY: AIP), 370
- Padovani, P., & Giommi, P. 1995, *ApJ*, **444**, 567
- Piner, B. G., & Edwards, P. G. 2004, *ApJ*, **600**, 115
- Piner, B. G., Pant, N., & Edwards, P. G. 2008, *ApJ*, **678**, 64
- Piner, B. G., Pant, N., & Edwards, P. G. 2010, *ApJ*, **723**, 1150
- Qian, S. J., Quirrenbach, A., Witzel, A., et al. 1991, *A&A*, **241**, 15
- Rector, T. A., Gabuzda, D. C., & Stocke, J. T. 2003, *AJ*, **125**, 1060
- Rees, M. J. 1967, *MNRAS*, **135**, 345
- Romero, G. E., Cellone, S. A., & Combi, J. A. 1999, *A&AS*, **135**, 477
- Sasada, M., Uemura, M., Fukazawa, Y., et al. 2011, *PASJ*, **63**, 489
- Schachter, J. F., Stocke, J. T., Perlman, E., et al. 1993, *ApJ*, **412**, 541
- Schmidt, G. D., Elston, R., & Lupie, O. L. 1992, *AJ*, **104**, 1563
- Sikora, M., Begelman, M. C., & Rees, M. J. 1994, *ApJ*, **421**, 153
- Sikora, M., & Madejski, G. 2001, in *AIP Conf. Proc. 558, High Energy Gamma-ray Astronomy: International Symp.*, ed. F. A. Aharonian & H. J. Völk (Melville, NY: AIP), 275
- Sokolov, A., Marscher, A. P., & McHardy, I. M. 2004, *ApJ*, **613**, 725
- Sorcía, M., Benítez, E., Heidt, J., et al. 2011, *RMxAC*, **40**, 131
- Tagliaferri, G., Foschini, L., Ghisellini, G., et al. 2008, *ApJ*, **679**, 1029
- Tagliaferri, G., Ravasio, M., Ghisellini, G., et al. 2003, *A&A*, **412**, 711
- Urry, C. M., & Padovani, P. 1995, *PASP*, **107**, 803
- Valtaoja, E., Valtaoja, L., Efimov, I. S., & Shakhovskoi, N. M. 1990, *AJ*, **99**, 769
- Villata, M. 2010, in *ASP Conf. Ser. 427, Accretion and Ejection in AGN: A Global View*, ed. L. Maraschi, G. Ghisellini, R. Della Ceca, & F. Tavecchio (San Francisco, CA: ASP), 308
- Villata, M., Raiteri, C. M., Lanteri, L., Sobrito, G., & Cavallone, M. 1998, *A&AS*, **130**, 305
- Villata, M., Raiteri, C. M., Popescu, M. D., et al. 2000, *A&AS*, **144**, 481



## Capítulo 5

# Rotación del ángulo de polarización en óptico asociada con un estallido de rayos- $\gamma$ en 2008 del blázar ON 231

Una de las propiedades polarimétricas que llamaron la atención para investigar el blázar-TeV ON 231 (también conocido como W Comae), fue el comportamiento del ángulo de posición de la polarización, el cual sufrió una rotación de  $\sim 151^\circ$  asociada con un estallido en rayos gamma detectado por *VERITAS* (ver Figura 5.1) y reportado por Acciari et al. (2009). Este estallido es coincidente con un brillantamiento en la banda-*R* en junio del 2008. Posteriormente, aunque la fuente presentó estallidos de brillo de menor intensidad, el ángulo de polarización mostró una posición preferencial  $\sim 65^\circ$ . El objeto fue observado del 28 de febrero del 2008 al 17 de mayo del 2013, detectando cuatro brillantamientos de largo período con duración de  $\sim 3$  meses y lapso de tiempo entre ellos de  $\sim 0.9$  años.

ON 231 ( $z=0.102$ ) es un blázar clasificado como IBL, con coordenadas ecuatoriales  $\alpha = 12^h 21^m 31.7^s$  (2000) y  $\delta=+28^\circ 13' 59''$  (2000), a una distancia luminosa,  $d_L=469$  Mpc. Su curva de luz histórica tiene registro desde 1892 (e.g. Liu et al. 1995), por lo



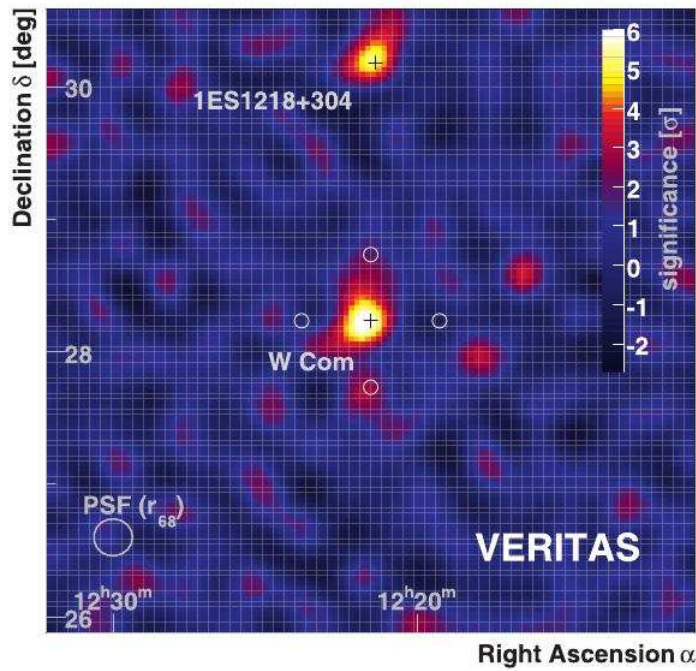


Figura 5.1: Mapa del cielo en coordenadas ecuatoriales mostrando la detección en rayos- $\gamma$  de ON 231 (W Comae) por *VERITAS* en marzo 2008. Imagen tomada de Acciari et al. (2008).

que es uno de los objetos tipo BL Lac con mayor cobertura de observaciones fotométricas (entre otros). Durante nuestro monitoreo, encontramos escalas de variabilidad con duración de meses, semanas y días, similares a las reportadas en otros estudios (e.g. Belokon et al. 2000; Massaro et al. 1999; Tosti et al. 1998). Observaciones realizadas en las bandas de radio, muestran que el jet de ON 231 presenta una estructura helicoidal, con una proyección de su ángulo de posición de  $\sim 110^\circ$  (Massaro et al. 2001). Estudios de variabilidad de polarización en el óptico y su asociación con otras bandas de energía, son una fuerte herramienta para conocer el comportamiento del campo magnético en la región de emisión, particularmente en jets de blázares. Por lo tanto, de nuestros resultados fotopolarimétricos y de lo reportado por Massaro et al. (2001) y Acciari et al. (2009) para ON 231, determinar las características físicas de la región de emisión, así como la estructura del campo magnético, son algunos de los objetivos principales de este trabajo.

Haciendo un análisis detallado de los parámetros de Stokes, inferimos la presencia de dos componentes sincrotrón ópticamente delgadas con diferentes propiedades polarimétricas, una variable y otra estable. Suponiendo un modelo de choque transversal al jet, estimamos algunos parámetros físicos asociados al plasma relativista. Los resultados polarimétricos más relevantes relacionados con el comportamiento variable de la fuente, son reportados en el artículo *“Rotation of the Optical Polarization Angle Associated with the 2008  $\gamma$ -Ray Flare of Blazar W Comae”*, por Marco Sorcia, Erika Benítez, David Hiriart, José M. López, José I. Cabrera, and Raúl Mújica, (2013). A continuación presento el resumen de este trabajo, así como el artículo enviado y revisado por ApJ para su publicación.

“Se presenta un análisis de variabilidad fotopolarimétrica en la banda- $R$  del blázar W Comae del 28 de febrero del 2008 al 17 de mayo del 2013. Durante este período, se detectaron cuatro abrillantamientos, en el cual la fuente mostró una disminución gradual en su nivel promedio de flujo, con un cambio total de  $\Delta F = 3$  mJy. La fuente mostró estados de máximo y mínimo brillo en la banda- $R$  de  $14.25 \pm 0.04$  y  $16.52 \pm 0.1$  mag, respectivamente. Estimamos una escala mínima de variabilidad de 3.3 días. Se encontró un grado máximo de polarización de  $P = 33.8\% \pm 1.6\%$ , con variaciones máximas de 31.4%. La fuente presentó un ángulo de posición preferencial de polarización óptica de  $\sim 65^\circ$ , con variaciones de  $14^\circ - 54^\circ$ . De los parámetros de Stokes inferimos la existencia de dos componentes sincrotrón ópticamente delgadas que contribuyen al flujo polarizado. Una de ellas es estable, con grado de polarización constante de 11%. Uno de los principales resultados en este trabajo, es la detección de la rotación del ángulo de polarización de  $\sim 150^\circ$ , que coincide temporalmente con un estallido de rayos- $\gamma$  observado en junio del 2008. Este resultado nos indica que las regiones de emisión en óptico y rayos- $\gamma$  pueden ser co-espaciales. Durante este estallido, se encuentra una correlación entre el flujo en la banda- $R$  y el grado de polarización lineal, con un coeficiente de correlación de  $r_{F-p} = 0.93 \pm 0.11$ . Suponiendo un modelo de choque en el jet durante el estallido del 2008, estimamos un valor máximo para el factor Doppler de  $\delta_D \sim 27$  y un mínimo de  $\delta_D \sim 16$ ; un valor mínimo para el ángulo de visión del jet de  $\sim 2^\circ$ ; y una intensidad del campo magnético de  $B \sim 0.12$  G.”

## ROTATION OF THE OPTICAL POLARIZATION ANGLE ASSOCIATED WITH THE 2008 $\gamma$ -RAY FLARE OF BLAZAR W COMAE

Marco Sorcia<sup>1</sup>, Erika Benítez<sup>1</sup>, David Hiriart<sup>2</sup>, José M. López<sup>2</sup>, José I. Cabrera<sup>1</sup>, and Raúl Mújica<sup>3</sup>

### ABSTRACT

An  $R$ -band photopolarimetric variability analysis of the TeV bright blazar W Comae, between 2008 February 28 and 2013 May 17, is presented. During this period, four optical flares were detected and the source showed a gradual tendency to decrease its mean flux level with a total change  $\Delta F = 3$  mJy. The source showed a maximum and minimum brightness states in the  $R$ -band of  $14.25 \pm 0.04$  and  $16.52 \pm 0.1$  mag, respectively. We estimated a minimum variability timescale of  $\Delta t = 3.3$  days. A maximum polarization degree  $P = 33.8\% \pm 1.6\%$ , with a maximum variation of 31.4%, was found. The source presented a preferential position angle of optical polarization of  $\sim 65^\circ$ , with variations of  $14^\circ$ - $54^\circ$ . From the Stokes parameters we infer the existence of two optically thin synchrotron components that contribute to the polarized flux. One of them is stable with a constant polarization degree of 11%. One of our main results is the detection of a large rotation of the polarization angle of  $\sim 150^\circ$ , that coincides in time with the  $\gamma$ -ray outburst observed in 2008 June. This result indicates that both optical and  $\gamma$ -ray emission regions could be co-spatial. During this outburst, a correlation between the  $R$ -band flux and polarization degree was found with a correlation coefficient of  $r_{F-p} = 0.93 \pm 0.11$ . Assuming a shock-in-jet model during the 2008 outburst, we estimated a maximum Doppler factor  $\delta_D \sim 27$  and a minimum of  $\delta_D \sim 16$ ; a minimum viewing angle of the jet  $\sim 2^\circ$ ; and a magnetic field  $B \sim 0.12$  G.

*Subject headings:* (galaxies:) BL Lacertae objects: individual (ON231, W Comae) — galaxies: jets — galaxies: photometry — polarization

### 1. INTRODUCTION

The study of the Blazar phenomenon has been one of the major topics of study in the Active Galactic Nuclei (AGN) family because their extreme properties. They show strong flux variability, superluminal motion, and a non-thermal continuum extending from radio to TeV  $\gamma$ -ray regions (e.g., Jorstad et al. 2005; Abdo et al. 2010b; Marscher et al. 2010; Agudo et al. 2013). Blazars are radio-loud AGN and consists of the BL Lacertae objects and the Flat Spectrum Radio Sources (FSRQ; Angel & Stockman 1980; Fossati et al. 1997; Agudo et al. 2010; Costamante

2012). These properties are explained through the idea that blazars are objects with a very small viewing angle, i.e. the emission produced by the relativistic jet is aligned very close to the observer's line of sight (e.g., Blandford & Rees 1978; Hovatta et al. 2009). In recent years, it has been well established that the non-thermal continuum emission in Blazars shows two broad low-frequency and high-frequency components in their Spectral Energy Distribution (SED). In the case of the BL Lac objects, this empirical property conforms the base for classifying them accordingly with the location of the first peak, known as the synchrotron peak, in the SED (Padovani & Giommi 1995; Nieppola et al. 2006; Costamante 2012). Commonly, low-frequency-peaked BL Lacs (LBL) have their synchrotron peak,  $\nu_{\text{syn}}^{\text{peak}} < 10^{14}$  Hz; intermediate frequency-peaked BL Lacs (IBL) in the range  $10^{14} < \nu_{\text{syn}}^{\text{peak}} < 10^{15}$  Hz; and high-frequency-peaked BL Lacs (HBL) have  $\nu_{\text{syn}}^{\text{peak}} > 10^{15}$  Hz.

<sup>1</sup>Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Apdo. 70-264, Mexico D.F., 04510, Mexico

<sup>2</sup>Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Apdo. 810, Ensenada, B.C., 22800, Mexico

<sup>3</sup>Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, Apdo. Postal 51 y 216, 72000 Tonantzintla, Puebla, Mexico

The blazar W Comae at  $z=0.102$  (also known as 1219+285 or ON 231) was discovered as a radio source by Browne (1971). VLBI observations of W Comae revealed a complex jet that extends toward the east at  $\theta \sim 100^\circ$  (Gabuzda et al. 1992, 1994). Also, it was found that the jet shows superluminal components with strong polarization. The polarized emission components are found to be both aligned with and transverse to the local jet direction in different jet components (Gabuzda & Cawthorne 1996).

The optical historical light-curve of W Comae shows variations at all scales, from days and weeks, to months and years (see e.g. Liu et al. 1995; Belokon et al. 2000; Tosti et al. 1998; Massaro et al. 1999). Also, it has shown rapid variations on scales of hours (Babadzhanyants & Belokon' 2002). Tosti et al. (1998) observed the highest brightness value ever observed for W Comae since 1940, reaching the historical maximum of  $B = 14.2$  mag in 1997 January. Later, Massaro et al. (1999) reported a very strong outburst of W Comae when the object reached a historical maximum of  $R \sim 12.2$  mag in 1998 April 23. Optical polarization of W Comae was also reported in Massaro et al. (1999). Their multi-band optical observations were done just before and during its brightest phase (1998 April 17–25). During the brightest state, the polarization was low in the  $UBV$  filters ( $\sim 2\%$  to  $4\%$ ) with less than  $0.4\%$  in the  $R_c$  and  $I_c$  filters.

The  $\gamma$ -ray emission of W Comae has been detected by the Energetic Gamma Ray Experiment Telescope (*EGRET*) on board of the Compton Gamma Ray Observatory (*CGRO*) in the 100 MeV to 10 GeV band (Hartman et al. 1999). *BeppoSAX* data analysis of W Comae given by Tagliaferri et al. (2000) demonstrates that this source is an IBL source. This blazar was considered as a very interesting target for the very high energy (VHE) observatories due to the possibility of being a  $\gamma$ -ray source that could be detected by Cerenkov telescopes such as the High Energy Stereoscopic System (*HESS*), the *MAGIC* telescopes, and the Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System (*VERITAS*) (see, e.g. Böttcher et al. 2002). This prediction was confirmed later, when W Comae was discovered to be a  $\gamma$ -ray emitter at VHE by *VERITAS* in 2008 March 15 (see Acciari et al. 2008). Thus, W Comae is the first IBL detected at VHE. A subsequent multiwavelength campaign on this object was coordinated during a major  $\gamma$ -ray flare in 2008 June (Acciari et al. 2009). A very high  $\gamma$ -ray signal was detected by *VERITAS* in 2008 June 8 that was brighter, by

a factor of three, than the previous emission detected in 2008 March.

In this paper we report the results of the photopolarimetric monitoring of the TeV-blazar W Comae carried out from 2008 February to 2013 May. Our main goal is to establish the long-term optical variability properties of the polarized emission in the  $R$ -band. The variability of the Stokes parameters obtained from our observations is analyzed in terms of a two-component model. Estimations of some physical parameters that are known to be associated with the kinematics of the relativistic jet are obtained. One of our main results is the detection of a large rotation of the electric vector position angle (EVPA) that coincides with time of occurrence of the major flare observed in  $\gamma$ -rays in 2008 June 8.

This paper is organized as follows: section 2 presents a description of our observations and our main observational results. Polarimetric properties are analyzed in section 3. Results are discussed in section 4. Finally, in section 5 we show our conclusions. Throughout this paper we use a standard cosmology with  $H_0 = 71 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ,  $\Omega_m = 0.27$ , and  $\Omega_\Lambda = 0.73$ .

## 2. OBSERVATIONS AND RESULTS

The observations were carried out with the 0.84 m  $f/15$  Ritchey-Chretien telescope at the Observatorio Astronómico Nacional of San Pedro Mártir (OAN-SPM) in Baja California, Mexico and the instrument POLIMA. The differential  $R$ -band magnitudes of W Comae were calculated using the standard star A distant about  $\sim 1.2$  arc-minutes to the South-East from the studied object. The magnitude of the comparison star A in the  $R$ -band is  $(11.72 \pm 0.04)$  mag (Fiorucci & Tosti 1996). Because the narrow field of view of the instrument,  $\sim 4$  arc-minutes, this was the only standard star available for calibration with a reasonable flux level. The exposure time was 80 s per image for W Comae. Polarimetric calibrations were made using the polarized standard stars ViCyg12 and HD155197, and the unpolarized standard stars GD319 and BD+332642 (Schmidt et al. 1992).  $R$ -band magnitudes were corrected for the host galaxy contribution,  $m_{R(\text{host})} = 16.60$ , fitting a de Vaucouleurs profile (see Nilsson et al. 2003). Then, the magnitudes were converted into apparent fluxes using the expression:  $F_{\text{obs}} = K_0 \times 10^{-0.4m_R}$ , with  $K_0 = 3.08 \times 10^6 \text{ mJy}$  (Nilsson et al. 2007), for an effective wavelength of  $\lambda = 640 \text{ nm}$ .

We corrected the polarization angle assuming that the differences between the polarization angle of temporal adjacent data should be less than  $90^\circ$ . We defined this difference as:

$$|\Delta\theta_n| = |\theta_{n+1} - \theta_n| - \sqrt{\sigma(\theta_{n+1})^2 + \sigma(\theta_n)^2}, \quad (1)$$

where  $\theta_{n+1}$  and  $\theta_n$  are the  $n + 1$  and  $n$ -th polarization angles and  $\sigma(\theta_{n+1})$  and  $\sigma(\theta_n)$  their errors. If  $|\Delta\theta_n| \leq 90^\circ$ , no correction is needed. If  $\Delta\theta_n < -90^\circ$ , we add  $180^\circ$  to  $\theta_{n+1}$ . If  $\Delta\theta_n > 90^\circ$ , we add  $-180^\circ$  to  $\theta_{n+1}$  (Sasada et al. 2011).

### 2.1. Global variability properties

W Comae was observed between 2008 February 28 (JD 2,454,524) and 2013 May 17 (JD 2,456,429). During this period, 32 observing runs of seven nights per run were carried out, around the new moon phase; in total, we collected 141 data points. The observational results are presented in Table 1 where Column 1 is the observation cycle (see explanation in next paragraph); Columns 2 and 3 give the Gregorian and Julian Date of the observation, respectively; Columns 4 and 5 give the polarization degree and its error, respectively; Columns 6 and 7 give the orientation of the electric vector position angle (EVPA) and its error, respectively; Columns 8 and 9 give the  $R$ -band magnitude and its error, respectively, and; Columns 10 and 11 give the  $R$ -band flux and its error, respectively.

Figure 1 shows the  $R$ -band flux and magnitude light curve, the percentage of linear polarization,  $p$ , and EVPA,  $\theta$ , obtained for all 32 observing runs in a period of  $\sim 5.2$  yr. For clarity in the discussion, the entire period of observations has been divided into six main cycles: Cycle I from 2008 February 28 to 2008 July 11 (JD 2,454,524–2454,658); Cycle II from 2009 March 24 to 2009 May 28 (JD 2,454,914–2454,979); Cycle III from 2009 November 14 to 2010 June 16 (JD 2,455,150–2455,363); Cycle IV from 2011 January 11 to 2011 June 4 (2,455,572–2455,716); Cycle V from 2011 December 15 to 2012 June 1 (2,455,911–2,456,079); and Cycle VI from 2013 January 13 to 2013 May 17 (JD 2,456,306–2456,429). These cycles are marked with dashed vertical lines in Figure 1, and they will be discussed in more detail in the next paragraphs.

The statistical data analysis of the four main observational parameters ( $R$ -band magnitude and flux, degree of linear polarization and EVPA) was done following Sorcia et al. (2013). The analysis provides the

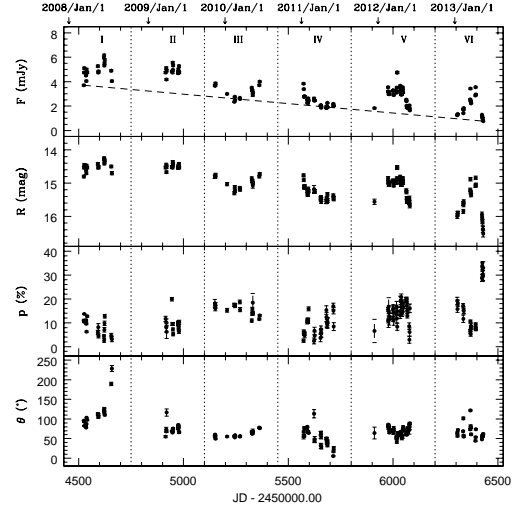


Fig. 1.— Photopolarimetric light curves of W Comae from 2008 February 28 to 2013 May 17 : (from top to bottom)  $R$ -band flux,  $F$ (mJy); magnitude,  $R$  (mag); percentage of linear polarization in the  $R$ -band,  $p$ (%); and orientation of the EVPA,  $\theta$ ( $^\circ$ ). Vertical dashed lines separate the monitoring period into Cycles I to VI. Associated errors are presented in Table 1.  $R$ -band magnitudes and fluxes have been corrected for the host galaxy contribution (see text for explanation). The  $R$ -band light curve (top panel) shows a slow decreasing of the mean level flux (dashed line) with a fall of  $\sim 3$  mJy in 5.2 yr.

average value, the maximum and minimum observed values, and the maximum variation of the parameters. To find out the variability in flux, degree of linear polarization, and polarization position angle, a  $\chi^2$ -test was carried out.

The amplitude of the variations  $Y(\%)$  was estimated using flux densities instead of magnitude differences following Heidt & Wagner (1996), but their relations are applied to flux densities instead of magnitude differences

$$Y(\%) = \frac{100}{\langle S \rangle} \sqrt{(S_{\max} - S_{\min})^2 - 2\sigma_c^2}, \quad (2)$$

where  $S_{\max}$  and  $S_{\min}$  are the maximum and minimum values of the flux density, respectively.  $\langle S \rangle$  is the mean

value, and  $\sigma_c^2 = \sigma_{\max}^2 + \sigma_{\min}^2$ . The variability is described by the fluctuation index  $\mu$  defined by

$$\mu = 100 \frac{\sigma_S}{\langle S \rangle} \% , \quad (3)$$

and the fractional variability index of the source  $\mathcal{F}$  obtained from the individual nights:

$$\mathcal{F} = \frac{S_{\max} - S_{\min}}{S_{\max} + S_{\min}} . \quad (4)$$

We have estimated the minimum flux variability timescale using the definition proposed by Burbidge et al. (1974):

$$\tau = dt / \ln(F_1/F_2) , \quad (5)$$

where  $dt$  is the time interval between flux measurements  $F_1$  and  $F_2$ , with  $F_1 > F_2$ . We have calculated all possible timescales  $\tau_{ij}$  for any pair of observations for which  $|F_i - F_j| > \sigma_{F_i} + \sigma_{F_j}$ . The minimum timescale is obtained when:

$$\tau_{\text{var}} = \min\{\tau_{i,j}\} , \quad (6)$$

where  $i = 1, \dots, N - 1$ ;  $j = i + 1, \dots, N$ , and  $N$  is the number of observations. The uncertainties associated to  $\tau_v$  were obtained through the errors in the flux measurements.

Table 2 shows the results obtained from the statistical analysis: Column 1 gives the corresponding cycle; Column 2 the variable parameters, Columns from 3 to 10 present for each of the four parameters, its average, the maximum and minimum observed value, the maximum variation  $\Delta_{\max}$ , the variability amplitude  $Y(\%)$ , the variability index  $\mu(\%)$ , the variability fraction  $\mathcal{F}$ , and the statistic  $\chi^2$ , respectively. We have estimated the minimum flux variability timescale of  $\tau_{\text{var}} = 3.3 \pm 0.3$  d.

## 2.2. Photometric variability

Considering the entire data set, a brightness maximum of  $R = 14.25$  mag was observed in 2008 Jun 4 and a brightness minimum of  $R = 16.52$  mag in 2013 May 17. A variation of  $\Delta m_R = 2.27$  mag (5.40 mJy) in  $\Delta t = 1905$  d ( $\sim 5.2$  yr) is found (see Table 2). During our monitoring period, the source showed a maximum brightness variation in timescales from months to years. There can be noticed a tendency of a slow decreasing brightness after each flare episode, which is shown in Figure 1. In this figure can be seen a fall of

$\sim 3$  mJy in  $\sim 5.2$  yr, superimposed on rapid brightness variations with timescales of months and days. The time between peak brightness maxima is  $\sim 0.9$ -1.0 yr.

The photometric results for each of the cycles are:

*Cycle I.* W Comae shows a maximum flux (the maximum observed throughout the observation period reported here) of  $6.16 \pm 0.10$  mJy ( $14.25 \pm 0.04$  mag) in 2008 June 4 (JD 2,454,621). This flare lasted  $\sim 2$  months (JD 2,454,593-2454,655). A minimum of  $3.71 \pm 0.07$  mJy ( $14.80 \pm 0.04$  mag) in 2008 February 28 (JD 2,454,524) is observed. The flux changed 2.45 mJy in a period of time of 97 days. We want to point out here that all photometric  $R$ -band data collected in 2008 are already published in Acciari et al. (2009).

*Cycle II.* The object presented another flare event, but less intense than the one in 2008 June. The peak flux was  $5.55 \pm 0.09$  mJy ( $14.36 \pm 0.04$  mag) in 2009 April 27 (JD 2,454,948), while the minimum  $4.18 \pm 0.07$  mJy ( $14.67 \pm 0.04$  mag) was present in 2009 March 28 (JD 2,454,918). The difference in flux between the maximum and minimum was 1.37 mJy in a period of 30 days. However, we notice that the duration of this flare is  $\sim 3$  days. The object was active throughout the entire cycle (65 days, from 2009 March 24 to May 28).

*Cycle III.* This was a phase of low activity of the source. The observed flux presented a valley, with a minimum value of  $2.35 \pm 0.05$  mJy ( $15.30 \pm 0.05$  mag) in 2010 February 15 (JD 2,455,242), and a maximum of  $4.0 \pm 0.07$  mJy ( $14.72 \pm 0.04$  mag) in 2010 June 16 (JD 2,455,363). The difference between these fluxes is 1.65 mJy (0.58 mag) in a time span of 121 days.

*Cycle IV.* At the beginning of this cycle (2011 January 11), the flux had a quick fall of 1.59 mJy, from  $3.83 \pm 0.07$  mJy ( $14.76 \pm 0.04$  mag) to  $2.24 \pm 0.05$  mJy ( $15.35 \pm 0.05$  mag), in a period of 21 days (from JD 2,455,572 to 2455,593). Subsequently, from 2011 February 1 (JD 2,455,593) to 2011 June 4 (JD 2,455,716), the flux remained low (quiescent state) around  $\sim 2.2$  mJy, with small variations of just  $\sim 0.4$  mJy.

*Cycle V.* In this cycle, the source presented the maximum variability state, with a change in flux of 3.10 mJy (1.15 mag) in a period of 60 days. The mean flux level is lower compared to the previous ones (Cy I and Cy II). From 2012 February 18 (JD 2,455,975) to March 29 (JD 2,456,015), the flux remains approximately constant with an average value

of  $\sim 3$  mJy. From 2012 March 30 (JD 2,456,016) the source brightened 1.65 mJy in 3 days, from a minimum relative value of  $3.10 \pm 0.06$  mJy ( $14.99 \pm 0.05$  mag) to a maximum of  $4.75 \pm 0.09$  mJy ( $14.53 \pm 0.05$  mag) in 2012 April 2 (JD 2,456,019). Subsequently, the flux decreased to a minimum value of  $1.65 \pm 0.04$  mJy ( $15.68 \pm 0.06$  mag) in 2012 June 1 (JD 2,456,079).

*Cycle VI.* The source presented a change in flux of 2.80 mJy (1.68 mag) in a period of 36 days. At the beginning of the cycle (2013 January 13, JD 2,456,306), the flux brightened from a minimum relative value of  $1.24 \pm 0.03$  mJy ( $15.99 \pm 0.07$  mag) to a relative maximum of  $3.55 \pm 0.06$  mJy ( $14.84 \pm 0.05$  mag) in 2013 April 11 (JD 2,456,393). Subsequently, the flux decreased to  $0.08$  mJy  $d^{-1}$  up to a minimum value of  $0.76 \pm 0.03$  mJy ( $16.52 \pm 0.10$  mag) in 2013 May 17 (JD 2,456,429). This is the minimum value flux observed throughout the whole observation period, and the cycle with maximum variation of brightness. It is important to note that the observed behavior of the flux in this cycle corresponds to a long-term flare ( $\sim 4$  months), with extreme minima values of 1.24 mJy (JD 2,456,306) and 0.76 mJy (JD 2,456,429) and a maximum value of 3.55 mJy (JD 2,456,393). In this long-term flare there are two superimposed short-term flares (3.43 mJy, JD 2,456,368) and (3.55 mJy, JD 2,456,393), with a duration of three days each.

### 2.3. Polarimetric variability

#### 2.3.1. Polarization degree variability

Figure 2 shows the correlations between the flux and the polarization degree (top panel), and the flux and the EVPA (bottom panel), for all cycles. To establish a possible correlation between the polarization degree and the  $R$ -band flux, a Pearson's correlation coefficient was calculated ( $r_{F-p}$ ). This coefficient was tested through the Student's  $t$ -test using all data. Table 3 shows the results of the statistical analysis for the correlations between flux and polarization (both on the percent of polarization and EVPA). We found that there is no correlation between the  $R$ -band flux and the polarization degree (see top panel of Figure 2). However, the degree of polarization shows a slight tendency to increase as the brightness decreases.

We did not find any correlation between the  $R$ -band brightness and the polarization degree in all the cycles, except cycles II, III, and VI where a moderate anticorrelation exists. In Cycle II, the Pearson's correlation coefficient is  $r_{F-p} = -0.88 \pm 0.24$  during the fall of the

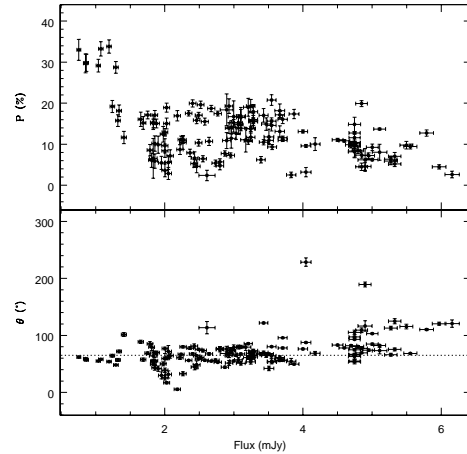


Fig. 2.— Correlations between photopolarimetric observations of W Comae for all data. Top panel: correlation between the  $R$ -band flux and the polarization degree. Bottom panel: correlation between the  $R$ -band flux and EVPA. The dotted line at the bottom panel shows the preferred EVPA of  $65^\circ$ .

flare. In Cycle III its value is  $r_{F-p} = -0.82 \pm 0.09$  during the rise of the flare. In cycle VI,  $r_{F-p} = -0.89 \pm 0.04$  (taking into account the rise and fall of the flare). This result points out that the flux and the polarization degree show a tendency to be anti correlated in periods of time  $\sim$  weeks-months. On the other hand, a positive correlation of  $r_{F-p} = 0.93 \pm 0.11$  was found during Cycle I (2008 June 3-7 flare). In general, the polarization degree showed a random variability behavior, with a maximum and a minimum of  $(33.8 \pm 1.6)\%$  (2013 May 12, JD 2,456,424) and  $(2.4 \pm 1.3)\%$  (2011 March 2, JD 2,455,622), respectively. The maximum variability observed was  $\Delta P = 31.4\%$ , in  $\Delta t = 802$  days (or 2.2 yr). It is interesting to notice that the maximum value of the polarization degree occurred in Cycle VI, when the brightness was at its minimum.

The maximum and minimum polarization degrees for each cycle are shown in the Table 2. In Cycle I, the maximum variability observed of the polarization degree is  $\Delta P = 11.1\%$  in  $\Delta t = 95$  days; in Cycle II,  $\Delta P = 14.7\%$  in  $\Delta t = 6$  days; in Cycle III,  $\Delta P = 7.8\%$  in  $\Delta t = 57$  days; in Cycle IV,  $\Delta P = 14.5\%$  in  $\Delta t = 92$  days; in Cycle V,  $\Delta P = 17.8\%$  in  $\Delta t = 39$  days; and in Cycle VI,  $\Delta P = 28.5\%$  in  $\Delta t = 55$  days.

### 2.3.2. Position angle variability

In general our data do not show a clear correlation between the polarization angle and the  $R$ -band flux (see bottom panel of Figure 2). Rather, the polarization angle tends to a preferential position of  $\sim 65^\circ$  (see Section 3) with respect to the flux variations, with variations of  $\sim 14^\circ$ - $54^\circ$  (see bottom panel of Figure 1). Nevertheless, when the source is brightening the EVPA varies in the range of  $\sim 60^\circ$  -  $120^\circ$ .

In Cycle I a gradual rotation of the EVPA of  $78^\circ$  (JD 2,454,535) to  $229^\circ$  (JD 2,454,658) is observed. This corresponds to a total rotation of  $\sim 151^\circ$  in a period of 123 days (giving an average rate of rotation of  $\sim 1.2^\circ$  per day). During the 2008 June 4 flare, the EVPA shows a value of  $121^\circ$  and continues rising until a maximum of  $229^\circ$  at the end of this cycle. Figure 3 shows this rotation in the Stokes plane. For more clarity only the more representative points are shown.

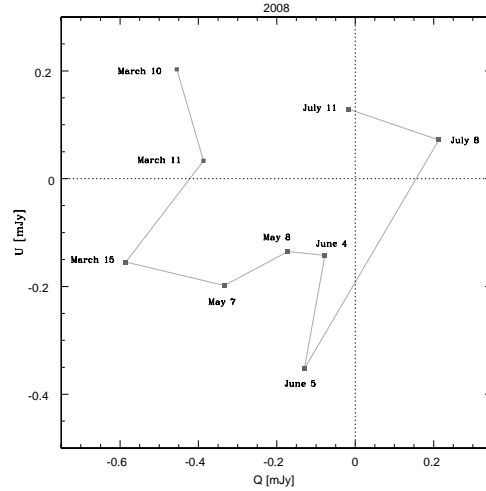


Fig. 3.— Stokes plane showing the rotation of position angle (EVPA) of the polarization during the flare at 2008 June.

In Cycle II, EVPA shows a moderate  $\Delta\theta=62^\circ$  variation (it varied from  $55^\circ$  (JD 2,454,914) to  $117^\circ$  (JD 2,454,919) in a period of time of 5 days). Later the value of EVPA tends to the preferential value mentioned above.

In Cycle III, the EVPA changes from  $50^\circ$  (JD 2,455,153) to  $78^\circ$  (JD 2,455,361), at a rate of  $0.1^\circ$  per day. From 2010 March 13 to June 16, there is a cor-

relation between the flux and the position angle with a Pearson's correlation coefficient of  $r_{F-\theta} = 0.81 \pm 0.08$ .

Cycle IV, at the beginning of this cycle, after the fall of the flux, the EVPA rotates  $\Delta\theta=59^\circ$  (varying from  $55^\circ$  (JD 2,455,572) to  $114^\circ$  (JD 2,455,622) in a period of time of 50 days). Later, it changed from  $114^\circ$  (JD 2,455,622) to  $6^\circ$  (JD 2,455,714), i.e. it fell at a rate of  $1.2^\circ$  per day. It is interesting to note that the EVPA shows its maximum value of  $114^\circ$  when the polarization degree is at its minimum value of 2.4%. And the other way around, when the EVPA shows its minimum value of  $6^\circ$ , the polarization degree shows its maximum value of 16.9%.

In Cycle V, the position angle shows variations of  $\sim 23^\circ$  around its average value of  $\sim 68^\circ$ . It is important to note that the EVPA remained almost constant, while the source presented strong brightness variations during this cycle.

Finally, in Cycle VI we observed a  $\Delta\theta \sim -78^\circ$  of the EVPA in a period of time of 24 days (it varies from  $122^\circ$  in 2013 March 17 (JD 2,456,368) to  $44^\circ$  in 2013 April 10 (JD 2,456,392), at a rate of  $3.3^\circ$  per day). It is worth to mention that this rotation occurred between two flares that have timescales of three days each one, over imposed to a long-term flare. With the exception of this rotation, the EVPA shows an average value of  $66^\circ$ .

## 3. POLARIMETRIC ANALYSIS

From our observations we have found that W Comae shows, in general, a random polarimetric behavior. This has been explained as due to the presence of one or more variable polarization components overlay on a stable one (see, e.g. Jones et al. 1985). To identify the presence of a stable polarized component, we have used the method suggested by Jones et al. (1985). In this work, the authors proposed that if the observed average values ( $\langle Q \rangle$ ,  $\langle U \rangle$ ) in the absolute Stokes parameters plane  $Q$ - $U$  deviate significantly from the origin, then a stable or a long-term ( $\sim$  months-years) variable polarization component is present.

From our data, the derived average values of the absolute Stokes parameters are  $\langle Q \rangle = -0.22 \pm 0.02$  mJy and  $\langle U \rangle = 0.21 \pm 0.03$  mJy. These average values correspond to a stable component with constant polarization degree  $P_c = 10.7\% \pm 0.8\%$  and polarization angle  $\Theta_c = 65^\circ \pm 2^\circ$ . The constant polarization degree has a dispersion  $\sigma_{P_c} = 6.4\%$ .

To estimate the polarization variable component pa-



rameters, we looked for a possible linear relation between  $Q$  versus  $I$  and  $U$  versus  $I$  for the six relevant cycles (see, Hagen-Thorn et al. 2008). For Cycle IV no linear correlation between these parameters was found; rather, they appear to be randomly related. In contrast, for Cycles I, II, III, V, and VI, our data show a linear tendency between these parameters. We made a least square fit to the data in order to find the slopes and the linear correlation coefficients  $r_{QI}$  and  $r_{UI}$ . Figure 4 shows this linear correlations between Stokes parameters for cycles I and VI. The correlation coefficients for these parameters are given in Table 4 where Columns 2 to 7 give the parameters  $q_{var}$ ,  $r_{QI}$ ,  $u_{var}$ ,  $r_{UI}$ ,  $p_{var}$  and  $\theta_{var}$ , respectively. The maximum polarization degree found for the variable component is  $p_{var} = (40.1 \pm 5.1)\%$ , with a polarization angle  $\theta_{var} = 116^\circ \pm 7^\circ$ , corresponding to Cycle I.

### 3.1. The two-component Model

From the above results we infer the presence of a stable component that we assume associated with the relativistic jet, and also a variable component that can be related to the propagation of a shock. Therefore, the observed polarization would be the result of the overlap of these two optically thin synchrotron components. We found that the polarimetrically stable component is also photometrically stable. The flux density of the stable component is  $I_c = 0.24 \pm 0.02$  mJy.

The observed degree of linear polarization,  $p$ , and its position angle,  $\theta$ , will be given by (Holmes et al. 1984)

$$p^2 = \frac{p_{cons}^2 + p_{var}^2 I_{v/c}^2 + 2p_{var}p_{cons}I_{v/c} \cos 2\xi}{(1 + I_{v/c})^2}, \quad (7)$$

and

$$\tan 2\theta = \frac{p_{cons} \sin 2\theta_{cons} + p_{var}I_{v/c} \sin 2\theta_{var}}{p_{cons} \cos 2\theta_{cons} + p_{var}I_{v/c} \cos 2\theta_{var}}. \quad (8)$$

Using the previously found parameters  $P_c$  and  $\Theta_c$  as the parameters for the constant component  $p_{cons}$  and  $\theta_{cons}$ , respectively, we found the values of the polarized variable component  $p_{var}$ ,  $\theta_{var}$  and  $I_{var}$  for each night, where  $I_{var}$  is the intensity flux of the polarized variable component. The results are presented in Table 5. In Figure 5 the observed polarimetric parameters (empty squares) are shown as a combination of the variable (solid dots) and constant (dashed line) component. Also there can be seen that the variable polar-

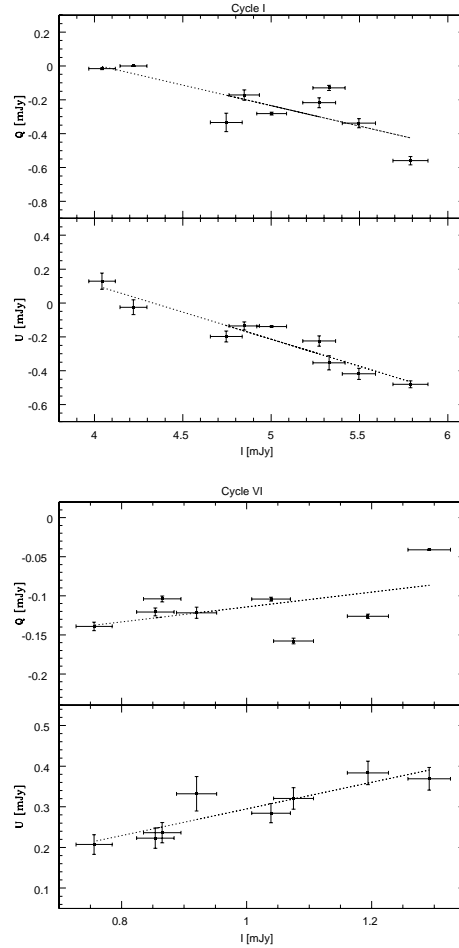


Fig. 4.— Top: linear correlation between the Stokes parameter  $Q$  vs  $I$  (top panel), and  $U$  vs  $I$  (bottom panel) for Cycle I. The correlation coefficient for this cycle are  $r_{QI}=0.80$  and  $r_{UI}=0.96$ , and the slopes  $m_{QI} = -0.24 \pm 0.07$  and  $m_{UI} = -0.32 \pm 0.04$ , respectively. Bottom: linear correlation between the Stokes parameter  $Q$  vs  $I$  (top panel), and  $U$  vs  $I$  (bottom panel) for Cycle VI. The correlation coefficient for this cycle are  $r_{QI}=0.51$  and  $r_{UI}=0.89$ , and the slopes  $m_{QI} = 0.10 \pm 0.07$  and  $m_{UI} = 0.33 \pm 0.07$ , respectively.

ized component dominates over the constant one, during the whole monitoring period. On the other hand, the source shows a larger polarization degree during the low-activity phase in comparison with the high-activity phase.

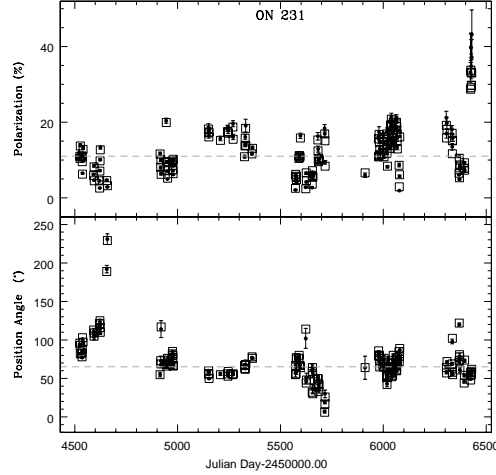


Fig. 5.— Two-component synchrotron model for W Comae. Dashed lines show the stable polarized component. Empty squares show the observed data. Filled dots show the behavior of the variable polarized component. Top panel shows the temporal variations of the polarization degree, and bottom panel the variations of the EVPA. It can be noticed that the variable component dominates over the constant component.

#### 4. DISCUSSION

In this work, we have assumed the presence of two components to explain the optical polarization variability. The minimum variability scale of  $\sim 3$  days was found and it is superimposed on a longer-term flare that lasts  $\sim 3$  months (these long-term flares appeared separated by  $\sim 0.9$  yr). The variability timescales found in this work are in agreement with previous studies (Tosti et al. 1998; Massaro et al. 1999).

In 2008 June 8 a strong flare, greater than 200 GeV, was detected with *VERITAS* in W Comae with a significance of 10.3 (Acciari et al. 2009). Data from our monitoring from 2008 June 4-7 show an increase in the *R*-band flux (see Table 1). Unfortunately, due to bad weather we could not obtain data for June 8,

when the maximum brightness was observed in the  $\gamma$ -rays. However, our data show a gradual increase in the value of the EVPA from 78 to 229° (JD 2,454,535–2454,658) and a large rotation of  $\sim 151^\circ$  during cycle I, coinciding with the 2008 flare.

The large rotation of EVPA can be interpreted as due to an asymmetric distribution of the magnetic field with respect to the jet axis. The jet of W Comae has a projected position angle of  $\sim 110^\circ$  at 1.6 GHz and 5 GHz bands (Gabuzda et al. 1994; Massaro et al. 2001) and with a spiral structure. Therefore, the rotation can be produced by a swing of the jet along the visual line of sight, or a curved trajectory of the dissipation/emission pattern. In agreement with Abdo et al. (2010a), the second possibility may be due to the propagation of a knot emission which follows a helical path in a magnetically-dominated jet or can be due to an entire bending of the jet.

The direct association found between the  $\gamma$ -ray flare in 2008 and the gradual change in the EVPA suggests that the  $\gamma$ -ray and optical emission regions are co-spatial. This implies a highly ordered magnetic field in regions where the  $\gamma$ -rays emission is produced, therefore this strong flare could have been produced by a strong shock. Taking into account the above mentioned properties, we assumed that the large outburst observed in 2008 in optical and in  $\gamma$ -rays is a combination of two factors. On one hand, due to the helical structure of the jet, the jet direction is oriented towards the observer with the minimum viewing angle. On the other hand, a strong shock occurred at the same time. We will discuss this hypothesis in the following section.

##### 4.1. Alignment of magnetic field by the Shock

The moderate anti-correlation we found in some flares between the flux and the polarization degree indicates that the magnetic field tends to be aligned with the jet. This result is in agreement with Gabuzda & Cawthorne (1996). However, during the 2008 June major flare, lasting in  $\gamma$ -rays only three days, the flux correlates with the polarization degree thus suggesting that this event was originated by a transversal shock. In the observer's reference frame, the flux of the shocked region is given by (Urry & Padovani 1995)

$$F = F_0 v^{-\alpha} \delta^{(3+\alpha)}, \quad (9)$$

where  $\delta = [\Gamma_j(1 - \beta \cos \Phi)]^{-1}$  is the jet's Doppler factor,  $\beta = (1 - \Gamma_j^{-2})^{1/2}$  its global velocity in units of speed of

light,  $\Phi$  is the viewing angle, and  $\alpha$  is the spectral index for flux in the range 5000 Å and 1keV and is defined as (see, Abdo et al. 2010b):

$$\alpha = -\frac{\log(F_{op}/F_X)}{\log(\nu_{op}/\nu_X)}. \quad (10)$$

Geometrical interpretations of the flux and polarization behavior of other blazars similar to ON 231 have been recently presented by Raiteri et al. (2012), Larionov et al. (2013), and Raiteri et al. (2013).

The observed degree of polarization,  $p$ , depends on the rest-frame angle between the line of sight and the compression axis,  $\Psi$ , the spectral index,  $\alpha$ , and the ratio of densities of relativistic electrons from the shocked to the unshocked region  $\eta = \eta_{shock}/\eta_{unshock}$  (the shock compression factor) (Hughes & Miller 1991):

$$p \approx \frac{\alpha + 1}{\alpha + 5/3} \frac{(1 - \eta^{-2}) \sin^2 \Psi}{2 - (1 - \eta^{-2}) \sin^2 \Psi}, \quad (11)$$

and

$$\Psi = \tan^{-1} \left\{ \frac{\sin \Phi}{\Gamma_j (\cos \Phi - \sqrt{1 - \Gamma_j^{-2}})} \right\}. \quad (12)$$

Following Acciari et al. (2009), we assumed a bulk Lorentz factor  $\Gamma_j = 20$  for W Comae. We also used the value of  $\alpha = 0.88$ , given by Abdo et al. (2010b).

At equation (9), the value of  $F_0$  is determined from  $F_0 = F_{max} \nu^\alpha / \delta_D^{(3+\alpha)}$ , where  $F_{max}$  is the maximum observed flux and  $\delta_D$  is obtained from  $\Phi_0$ , which is calculated from equations (11) and (12) for  $p = p_{var} = (43.2 \pm 6.5)\%$  which is the maximum value of the polarization degree of the variable component reached at JD 2,456,429 (see Table 5). From Hughes & Miller (1991), we adopt a value of  $\eta=2.2$ , which is the minimum possible compression that produces a degree of linear polarization as high as  $p \approx 45.0\%$ . This yields to  $\Psi_0 = 70^\circ$ ,  $\Phi_0 = 2.0^\circ$ , and  $\delta_D=26.7$  at the maximum polarization of the variable component (see Table 6).

Using equations (9), (11), and (12) the physical parameters  $\delta$ ,  $\Phi$ ,  $\Psi$ , and  $\eta$  as a function of time were estimated. These parameters are presented in Table 7, where in column (1) is given the Julian Date, and columns (2) to (5) show the values obtained for  $\delta(t)$ ,  $\Phi(t)$ ,  $\Psi(t)$  and  $\eta(t)$  along with their errors, respectively.

Figure 6 presents the temporal variability of these parameters. It can be noticed that when the source

shows its maximum brightness (14.25 mag, JD 2,454,621), the Doppler factor reaches 26.7, while during the minimum (16.5 mag, JD 2,456,429) it is 15.6. This corresponds to a maximum variation of  $\Delta \delta \sim 11$ . The viewing angle of the jet  $\Phi$ , shows a minimum value of  $2.02^\circ$  and a maximum value of  $3.59^\circ$ , i.e.,  $\Delta \Phi \sim 1.6$ . These small variations of the Doppler factor can produce large flux variations while  $\Gamma_j$  remains constant. In the state of maximum brightness, the viewing angle of the shock  $\Psi \sim 70^\circ$  undergoes its maximum aberration due to relativistic effects.

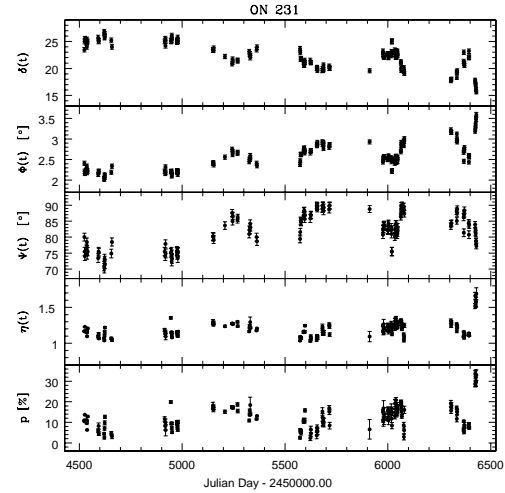


Fig. 6.— Temporal variability of some physical parameters related to the relativistic jet of W Comae: (from top to bottom) Doppler factor,  $\delta(t)$ ; viewing angle of the jet,  $\Phi(t)$ ; viewing angle of the shock,  $\Psi(t)$ ; and compression factor of the shocked to the unshocked plasma,  $\eta(t)$ . The lower panel shows the degree of linear polarization,  $p$  [%], in the  $R$ -band.

A maximum compression of the plasma of  $\eta=1.69$  is found, when the polarization degree observed reaches its maximum value of 33% (JD 2,456,429). The minimum compression factor  $\eta_{min}=1.01$  is obtained when the polarization degree had a minimum value of 0.6% (JD 2,454,656). These, small changes in the compression factor ( $\Delta \eta \approx 0.68$ ) can produce large changes in the polarization degree.

The Doppler factor  $\delta_D$  is obtained when the  $R$ -band flux is at its maximum value due to the presence of the shock. Then, the change in the magnetic field in-

tensity due to the shock is estimated assuming that the minimum variability timescale is related to the shock-front thickness. This scale is estimated considering the lifetime of the synchrotron electrons (see, e.g. Hagen-Thorn et al. 2008). The lifetime of the synchrotron electrons for a given frequency  $\nu$  in GHz is

$$t_{\text{loss}} = 4.75 \times 10^2 \left( \frac{1+z}{\delta_D \nu_{\text{GHz}} B^3} \right)^{1/2} \text{ days} . \quad (13)$$

where  $B$  is the magnetic field in Gauss. Since  $t_{\text{loss}} \approx t_{\text{var}}$ , for  $\delta_D = 26.7$  and  $t_{\text{var}} = 3.3 \pm 0.3$  days, equation (13) yields an estimate of the magnetic field intensity,  $B = 0.12 \pm 0.01$  G, and an upper limit for the emission region size of  $r_b \leq ct_{\text{var}}\delta_D/(1+z) = (2.1 \pm 0.2) \times 10^{17}$  cm.

Finally, in cycles where no correlation was found between the flux and the polarization degree, the flares could be possibly due to an oblique shock to the jet's direction, or due to changes in the Doppler factor, related to changes in the viewing angle of the jet. Therefore, three scenarios are proposed to explain the flares observed at different time-scales: 1) a shock transverse to the jet axis, ordering the magnetic field parallel to the shock's plane; 2) an oblique shock with respect to the jet axis produced in an initially disordered magnetic field, produces a final magnetic field with a component almost parallel to the jet axis; 3) variations of the Doppler factor due to changes in the jet axis orientation with respect to the observer's line of sight.

From polarimetric analysis, we found that the behavior of the polarized variable flux could be due to the superposition of two optically-thin synchrotron components. One stable with  $\theta_{\text{cons}} \approx 65^\circ$ , and the other variable  $\theta_{\text{var}}$  with values between  $10$  and  $230^\circ$  (see Table 5 and Figure 6). The polarization angle corresponding to the maximum polarization degree found for the variable component in cycle I, which is the period when the gamma-ray outburst was observed, was  $\theta_{\text{var}} \approx 116^\circ$ . Assuming that the position angle of the radio jet is  $\theta_{\text{jet}} \approx 110^\circ$ , we propose that the transversal shocks to the jet axis could be related to the variable component and the oblique shocks to the stable component. Nevertheless, both variable and stable components can be affected by variations of the Doppler factor.

## 5. CONCLUSIONS

We have carried out photopolarimetric observations in the  $R$ -band for W Comae for a period of  $\sim 5$  years.

During this period, we found that the source was quite active. We clearly detect four flares, and estimate that the object has a minimum variability scale of 3.3 days and a maximum variability in brightness of 2.27 mag. The maximum degree of linear polarization achieved by W Comae during the campaign was 33.8%.

An important observational result is the large rotation of EVPA of  $\Delta\theta \sim 150^\circ$ , associated to the optical flare and coincident with the major  $\gamma$ -ray flare observed in 2008 June. Subsequently, the polarization angle tends to a preferential orientation of  $\sim 65^\circ$ . The large rotation associated with the flare in  $\gamma$ -rays suggests that both optical /  $\gamma$ -ray emissions could be produced in the same jet's region.

By analyzing the Stokes parameters, we infer the presence of two optically thin synchrotron components with different polarimetric characteristics: one is a variable component and the other one is stable with a constant degree of polarization of  $p_{\text{cons}} \approx 11\%$ , and a constant position angle of  $\theta_{\text{cons}} \approx 65^\circ$ . Assuming that the 2008 June optical flare was originated in a transversal shock propagating down a twisted jet, and that the source is a spherical blob of radius  $r_b$ , moving with a Lorentz's factor of  $\Gamma = 20$ , from our polarimetric data we estimated a Doppler factor of  $\delta_D \sim 27$  when the flux was maximum and a visual angle of the jet  $\Phi \sim 2^\circ.0$ . We also obtained a magnetic field intensity  $B \sim 0.12$  G. Finally, an upper limit for the size of the emission region of  $r_b \leq 2 \times 10^{17}$  cm was estimated.

The variability time-scales displayed by W Comae show two main characteristics: (1) There are two components in the light-curve, one contributing to the long-term brightening with timescales going from 2 to 4 months, and other that contributes to the short timescale variations ( $\sim 3$  days). This result is in agreement with Tosti et al. (2002). (2) The Doppler factor changes ( $\delta(t) \approx 16-27$ ) could be due to changes in the viewing angle of the jet, implying flux variations that lasts  $\sim 0.9$  yr.

Finally, based on the the anti-correlation found between the polarization percentage and the flux, we propose that the observed long-term flux behavior can be explained with a spiral jet and a transversal shock-wave models. This anti-correlation depends on the Doppler factor time-variations  $\delta(t)$  for a range of values of the viewing angle  $\theta(t)$ .

In a future work, it would be useful to have simultaneous measurement of radio and optical polarizations. If during a  $\gamma$ -ray flare, the emission of radio and opti-

cal are produced at the same region, we would expect rotation of the EVPA of the radio jet similar to the one presented in the optical emission. A discussion of simultaneous observation of very long base interferometry and optical polarimetry of blazars is presented in Gabuzda & Sitko (1994).

On the other hand, although Zhang et al. (2008) predicts an outburst around 2013, from our data collected in 2013 we did not detect important outburst in W Comae. Rather, we report a continuous brightness decrease detected since the beginning of 2008, reaching a minimum value in 2013 May. But, this could also be considered as a prelude of a major flare or an outburst that could start at the end of 2013.

M.S. thanks CONACyT through grant 177304 for a graduate student fellowship. M.S., E.B., D.H., J.I.C., and R.M. acknowledge financial support from UNAM-DGAPA-PAPIIT through grant IN116211. This research has made use of the SAO/NASA Astrophysics Data System (ADS) and of the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED), which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration.

#### REFERENCES

- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010a, *Nature*, 463, 919
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Agudo, I., et al. 2010b, *ApJ*, 716, 30
- Acciari, V. A., Aliu, E., Beilicke, M., et al. 2008, *ApJ*, 684, L73
- Acciari, V. A., Aliu, E., Aune, T., et al. 2009, *ApJ*, 707, 612
- Agudo, I., Marscher, A., Jorstad, S. G., & Gómez, J. L. 2013, in *Highlights of Spanish Astrophysics VII*, 152–157
- Agudo, I., Thum, C., Wiesemeyer, H., & Krichbaum, T. P. 2010, *ApJS*, 189, 1
- Angel, J. R. P., & Stockman, H. S. 1980, *ARA&A*, 18, 321
- Babadzhanyants, M. K., & Belokon', E. T. 2002, *Astronomy Reports*, 46, 609
- Belokon, E. T., Babadzhanyants, M. K., & Pollock, J. T. 2000, *A&A*, 356, L21
- Blandford, R. D., & Rees, M. J. 1978, in *BL Lac Objects*, ed. A. M. Wolfe, 328–341
- Böttcher, M., Mukherjee, R., & Reimer, A. 2002, *ApJ*, 581, 143
- Browne, I. W. A. 1971, *Nature*, 231, 515
- Burbidge, G. R., Jones, T. W., & Odell, S. L. 1974, *ApJ*, 193, 43
- Costamante, L. 2012, *Mem. Soc. Astron. Italiana*, 83, 138
- Fiorucci, M., & Tosti, G. 1996, *A&AS*, 116, 403
- Fossati, G., Celotti, A., Ghisellini, G., & Maraschi, L. 1997, *MNRAS*, 289, 136
- Gabuzda, D. C., & Cawthorne, T. V. 1996, *MNRAS*, 283, 759
- Gabuzda, D. C., Cawthorne, T. V., Roberts, D. H., & Wardle, J. F. C. 1992, *ApJ*, 388, 40
- Gabuzda, D. C., Mullan, C. M., Cawthorne, T. V., Wardle, J. F. C., & Roberts, D. H. 1994, *ApJ*, 435, 140
- Gabuzda, D. C., & Sitko, M. L. 1994, *AJ*, 107, 884
- Hagen-Thorn, V. A., Larionov, V. M., Jorstad, S. G., et al. 2008, *ApJ*, 672, 40
- Hartman, R. C., Bertsch, D. L., Bloom, S. D., et al. 1999, *ApJS*, 123, 79
- Heidt, J., & Wagner, S. J. 1996, *A&A*, 305, 42
- Holmes, P. A., Brand, P. W. J. L., Impey, C. D., et al. 1984, *MNRAS*, 211, 497
- Hovatta, T., Valtaoja, E., Tornikoski, M., & Lähteenmäki, A. 2009, *A&A*, 494, 527
- Hughes, P. A., & Miller, L. 1991, *Introduction: synchrotron and inverse-Compton radiation*, ed. P. A. Hughes, 1
- Jones, T. W., Rudnick, L., Aller, H. D., et al. 1985, *ApJ*, 290, 627
- Jorstad, S. G., Marscher, A. P., Lister, M. L., et al. 2005, *AJ*, 130, 1418

- Larionov, V. M., Jorstad, S. G., Marscher, A. P., et al. 2013, *ApJ*, 768, 40
- Liu, F. K., Xie, G. Z., & Bai, J. M. 1995, *A&A*, 295, 1
- Marscher, A. P., Jorstad, S. G., Larionov, V. M., et al. 2010, *ApJ*, 710, L126
- Massaro, E., Mantovani, F., Fanti, R., et al. 2001, *A&A*, 374, 435
- Massaro, E., Maesano, M., Montagni, F., et al. 1999, *A&A*, 342, L49
- Nieppola, E., Tornikoski, M., & Valtaoja, E. 2006, *A&A*, 445, 441
- Nilsson, K., Pasanen, M., Takalo, L. O., et al. 2007, *A&A*, 475, 199
- Nilsson, K., Pursimo, T., Heidt, J., et al. 2003, *A&A*, 400, 95
- Padovani, P., & Giommi, P. 1995, *ApJ*, 444, 567
- Raiteri, C. M., Villata, M., Smith, P. S., et al. 2012, *A&A*, 545, A48
- Raiteri, C. M., Villata, M., D'Ammando, F., et al. 2013, *MNRAS*, arXiv:1309.1282
- Sasada, M., Uemura, M., Fukazawa, Y., et al. 2011, *PASJ*, 63, 489
- Schmidt, G. D., Elston, R., & Lupie, O. L. 1992, *AJ*, 104, 1563
- Sorcía, M., Benítez, E., Hiriart, D., et al. 2013, *ApJS*, 206, 11
- Tagliaferri, G., Ghisellini, G., Giommi, P., et al. 2000, *A&A*, 354, 431
- Tosti, G., Fiorucci, M., Luciani, M., et al. 1998, *A&AS*, 130, 109
- Tosti, G., Massaro, E., Nesci, R., et al. 2002, *A&A*, 395, 11
- Urry, C. M., & Padovani, P. 1995, *PASP*, 107, 803
- Zhang, X., Zheng, Y. G., Zhang, L., et al. 2008, *PASJ*, 60, 145

TABLE 1  
POLARIZATION AND PHOTOMETRY IN THE R-BAND FOR W COMAE

Cycle	Date	JD 2,450,000.00+	$p$ (%)	$\epsilon_p$ (%)	$\theta$ ( $^\circ$ )	$\epsilon_\theta$ ( $^\circ$ )	$R$ (mag)	$\epsilon_R$ (mag)	Flux (mJy)	$\epsilon_{\text{Flux}}$ (mJy)
I	2008 Feb 28	4524.9351	11.0	0.3	96	01	14.80	0.04	3.71	0.07
	2008 Feb 29	4525.9038	10.4	0.2	93	01	14.53	0.04	4.75	0.08
	2008 Mar 01	4526.9429	13.7	0.2	82	01	14.45	0.04	5.11	0.09
	2008 Mar 09	4534.8984	11.1	0.4	83	01	14.59	0.04	4.50	0.08
	2008 Mar 10	4535.8706	10.8	0.3	78	01	14.57	0.04	4.60	0.08
	2008 Mar 11	4536.8555	9.6	0.4	88	01	14.70	0.04	4.04	0.07
	2008 Mar 12	4537.9004	6.3	0.3	103	02	14.47	0.04	5.00	0.08
	2008 Mar 15	4540.8467	12.8	0.3	97	01	14.53	0.04	4.75	0.08
	2008 May 05	4591.8618	5.9	0.9	113	03	14.42	0.04	5.27	0.09
	2008 May 07	4593.7847	8.2	1.5	105	04	14.53	0.05	4.75	0.09
	2008 May 08	4594.7637	4.5	0.9	109	04	14.51	0.04	4.85	0.09
	2008 Jun 03	4620.7720	4.5	0.5	121	03	14.28	0.04	5.97	0.10
	2008 Jun 04	4621.6919	2.6	0.8	121	06	14.25	0.04	6.16	0.10
	2008 Jun 05	4622.7095	7.1	1.0	125	04	14.41	0.04	5.33	0.09
	2008 Jun 06	4623.7466	9.8	0.9	116	04	14.37	0.04	5.50	0.09
	2008 Jun 07	4624.7129	12.7	0.8	110	02	14.31	0.04	5.79	0.10
	2008 Jul 08	4655.6733	4.6	0.9	189	04	14.50	0.04	4.90	0.09
2008 Jul 09	4656.7085 <sup>a</sup>	0.6	1.0	315	37	14.66	0.04	4.22	0.08	
2008 Jul 11	4658.6675	3.2	1.1	229	07	14.70	0.05	4.04	0.07	
II	2009 Mar 24	4914.9395	11.6	1.1	55	03	14.53	0.04	4.75	0.08
	2009 Mar 27	4917.9092	8.1	1.9	73	06	14.45	0.05	5.11	0.11
	2009 Mar 28	4918.8965	10.0	1.6	69	03	14.67	0.04	4.18	0.07
	2009 Mar 29	4919.7876	6.2	2.8	117	09	14.50	0.05	4.90	0.10
	2009 Apr 23	4944.7324	19.9	0.7	69	01	14.51	0.04	4.85	0.08
	2009 Apr 26	4947.7617	9.5	0.6	66	02	14.53	0.04	4.75	0.08
	2009 Apr 27	4948.8179	9.4	0.6	68	01	14.36	0.04	5.55	0.09
	2009 Apr 28	4949.8018	7.2	0.7	74	02	14.48	0.04	4.95	0.09
	2009 Apr 29	4950.8076	5.2	0.7	76	03	14.41	0.04	5.33	0.09
	2009 May 22	4973.7690	9.8	0.9	75	02	14.53	0.04	4.75	0.08
	2009 May 23	4974.7148	9.9	0.8	82	02	14.54	0.04	4.70	0.08
	2009 May 24	4975.6982	9.3	0.8	85	02	14.47	0.04	5.00	0.09
	2009 May 25	4976.7559	7.4	0.8	77	02	14.51	0.04	4.85	0.08
	2009 May 26	4977.7422	8.6	0.8	80	02	14.52	0.04	4.80	0.08
	2009 May 27	4978.7114	6.4	0.8	66	03	14.42	0.04	5.27	0.09
	2009 May 28	4979.7471	10.2	0.8	67	02	14.53	0.04	4.75	0.08
	III	2009 Nov 14	5150.0547	18.2	1.6	56	02	14.81	0.05	3.67
2009 Nov 15		5151.0366	17.2	0.8	60	01	14.81	0.04	3.67	0.07
2009 Nov 16		5152.0273	16.1	1.0	56	01	14.80	0.05	3.71	0.07
2009 Nov 17		5153.0493	17.4	1.1	50	01	14.75	0.05	3.87	0.07
2010 Jan 11		5208.0039	15.2	0.8	55	02	15.03	0.05	3.00	0.06

TABLE 1—*Continued*

Cycle	Date	JD 2,450,000.00+	$p$ (%)	$\epsilon_p$ (%)	$\theta$ ( $^\circ$ )	$\epsilon_\theta$ ( $^\circ$ )	$R$ (mag)	$\epsilon_R$ (mag)	Flux (mJy)	$\epsilon_{\text{Flux}}$ (mJy)
	2010 Feb 15	5242.9707	17.5	0.7	56	01	15.30	0.05	2.35	0.05
	2010 Feb 17	5244.9531	17.5	0.6	53	01	15.12	0.05	2.77	0.05
	2010 Feb 18	5246.0156	17.1	0.7	59	01	15.23	0.05	2.49	0.05
	2010 Mar 13	5268.9194	18.7	0.8	55	01	15.15	0.05	2.67	0.05
	2010 Mar 14	5269.9004	15.5	0.9	56	02	15.19	0.05	2.58	0.05
	2010 May 09	5325.7363	10.9	0.7	67	02	14.86	0.05	3.51	0.06
	2010 May 11	5327.7041	13.7	0.6	63	02	14.94	0.05	3.24	0.06
	2010 May 12	5328.6836	15.7	0.7	62	02	14.93	0.05	3.28	0.06
	2010 May 14	5330.7378	18.4	3.9	68	06	15.07	0.08	2.90	0.09
	2010 May 15	5331.7158	13.9	0.6	68	02	14.99	0.05	3.10	0.06
	2010 Jun 14	5361.6836	11.6	0.4	78	02	14.80	0.04	3.71	0.07
	2010 Jun 16	5363.6812	13.1	0.4	76	01	14.72	0.04	4.00	0.07
IV	2011 Jan 11	5572.9727	2.5	0.7	55	05	14.76	0.04	3.83	0.07
	2011 Jan 12	5574.0107	6.2	0.8	67	03	14.90	0.05	3.39	0.06
	2011 Jan 14	5575.9590	5.4	0.7	56	03	15.13	0.05	2.73	0.05
	2011 Jan 15	5576.9614	5.7	0.7	77	03	15.10	0.05	2.80	0.05
	2011 Jan 16	5577.9614	4.7	1.0	75	04	15.10	0.05	2.80	0.05
	2011 Jan 28	5589.9565	10.4	0.8	76	02	15.23	0.05	2.49	0.05
	2011 Jan 29	5591.0073	11.1	0.9	80	02	15.33	0.05	2.26	0.05
	2011 Feb 01	5593.9365	11.1	0.9	67	02	15.35	0.05	2.24	0.05
	2011 Feb 02	5594.9727	10.7	1.0	67	02	15.17	0.05	2.64	0.05
	2011 Feb 04	5596.9395	15.8	0.8	64	02	15.24	0.05	2.46	0.05
	2011 Mar 02	5622.9556	2.4	1.3	114	11	15.18	0.11	2.61	0.12
	2011 Mar 04	5624.8984	6.6	1.5	44	05	15.26	0.05	2.43	0.05
	2011 Mar 05	5625.9468	4.6	1.6	48	07	15.24	0.05	2.46	0.05
	2011 Apr 02	5653.8945	3.6	1.6	59	09	15.47	0.06	2.00	0.04
	2011 Apr 03	5654.7646	5.6	1.7	32	06	15.44	0.05	2.05	0.04
	2011 Apr 04	5655.8486	7.2	1.5	64	04	15.43	0.05	2.08	0.04
	2011 Apr 05	5656.8237	5.9	1.8	56	06	15.55	0.06	1.86	0.04
	2011 Apr 06	5657.8721	5.5	1.6	30	06	15.49	0.06	1.95	0.04
	2011 Apr 30	5681.7842	15.3	1.8	50	03	15.56	0.06	1.83	0.04
	2011 May 01	5682.7051	12.4	1.9	50	04	15.48	0.06	1.98	0.04
	2011 May 02	5683.6938	10.2	1.9	43	04	15.55	0.06	1.86	0.04
	2011 May 03	5684.7568	9.6	1.7	39	04	15.47	0.06	2.00	0.04
	2011 May 05	5686.7358	10.4	1.7	33	04	15.33	0.05	2.26	0.05
	2011 May 06	5687.7046	9.9	2.1	42	05	15.52	0.06	1.90	0.04
	2011 Jun 02	5714.6987	16.9	1.3	6	02	15.37	0.05	2.18	0.05
	2011 Jun 03	5715.6777	15.1	1.3	17	02	15.45	0.05	2.03	0.04
	2011 Jun 04	5716.6870	8.4	1.6	26	04	15.47	0.06	2.00	0.04
V	2011 Dec 15	5911.0654	6.6	4.8	64	15	15.56	0.08	1.83	0.06



TABLE 1—Continued

Cycle	Date	JD 2,450,000.00+	$p$ (%)	$\epsilon_p$ (%)	$\theta$ ( $^\circ$ )	$\epsilon_\theta$ ( $^\circ$ )	$R$ (mag)	$\epsilon_R$ (mag)	Flux (mJy)	$\epsilon_{\text{Flux}}$ (mJy)
	2012 Feb 18	5975.9062	15.6	0.8	80	01	14.85	0.05	3.55	0.06
	2012 Feb 19	5976.8892	10.8	0.8	86	02	14.96	0.05	3.21	0.06
	2012 Feb 20	5977.9287	11.1	3.0	79	06	14.97	0.06	3.17	0.07
	2012 Feb 21	5978.9404	16.8	3.8	79	05	15.03	0.07	3.00	0.08
	2012 Feb 22	5979.9141	14.8	2.4	80	03	15.00	0.05	3.07	0.07
	2012 Feb 23	5980.9102	11.4	2.4	73	04	15.04	0.05	2.96	0.06
	2012 Feb 24	5981.9204	12.7	1.5	65	02	15.02	0.05	3.03	0.06
	2012 Mar 12	5998.8442	11.7	1.1	69	02	14.94	0.05	3.24	0.06
	2012 Mar 13	5999.8525	15.5	1.5	71	03	14.93	0.05	3.28	0.06
	2012 Mar 14	6000.7764	16.0	1.5	65	04	14.93	0.05	3.28	0.06
	2012 Mar 15	6001.8345	14.1	1.6	73	03	15.04	0.05	2.96	0.06
	2012 Mar 16	6002.8120	10.9	2.0	76	05	15.07	0.05	2.90	0.06
	2012 Mar 29	6015.8677	13.8	2.0	54	04	14.94	0.05	3.24	0.07
	2012 Mar 30	6016.7876	16.9	2.1	51	03	14.99	0.05	3.10	0.06
	2012 Mar 31	6017.7759	11.8	1.9	42	04	14.86	0.05	3.51	0.07
	2012 Apr 01	6018.7812	14.8	1.7	54	03	14.53	0.05	4.75	0.09
	2012 Apr 02	6019.7627	8.4	1.5	63	04	14.53	0.05	4.75	0.09
	2012 Apr 16	6033.8276	13.1	1.3	61	03	14.81	0.05	3.67	0.07
	2012 Apr 17	6034.7617	14.9	1.5	65	03	14.87	0.05	3.47	0.07
	2012 Apr 18	6035.8008	19.0	2.2	61	03	14.96	0.05	3.21	0.07
	2012 Apr 19	6036.7754	19.3	1.6	58	03	14.94	0.05	3.24	0.06
	2012 Apr 20	6037.7476	19.3	1.8	65	04	15.05	0.05	2.93	0.06
	2012 Apr 21	6038.8135	20.7	1.3	64	04	14.85	0.05	3.55	0.06
	2012 Apr 23	6040.7241	15.2	1.3	57	04	15.00	0.05	3.07	0.06
	2012 Apr 24	6041.7822	13.9	1.3	52	05	15.05	0.05	2.93	0.05
	2012 Apr 27	6044.7788	14.6	1.4	54	04	14.85	0.05	3.55	0.06
	2012 Apr 28	6045.7075	17.1	1.7	70	03	14.88	0.05	3.43	0.06
	2012 Apr 29	6046.7012	17.9	1.7	73	03	14.93	0.05	3.28	0.06
	2012 Apr 30	6047.6948	16.5	1.9	80	03	14.99	0.05	3.10	0.06
	2012 May 15	6062.7588	19.6	0.9	61	02	15.22	0.05	2.52	0.05
	2012 May 16	6063.7954	20.0	0.9	68	02	15.27	0.05	2.40	0.05
	2012 May 17	6064.8013	18.9	1.1	60	02	15.45	0.05	2.03	0.04
	2012 May 18	6065.7554	17.1	1.1	70	02	15.55	0.06	1.86	0.04
	2012 May 19	6066.7715	15.1	1.1	70	02	15.54	0.05	1.88	0.04
	2012 May 20	6067.7852	12.9	0.9	77	02	15.47	0.05	2.00	0.04
	2012 May 29	6076.7637	8.6	1.4	85	04	15.59	0.06	1.79	0.04
	2012 May 30	6077.6816	2.9	1.5	72	10	15.44	0.05	2.05	0.04
	2012 May 31	6078.6777	6.1	1.8	79	06	15.58	0.06	1.81	0.04
	2012 Jun 01	6079.6772	16.1	1.8	89	03	15.68	0.06	1.65	0.04
VI	2013 Jan 13	6306.0034	19.2	1.5	64	03	15.99	0.07	1.24	0.03

TABLE 1—*Continued*

Cycle	Date	JD 2,450,000.00+	$p$ (%)	$\epsilon_p$ (%)	$\theta$ ( $^\circ$ )	$\epsilon_\theta$ ( $^\circ$ )	$R$ (mag)	$\epsilon_R$ (mag)	Flux (mJy)	$\epsilon_{\text{Flux}}$ (mJy)
	2013 Jan 14	6307.0059	15.8	1.4	57	03	15.92	0.07	1.32	0.03
	2013 Jan 16	6308.9414	18.1	1.4	72	03	15.90	0.06	1.34	0.03
	2013 Feb 10	6333.9443	17.1	0.9	69	02	15.61	0.06	1.75	0.04
	2013 Feb 11	6334.9297	11.7	1.5	102	03	15.85	0.06	1.41	0.04
	2013 Feb 12	6335.9272	15.2	1.5	58	03	15.65	0.06	1.69	0.04
	2013 Feb 13	6336.9209	15.1	1.1	55	02	15.56	0.06	1.84	0.04
	2013 Mar 16	6367.8979	6.5	0.7	73	02	15.20	0.05	2.55	0.05
	2013 Mar 17	6368.8794	10.5	0.7	122	01	14.88	0.05	3.43	0.06
	2013 Mar 18	6369.9614	5.3	0.9	81	04	15.26	0.05	2.43	0.05
	2013 Mar 19	6370.8428	7.9	0.9	78	02	15.29	0.05	2.37	0.05
	2013 Mar 20	6371.9146	8.7	1.2	61	03	15.36	0.05	2.22	0.05
	2013 Apr 10	6392.7231	7.8	0.6	44	02	15.08	0.05	2.87	0.05
	2013 Apr 11	6393.7563	9.3	0.6	54	02	14.84	0.05	3.55	0.06
	2013 Apr 12	6394.7451	7.3	0.6	74	02	15.05	0.05	2.95	0.06
	2013 May 11	6423.8062	28.7	1.4	48	01	15.94	0.07	1.29	0.03
	2013 May 12	6424.8101	33.8	1.6	54	01	16.03	0.07	1.19	0.03
	2013 May 13	6425.7485	33.2	1.7	58	01	16.14	0.07	1.07	0.03
	2013 May 14	6426.8042	29.1	1.6	55	01	16.18	0.08	1.04	0.03
	2013 May 15	6427.7612	29.7	2.3	59	02	16.39	0.09	0.85	0.03
	2013 May 16	6428.7695	29.8	2.1	57	02	16.38	0.09	0.87	0.03
	2013 May 17	6429.7881	33.0	2.6	62	02	16.52	0.10	0.76	0.03

<sup>a</sup>As the value of the degree of polarization is about the uncertainty of the instrumental value, this values are used only for photometry.

TABLE 2  
VARIABILITY PARAMETERS FOR W COMAE

Cycle (1)	Parameter (2)	Average (3)	Max (4)	Min (5)	$\Delta_{max}$ (6)	Y(%) (7)	$\mu$ (%) (8)	$\mathcal{F}$ (9)	$\chi^2$ (10)
All	R(mag)	15.07 $\pm$ 00.48	16.52	14.25	2.27	-	-	-	-
	F(mJy)	3.17 $\pm$ 01.26	6.16	0.76	5.40	170.5	39.8	0.78	62160.3
	P(%)	12.60 $\pm$ 06.29	33.82	2.41	31.41	248.2	49.9	0.87	4299.4
	$\theta$ ( $^\circ$ )	70.76 $\pm$ 26.44	228.56	5.54	223.02	314.8	37.4	0.95	13238.0
I	R(mag)	14.50 $\pm$ 00.15	14.80	14.25	0.55	-	-	-	-
	F(mJy)	4.94 $\pm$ 00.66	6.16	3.71	2.45	49.5	13.4	0.25	1066.0
	P(%)	8.26 $\pm$ 03.52	13.70	2.63	11.07	133.2	42.6	0.68	893.1
	$\theta$ ( $^\circ$ )	114.32 $\pm$ 37.75	228.56	77.99	150.57	131.4	33.0	0.49	1679.5
II	R(mag)	14.50 $\pm$ 00.07	14.67	14.36	0.31	-	-	-	-
	F(mJy)	4.90 $\pm$ 00.31	5.55	4.18	1.38	27.9	6.4	0.14	212.3
	P(%)	9.29 $\pm$ 03.32	19.91	5.20	14.71	157.6	35.7	0.59	291.2
	$\theta$ ( $^\circ$ )	74.90 $\pm$ 13.33	116.57	55.02	61.55	80.2	17.8	0.36	211.4
III	R(mag)	14.97 $\pm$ 00.18	15.30	14.72	0.58	-	-	-	-
	F(mJy)	3.21 $\pm$ 00.52	4.00	2.35	1.65	51.4	16.3	0.26	1262.7
	P(%)	15.75 $\pm$ 02.37	18.71	10.93	7.78	48.5	15.0	0.26	205.0
	$\theta$ ( $^\circ$ )	61.16 $\pm$ 07.98	77.96	49.76	28.20	45.8	13.1	0.22	431.3
IV	R(mag)	15.32 $\pm$ 00.20	15.56	14.76	0.80	-	-	-	-
	F(mJy)	2.34 $\pm$ 00.48	3.83	1.83	2.00	85.2	20.5	0.35	1885.4
	P(%)	8.65 $\pm$ 04.11	16.93	2.41	14.52	165.3	47.5	0.75	377.0
	$\theta$ ( $^\circ$ )	53.21 $\pm$ 22.47	113.54	5.54	108.00	200.9	42.2	0.91	1970.1
V	R(mag)	15.08 $\pm$ 00.29	15.68	14.53	1.15	-	-	-	-
	F(mJy)	2.96 $\pm$ 00.73	4.75	1.65	3.09	104.6	24.6	0.48	6645.1
	P(%)	14.31 $\pm$ 04.05	20.75	2.89	17.86	123.3	28.3	0.76	312.8
	$\theta$ ( $^\circ$ )	67.91 $\pm$ 10.66	88.82	42.14	46.68	68.0	15.7	0.36	472.1
VI	R(mag)	15.68 $\pm$ 00.51	16.52	14.84	1.68	-	-	-	-
	F(mJy)	1.82 $\pm$ 00.85	3.55	0.76	2.80	153.7	46.7	0.65	7055.9
	P(%)	17.86 $\pm$ 10.05	33.82	5.32	28.50	158.9	56.3	0.73	1136.3
	$\theta$ ( $^\circ$ )	66.22 $\pm$ 17.77	121.93	44.43	77.50	116.9	26.8	0.47	2393.4

NOTE.—There are no statistics  $Y, \mu, \mathcal{F}$  and  $\chi^2$  for the magnitude due to its logarithmic character.

TABLE 3  
STATISTICAL ANALYSIS OF POLARIZATION AND FLUX CORRELATION

Relation (1)	Pearson (2)	t-student (3)	Confidence (4)
Flux vs P[%]	-0.44 +/-0.02	5.72	NO
Flux vs EVPA	0.47 +/-0.01	6.25	NO
P[%] vs EVPA	-0.34 +/-0.02	4.17	NO

NOTE.—Correlations using the data for all the cycles

TABLE 4  
STOKES PARAMETERS FOR THE VARIABLE COMPONENT OF W COMAE

Cycle (1)	$q_{var}$ (2)	$r_{QI}$ (3)	$u_{var}$ (4)	$r_{UI}$ (5)	$p_{var}$ (%) (6)	$\theta_{var}$ ( $^{\circ}$ ) (7)
I	$-0.24 \pm 0.07$	0.80	$-0.32 \pm 0.04$	0.96	$40.1 \pm 5.1$	$116 \pm 07$
II	$0.13 \pm 0.09$	0.48	$0.17 \pm 0.08$	0.59	$21.5 \pm 8.3$	$26 \pm 20$
III	$-0.20 \pm 0.04$	0.92	$-0.20 \pm 0.06$	0.82	$28.4 \pm 5.2$	$112 \pm 09$
V	$-0.13 \pm 0.04$	0.62	$0.18 \pm 0.05$	0.73	$21.5 \pm 4.6$	$63 \pm 10$
VI	$0.10 \pm 0.07$	0.51	$0.33 \pm 0.07$	0.89	$34.1 \pm 6.7$	$37 \pm 10$

NOTE.—No statistics for Cycle IV is presented because no significant correlation between Q-I or U-I relations was found

TABLE 5  
THE VARIABLE COMPONENT FOR TWO-COMPONENT MODEL

JD 2450000.00+	$p_{var}$ (%)	$\theta_{var}$ ( $^{\circ}$ )	$I_{var}$ (mJy)
(1)	(2)	(3)	(4)
4524.9351	$11.4 \pm 0.3$	$94 \pm 01$	$3.47 \pm 0.09$
4525.9038	$10.7 \pm 0.3$	$92 \pm 01$	$4.51 \pm 0.10$
4526.9429	$13.9 \pm 0.4$	$82 \pm 01$	$4.87 \pm 0.11$
4534.8984	$11.2 \pm 0.3$	$82 \pm 01$	$4.26 \pm 0.10$
4535.8706	$10.9 \pm 0.3$	$77 \pm 01$	$4.36 \pm 0.10$
4536.8555	$9.7 \pm 0.3$	$86 \pm 01$	$3.81 \pm 0.09$
4537.9004	$6.5 \pm 0.2$	$101 \pm 01$	$4.77 \pm 0.10$
4540.8467	$13.2 \pm 0.4$	$96 \pm 01$	$4.51 \pm 0.10$
4591.8618	$6.2 \pm 0.2$	$111 \pm 04$	$5.04 \pm 0.11$
4593.7847	$8.5 \pm 0.4$	$104 \pm 04$	$4.51 \pm 0.11$
4594.7637	$4.7 \pm 0.2$	$106 \pm 05$	$4.61 \pm 0.11$
4620.7720	$4.5 \pm 0.1$	$118 \pm 03$	$5.73 \pm 0.12$
4621.6919	$2.6 \pm 0.1$	$116 \pm 08$	$5.92 \pm 0.12$
4622.7095	$7.2 \pm 0.2$	$123 \pm 04$	$5.09 \pm 0.11$
4623.7466	$10.1 \pm 0.3$	$114 \pm 04$	$5.26 \pm 0.11$
4624.7129	$13.3 \pm 0.4$	$109 \pm 02$	$5.55 \pm 0.12$
4655.6733	$4.7 \pm 0.2$	$192 \pm 05$	$4.66 \pm 0.11$
4658.6675	$2.9 \pm 0.1$	$231 \pm 07$	$3.81 \pm 0.10$
4914.9395	$11.7 \pm 0.4$	$55 \pm 03$	$4.51 \pm 0.10$
4917.9092	$8.0 \pm 0.4$	$73 \pm 06$	$4.87 \pm 0.13$
4918.8965	$10.0 \pm 0.4$	$68 \pm 04$	$3.94 \pm 0.09$
4919.7876	$6.4 \pm 0.4$	$114 \pm 11$	$4.66 \pm 0.12$
4944.7324	$20.4 \pm 0.7$	$69 \pm 01$	$4.61 \pm 0.10$
4947.7617	$9.5 \pm 0.3$	$66 \pm 02$	$4.51 \pm 0.10$
4948.8179	$9.4 \pm 0.3$	$68 \pm 02$	$5.32 \pm 0.12$
4949.8018	$7.1 \pm 0.2$	$74 \pm 02$	$4.71 \pm 0.11$
4950.8076	$5.0 \pm 0.1$	$75 \pm 03$	$5.09 \pm 0.11$
4973.7690	$9.8 \pm 0.3$	$74 \pm 02$	$4.51 \pm 0.10$
4974.7148	$9.9 \pm 0.3$	$81 \pm 02$	$4.46 \pm 0.10$
4975.6982	$9.3 \pm 0.3$	$84 \pm 02$	$4.77 \pm 0.11$
4976.7559	$7.2 \pm 0.2$	$76 \pm 02$	$4.61 \pm 0.10$
4977.7422	$8.5 \pm 0.3$	$80 \pm 02$	$4.56 \pm 0.10$
4978.7114	$6.2 \pm 0.2$	$66 \pm 03$	$5.04 \pm 0.11$
4979.7471	$10.2 \pm 0.3$	$67 \pm 02$	$4.51 \pm 0.10$
5150.0547	$18.7 \pm 0.9$	$56 \pm 02$	$3.43 \pm 0.09$
5151.0366	$17.6 \pm 0.7$	$60 \pm 01$	$3.43 \pm 0.09$
5152.0273	$16.5 \pm 0.7$	$57 \pm 02$	$3.47 \pm 0.09$
5153.0493	$17.9 \pm 0.7$	$50 \pm 01$	$3.63 \pm 0.09$
5208.0039	$15.7 \pm 0.6$	$56 \pm 02$	$2.76 \pm 0.08$

TABLE 5—Continued

JD 2450000.00+ (1)	$p_{var}$ (%) (2)	$\theta_{var}$ ( $^{\circ}$ ) (3)	$I_{var}$ (mJy) (4)
5242.9707	$18.4 \pm 0.8$	$57 \pm 01$	$2.11 \pm 0.07$
5244.9531	$18.2 \pm 0.7$	$54 \pm 01$	$2.53 \pm 0.07$
5246.0156	$17.8 \pm 0.8$	$59 \pm 01$	$2.25 \pm 0.07$
5268.9194	$19.6 \pm 0.8$	$55 \pm 01$	$2.44 \pm 0.07$
5269.9004	$16.1 \pm 0.7$	$57 \pm 02$	$2.34 \pm 0.07$
5325.7363	$10.9 \pm 0.4$	$67 \pm 02$	$3.27 \pm 0.09$
5327.7041	$14.0 \pm 0.5$	$63 \pm 01$	$3.01 \pm 0.08$
5328.6836	$16.1 \pm 0.6$	$63 \pm 01$	$3.04 \pm 0.08$
5330.7378	$19.1 \pm 1.7$	$68 \pm 06$	$2.66 \pm 0.11$
5331.7158	$14.2 \pm 0.5$	$67 \pm 01$	$2.86 \pm 0.08$
5361.6836	$11.7 \pm 0.4$	$77 \pm 01$	$3.47 \pm 0.09$
5363.6812	$13.3 \pm 0.4$	$76 \pm 01$	$3.76 \pm 0.09$
5572.9727	$2.1 \pm 0.1$	$57 \pm 05$	$3.59 \pm 0.09$
5574.0107	$5.9 \pm 0.2$	$67 \pm 03$	$3.16 \pm 0.08$
5575.9590	$5.0 \pm 0.2$	$58 \pm 03$	$2.50 \pm 0.07$
5576.9614	$5.3 \pm 0.2$	$75 \pm 03$	$2.56 \pm 0.07$
5577.9614	$4.3 \pm 0.2$	$74 \pm 04$	$2.56 \pm 0.07$
5589.9565	$10.4 \pm 0.4$	$75 \pm 02$	$2.25 \pm 0.07$
5591.0073	$11.3 \pm 0.5$	$79 \pm 02$	$2.03 \pm 0.07$
5593.9365	$11.2 \pm 0.5$	$67 \pm 02$	$2.00 \pm 0.07$
5594.9727	$10.7 \pm 0.5$	$67 \pm 02$	$2.40 \pm 0.07$
5596.9395	$16.4 \pm 0.7$	$64 \pm 01$	$2.22 \pm 0.07$
5622.9556	$2.8 \pm 0.2$	$102 \pm 13$	$2.37 \pm 0.14$
5624.8984	$6.5 \pm 0.3$	$47 \pm 04$	$2.20 \pm 0.07$
5625.9468	$4.2 \pm 0.2$	$51 \pm 06$	$2.22 \pm 0.07$
5653.8945	$2.7 \pm 0.2$	$61 \pm 08$	$1.77 \pm 0.06$
5654.7646	$5.9 \pm 0.3$	$37 \pm 06$	$1.82 \pm 0.07$
5655.8486	$6.7 \pm 0.4$	$65 \pm 04$	$1.84 \pm 0.07$
5656.8237	$5.3 \pm 0.3$	$57 \pm 06$	$1.62 \pm 0.06$
5657.8721	$5.9 \pm 0.3$	$36 \pm 06$	$1.72 \pm 0.06$
5681.7842	$16.3 \pm 1.0$	$51 \pm 03$	$1.60 \pm 0.06$
5682.7051	$12.9 \pm 0.8$	$52 \pm 03$	$1.74 \pm 0.06$
5683.6938	$10.6 \pm 0.7$	$46 \pm 04$	$1.62 \pm 0.06$
5684.7568	$10.1 \pm 0.6$	$42 \pm 04$	$1.77 \pm 0.06$
5686.7358	$11.2 \pm 0.6$	$35 \pm 04$	$2.03 \pm 0.07$
5687.7046	$10.3 \pm 0.7$	$44 \pm 04$	$1.67 \pm 0.06$
5714.6987	$18.4 \pm 1.0$	$7 \pm 02$	$1.95 \pm 0.07$
5715.6777	$16.9 \pm 0.9$	$19 \pm 02$	$1.79 \pm 0.06$
5716.6870	$9.4 \pm 0.5$	$30 \pm 05$	$1.77 \pm 0.06$

TABLE 5—Continued

JD 2450000.00+ (1)	$p_{var}$ (%) (2)	$\theta_{var}$ ( $^{\circ}$ ) (3)	$I_{var}$ (mJy) (4)
5911.0654	$6.0 \pm 0.6$	$64 \pm 15$	$1.60 \pm 0.08$
5975.9062	$16.1 \pm 0.6$	$80 \pm 01$	$3.31 \pm 0.08$
5976.8892	$11.0 \pm 0.4$	$84 \pm 02$	$2.97 \pm 0.08$
5977.9287	$11.2 \pm 0.8$	$78 \pm 06$	$2.94 \pm 0.10$
5978.9404	$17.4 \pm 1.4$	$78 \pm 05$	$2.76 \pm 0.10$
5979.9141	$15.2 \pm 0.9$	$79 \pm 04$	$2.83 \pm 0.09$
5980.9102	$11.5 \pm 0.7$	$73 \pm 05$	$2.73 \pm 0.08$
5981.9204	$12.8 \pm 0.6$	$65 \pm 03$	$2.80 \pm 0.08$
5998.8442	$11.8 \pm 0.5$	$69 \pm 02$	$3.01 \pm 0.08$
5999.8525	$15.9 \pm 0.8$	$71 \pm 03$	$3.04 \pm 0.08$
6000.7764	$16.5 \pm 0.8$	$65 \pm 03$	$3.04 \pm 0.08$
6001.8345	$14.5 \pm 0.7$	$73 \pm 03$	$2.73 \pm 0.08$
6002.8120	$11.0 \pm 0.6$	$75 \pm 05$	$2.66 \pm 0.08$
6015.8677	$14.1 \pm 0.8$	$54 \pm 04$	$3.01 \pm 0.09$
6016.7876	$17.5 \pm 1.0$	$52 \pm 03$	$2.86 \pm 0.08$
6017.7759	$12.1 \pm 0.6$	$43 \pm 04$	$3.27 \pm 0.09$
6018.7812	$15.1 \pm 0.7$	$54 \pm 03$	$4.51 \pm 0.11$
6019.7627	$8.2 \pm 0.3$	$63 \pm 04$	$4.51 \pm 0.11$
6033.8276	$13.3 \pm 0.6$	$61 \pm 03$	$3.43 \pm 0.09$
6034.7617	$15.2 \pm 0.7$	$65 \pm 03$	$3.23 \pm 0.09$
6035.8008	$19.7 \pm 1.1$	$61 \pm 03$	$2.97 \pm 0.09$
6036.7754	$20.0 \pm 1.0$	$59 \pm 03$	$3.01 \pm 0.08$
6037.7476	$20.1 \pm 1.0$	$65 \pm 03$	$2.69 \pm 0.08$
6038.8135	$21.5 \pm 0.9$	$64 \pm 03$	$3.31 \pm 0.08$
6040.7241	$15.6 \pm 0.7$	$58 \pm 04$	$2.83 \pm 0.08$
6041.7822	$14.3 \pm 0.6$	$52 \pm 04$	$2.69 \pm 0.08$
6044.7788	$14.9 \pm 0.6$	$55 \pm 04$	$3.31 \pm 0.08$
6045.7075	$17.5 \pm 0.8$	$70 \pm 03$	$3.19 \pm 0.09$
6046.7012	$18.5 \pm 0.9$	$73 \pm 03$	$3.04 \pm 0.08$
6047.6948	$17.1 \pm 0.9$	$79 \pm 03$	$2.86 \pm 0.08$
6062.7588	$20.6 \pm 0.9$	$62 \pm 02$	$2.28 \pm 0.07$
6063.7954	$21.0 \pm 1.0$	$67 \pm 02$	$2.17 \pm 0.07$
6064.8013	$20.0 \pm 1.1$	$60 \pm 02$	$1.79 \pm 0.06$
6065.7554	$18.0 \pm 1.0$	$70 \pm 02$	$1.62 \pm 0.06$
6066.7715	$15.7 \pm 0.8$	$69 \pm 02$	$1.64 \pm 0.06$
6067.7852	$13.4 \pm 0.7$	$76 \pm 02$	$1.77 \pm 0.06$
6076.7637	$8.7 \pm 0.5$	$83 \pm 03$	$1.55 \pm 0.06$
6077.6816	$1.9 \pm 0.1$	$70 \pm 09$	$1.82 \pm 0.06$
6078.6777	$5.7 \pm 0.3$	$77 \pm 06$	$1.57 \pm 0.06$

TABLE 5—Continued

JD 2450000.00+ (1)	$p_{var}$ (%) (2)	$\theta_{var}$ ( $^{\circ}$ ) (3)	$I_{var}$ (mJy) (4)
6079.6772	$17.6 \pm 1.2$	$87 \pm 03$	$1.42 \pm 0.06$
6306.0034	$21.2 \pm 1.7$	$65 \pm 02$	$1.00 \pm 0.05$
6307.0059	$17.0 \pm 1.2$	$58 \pm 02$	$1.09 \pm 0.05$
6308.9414	$19.8 \pm 1.5$	$71 \pm 02$	$1.10 \pm 0.06$
6333.9443	$18.1 \pm 1.0$	$69 \pm 02$	$1.52 \pm 0.06$
6334.9297	$13.5 \pm 0.9$	$98 \pm 03$	$1.17 \pm 0.06$
6335.9272	$16.0 \pm 1.0$	$58 \pm 03$	$1.45 \pm 0.06$
6336.9209	$15.8 \pm 0.9$	$56 \pm 02$	$1.60 \pm 0.06$
6367.8979	$6.1 \pm 0.2$	$72 \pm 03$	$2.32 \pm 0.07$
6368.8794	$11.0 \pm 0.4$	$120 \pm 02$	$3.19 \pm 0.08$
6369.9614	$4.9 \pm 0.2$	$79 \pm 04$	$2.19 \pm 0.07$
6370.8428	$7.7 \pm 0.3$	$76 \pm 02$	$2.13 \pm 0.07$
6371.9146	$8.5 \pm 0.4$	$61 \pm 03$	$1.98 \pm 0.07$
6392.7231	$7.8 \pm 0.3$	$46 \pm 02$	$2.63 \pm 0.07$
6393.7563	$9.3 \pm 0.3$	$54 \pm 02$	$3.32 \pm 0.08$
6394.7451	$7.0 \pm 0.3$	$73 \pm 02$	$2.72 \pm 0.08$
6423.8062	$33.2 \pm 2.6$	$49 \pm 01$	$1.06 \pm 0.05$
6424.8101	$39.8 \pm 3.5$	$55 \pm 01$	$0.96 \pm 0.05$
6425.7485	$39.7 \pm 3.9$	$59 \pm 01$	$0.84 \pm 0.05$
6426.8042	$34.8 \pm 3.3$	$56 \pm 01$	$0.80 \pm 0.05$
6427.7612	$37.1 \pm 4.8$	$60 \pm 02$	$0.62 \pm 0.05$
6428.7695	$37.2 \pm 4.6$	$58 \pm 02$	$0.63 \pm 0.05$
6429.7881	$43.2 \pm 6.5$	$62 \pm 02$	$0.52 \pm 0.05$

TABLE 6  
PHYSICAL PARAMETERS FOR W COMAE

Parameter	Symbol	Value	Units
Magnetic field intensity	$B$	$0.12 \pm 0.01$	G
Doppler factor	$\delta_D$	$26.7 \pm 0.50$	
Viewing angle of the shock	$\Psi_0$	$70.3 \pm 6.50$	deg
Viewing angle of the jet	$\Phi_0$	$2.02 \pm 0.24$	deg
Emission region size	$r_b$	$2.09 \pm 0.19$	$10^{17}$ cm
Variability timescale	$t_{var}$	$3.32 \pm 0.30$	days

NOTE.—The parameters were calculated using values for the spectral index  $\alpha = 0.88$ , reported by Abdo et al. (2010b); and the bulk Lorentz factor  $\Gamma_j = 20$ , from Acciari et al. (2009).



TABLE 7  
 PHYSICAL PARAMETERS FROM POLARIMETRIC DATA OBTAINED FOR W COMAE

JD 2,450,000+	$\delta(t)$	$\Phi(t)$ ( $^{\circ}$ )	$\Psi(t)$ ( $^{\circ}$ )	$\eta(t)$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
4524.9351	23.5 $\pm$ 0.4	2.41 $\pm$ 0.05	80.0 $\pm$ 1.2	1.168 $\pm$ 0.005
4525.9038	25.0 $\pm$ 0.4	2.22 $\pm$ 0.05	75.5 $\pm$ 1.3	1.166 $\pm$ 0.005
4526.9429	25.5 $\pm$ 0.5	2.16 $\pm$ 0.05	74.1 $\pm$ 1.4	1.230 $\pm$ 0.006
4534.8984	24.7 $\pm$ 0.4	2.26 $\pm$ 0.05	76.5 $\pm$ 1.3	1.175 $\pm$ 0.007
4535.8706	24.8 $\pm$ 0.4	2.24 $\pm$ 0.05	76.1 $\pm$ 1.3	1.172 $\pm$ 0.006
4536.8555	24.0 $\pm$ 0.4	2.34 $\pm$ 0.05	78.5 $\pm$ 1.3	1.147 $\pm$ 0.006
4537.9004	25.4 $\pm$ 0.5	2.18 $\pm$ 0.05	74.5 $\pm$ 1.4	1.097 $\pm$ 0.005
4540.8467	25.0 $\pm$ 0.4	2.22 $\pm$ 0.05	75.5 $\pm$ 1.3	1.208 $\pm$ 0.007
4591.8618	25.7 $\pm$ 0.5	2.14 $\pm$ 0.05	73.4 $\pm$ 1.4	1.092 $\pm$ 0.015
4593.7847	25.0 $\pm$ 0.5	2.22 $\pm$ 0.05	75.5 $\pm$ 1.3	1.127 $\pm$ 0.025
4594.7637	25.1 $\pm$ 0.5	2.20 $\pm$ 0.05	75.1 $\pm$ 1.3	1.068 $\pm$ 0.014
4620.7720	26.5 $\pm$ 0.5	2.04 $\pm$ 0.05	70.9 $\pm$ 1.4	1.071 $\pm$ 0.009
4621.6919	26.7 $\pm$ 0.5	2.02 $\pm$ 0.05	70.3 $\pm$ 1.5	1.041 $\pm$ 0.013
4622.7095	25.8 $\pm$ 0.5	2.13 $\pm$ 0.05	73.2 $\pm$ 1.4	1.111 $\pm$ 0.016
4623.7466	26.0 $\pm$ 0.5	2.11 $\pm$ 0.05	72.6 $\pm$ 1.4	1.160 $\pm$ 0.017
4624.7129	26.3 $\pm$ 0.5	2.07 $\pm$ 0.05	71.5 $\pm$ 1.4	1.219 $\pm$ 0.016
4655.6733	25.2 $\pm$ 0.5	2.19 $\pm$ 0.05	74.9 $\pm$ 1.3	1.070 $\pm$ 0.015
4658.6675	24.0 $\pm$ 0.4	2.34 $\pm$ 0.05	78.5 $\pm$ 1.3	1.046 $\pm$ 0.017
4914.9395	25.0 $\pm$ 0.4	2.22 $\pm$ 0.05	75.5 $\pm$ 1.3	1.187 $\pm$ 0.020
4917.9092	25.5 $\pm$ 0.5	2.16 $\pm$ 0.05	74.1 $\pm$ 1.4	1.127 $\pm$ 0.033
4918.8965	24.2 $\pm$ 0.4	2.32 $\pm$ 0.05	77.9 $\pm$ 1.3	1.155 $\pm$ 0.026
4919.7876	25.2 $\pm$ 0.5	2.19 $\pm$ 0.05	74.9 $\pm$ 1.4	1.095 $\pm$ 0.045
4944.7324	25.1 $\pm$ 0.5	2.20 $\pm$ 0.05	75.1 $\pm$ 1.3	1.355 $\pm$ 0.018
4947.7617	25.0 $\pm$ 0.4	2.22 $\pm$ 0.05	75.5 $\pm$ 1.3	1.150 $\pm$ 0.011
4948.8179	26.0 $\pm$ 0.5	2.10 $\pm$ 0.05	72.4 $\pm$ 1.4	1.154 $\pm$ 0.011
4949.8018	25.3 $\pm$ 0.5	2.19 $\pm$ 0.05	74.7 $\pm$ 1.4	1.112 $\pm$ 0.011
4950.8076	25.8 $\pm$ 0.5	2.13 $\pm$ 0.05	73.2 $\pm$ 1.4	1.081 $\pm$ 0.011
4973.7690	25.0 $\pm$ 0.5	2.22 $\pm$ 0.05	75.5 $\pm$ 1.3	1.154 $\pm$ 0.015
4974.7148	24.9 $\pm$ 0.4	2.23 $\pm$ 0.05	75.7 $\pm$ 1.3	1.156 $\pm$ 0.014
4975.6982	25.4 $\pm$ 0.5	2.18 $\pm$ 0.05	74.5 $\pm$ 1.4	1.147 $\pm$ 0.014
4976.7559	25.1 $\pm$ 0.5	2.20 $\pm$ 0.05	75.1 $\pm$ 1.3	1.114 $\pm$ 0.013
4977.7422	25.1 $\pm$ 0.5	2.21 $\pm$ 0.05	75.3 $\pm$ 1.3	1.134 $\pm$ 0.013
4978.7114	25.7 $\pm$ 0.5	2.14 $\pm$ 0.05	73.4 $\pm$ 1.4	1.099 $\pm$ 0.013
4979.7471	25.0 $\pm$ 0.5	2.22 $\pm$ 0.05	75.5 $\pm$ 1.3	1.162 $\pm$ 0.015
5150.0547	23.4 $\pm$ 0.4	2.41 $\pm$ 0.05	80.2 $\pm$ 1.2	1.299 $\pm$ 0.032
5151.0366	23.4 $\pm$ 0.4	2.41 $\pm$ 0.05	80.2 $\pm$ 1.2	1.279 $\pm$ 0.016
5152.0273	23.5 $\pm$ 0.4	2.41 $\pm$ 0.05	80.0 $\pm$ 1.2	1.259 $\pm$ 0.020
5153.0493	23.7 $\pm$ 0.4	2.37 $\pm$ 0.05	79.2 $\pm$ 1.3	1.285 $\pm$ 0.023
5208.0039	22.2 $\pm$ 0.4	2.56 $\pm$ 0.05	83.6 $\pm$ 1.2	1.237 $\pm$ 0.014

TABLE 7—Continued

JD 2,450,000+	$\delta(t)$	$\Phi(t)$ ( $^{\circ}$ )	$\Psi(t)$ ( $^{\circ}$ )	$\eta(t)$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
5242.9707	20.9 ± 0.4	2.75 ± 0.05	87.5 ± 1.1	1.275 ± 0.012
5244.9531	21.8 ± 0.4	2.62 ± 0.05	84.9 ± 1.1	1.276 ± 0.011
5246.0156	21.2 ± 0.4	2.70 ± 0.05	86.6 ± 1.1	1.267 ± 0.013
5268.9194	21.6 ± 0.4	2.65 ± 0.05	85.5 ± 1.1	1.298 ± 0.015
5269.9004	21.4 ± 0.4	2.68 ± 0.05	86.1 ± 1.1	1.239 ± 0.015
5325.7363	23.1 ± 0.4	2.45 ± 0.05	81.0 ± 1.2	1.166 ± 0.012
5327.7041	22.7 ± 0.4	2.51 ± 0.05	82.3 ± 1.2	1.212 ± 0.011
5328.6836	22.7 ± 0.4	2.50 ± 0.05	82.1 ± 1.2	1.248 ± 0.013
5330.7378	22.0 ± 0.4	2.59 ± 0.06	84.2 ± 1.2	1.294 ± 0.073
5331.7158	22.4 ± 0.4	2.54 ± 0.05	83.1 ± 1.2	1.214 ± 0.011
5361.6836	23.5 ± 0.4	2.41 ± 0.05	80.0 ± 1.2	1.178 ± 0.008
5363.6812	23.9 ± 0.4	2.35 ± 0.05	78.7 ± 1.3	1.207 ± 0.007
5572.9727	23.7 ± 0.4	2.38 ± 0.05	79.4 ± 1.2	1.036 ± 0.010
5574.0107	22.9 ± 0.4	2.47 ± 0.05	81.5 ± 1.2	1.090 ± 0.012
5575.9590	21.7 ± 0.4	2.63 ± 0.05	85.1 ± 1.1	1.077 ± 0.011
5576.9614	21.8 ± 0.4	2.62 ± 0.05	84.8 ± 1.1	1.081 ± 0.011
5577.9614	21.8 ± 0.4	2.62 ± 0.05	84.8 ± 1.1	1.067 ± 0.015
5589.9565	21.2 ± 0.4	2.70 ± 0.05	86.6 ± 1.1	1.152 ± 0.013
5591.0073	20.7 ± 0.4	2.77 ± 0.05	88.1 ± 1.1	1.163 ± 0.014
5593.9365	20.6 ± 0.4	2.78 ± 0.05	88.3 ± 1.1	1.164 ± 0.014
5594.9727	21.5 ± 0.4	2.66 ± 0.05	85.7 ± 1.1	1.158 ± 0.016
5596.9395	21.1 ± 0.4	2.71 ± 0.05	86.8 ± 1.1	1.245 ± 0.015
5622.9556	21.4 ± 0.4	2.67 ± 0.06	85.9 ± 1.3	1.033 ± 0.018
5624.8984	21.1 ± 0.4	2.72 ± 0.05	87.0 ± 1.1	1.095 ± 0.023
5625.9468	21.1 ± 0.4	2.71 ± 0.05	86.8 ± 1.1	1.065 ± 0.023
5653.8945	20.0 ± 0.4	2.86 ± 0.05	89.9 ± 1.1	1.050 ± 0.022
5654.7646	20.1 ± 0.4	2.84 ± 0.05	89.6 ± 1.1	1.079 ± 0.025
5655.8486	20.2 ± 0.4	2.84 ± 0.05	89.4 ± 1.1	1.103 ± 0.022
5656.8237	19.6 ± 0.4	2.92 ± 0.05	89.0 ± 1.0	1.084 ± 0.026
5657.8721	19.9 ± 0.4	2.88 ± 0.05	89.7 ± 1.0	1.077 ± 0.024
5681.7842	19.6 ± 0.4	2.93 ± 0.05	88.8 ± 1.0	1.235 ± 0.031
5682.7051	20.0 ± 0.4	2.87 ± 0.05	89.9 ± 1.0	1.185 ± 0.032
5683.6938	19.6 ± 0.4	2.92 ± 0.05	89.0 ± 1.0	1.149 ± 0.030
5684.7568	20.0 ± 0.4	2.86 ± 0.05	89.9 ± 1.1	1.140 ± 0.027
5686.7358	20.7 ± 0.4	2.77 ± 0.05	88.1 ± 1.1	1.153 ± 0.027
5687.7046	19.8 ± 0.4	2.90 ± 0.05	89.3 ± 1.0	1.144 ± 0.033
5714.6987	20.5 ± 0.4	2.80 ± 0.05	88.7 ± 1.1	1.263 ± 0.023
5715.6777	20.1 ± 0.4	2.85 ± 0.05	89.8 ± 1.1	1.230 ± 0.023
5716.6870	20.0 ± 0.4	2.86 ± 0.05	89.9 ± 1.1	1.121 ± 0.025

TABLE 7—Continued

JD 2,450,000+	$\delta(t)$	$\Phi(t)$ ( $^{\circ}$ )	$\Psi(t)$ ( $^{\circ}$ )	$\eta(t)$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
5911.0654	19.6 $\pm$ 0.4	2.93 $\pm$ 0.05	88.8 $\pm$ 1.1	1.094 $\pm$ 0.072
5975.9062	23.2 $\pm$ 0.4	2.44 $\pm$ 0.05	80.8 $\pm$ 1.2	1.248 $\pm$ 0.015
5976.8892	22.6 $\pm$ 0.4	2.51 $\pm$ 0.05	82.5 $\pm$ 1.2	1.162 $\pm$ 0.014
5977.9287	22.5 $\pm$ 0.4	2.52 $\pm$ 0.05	82.7 $\pm$ 1.2	1.166 $\pm$ 0.049
5978.9404	22.2 $\pm$ 0.4	2.56 $\pm$ 0.05	83.6 $\pm$ 1.2	1.264 $\pm$ 0.070
5979.9141	22.3 $\pm$ 0.4	2.55 $\pm$ 0.05	83.3 $\pm$ 1.2	1.230 $\pm$ 0.042
5980.9102	22.1 $\pm$ 0.4	2.57 $\pm$ 0.05	83.8 $\pm$ 1.2	1.172 $\pm$ 0.040
5981.9204	22.3 $\pm$ 0.4	2.56 $\pm$ 0.05	83.4 $\pm$ 1.2	1.192 $\pm$ 0.025
5998.8442	22.7 $\pm$ 0.4	2.51 $\pm$ 0.05	82.3 $\pm$ 1.2	1.177 $\pm$ 0.018
5999.8525	22.7 $\pm$ 0.4	2.50 $\pm$ 0.05	82.1 $\pm$ 1.2	1.244 $\pm$ 0.028
6000.7764	22.7 $\pm$ 0.4	2.50 $\pm$ 0.05	82.1 $\pm$ 1.2	1.254 $\pm$ 0.028
6001.8345	22.1 $\pm$ 0.4	2.57 $\pm$ 0.05	83.8 $\pm$ 1.2	1.217 $\pm$ 0.028
6002.8120	22.0 $\pm$ 0.4	2.59 $\pm$ 0.05	84.2 $\pm$ 1.2	1.162 $\pm$ 0.032
6015.8677	22.7 $\pm$ 0.4	2.51 $\pm$ 0.05	82.3 $\pm$ 1.2	1.214 $\pm$ 0.035
6016.7876	22.4 $\pm$ 0.4	2.54 $\pm$ 0.05	83.1 $\pm$ 1.2	1.268 $\pm$ 0.039
6017.7759	23.1 $\pm$ 0.4	2.45 $\pm$ 0.05	81.0 $\pm$ 1.2	1.181 $\pm$ 0.032
6018.7812	25.0 $\pm$ 0.5	2.22 $\pm$ 0.05	75.5 $\pm$ 1.3	1.247 $\pm$ 0.034
6019.7627	25.0 $\pm$ 0.5	2.22 $\pm$ 0.05	75.5 $\pm$ 1.3	1.130 $\pm$ 0.025
6033.8276	23.4 $\pm$ 0.4	2.41 $\pm$ 0.05	80.2 $\pm$ 1.2	1.205 $\pm$ 0.024
6034.7617	23.1 $\pm$ 0.4	2.46 $\pm$ 0.05	81.2 $\pm$ 1.2	1.235 $\pm$ 0.027
6035.8008	22.6 $\pm$ 0.4	2.51 $\pm$ 0.05	82.5 $\pm$ 1.2	1.309 $\pm$ 0.043
6036.7754	22.7 $\pm$ 0.4	2.51 $\pm$ 0.05	82.3 $\pm$ 1.2	1.315 $\pm$ 0.032
6037.7476	22.1 $\pm$ 0.4	2.58 $\pm$ 0.05	84.0 $\pm$ 1.2	1.312 $\pm$ 0.034
6038.8135	23.2 $\pm$ 0.4	2.44 $\pm$ 0.05	80.8 $\pm$ 1.2	1.349 $\pm$ 0.027
6040.7241	22.3 $\pm$ 0.4	2.55 $\pm$ 0.05	83.3 $\pm$ 1.2	1.237 $\pm$ 0.024
6041.7822	22.1 $\pm$ 0.4	2.58 $\pm$ 0.05	84.0 $\pm$ 1.2	1.214 $\pm$ 0.023
6044.7788	23.2 $\pm$ 0.4	2.44 $\pm$ 0.05	80.8 $\pm$ 1.2	1.230 $\pm$ 0.024
6045.7075	23.0 $\pm$ 0.4	2.46 $\pm$ 0.05	81.4 $\pm$ 1.2	1.274 $\pm$ 0.031
6046.7012	22.7 $\pm$ 0.4	2.50 $\pm$ 0.05	82.1 $\pm$ 1.2	1.289 $\pm$ 0.033
6047.6948	22.4 $\pm$ 0.4	2.54 $\pm$ 0.05	83.1 $\pm$ 1.2	1.261 $\pm$ 0.036
6062.7588	21.2 $\pm$ 0.4	2.69 $\pm$ 0.05	86.4 $\pm$ 1.1	1.315 $\pm$ 0.017
6063.7954	21.0 $\pm$ 0.4	2.73 $\pm$ 0.05	87.2 $\pm$ 1.1	1.321 $\pm$ 0.017
6064.8013	20.1 $\pm$ 0.4	2.85 $\pm$ 0.05	89.8 $\pm$ 1.1	1.300 $\pm$ 0.021
6065.7554	19.6 $\pm$ 0.4	2.92 $\pm$ 0.05	89.0 $\pm$ 1.0	1.266 $\pm$ 0.021
6066.7715	19.7 $\pm$ 0.4	2.91 $\pm$ 0.05	89.1 $\pm$ 1.0	1.230 $\pm$ 0.019
6067.7852	20.0 $\pm$ 0.4	2.86 $\pm$ 0.05	89.9 $\pm$ 1.0	1.194 $\pm$ 0.016
6076.7637	19.4 $\pm$ 0.4	2.95 $\pm$ 0.05	88.4 $\pm$ 1.0	1.124 $\pm$ 0.021
6077.6816	20.1 $\pm$ 0.4	2.84 $\pm$ 0.05	89.6 $\pm$ 1.1	1.040 $\pm$ 0.021
6078.6777	19.5 $\pm$ 0.4	2.94 $\pm$ 0.05	88.6 $\pm$ 1.0	1.087 $\pm$ 0.026

TABLE 7—Continued

JD 2,450,000+	$\delta(t)$	$\Phi(t)$ ( $^{\circ}$ )	$\Psi(t)$ ( $^{\circ}$ )	$\eta(t)$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
6079.6772	$19.1 \pm 0.4$	$3.01 \pm 0.05$	$87.3 \pm 1.0$	$1.249 \pm 0.031$
6306.0034	$17.7 \pm 0.3$	$3.22 \pm 0.05$	$83.4 \pm 1.0$	$1.311 \pm 0.029$
6307.0059	$18.0 \pm 0.3$	$3.17 \pm 0.05$	$84.2 \pm 1.0$	$1.246 \pm 0.026$
6308.9414	$18.0 \pm 0.3$	$3.16 \pm 0.05$	$84.4 \pm 1.0$	$1.289 \pm 0.026$
6333.9443	$19.3 \pm 0.4$	$2.96 \pm 0.05$	$88.1 \pm 1.0$	$1.267 \pm 0.017$
6334.9297	$18.3 \pm 0.3$	$3.12 \pm 0.05$	$85.1 \pm 1.0$	$1.174 \pm 0.025$
6335.9272	$19.2 \pm 0.4$	$2.99 \pm 0.05$	$87.6 \pm 1.0$	$1.233 \pm 0.027$
6336.9209	$19.6 \pm 0.4$	$2.93 \pm 0.05$	$88.8 \pm 1.0$	$1.230 \pm 0.019$
6367.8979	$21.3 \pm 0.4$	$2.68 \pm 0.05$	$86.2 \pm 1.1$	$1.092 \pm 0.011$
6368.8794	$23.0 \pm 0.4$	$2.46 \pm 0.05$	$81.4 \pm 1.2$	$1.159 \pm 0.011$
6369.9614	$21.0 \pm 0.4$	$2.72 \pm 0.05$	$87.0 \pm 1.1$	$1.075 \pm 0.014$
6370.8428	$20.9 \pm 0.4$	$2.74 \pm 0.05$	$87.4 \pm 1.1$	$1.114 \pm 0.014$
6371.9146	$20.6 \pm 0.4$	$2.79 \pm 0.05$	$88.4 \pm 1.1$	$1.126 \pm 0.018$
6392.7231	$22.0 \pm 0.4$	$2.60 \pm 0.05$	$84.3 \pm 1.1$	$1.113 \pm 0.010$
6393.7563	$23.2 \pm 0.4$	$2.44 \pm 0.05$	$80.7 \pm 1.2$	$1.140 \pm 0.010$
6394.7451	$22.1 \pm 0.4$	$2.58 \pm 0.05$	$83.9 \pm 1.2$	$1.106 \pm 0.010$
6423.8062	$17.9 \pm 0.3$	$3.19 \pm 0.05$	$83.9 \pm 1.0$	$1.519 \pm 0.036$
6424.8101	$17.5 \pm 0.3$	$3.25 \pm 0.05$	$82.9 \pm 1.0$	$1.662 \pm 0.049$
6425.7485	$17.1 \pm 0.3$	$3.32 \pm 0.06$	$81.5 \pm 0.9$	$1.655 \pm 0.053$
6426.8042	$16.9 \pm 0.3$	$3.35 \pm 0.06$	$81.1 \pm 0.9$	$1.543 \pm 0.041$
6427.7612	$16.1 \pm 0.3$	$3.50 \pm 0.06$	$78.7 \pm 0.9$	$1.575 \pm 0.065$
6428.7695	$16.1 \pm 0.3$	$3.49 \pm 0.06$	$78.8 \pm 0.9$	$1.578 \pm 0.059$
6429.7881	$15.6 \pm 0.3$	$3.59 \pm 0.06$	$77.2 \pm 0.9$	$1.689 \pm 0.085$

NOTE.—Values estimated for W Comae with spectral index  $\alpha=0.88$  from Abdo et al. (2010b). Col. (1): Julian Day; Col. (2): Doppler factor; Col. (3): Angle between the line of sight and jet axis; Col. (4): Viewing angle of the shock; Col. (5): Ratio of the density in the shocked region with respect to unshocked region.



# Capítulo 6

## Conclusiones y Trabajo Futuro

### 6.1. Discusión y Conclusiones

Del análisis fotopolarimétrico realizado en la banda- $R$  para los blázares 1ES 1959+650 y ON 231 (W Comae), encontramos que ambos objetos muestran abrigantamientos de largo período, con escalas de tiempo de meses, mientras la escala mínima de variabilidad es del orden de días. En general, no se observa correlación entre el flujo y el grado de polarización lineal, excepto en algunos abrigantamientos. No obstante, esta correlación ocurre de manera aleatoria para cada objeto. En síntesis, la variabilidad entre el flujo y el grado de polarización, presenta tres posibles comportamientos: 1) en la mayoría de los eventos, no se observa correlación alguna entre el flujo y el grado de polarización; 2) en caso de existir correlación, el máximo grado de polarización lineal se observa en el momento del máximo brillo con escalas de variabilidad del orden de días; 3) el flujo y el grado de polarización pueden anti-correlacionar, principalmente en estados de baja actividad. Respecto al ángulo de polarización (EVPA), no se observa correlación entre flujo y el EVPA, ni entre el grado de polarización y el EVPA. Esto nos indica que el campo magnético en la zona de emisión presenta diferentes características, de tal modo que la polarización observada puede ser ocasionada, por ejemplo, por múltiples componentes de emisión con diferentes geometrías de campo magnético.

La presencia de una posición preferencial del EVPA paralela al eje del jet, implica la existencia de una componente del campo magnético, dominando perpendicularmente al eje del jet. Para el blázar-TeV 1ES 1959+650 (ver Figura 6.1), el EVPA presenta una posición preferencial  $\sim 150^\circ$ , congruente con el ángulo de posición proyectado del radio-jet a 43 GHz, reportado por Piner et al. (2010). Este resultado puede explicarse si se supone que la suma resultante de las componentes del campo magnético en la región de emisión, presenta una dirección alineada perpendicularmente al eje del jet.

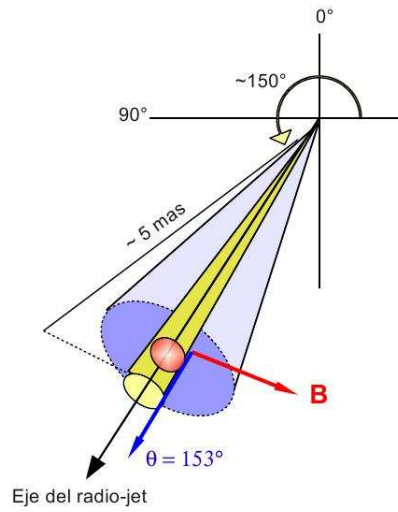


Figura 6.1: Esquema del jet para 1ES 1959+650 con una estructura espina-capa (*spine-sheath*). En el abrillantamiento observado el 19 de junio del 2009, el ángulo de polarización en el óptico,  $\theta \sim 153^\circ$ , se alinea con el ángulo de posición proyectado del radio-jet a 43 GHz.

Una rotación gradual del EVPA no puede producirse directamente por un jet dominado por materia con simetría axial uniforme, ya que cualquier compresión en el plasma del jet, debería cambiar el grado de polarización, pero no un cambio gradual del EVPA. La rotación refleja un campo magnético con distribución asimétrica al eje del jet, la cual puede presentarse por un vaivén del jet a lo largo de la línea de visión, o por una trayectoria curva del patrón de emisión, como en el caso de un jet helicoidal (e.g. Abdo et al. 2010). Para el blázar ON 231, se observa una rotación del EVPA asociada con un abrillantamiento en la banda- $R$ , coincidente con un estallido en rayos- $\gamma$ . De las observaciones en radio a 1.6 GHz

y 5 GHz (Massaro et al. 2001), el jet de ON 231 presenta una estructura helicoidal, con un ángulo de posición  $\theta_{jet} \sim 110^\circ$ , por lo que la rotación observada del EVPA en este objeto, manifiesta una trayectoria curva de la región de emisión, ver Figura 6.2. Este resultado puede explicarse suponiendo la presencia de un choque transversal, en el momento que el ángulo de visión del jet alcanza su mínimo valor, es decir, cuando la dirección de la normal del plano del choque está casi alineada al observador. En estados de baja actividad, ON 231 presenta una posición preferencial  $\sim 65^\circ$ , aumentando a  $\sim 116^\circ$  en abrillantamientos de larga duración (semejante al ángulo de posición del radio-jet). Por lo tanto, el comportamiento observado del EVPA en ON 231, puede interpretarse en el contexto de un jet helicoidal.

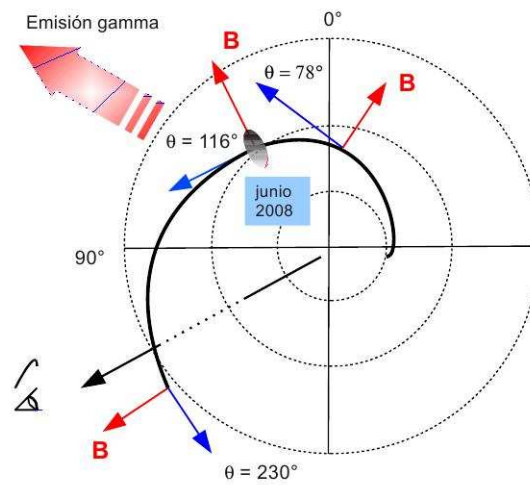


Figura 6.2: Esquema del jet con estructura helicoidal para W Comae. El ángulo de polarización,  $\theta$ , rota de  $78^\circ$  a  $230^\circ$ , evidenciando una trayectoria curva de la zona de emisión en el óptico. En junio 2008, se presenta un estallido de rayos gamma, cuando el ángulo de polarización alcanza un valor de  $\theta \sim 116^\circ$ , cercano al ángulo de posición proyectado del radio-jet  $\sim 110^\circ$ .

Estudios teóricos (e.g. Acciari et al. 2009; Ghisellini et al. 1998; Tagliaferri et al. 2000) muestran que los modelos SSC y SSC+ERC ajustan bien la SED de la mayoría de los objetos BL Lac. En particular, para 1ES 1959+650 (HBL) y ON 231 (IBL), la componente sincrotrón se reproduce satisfactoriamente con los modelos SSC (ver Figura 6.3). Suponiendo que los abrillantamientos en óptico son producidos por choques en el jet, entonces



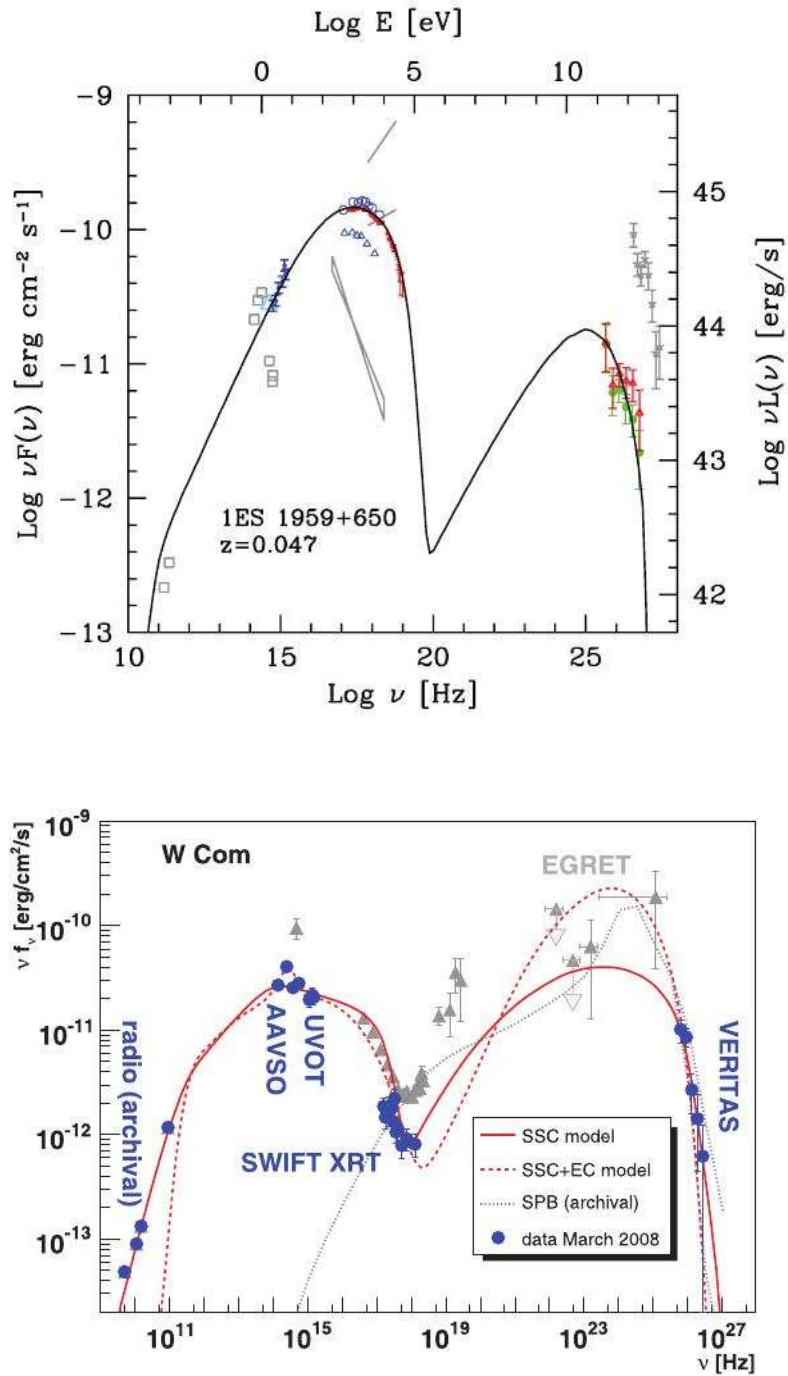


Figura 6.3: La componente sincrotrón de la SED en la mayoría de objetos BL Lac, es bien modelada con SSC. Panel superior: modelo SSC para 1ES 1959+650, datos de mayo 2006 (Tagliaferri et al. 2008). Panel inferior: modelos SSC y SSC+ERC para ON 231 (W Comae), datos de marzo 2008 (Acciari et al. 2008).

éstos pueden modelarse con una burbuja esférica de radio,  $r_b$ , que se desplaza a lo largo del jet con un factor de Lorentz,  $\Gamma_j$ . Así, de los datos fotopolarimétricos, es posible estimar algunos parámetros físicos asociados al jet relativista. En general, el flujo observado de radiación polarizada generada en el jet, es afectado por la radiación de la galaxia huésped, por lo que nuestros datos fotopolarimétricos (para ambos blázares) fueron corregidos por esta contribución (ver Apéndice B).

De los resultados más importantes en esta tesis, pueden destacarse los siguientes:

1. Utilizando la técnica de los parámetros de Stokes para cada uno de los blázares, inferimos la presencia de dos componentes sincrotrón ópticamente delgadas, con propiedades polarimétricas diferentes. En el blázar 1ES 1959+650, la componente estable con polarización constante domina sobre la componente variable, por lo que el comportamiento de la radiación polarizada puede interpretarse de acuerdo al modelo *spine-sheath*. En el blázar ON 231, la componente variable domina sobre la componente estable, por lo que la variabilidad del flujo polarizado puede explicarse suponiendo que el patrón de emisión se mueve en una trayectoria helicoidal.
2. El EVPA de 1ES 1959+650 en la banda del óptico, presenta una posición preferencial, congruente con el ángulo de posición proyectado del radio-jet a 43 GHz. Este resultado sugiere que las zonas de emisión en óptico y radio posiblemente sean co-espaciales, compartiendo las mismas características de campo magnético. La rotación del EVPA en el blázar ON 231 durante el primer abrillantamiento, coincidente con un estallido en rayos- $\gamma$ , manifiesta que las regiones de emisión en óptico y gamma pueden ser co-espaciales, con un campo magnético altamente ordenado en ambas zonas de emisión.
3. De acuerdo al análisis fotométrico, la variabilidad del flujo observado en el blázar 1ES 1959+650 puede explicarse con el modelo de *choque estacionario*. Mientras que para el blázar ON 231, la variabilidad observada se puede interpretar como un *choque transversal* a la dirección del jet, ordenando las líneas del campo magnético paralelamente al plano del choque.

Para concluir este trabajo, presento a continuación un resumen de los resultados más relevantes para cada objeto:

### **1ES 1959+650**

Durante la campaña de observación (octubre 2007–mayo 2011), el objeto presentó dos brillantamientos, uno en 2009 y otro en 2010. La escala mínima de variabilidad encontrada fue de 10 días; la máxima variación de flujo de 1.12 mag. El objeto presentó un grado máximo de polarización lineal de 12.2%; un ángulo de polarización preferencial de  $\sim 153^\circ$ , con variaciones entre  $10^\circ$  y  $50^\circ$ ; y una componente estable con grado de polarización constante de 4%. De los datos polarimétricos, obtenemos el factor Doppler para el flujo máximo observado ( $\delta_D \sim 23$ ); el ángulo del jet respecto al observador ( $\Phi = 2^\circ.35$ ); el tamaño de la región de emisión ( $r_b \approx 5.6 \times 10^{17}$  cm); la intensidad del campo magnético ( $B = 0.06$  Gauss); y la longitud de coherencia del campo magnético ( $l_B = 1.3 \times 10^{17}$  cm). Se estimó una distancia recorrida por el choque de  $r_s = 1.3 \times 10^{17}$  cm. Un importante resultado para esta fuente, es la posición del ángulo de polarización ( $\sim 153^\circ$ ), el cual concuerda con el ángulo de posición del radio-jet encontrado a 43 GHz (Piner et al. 2010), indicando que ambas regiones de emisión comparten las mismas características del campo magnético, por lo que se puede inferir que las regiones de emisión en radio y óptico muy probablemente sean co-espaciales. Observamos también, que la longitud de coherencia  $l_B$  es similar a la distancia recorrida por el choque  $r_s$ , sugiriendo una conexión entre las variaciones del grado de polarización con los cambios espaciales del campo magnético.

### **ON 231 (W Comae)**

De la curva de luz, puede observarse que este blázar presentó una fuerte actividad en óptico, con cuatro posibles brillantamientos durante la campaña de observación (febrero 2008–mayo 2013) y con periodicidad de 0.9 años, similar a lo encontrado en trabajos previos (Liu et al. 1995). Sin embargo, el nivel promedio del flujo disminuye  $\sim 3$  mJy en 5.2 años. La escala mínima de variabilidad observada en este objeto es de 3.3 días, con una máxima variación de brillo de 2.27 mag. El grado máximo de polarización lineal observado fue de 34%. Un resultado observacional importante es la rotación que sufre el ángulo de polarización  $\Delta\theta \sim 150^\circ$  durante en el primer brillantamiento, coincidente con

un estallido en rayos- $\gamma$  presentado el 8 de junio de 2008. La asociación directa del estallido en rayos- $\gamma$  con el cambio continuo del ángulo de polarización, sugiere co-espacialidad de las regiones de emisión óptica y gamma, evidenciando la presencia de un campo magnético altamente ordenado en ambas zonas de emisión (e.g. Abdo et al. 2010). Del análisis de los parámetros de Stokes, inferimos la presencia de dos componentes sincrotrón ópticamente delgadas con características polarimétricas diferentes. Una variable y otra estable, esta última con grado de polarización lineal constante de  $\sim 11\%$ . Suponiendo un choque transversal al jet, estimamos un ángulo de visión del jet de  $\Phi = 2^\circ.0$ ; una intensidad del campo magnético de  $B=0.12$  G; y una cota superior para el tamaño de la región de emisión de  $r_b \leq 2 \times 10^{17}$  cm. Además, se encuentra que el factor Doppler varía en el intervalo de valores  $\delta_D \sim 16-27$ . ON 231 presentó abrillantamientos con escalas de variabilidad de días y semanas, sobrepuestas a abrillantamientos de largo período con escalas de  $\sim 2-3$  meses. Suponiendo una estructura helicoidal del jet, la variabilidad de larga duración puede estar relacionada con variaciones del factor Doppler debido a diferentes inclinaciones del jet respecto a la línea de visión. Mientras los abrillantamientos de corta duración (días y semanas), pueden estar relacionados a choques internos en el jet.

Finalmente, de los resultados obtenidos para ambos objetos, notamos que el blázar 1ES 1959+650, tipo HBL, presenta un grado máximo de polarización lineal de  $12\%$ , mientras el blázar ON 231, tipo IBL, presenta un grado máximo de polarización lineal del  $34\%$ . Este resultado concuerda con lo encontrado por Ulrich et al. (1997). A saber, que los objetos tipo IBL muestran un grado de polarización mayor que los HBL. Sin embargo, este resultado no puede generalizarse sólo por lo encontrado en estas dos fuentes. Por otro lado, las fuentes seleccionadas son clase BL Lac, y ambas presentan dos componentes sincrotrón ópticamente delgadas, una estable y otra variable, donde la componente estable muestra un grado de polarización lineal constante. Igualmente, este resultado no puede generalizarse, es decir, si la variabilidad del flujo polarizado en todas las fuentes clase BL Lac, puede explicarse con el modelo de dos componentes. Este tema será estudio para un trabajo a futuro.

## 6.2. Trabajo Futuro

1. La variabilidad en el grado de polarización puede deberse a cambios en el campo magnético (intensidad y/o dirección), y/o cambios en la densidad de partículas responsables de la emisión polarizada. Con el fin de conocer las causas de variabilidad en óptico, un trabajo futuro puede ser el monitoreo fotopolarimétrico de algunos blázares en las diferentes bandas  $I$ ,  $R$ ,  $V$ , y  $B$  (cuasi-simultáneas), para poder así investigar el comportamiento de la polarización con la frecuencia, y estimar la fuente de la variabilidad observada. En particular, se ha propuesto que observaciones simultáneas fotopolarimétricas en las bandas del óptico pueden contribuir de manera significativa a entender cómo se correlaciona la inyección de partículas en el jet relativista con las variaciones del campo magnético.
2. Imágenes en radio muestran que los jets hacia el observador presentan alta polarización, mientras los contra-jets sufren mayor depolarización. Una posible explicación es que la depolarización observada en el contra-jet, pueda deberse a *rotación Faraday* por el halo. Sin embargo, para poder conocer su efecto es necesario hacer un monitoreo polarimétrico extenso y con polarizadores más sensibles para detectar polarización circular, ya que estos objetos presentan valores  $\leq 1\%$  (ver Jones 1988).
3. En particular, se sabe que los LBL son más polarizados que los HBL (Ulrich et al. 1997), y esto pudiera deberse al hecho de que los LBL presentan un jet cuyo ángulo de visión está más alineado al observador. En ese caso, los HBL tendrían sus jets más proyectados hacia el plano del cielo. Sin embargo, a la fecha no existe un estudio sistemático en polarización de una población estadísticamente significativa de blázares para sustentarlo. Gracias al Proyecto-SPM se tiene un monitoreo a largo plazo de 37 objetos, con la posibilidad de hacer un análisis polarimétrico de toda la muestra y poder así establecer la validez de la hipótesis anteriormente expuesta. Del mismo modo, con esta muestra se puede analizar para qué clase de objetos (sean BL Lac o FSRQ), la variabilidad del flujo polarizado puede explicarse en el contexto de dos componentes.

4. Uno de los grandes retos en el estudio de blázares, es el conocimiento de los procesos físicos que intervienen en la generación de emisión en las diferentes componentes de los AGN, como son el jet, el disco de acrecimiento, la región de líneas anchas (BLR), el toro de polvo, etc. La correlación de la variabilidad de flujo entre las diferentes bandas del espectro electromagnético, es una poderosa herramienta para caracterizar la región de emisión, así como los procesos de aceleración de partículas para la generación de altas energías. En el caso de jets relativistas, es de suma importancia conocer la distancia a lo largo del jet, respecto al hoyo negro, en donde se genera la emisión de cada banda energética, desde radio hasta rayos- $\gamma$ . Para este fin es necesario un monitoreo multifrecuencia cuasi-simultáneo para cada objeto, y conocer la correlación de la variabilidad entre las diferentes bandas de energía de la SED. Crear y coordinar este tipo de proyecto en México es una tarea titánica, no obstante, la base de datos que genera el Proyecto-SPM, permite establecer una plataforma a otras bandas de energía. En particular, el estudio de correlación de variabilidad fotopolarimétrica entre las bandas del óptico con las bandas en milimétrico, Infra-Rojo, y con flujos en altas energías MeV y TeV, es posible gracias al potencial existente de telescopios mexicanos, tales como el GTM (Gran Telescopio Milimétrico), el proyecto RATIR (Re-ionization and Transients InfraRed camera), el proyecto HAWC (High Altitude Water Cherenkov). Así también, con el acceso a información de datos en telescopios satelitales, como por ejemplo, *FERMI*. De este modo, un proyecto ambicioso a futuro, sería la conformación de un equipo de investigación inter-institucional, cuya coordinación de observaciones simultáneas con los diferentes tipos de telescopios, podría generar importantes resultados, dando así una valiosa aportación al conocimiento del fenómeno blázar.



# Apéndice A

## Compton-inverso: Modelos SSC y ERC

Los modelos más utilizados para explicar el mecanismo de emisión en altas energías en objetos BL Lac, son los modelos sincrotrón auto-Compton (SSC), y los modelos Compton-inverso de radiación externa (ERC). El llamado modelo SSC de una zona homogénea de emisión, consiste en suponer que la misma población de electrones que producen fotones sincrotrón dispersan a estos mismos a altas energías mediante el proceso Compton-inverso. La frecuencia pico sincrotrón  $\nu_{pico}^{sinc}$  y la frecuencia pico Compton  $\nu_{pico}^C$ , pueden usarse para relacionar el campo magnético con la energía máxima del electrón  $\gamma m_e c^2$ .

### Modelos sincrotrón auto-Compton: SSC

En el caso de radiación sincrotrónica, la energía de los fotones emitidos es pequeña comparada con la energía del electrón, por lo que el tratamiento clásico es adecuado. Sin embargo, en el proceso Compton-inverso no ocurre lo mismo, debido a que en ciertos eventos, el régimen “Klein-Nishina” resulta ser importante. De este modo, es conveniente dividir nuestro estudio en dos partes: 1) en el régimen clásico o Thomson; y 2) en el régimen Klein-Nishina. El régimen de la dispersión está determinado por el valor de la invariante de  $\epsilon'_s = \gamma \epsilon_s (1 - \beta_e \mu_s)$ , el cual es la energía adimensional del fotón dispersado en el sistema de referencia del electrón con energía  $\gamma$ . Se define el régimen Thomson cuando



$\epsilon'_s \ll 1$ , y el régimen Klein-Nishina cuando  $\epsilon'_s \gg 1$ . El ángulo de dispersión del fotón en el sistema de referencia del electrón es  $\mu'_s = (\mu_s - \beta_e)/(1 - \beta_e \mu_s)$ , donde  $\mu_s = \cos \theta_s$  y  $\mu'_s = \cos \theta'_s$ . La sección transversal total de Compton está dada por (Dermer & Menon 2009)

$$\begin{aligned} \sigma_C(\epsilon) &= \sigma_T [1 - 2\epsilon + \frac{26}{5}\epsilon^2 + \mathcal{O}(\epsilon^3)] & \text{para } \epsilon \ll 1, \\ \sigma_C(\epsilon) &= \pi r_e^2 \epsilon^{-1} [\ln(2\epsilon) + \frac{1}{2} + \mathcal{O}(\epsilon^{-1})] & \text{para } \epsilon \gg 1. \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

### *Régimen Thomson*

Para colisiones que ocurren en el régimen Thomson, el método es muy similar al usado para radiación sincrotrónica. La tasa de pérdida de energía del electrón, con factor de Lorentz  $\gamma$ , está dada por (Mastichiadis & Kirk 1995)

$$\mathcal{L}_T^{SSC}(\gamma) = \frac{4}{3} \frac{\partial}{\partial \gamma} (\gamma^2 n_e(\gamma)) \int_0^{\epsilon_T} d\epsilon' \epsilon' n_\gamma(\epsilon') \xrightarrow{\gamma \gg 1} \frac{4}{3} c \sigma_T u_T \gamma^2, \quad (\text{A.2})$$

donde  $u_T = \int_0^{\epsilon_T} d\epsilon' \epsilon' n_\gamma(\epsilon')$ , es la densidad de fotones blanco con energías  $\epsilon < \epsilon_T \approx 3/4\gamma$ ; y  $n_\gamma(\epsilon')$  la densidad adimensional de fotones.

Por otro lado, la fuente de fotones SSC en el régimen Thomson está dada por

$$\mathcal{Q}_T^{SSC}(\epsilon) = \frac{\sqrt{3}}{4} \int_0^{\min[3/4\epsilon, 3\epsilon/4]} d\epsilon' \epsilon'^{-1/2} \epsilon^{-1/2} n_e(\sqrt{3\epsilon/4\epsilon'}) n_\gamma(\epsilon'). \quad (\text{A.3})$$

Los fotones a frecuencias  $\nu^{sinc}$  dominan la densidad de energía de los fotones blanco, y la potencia Compton-inverso en el régimen Thomson será dominada por los fotones a frecuencias  $\nu^C$ , producidos en la dispersión entre los electrones y los fotones con frecuencias  $\nu^{sinc}$ , es decir:

$$\nu_{pico}^C = \gamma^2 \nu_{pico}^{sinc}. \quad (\text{A.4})$$

Así, conociendo la frecuencia pico sincrotrón (ecuación 3.15), y la frecuencia pico Compton, podemos estimar la intensidad del campo magnético en el régimen Thomson, como (Tavecchio et al. 1998):

$$B \approx \frac{(\nu_{pico}^{sinc})^2}{2.8 \times 10^6 \nu_{pico}^C} \frac{1+z}{\delta_D}. \quad (\text{A.5})$$

### *Régimen Klein-Nishina*

Fotones con energías  $\epsilon > \epsilon_T \approx 3/4\gamma$  interactuarán con electrones de energía  $\gamma$  en el régimen

Klein-Nishina. El tratamiento en este caso es más complejo. Supongamos que un electrón pierde toda su energía durante una colisión, y se reúne a la población de partículas frías. Entonces, la sección transversal está dada, aproximadamente, por  $\sigma(\epsilon') \simeq \sigma_T/\epsilon'$ , donde  $\epsilon' = \gamma\epsilon$ . Por lo tanto, la tasa de pérdida de electrones resulta

$$\mathcal{L}_{KN}^{SSC}(\gamma) = \frac{n_e(\gamma)}{\gamma} \int_{\epsilon_T}^{\infty} d\epsilon' \frac{n_\gamma(\epsilon')}{\epsilon'} , \quad (\text{A.6})$$

donde  $n_e(\gamma)$ , es la densidad adimensional de electrones con energía  $\gamma$ .

La fuente de fotones SSC en el régimen Klein-Nishina está dada por (Mastichiadis & Kirk 1995):

$$\mathcal{Q}_{KN}^{SSC}(\epsilon) = n_e(\epsilon) \int_{3/4\epsilon}^{\infty} d\epsilon' (\epsilon \epsilon')^{-1} n_\gamma(\epsilon') . \quad (\text{A.7})$$

Por otro lado, en el régimen Klein-Nishina, la frecuencia pico Compton está dada por (Ghisellini et al. 1998; Mastichiadis & Kirk 1997):

$$\nu_{pico}^C = \frac{m_e c^2}{h} \delta_D \gamma_e , \quad (\text{A.8})$$

para la cual debe cumplirse que

$$(\nu_{pico}^{sinc} \nu_{pico}^C)^{1/2} > m_e c^2 / h \approx 10^{20} \text{ Hz} . \quad (\text{A.9})$$

Típicamente en objetos HBL,  $\nu_{pico}^{sinc} \sim 10^{18}$  Hz, y  $\nu_{pico}^C \sim 10^{27}$  Hz durante fases de baja actividad (Levinson 2006), por lo que de las expresiones (A.8) y (A.9) el campo magnético puede estimarse como

$$B \approx 5 \times 10^{-3} \delta_D (\nu_{pico}^C / 10^{27} \text{ Hz})^{-2} (\nu_{pico}^{sinc} / 10^{18} \text{ Hz}) \text{ Gauss} . \quad (\text{A.10})$$

### Modelos Compton-inverso de Radiación Externa: ERC

De los diferentes modelos propuestos para explicar el origen de la radiación en altas energías, se encuentra el modelo Compton-inverso de radiación externa (ERC, *External Radiation inverse-Compton*). En este modelo, los electrones que producen radiación sincrotrónica dentro del jet, dispersan a fotones de un campo externo de radiación, mediante el proceso Compton-inverso. Los fotones externos pueden provenir del disco de acrecimiento (Dermer et al. 1992; Dermer & Schlickeiser 1993); del gas y polvo de los alrededores del jet (Sikora et al. 1994); de la región de líneas anchas, BLR, (Ghisellini & Madau 1996).

Para este estudio, usaremos el modelo de una burbuja homogénea con volumen  $V'_b$  y radio  $r'_b$ , moviéndose a lo largo del jet con factor Lorentz  $\Gamma$ . Además, supondremos que los electrones relativistas, con factor de Lorentz  $\gamma$ , son enfriados por dispersión Compton por fotones externos con una distribución en ley de potencias. Debido a que la sección transversal en el régimen Klein-Nishina declina con la energía, sólo una fracción de fotones externos enfriarán eficientemente a los electrones relativistas, por lo que el proceso de dispersión lo trataremos únicamente en el régimen de Thomson. En el sistema de referencia de la burbuja, la emisividad de dispersión Compton está dada por (Dermer 1995)

$$\dot{n}_C(\epsilon, \Omega) = c \int_0^\infty d\epsilon' \oint d\Omega' \int_1^\infty d\gamma \oint d\Omega_e (1 - \beta \cos \psi) n_\gamma(\epsilon', \Omega') n_e(\gamma, \Omega_e) \sigma(\epsilon, \Omega; \epsilon', \Omega') , \quad (\text{A.11})$$

donde  $\psi$  es el ángulo entre el fotón incidente y la dirección del electrón;  $n_\gamma(\epsilon', \Omega')$  y  $n_e(\gamma, \Omega_e)$  son la densidad de distribución espectral de fotones y la densidad de electrones, respectivamente.

Sea  $u_{ext}^*$  la densidad de energía del campo externo de radiación. Si el campo externo se supone monocromático con energía por fotón  $\epsilon^*$ , entonces en el sistema de referencia de la burbuja,  $\epsilon' = \Gamma\epsilon^*$ , y  $u'_{ext} = \Gamma^2 u_{ext}^*$ . Cada electrón en la burbuja, dispersa fotones en la dirección del electrón dispersor a energía  $\gamma^2 \epsilon' (1 + \mu_e)$ , donde  $\mu_e = \cos \theta_e$ , y  $\theta_e$  el ángulo entre la dirección de movimiento del electrón y el movimiento de la burbuja. Resolviendo la función- $\delta$  para la emisividad,<sup>1</sup> se obtiene (ver, Dermer 1995)

$$\dot{n}_C(\epsilon, \Omega) \cong \frac{c\sigma_T u_{ext}^*}{2\epsilon^{*2} m_e c^2} \left( \frac{\Gamma\epsilon^*(1 + \mu)}{\epsilon} \right)^{1/2} n_e \left[ \left( \frac{\epsilon}{\Gamma\epsilon^*(1 + \mu)} \right)^{1/2}, \Omega \right] . \quad (\text{A.12})$$

donde  $\mu = \cos \Phi$ , con  $\Phi$  el ángulo entre la dirección de movimiento de la burbuja y la línea de visión.

Sabiendo que (ver ecuación 3.5):

$$\dot{n}_C(\epsilon, \Omega) \equiv j_C(\epsilon, \Omega) / \epsilon m_e c^2 , \quad \text{y} \quad F_\epsilon(\epsilon; \Omega) = \delta_D^3 \frac{(1+z)V_b}{d_D^2} j_C(\epsilon, \Omega) , \quad (\text{A.13})$$

---

<sup>1</sup>Para más detalles de la función- $\delta$ , puede consultarse Dermer & Menon (2009).

encontramos la densidad de flujo observado,  $F_\epsilon$ , en función de la densidad de energía de un campo externo de fotones,  $u_{ext}^*$ , para una distribución isotrópica de electrones con ley de potencias  $n_e(\gamma, \Omega) = k_e \gamma^{-p}/4\pi$ , en el intervalo  $\gamma_1 \leq \gamma \leq \gamma_2$ :

$$F_\epsilon^C(\epsilon; \Omega) = \delta_D^{4+2\alpha} \frac{c\sigma_T k_e V_b'}{8\pi d_L^2 \epsilon^*} u_{ext}^* (1+z)^{1-\alpha} \left( \frac{1+\mu}{1+\beta} \right)^{1+\alpha} \left( \frac{\epsilon}{\epsilon^*} \right)^{-\alpha}, \quad (\text{A.14})$$

para

$$\gamma_1^2 \leq \frac{\epsilon(1+z)(1+\beta)}{\delta_D^2 \epsilon^* (1+\mu)} \leq \gamma_2^2, \quad (\text{A.15})$$

donde  $\beta \equiv (1 - \Gamma^{-2})^{1/2}$ .

Finalmente, es interesante notar la dependencia que tiene el flujo con el factor Doppler. En modelos Compton-inverso para radiación externa (ERC):  $F_\epsilon^C \propto \delta_D^{4+2\alpha}$ . Mientras que en el proceso sincrotrón (ver ecuación 3.8) y modelos SSC:  $F^{SSC}, F^{sinc} \propto \delta_D^{3+\alpha}$ .

Para estimar la densidad de energía de radiación externa al jet es necesario hacer la evaluación de modelos de Comptonización no térmica, así como el conocimiento de procesos de absorción, emisión y re-emisión para cada una de las regiones que contribuyen a la emisión de altas energías: disco de acrecimiento, toro de polvo, región de líneas anchas, corona del disco, etc. Del mismo modo, se requieren de diferentes topologías para caracterizar cada fuente de emisión.

Ghisellini & Madau (1996), estiman por ejemplo, la densidad de energía  $u'_{ext} = u'_D$ , para radiación proveniente del disco de acrecimiento. Utilizando el modelo de burbuja de emisión, los autores encuentran que la densidad de energía en el sistema de referencia de la burbuja, está dada por

$$u'_D = \frac{L_D \Gamma^2}{\pi c R_D^2} \left[ 1 - \mu_D - \beta(1 - \mu_D^2) + \frac{\beta^2}{3}(1 - \mu_D^3) \right], \quad (\text{A.16})$$

en donde  $L_D$  es la luminosidad del disco de acrecimiento;  $\Gamma$ , el factor Lorentz del jet;  $R_D$ , el radio del disco de acrecimiento;  $\beta = (1 - \Gamma^{-2})^{1/2}$ ; y la variable  $\mu_D$  está dada por

$$\mu_D = \frac{R_\gamma}{\sqrt{R_D^2 + R_\gamma^2}}, \quad (\text{A.17})$$

donde  $R_\gamma$  es la distancia desde el disco de acrecimiento hasta el punto del jet, en donde se estima la inyección de fotones semilla provenientes del disco.

De esta forma, sustituyendo el valor de  $u_D^* = u'_D/\Gamma^2$  en la ecuación A.14, podemos estimar el flujo en altas energías ,  $F_\epsilon^C$ .

# Apéndice B

## Corrección por galaxia huésped

La polarización observada en blázares siempre es menor al valor intrínseco, debido a la contaminación de la luz estelar no-polarizada proveniente de la galaxia huésped. Para estudios realizados en el óptico es necesario separar la emisión nuclear de la contribución estelar de la galaxia huésped. Sin embargo, esta es una tarea difícil, debido a que la radiación del jet eclipsa el flujo de cualquier otra componente. Unido a esto, se suman los errores sistemáticos introducidos por el instrumento y la turbulencia atmosférica (e.g. Cellone et al. 2007). En general, se encuentra que el brillo superficial del centro galáctico es menor al intrínseco, a medida que el radio efectivo ( $R_e$ ) aumenta. Por lo que es de esperarse, que la luz de la galaxia huésped afecte las mediciones de polarización, y sus efectos dependerán de las condiciones atmosféricas bajo las cuales se llevaron a cabo las observaciones. Es importante resaltar que las “fluctuaciones de la turbulencia atmosférica” (*seeing*, de aquí en adelante), pueden provocar variaciones espurias en el flujo y grado de polarización (principalmente en estudios de micro-variabilidad).

Ya que los blázares se encuentran en galaxias elípticas, los perfiles de brillo superficial se pueden describir por una ley de Vaucouleurs (e.g. Andruchow et al. 2008)

$$I_G(r) = I_e e^{-7.67[(\frac{r}{R_e})^{\frac{1}{4}} - 1]} , \quad (\text{B.1})$$

donde  $I_e$  es la intensidad efectiva (a radio  $r = R_e$ ). Si se considera al núcleo como una

estructura aislada de la galaxia huésped como sistema puntual, una buena aproximación para el perfil del brillo es una “función” delta de Dirac

$$I_N(r) = I_0 \frac{\delta(r)}{\pi r} , \quad (\text{B.2})$$

donde  $I_0$  es la intensidad central de la fuente. La imagen de una fuente puntual en el plano focal del telescopio se describe por la función de dispersión puntual (FDP, de aquí en adelante). La FDP del *seeing* puede ser descrita como una función gaussiana circular

$$FDP(r) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{r}{\sigma}\right)^2} , \quad (\text{B.3})$$

donde  $\sigma$  es el parámetro de dispersión.

El flujo colectado dentro de la apertura  $r_d$  está dado por

$$F(\sigma, r_d) = \int_0^{r_d} \int_0^{2\pi} I(\sigma, r') dr' d\theta , \quad (\text{B.4})$$

donde  $\theta$  es la coordenada azimutal; y la función  $I(\sigma, r')$  representa a las intensidades  $I_N(\sigma, r')$  o  $I_G(\sigma, r')$ , según sea el caso. Por ejemplo, de acuerdo a las expresiones B.2 y B.3 (e.g. Andruchow et al. 2008), el flujo del núcleo está dado por

$$F_N(\sigma, r_d) = \int_0^{r_d} \int_0^{2\pi} \frac{I_0}{\pi\sigma^2} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{r'}{\sigma}\right)^2} dr' d\theta = 2I_0 \left[ 1 - e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{r_d}{\sigma}\right)^2} \right] . \quad (\text{B.5})$$

Se define a la fracción de polarización observada como

$$P(\sigma, r_d) = \pi \frac{F_N(\sigma, r_d)}{F_T(\sigma, r_d)} , \quad (\text{B.6})$$

donde  $F_T(\sigma, r_d) = F_N(\sigma, r_d) + F_G(\sigma, r_d)$ , es el flujo total observado a un radio de apertura  $r_d$  y dispersión  $\sigma$ ; y  $\pi$  la fracción de la polarización intrínseca de la fuente. Por lo tanto, de la expresión B.6, encontramos que la polarización intrínseca está dada por

$$\pi = P(\sigma, r_d) \left[ 1 + \frac{F_G(\sigma, r_d)}{F_T(\sigma, r_d)} \right] = P(\sigma, r_d)(1 + \epsilon) , \quad (\text{B.7})$$

donde  $\epsilon = F_G(\sigma, r_d)/F_T(\sigma, r_d)$ .

### Parámetros de Stokes

Los parámetros de Stokes intrínsecos están dados por

$$q = \frac{I(0) - I(90)}{I(0) + I(90)} , \quad u = \frac{I(45) - I(135)}{I(45) + I(135)} , \quad (\text{B.8})$$

donde  $I(0)+I(90)=I(45)+I(135)=F_T(\sigma, r_d)$ .

Entonces, los parámetros de Stokes observados están dados por

$$\begin{aligned} q_{obs} &= \frac{[I(0) + \frac{1}{2}F_G] - [I(90) + \frac{1}{2}F_G]}{[I(0) + \frac{1}{2}F_G] + [I(90) + \frac{1}{2}F_G]}, \\ u_{obs} &= \frac{[I(45) + \frac{1}{2}F_G] - [I(135) + \frac{1}{2}F_G]}{[I(45) + \frac{1}{2}F_G] + [I(135) + \frac{1}{2}F_G]}. \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

Por lo tanto, los parámetros de Stokes intrínsecos resultan

$$q = q_{obs}(1 + \epsilon) \quad , \quad u = u_{obs}(1 + \epsilon) \quad . \quad (\text{B.10})$$

Así, recuperamos el valor de la polarización intrínseca dada en la expresión B.7:

$$\pi = \sqrt{q^2 + u^2} = \sqrt{q_{obs}^2(1 + \epsilon)^2 + u_{obs}^2(1 + \epsilon)^2} = P(\sigma, r_d)(1 + \epsilon) \quad . \quad (\text{B.11})$$

Como se observa, el valor de la polarización intrínseca es mayor a la polarización observada por un factor  $(1 + \epsilon)$ . Sin embargo, el ángulo de posición de la polarización no es afectado por la corrección de la galaxia huésped,

$$\theta = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left( \frac{u}{q} \right) = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left[ \frac{u_{obs}(1 + \epsilon)}{q_{obs}(1 + \epsilon)} \right] = \theta_{obs} \quad . \quad (\text{B.12})$$

Usando un modelo de polarización lineal en blázares, Andruchow et al. (2008), encontraron que para aperturas pequeñas se tienen mediciones más exactas de la fracción de la polarización intrínseca, pero al mismo tiempo son más sensibles a los cambios de  $\sigma$ . Además, los efectos espurios resultan ser despreciables cuando el núcleo es considerablemente más brillante que la galaxia huésped.





# Apéndice C

## Propagación de errores

En esta sección se describe el método empleado para propagar las incertidumbres de las cantidades y expresiones usadas en los cálculos realizados en esta tesis. Debido a que los datos provienen de observaciones, estos tienen una característica estadística. De este modo, la incertidumbre  $\sigma_f$  de una función  $f(x_1, x_2, \dots, x_n)$  de  $n$  variables con incertidumbres  $\sigma_{x_1}, \sigma_{x_2}, \dots, \sigma_{x_n}$ , está determinada por

$$\sigma_f = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x_1}\right)^2 \sigma_{x_1}^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial x_2}\right)^2 \sigma_{x_2}^2 + \dots + \left(\frac{\partial f}{\partial x_n}\right)^2 \sigma_{x_n}^2} . \quad (\text{C.1})$$

### C.1. Análisis estadístico

#### Test- $\chi^2$

Las cantidades y sus errores se normalizan por su media ponderada

$$\bar{x}_{pon} = \sigma_{\bar{x}}^2 \sum_{i=1}^n \left(\frac{x_i}{\sigma_i^2}\right) , \quad (\text{C.2})$$

con varianza

$$\sigma_{\bar{x}}^2 = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \left(\frac{1}{\sigma_i^2}\right)} . \quad (\text{C.3})$$

Los datos normalizados a estas cantidades las etiquetamos como  $\hat{x}_i$  y  $\hat{\sigma}_i$ , respectivamente. Por lo tanto, el test- $\chi^2$  queda definido como (ver por ejemplo, Heidt & Wagner 1996):

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(1 - \hat{x}_i)^2}{\hat{\sigma}_i^2}. \quad (\text{C.4})$$

### Coefficiente de correlación de Pearson

El coeficiente de correlación de Pearson y su error correspondiente, entre dos conjuntos de variables  $\{x_i\}_{i=1}^n$  e  $\{y_j\}_{j=1}^n$ , están dados por

$$r_P = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^n x_i^2} \sqrt{\sum_{j=1}^n y_j^2}}, \quad (\text{C.5})$$

y

$$\sigma(r_P) = \frac{\sum_{i=1}^n [ |x_i - \bar{x}| \sigma_{x_i} + |y_i - \bar{y}| \sigma_{y_i} ]}{\sqrt{\sum_{i=1}^n x_i^2} \sqrt{\sum_{j=1}^n y_j^2}}. \quad (\text{C.6})$$

### Método de mínimos cuadrados

Expresiones empleadas en los cálculos para el ajuste por mínimos cuadrados.

Pendiente:

$$m = \frac{n \sum_{i=1}^n x_i y_i - \sum_{i=1}^n x_i \sum_{i=1}^n y_i}{n \sum_{i=1}^n x_i^2 - (\sum_{i=1}^n x_i)^2}. \quad (\text{C.7})$$

Ordenada al origen:

$$b = \frac{n \sum_{i=1}^n x_i^2 \sum_{i=1}^n y_i - \sum_{i=1}^n x_i \sum_{i=1}^n x_i y_i}{n \sum_{i=1}^n x_i^2 - (\sum_{i=1}^n x_i)^2}. \quad (\text{C.8})$$

Coefficiente de correlación lineal:

$$R = \sqrt{\frac{(n \sum_{i=1}^n x_i y_i - \sum_{i=1}^n x_i \sum_{i=1}^n y_i)^2}{[n \sum_{i=1}^n x_i^2 - (\sum_{i=1}^n x_i)^2][n \sum_{i=1}^n y_i^2 - (\sum_{i=1}^n y_i)^2]}}. \quad (\text{C.9})$$

Cuyos errores correspondientes son:

$$\sigma_m = \sqrt{\frac{m^2}{n-2} \left( \frac{1}{R^2 - 1} \right)}, \quad (\text{C.10})$$

y

$$\sigma_b = \sigma_m \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i^2}. \quad (\text{C.11})$$

**Escala de tiempo de variabilidad  $t_{var}$** 

La expresión para calcular la escala de tiempo de variabilidad es

$$t_{var,ij} = \frac{\Delta t}{\ln(F_i/F_j)}, \quad (\text{C.12})$$

con  $F_i > F_j$  y  $|F_i - F_j| > \sigma_{F_i} + \sigma_{F_j}$ , y su error asociado:

$$\sigma(t_{var}) = \frac{t_{var}}{\ln(F_i/F_j)} \sqrt{\left(\frac{\sigma_{F_i}}{F_i}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{F_j}}{F_j}\right)^2}, \quad (\text{C.13})$$

donde  $t_{var} = \min \{t_{var,ij}\}$ .

**C.2. Polarización de dos componentes**

Las expresiones para la fracción de polarización lineal y el ángulo de posición de la polarización en el modelo de dos componentes, están dadas por

$$p^2 = \frac{p_c^2 + p_{var}^2 I_{v/c}^2 + 2p_c p_{var} I_{v/c} \cos 2\xi}{(1 + I_{v/c})^2}, \quad (\text{C.14})$$

$$\theta = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left[ \frac{p_c \sin 2\theta_c + p_{var} I_{v/c} \sin 2\theta_{var}}{p_c \cos 2\theta_c + p_{var} I_{v/c} \cos 2\theta_{var}} \right], \quad (\text{C.15})$$

donde  $I_{v/c} = I_v/I_c$ .

**Intensidad de la componente constante  $I_c$** 

De las expresiones C.14 y C.15, el valor de la intensidad para la componente constante está dado por

$$I_c = I_0 \left( \frac{p_{min}}{p_c} \right), \quad (\text{C.16})$$

donde  $p_{min}$ , es el valor de la fracción de polarización mínima del conjunto de datos;  $p_c$ , el valor de la fracción de polarización de la componente constante;  $I_0$ , el valor del flujo total a  $p_{min}$ . Por lo que su incertidumbre asociada resulta:

$$\sigma_{I_c} = I_c \sqrt{\left(\frac{\sigma_{I_0}}{I_0}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{p_{min}}}{p_{min}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{p_c}}{p_c}\right)^2}. \quad (\text{C.17})$$

## Parámetros de la componente variable

Considerando que  $I_{c/t} = I_c/I_t$ , es la razón de flujos de la componente constante a la intensidad total, entonces  $p_{var}$  y  $\theta_{var}$  son funciones de  $p$ ,  $\theta$ , y  $I_{c/t}$ . De las expresiones C.14 y C.15 obtenemos

$$\sigma_{p_{var}} = \frac{\left[ (p_c^2 I_{c/t} - p_c p \cos 2\xi + p_{var})^2 \sigma_{I_{c/t}}^2 + (p - p_c I_{c/t} \cos 2\xi)^2 \sigma_p^2 + (2p_c p I_{c/t} \sin 2\xi)^2 \sigma_\theta^2 \right]^{1/2}}{(1 - I_{c/t}) [p^2 + p_c^2 I_{c/t}^2 - 2p_c p I_{c/t} \cos 2\xi]^{1/2}}, \quad (\text{C.18})$$

y

$$\sigma_{\theta_{var}} = \frac{1}{2} (\cos^2 2\theta_{var}) \sqrt{\left( \frac{\partial u}{\partial p} \right)^2 \sigma_p^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial \theta} \right)^2 \sigma_\theta^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial I_{c/t}} \right)^2 \sigma_{I_{c/t}}^2}, \quad (\text{C.19})$$

donde

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial u}{\partial p} \right) &= \frac{p_c I_{c/t} \sin 2\xi'}{(p \cos 2\theta - p_c I_{c/t} \cos 2\theta_c)^2}, \\ \left( \frac{\partial u}{\partial \theta} \right) &= \frac{2p^2 - 2pp_c I_{c/t} \cos 2\xi'}{(p \cos 2\theta - p_c I_{c/t} \cos 2\theta_c)^2}, \\ \left( \frac{\partial u}{\partial I_{c/t}} \right) &= \frac{-pp_c \sin 2\xi'}{(p \cos 2\theta - p_c I_{c/t} \cos 2\theta_c)^2}, \end{aligned}$$

y

$$\xi' = \theta_c - \theta \quad y \quad \sigma_{I_{c/t}} = \frac{p_{min}}{p_c} \sqrt{\left( \frac{\sigma_{p_c}}{p_c} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_{p_{min}}}{p_{min}} \right)^2}. \quad (\text{C.20})$$

## C.3. Parámetros físicos

### C.3.1. Parámetros iniciales

Ángulo de visión del choque  $\Psi_0$

De la expresión

$$p \approx \frac{\alpha + 1}{\alpha + 5/3} \frac{(1 - \eta^{-2}) \sin^2 \Psi}{2 - (1 - \eta^{-2}) \sin^2 \Psi}, \quad (\text{C.21})$$

para  $\Psi = \pi/2$ , tenemos

$$p_{max} = \frac{\alpha + 1}{\alpha + 5/3} \frac{(1 - \eta^{-2})}{2 - (1 - \eta^{-2})}. \quad (\text{C.22})$$

Definiendo  $A = (\alpha + 1)/(\alpha + 5/3)$ , encontramos

$$\sigma_A = 2\sigma_\alpha/3(\alpha + 5/3)^2 . \quad (\text{C.23})$$

Conociendo el valor de  $\eta_0$ , se procede con los parámetros iniciales, los cuales son estimados para el máximo grado de polarización  $p$ , tal que  $p_{max} = p_0$ . Definiendo  $H_0 = 1 - \eta_0^{-2}$ , la expresión para  $\Psi_0$  está dada por

$$\Psi_0 = \sin^{-1} \sqrt{\frac{2p_0}{H_0(A + p_0)}} , \quad (\text{C.24})$$

y su incertidumbre asociada

$$\sigma_{\Psi_0} = \frac{1}{2}(\tan \Psi_0) \sqrt{\left(\frac{A\sigma_{p_0}}{p_0(A + p_0)}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_A}{A + p_0}\right)^2} . \quad (\text{C.25})$$

### Ángulo máximo de visión del jet $\Phi_0$

De la expresión:  $\Gamma \tan \Psi_0 = \sin \Phi_0 / (\cos \Phi_0 - \sqrt{1 - \Gamma^{-2}})$ , encontramos

$$\Phi_0 = \cos^{-1} \left[ \frac{\sqrt{1 - \Gamma^{-2}} \tan^2 \Psi_0 \pm \sec \Psi_0}{\Gamma^2 \tan^2 \Psi_0 + 1} \right] . \quad (\text{C.26})$$

Definiendo

$$\begin{aligned} a &= \Gamma \tan \Psi_0 , \\ b &= \sqrt{1 - \Gamma^{-2}} , \end{aligned} \quad (\text{C.27})$$

con  $\Gamma$  constante, tenemos que

$$\sigma_a = \Gamma \sec^2 \Psi_0 \sigma_{\Psi_0} . \quad (\text{C.28})$$

Entonces, la expresión para el ángulo de visión en términos de  $a$  y  $b$  resulta:

$$\Phi_0 = \cos^{-1} \left[ \frac{a^2 b \pm \sqrt{a^2 + 1 - (ab)^2}}{a^2 + 1} \right] . \quad (\text{C.29})$$

Haciendo  $u = \frac{a^2 b \pm \sqrt{a^2 + 1 - (ab)^2}}{a^2 + 1}$ , la incertidumbre para  $\Phi_0$  está dada por

$$\sigma_{\Phi_0} = \csc \Phi_0 \left( \frac{\partial u}{\partial a} \right) \sigma_a , \quad (\text{C.30})$$

donde

$$\frac{\partial u}{\partial a} = \frac{a}{(a^2 + 1)^2} \left[ 2b \pm \frac{(ab)^2 - (a^2 + b^2 + 1)}{\sqrt{a^2 + 1 - (ab)^2}} \right] . \quad (\text{C.31})$$

**Factor Doppler  $\delta_0$** 

El factor Doppler está dado por  $\delta_0 = [\Gamma(1 - \beta \cos \Phi_0)]^{-1}$ , con  $\beta = \sqrt{1 - \Gamma^{-2}}$ . Por lo tanto, la incertidumbre en el factor Doppler, al máximo flujo observado está dado por

$$\sigma_{\delta_0} = \delta_0^2 \sin \Phi_0 \left( \sqrt{\Gamma^2 - 1} \right) \sigma_{\Phi_0} . \quad (\text{C.32})$$

**Constante  $F_0$** 

La constante del flujo  $F_0$ , está dada por:  $F_0 = F_{max} \nu^{+\alpha} \delta_0^{-(3+\alpha)}$ , por lo que su incertidumbre es estimada como

$$\sigma_{F_0} = F_0 \sqrt{\left( \frac{1}{F_{max}} \right)^2 \sigma_{F_{max}}^2 + \left( \log \frac{\nu}{\delta_0} \right)^2 \sigma_{\alpha}^2 + \left( \frac{3 + \alpha}{\delta_0} \right)^2 \sigma_{\delta_0}^2} . \quad (\text{C.33})$$

**C.3.2. Parámetros variables****Factor Doppler  $\delta_D(t)$** 

El factor Doppler está dado por  $\delta_D(t) = [(F/F_0)\nu^\alpha]^{1/(3+\alpha)}$ , por lo que su incertidumbre asociada es

$$\sigma_{\delta}(t) = \frac{\delta_D(t)}{3 + \alpha} \sqrt{\left( \frac{\sigma_{F_0}}{F_0} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_F}{F(t)} \right)^2 + \left( \frac{3 \log \nu}{3 + \alpha} \sigma_{\alpha} \right)^2} . \quad (\text{C.34})$$

**Ángulo de visión del jet  $\Phi(t)$** 

El ángulo de visión del jet está dado por la expresión:

$$\Phi(t) = \cos^{-1}[(\Gamma \delta_D(t) - 1)/(\delta_D(t) \sqrt{\Gamma^2 - 1})].$$

Por lo tanto, su incertidumbre asociada está dada por

$$\sigma_{\Phi}(t) = \frac{1}{\sqrt{2\Gamma \delta_D(t) - \delta_D^2(t) - 1}} \left( \frac{\sigma_{\delta}}{\delta_D(t)} \right) . \quad (\text{C.35})$$

**Ángulo del choque  $\Psi(t)$** 

El ángulo del choque respecto a la línea de visión está dado por

$$\Psi(t) = \tan^{-1} \left[ \frac{\sin \Phi}{\Gamma \cos \Phi - \sqrt{\Gamma^2 - 1}} \right] . \quad (\text{C.36})$$

Por lo tanto, la incertidumbre para el ángulo del choque resulta:

$$\sigma_{\Psi}(t) = \frac{\sin^2 \Psi(t)}{\delta_D(t) \sin^2 \Phi(t)} \sigma_{\Phi} . \quad (\text{C.37})$$

**Razón de densidades  $\eta(t)$** 

La expresión para la razón de densidades es

$$\eta(t) = \sqrt{\frac{(p+A)\sin^2\Psi(t)}{(p+A)\sin^2\Psi(t)-2p}}. \quad (\text{C.38})$$

De este modo, su incertidumbre asociada está dada por

$$\sigma_\eta(t) = \eta^3(t) \frac{pA}{\sin^2\Psi} \sqrt{\left[\frac{\sigma_p}{p(p+A)^2}\right]^2 + \left[\frac{\sigma_A}{A(p+A)^2}\right]^2 + \left[\frac{2\cot\Psi}{A(p+A)}\sigma_\Psi\right]^2}. \quad (\text{C.39})$$

**C.3.3. Campo magnético y región de emisión****Campo magnético**

De la expresión:  $B^3 = (1+z)/\delta_0\nu t_{var}^2$ , encontramos

$$\sigma_B = \frac{1}{3}B \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\delta_0}}{\delta_0}\right)^2 + \left(\frac{2\sigma_{t_{var}}}{t_{var}}\right)^2}. \quad (\text{C.40})$$

**Tamaño de la región de emisión**

De la expresión:  $r_b = c\delta_0 t_{var}/(1+z)$ ; la incertidumbre para el tamaño de la región de emisión está dada por

$$\sigma(r_b) = r_b \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\delta_0}}{\delta_0}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{t_{var}}}{t_{var}}\right)^2}. \quad (\text{C.41})$$

**Longitud de coherencia del campo magnético**

La longitud de coherencia para el campo magnético está dada por  $l_B = (\sigma_p/\kappa\Pi_0)^{2/3}r_b$ , por lo que la expresión para su incertidumbre es:

$$\sigma_{l_B} = l_B \sqrt{\left(\frac{\sigma(r_b)}{r_b}\right)^2 + \frac{4}{9}\left(\frac{\sigma_\kappa}{\kappa}\right)^2}. \quad (\text{C.42})$$





# Apéndice D

## Lista de publicaciones

A continuación se presenta una lista de publicaciones con datos obtenidos en el proyecto-SPM, donde M. Sorcia es autor y co-autor.

### Artículos arbitrados:

1) Villata, M., Raiteri, C.M., Larionov, V.M., et al. 2008, “*Multifrequency monitoring of the blazar 0716+714 during the GASP-WEBT-AGILE campaign of 2007*”, A&A 481, L79

2) Böttcher, M., Fultz, K., Aller, H.D., et al. 2009, “*The Whole Earth Blazar Telescope Campaign on the Intermediate BL Lac Object 3C66A in 2007-2008*”, ApJ 694, 174

3) Villata, M., Raiteri, C.M., Gurwell, M.A., et al. 2009, “*The GASP-WEBT monitoring of 3C 454.3 during 2008 optical-to-radio and gamma-ray outburst*”, A&A 504, L9

4) Raiteri, C.M., Villata, M., Capetti, A., et al. 2009, “*WEBT multiwavelength monitoring and XMM-Newton observations of BL Lacertae in 2007-2008*”, A&A, 507, 769

5) D’Ammando, F., et al. 2009, “*AGILE detection of a rapid gamma-ray flare from the blazer PKS 1510-089 during the GASP-WEBT monitoring*”, A&A, 508,181

6) Acciari, V.A., Beilicke, M., Benbow, W., et al. 2009, “*Multiwavelength observations of a TeV-flare from W Comae*”, ApJ, 707, 612

7) Vercellone, S., D’Ammando, F., Vittorini, V., et al. 2010, “*Multiwavelength observations of 3C 454.3. III. Eighteen month of AGILE monitoring of the Crazy Diamond*”, ApJ, 712, 405

8) Abdo, A. A., et al. 2010, “*Multi-Wavelength observations of the Flaring Gamma-Ray Blazar 3C66A in 2008 October*”, ApJ, 726, 43

Abdo, A. A., et al. 2011, *Erratum: “Multi-wavelength Observations of the Flaring Gamma-ray Blazar 3C 66A in 2008 October” (2010, ApJ, 726, 43)*, ApJ, 731, 77

9) **Sorcía, M.**, et al. 2013, “*Long-term optical polarization variability of the TeV Blazar 1ES 1959+650*”, ApJS, 206, 11

10) Cabrera, J.I., Coronado, Y., Benítez, E., Mendoza, S., Hiriart, D., **Sorcía, M.**, 2013, “*A hydrodynamical model for the Fermi-LAT  $\gamma$ -ray light curve of blazar PKS 1510-089*”, MNRAS, 434L, 6

11) **Sorcía, M.**, et al. 2013, “*Rotation of the optical polarization angle associated with the 2008  $\gamma$ -ray flare of blazar W Comae*”. En revisión

#### **Publicaciones en extenso:**

1) Benítez, E., et al. 2011, “*Long-Term Optical Photopolarimetric Monitoring of Blazars at San Pedro Martir*”, RevMexAA, (Conference Series), 40,44

2) **Sorcía, M.**, et al. 2011, “*Polarimetric Monitoring of Blazars at San Pedro Martir*”, RevMexAA, (Conference Series), 40,131

3) **Sorcía, M.**, Benítez, E., Hiriart, D., 2013, “*Evidence of Two-Component Optical Polarization in Blazar 1ES 1959+650*”, EPJ, (Conference Series). En prensa

4) Cabrera, J.I., Coronado, Y., Benítez, E., Mendoza, S., Hiriart, D., **Sorcía, M.**, 2013, “*A hydrodynamical model for the Fermi-LAT  $\gamma$ -ray light curve of blazar PKS 1510-089*”, EPJ, (Conference Series). En prensa

5) Kiehlmann, S., et al. 2013, “*Analyzing polarization swings in 3C 279*”, EPJ, (Conference Series). En prensa

6) Benítez, E., **Sorcía, M.**, Hiriart, D., 2013, “*Optical Polarization Variability in Blazar W Comae*”, EPJ, (Conference Series). En prensa

## Glosario de cantidades físicas

CANTIDAD FÍSICA	SÍMBOLO
Factor de Lorentz del jet .....	$\Gamma_j$
Factor Doppler .....	$\delta_D$
Intensidad de radiación .....	$I_\epsilon$
Coeficiente de absorción .....	$\kappa_\epsilon$
Emisividad .....	$j(\epsilon, \Omega)$
Ángulo de visión del jet .....	$\Phi$
Tamaño de la región de emisión .....	$r_b$
Energía en unidades $m_e c^2$ .....	$\epsilon$
Densidad de flujo .....	$F_\epsilon$
Densidad de flujo por frecuencia .....	$f_\epsilon$
Distancia luminosa .....	$d_L$
Volumen de la región de emisión .....	$V_b$
Luminosidad .....	$L$
Índice espectral de energía .....	$\alpha$
Factor de Lorentz del electrón .....	$\gamma, \gamma_e$
Densidad de energía magnética .....	$U_B$
Campo magnético .....	$B$
Densidad de energía magnética crítica .....	$U_{cr}$
Frecuencia ciclotrón .....	$\nu_B$
Densidad numérica de electrones .....	$N_e$
Densidad de electrones .....	$n_e$
Índice de la distribución de electrones .....	$p$
Profundidad óptica .....	$\tau_\epsilon$
Tamaño angular de la fuente .....	$\vartheta$
Energía del fotón dispersado .....	$\epsilon_s$
Ángulo del fotón dispersado .....	$\theta_s$
Sección transversal de Compton .....	$\sigma_C$
Tasa de pérdida de energía .....	$\mathcal{L}$
Fuente de fotones .....	$Q$
Densidad adimensional de fotones .....	$n_\gamma$
Densidad de fotones blanco .....	$u_T$
Frecuencia pico sincrotrón .....	$\nu_c, \nu_{pico}^{sinc}$
Frecuencia pico Compton .....	$\nu_{pico}^C$
Densidad de energía de campo externo .....	$u_{ext}^*$
Radio de la gamma-esfera .....	$R_\gamma$
Grado de polarización .....	$P, p, \Pi, \pi$
Ángulo de polarización .....	$\Theta, \theta$
Factor de compresión del choque .....	$k$
Ángulo de visión del choque .....	$\Psi$
Constante de Hubble .....	$H_0$
Corrimiento al rojo .....	$z$

# Referencias

- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010, *Nature*, 463, 919
- Acciari, V. A., Aliu, E., Beilicke, M., et al. 2008, *ApJL*, 684, L73
- Acciari, V. A., Aliu, E., Aune, T., et al. 2009, *ApJ*, 707, 612
- Agudo, I., Thum, C., Wiesemeyer, H., & Krichbaum, T. P. 2010, *ApJS*, 189, 1
- Aharonian, F. A. 2000, *Nature*, 5, 377
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2007, *ApJ*, 664, L71
- Albert, J., Aliu, E., Anderhub, H., et al. 2007, *ApJ*, 669, 862
- Andruchow, I., Cellone, S. A., & Romero, G. E. 2008, *MNRAS*, 388, 1766
- Angel, J. R. P., & Stockman, H. S. 1980, *ARA&A*, 18, 321
- Begelman, M. C., & Sikora, M. 1987, *ApJ*, 322, 650
- Begelman, M. C., Rees, M. J., & Sikora, M. 1994, *ApJ*, 429, L57
- Belokon, E. T., Babadzhanyants, M. K., & Pollock, J. T. 2000, *A&A*, 356, L21
- Benítez, L. E. 1997, *Estudios de Variabilidad en Núcleos Activos de Galaxias y Actividad Inducida*, Tesis Doctoral, Universidad Nacional Autónoma de México, México.
- Blandford, R. D. & Königl, A. 1979, *ApJ*, 232, 34
- Blandford, R. D. & Rees, M. J. 1978, in *BL Lac Objects*, ed. A. M. Wolfe (Pittsburgh: University of Pittsburgh Press), 328
- Blandford, R. D., & Levinson, A. 1995, *ApJ*, 441, 79
- Blandford, R. D., & Payne, D. G. 1982, *MNRAS*, 199, 883
- Bloom, S. D., & Marscher, A. P. 1993, *American Institute of Physics Conference Series*, 280, 578
- Böttcher, M. 2007, *ASS*, 307, 69
- Brindle, C. 1996, *MNRAS*, 282, 788
- Burn, B. J. 1973, *MNRAS*, 165, 421
- Cellone, S. A., Romero, G. E., & Araudo, A. T. 2007, *MNRAS*, 374, 357
- Costamante, L. 2012, *MemSAI*, 83, 138
- D' Arcangelo, F. D., Marscher, A. P., Jorstad, S. G., et al. 2009, *ApJ*, 697, 985
- Dermer, C. D., Schlickeiser, R., & Mastichiadis, A. 1992, *A&A*, 256, L27
- Dermer, C. D., & Schlickeiser, R. 1993, *ApJ*, 416, 458
- Dermer, C. D. 1995, *ApJ*, 446, L63
- Dermer, C. D., & Chiang, J. 1998, *Nature*, 3, 157
- Dermer, C. D., & Menon, G. *High Energy Radiation from Black Holes* Princeton University Press, Princeton N. J. (2009)
- Dulwich, F., et al. 2009, *MNRAS*, 398, 1207
- Efimov, Y. S., & Shakhovskoy, N. M. 1998, *BLAZAR Data*, 1, 3
- Efimov, Y. S., Shakhovskoy, N. M., Takalo, L. O., & Siilanpää, A. 2002, *A&A*, 381, 408
- Fossati, G., Maraschi, L., Celotti, A., Comastri, A., & Ghisellini, G. 1998, *MNRAS*, 299, 433
- Gabuzda, D. C., Murray, É., & Cronin, P. 2004, *MNRAS*, 351, L89
- Gabuzda, D. C., Rastorgueva, E. A., Smith, P. S., & O'Sullivan, S. P. 2006, *MNRAS*, 369, 1596
- Ghisellini, G., Maraschi, L., & Treves, A. 1985, *A&A*, 146, 204
- Ghisellini, G., & Madau, P. 1996, *MNRAS*, 280, 67
- Ghisellini, G., et al. 1998, *MNRAS*, 301, 451
- Ghisellini, G., Tavecchio, F., & Chiaberge, M. 2005, *A&A*, 432, 401
- Ghisellini, G., & Tavecchio, F. 2008, *MNRAS*, 387, 1669
- Ginzburg, V. L., & Syrovatskii, S. I. 1965, *ARA&A*, 3, 297
- Gutierrez, K., Badran, H. M., Bradbury, S. M., et al. 2006, *ApJ*, 644, 742
- Hagen-Thorn, V. A., et al. 2008, *ApJ*, 672, 40
- Hartman, R. C., Bertsch, D. L., Fichtel, C. E., et al. 1992, *ApJ*, 385, L1
- Hartman, R. C., Villata, M., Balonek, T. J., et al. 2001, *ApJ*, 558, 583
- Heidt, J., & Wagner, S. J. 1996, *A&A*, 305, 42

- Hiriart, D., Valdéz, J., Quirós, F., García, B., y Luna, E. 2005, *POLIMA Manual del Usuario*, MU-2005-08, Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, México
- Holmes, P. A., Brand, P. W. J. L., Impey, C. D., et al. 1984, *MNRAS*, 211, 497
- Hughes, P. A., Aller, H. D., & Aller, M. F. 1985, *ApJ*, 298, 301
- Hughes, P. A., Aller, H. D., & Aller, M. F. 1989, *ApJ*, 341, 68
- Ikejiri, Y., et al. 2011, arXiv:1105.0255
- Jannuzi, B. T., Smith, P. S., & Elston, R. 1994, *ApJ*, 428, 130
- Jones, T.W., O'dell, S.L., & Stein, W.A. 1974, *ApJ*, 188, 353
- Jorstad, S., Marscher, A., Stevens, J., et al. 2006, *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics Supplement*, 6, 010000
- Krawczynski, H., Hughes, S. B., Horan, D., et al. 2004, *ApJ*, 601, 151  
AAS/High Energy Astrophysics Division, 12, #24.03
- Krawczynski, H. 2012, *ApJ*, 744, 30
- Kikuchi, S. 1989, *BL Lac Objects*, 334, 131
- Konigl, A. 1981, *ApJ*, 243, 700
- Kümmel, M., Wagner, S. J., & Heidt, J. 1994, *Astronomische Gesellschaft Abstract Series*, 10, 226
- Laing, R. A. 1980, *MNRAS*, 193, 439
- Levinson, A. 1999, *BL Lac Phenomenon*, 159, 471
- Levinson, A. 2006, *International Journal of Modern Physics A*, 21, 6015
- Lister, M. L., & Smith, P. S. 2000, *ApJ*, 541, 66
- Lister, M. L., & Homan, D. C. 2005, *AJ*, 130, 1389
- Liu, F. K., Xie, G. Z., & Bai, J. M. 1995, *A&A*, 295, 1
- López, R., José Manuel. *Polarimetría UBVR de estrellas evolucionadas de carbono*, Tesis Doctoral, Universidad Nacional autónoma de México, México, (2011)
- Lytikov, M., Pariev, V. I., & Gabuzda, D. C. 2005, *MNRAS*, 360, 869
- Mannheim, K. 1993, *A&A*, 269, 67
- Maraschi, L., Ghisellini, G., & Celotti, A. 1992, *ApJ*, 397, L5
- Marscher, A. P., Gear, W. K. 1985, *ApJ*, 298, 114
- Marscher, A. P., et al. 2010, *ApJ*, 710, L126
- Massaro, E., Maesano, M., Montagni, F., et al. 1999, *A&A*, 342, L49
- Massaro, E., Mantovani, F., Fanti, R., et al. 2001, *A&A*, 374, 435
- Mastichiadis, A., & Kirk, J. G. 1997, *A&A*, 320, 19
- Mastichiadis, A., & Kirk, J. G. 1995, *A&A*, 295, 613
- Nieppola, E., Tornikoski, M., & Valtaoja, E. 2006, *A&A*, 445, 441
- Pacholczyk, A. G. 1970, *Radio Astrophysics*. Freeman & Co., San Francisco
- Padovani, P., & Giommi, P. 1995, *ApJ*, 444, 567
- Piner, B. G., Pant, N., & Edwards, P. G. 2010, *ApJ*, 723, 1150
- Pollack, L. K., Taylor, G. B., & Zavala, R. T. 2003, *ApJ*, 589, 733
- Pursimo, T., Takalo, L. O., Sillanpää, A., et al. 2000, *A&AS*, 146, 141
- Rees, M. J. 1978, *MNRAS*, 184, 61P
- Rees, M. F., 1967, *MNRAS*, 135, 345
- Rees, M. F., 1966, *Nature*, 211, 468
- Rieger, F. M., & Mannheim, K. 2005, *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics Supplement*, 5, 311
- Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. *Radiative Processes in Astrophysics*, New York: John Wiley, 1979
- Sasada, M., Uemura, M., Fukazawa, Y., et al. 2011, *PASJ*, 63, 489
- Shakhovskoi, N. M., & Efimov, I. S. 1977, *Izvestiya Ordena Trudovogo Krasnogo Znameni Krymskoj Astrofizicheskoy Observatorii*, 56, 39
- Schneider, P. *Extragalactic Astronomy and Cosmology*, by Peter Schneider. Berlin: Springer, 2006
- Shklovskii, I. S. 1957, *AZh*, 34, 706
- Sikora, M., Begelman, M. C., & Rees, M. J. 1994, *ApJ*, 421, 153
- Sikora, M., & Madejski, G. 2001, *Am. Inst. Phys. Conf. Ser.*, 558, 275

- Silant'ev, N. A., Piotrovich, M. Y., Gnedin, Y.Ñ., & Natsvlshvili, T. M. 2009, *A&A*, 507, 171
- Sillanpää, A., Takalo, L. O., Nilsson, K., & Kikuchi, S. 1993, *ApSS*, 206, 55
- Smith, P. S., Balonek, T. J., Heckert, P. A., & Elston, R. 1986, *ApJ*, 305, 484
- Smith, P. S., et al. 2007, *ApJ*, 663, 118
- Smith, P. S., Montiel, E., Rightley, S., et al. 2009, arXiv:0912.3621
- Schmidt, G. D., Elston, R., & Lupie, O. L. 1992, *AJ*, 104, 1563
- Sorcía, M., Benítez, E., Hiriart, D., et al. 2013, *ApJS*, 206, 11
- Tagliaferri, G., Ghisellini, G., Giommi, P., et al. 2000, *A&A*, 354, 431
- Tagliaferri, G., Foschini, L., Ghisellini, G., et al. 2008, *ApJ*, 679, 1029
- Tavecchio, F., Maraschi, L., & Ghisellini, G. 1998, *ApJ*, 509, 608
- Tommasi, L., Palazzi, E., Pian, E., et al. 2001, *A&A*, 376, 51
- Tosti, G., Fiorucci, M., Luciani, M., et al. 1998, *A&AS*, 130, 109
- Ulrich, M. H., Maraschi, L. & Urry, C. M. 1997, *ARA&A*, 35, 445
- Urry, C. M., & Padovani, P. 1995, *PASP*, 107, 803
- Valtaoja, E., Valtaoja, L., Efimov, I. S., & Shakhovskoi, N. M. 1990, *AJ*, 99, 769
- Valtaoja, L., Karttunen, H., Efimov, Y., & Shakhovskoy, N. M. 1993, *A&A*, 278, 371
- Wagner, S. J. 1999, *BL Lac Phenomenon*, 159, 279
- Villforth, C., Nilsson, K., Heidt, J., et al. 2010, *MNRAS*, 402, 2087