



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

4
29

**“ EFECTOS DE MICROLENTES
GRAVITACIONALES EN CUASARES ”**

T E S I S
QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE
F Í S I C O
P R E S E N T A :
MAURICIO ARGOTE CORTÉS

DIRECTOR DE TESIS:
DRA. DEBORAH DULTZIN KESSLER



**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



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.



UNIVERSIDAD NACIONAL
AVÉNMA DE
MÉXICO

M. en C. Virginia Abrín Batule
Jefe de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
P r e s e n t e

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo de Tesis:
"Efectos de Microentes Gravitacionales en Cæsares"

realizado por ARGOTE CORTES MAURICIO

con número de cuenta 8335840-4 , pasante de la carrera de FÍSICA.

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis
Propietario

Deborah Dultzin
DRA. DEBORAH DULTZIN-KESSLER

Propietario

M. EN C. ERIKA MARIA BENITEZ LIZAOLA

Propietario

DR. ROBERTO ALEJANDRO RUELAS MAYORGA

Suplente

DR. ANTONIO SARMIENTO GALAN

Suplente

M. EN C. VIVIANNE MARQUINA FABREGA

Consejo Departamental de Física

Roberto Alejandro Ruelas Mayorga
DR. ROBERTO ALEJANDRO RUELAS MAYORGA
Coordinador de Licenciatura



¡Gracias!

Para aquellos que odien leer agradecimientos hasta por la sopa, favor de abstenerse de esta sección. Tampoco se las recomiendo para leerla a políticos neo-liberales, productores de noticieros amarillistas, comerciantes del cinismo y la desconfianza, críticos del desahogo y las ganas de expresión (lo que viene será todo un tsunami del azote), etc, etc... Si gustan del chisme y ver *balconearme*, va bajo su propio riesgo...

Empiezo con todos y todo lo que ha hecho de estas líneas obra de ese NOSOTROS que me conforman y a los cuales me debo. No sólo la tesis que ahora está en sus manos es resultado de esa multitud, sino que todo lo que hago es gracias a mi contacto con todos ustedes. Sé que cometeré el delito de la omisión de muchos. A todos gracias; sientanse aludidos, y perdonen mi terrible memoria. A tí que me sigues entre estas palabras, ¡GRACIAS!

Desmenuzemos la lista. Y primero los innombrables (aquellos a quienes no creen necesario agradecerles nada): Al colosal desfile de vida frente a mi ventanas (árboles, aves y todos los posibles bichos que asoman a saludar al día, no solo frente al cristal del cubículo, sino en cualquier instante que acompañan mis respiros).

Seguimos con los obligados: A toda la gente del Instituto de Astronomía de la U.N.A.M., por permitirme compartir este tiempo, por todo su apoyo y facilidades para lograr terminar esta tesis desvelada. A la Facultad de Ciencias de la U.N.A.M. (y todos los especímenes que moran en ella) por todos los años de formación, no solo académica, que me brindaron. A la D.G.A.P.A. que me otorgó una beca de proyecto para la tesis de licenciatura (los pantalones que llevaré al examen son marca D.G.A.P.A.). Y en lo general, a esta *Universidad Nacional Autónoma de México*, forjadora de nuestra universalidad humana...

A esa singular pareja que sembró la semilla que se convertiría en el repollo que trajo la cigüeña de Paris (*cit. "Les Luthiers"*): para estos dos grandes amigos y padres (por si no habían adivinado ya a quienes me refería), Aquiles y Zita. Les debo más que la vida; gracias por el infinito... Y a mis hermanos, que han complementado enormemente el hacerme lo que soy (además que se encargaron de entrenar primero a los viejos en esa labor de ser padres). Y Rubén Angeles, que para fortuna o desgracia tuya, eres prácticamente de la familia (además de amigo). Gracias por los alucines compartidos y las escapadas de "pata de perro".

A Fernando Román, Gustavo Hernández, Julio Prieto, Juan Manuel Fraga, Doraldina Reyes, Enrique Cárdenas, Katia Leal, Iraní Coello, Cinthya Simoneen, Norma Corado, Ma.

Elena Contreras, Emilio Caballero, y todo el grupo de Urgencias Médicas de la U.N.A.M., por creer en el hombre y entregarse a un ideal.

A Cristina, Sandra, Alvaro, Nacho, Ana "chaneke" y demás locos de la Asociación de Montañismo (también de la U.N.A.M.). Por ese vivir en este mundo con paso ligero y mochila al hombro...

A Juan José Venegas, "chino": maestro en las cimas de la Tierra, guía por sobre rocas y ascensos colmados de cielo y nieve, amigo entre los amigos; hoy esta cumbre va en tu nombre. Tu recuerdo late con nuestro andar.

A los jóvenes amigos viejos: todos aquellos incautos (pero entrañables *cuates*) que se atravesaron en mi camino por la facultad de Ciencias de la U.N.A.M.: Janik, Guadalupe, Mito, Igor, Paty, Ligia, Fanny, Rubén Rodríguez, Gabriel Siade (el gran gabo), Elsa P., Ana, Ernesto, Eva, Enrique Loubet, Leonel, Eli, Enrique Moreno (gracias por recordarme incluirte en la lista...), Chucho Lomelí, Oscar, Verónica, Dalia...

A aquellos que hicieron de la enseñanza algo más que la simple instrucción: un arte y una muestra de que uno puede enamorarse de su quehacer; y que además nuestro quehacer no se limita al oficio, sino que nos involucra con todos y nuestra vida... A Sergio Aburto, Pepe Marquina, "Concha" Ruiz Funez... A Mayo Villagrán, por mostrarme en su persona que más que Físicos, somos seres humanos.

A Gabriela Piccinelli, por su lucha, no quedarse "inmóvil al borde del camino" y no dejarse vender. Un enorme vacío con sabor humano ha de dejarnos en este instituto su partida.

A los que fueron incidentalmente mis sinodales, pero que fueron escogidos por muchas otras razones más que las puramente académicas. A Deborah, más que una asesora, una amiga con mucho corazón; Erika Benítez, gracias por la invaluable guía como co-directora de esta tesis (y si no apareces oficialmente como tal, es debido a las infinitas marañas de la burocracia). A Vivianne Marquina, por su certero apoyo en mejora de mi trabajo, y por su combativa visión. A Antonio Sarmiento, agradezco también su incondicional ayuda, a pesar de que no nos fue fácil comunicarnos por la distancia. A Alejandro Ruelas, además de estar conmigo en la revisión de la tesis como sinodal, agradezco enormemente su disposición y guía desde mis *pininos* académicos.

A la pléyade de personas que levantan la mirada hacia las estrellas. Amigos dentro y fuera de este instituto de Astronomía; Carlos Román, Sol-Haret, Capeto, Salvador Curiel, José Antonio de Diego, Yair, Toño, Alfredo, Brenda, Erika Sohn, Elfego Ruiz, Wilder Chicana (sí, el de las aventuras), Selene Medina, Manuel Peimbert, Gilberto Zavala,

Barbara Pichardo, Ricardo González, Margarita Rosado, Julieta Fierro, Lorena, Fer. Angeles, Gastón, Anabel, Julia, Gilberto Gómez, Rodrigo Ordoñez, Sonia López, Mary, Don Juanito, Marcelo, Lupita, ... y sabiendo que hay muchos que no menciono aún (si lo hiciera, esta sección se haría todo un capítulo), agradezco a todos los que comparten más que estas paredes y pasillos de locuras, patines, pistolas de agua, ... y ciencia...

Claro que en este micro-universo de ladrillos y jardines está mi otra familia: gracias a Sergio Mendoza y los amigos que me heredó, Maru, Lorenzo y Sandra. Por todo nuestro tiempo compartido y permitirme crecer con ustedes. A Beto, Verónica y los ya no tan enanos chamacoides. A Paola, Javier y Valentina (mundialmente conocidos como "los bichos"). Sandra, te nombro de nuevo, sabiendome en infinita deuda por tu inmenso apoyo y amistad; para tí, toda mi admiración y gratitud.

A Isaura, ya sea brotando de un durazno para regocijarnos a todos como el invencible *momótaro*, o como compañera de risas y congojas; gran amiga y *concupícula*, gracias por estar a mi lado en todo momento. A Mónica Sánchez y Carolina de la Peña, por una amistad que ha sido para mí más que soporte y muestra continua de que "el justo existe". Gracias también a Rosa María Nova y Rocco, caminantes dispuestos a ir tras la utopía, a sabiendas de que nunca llegarán a ella. Gracias a todos ustedes por llevar conmigo la bandera humana.

Almudena, por brindarte a manos llenas con valores que yo creía solo guardados en la mitología y leyendas de hombres verdaderos *. Por compartir nuestra efímera eternidad. Por todo lo que eres y significas. Por coincidir y seguir tu vuelo al Sol. Ojalá buscando el horizonte, nuestras ramas se junten nuevamente.

Elena, gracias por ser una vela brillando por la esperanza desde aquel lado del Atlántico. Así nos separasen siete mares, seguimos cerca, y nuestro andar conjura al mal de las ausencias.

A esos seres que más allá de caminar a mi lado, yo ando con sus propios pasos, veo a través de ellos y ellos a través de mí; aún cuando sus pies pisen las calles de California, Ensenada o Cuernavaca:

A Ernesto Gómez de Elías.

A Carlos Domínguez-Tagle.

A Armando Alcaráz.

Brotamos de las mismas raíces de nuestra tierra; y hoy somos ramas sobre horizontes diferentes, pero un tronco común. De ustedes no puedo decir nada, toda palabra sobra, y es **porque son mis más antiguos portadores de lo más valioso del ser humano: la amistad.**

* Ojo que lo de hombres verdaderos va por la raza humana; no quiero ataques terroristas de alguna facción ultra del feminismo

A Mercedes Sosa, Silvio Rodríguez, Georges Moustaki, Neil Diamond, Cat Stevens, Miguel Hernández, Mario Benedetti, Gibran Jalil Gibran, Oriana Fallaci, Eva Forest, Fernando Savater, Fernando Delgadillo, Joan Manuel Serrat, Mexicanto, Sanampay, Simon & Garfunkel, L. v. Beethoven, Mafalda y Quino, J. Brahms, Facundo Cabral, W.A. Mozart, Sommerset Mauham, Oliverio Girondo, Olaf Stapleton, Herman Hesse, Sub Marcos... y todos los etéreos hombres y mujeres que a la distancia, a través del tiempo me han mostrado el universo... mi universo (psicoanalistas: aproveché de este arrebatado de ego en 4 páginas).

A los patrocinadores de esta tesis: hierba mate "Cruz de Malta", las galletas de animalitos (casi cualquier marca), y la canción-tema "El tiempo que te quede libre..."

In memoriam a Juan Vázquez.

Índice

¡Gracias!	1
Índice.	5
Resumen.	7

I. PARTE PRIMERA.

1. Núcleos Activos de Galaxias.	11
1.1. Generalidades.	13
1.1.1. Breve historia de un descubrimiento.	14
1.1.2. Clasificaciones y características.	15
1.1.3. Fenomenología y la física involucrada.	19
1.2. Variabilidad.	25
2. Lentes Gravitatorias.	29
2.1. ¿Qué es una Lente Gravitatoria?	31
2.1.1. Una larga historia.	31
2.1.2. Bases físicas.	34
2.1.2.1. Una idea preliminar: Lentes atmosféricas.	34
2.1.2.2. Ecuaciones básicas.	35
2.1.2.3. De intensificación y otras cosas...	47
2.2. Consecuencias y aplicaciones.	48
2.2.1. En las teorías cosmológicas y astrofísicas.	49
2.2.2. Microlentes Gravitatorias.	52
2.2.2.1. Y la clasificación de núcleos activos de galaxias.	53
2.2.2.2. En la microvariabilidad.	55

II. PARTE SEGUNDA.

3. Fotometría.	63
3.1. Su desarrollo a través del tiempo.	65
3.2. Qué hacer con la luz de las estrellas.	66
3.2.1. Magnitudes, colores y correcciones.	68
3.2.2. Sistemas Fotométricos y Transformaciones.	71
3.2.3. Un poco de estadística.	72
3.2.4. Reducción de datos.	73
4. Análisis fotométrico en cuasares.	77
4.1. Los candidatos.	79
4.1.1. : 3C 345 (1641+399).	80
4.1.2. : 3C 446 (2223-052).	84
4.1.3. : 4C 56.27 (1823+568).	87
4.2. Observaciones y análisis de datos.	88
4.3. Resultados.	91
5. Conclusiones y Perspectivas.	95
Apéndice.	101
Referencias.	105
Notas.	113

Resumen.

En la presente tesis se contemplaron dos partes temáticas. En la primera, se ha realizado una revisión y compilación bibliográfica sobre los temas de *Núcleos Activos de Galaxias* y de *Lentes Gravitatorias*. En la segunda, se hace un estudio de fotometría a tres blazares que se plantean como candidatos para presentar variaciones atribuibles a microlentes gravitatorias.

Respecto a los Núcleos Activos de Galaxias, se partió desde una revisión de generalidades y características, para ir luego a la fenomenología observada y modelos físicos que buscan su explicación. Se hace hincapié en la física y modelos de *agujeros negros* como la teoría más viable que describe la mayor parte de la fenomenología conocida de los Núcleos Activos. Así también, se mencionan modelos en los que se plantean perturbaciones no axisimétricas sobre las galaxias que pudieran albergar tales núcleos activos, como los mecanismos para la inyección de materia hacia los discos de acreción alrededor de los agujeros negros supermasivos. Se concentra la atención en los objetos del tipo *blazares* (como los cuasares de violenta variabilidad en el óptico (OVV) y los objetos BL Lacertae), pues posteriormente sobre objetos dentro de esta clasificación se desarrollará la tesis.

Los blazares son objetos que presentan una variabilidad temporal del flujo muy violenta, con escalas de tiempo desde horas hasta años. Se han encontrado, correlaciones de variaciones de intensidad en diversos intervalos de longitud de onda del espectro electromagnético, con tiempos de retraso muy característicos de acuerdo a la posible región donde se produzcan los cambios. Sin embargo, hay variaciones en otras bandas espectrales que no tienen las mismas correlaciones. Se estudian los modelos que pudieran dar lugar a diferentes tipos de variación temporal en el flujo de energía.

Los intervalos temporales de mayor interés en el presente trabajo son las escalas cortas, del orden de horas a días; en los cuales se presenta una paradoja con las leyes físicas si no se toman en cuenta efectos relativistas. En esta tesis, se exploran las posibilidades de ocurrencia de efectos extrínsecos a la región emisora principal. De este punto se sigue el planteamiento de la siguiente sección.

Las lentes gravitatorias son concentraciones masivas en el universo que distorsionan la geometría espacio-temporal de sus alrededores, produciendo que los haces luminosos que

se propagan por las vecindades de tales pozos de potencial gravitatorio se desvíen. En la primera etapa de esta sección, se revisan las bases físicas de estos sistemas, atendiendo a las ecuaciones elementales de su formulación matemática.

Una propiedad importante de las lentes gravitatorias es su acromaticidad, debido a que la magnificación no depende de la frecuencia de la onda afectada. La intensificación del brillo aparente viene dada por la razón de los ángulos sólidos cubiertos de la imagen respecto a la fuente. Los sistemas más propicios a considerarse como lentes gravitatorias son galaxias aisladas interpuestas entre la fuente (por ejemplo, un cuasar) y el observador, o bien un cúmulo de galaxias.

Entre las consecuencias y aplicaciones de tales sistemas presentadas en esta tesis respecto a la astrofísica y cosmología observacional, se hace énfasis en un arreglo particular, conocido como *microlente gravitatoria*; en este caso, además de los efectos producidos por la galaxia-lente, se tienen los producidos por algunos elementos de la misma, principalmente enanas café, estrellas con masas cercanas a la solar, y objetos de material degenerado, como enanas blancas, estrellas de neutrones y agujeros negros. Estos microlentes desvían la luz de la fuente produciendo la multiplicación de "microimágenes". Las separaciones angulares típicas entre las microimágenes son tales que no pueden resolverse a través de los telescopios actuales; sin embargo, este efecto lo observamos mediante variaciones en la luminosidad como superposición de todas las microimágenes. Al cambiar las posiciones relativas del cuasar, microlente y observador, variará la intensidad en escalas de tiempo cortas (de minutos a días).

En caso de que la galaxia-lente produzca varias imágenes de la fuente, una forma de distinguir microvariabilidad producida por microlentes respecto de la intrínseca es a través de los efectos sobre el brillo aparente de las imágenes. Si las variaciones provienen de la fuente, éstas deben aparecer en todas las imágenes con el mismo patrón (aunque con retrasos temporales debido a diferencias de caminos ópticos); en cambio, si las variaciones son observadas con patrones diferentes en cada imagen (o en algunas de ellas no hay variación), entonces se tiene una señal clara de microlentes. En caso de no haber imágenes múltiples, se buscan formas "características" de variabilidad inducida por microlentes en las curvas de luz.

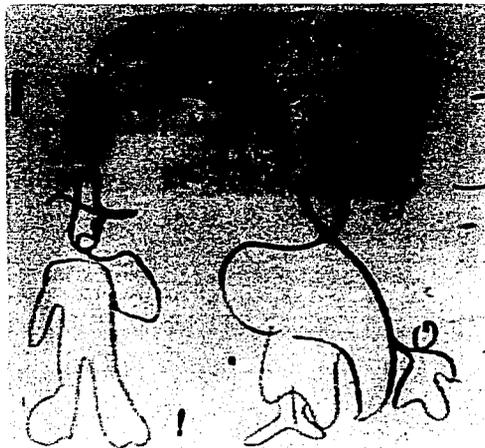
En la presente tesis se hace una revisión y recopilación de diagnósticos para el efecto de microlentes, planteándose así criterios de selección de objetos que pudieran ser posibles candidatos a tales fenómenos para su posterior estudio.

Para la segunda parte temática, se aplica el efecto descrito anteriormente al estudio de un grupo de blazares determinados como candidatos para microvariabilidad por microlentes. Los datos analizados corresponden a observaciones de tres blazares, llevadas a cabo con el telescopio de 2.1 metros del Observatorio Astronómico Nacional de San Pedro Mártir, B.C.N. en septiembre de 1994 (como parte de una campaña internacional dirigida por K.J. Schramm). Primero se hace el análisis fotométrico de apertura a imagen directa de los objetos 3C 446, 3C 345 y 4C 5627, utilizando la paquetería de procesamiento de imágenes IRAF (Image Reduction Analysis Facility). A continuación se exponen los argumentos que llevan a considerar estos blazares como candidatos a ser afectados por microlentes gravitatorias. Entre otros argumentos, se analiza la variación de la magnitud en la banda R sobre las curvas de luz de los objetos observadas por diversos autores. Finalmente se estudian los datos acumulados, para plantear el seguimiento futuro del presente trabajo.

El presente trabajo tiene como objetivo principal describir y analizar el uso de los recursos hídricos en el sector agrícola de la zona de estudio, con el fin de determinar el nivel de eficiencia en el uso del agua y proponer medidas de mejora. Para ello se realizó un estudio de campo en una finca agrícola, donde se midieron los volúmenes de agua consumidos en diferentes cultivos y se analizaron los factores que influyen en el uso del agua, como el tipo de cultivo, el clima y las prácticas de riego. Los resultados muestran que el uso del agua en el sector agrícola es altamente ineficiente, con pérdidas significativas por evaporación y filtración. Se propone la implementación de sistemas de riego más eficientes, como el riego por goteo, y la adopción de prácticas de conservación de agua, como el uso de mulch y la selección de cultivos más resistentes a la sequía. Estas medidas contribuirían a reducir el consumo de agua y a mejorar la sostenibilidad del sector agrícola en la zona de estudio.

*“...Nunca permitas, campo, que se agote
nuestra sed de horizonte y de galope.”*

Oliverio Girondo.



Capítulo 1: NÚCLEOS ACTIVOS DE GALAXIAS.

§1.1 GENERALIDADES.

De toda la gama de objetos y fenómenos que ocurren en el universo, los *Núcleos Activos de Galaxias* (en adelante nos referiremos a ellos como NAG) son los más energéticos y luminosos que se conocen; además, tienen otra particularidad: algunos de ellos se encuentran en la frontera observable (para nosotros). Ésto trae consigo un hecho muy interesante, pues hablar de grandes distancias en astronomía lleva a estudiar eventos que sucedieron en etapas muy cercanas al origen del cosmos.

Llamamos NAG a aquellas regiones centrales de las galaxias que emiten como fuentes compactas enormes cantidades de luz en casi todo el espectro. Schneider et al. (1992) consideran como núcleo activo a aquellos objetos extragalácticos que dan fuertes muestras de emisión no térmica en el continuo. Entenderemos aquí que la diferenciación entre radiación térmica y no térmica no es la misma que la distinción entre radiación estelar y gravitacional; por ejemplo, en la banda ultravioleta (UV) los NAG presentan un exceso de emisión conocido en inglés como “blue bump” (“joroba azul”) la cual es emisión térmica generada en un disco de acreción (al respecto de ello nos referiremos en el transcurso de este capítulo). Es muy posible que casi todas las galaxias presenten un núcleo activo, en el sentido de que haya otra fuente de energía además de la termonuclear proveniente de las estrellas (Blandford et al., 1990). Lo que sí es evidente, es que la caracterización de esos objetos ha sido de acuerdo a resultados empíricos, tales como características espectrales, morfológicas y de variabilidad.

La energía de los núcleos activos se emite en prácticamente todas las longitudes de onda del espectro electromagnético. Toda una serie de objetos diversos comparten un tipo común de fenomenología; desde las galaxias conocidas como *Seyfert*, con un corrimiento al rojo no muy grande, o *LINER* en una vecindad próxima, hasta los objetos más lejanos y violentos que se hayan conocido, como los cuasares y los objetos tipo BL Lacertae.

§1.1.1 BREVE HISTORIA DE UN DESCUBRIMIENTO.

En 1943, C. Seyfert publica un trabajo en el que hace saber de su descubrimiento respecto a un grupo de galaxias espirales. Entre otras propiedades, la de mayor interés fue la presencia de un núcleo muy brillante. A partir de los espectros tomados a dichos núcleos, encontró que había grandes masas de gas en movimiento, con velocidades de miles de kilómetros por segundo. Sin embargo, este hallazgo no fue asimilado e interpretado en su época. Ya para la década de los cincuenta se descubrió una poderosa radiofuente extragaláctica con intensa luminosidad, llamada Cygnus A. Un estudio en radiofrecuencias mostró dos regiones extendidas con estructura de eyecciones de material relativista (conocidos como *jets*) a distancias de kpc. Después se identificó la contraparte de la fuente en la emisión óptica, correspondiendo a una galaxia elíptica gigante. Aun así, en esa época todavía no se podía encontrar una relación que al respecto pudiera haber entre la emisión en radio y la del óptico.

Posteriormente, en 1960 A. Sandage observó la parte óptica de otra fuente de radio, conocida como 3C48, misma que presentaba una apariencia estelar. Examinó a continuación su espectro y fotometría sin poder identificar las líneas de emisión obtenidas ni su índice de color respecto de los objetos conocidos hasta entonces. Fue para 1963 que Schmidt pudo reconocer las líneas de emisión de otra radiofuente similar, 3C273; tales líneas correspondían al hidrógeno en serie de Balmer y una de Mg II para un corrimiento al rojo de $z = 0.158$; además este objeto emitía con una potencia del orden de $\sim 10^{47} \text{erg s}^{-1}$. En estos momentos se establecía el descubrimiento de nuevos y violentos objetos en los límites del universo observable.

Aparte de la apariencia estelar de estos objetos, acuñados con el nombre de *radio fuentes cuasi-estelares*, tenían además la peculiaridad de mostrar un exceso de color azul. Cuando los astrónomos se percataron de ello, buscaron en los catálogos estrellas con tales características y las observaron. Varios resultaron ser cuasares, aunque no todos tuvieron fuerte emisión en radio, de donde se llegó a considerar a los cuasares como radio fuertes y radio callados en una primera subdivisión.

Con los años, además de hallar un gran número de objetos que más adelante se agruparon como NAG, encontrando ciertas relaciones entre ellos, se ha ido modelando la física que está involucrada con objetos tan violentos. En la siguiente sección veremos las particularidades de cada clase mencionada en la literatura. Posteriormente, abordaremos el esquema físico más aceptado que delinea la fenomenología en cuestión.

§1.1.2 CLASIFICACIONES Y CARACTERÍSTICAS.

Podemos considerar que los núcleos activos se encuentran clasificados en las siguientes subclases (Woljer, 1990):

- 1.- Radio Galaxias (RG).
- 2.- Radio Cuasares (QSR).
- 3.- Blazares (BZR).
- 4.- Cuasares Radio Callados (QSO).
- 5.- Galaxias Seyfert 1 (Sy1).
- 6.- Galaxias Seyfert 2 (Sy2).
- 7.- Regiones de Líneas de Emisión de Baja Ionización Nuclear (LINER).
- 8.- Galaxias con brotes de formación estelar.
- 9.- Galaxias IRAS Superluminosas (IRAS: Infra-Red Astronomical Satellite).

1.- RADIO GALAXIAS.

Entre los procesos galácticos que generan emisión significativa en radiofrecuencias tenemos la del hidrógeno neutro en el medio interestelar, la emisión de radio en nubes moleculares y la producción de electrones relativistas durante las explosiones de supernovas. Éste último es particularmente frecuente en galaxias espirales. Sin embargo, el término de *Radio Galaxia* se reserva para cuando se observan fuertes emisiones de radio ($P_{1.4 \text{ GHz}} \geq 10^{23.3} \text{ W Hz}^{-1}$). Se dividen las RG en *Galaxias Radio Potentes* (PRG) y *Galaxias Radio Débiles* (WRG), siendo la cota que las separa la potencia $P_{1.4 \text{ GHz}} = 10^{25} \text{ W Hz}^{-1}$ (Blandford et al., 1990). Las PRG tienden a estar asociadas con galaxias elípticas muy luminosas con fuertes líneas de emisión en el óptico. Por otra parte, las WRG se asocian a galaxias elípticas menos luminosas, con líneas de emisión débiles o incluso ausentes. En ambos casos se les asocia con cúmulos ricos de galaxias. Las luminosidades de las RG en el rango de radiofrecuencias se encuentran en el orden de $10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ a $10^{45} \text{ erg s}^{-1}$ (Carrillo, R.; 1988).

Frecuentemente, aparecen estructuras en forma de jets. Pueden existir dos grandes lóbulos de plasma antiparalelos, situados a una distancia de $\sim 10^6 \text{ pc}$ del núcleo. Se presume que en algunos casos, la emisión en el óptico también es radiación sincrotrónica. Dado que la vida de los electrones relativistas responsables de tal radiación es corta, se piensa que es necesaria la aceleración posterior a la emisión (es decir, durante el camino), posiblemente mediante irregularidades de un campo magnético en movimiento. Por otra parte, se ha

observado polarización lineal en radiofuentes extendidas, demostrándose con ello la presencia de campos magnéticos orientados uniformemente.

La radiogalaxia conocida más cercana a nosotros es una elíptica gigante, llamada Centauro A.

2.- RADIO CUASARES.

Las características en radio de los QSR se parecen a las de las PRG, pero su imagen óptica está dominada por un núcleo no resuelto ($\theta < 1''$), azulado ($U - B < 0$) y luminoso ($M_v < -22$ o -23 , i.e. del orden de 10^2 veces el brillo de una galaxia normal), con fuertes líneas de emisión anchas. En dicho rango del espectro, el núcleo tiende a ser muy variable y muestra frecuentemente polarización lineal. Variabilidades de diferentes comportamientos temporales se asocian a longitudes de onda distintas. Sus corrimientos al rojo van desde fracciones de z hasta $z \sim 4$. Los más brillantes han sido detectados también como fuentes de rayos X.

Se ha observado una velocidad transversal aparente en los jets que emergen de algunos de estos núcleos activos que excede a la velocidad de la luz, en algunos QSR y objetos BL Lacertae. Tal velocidad *superlumínica* ha sido observada por ejemplo en 3C 345, OJ 287 y en el propio BL Lac, algunos de estos objetos serán revisados más detenidamente en secciones posteriores de la presente tesis. La interpretación de las velocidades superlumínicas involucra efectos de geometría en jets relativistas orientados con ángulos pequeños respecto a la línea de visión del observador.

La emisión en el continuo de los QSR cubre un gran intervalo, que va desde los rayos X hasta las radiofrecuencias. Aun así, su emisión no es homogénea ni tienen una curva de intensidades como la modelada para cuerpo negro, mostrando un exceso de emisión en las bandas UV e IR. Los cuasares también muestran un cierto grado y ángulo de polarización (P) en la emisión de su radiación; de hecho, ello ha planteado una subclasificación en estos términos. Moore & Stockman (1981) definen por primera vez los *cuasares de alta polarización* (HPQ), los cuales presentan valores de polarización $P > 3\%$. Así mismo, denominaron *cuasares de baja polarización* (LPQ) a aquellos objetos con $P < 2\%$ (Moore & Stockman, 1984). Esa distinción en la polarización obedece más a una discontinuidad observada alrededor de $P \sim 3\%$ que a una determinación arbitraria (Stockman, Moore & Angel, 1984). La subclase de los HPQ es muy poco numerosa, apenas alrededor del 1% de todos los cuasares.

3.- BLAZARES.

En esta clasificación, se encuentran comprendidos los *objetos tipo BL Lacertae* (BL Lac) y los *objetos Variables Ópticamente Violentos* (OVV de sus siglas en inglés). El término “blazar”, propuesto por Angel & Stockman (1980), resulta de la combinación de los nombres de dos tipos de NAG: BL Lac y Quasar. Los BZR tienen polarizaciones muy altas en su emisión ($P > 3\%$; de Diego, 1994) y variaciones muy violentas desde radiofrecuencias hasta rayos X. Además, se les ha detectado a algunos de ellos efectos de *movimiento superlumínico* (de lo cual hablaremos en la sección §1.1.3).

Los BL Lac carecen casi totalmente de líneas anchas de emisión. Su espectro está dominado por el continuo no térmico, teniendo un máximo de luminosidad en el IR. Tienen a ser muy variables tanto en radio, en óptico y los rayos X; así mismo, tienen fuerte polarización en radiofrecuencias y óptico. La escala de tiempo de la variabilidad en las dos últimas regiones espectrales mencionadas puede ser menor de 1 día.

Los OVV (también conocidos como “Flat Spectrum Radio Quasars”, FSRQ) comparten muchas de las características de los BL Lac; sin embargo, difieren en que sí presentan líneas de emisión anchas. Schramm et al. (1994) definen como un OVV a los objetos que muestren variaciones ≥ 0.15 mag, con gradientes de al menos 5 mag al año en el sistema de referencia en reposo para el cuasar.

Más adelante en el presente capítulo retornaremos nuestra atención a esta subclase de NAG (introduciendo con ello a nuestros objetos de interés para la segunda parte de la tesis).

4.- CUASARES RADIO CALLADOS.

Ópticamente son semejantes a los QSR, pero no se les ha detectado emisión fuerte en radio. De hecho, se les ha situado como cota la emisión en radio medida a 5 GHz, $F_{5\text{GHz}} = 10^{24.7} W \text{ Hz}^{-1}$, para delimitar entre QSR y QSO (Woltjer, 1990). También, la emisión en rayos X de los QSO tiende a ser más débil que la de los QSR. Hay algunos casos de estos objetos en los que se presentan líneas de absorción anchas; en tales casos se les distingue como una subclase más, denominada BALs. Conteos en estos objetos y QSR han indicado un predominio de QSO en el universo sobre los QSR, teniendo que del total de cuasares conocidos, el $\sim 90\%$ son radio callados y el $\sim 10\%$ restante son radio fuertes.

El cuasar más cercano a nosotros (3C 73) se encuentra a un corrimiento al rojo de $z \approx 0.004$; el nombre de este cuasar está basado en el tercer catálogo de Cambridge para radiofuentes (Third Cambridge Radio Catalogue; ver Burbidge et al., 1977).

5.- GALAXIAS SEYFERT 1.

Son galaxias espirales, generalmente de tipo temprano en las cuales su núcleo presenta características similares a los QSO, pero de luminosidad más baja. El límite de luminosidad en el que se acostumbra diferenciar las Sy1 de los QSO es $M_v = -23$, el cual corresponde aproximadamente $10^{12}L_{\odot}$ en esa región del espectro. Las líneas de emisión del hidrógeno (H I) son muy anchas, así como en el caso de otras líneas permitidas (He I, He II, Fe II). Los anchos de tales líneas son del orden de $10^3 km s^{-1}$. Por el contrario, las líneas prohibidas son más angostas (del orden de $10^2 km s^{-1}$). Presentan además un exceso de luminosidad en IR, en el intervalo de 1 a $10\mu m$.

6.- GALAXIAS SEYFERT 2.

Mientras que las Sy1 tienen líneas anchas permitidas y líneas angostas prohibidas en sus espectros de emisión, las Sy2 tienen tanto líneas permitidas como prohibidas angostas; mismas que están en un intervalo entre los 200 y $700 km s^{-1}$. El continuo en las Sy2 es menos intenso que en las Sy1.

También pueden considerarse tipos intermedios de galaxias Seyfert, en la medida en que se parezcan más a uno u otro grupo de los mencionados. Las galaxias Seyfert más próximas conocidas se encuentran en el cúmulo galáctico de Virgo.

7.- LINERS.

Se caracterizan por fuertes líneas de baja ionización (O I, S II). Se les asocia con galaxias espirales. En algunos casos sus cocientes de intensidades pueden semejar remanentes de supernova. Se ha catalogado a los LINER como una extensión de las Sy2 a bajas luminosidades (Osterbrock, 1991). Los LINER más débiles detectados tienen líneas de emisión con intensidades apenas por encima del límite tecnológico de los detectores actuales; por lo que debemos suponer de la existencia de más tipos de NAG aún no detectados.

El núcleo de nuestra galaxia muestra en regiones del IR lejano, ondas milimétricas y en radiofrecuencias varias evidencias de una actividad nuclear débil.

8.- GALAXIAS CON BROTES DE FORMACIÓN ESTELAR.

Son galaxias con formación estelar que tiene lugar a una razón más alta que el promedio durante la vida de la galaxia. Estos brotes pueden ser inducidos por fusiones (mergers) de galaxias o por perturbaciones en su morfología debido a interacciones gravitatorias. Hay

evidencia de que los NAG pueden tener en ocasiones tasas altas de formación estelar circunuclear. De algún modo, hay cierta relación entre estos dos fenómenos, y eso lo abordaremos más adelante dentro del presente capítulo.

9.- GALAXIAS IRAS SUPERLUMINOSAS.

Son galaxias extremadamente luminosas en la región espectral del lejano IR (12 a 100 μm); tales luminosidades son del orden de $\sim 10^{12} L_{\odot}$. Una gran parte de esta radiación se cree que es reemisión del polvo calentado por un NAG o un brote de formación estelar.

Las galaxias espirales rara vez presentan emisión fuerte en radiofrecuencias, mientras que en las elípticas eso no es raro; de modo que, por lo general, se asocian las galaxias elípticas con objetos como QSR o BL Lac, donde $P_{1.4 \text{ GHz}} > 10^{25} \text{W Hz}^{-1}$. Y así como las Seyfert son fuentes radio calladas, se ha considerado de igual forma que los QSO tienen asociación con galaxias espirales.

No se sabe aún si existen cuasares con $z > 5$. Si no se hallaran, podríamos tener algo de información de la época de la formación de galaxias o podría indicar que el universo se torna opaco para entonces; en el último caso quizá observaciones combinadas en rayos X con IR permitirían su detección.

Para tener mejor noción de las diferencias en las líneas espectrales expuestas en la clasificación, presentamos en la Fig. 1.1 los espectros característicos de algunos grupos de núcleos activos (Vèron-Cetty & Vèron, 1993).

§1.1.3 FENOMENOLOGÍA Y LA FÍSICA INVOLUCRADA.

En esta sección veremos el comportamiento físico de los NAG, proponiendo al mismo tiempo los posibles modelos que describan y se ajusten a la fenomenología observada.

Hemos mencionado ya que algunos espectros de NAG presentan líneas anchas de emisión, como el caso de los QSR, OVV y las líneas permitidas de las Sy1. Dichas líneas se ha planteado que son emitidas en una región con una densidad de electrones relativamente alta (Osterbrock, 1993), en la cual todas las líneas prohibidas que pudieran emitirse se **inhiben por desexcitaciones colisionales**. En esta región de líneas anchas (BLR) el gas debe **tener un amplio rango de velocidades**. Por su parte, las líneas angostas (líneas prohibidas de Sy1, así como las permitidas y prohibidas de las Sy2) pueden ser emitidas en una región de

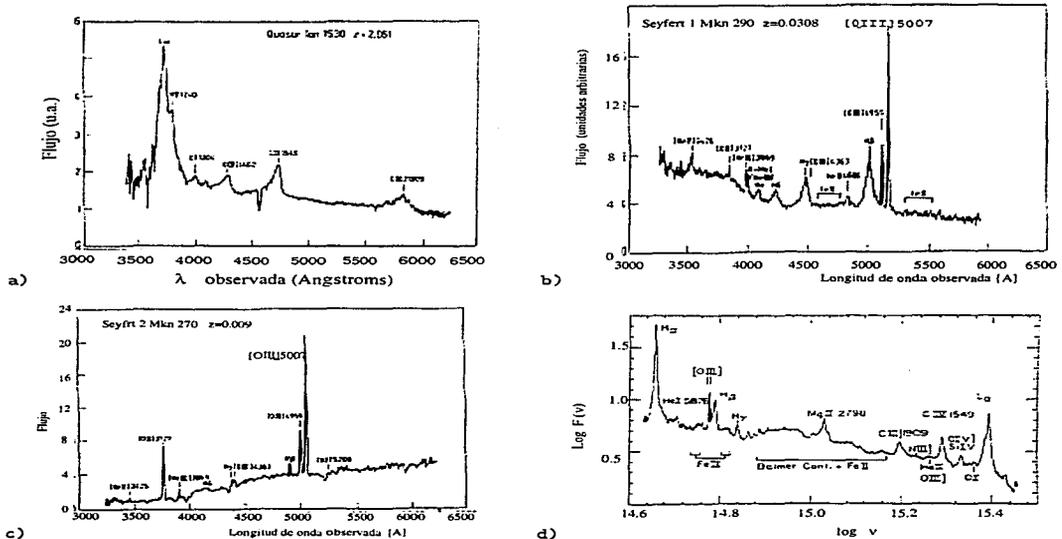


Fig.1.1

Espectros de: a) Cuasar, b) Seyfert 1 y c) Seyfert 2.

En d) mostramos una composición de espectros para los cuasares. (Netzer, 1990).

menor densidad electrónica, en la cual las líneas prohibidas no se desexciten colisionalmente de manera apreciable. El rango de velocidades en esta región (NLR) deberá ser por lo tanto menor. La baja temperatura de las NLR, junto con la ionización observada indican la posibilidad de que la energía que entra a estas regiones se debe básicamente a fotoionización. Conviene aclarar que las regiones BLR y NLR son solamente los nombres de los extremos en una distribución continua de densidades, con diversas condensaciones y fluctuaciones.

Las observaciones que se han hecho sobre las galaxias Sy2 muestran a las fuentes nucleares más enrojecidas; ello lleva a considerar la existencia de una gran cantidad de polvo calentado que reemite en IR una proporción de la radiación UV y de rayos X recibida de regiones más internas y que produce calentamiento por efecto Compton (Osterbrock, 1991).

La evidencia de absorción y dispersión es muy fuerte en las Sy2. En NGC1068 se observó emisión polarizada con el plano de polarización perpendicular al eje de simetría del núcleo (Antonucci & Miller, 1985). Tal polarización indica dispersión, siguiéndose entonces que debe haber un núcleo oculto posiblemente del tipo de Sy1 si lo vieramos de frente. Lo anterior, junto con el efecto de enrojecimiento ya descrito, llevan a proponer la existencia de un toroide de material absorbente alrededor del núcleo en su plano ecuatorial, que a su vez esconde a la BLR, permitiendo escapar la radiación solamente en el eje normal al plano y ser observada por reflexión y dispersión. Empero, aún no ha sido probado que todas las Sy2 sean Sy1 con núcleo oculto; tal generalización pierde veracidad en las observaciones de galaxias Sy2 de frente; además, prácticamente no se han encontrado más casos semejantes al presentado por Antonucci & Miller (1985). Existe un planteamiento alternativo, propuesto por Dultzin-Hacyan (1995), al llamado esquema unificado de núcleos activos donde se considera que todas las galaxias Sy2 son Sy1 oscurecidas. Dultzin-Hacyan propone que la radiación debida al disco de acreción decrece, mientras que la contribución relativa a un brote de formación estelar circunuclear crece (sobretudo en la banda IR del espectro), entre las Sy1 y Sy2. También en este esquema puede plantearse una secuencia con casos intermedios (como las Seyfert 1.2 y 1.5) y no niega la existencia de casos de Sy1 oscurecidas (ver también Mass-Hesse et al., 1995; Dultzin-Hacyan & Ruano, 1996; Fuentes & Krongold, 1997).

Todo parece indicar que el modelo geométrico más plausible para la estructura de los NAG presenta simetría cilíndrica; la principal razón la dan las observaciones hechas, debido a la estructura de los jets en radio cercanos al núcleo de varias galaxias activas (Osterbrock, 1993). Sin embargo, en la mayoría de los casos los jets no están alineados con el eje principal de la galaxia.

Muchas RG presentan características de jets en emisión de radio, el cual puede ser unidireccional o bidireccional. Algunos jets detectados inicialmente como unidireccionales, al ser observados en un intervalo de frecuencias suficientemente amplio se perciben bidireccionales y con intensificación de la luminosidad. Ésto lo podemos interpretar como causa del efecto Doppler sobre la materia moviéndose relativísticamente, en la cual el jet que se aproxima al observador está intensificado, mientras que el que se aleja se ve debilitado. Los efectos relativistas introducen una fuerte anisotropía, y en consecuencia, el aspecto de la fuente con un jet depende en mucho del ángulo entre el eje y la línea de visión. Cuando se observa un jet con un pequeño ángulo con la línea de la visión, esperamos detectar emisión en una **región muy compacta**, con intensidades muy elevadas y rápida variabilidad, surgiendo con **ello la subsecuente clasificación para blazares en objetos BL Lac y OVV**. Aquí prácticamente **no son visibles las líneas anchas de emisión**, por las mismas razones de geometría.

Todas las características antes mencionadas, así como la fenomenología observada de los NAG desde su descubrimiento ha llevado a plantear diversos modelos que describan tal comportamiento. El más aceptado en nuestros días se le conoce como *modelo estándar* y en éste se propone la existencia de un hoyo negro supermasivo ($10^7 \rightarrow 10^{10} M_{\odot}$) central rodeado de un disco de acreción (Blandford, 1990). A continuación presentamos dos representaciones afines de tal modelo de hoyo negro con disco de acreción, al cual seguiremos refiriéndonos a lo largo de esta sección:

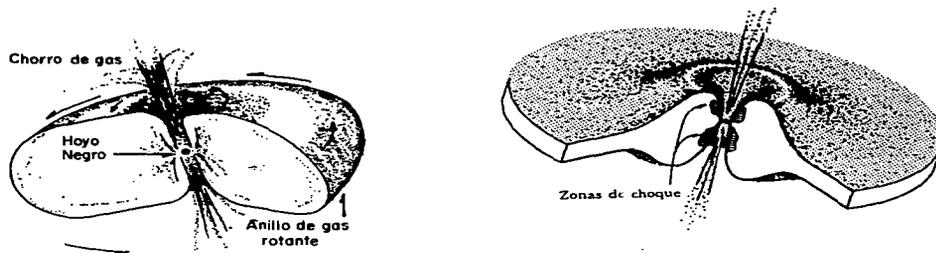


Fig.1.2 Esquemas de discos de acreción con hoyo negro para Núcleos Activos.

Un toroide de radio de algunos *pc* rodea al núcleo. Dentro de este toroide, se encuentran las nubes de líneas anchas (BLR) moviéndose rápidamente; afuera están las nubes lentas de líneas angostas (NLR).

La única fuente de energía posible que se conoce para explicar la descomunal emisión de un NAG ($\sim 10^{46} \text{erg s}^{-1}$) es la conversión de energía de origen gravitatorio. El mecanismo más plausible de liberación de parte de su energía es a través de un disco de acreción por el cual el material cae al centro, donde se encuentra un hoyo negro supermasivo. Es entonces que la generación de la energía en un núcleo activo tiene su origen básicamente en dos regiones; *i*) una mitad de la energía es producida por el disco de acreción y las nubes de gas (se produce emisión térmica por las regiones ionizantes). *ii*) La otra mitad de la energía se produce en la parte más interna del disco de acreción, teniendo éste proceso que ver con la pérdida de energía de amarre de la "órbita estable más próxima" del gas antes de caer hacia el hoyo negro (el planteamiento de "órbita estable" refiere una "visión clásica"; recordemos que el planteamiento formal es más complejo). Para observar la eficiencia en la conversión

de energía, a partir de la ecuación $E = mc^2$, de un hoyo negro, comparemos los siguientes procesos:

- 1) Fusión termonuclear $4H \rightarrow He + \nu \Rightarrow 0.01\%$
- 2) Hoyo negro de Schwarzschild (sin momento angular) $\Rightarrow 10\%$
- 3) Hoyo negro de Kerr (con momento angular) $\Rightarrow 40\%$
- 4) Aniquilación partícula-antipartícula $\Rightarrow 100\%$

La luminosidad máxima que puede tener un objeto esférico para mantener el equilibrio entre la atracción gravitatoria dada por su propia masa M y la presión opositiva de la radiación, está dada por la *ecuación de luminosidad de Eddington*

$$L \leq L_E = \frac{4\pi c G m_H M}{\sigma_T} = 1.3 \times 10^{38} \frac{M}{M_\odot} \text{ erg s}^{-1}. \quad (1.1)$$

donde m_H es la masa de un protón y σ_T es la sección recta de dispersión electrónica o de Thompson (es decir, la fuerza que ejerce la radiación sobre los electrones libres). Una luminosidad mayor al límite de Eddington provocaría que la presión de radiación excediese a la atracción gravitatoria, llevando a la consecuente destrucción del disco de acreción.

La masa calculada para un hoyo negro embebido en un QSO es del orden de $10^9 M_\odot$, mientras que en un núcleo Seyfert puede ser de $\sim 10^8 M_\odot$. Los núcleos de galaxias Sy1, típicamente tienen valores de $L \approx 10^{-1} L_E$, mientras que para los cuasares $L \approx L_E$. Ésto nos lleva a pensar en la tasa de masa consumida necesaria para mantener esa luminosidad. Un cuasar tendría por consiguiente una vida de $\sim 10^7$ años, antes de acabar con su combustible. Siguiendo con este análisis podríamos pensar que muchas de las galaxias que no presentan actividad aparente, pudieran tener un hoyo negro latente, sin el gas y polvo cercanos con momento angular lo suficientemente pequeño para entrar en un disco de acreción. Al respecto, hay evidencias que enmarcan la posibilidad de un hoyo negro con masa $M \approx 10^7 M_\odot$ en la espiral vecina M31; tal interpretación proviene de aplicar modelos de dinámica estelar a la dispersión de velocidades y rotación medidas (Dressler & Richstone, 1988; Kormendy, 1988).

En algunos núcleos activos se dan lugar otros fenómenos más, que involucran efectos relativistas e inclusive son de gran importancia para su estudio y comprensión. Uno de ellos ya lo mencionamos someramente en la sección anterior; éste es el del *movimiento superlumínico*. En algunos blazares se han detectado estructuras de inhomogeneidades del plasma eyectadas de la fuente con velocidades aparentes, en su proyección sobre el cielo, mayores que la velocidad de la luz; recibiendo por ello el nombre de expansiones superlumínicas.

Sin embargo, tal expansión es sólo un efecto de la geometría del sistema en una situación relativista (con un ángulo θ entre el eje del jet y la línea de visión muy pequeño). Otros fenómenos relativistas observados en los blazares son el *direccionamiento por efecto Doppler*, y la *intensificación por efecto Doppler*. Ambos parten de que la emisión de los blazares está dominada por el jet. La emisión anisotrópica debida al jet, el ángulo formado por este último con la línea de la visión $\theta \rightarrow 0$, y la velocidad ultrarrelativista (con un factor de Lorentz $\gamma = (1 - v/c)^{-1/2} \gg 1$) de las estructuras que se encuentren en dicha región provocan un efecto relativista de direccionamiento de los fotones siguiendo al vector de movimiento de tales estructuras. En el caso de la intensificación por efecto Doppler, el resultado adicional es la amplificación de la energía en el sistema de referencia del observador (para la determinación matemática y tratamiento formal de estos fenómenos, ver Benítez, 1997).

Regresemos al disco de acreción; ya mencionamos que el continuo ionizante proviene de esta región. Hemos visto además que las líneas de emisión son generadas en las nubes de gas circunucleares; estas nubes se distribuyen discretamente en el espacio, pues se detecta el continuo del disco que escapa entre ellas. La distribución energética del continuo de las galaxias activas en los 4 eV a 2 keV presenta un exceso o protuberancia, conocido del inglés como 'blue bump', el cual se cree que es emisión térmica de la región intermedia del disco por calentamiento ($\sim 10^5 K$) debido a componentes de viscosidad, superponiendo una curva de cuerpo negro a la distribución energética de serie de potencias del resto del disco. La viscosidad del disco de acreción hace que el material vaya reduciendo su radio orbital, cayendo al hoyo negro y convirtiendo así parte de su energía gravitatoria en térmica (Rees, 1984; Blandford, 1990). La temperatura efectiva en el disco aumenta conforme se consideren regiones cada vez más próximas al hoyo negro. En tales circunstancias, es posible que en la región interna del disco de acreción se lleve a cabo la generación de energía que produzca la emisión de rayos X. Pero esta radiación no es la más energética que se emite en las regiones centrales de los núcleos activos; se sabe que hay emisión en rayos γ provenientes de partículas subatómicas ultrarrelativistas asociadas al pozo de potencial gravitatorio alrededor del hoyo negro (Von Montigny et al., 1995, encontraron emisión de rayos γ con energías entre los 30MeV y 5GeV en blazares). Los únicos otros procesos astrofísicos que se conoce generen emisión en rayos γ son de las explosiones de supernovas y a través de campos magnéticos en estrellas de neutrones.

Un cierto número de cuasares, en particular de gran corrimiento y luminosidad elevada, emiten más fotones ionizantes de lo que predicen los modelos de disco de acreción. Así también, la masa del hoyo negro central requerida para producir la luminosidad de algunos NAG es mayor que la requerida para producir el correspondiente UV. Eso sugiere que la

distribución energética de la región del continuo ionizante de los núcleos activos está incrementada en comparación con varios modelos (Gondhalekar et al., 1996). Hay evidencias de que la forma y luminosidad del 'blue bump' es independiente del corrimiento al rojo de los NAG y sus luminosidades en UV. Al no cambiar la forma del 'bump' con la luminosidad, indica que la temperatura efectiva del disco (si el 'blue bump' es por emisión de la región interna del disco) es independiente de la luminosidad. Esto provee una explicación para la variabilidad casi simultánea en las bandas del continuo en rayos X, UV y ópticas. Variaciones en UV están aparentemente correlacionadas con aquellas en la región de rayos X de 2 keV. Estas correlaciones pueden sugerir que la radiación UV y posiblemente también la ionizante en los núcleos activos es radiación de rayos X reprocessados por calentamiento y reemisión.

§1.2 VARIABILIDAD.

La mayor parte del conocimiento que se ha ido forjando sobre la estructura de los NAG se ha deducido a partir de estudios de variabilidad. El descubrimiento de significativos cambios en las intensidades de estos objetos dentro de intervalos de meses o años llevó a considerar las dimensiones compactas de los mismos, donde se excluía de antemano un origen estelar a tal densidad de luminosidad.

En la escala de años, la variabilidad ha cambiado la clasificación de algunos núcleos activos. Por ejemplo, hay observaciones donde se manifiesta un paso de Sy1 a Sy2, o inclusive de BL Lac que al cabo de unos años presenta características de Sy1 (ver por ejemplo Ulrich, 1981). Dado que las radiofuentes tienen tiempos de vida de millones de años, puede esperarse que los núcleos ópticos de un QSR puedan desvanecerse antes que la emisión en radio disminuya convirtiéndose el objeto en una RG. Ahora bien, el tipo de variaciones que contemplaremos principalmente no serán las propias de ideas evolutivas sobre los NAG, sino aquellas de escalas de tiempo cortos (desde minutos hasta algunos años), en las que se cree que hay involucrados procesos físicos en las regiones internas del NAG o efectos externos diversos que producen la apariencia de variabilidad.

Algunas variaciones en el brillo de los núcleos activos suceden en escalas de tiempo muy rápidas, y con variaciones en la magnitud de apenas algunas décimas o centésimas. El primer reporte de tal tipo de variabilidad en cuasares lo dan Matthews & Sandage (1963), planteando como "fluctuaciones a corta escala" lo que hoy entendemos como *microvariabilidad*. El artículo de Mathews & Sandage no fue considerado dentro de los estudios y revisiones de microvariaciones sino hasta tres décadas después (Dultzin-Hacyan et al., 1993).

Las escalas en variación de brillo y tiempo son muy cortas, con $\Delta m \sim 10^{-2}$ mag y Δt de minutos.

Hay dos posibles regiones donde pueden darse los procesos que produzcan variaciones a corta escala temporal. Una de ellas es el disco de acreción, en la cual se plantea la generación de inestabilidades en los discos que dan lugar a destellos (Wiita et al., 1991). La otra estructura de peso en la emisión de fotones que puede dar lugar a variaciones rápidas es la de los jets. En éstos, el mecanismo al cual se ha recurrido para explicar variabilidad es mediante choques de plasma que producen una compresión del campo magnético desencadenando destellos radiativos (Marscher & Gear, 1985). Cualquier variación en la intensidad de la radiación ionizante central del NAG desencadena cambios en la emisión de líneas anchas al ser fotoionizadas las regiones BLR. El retraso entre variaciones a diferentes frecuencias se deberá al desplazamiento espacial entre las regiones emisoras de continuo y de líneas respectivamente. Por ejemplo, el tiempo de retraso entre la aparición de cada evento en distintas frecuencias va de horas a días en el régimen de UV y rayos X, semanas o meses en el rango óptico, y de meses e inclusive años en las radiofrecuencias. Como caso particular tenemos la variabilidad en blazares, pues la emisión que recibimos de estos objetos proviene casi en su totalidad del jet (de acuerdo al esquema unificado de NAG radio-fuertes, el cual plantea que el jet está prácticamente alineado con la línea de visión entre el observador y el objeto). Entonces las variaciones de brillo han de atribuirse a esta región y no tanto al disco u otras más extendidas.

La variabilidad de los NAG, en general no es periódica en escalas de tiempo cortas, mientras que a escalas mayores (años) se ha confirmado al menos en un caso la existencia de variaciones cuasi-periódicas; este es el caso del blazar OJ 287. Las regiones de emisión deben estar influenciadas por evolución dinámica del núcleo. Wagner (1993) propone un modelo geométrico para explicar un caso particular de un triple destello en 3C 345 ocurrido poco después de 1990. Este modelo atribuye la causa del destello al movimiento helicoidal de una inhomogeneidad eyectada del núcleo a través del jet relativista, suponiendo una orientación del observador casi colineal con el eje del flujo de plasma. De lo anterior, obtiene que las oscilaciones en la trayectoria de un elemento del plasma causan oscilaciones en la intensidad observada. Aún así, dicho modelo no logra ajustar del todo con las curvas de luz. Por su parte, Heidt (1993) presenta una muestra de objetos tipo BL Lac que en muchos casos presentaron patrones de variabilidad cuasiperiódicos, mismos que no se pudieron explicar con el modelo de choques en los jets. Se ha planteado incluso la existencia de sistemas de hoyos negros supermasivos binarios para explicar la variabilidad periódica en núcleos activos como los blazares (Sillanpää et al., 1988; Lehto & Valtonen, 1996); en algunos casos, como el de OJ 287, con resultados satisfactorios. Aun así, todavía es difícil explicar las variaciones

rápidas con modelos intrínsecos al NAG. Así mismo, es difícil decir que las microvariaciones en los núcleos activos tienen un origen exclusivamente no-térmico.

Existen también algunas explicaciones alternativas para la variabilidad rápida; en ellas se presupone que la variabilidad no proviene del núcleo activo, sino de fenómenos fuera de él. A tal tipo de variación la conocemos como extrínseca. Dos explicaciones dentro de tal categoría son: los efectos de *microlentes gravitatorias* (que abordaremos con detalle en los siguientes capítulos), y refracción interestelar en radiofrecuencias. El problema con la última es que la dependencia en λ del centelleo excluye cualquier variación en frecuencias ópticas; de modo que las variaciones no podrán deberse a dispersión, dada la aparente correlación entre el radio y óptico (que en ocasiones se observa y otras no).

*“Todos los humanos estamos hechos
de la sustancia con la que se trenzan los sueños.”*

W. Shakespeare.



Capítulo 2: LENTES GRAVITATORIAS.

§2.1 ¿QUÉ ES UNALENTE GRAVITATORIA?

Conviene remitirnos a la Teoría General de la Relatividad enunciada por A. Einstein, para dar respuesta a la pregunta con la que iniciamos el capítulo. Acorde a dicha teoría, el *campo gravitatorio* de un pozo de potencial dado, distorsiona la geometría espacio-temporal de sus alrededores ocasionando entre otras cosas, la desviación de las trayectorias de haces luminosos al propagarse por la vecindad del mismo.

La fenomenología producida por esta desviación de la luz, es en extremo interesante, a la cual se le han encontrado consecuencias y aplicaciones importantes en el campo de la astrofísica y la cosmología observacional. Algunas posibilidades de estudio e investigación que podemos mencionar, y que surgen de tal fenomenología, son la determinación del parámetro de Hubble H_0 , el cálculo de masas de galaxias y cúmulos galácticos, así como la posibilidad de entender la naturaleza de la materia oscura y su distribución en el universo, además de arrojar estimaciones sobre el tamaño y estructura de cuasares.

Las concentraciones masivas en el universo, que pueden ir desde estrellas y galaxias aisladas hasta cúmulos galácticos, actúan como una especie de lentes al curvar trayectorias de rayos de luz. En adelante las identificaremos propiamente como *lentes gravitatorias*.

§2.1.1 UNA LARGA HISTORIA.

“Query 1. Do not Bodies act upon Light at a distance, and by their action bend its Rays, and is not this action (*caeteris paribus*) strongest at the least distance?”

Newton; *Optics*.

Tal como nos indica la cita del inicio de esta sección, ya desde 1704, en la primera edición de su libro “*Óptica*”, y considerando a la luz compuesta por constituyentes elementales, I. Newton se cuestionó si el campo gravitatorio de un objeto masivo podría curvar los rayos luminosos, al actuar sobre ellos tal y como lo hace sobre las trayectorias de partículas materiales. Para 1783, J. Michell indicó la posibilidad de que un objeto con masa de cientos de veces la solar, provocaría que cualquier rayo luminoso emergente de dicho objeto retornara

debido a efectos gravitatorios; tal objeto "negro" sería detectable únicamente por la interacción con sus alrededores. En estas mismas fechas, P.S. Laplace apuntó que un objeto podría llegar a ser tan masivo que ni la luz saliera de él.

Para que una partícula escape del campo gravitatorio de un cuerpo de masa M , debe tener una velocidad inicial v_0 mayor que la velocidad de escape, i.e., $v_0 > v_e = \sqrt{\frac{2GM}{R}}$. Al reducir R , v_0 crece, hasta el límite donde $v_0 = c$; en el cual se define el *radio de Schwarzschild*

$$R_s \equiv \frac{2GM}{c^2}. \quad (2.1)$$

Un *hoyo negro* estático tiene un horizonte de eventos dentro del cual ninguna señal puede viajar hacia afuera, inclusive la luz.

Un siglo después al trabajo de Newton, J. Soldner publicó un artículo en el cual investigó el error en la determinación de las posiciones angulares de estrellas debido a la desviación de la luz; todo ello a partir del desarrollo de la mecánica newtoniana.

Durante la elaboración de la Teoría General de la Relatividad, Einstein predijo que un objeto masivo curva el espacio-tiempo en su vecindad y que cualquier partícula (incluyendo a los fotones) se moverá sobre las geodésicas definidas en el espacio curvado. En 1907, discute por primera vez la desviación de un rayo de luz al hablar de las influencias de la gravitación sobre fenómenos ópticos (Einstein, 1907). Para 1911 retoma el tema en un análisis para la determinación del ángulo de desviación, empleando resultados de su naciente Teoría General de la Relatividad (como el que la velocidad de la luz en un campo gravitatorio es función de la posición) y un tratamiento básicamente de cinemática Newtoniana (Einstein, 1911); el resultado, aunque con enfoques novedosos entonces, no difirió todavía mucho del caso clásico. Es en 1916 que obtuvo la expresión para el ángulo de desviación de un haz luminoso que pasa cerca de un atractor gravitatorio, ya en términos puramente de la Teoría General de la Relatividad (Einstein, 1916):

$$\hat{\alpha}(R) = \frac{4GM}{c^2 R} = \frac{2R_s}{R}. \quad (2.2)$$

Al realizar el cálculo para un rayo de luz proveniente de alguna estrella lejana que pasara en las proximidades del Sol, predijo que el ángulo de desviación resultaba ser de $1.7''$, a diferencia de la determinación Newtoniana que arrojaba un valor de $0.87''$. Dicha predicción se corroboró durante un eclipse total de Sol en 1919 (Eddington, 1920).

Unos años más tarde, A.S. Eddington (1920) fué el primero en proponer la posible formación de imágenes múltiples de una estrella de fondo debido a los efectos gravitatorios producidos por otra estrella más próxima. Posteriormente, O. Chwolson sugirió que para el caso de una alineación perfecta entre el observador, una estrella-lente y otra estrella de fondo, se tendría una imagen de la última en forma de anillo centrado en la estrella-lente; tal anillo comunmente es referido como el "*anillo de Einstein*". Por su parte, en 1937 F. Zwicky planteó la posibilidad de poder encontrar imágenes producidas por lentes gravitatorias a partir de los objetos extragalácticos, más que de estrellas como hasta entonces se pensaba. Consideró desde entonces, que el descubrimiento de tales sistemas daría, entre otras cosas: i) una prueba adicional de la Teoría General de la Relatividad; ii) la posibilidad de ver fuentes extragalácticas ("extragalactic nebulae") a distancias mayores de las que se obtendrían si no hubieran sido afectadas por efectos-lente (*ie.*, ya plantea que las lentes gravitatorias intensifican el brillo aparente del objeto afectado); iii) y por último, un método alternativo para medir la masa de las galaxias (Zwicky, 1937a y b).

Las investigaciones al respecto perdieron interés por varios años, hasta que en 1963 Schmidt descubre los cuasares y revive la teoría de lentes gravitatorias. Y es hasta 1979 que se descubre, casualmente, el primer ejemplo de un sistema de lente gravitatoria en la imagen doble del cuasar Q0957+561 A & B. Los descubridores fueron Walsh, Carswell y Weymann (1979). Desde entonces el desarrollo de esta rama de estudio ha arrojado información astrofísica y cosmológica de gran valía, que en muchos casos no habría podido obtenerse por otros métodos.

§2.1.2 BASES FÍSICAS. *

§2.1.2.1 UNA IDEA PRELIMINAR: LENTES ATMOSFÉRICAS.

Antes de abordar la situación física de las lentes gravitatorias, consideramos útil e interesante revisar el paralelismo que se ha encontrado con los efectos de refracción producidos en las capas más bajas de la atmósfera, llevando a la desviación de los rayos luminosos.

Las lentes atmosféricas se producen como consecuencia de gradientes de temperatura y densidad muy marcados para regiones muy cercanas al piso (situación común en desiertos); sometiendo de tal forma a la luz a considerables desviaciones en su trayectoria. Las variaciones de temperatura y densidad de las capas de aire pueden verse como variables que implican un índice de refracción dependiente de la altura, $n(z)$, tal como observamos en las Fig.2.1 a) y b) (Refsdal & Surdej, 1994).

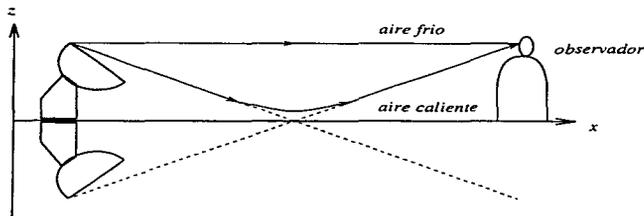


Fig.2.1 a)

Fig.2.1 a) Formación de espejismos atmosféricos.

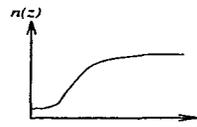


Fig.2.1 b)

Fig.2.1 b) Distribución de $n(z)$ respecto a la altura.

* Actualmente puede accederse a información sobre Lentes Gravitatorias y tópicos relativos (MACHO, OGLE, EROS) desde páginas de internet:

<http://vela.astro.ulg.ac.be/grav.lens/grav.lens.html>

<http://www.astro.princeton.edu/~ogle/>

<http://www.macho.mcmaster.ca/>

<http://darkstar.astro.washington.edu/>

<http://www.lal.in2p3.fr/EROS/>

Al estar la superficie del suelo más caliente que el aire ambiental, la refracción del aire lleva a la luz a curvarse hacia las regiones de aire más frío, produciéndose una imagen invertida y deformada, por debajo de la fuente. Bajo circunstancias especiales de las condiciones atmosféricas, pueden llegar a producirse imágenes múltiples dada la existencia de varias geodésicas entre la fuente y el observador.

De acuerdo con Refsdal & Surdej (1994), las lentes atmosféricas preservan el brillo superficial al igual que las lentes gravitatorias (y a diferencia de las lentes ópticas). Se sigue entonces, que la intensificación de un espejismo luminoso está dada por la razón del ángulo sólido de la imagen observada (por efecto lente) a la de la fuente (sin el efecto lente); situación que, como veremos más adelante, comparten con las lentes gravitatorias.

§2.1.2.2 ECUACIONES BÁSICAS.

El conjunto de ecuaciones que determinan los sistemas de lentes gravitatorias tal como se manejan en la actualidad fué derivado inicialmente por Refsdal (1964a). En la presente tesis usaremos la notación planteada por Schneider et al. (1992), que es equivalente a la de Refsdal y está ampliamente difundida dentro de la teoría de lentes gravitatorias.

Consideremos el esquema de la Fig.2.2, en el cual tenemos una masa deflectora L y una fuente distante S (por ejemplo, un cuasar), localizadas a una distancia D_d y D_s del observador O , respectivamente. Esta configuración plantea un caso general y simplificado a la geometría euclídeana. Además, se considera a los sistemas-lente como estáticos; lo último tiene su razón en las escalas de tiempo que intervienen, de acuerdo a las velocidades transversales relativas. Definimos a la *línea de la visión* como la recta que conecta al observador con la masa deflectora. La separación, proyectada sobre dicha línea, entre la fuente y la masa deflectora le llamaremos D_{ds} . Las distancias involucradas sugieren que las dimensiones de la fuente, la masa deflectora y el observador sean despreciables, de modo que pueden considerarse ubicados cada uno en planos perpendiculares a la línea de la visión; mismos que relacionaremos como *plano-fuente*, *plano-lente* y el *plano del observador*. Inclusive, en caso de que la masa deflectora tenga una sección recta significativa (como el caso de un cúmulo de galaxias), supondremos su distribución de masa proyectada al plano-lente, para los efectos del presente análisis.

La separación angular real de la fuente con respecto a la línea de la visión es β , **misma** que se observaría si no estuviera influenciada por el campo gravitatorio de L ; **sin embargo**, dada la desviación de los rayos, la línea \overline{SO} no es una trayectoria física del haz de

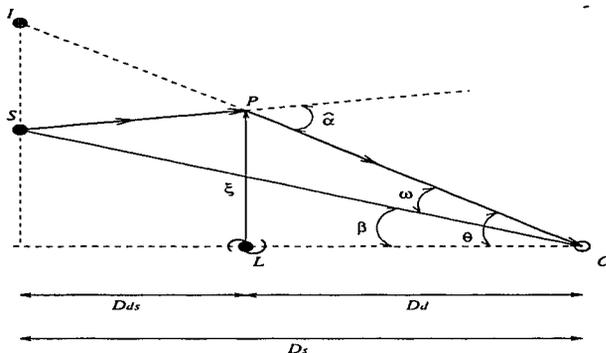


Fig.2.2 Geometría general de lente gravitatoria.

luz. Otras trayectorias sí conectan a \$S\$ con \$O\$ al curvarse la luz en el plano-lente; ésto es, un rayo de luz que pase a cierta distancia, o parámetro de impacto, \$\xi\$, de la lente se deflece un ángulo \$\hat{\alpha}\$ (\$\xi\$ se puede ver como parámetro de impacto en similitud a un análisis de colisiones entre partículas). La nueva trayectoria del rayo luminoso produce para el observador una imagen \$I\$ de la fuente \$S\$, pero en una posición angular \$\theta\$ respecto a la línea de la visión. En términos de \$\vec{\xi} = (\epsilon, \eta)\$, como vector angular en el plano-lente (\$\epsilon, \eta\$ son coordenadas en el plano perpendicular a la línea de visión y que tienen como centro a la lente), el ángulo de desviación (ec. 2.2) se reescribe como

$$\hat{\alpha}(\vec{\xi}) = \frac{4GM}{c^2\xi} = \frac{2R_s}{\xi}. \quad (2.3a)$$

Si la masa deflectora no pudiera considerarse puntual, es posible descomponer la distribución de materia en sus elementos \$m_i\$ y hacer uso del principio de superposición, de modo que tengamos, para un caso de distribuciones discretas (Schneider et al., 1992)

$$\hat{\alpha}(\vec{\xi}) = \frac{4G}{c^2} \sum_i m_i \frac{\vec{\xi} - \vec{\xi}_i}{|\vec{\xi} - \vec{\xi}_i|^2}, \quad (2.3b)$$

donde \$\vec{\xi}\$ describe la posición del rayo de luz en el plano-lente, y \$\vec{\xi}_i\$ la posición de la masa \$m_i\$.

Llevando la ecuación anterior al caso de una distribución continua de masa, donde $d^2\xi$ corresponde a un elemento de superficie en el plano-lente, y $\Sigma(\bar{\xi})$ es la densidad superficial de masa en la posición $\bar{\xi}$ que resulta al proyectar la distribución volumétrica real a un plano; tenemos entonces

$$\hat{\alpha}(\bar{\xi}) = \frac{4G}{c^2} \int_{\mathbb{R}^2} \Sigma(\bar{\xi}') \frac{\bar{\xi} - \bar{\xi}'}{|\bar{\xi} - \bar{\xi}'|^3} d^2\xi'. \quad (2.3c)$$

Si queremos que (2.3) se cumpla en cualquiera de sus casos, es necesario que el rayo luminoso pase a una distancia de la lente tal, que sus efectos gravitatorios sean débiles ($\xi' \ll \xi$), de modo que el ángulo de desviación sea pequeño; así mismo, la distribución de materia de la lente debe ser casi estacionaria ($v_{lente} \ll c$).

La densidad superficial de masa $\Sigma(\bar{\xi})$ puede modelarse para diversas distribuciones; como una masa puntual, una distribución esférica isotérmica, o bien un disco que simule una galaxia espiral. La densidad de masa superficial promedio de la lente, evaluada dentro del parámetro de impacto, debe ser mayor que la densidad crítica superficial de masa

$$\Sigma_{cr} = \frac{c^2 D_*}{4\pi G D_d D_s}, \quad (2.4)$$

donde esta densidad superficial de masa es una condición para la generación de imágenes múltiples. Σ_{cr} es mayor para corrimientos al rojo pequeños. Ésto nos lleva a considerar que para un modelo de lente dado, con cierta densidad superficial de masa Σ_0 , la densidad adimensional de masa central $\kappa_0 = \Sigma_0/\Sigma_{cr}$ se vuelve menor a corrimientos chicos, y las imágenes múltiples son posibles cuando $\kappa_0 > 1$.

Como vimos previamente, debido a la desviación de la luz, la trayectoria \overline{SO} no conecta físicamente a la fuente con el observador. Sin embargo, es posible tener una trayectoria que sí logre la conexión. En particular tomemos \overline{SPO} ; dicha trayectoria estará determinada como sigue: en el plano de visión del observador, la separación angular de la imagen I respecto a la masa-lente será θ , y la correspondiente para la fuente es β . De aquí podemos calcular la relación

$$\beta = \theta - \omega,$$

donde ω es la separación angular entre la fuente y su imagen. De la geometría del problema, los ángulos involucrados aquí son muy pequeños, y podemos hacer aproximaciones de las

relaciones trigonométricas tales que resulten en $\theta = \xi/D_d$, y apoyándonos de la ley de los senos, también $\omega = \frac{D_{ds}}{D_s} \hat{\alpha}(\xi)$, para obtener la ecuación

$$\beta = \frac{\xi}{D_d} - \frac{D_{ds}}{D_s} \hat{\alpha}(\xi) = \theta - 2R_s \frac{D_{ds}}{D_d D_s} \frac{1}{\theta}, \quad (2.5a)$$

La segunda igualdad, nos lleva a reescribir la ecuación de forma más evidente en términos de la separación angular de las imágenes observadas, respecto a la masa-lente, como

$$\theta^2 - \beta\theta - \alpha_0^2 = 0 \quad (2.5b)$$

donde definimos un *ángulo característico*, α_0 , en el plano-lente

$$\alpha_0 \equiv \sqrt{\frac{4GM}{c^2} \frac{D_{ds}}{D_d D_s}} = \sqrt{2R_s \frac{D_{ds}}{D_d D_s}}; \quad (2.6)$$

y las soluciones a (2.5b)

$$\theta_{1,2} = \frac{1}{2}(\beta \pm \sqrt{4\alpha_0^2 + \beta^2}) \quad (2.7)$$

representan la separación angular de cada imagen de la fuente respecto a la masa-lente.

De la ecuación (2.7) podemos determinar la separación angular entre las imágenes $\Delta\theta$ (remarcamos el hecho de que nuestro eje de referencia es la línea de la visión, para entender entonces porqué la suma de las separaciones angulares es la resta algebraica):

$$\Delta\theta = \theta_1 - \theta_2 = \sqrt{4\alpha_0^2 + \beta^2} \geq 2\alpha_0; \quad (2.8a)$$

así mismo, la separación angular β puede determinarse en términos de las posiciones angulares θ_1 y θ_2 :

$$\beta = \theta_1 + \theta_2. \quad (2.8b)$$

Nuevamente, considerando la aproximación a los planos normales a la línea de visión, tomamos ξ en el plano-lente, así como $\hat{\theta}$ y $\hat{\alpha}$ en el plano del observador; que junto con el

vector angular definido para el plano-fuente $\vec{\eta} = D_s \vec{\beta}$, llevan a la obtención de las ecuaciones generales de la lente a partir de (2.5a):

$$\vec{\beta} = \vec{\theta} - \frac{D_{d*}}{D_s} \hat{\alpha}(\vec{\xi}), \quad (2.9a)$$

$$\vec{\eta} = \frac{D_s}{D_d} \vec{\xi} - D_{d*} \hat{\alpha}(\vec{\xi}), \quad (2.9b)$$

Notemos de la ec. (2.7), que si $\beta = 0$, entonces $\theta_{1,2} = \theta = \alpha_0$ y en lugar de tener sólo un número discreto de imágenes, la geometría del sistema hace evidente una situación de simetría rotacional, produciendo un anillo-imagen alrededor de la línea de la visión. El ángulo característico podemos identificarlo entonces con la mitad del ángulo del anillo de Einstein subtendido por la imagen de una fuente desviada por una lente gravitatoria en alineación perfecta. Esto nos lleva a definir otros parámetros, como la *longitud característica* en el plano-lente, ξ_0 , y en el plano-fuente, η_0 , de acuerdo al plano donde describan el radio del anillo de Einstein:

$$\xi_0 = \alpha_0 D_d = \sqrt{2R_s \frac{D_d D_{d*}}{D_s}} \quad (2.10a)$$

y

$$\eta_0 = \alpha_0 D_s = \sqrt{2R_s \frac{D_s D_{d*}}{D_d}}. \quad (2.10b)$$

Una pregunta inmediata que podemos hacernos es si al perder la alineación, el anillo de Einstein se fragmentaría en dos arcos, o se tendría tan sólo el caso de dos imágenes. Con la mínima desviación axial del anillo de Einstein se tendría un arco y, opuesto a él, una imagen "normal" (puntual). Tal desviación hace que el segundo arco se transforme en la imagen "normal", que pudiera ser difícil de detectar. Los arcos luminosos generalmente no se ven en pares. Por otro lado, aún cuando el sistema esté en alineación perfecta, si la simetría de la misma lente está rota (debido a posibles perturbaciones no axisimétricas, como vimos en el capítulo anterior), el anillo se divide en cuatro imágenes, con intensificaciones comparables en pares opuestos (Schneider et al., 1988; Schneider et al., 1992. Ver también el Apéndice de esta tesis para el caso de la "Cruz de Einstein", así como la Fig.2.3 para ejemplos de imágenes múltiples y arcos).

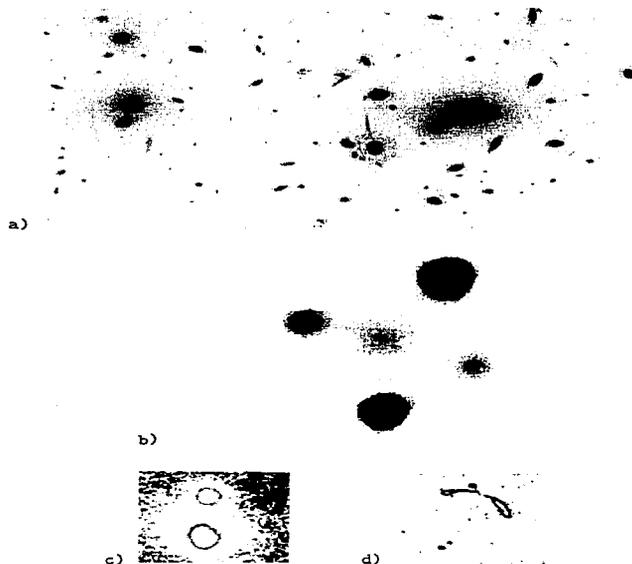


Fig.2.3 Arcos e imágenes múltiples producidas por cuasares afectados por lentes gravitatorias. De arriba a abajo: a) Abell 2218, b) 'Cruz de Einstein' (2237+035); y en la línea inferior, de izquierda a derecha: c) Q 0957+561 A & B, y d) B 1938+666.

A continuación revisaremos el fenómeno de la intensificación del brillo aparente de las fuentes afectadas por lentes gravitatorias. Hay que aclarar que el planteamiento que haremos es para cuando las dimensiones de la lente respecto a la fuente son tan grandes que la primera no llega a resolver espacialmente las regiones que componen a la fuente; más adelante introduciremos la situación donde algunas regiones particulares de la fuente pueden ser afectadas por lentes gravitatorias.

Sabemos que la desviación diferencial de la luz en un campo gravitatorio altera la sección recta de un haz de rayos luminosos. Asimismo, el número de fotones se conserva, $\dot{\alpha}(\xi)$ es independiente de la emisión o absorción, y la intensidad específica I_ν es constante a lo largo del rayo.

Consideremos una fuente con brillo superficial I_ν , la cual, en ausencia de la desviación gravitatoria, subtende un ángulo sólido $d\omega_* = A_*/D_*^2$ sobre el cielo, tal como vemos en la Fig.2.4. El flujo de dicha fuente es entonces

$$S_{\nu_*} = I_\nu d\omega_* \quad (2.11a)$$

Al someter al haz luminoso a la desviación gravitatoria, habrá un cambio del ángulo sólido $d\omega_I = A_I/D_I^2$. Como la desviación de la luz no altera ni la frecuencia de la onda ni su intensidad, el flujo observado para la imagen es

$$S_{\nu_I} = I_\nu d\omega_I \quad (2.11b)$$

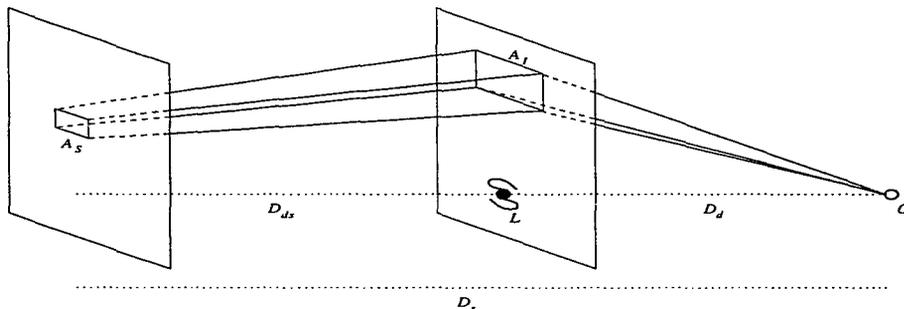


Fig.2.4 Deformación del ángulo sólido subtendido por una fuente.

Por lo tanto, el cambio en el flujo de la imagen respecto a la fuente está dado por un factor de intensificación

$$\mu = \frac{S_{\nu_I}}{S_{\nu_*}} = \frac{d\omega_I}{d\omega_*} \quad (2.12)$$

mismo que se entiende como la razón de áreas cubiertas. La intensificación es independiente de la frecuencia de radiación deflectada.

Inclusive, es posible demostrar que entre las imágenes producidas por una lente gravitacional, al menos una de ellas tendrá $\mu \geq 1$ (Schneider, 1984; Blandford & Narayan, 1986).

Ésto, aparentemente contradictorio con la ley de conservación de la energía, se resuelve a través de modelos cosmológicos. En esencia, la deformación espacio-temporal que produce la masa deflectora debe considerarse al calcular la conservación de flujo.

¿Qué tan probable es observar un sistema de lente gravitatoria? Zwicky, (1937b) presentó desde entonces un primer análisis para determinar esta probabilidad. En aquella ocasión, encontró que sólo un $\sim 1\%$ de una muestra de candidatos extragalácticos llevarían a un sistema real. Así mismo, la posibilidad de que se obtengan tales sistemas para lentes de nuestra propia galaxia (estrellas u objetos compactos dentro de la Vía Láctea) es más remota. Aún cuando los modelos se han hecho más realistas en fechas recientes, no ha cambiado en mucho lo inicialmente planteado por Zwicky (Turner, 1980; Turner et al., 1984).

Retomemos el esquema de la Fig. 2.2. Pero ahora razonaremos de la siguiente forma: consideremos un cuasar en la posición S , y éste envía un rayo de luz hacia nosotros, ubicados en O . Queremos buscar la probabilidad de que el rayo de luz se vea afectado por lentes gravitatorias que puedan existir cerca de la trayectoria. Lo primero que viene a consideración es la densidad n_L de lentes gravitatorias que habrá; y eso está directamente relacionado a la distribución espacial que planteemos. Supondremos una densidad cosmológica Ω constante tal como la expresan Press & Gunn (1973) y Turner et al. (1984), de acuerdo a la cosmología estándar de Friedmann. Es evidente entonces, que la probabilidad que se obtenga será dependiente del modelo cosmológico que se adopte.

No basta con pensar cuántos objetos se han de interponer en la trayectoria de la luz, sino que también hay que considerar la sección recta de tal trayectoria que podrá producir efectos gravitatorios significativos para la desviación; ésto involucra directamente a la probabilidad buscada para eventos de lentes. Tal sección recta es función del radio del anillo de Einstein en el plano-lente, como veremos un poco más adelante. En la teoría de lentes gravitatorias, la probabilidad total de tener efectos significativos de lentes se le llama *profundidad óptica*, misma que designamos con la letra τ . También podemos identificar τ con la fracción de ángulo sólido cubierto por los anillos de Einstein de los objetos-lente.

Tomemos la diferencial de la probabilidad de que un rayo luminoso sufra un evento lente al recorrer una distancia dentro de un intervalo de corrimientos al rojo dz_d , para obtener

$$\frac{d\tau}{dz_d} = n_L \sigma \frac{cdt}{dz_d}, \quad (2.13)$$

donde cdt es la diferencial de distancia recorrida por la luz; y conservamos la misma notación de subíndices para la lente y la fuente (z_d y z_s son, por lo tanto, los corrimientos al rojo de

la lente y la fuente, respectivamente). Por simplicidad, tomaremos el caso de la lente como una masa puntual. La sección recta será

$$\sigma = \pi a_r^2, \quad (2.14)$$

definiendo a_r como la longitud que caracteriza al tamaño radial de la lente

$$a_r \equiv \xi_0(1 + z_d)^{1/2}. \quad (2.15)$$

El factor $(1 + z_i)$ se introduce en ésta y otras relaciones, para considerar la corrección relativista a la escala de distancia para z_i (Weedman, 1986) (i designa a la fuente o la lente, según sea el caso).

Definimos $x \equiv 1 + z_d$, $y \equiv 1 + z_s$ para los factores relativistas adimensionales a introducir en las ecuaciones. Luego, suponiendo una densidad constante de lentes gravitatorias en un universo estático, tenemos

$$n_L(x) = n_L(0)x^3. \quad (2.16)$$

Sustituyendo los correspondientes parámetros en (2.13), e integrando sobre la línea de la visión hasta la fuente, Turner et al. (1984) obtienen que la profundidad óptica total para eventos de lentes gravitatorias se expresa de la forma:

$$\tau = \frac{1}{2}\Omega_L \frac{(y-1)^2}{y+1}, \quad (\Omega_0 = 0); \quad (2.17a)$$

y

$$\tau = \frac{3}{5}\Omega_L \left[\left(\frac{y^{5/2} + 1}{y^{5/2} - 1} \right) \ln(y) - \frac{4}{5} \right], \quad (\Omega_0 = 1). \quad (2.17b)$$

En las últimas ecuaciones hemos replanteado la densidad de deflectores gravitatorios, quedando como una densidad local de lentes, Ω_L , en unidades de la densidad crítica ρ_{cr} para un universo dominado por materia, de modo que $\Omega_L(0) \equiv (\rho_L/\rho_{cr})_0$; además, se consideraron dos situaciones cosmológicas típicas, de acuerdo a la densidad cosmológica $\Omega_0 \equiv \rho_0/\rho_{cr}$ en el universo actual. Para corrimientos no muy grandes ($z_s \ll 1$), las ecs. (2.17) muestran una dependencia cuadrática (Turner, 1980; Turner et al. 1984; Refsdal & Surdej, 1994),

$$\tau = \frac{\Omega_L}{4} z_n^2. \quad (2.18)$$

Para z_n mayores, la probabilidad total se aproxima a $0.6[\ln(z_n) - 0.8]\Omega_L$.

Del análisis presentado previamente, también es posible ubicar una distribución de probabilidades para sistemass de lentes gravitatorias, de acuerdo a las posiciones de las fuentes y las lentes. Ésto es, podemos encontrar la posición $z_{d_{max}}$ donde un objeto-lente tendrá un máximo de probabilidad para deflectar luz de una fuente en la línea de la visión:

$$1 + z_{d_{max}} = (1 + z_n)^{1/2}, \quad (\Omega_L = 0); \quad (2.19a)$$

y

$$1 + z_{d_{max}} = \left\{ \frac{1}{3} [(1 + 23y^{5/2} + y^5)^{1/2} - (1 + y^{5/2})] \right\}^{2/5}, \quad (\Omega_L = 1). \quad (2.19b)$$

Ambas ecuaciones fueron obtenidas por vez primera por Turner et al. (1984). Nuevamente, para corrimientos pequeños éstas llevan a un valor $z_{d_{max}} = z_n/2$. Además, son acordes a lo estipulado por Press & Gunn (1973) respecto a que la probabilidad de eventos-lente es proporcional exclusivamente a la densidad de lentes Ω_L , e independiente de las masas de los objetos-lente individuales.

Paczyński (1996) hace por su parte un planteamiento simple para manejar la profundidad óptica de eventos lentes, llegando a una ecuación equivalente del tipo de (2.18). Para la profundidad óptica debida a todos los lentes entre la fuente y el observador, este autor obtiene

$$\tau = \frac{4\pi G}{c^2} \int_0^{D_s} \frac{\rho D_d D_{ds}}{D_s} dD_d, \quad (2.20)$$

donde ρ es la densidad de masa promedio debida a lentes gravitatorias.

Nuevamente, notemos que τ depende de la densidad de masa de todas las lentes, pero es independiente de las masas de las lentes individuales. Ahora, si consideramos una densidad de materia constante, y recordando que en una aproximación plana del espacio-tiempo $D_{ds} = D_s - D_d$, tenemos entonces una dependencia de τ similar a (2.18) respecto a la distancia a la fuente:

$$\tau = \left(\frac{2\pi G\rho}{3c^2} \right) D_n^2. \quad (2.21)$$

Cuando se tienen imágenes múltiples, los caminos ópticos que recorrieron los fotones desde la salida de la fuente hasta el arribo al observador fueron diferentes, en tanto que recorrieron geodésicas distintas. Eso puede llevar a que dos fotones que hayan salido simultáneamente de la fuente, transmitiendo la misma información, puedan llegar en tiempos distintos al observador; es decir que habrá un desfase temporal de las señales. Al arribo de la información por la trayectoria más rápida, seguirá un *tiempo de retraso* para que llegue la señal por la otra trayectoria (suponiendo el caso de dos imágenes de una fuente). Si se corrige por ese factor de desfase temporal, tendremos reproducida la misma información para las dos señales luminosas.

La geometría del sistema puede ser tal, que en el caso simétrico (*i.e.*, los tres elementos del sistema se encuentran colineales, y entonces $\beta = 0$) los tiempos de recorrido sean iguales y por tanto no haya retraso. Pero en el caso general, los tiempos de recorrido óptico serán distintos. La propagación de la luz por las geodésicas del espacio tiempo obedece al *Principio de Fermat*, en el cual la trayectoria que sigue la luz para ir de un punto a otro corresponde a un extremo en el tiempo de propagación (generalmente podemos considerar este extremo como un mínimo, aunque matemáticamente el planteamiento formal incluye tanto los casos de máximo como de mínimo), es decir (Refsdal, 1964a,b; Blandford & Narayan, 1986; Refsdal & Surdej, 1994),

$$\delta \left[\int_0^n \frac{1}{v} ds \right] = 0. \quad (2.22)$$

donde ds es el diferencial de trayectoria de un rayo de luz (un diferencial de \overline{SPO} en la Fig.2.2. o de las líneas de rayos entre el objeto y el observador en la Fig.2.1), y v es la velocidad de la luz en un medio determinado (en general $v = c/n$, donde n es el índice de refracción del medio en consideración. Si la propagación es en el vacío, $n \equiv 1$ y por tanto $v = c$).

Considerando a la masa-lente contenida en un plano, y la geometría hasta ahora planteada (Fig. 2.2), podemos expresar el tiempo de retraso como sigue (Refsdal, 1964a):

$$\Delta t = \frac{D_s D_d}{D_{ds} c} \int_0^\beta \Delta \theta d\beta = \frac{D_s D_d}{D_{ds} c} \int_0^\beta \sqrt{4\alpha_0^2 + \beta^2} d\beta, \quad (2.23)$$

integrando,

$$\Delta t \approx \frac{2D_s D_d}{D_{ds} c} \alpha_0 \beta; \quad (2.24)$$

y en términos de la masa de la lente,

$$\Delta t \approx \frac{8G}{c^3} \frac{\beta}{\alpha_0} M. \quad (2.25)$$

De hecho, en forma más general, el tiempo de retraso debido a una trayectoria dada es producido por dos situaciones: la contribución geométrica es entendible por la desviación de la propia trayectoria, y la contribución gravitatoria implica un tiempo de retraso por la presencia de la misma masa-lente (Blandford & Narayan, 1986). La Teoría General de la Relatividad predice a su vez, que un observador lejos de un potencial gravitatorio fuerte verá que el tiempo en el cual transcurren eventos muy cercanos al pozo de potencial tenderá asintóticamente a un valor constante, sin llegar nunca a él. Es decir, el tiempo fluye más lentamente conforme se aproxima un suceso al centro de potencial gravitatorio fuerte (por ejemplo, al acercarse al horizonte de eventos de un agujero negro) al ser visto por un observador lejano; mientras que un observador en dicho horizonte medirá el transcurso del tiempo sin el comportamiento asintótico: Un proceso que es finito para el observador cercano al atractor gravitatorio, es infinito para un observador lejano a éste (Dultzin-Hacyan, 1984; Dultzin-Hacyan & Hacyan, 1984).

En el caso de los sistemas de lentes gravitatorias que hemos considerado hasta el momento (galaxias y cúmulos galácticos interpuestos a cuasares), tenemos por supuesto que los sistemas son casi estacionarios. De tal modo que no notamos una evolución temporal. Sin embargo, en la sección siguiente y más profundamente en la sección 2.2.2.1, se relajará esta restricción, permitiendo que los elementos del sistema tengan un movimiento transversal relativo (principalmente supondremos que el que se mueve es la lente) de modo que nos llevará a definir una escala de tiempo característica de los eventos-lente.

§2.1.2.3 DE INTENSIFICACIÓN Y OTRAS COSAS...

La probabilidad de que un cuasar sea afectado por lentes gravitatorias se incrementa conforme éste se encuentre más alejado de nosotros (simplemente hay más masa cerca de la línea de la visión). De tal modo, los cuasares con mayores corrimientos al rojo son los mejores candidatos para presentar imágenes múltiples. Hay varias dificultades observacionales que se plantean como obstáculos para determinar sistemas de lentes gravitatorias. Una primera limitación es la debilidad del brillo aparente de los cuasares más lejanos. Al respecto de lo anterior, el efecto de intensificación juega un papel muy importante, pues a pesar de que el brillo aparente ya está en muchos casos en los límites de detección de los telescopios, la intensificación por lentes gravitatorias hace posible observar objetos que no hubieran sido detectados de otra forma (Zwicky 1937a). Otro obstáculo observacional es la separación angular de las imágenes. El requerimiento de "compactación" indica que una masa-lente M debe encontrarse contenida en su propio anillo de Einstein de radio ξ_0 ; de ahí que objetos compactos sirven más como lentes gravitatorias que distribuciones de masa muy extendidas (y eso también depende de las escalas de longitud involucradas entre la fuente, la lente y el observador). La escala angular típica para separación de imágenes para una galaxia masiva ($M \sim 10^{12} M_{\odot}$) es del orden de segundos de arco; por tanto, se espera encontrar imágenes múltiples con separaciones en el límite de resolución de los telescopios ópticos terrestres. No olvidemos considerar que, en cuanto a la muestra de objetos posibles, la fracción de cuasares entre las fuentes estelares de magnitud ~ 17 es del orden de $\sim 10^{-4}$ (el resto son estrellas; ver Schneider et al., 1992).

Conviene ejemplificar en este momento cómo se relacionan las características de masa y extensión de los objetos-lentes, con las fuentes que serán afectadas para una mejor visualización de los efectos de lentes gravitatorias a distintas escalas. Ésto va acompañado de la idea física del parámetro η_0 definido anteriormente (ec. 2.10b). Consideremos una fuente hipotética a un corrimiento $z_s = 2$, compuesta de tres componentes con las siguientes extensiones espaciales: $R_1 \sim 10^{15} \text{cm}$, $R_2 \sim 10^{18} \text{cm}$ y $R_3 \sim 10^{22} \text{cm}$. Tales componentes describen las diferentes regiones de emisión de los cuasares. R_1 corresponde a la región del continuo ionizante, R_2 es la región de líneas anchas y R_3 es la galaxia donde suponemos está el núcleo activo. Si un objeto compacto de masa M , localizado a $\sim 10 \text{ Mpc}$ (la distancia de las galaxias vecinas) actúa gravitatoriamente sobre la luz emitida de nuestra hipotética fuente, la región R_1 será intensificada significativamente, aún con $M \sim 10^{-5} M_{\odot}$; para intensificar una región como R_2 , se requieren masas del orden de $10 M_{\odot}$, mientras que para R_3 sólo podría ser intensificada significativamente si $M \geq 10^{8.5} M_{\odot}$ (Schneider et al., 1992). De todo lo anterior, podemos concluir que aún objetos del tipo de Júpiter pueden influir en

el brillo aparente de la región del continuo ionizante de los cuasares (Chang & Refsdal, 1979; Gott, 1981).

§2.2 CONSECUENCIAS Y APLICACIONES.

La existencia de cuasares afectados por lentes gravitatorias (galaxias o cúmulos galácticos interpuestos en la línea de la visión al cuasar), es una prueba significativa a favor del origen cosmológico, debido a la expansión del universo, del corrimiento al rojo detectado en la mayoría de los cuasares. Es importante tener presente que aún en nuestros días existe la controversia respecto al origen del corrimiento al rojo. Y ésto básicamente debido a la observación de grupos de objetos extragalácticos en los que se encuentra algún tipo de conexión por interacción, en los cuales se les ha detectado corrimientos muy dispares (tal es el caso del famoso "Quinteto de Stephan": sistema de galaxias en interacción en el cual hay una con corrimiento al rojo muy distinto (Moles, Sulentic & Márquez, 1997); otro caso controvertido es el de la "conexión" entre la galaxia NGC 4319 y el cuasar Mark 205. Ver Arp, 1987).

Debido a que las imágenes producidas por lentes gravitatorias son intensificadas, surge un sesgo que debe considerarse respecto a la luminosidad intrínseca de las fuentes; en este caso un número apreciable de cuasares, originalmente más débiles en el umbral de detección de los telescopios, son incluidos. El efecto neto es que la frecuencia de imágenes múltiples resulta mayor en muestras de cuasares limitados por flujo, que en aquellas limitadas en volumen.

Le Fèvre et al. (1988) proponen la intensificación gravitatoria por galaxias o cúmulos de ellas interpuestas en la línea de la visión, para dar una interpretación plausible a las morfologías encontradas en una muestra de fuentes con elevado corrimiento al rojo. Tales morfologías pudieran ser alteraciones producidas por efectos gravitatorios de las galaxias en primer plano.

Una situación semejante es presentada por Ostriker & Vietri (1985), donde a partir de las características de variabilidad y ausencia de líneas de emisión de los objetos BL Lacertae, proponen que una fracción de estos objetos son en realidad OVV a distancias cosmológicas (z grandes). Éstos pudieron haber sido alterados, además de la galaxia-lente, por componentes de la misma, a los que les llamaron *minilentes gravitatorias* por ser objetos **masivos puntuales que funcionan como lentes gravitatorias, pero a pequeña escala. Tales componentes pudieran ser remanentes estelares como estrellas de neutrones y agujeros negros. El efecto de las minilentes sobre los OVV es la intensificación en la emisión de la región del**

continuo ionizante. El resultado es que el observador detecta al OVV como una fuente con las características de un objeto tipo BL Lac. Las regiones de líneas de emisión de los OVV son demasiado grandes para ser afectadas por las minilentes. La interpretación de Ostriker & Vietri fué motivada en parte por que la distribución de corrimientos al rojo de los BL Lacertae es difícil de entender sin considerar el probable efecto de dichas lentes gravitatorias; a menos que existiese un máximo local espacial de estos objetos.

La intensificación gravitatoria puede causar variabilidad aparente en las fuentes, debido a los cambios en las posiciones relativas de la lente con respecto a la fuente por movimientos transversales. Inclusive, estrellas de nuestra galaxia, o de las más próximas, pueden producir microvariaciones muy rápidas de las fuentes (Paczynski, 1996); sin embargo, también debemos contemplar en tales casos que la fracción del cielo cubierto por los anillos de Einstein debidos a estrellas es muy baja, haciendo que la frecuencia de tales eventos sea muy reducida. De los objetos compactos a los que nos hemos referido en estos últimos párrafos, y que Ostriker & Vietri llamaron minilentes gravitatorias (Ostriker & Vietri, 1985), hablaremos con detalle más adelante; de hecho, a partir de aquí adoptaremos el término dado por Paczyński de *microlentes gravitatorias* (Paczynski, 1986).

§2.2.1 EN LAS TEORÍAS COSMOLÓGICAS Y ASTROFÍSICAS.

Aquí mencionaremos tres puntos importantes en el ámbito de la cosmología observacional y la astrofísica extragaláctica, que se aplican a las lentes gravitatorias. El primero trata sobre la determinación del parámetro de Hubble; el segundo, de algunas formas de estimar la masa de los objetos deflectores; y la tercera aplicación lleva a encontrar un límite a la constante cosmológica Λ .

i) Determinación de H_0 :

Las lentes gravitatorias pueden, en principio, darnos los elementos para la determinación del parámetro de Hubble, $H_0 \equiv \dot{a}/a_0$; donde $a = a(t)$ es el factor de escala del universo, y $a_0 = a(t_0)$ es el factor de escala en nuestros días. Una forma de hacerlo es mediante la medición de los tiempos de retraso entre las curvas de luz observadas de imágenes múltiples de cuasares (Refsdal, 1964b; Refsdal & Surdej, 1994). Para corrimientos pequeños, las distancias están dadas por la *ley de Hubble*:

$$D_d = cz_d H_0^{-1}, \quad D_s = cz_s H_0^{-1} \quad (2.26)$$

Si utilizamos las ecuaciones (2.8b) en (2.24), para a su vez introducirlas en (2.26), puede determinarse H_0 a través de la ecuación resultante:

$$H_0 = \frac{2z_s z_d \alpha_0 (\theta_1 + \theta_2)}{\Delta t z_{ds}} \quad (2.27)$$

Para corrimientos grandes, la ley de Hubble debe modificarse por un factor dependiente del modelo cosmológico.

Rhee et al. (1996) derivaron un mapeo de masa de un cúmulo de galaxias que actúa como lente sobre el cuasar múltiple 0957 +561, a partir de distorsiones en las imágenes de fondo, para mejorar la precisión de la localización del centro de masa de dicho cúmulo y plantear así, con la ayuda de los tiempos de retraso medidos para este sistema de imágenes múltiples, un nuevo límite sobre la constante de Hubble. Ésto les llevó a eliminar todos los escenarios cosmológicos que no contemplaran un valor de $H_0 \leq 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

ii) *Determinación de masas:*

Conociendo las separaciones entre las imágenes múltiples, podemos calcular la masa de la galaxia-lente o del cúmulo de galaxias que están deflectando la luz de la fuente, ya sea mediante el uso de las ecuaciones de la sección 2.1.2.2 (ver el Apéndice); o bien, si queremos que la medición no sea dependiente de H_0 , a través de la medición directa de los tiempos de retraso entre las imágenes (mismos que se relacionan con las geodésicas de las trayectorias luminosas, deformadas por la masa-lente), apoyándonos de las ec. (2.25) y (2.8b):

$$M = \frac{\Delta t \alpha_0 c^3}{8G\beta} = \frac{\Delta t \alpha_0 c^3}{8G(\theta_1 + \theta_2)} \quad (2.28)$$

Siguiendo el mismo razonamiento de la determinación de masas, cuando se trata de arcos-imagen deflectados por cúmulos galácticos, la medición de la masa involucra considerar a la materia oscura como constituyente importante (de acuerdo al artículo presentado por Refsdal & Surdej, 1994, el radio angular típico de un arco es de $\simeq 20''$, correspondiendo a masas del orden de $\sim 10^{14} M_\odot$, que lleva a un cociente $M/L \sim 100$). Más aún, de la intensificación gravitatoria por objetos compactos (microlentes) en las galaxias interpuestas a fuentes como los objetos tipo BL Lac, puede tenerse la posibilidad de detectar materia oscura que nos permita obtener información importante acerca de la función de masa de la galaxia-lente y una cota mínima para tal función (Surpi et al., 1996).

iii) Límite a la constante cosmológica Λ :

La ecuación que determina la expansión del universo

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}(t)}{a(t)} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho_m - \frac{k}{a^2(t)} + \frac{\Lambda}{3} \quad (2.29)$$

puede contemplar $\Lambda \neq 0$. Los otros términos en esta ecuación en la cosmología son: $\rho_m \equiv$ densidad de materia del universo, $G \equiv$ constante gravitatoria, $k \equiv$ término de curvatura del universo en métrica de Robertson-Walker, y $a(t)$ ya vimos que es el factor de escala de expansión del universo (Peebles, 1993; Ohanian & Ruffini, 1994).

Esta constante, inicialmente introducida por Einstein para contemplar fuerzas que a gran escala fueran repulsivas y así obtener un modelo de universo estacionario ($\rho_m \neq 0$, $\Lambda \neq 0$), no se consideró importante por muchos años, ya que los modelos que involucran un universo en expansión han sido mejor aceptados. Sin embargo, al surgir el conflicto entre la determinación de la edad de cúmulos globulares ($\geq 1.5 \times 10^{10}$ años) y la estimación de la constante de Hubble ($H_0 \approx 65 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$) se presenta su replanteamiento, pues tal conflicto llevaría a calcular una edad del universo menor que la de algunos cúmulos globulares en cosmologías donde se contempla $\Omega_\Lambda = 0$ (Recordemos que definimos $\Omega \equiv \rho_m / \rho_{cr}$ al plantear las ec.(2.17); y ahora, $\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H^2}$ se obtiene de desarrollar (2.29) de acuerdo a las definiciones de H , y Ω). Dicho conflicto no existe en un modelo para un universo plano con $\Omega = 0.3$ y $\Omega_\Lambda = 0.7$ ($\Omega = \Omega_{materia} + \Omega_{vacío}$).

La estadística de sistemas de lentes gravitatorias puede proveer de pruebas útiles para la determinación de Ω_Λ , y por ende, influye en la aceptación de algún modelo cosmológico determinado. Rix (1996) plantea un límite de $\Omega_\Lambda < 0.7$ (con un 90% de confianza) de acuerdo a las estadísticas sobre búsquedas de fuentes distantes en busca de imágenes múltiples por efecto de lentes gravitatorias.

§2.2.2 MICROLENTE GRAVITATORIAS.

Además del efecto de lentes gravitatorias producido por galaxias interpuestas en la línea de la visión con la fuente, vimos en § 2.2 que algunos elementos que constituyen tales galaxias pueden llegar a afectar la luz que recibimos, haciendo el papel de microlentes gravitatorias. Los principales objetos que causan lo que conocemos como *efecto microlente* son aquellos que tengan una gravedad superficial suficientemente fuerte como para desviar significativamente el recorrido de los fotones (recordemos Fig.2.2). La gravedad superficial está dada por la expresión $g \equiv \frac{MG}{R^2}$ (Harwit, 1988). Los candidatos idóneos son entonces estrellas enanas con masa cercana a la solar, enanas café y estrellas de material degenerado, como enanas blancas, estrellas de neutrones y agujeros negros. Es comprensible entonces que diversos autores consideren los posibles microlentes como objetos de dimensiones reducidas, aún cuando se hablen de masas en intervalos desde fracciones de la solar, hasta de varias unidades de la misma (Chang & Refsdal, 1979; Gott, 1981; Paczyński, 1986; Griest, 1991).

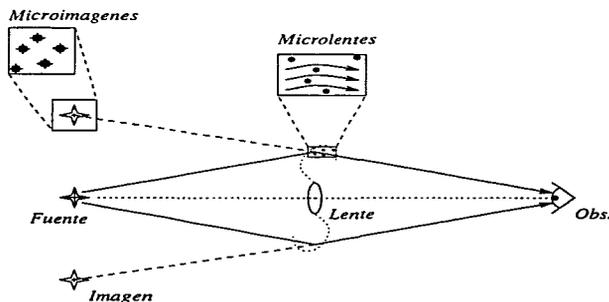


Fig.2.5 Efecto de Microlentes Gravitatorias.

Las microlentes gravitatorias desvían la luz de la fuente produciendo la multiplicación de “microimágenes” (Fig.2.5), con separaciones angulares que no pueden resolverse a través de los telescopios actuales. Sin embargo, sí puede ser observable la alteración en la luminosidad, debido a la superposición de todas las microimágenes sobre la macroimagen dada. Al cambiar las posiciones relativas del cuasar, microlente y observador, variará la intensidad luminosa aparente en escalas de tiempo cortas (de minutos a días).

Iremos viendo en adelante cómo pueden afectar los microlentes al espectro y el brillo de un cuasar, previamente alterado por lentes gravitatorias. Además de justificar la rápida variabilidad de brillo observada en los blazares.

El estudio de los microlentes cobra fuerte importancia cuando se piensa en la determinación de la masa de algunas estructuras del universo. Pensemos por ejemplo en la materia oscura; su naturaleza y distribución en los halos galácticos es incierta. Existen dos propuestas para tal materia: *i*) los *Objetos Masivos Compactos del Halo* (MACHOs), que incluyen cuerpos con masas por debajo del umbral de ignición termonuclear de $\sim 0.1 M_{\odot}$, tales como las enanas café (o marrones) y los remanentes estelares como enanas blancas, estrellas de neutrones y hoyos negros. Por otra parte están *ii*) las *Partículas Masivas de Interacción Débil* (WIMP's), como los neutrinos y axiones. Como vimos ya, la materia oscura del tipo de MACHO puede ser detectada por microlentes gravitatorias (Paczynski, 1986; Griest, 1991. De hecho, Griest propuso las siglas de MACHO), y eso llevó a Surpi et al. (1996) a estudiar el caso del objeto tipo BL Lac PKS 0537-441, y proponer la intensificación gravitatoria como método para detectar objetos con masas entre 10^{-4} a $1 M_{\odot}$ pertenecientes a una galaxia interpuesta sobre la línea de la visión con el objeto BL Lac.

§2.2.2.1 Y LA CLASIFICACIÓN DE NÚCLEOS ACTIVOS DE GALAXIAS.

Los efectos de microlentes podrían cambiar la clasificación de los NAG. Ostriker & Vietri (1985 y 1990), usan esta idea para un modelo alternativo de los objetos tipo BL Lac. Plantean que una proporción de objetos BL Lac podrían ser cuasares cuyo continuo haya sido intensificado al menos por un factor de 10. Dicha intensificación se da como resultado de la combinación del efecto causado por el suave potencial de la galaxia-lente, junto con el efecto sumado de los objetos compactos que produzcan eventos microlentes. Los cálculos estadísticos realizados por estos autores predicen que en toda la bóveda celeste sólo habrán de observarse del orden de ~ 100 BL Lac. Así mismo, el corrimiento al rojo promedio atribuido a los objetos BL Lac, cuya distribución en z es comparativamente diferente a la de los cuasares ($\bar{z}_{BL Lac} < \bar{z}_{QSR}$), podría ser el de la galaxia-lente. Las estrellas que se encuentran sobre la línea de visión pueden enfocar e intensificar la radiación del continuo ionizante y de altas energías, debido a que dichas regiones del núcleo activo se encuentran dentro de la longitud característica η_0 (del cual ya hablamos en § 2.1.2.2 y § 2.1.2.3). Por su parte, las regiones donde hay líneas de emisión son demasiado extensas para ser afectadas, de modo que los objetos intensificados presenten un debilitamiento de líneas. Además, las imágenes intensificadas, al verse en proyección contra las galaxias-lente, presentan las propiedades que

comúnmente se asocian a los objetos tipo BL Lac, junto con la variabilidad intrínseca de los OVV, la cual no es en este caso del todo causa de microlentes. Resaltemos de lo anterior que el fenómeno de microlentes no es alternativo al de intensificación y direccionamiento por efecto Doppler del jet producido por el núcleo activo (que planteamos en el Capítulo 1); de hecho, la fenomenología de muchos núcleos activos, en especial los blazares, es producida por un conjunto de factores (entre ellos la intensificación por efecto Doppler, y en ocasiones el de microlentes también).

Sin embargo, es necesario considerar también que hay diferencias en la información conocida de los objetos tipo BL Lac y lo que predice la interpretación planteada por Ostriker & Vietri (1985 y 1990), tales como la estructura en radio y propiedades de polarización que no quedan tan claramente explicadas con modelos de microlentes. Incluso, Merrifield (1992) argumentó que las propiedades de los objetos tipo BL Lac no pueden reproducirse mediante dichos modelos. Una pregunta que nos hacemos al pensar en los objetos tipo BL Lac como posibles fuentes afectadas por lentes y microlentes gravitatorias, es si éstos presentan imágenes múltiples; dado que ésta última es una característica fundamental de los lentes gravitatorias. Las observaciones de estos objetos no han mostrado la presencia de imágenes múltiples; por el contrario, la tendencia es que se encuentren aislados. Algunas razones que explican este comportamiento se basan en el sesgo de intensificación producido. Se plantea que los objetos BL Lac son un caso particular donde la imagen de la fuente se intensifica en mucha mayor proporción que las producidas por el efecto-lente, y posiblemente éstas tengan una magnitud de brillo por debajo del límite de detección actual de los telescopios. Usando el hecho de que los objetos BL Lac no presentan imágenes múltiples como resultado de lentes gravitatorias, Narayan & Schneider (1990) proponen restricciones sobre parámetros, como el radio central, que rigen a las galaxias de primer plano. Un escenario alternativo de gran intensificación sin la necesidad de producir imágenes múltiples brillantes que puedan resolverse lo da Merrifield (1992), haciendo uso de la posibilidad de que se fusionen dos de las imágenes.

§2.2.2.2 EN LA MICROVARIABILIDAD.

Ciertos tipos de núcleos activos presentan una variabilidad temporal del flujo muy grande (de varias magnitudes) en escalas de tiempo diversas. Como se mencionó en el capítulo 1, tales objetos se han agrupado como *blazares* (objetos tipo BL Lacerta y QVV). Se han encontrado correlaciones de variaciones en diversos intervalos del espectro electromagnético, con tiempos de retraso muy característicos de acuerdo a la posible región donde se producen los cambios. Por otra parte, hay variaciones en diversas bandas que no tienen las mismas correlaciones. Para cada tipo de variabilidad, los modelos que plantean explicaciones son, por lo general, diferentes (ver para más detalles: Benítez, 1997). En lo que sigue nos ocuparemos de la microvariabilidad; que como ya vimos en el primer capítulo, involucra variaciones en escalas de tiempo de minutos a horas y pequeña amplitud de brillo.

A la fecha, dos tipos de modelos se usan para explicar las variaciones de fracciones de magnitud en intervalos de minutos u horas: los que consideramos desde el primer capítulo como intrínsecos a la fuente, y los producidos por una fenomenología extrínseca. Los primeros tienen que ver con inestabilidades en los discos de acreción o en los jets. Para apegarse a las observaciones, se modelan las inestabilidades del disco calculando el flujo adicional debido a destellos distribuidos estocásticamente (e.g. Wiita et al., 1991; sobre los estudios relativos a choques en los jets, ver también Marsher & Gear, 1985; Camenzind & Krockenberger, 1992; y Schramm et al., 1993). El otro modelo que se ha planteado, por fenómenos extrínsecos a la región emisora principal, considera un origen alternativo para la microvariabilidad. Tal fenómeno es la alteración de la luz de la fuente por *microlentes gravitatorias*.

Dadas las distancias involucradas, los intervalos de tiempo tan reducidos en la variabilidad, son el resultado de las dimensiones de las microlentes y las fuentes lejanas. Si la microlente es muy extendida, tardará más tiempo el desplazamiento relativo y su efecto de intensificación será menor; las variaciones de luz causadas por microlentes son mayores y más rápidas en el caso de fuentes pequeñas que en las extendidas (Kayser et al., 1986). Así mismo, solamente las regiones de las fuentes que sean menores que τ_0 (ec. 2.10b) pueden ser afectadas por microlentes. Podemos identificar a este parámetro como la escala de longitud característica para dar lugar al efecto de microlentes. Por otra parte, la escala de longitud asociada a las microlentes, ξ_0 , tiende a ser de varios ordenes de magnitud menor que la escala en la que la densidad de la galaxia-lente varíe significativamente. Ésto lleva a considerar a la distribución estelar localmente homogénea.

Los efectos producidos por lentes gravitatorias son básicamente acromáticos, es decir que se deberían ver igual en cualquier banda óptica (ver § 2.1.2.2 y las ecuaciones relacionadas al factor de intensificación μ); sin embargo, la forma e intensidad de los eventos de microlentes

dependen del tamaño del cuasar, produciendo con ello efectos cromáticos indirectos. La dependencia cromática se plantea a partir de que el tamaño de la fuente depende de la longitud de onda; de acuerdo con los modelos de núcleos activos, las regiones internas del disco de acreción están a mayores temperaturas que las regiones más externas, implicando un gradiente en el color de la emisión relacionado con el gradiente de temperaturas. El color del cuasar deberá entonces cambiar durante un evento de microlentes en forma predecible, de modo que tal efecto pudiera ser señal de microlentes gravitatorias. El cuantificar los efectos de cromaticidad podría ser una herramienta útil para distinguir cambios intrínsecos de los producidos por microlentes, sin embargo ésto no se ha hecho aún.

Si bien acabamos de mencionar que es posible tener efectos cromáticos indirectos por microlentes, no excluimos con ello la variabilidad acromática propia de la fenomenología de lentes y microlentes gravitatorias. Cuándo se produce un efecto y en qué momento el otro, depende de las regiones involucradas del núcleo activo y del objeto-lente. Para escalas pequeñas, como las regiones del continuo óptico y rayos X, estamos en muchas ocasiones por debajo de la cota dada por el radio de Einstein de los microlentes, y pueden entonces producirse variaciones acromáticas; dado que la intensificación por sí sola es independiente de la longitud de onda. Al respecto, Treves y colaboradores (1996) discuten la posibilidad de que variaciones rápidas y acromáticas en el objeto tipo BL Lac PKS 2155-304 se deban a microlentes dentro de una galaxia enana (no resuelta fotométricamente todavía), ubicada posiblemente a la mitad de la distancia del objeto BL Lac.

Considerando los movimientos relativos de las microlentes con respecto a la fuente, tenemos que habrá un movimiento propio relativo expresado por la ecuación

$$\dot{\tau} = \frac{v}{D_d}, \quad (2.30)$$

donde v es la velocidad transversal relativa de la microlente. Se sigue de aquí que busquemos el tiempo que tome la microlente para desplazarse con respecto a la fuente dentro del anillo de Einstein proyectado en el cielo. Este intervalo temporal se le conoce como la *escala característica de tiempo* para el fenómeno de microlentes (Paczynski, 1996):

$$t_0 \equiv \frac{\alpha_0}{\dot{\tau}} = \frac{\xi_0}{v}. \quad (2.31)$$

Al tiempo que la microlente se mueve con respecto a la fuente, las dos imágenes van cambiando de posición en el plano del observador, variando así su intensidad. Tales cambios pueden observarse si se obtiene una curva de luz de la fuente; es decir, graficando flujo

contra tiempo. Por ejemplo, supongamos por el momento que la microlente se encuentra fija en la posición especificada en la Fig. 2.6a, y la fuente pasa por trayectorias a diferentes separaciones de la masa-lente M (en la Fig. 2.6a, las trayectorias son las flechas de línea continua que van de izquierda a derecha cruzando en anillo de Einstein). Para efectos del ejemplo, definimos las separaciones a la microlente a través de un parámetro de impacto p ; el cual corresponderá a la mínima distancia angular, en unidades del radio del anillo de Einstein, entre la fuente y la microlente.

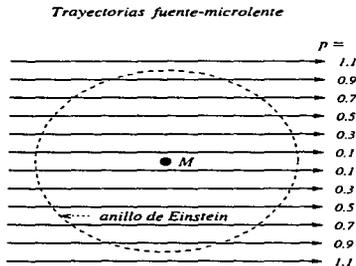


Fig. 2.6 a)

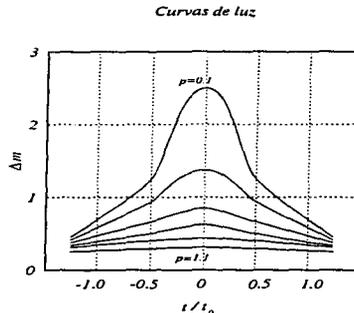


Fig. 2.6 b)

Fig.2.6a Geometría de eventos de microlentes gravitatorias.

Fig.2.6b Variación temporal de la intensificación (Paczynski, 1996).

Si uno grafica el cambio de intensificación al paso de la fuente por alguna de las trayectorias de la Fig. 2.6a, obtiene las curvas de la Fig. 2.6b, que contemplan los incrementos en magnitudes estelares ($\Delta m = 2.5 \log \mathfrak{I}$, donde \mathfrak{I} es la intensificación experimentada) para valores escogidos del parámetro de impacto p ($p \in [0.1, 1.1]$). La unidad de t_0 está definida como el tiempo que le toma a la fuente recorrer la distancia de un radio del anillo de Einstein.

Diversos autores han desarrollado métodos para averiguar el tipo de variabilidad esperada por microlentes (Kayser et al., 1986; Schneider et al., 1992; Wambsganss, 1993). Se consideran dos casos: el primero supone a la lente como un objeto compacto aislado; en el otro se consideran los efectos por un conjunto de lentes compactos. Cuando la lente es aislada, la forma de la curva de luz se determina por los parámetros conocidos de lentes gravitatorias (ver sección 2.1.2.2) además de la velocidad transversal relativa, v ; el perfil obtenido tendrá

un máximo y su inflexión será suave (ver Fig. 2.6a) y b)). Si se considera a la variabilidad como resultado de un conjunto de microlentes, al caso anterior se le agrega la perturbación por la presencia de los elementos del conjunto. A diferencia de una lente aislada, donde en la alineación perfecta se observa el anillo de Einstein, la perturbación del conjunto rompe el anillo, produciendo cuatro imágenes (o microimágenes en el caso de microlentes). Una representación bidimensional de la intensificación por microlentes se obtiene a través de su patrón, el cual indica la intensificación como función de la posición. Para determinar curvas de luz posibles para conjuntos de microlentes, se realizan simulaciones de estos patrones con campos aleatorios de estrellas. El patrón de intensificación presenta curvas cerradas (por lo general en forma de diamante), llamadas *cáusticas*, que corresponden a un máximo espacial en la intensificación. Cuando se presupone una profundidad óptica baja, las cáusticas no se intersectan y son claramente diferenciables; entonces al paso de la fuente por ellas (conforme las posiciones relativas varían) se produce una curva de luz característica en forma de "U" o "M" (Ver Fig. 2.7; como veremos en el capítulo 4, algunos autores han llegado a considerar que pueden haber componentes de efectos de microlentes superpuestos a otros fenómenos de variabilidad, dadas las curvas de luz históricas de 3C 345 y 3C 446). Sin embargo, los patrones pueden tornarse sumamente complejos conforme la profundidad óptica aumenta, siendo difícil de identificar cualquier característica estándar (o patrón) en las curvas de luz.

Las curvas de luz observadas de microvariabilidad aún no se han podido descifrar completamente con los diversos modelos. A la fecha, es complicado comparar las curvas modeladas con las observadas; y ésto se debe a que se tiene sólo una muestra muy reducida de fuentes cubierta, y con coberturas temporales insuficientes. En el caso de fuentes individuales, sin imágenes múltiples, se hace más difícil distinguir microvariabilidad producida por microlentes. Aún así, algunos objetos altamente variables a los que se les ha realizado un muestreo de observación extensivo y han mostrado curvas de luz con patrones parecidos a los modelados (como 3C 345) son fuertes candidatos para mostrar efectos de microlentes gravitatorias.

A pesar de que inicialmente se planteaba por demás difícil y poco probable la búsqueda de eventos de microlentes producidos sobre objetos extragalácticos por objetos compactos en nuestra galaxia, o bien del Grupo Local, en los últimos años se han obtenido resultados interesantes al respecto. Tal es el caso del presentado por Paczyński en 1996, que hace una revisión sobre ~ 100 posibles eventos de microlentes. Además de los eventos atribuibles a MACHOs, algunos de los eventos que menciona son producidos por sistemas de estrellas binarias, un tipo de microlentes que puede llegar a ser común y que no ha sido tratado muy a fondo. Al igual que para otros candidatos a microlentes, de los sistemas binarios como microlentes también pueden obtenerse datos muy importantes para el estudio de la

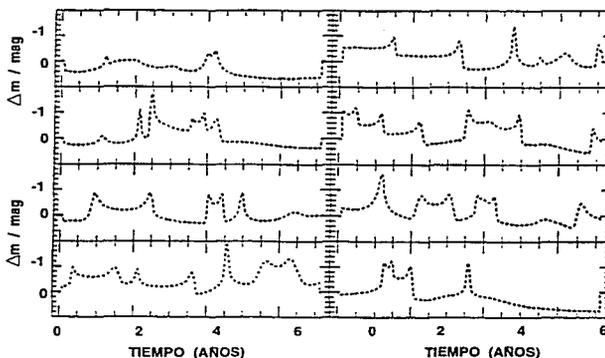


Fig.2.7 Curvas de luz modeladas para un cuasar afectado por microlentes gravitatorias (Wambsganss, 1993).

estructura galáctica y sobre los sistemas binarios por sí mismos. El planteamiento nuevo en los modelos de lentes gravitatorias es agregado por las estrellas binarias: los patrones de intensificación, y por ende las cáusticas de los mismos, se complican por los efectos de *astigmatismo* que ahora se incluyen.

¿Cómo detectar efectos de microlentes gravitatorias? En caso de que la galaxia-lente produzca varias imágenes de la fuente, una forma evidente de distinguir microvariabilidad producida por microlentes respecto de la intrínseca, es a través de los efectos sobre el brillo aparente de las imágenes múltiples. Si la variabilidad es intrínseca a la fuente, las variaciones deben aparecer en todas las imágenes con el mismo patrón (aunque con retrasos temporales debido a diferencias de caminos ópticos); en cambio, si las variaciones son observadas con patrones diferentes en cada imagen (o en algunas de ellas no hay variación), entonces se tiene una señal clara del efecto de microlentes. En caso de que no hayan imágenes múltiples, se buscan formas características de variabilidad inducida por microlentes en las curvas de luz, tal como las especificadas previamente (curvas de luz con formas de "U" o "M"), de modo que para muestreos extensos de eventos observados (monitoreos continuos y de larga duración) pueden hacerse comparaciones estadísticas de las curvas de luz con las simulaciones, y ver su posible consistencia.

De acuerdo a los modelos de microlentes, las curvas de luz generadas por este efecto deben ser simétricas (pues corresponden al paso de la microlente por la línea de visión con el cuasar). Si la fuente ha sido monitoreada por largas temporadas, en principio es posible descartar variaciones intrínsecamente asimétricas. Si conocemos una galaxia cercana que actúe como lente sobre una fuente lejana, ésta será un candidato favorable para producir efectos de microlentes. Por ejemplo, los movimientos aparentes de las estrellas contenidas en la galaxia-lente serán más rápidos para una galaxia próxima, haciendo que las variaciones de brillo de las imágenes sean de menor escala temporal. También, el tamaño angular del anillo de Einstein de una estrella será mayor, permitiendo así que fuentes más extendidas del fondo muestren efectos significativos por microlentes. Un buen ejemplo del efecto-lente y de microlentes gravitatorias es el del cuasar cuádruple 2237 +0305 (al cual nos referimos en el Apéndice, y vimos en la Fig. 2.3), conocido como "Cruz de Einstein" o "Lente de Huchra". Debido a la proximidad de la lente y el arreglo simétrico de las imágenes, el tiempo de retraso entre las señales recibidas es del orden de un día. De ello fué posible distinguir, por primera vez, variaciones producidas por microlentes de las intrínsecas al cuasar, siguiendo los tiempos de retraso de las variaciones observadas en cada una de las imágenes múltiples (Irwin et al., 1989). Por otro lado, tengamos en cuenta que el habernos referido a que se esperen simetrías en las curvas de microlentes no implica el que también se suponga la aparición de periodicidades en tales curvas de luz; por el contrario, considerando que los microlentes están distribuidos aleatoriamente sobre la galaxia-lente, no deberíamos esperar periodicidad.

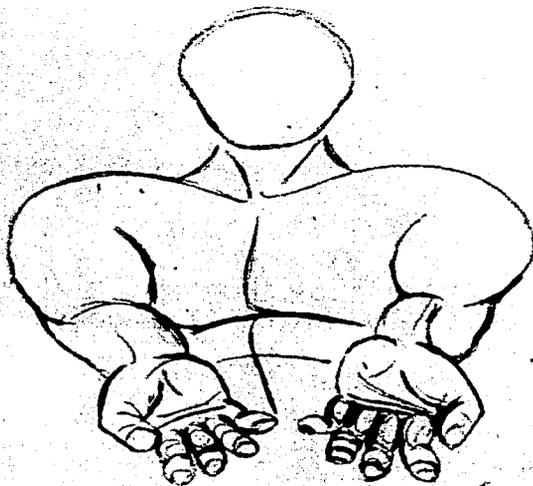
Ya vimos cuando nos referimos a la intensificación (§ 2.1.2.3) y las escalas características de longitud para el efecto de microlentes, cómo se restringen las dimensiones de la fuente, de modo que sean menores que el radio de su propio anillo de Einstein (η_0), para que sean afectadas por microlentes gravitatorias. Estas mismas restricciones implican que la región de líneas anchas de emisión de los NAG no puede ser intensificada significativamente. Sin embargo, estas regiones pueden ser afectadas sectorialmente (Kayser et al., 1986). Al respecto, Nemiroff (1988) presenta y analiza el efecto de las microlentes gravitatorias en los perfiles de líneas de emisión para diversas estructuras cinemáticas de la BLR. Ésto le lleva a explicar algunas asimetrías en los espectros observados como consecuencia de incrementos de la porción central y amplificación de las "alas" de diversas líneas de emisión. A su vez propone que el efecto de microlentes también pudiera modificar el corrimiento al rojo de la **BLR** de la fuente. Este autor plantea que es posible recuperar información estructural y **dinámica** de dichas regiones de los núcleos activos, así como obtener datos sobre la masa, **densidad numérica** (en número de microlentes por unidad angular) y **dinámica** de la lente **involucrada**, a partir de los efectos de distorsión gravitatoria de los espectros de las BLR

aplicados a los modelos de cinemática de estas regiones. En términos de la búsqueda de candidatos y la identificación de posibles sistemas donde intervengan microlentes gravitatorias, Nemiroff introduce una forma de determinación nueva; por un lado, pueden compararse los candidatos a lentes gravitatorias de los que no lo son observando las diferencias en sus líneas de emisión anchas; por otra parte, usando sistemas-lente conocidos como candidatos a eventos de microlentes, podemos dirigir las investigaciones sobre las diferencias en los espectros de las imágenes múltiples. Y por último, en términos de la variabilidad de los blazares, uno podría caracterizar escenarios de eventos de microlentes buscando además de las variaciones en el brillo de la fuente los cambios en los perfiles espectrales.

El fenómeno de microlentes gravitatorias ha sido confirmado cualitativamente, pero el pequeño número de observaciones dista mucho de generar conclusiones cuantitativas. Y ésto lleva a la necesidad de un mayor seguimiento para poder plantear la física de una manera más cuantitativa. Sin embargo, queremos enfatizar que el modelo de lentes y microlentes gravitatorias permite más que la pura descripción fenomenológica de los sistemas. Su tratamiento matemático hace de este tema algo muy prometedor en el estudio de ciertos tipos de variabilidad en blazares.

*“...Pero hay un rayo de sol en la lucha
que siempre deja la sombra vencida.”*

Miguel Hernández.



Capítulo 3: FOTOMETRÍA.

§3.1 SU DESARROLLO A TRAVÉS DEL TIEMPO.

Al medir de una forma directa la energía proveniente de una fuente luminosa se entrega información que permite identificar y modelar los fenómenos físicos que se dan lugar en los más diversos objetos del cosmos. Es posible determinar estructuras, temperaturas y tamaños de los objetos, así como la distancia a la que nos encontramos de ellos. En algunos casos, el estudiar las variaciones en el flujo luminoso que recibimos de un objeto específico nos permite plantear modelos físicos que determinen su comportamiento y estructura.

De forma natural, el hombre tiende a comparar y discernir entre características particulares las diferencias existentes en objetos de un mismo tipo. Al asomar a las estrellas, la mas evidente división que puede hacerse es a partir del brillo que éstas presenten. Hace ya más de 2000 años, el griego Hiparco realizó un catálogo de estrellas de acuerdo al brillo, definiendo seis *magnitudes* donde adjudicó $magnitud=1$ para las estrellas más brillantes, y $magnitud=6$ para las más debiles.

Para 1856, N.R. Pogson confirmó un descubrimiento hecho previamente por Herchel respecto a que una estrella de magnitud 1 produce un flujo luminoso aproximadamente 100 veces mayor que el de una estrella de magnitud 6; arrojando con ello una prueba de la naturaleza no lineal en la respuesta del ojo humano a la luz. A partir de lo anterior fué posible establecer una relación cuantitativa para los flujos y magnitudes de dos estrellas, misma que puede expresarse de la forma (Henden & Kaitchuck, 1990)

$$m_1 - m_2 = -2.5 \log \left[\frac{F_1}{F_2} \right]. \quad (3.1)$$

Con la idea de no alterar el sistema de referencia dado por la definición antigua, hubo que escalar las nuevas magnitudes, fijando el valor de 1.0 para las estrellas Aldebaran y Altair.

Los primeros fotómetros desarrollados fueron mecánicos, teniendo éstos un error de 0.1 magnitudes; lo que mejoraba el error del ojo humano de 0.2 magnitudes al interpolar el brillo estelar. Para mediados del siglo XIX y hasta pasada la mitad de este siglo, tuvo

lugar el desarrollo de la fotometría fotográfica, teniendo entre sus ventajas la de almacenar información en forma casi permanente, un amplio campo observado en cada impresión y hasta un error de 0.02 magnitudes, en el rango donde la película tenía una respuesta lineal. Sin embargo, tal tipo de fotometría presentaba dificultades inherentes, como la saturación y pérdida de la linealidad en la respuesta, llevando al desarrollo de la fotometría fotoeléctrica en nuestro siglo. Las investigaciones en este ámbito generaron desde las celdas fotoconductoras y tubos fotomultiplicadores hasta los arreglos matriciales de fotomultiplicadores, conocidos hoy como CCDs (del inglés: Charged Coupled Device).

En la fotometría fotoeléctrica la energía cinética de los electrones liberados depende de la frecuencia de la luz incidente, más no de su brillo. Y una vez que se sobrepasa la frecuencia umbral de respuesta del detector, el número de fotones liberados sí es directamente proporcional al brillo.

§3.2 QUÉ HACER CON LA LUZ DE LAS ESTRELLAS.

Una vez que los fotones son captados por la óptica del telescopio, son dirigidos al fotómetro, pasando primero por un diafragma (D) que reduce la componente de luz de cielo, para entonces atravesar un filtro (F) que genera una "ventana" para delimitar el rango del espectro electromagnético a considerar. A continuación se encuentra un lente Fabry (L.F), que permite que la luz sea proyectada sobre la misma región del detector y no se altere por movimientos de la fuente o del guiado. Finalmente se tiene la parte más importante del fotómetro, es decir, el detector (Det.). A partir de aquí, la señal de salida requiere amplificarse nuevamente antes de cualquier medición o guardado. La Fig.3.1 nos muestra un esquema simplificado de un arreglo general de detección, después de la óptica del telescopio.

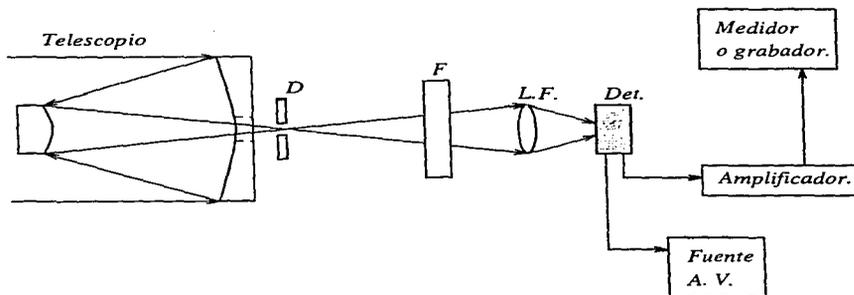


Fig.3.1 Esquema general de un fotómetro típico.

Podemos mencionar al menos dos tipos de análisis fotométricos: la *fotometría de apertura*, que implica la medición del flujo de energía del objeto a partir de una apertura dada, y aplicable principalmente a morfologías casi puntuales. La otra posibilidad es la *fotometría de distribución espacial de brillo*, en la cual nos interesa más como se distribuye la emisión de energía de forma espacial, concentrando nuestro análisis en objetos extendidos.

Luego de determinar el análisis fotométrico que haya de llevarse a cabo, entre la fotometría de apertura y la de distribución espacial de brillo, nos encontramos con dos técnicas para hacer fotometría. La más simple es la *fotometría diferencial*, muy útil para medir pequeñas variaciones de brillo. En esta técnica, una segunda estrella cercana y similar en color y brillo es usada como estrella de comparación. La necesidad de su cercanía es garantizar que las condiciones en la detección sean lo más parecidas posible; en particular, que el cielo de fondo que haya que restar posteriormente y el tiempo de exposición de la imagen sean los mismos, para que no haya un incremento en los errores. En el caso del uso de CCD y arreglos matriciales similares, tanto el objeto de interés como la estrella de comparación pueden captarse en una misma imagen, garantizando en gran medida las condiciones requeridas. Otra técnica más general, requiere de la medición de varias estrellas localizadas en otras partes del cielo, para determinar sus magnitudes y colores. Las mediciones y reducciones posteriores se hacen individualmente para cada estrella, conservando como parámetro fijo el filtro usado.

§3.2.1 MAGNITUDES, COLORES Y CORRECCIONES.

Para la determinación de magnitudes de un objeto al cual se le desconoce su brillo, se utiliza la ec. (3.1) auxiliándonos de los valores ya conocidos de otra estrella, generalmente una estándar fotométrica. Sin embargo, en la práctica una estrella no se mide en unidades de flujo, sino que se obtiene una medida d_λ proporcional al flujo observado F_λ en esa longitud de onda: $F_\lambda = kd_\lambda$. Relacionamos entonces la medición anterior del detector con nuestra ec. (3.1) para poder finalmente tener una *magnitud instrumental*.

El *índice de color* de una estrella se define como la diferencia de magnitudes entre dos regiones espectrales distintas. Matemáticamente ésto nos lleva a la expresión

$$m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2} = q_{\lambda_1, \lambda_2} - 2.5 \log \left(\frac{d_{\lambda_1}}{d_{\lambda_2}} \right), \quad (3.2)$$

donde q_{λ_1, λ_2} es una constante y las magnitudes en cuestión siguen siendo en el sistema del instrumento.

Ahora bien, la luz proveniente de las estrellas y otros objetos astrofísicos no llega sin alteraciones a nosotros. Por ejemplo, puede resentir cualquiera (e incluso ambas) de las dos formas de *absorción* más importantes: la absorción por polvo interestelar y la absorción por las capas atmosféricas.

El polvo interestelar tiene formaciones diversas en el cosmos. Una posibilidad es que los granos de polvo se formen en las atmósferas de estrellas de tipo espectral tardío (K, M), por la condensación de gas y el subsecuente desprendimiento hacia el medio interestelar, debido a la presión de radiación. Los granos también pueden formarse en conexión con la formación y muerte estelar; inclusive, es probable que lleguen a formarse por aglutinación directa de átomos y moléculas en las nubes moleculares. Un efecto inmediato de la absorción del polvo interestelar es que debido a su reemisión en longitudes de onda mayores a las absorbidas (infrarrojo principalmente), la luz recibida estará enrojecida respecto a la emitida. No solo el polvo causa enrojecimiento; también hay una absorción selectiva en la intensidad luminosa, de modo que por ejemplo para una observación en el rango visible de objetos de nuestra galaxia, la absorción en magnitudes por parsec de recorrido en la trayectoria de los fotones es de 3.20mag/pc. La razón en el carácter selectivo de enrojecimiento y absorción del polvo se encuentra en el tamaño del mismo; típicamente menores a $1\mu m$, aunque los efectos más significativos de dispersión se dan para casos en los que el polvo llega a medir $3\mu m$.

La cantidad de luz perdida en el recorrido por la atmósfera hacia el observador depende de la altura de la estrella sobre horizonte, así como de la longitud de onda observada y las condiciones atmosféricas. Las correcciones que se hacen a este respecto son tales que den una observación en el sistema referencial fuera de la atmósfera (o extra-atmosférico), aplicando coeficientes dados por la extinción atmosférica y la masa de aire atravesada por la luz. La magnitud instrumental observada, m_λ , se incrementará conforme la masa de aire, X , aumente en la trayectoria de la luz al telescopio (Karttunen, 1993), de modo que la magnitud extra-atmosférica se determinara con la ecuación

$$m_{\lambda_0} = m_\lambda - k_\lambda X, \quad (3.3)$$

donde k_λ es el coeficiente de extinción atmosférica. En la presente tesis este coeficiente es tomado a partir de un valor promediado para el observatorio de San Pedro Mártir, en Baja California Norte (Schuster, 1982), debido a que el número de imágenes fué muy reducido como para poder determinar el valor experimental del coeficiente en esas noches de observación (ver § 4.2).

La masa de aire puede determinarse de la relación $X = \sec Z$, si suponemos una aproximación plano-paralela de la atmósfera, donde Z es la distancia cenital de la fuente observada. Notemos que observando en dirección al cenit, la masa de aire queda definida como $X \equiv 1$, siendo la cantidad de aire que hay entre nosotros y la última capa atmosférica (Fig. 3.2). La aproximación tomada es válida en el rango $Z \in [0^\circ, 60^\circ]$, ya que a 60° la masa de aire se ha duplicado, y para mayores valores de la distancia cenital la curvatura terrestre obliga que se agreguen coeficientes para una expansión en serie de potencias.

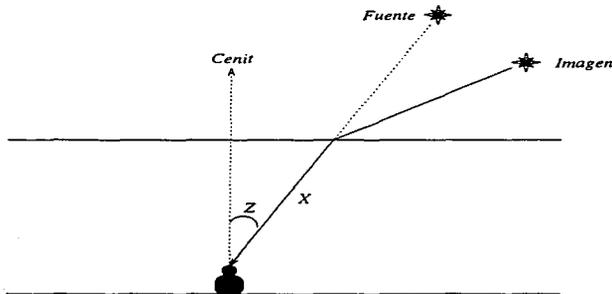


Fig.3.2 Determinación de masa de aire en atmósfera plano-paralela.

Las magnitudes aparentes, sin embargo, no entregan información real de la luminosidad que la fuente emite. Ya vimos que entre las razones de la disminución está la absorción por polvo interestelar; además, aquí hay que considerar la distancia a la fuente. Para corregir tales efectos y obtener información del brillo intrínseco, se calcula la *magnitud absoluta*, definida como la magnitud aparente de una fuente localizada a $10pc$, agregando a dicha ecuación un término para la componente de la absorción:

$$m_{\lambda, std} - M_{\lambda} = 5 \log \left[\frac{r}{10pc} \right] + A_{\lambda}. \quad (3.4)$$

En este caso, M_{λ} es la magnitud absoluta, A_{λ} el término de corrección en magnitudes por efectos de la extinción interestelar, y $m_{\lambda, std}$ es la magnitud estandarizada, misma que será descrita en la siguiente sección de forma más completa.

En el caso de objetos extragalácticos, hay que considerar además otras componentes de corrección en los que intervienen parámetros cosmológicos. De hecho, la magnitud absoluta puede quedar determinada, en el caso de cuasares, de la forma siguiente (Véron & Véron, 1993):

$$M_{\lambda} = m_{\lambda, std} + 5 - 5 \log D - K + \Delta m(z), \quad (3.5)$$

donde $D = cH_0^{-1}$, $K = -2.5 \log(1+z)^{1-\alpha}$ es la corrección para restituir el corrimiento al rojo cosmológico de la banda observada, α es el índice espectral óptico definido como $S \propto \nu^{-\alpha}$, y z es el corrimiento al rojo de las líneas de emisión por efectos de la expansión del universo. $\Delta m(z)$ es la corrección a K tomando en cuenta el hecho de que el espectro de cuasares no es estrictamente una ley de potencias de la forma $S \propto \nu^{-\alpha}$, pero es afectado por líneas de emisión y Lyman α . A , la distancia fotométrica para estos casos, está dada por la ecuación

$$A = z \left\{ 1 + \frac{z(1-q_0)}{\sqrt{1+2q_0z+1+q_0^2}} \right\}. \quad (3.6)$$

Las limitaciones técnicas también tienen peso en la determinación de magnitudes. De tal modo se hace necesario un proceso de calibración para unificar resultados. Las estrellas estándares cubren así mismo el problema de las diferencias entre distintos telescopios, filtros y detectores, haciendo posible que cada observatorio determine sus propios coeficientes de transformación.

§3.2.2 SISTEMAS FOTOMÉTRICOS Y TRANSFORMACIONES.

Un sistema de magnitudes y colores se define por un conjunto de estrellas estándares medidas por un detector dado y cierto grupo de filtros. Cuando la magnitud observada ha sido corregida por extinción atmosférica, debe corregirse a una magnitud estandarizada, $m_{\lambda, i, d}$:

$$m_{\lambda, i, d} = m_{\lambda_0} + \beta_{\lambda} C + PC, \quad (3.7)$$

donde C es el índice de color estándar de la estrella, $C = \delta c_0 + \gamma_c$, β_{λ} es el coeficiente de color, PC es la constante del punto cero, y δ es el coeficiente de color. Los parámetros β_{λ} , PC , δ y γ_c se determinan a partir de la observación de las estrellas estándar. En particular, el punto cero es igual al valor del sistema estándar menos su valor transformado extra-atmosférico.

Los sistemas fotométricos pueden dividirse en tres categorías basadas en el tamaño del intervalo de longitudes de onda usadas por los filtros. En nuestro caso, empleamos el sistema de Johnson y Morgan, también conocido como sistema *UBV*. Tal sistema es de banda ancha, teniendo para cada filtro un orden de 900 Å de intervalo. Los filtros usados inicialmente son para ultravioleta (U), azul (B) y luz visible (V). Posteriormente se agregaron otros filtros a este sistema, como el rojo (R) y varios en longitudes del rango infrarrojo (I, J, K, L, M). El sistema de Johnson ajusta puntos cero para los índices de color $(B - V)$ y $(U - B)$, definiéndolos a partir de estrellas de tipo espectral A0 V; de modo que $(B - V) = (U - B) = 0$ para dichas estrellas; permitiendo con esto que los colores del sistema *UBV* se relacionen directamente con los tipos espectrales de Morgan-Keenan, y por ende con las temperaturas estelares.

En particular, para este trabajo, el filtro utilizado en el Observatorio Astronómico Nacional en San Pedro Mártir, B.C.N. fue el R del sistema de Cousins, el cual parte de las mismas estrellas estándares que el sistema de Johnson. Los parámetros de caracterización de dicho filtro son $\lambda_{ef} = 6340$ Å, $W_{ef} = 400$ Å, $\lambda = 6400$ Å, $W = 1300$ Å y $TM\% = 72\%$; donde λ_{ef} y W_{ef} son la longitud de onda efectiva y el ancho total efectivo a media altura definidos en el sistema, respectivamente; λ es la longitud de onda central, W el ancho total a media altura y $TM\%$ la transmitancia porcentual en el máximo. En el capítulo siguiente abordaremos con más detalle lo referente al filtro usado y el sistema fotométrico de Cousins.

§3.2.3 UN POCO DE ESTADÍSTICA.

Dada la imposibilidad de conocer el valor real de una observación es necesario recurrir a la estadística para que a partir de cálculos como los *promedios* (típicamente expresados como \bar{x}) o *medianas* podamos conocer una aproximación a dicho valor real de una serie de observaciones del mismo fenómeno. Una vez que tenemos el mejor valor del conjunto de observaciones, hay que determinar el grado de certeza de tal valor. Es entonces que tenemos la *desviación estándar*, σ_x :

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} = \sqrt{\left[\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N x_i^2 \right] - \bar{x}^2}. \quad (3.8)$$

La ecuación anterior de σ_x nos da la dispersión esperada para cada medición; cabe considerar que una sola medición tendrá mayor desviación que la del promedio del arreglo. Por tanto, definimos ahora la desviación estándar del promedio como

$$\sigma_x = \frac{1}{\sqrt{N}} \sigma_x. \quad (3.9)$$

La mayoría de los experimentos y observaciones que aquí nos competen, responden a una distribución de probabilidades *gaussiana* o *normal*, misma que es simétrica respecto al promedio y el ancho del pico depende de σ . Al representar los datos con tal distribución, un 99.7% de ellos se encuentra dentro de un intervalo de dispersión con radio 3σ del promedio; lo cual nos lleva a que si un dato cae más lejos de ese radio, hay un 99.7% de probabilidades de que sea fallido.

Hay un punto importante en la estadística y análisis de las observaciones e imágenes; éste es la *razón de señal a ruido*, S/N . Esta razón nos da el tamaño relativo de la señal deseada respecto al ruido de fondo; definiendo aquí al ruido como la desviación estándar de una medición simple respecto al promedio de todas las mediciones.

Cuando se realiza fotometría bidimensional de apertura, es importante tener un cálculo correcto de la razón S/N , pues ello nos puede ayudar a determinar la mejor apertura cuando se hace la reducción de datos (Howell, 1989).

En el caso de conteo de la incidencia de fotones, la fluctuación estadística del ruido se representa por la distribución de Poisson. Si el sistema del dispositivo y el ruido de fondo del cielo son despreciables, la razón señal a ruido puede ser aproximada con buenos resultados por la ecuación $S/N = \sqrt{N_*}$, donde N_* es el número total de cuentas de la fuente; tal

aproximación es válida dado que la única causa de ruido viene del propio ingreso de fotones de la fuente al dispositivo de detección. Sin embargo, cuando hay otras causas de ruido que sean significativas, deben considerarse en la determinación del error. En el caso de un CCD, la ecuación general queda ahora

$$\frac{S}{N} = \frac{N_s}{\sqrt{N_s + n_{pix}(N_s + N_d + N_r^2)}}, \quad (3.10)$$

donde nuevamente N_s son las cuentas totales de la fuente (con cielo sustraído), n_{pix} es el número de pixeles dentro de la apertura, N_s son las cuentas totales por pixel debido al cielo, N_d corresponde a la corriente oscura en cuentas por pixel, y N_r es el ruido de lectura (dado en electrones por pixel). En las nuevas generaciones de detectores CCD la corriente oscura puede llegar incluso a despreciarse.

La razón S/N alcanza un máximo para radios de apertura cercanos al del valor del ancho a media altura (FWHM) del perfil de intensidad del objeto, tal como indica Howell en su artículo. Así mismo, argumenta que para radios menores del máximo hay pocos pixeles con información de la fuente, mientras que para radios mayores hay una contribución significativa de pixeles con elementos de ruido, más que de elementos propios de la fuente. En la presente tesis se hizo un análisis similar al de Howell, incluyendo la determinación de curvas de crecimiento del número de cuentas contra apertura, observando el comportamiento asintótico de las mismas en la vecindad de la apertura óptima.

§3.2.4 REDUCCIÓN DE DATOS.

Tal como discutimos en la sección anterior, podemos entender como ruido a cualquier señal de salida que no sea resultado de la incidencia de luz proveniente de la fuente hacia el detector. El cielo de fondo en derredor de las estrellas no es del todo oscuro, teniendo contribuciones diversas; incluyendo la luz proveniente de zonas vecinas al observatorio reflejada en las capas de la atmósfera. Ésta componente de ruido por el cielo debe sustraerse de las imágenes para su análisis subsecuente, siendo un parámetro a considerar junto con los relativos al tiempo de exposición dados a la imagen, las condiciones atmosféricas, límites intrínsecos de los dispositivos de detección y amplificación, entre otros.

En lo que confiere al detector, hay diversas formas en la que es posible liberar electrones de las placas fotomultiplicadoras; algunas son útiles para los propósitos astronómicos, otras no. Tenemos primero la que motiva su utilización, la llamada *emisión secundaria*,

misma que surge debido a la transferencia de energía cinética de las partículas que se impactan contra las paredes de las placas; sin embargo no es la única posibilidad, y las otras causan cierto nivel de ruido. En la *emisión térmica*, el desprendimiento electrónico es resultado del calentamiento del metal; mientras que en la *emisión de campo* el removimiento es mediante la aplicación de un campo eléctrico fuerte. Si se somete al fotomultiplicador a la oscuridad completa con voltaje de operación, obtenemos una señal espúrea conocida como corriente oscura (misma que ya vimos considerada en el cálculo de la señal a ruido), la cual es el resultado de la liberación de electrones por emisión térmica y de campo.

Es necesario tener el mayor conocimiento posible de las diversas variables que intervienen en las observaciones para eliminar los elementos que no nos interesan en el análisis y preparar el momento de estandarizar los resultados a un referencial común. En las secciones anteriores mencionamos algunos puntos de la adquisición de los datos, así como un poco de lo que hay que considerar en la reducción de los mismos. Ahora retomaremos éstos últimos más profundamente para que en el próximo capítulo se planteen las situaciones particulares a nuestro trabajo respecto de este proceso y llevar al consecuente análisis.

En rasgos generales, podrían ennumerarse los principales puntos a considerar en la mayoría de las situaciones de reducción de datos fotométricos:

- 1.- Eliminar fuentes de ruido inherentes al detector y calibrar la respuesta instrumental para cada una de las imágenes. Las contribuciones ajenas a la señal de la fuente son el de lectura (*bias* o *zero*), y la corriente oscura (*dark*); la respuesta instrumental se calibra además considerando la sensibilidad de cada pixel y las diferencias en la iluminación sobre el detector (*flat-field*).

Para la obtención de un *bias*, se realiza una exposición a tiempo cero y obturador cerrado. Con ello captamos el nivel base del potencial del detector.

El *dark* es la contribución de carga espontánea del detector por emisión térmica. Para su obtención se toma una imagen con el obturador cerrado y el mismo tiempo de exposición que el de las imágenes de los objetos a estudiar.

Un *flat-field*, o campo plano es una imagen tomada con el detector iluminado lo más uniformemente posible durante un cierto tiempo de exposición; esta imagen permite determinar la respuesta de cada pixel del arreglo del detector a la luz incidente. Puesto que el detector no tiene la misma sensibilidad a las distintas longitudes de onda y los filtros pueden tener variaciones en su transmitancia, se deben tomar campos planos independientes para cada filtro (y de preferencia varios por banda observada, para mejorar la estadística y que el crecimiento de errores sea menor).

- 2.- Sustraer el cielo de fondo de cada medición o imagen para quitar la contribución luminosa del cielo, además de eliminar alteraciones en la respuesta de ciertos pixeles, ya sean aleatorias debido a rayos cósmicos, o sistemáticas como pixeles malos; todo lo anterior antes de cualquier conversión o análisis.
- 3.- Calcular las magnitudes instrumentales, y en caso de haber tomado imágenes en varios filtros, calcular colores. Al mismo tiempo, determinar los coeficientes de extinción y aplicar la corrección correspondiente.
- 4.- Emplear las estrellas estándares para obtener las constantes de punto cero y los coeficientes de transformación. De lo cual puede entonces transformarse el sistema del instrumento a uno estándar.
- 5.- Estimar la calidad de la noche a partir de los valores de la estrella estándar medidos y los reportados en la bibliografía.

Para la presente tesis, la fotometría se realizó apoyándonos en el programa de cómputo IRAF (Image Reduction and Analysis Facility). Las imágenes observadas fueron así mismo analizadas de acuerdo a la fotometría de apertura expuesta en la sección 3.2, misma que consiste en sumar el flujo observado dentro de un radio dado del centro del objeto, para luego sustraer la contribución del cielo dentro de la misma región, dejando solamente el flujo del objeto para el cálculo de su magnitud instrumental. Las aperturas que empleamos para las imágenes tuvieron un radio entre 1.82" y 2.6" de arco (de acuerdo a la escala de placa calculada en el siguiente capítulo).

Durante las primeras etapas de reducción de las imágenes, trabajamos con las rutinas del paquete `noao.imred.ccdred`, de modo que pudieran obtenerse de las imágenes *bias* y *flats* correspondientes las combinaciones y operaciones que tomaron efecto en la tarea `ccdproc` para reducción sobre los objetos; también pudieron desarrollarse procedimientos como la eliminación de pixeles malos y rayos cósmicos (rutinas `cosmicrays` e `imedit`), así como el corte de los bordes de la matriz de pixeles para optimizar las estadísticas (ya que la respuesta no es homogénea en todo el arreglo, y tiende a caer significativamente en las regiones más externas). Las imágenes reducidas de los objetos estudiados las mostramos en el siguiente capítulo.

El trabajo de la obtención de magnitudes instrumentales y flujos para las aperturas dadas se realizó con el paquete `noao.digiphot.apphot`. Finalmente, se realizó el cálculo de las transformaciones de magnitudes instrumentales a estándares.

*"No puedo hallar reposo
tengo sed de infinito."*

E. Niermann.



Capítulo 4: ANÁLISIS FOTOMÉTRICO EN CUASARES.

**ESTA TESIS NO DEBE
SALIR DE LA BIBLIOTECA**

La variabilidad nos puede proveer de información directa sobre la región central de los cuasares. En la región óptica del espectro, ésta fue establecida desde principios de la década de los sesentas por autores como Mathews & Sandage (1963), Sharov & Efremov (1964), entre otros. Éstos últimos estudiaron inclusive datos históricos de placas fotográficas de 1896 a 1963. Los estudios para comprender cualitativa y cuantitativamente la física relacionada con la variabilidad, se encaminan por dos tendencias básicas; por un lado, se investigan estadísticamente grandes muestras de objetos, buscando correlaciones entre variabilidad y parámetros físicos tales como el corrimiento al rojo, la luminosidad absoluta, polarización y propiedades de radio. Por otro lado, las curvas de luz de objetos individuales se estudian en detalle para caracterizar estadísticamente el fenómeno. Sin embargo, la naturaleza tan errática de los cuasares del tipo de los OVV, hace en extremo difícil su entendimiento.

Como vimos en el capítulo 2, las curvas de luz muestran las variaciones de magnitud (o flujo) de un objeto determinado con respecto al tiempo. Las escalas que se plantean en ellas van desde las muy cortas (minutos y horas), hasta los seguimientos a lo largo de años. Nuestra atención se centrará en estudiar la variabilidad con un enfoque específico; para ello requeriremos presentar nuestros objetos escogidos y explicar la razón de nuestra elección. La muestra fue tomada de los núcleos activos que se conocen como OVV, ya definidos en el capítulo 1, mismos que presentan propiedades comunes como la alta polarización en su flujo, variabilidad rápida y de gran amplitud, emisión del continuo e infrarrojo con una pronunciada ley de potencias, muy fuerte y compleja emisión en radio, y una estructura compacta en esta región del espectro (Moore & Stockman, 1981).

§4.1 LOS CANDIDATOS.

Se escogieron tres cuasares (observables a la latitud de San Pedro Mártir), los cuales se sabe que son OVV o han sido identificados mediante su espectro óptico como objetos tipo BL Lac, de modo que puede ser presupuesta la variabilidad violenta. La intención primaria es realizar una inspección fotométrica inicial, con miras a un seguimiento exhaustivo posterior. Los objetos escogidos son: 3C 345, 3C 446 y 4C 56.27. Las preguntas básicas que nos

planteamos inmediatamente son ¿a qué se debe la variabilidad en éstos objetos? y ¿puede explicarse con microlentes gravitatorias cierta parte del comportamiento observado en sus curvas de luz? Aunque la búsqueda de respuestas a éstas y otras preguntas ha sido un proceso de varios años, intentaremos dar la mejor aproximación a las ideas más aceptadas en nuestros días de lo que sabemos de los objetos.

La información obtenida en la bibliografía de nuestros cuasares los hace buenos candidatos de ser influenciados por microlentes gravitatorias (Schneider et al., 1992; Schramm et al., 1993; Schramm et al., 1994); en 3C 345 y 3C 446, las curvas de luz muestran un comportamiento similar en ciertas partes a las curvas calculadas por los modelos de microlentes. Además de lo que en adelante mostraremos, es posible tener más información de éstos objetos del compendio realizado por Burbidge & Hewitt, (1991).

Veamos ahora qué se sabe hasta el momento de nuestros candidatos...

§4.1.1: 3C 345 (1641+399).

Desde 1965 se han realizado monitoreos fotométricos en el óptico (básicamente en filtro B) para 3C 345, así como mediciones polarimétricas del mismo objeto desde 1967 (Kinman et al., 1968). Dent (1965) fue el primero en mostrar la variabilidad en el intervalo de radiofrecuencias, y casi simultáneamente se determinó el carácter variable en la banda óptica de este cuasar (Goldsmith & Kinman, 1965).

Entre 1965 y 1986 se observaron cuatro fases de actividad a gran escala de tiempo (cada 5-10 años) con ráfagas menores (con amplitudes de 0.5 a 1.0 mag) superpuestas a escalas temporales pequeñas, que fluctúan desde meses hasta días (Webb et al., 1988). En este intervalo de tiempo, el valor mínimo detectado fue de $B=17.62$ mag* (Kinman et al., 1968). Posteriormente, en la década de los ochentas se mantuvo más brillante que lo observado en registros anteriores, teniendo un valor máximo de $B=14.71$ mag en 1982 (Babadzhanyants et al., 1985). A partir de 1986, el flujo óptico mostró un declive casi monotónico hasta llegar a un mínimo de $B=18.32$ en la primavera de 1989 (Kidger & de Diego, 1990); las mediciones de fotometría rápida realizadas revelaron un brusco desvanecimiento del brillo (los autores estimaron $\Delta m = 0.47$ en 13 minutos y $\Delta m = 0.37$ en 6.5 minutos entre observaciones sucesivas). Hasta finales de 1990, el objeto se mostró débil; pero en 1991/92 se detectaron incrementos de brillo rápidos; en el último, pasó de su valor $B=18.66$ mag en 1990 a un máximo $B=15.6$ ($V=15.0$) en abril de 1992, con un incremento de 3 mag en el brillo. En sus fases activas mostró un enrojecimiento, probablemente debido

* Recordemos que magnitudes mayores implican menores brillos. Ver capítulo anterior.

a una componente menos variable del continuo (Netzer et al., 1979) que cambió la pendiente de emisión en esta región; la curva del continuo más brillante se mostró más pronunciada (*i. e.* enrojecida) que la del continuo débil. Las líneas de emisión permanecieron constantes en su intensidad. Los abrigamientos a gran escala temporal suelen ocurrir de forma simultánea tanto en óptico como en la región milimétrica del espectro, más no así para el caso del comportamiento a pequeñas escalas (la Fig. 4.1 muestra el monitoreo fotométrico en el filtro B realizado por varios autores desde 1965). De hecho, no se ha encontrado una correlación evidente entre el flujo, la polarización y el ángulo de posición durante eventos de variabilidad, como el declive previo al brote de 1991/92 (Kidger et al., 1993).

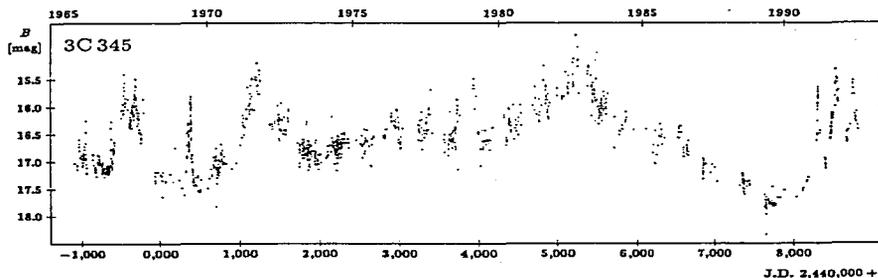


Fig. 4.1 Curva de luz para 3C 345 en banda B, desde 1965 hasta 1992 (Schramm et al., 1993).

El blazar 3C 345 se ha observado también de forma prácticamente continua en su emisión en radiofrecuencias (Teräsraanta et al., 1992; Schramm et al., 1993. Ver Fig. 4.2). La fuerte variación en radio de la década de los ochentas y el declive hasta 1989 se ve fuertemente correlacionada con la curva óptica de la Fig. 4.1. El origen de la variación a gran escala temporal puede ser entonces la misma; haciendo considerar que la emisión óptica sea esencialmente no-térmica. Aquí conviene tener presente que en el modelo de núcleos activos que mencionamos en el primer capítulo, los blazares son fuentes puntuales cuya emisión predominante es por mucho la proveniente de un jet colineal a nuestra línea de visión; de modo que hablar de correlaciones óptico-radio nos refiere sobre las regiones del mismo jet que están transmitiendo la perturbación que dió lugar a la variación en el flujo.

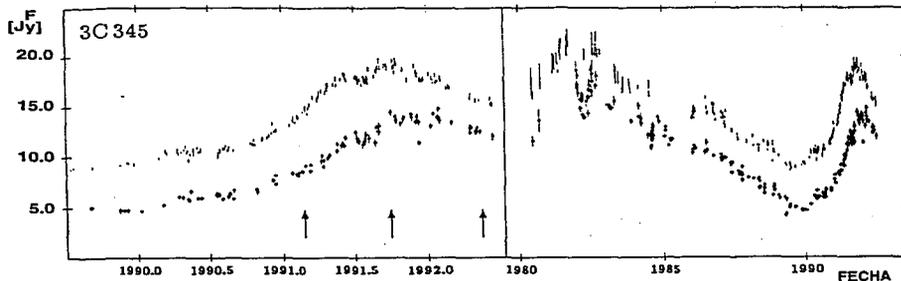


Fig.4.2 Curva de luz para 3C 345, en 22 y 37 GHz, desde 1980 hasta 1992 (Schramm et al., 1993).

Las ráfagas rápidas en óptico pudieran ser el resultado del direccionamiento y ampli-ficación Doppler (también conocido como *beaming* relativista; ver Blandford & Rees, 1978), microlentes gravitatorias, o una combinación de ambas situaciones. Se reportó a principios de esta década la detección de una posible galaxia interpuesta en el camino óptico del cuasar (Stickel, 1992); lo que lleva a suponer que la presencia de microlentes gravitatorias contribuye en una parte de las variaciones de 3C 345. La posible galaxia deflectora encontrada, posee una magnitud aparente de $m_R = 19$ mag, que corresponde a una magnitud absoluta de $M_R = -25.3$ mag (suponiendo un corrimiento $z=0.595$, constante de Hubble $H_0 = 50$, parámetro de desaceleración cosmológica $q_0 = 0.5$, y corrección por corrimiento $K_R = 1.3$). Stickel presentó además diversas estimaciones del corrimiento al rojo para esta galaxia; una de ellas a partir de la relación entre brillo y radio $M_R - \tau_e$ para elípticas (pues se ha visto que la componente extendida que se observa puede representarse por la ley de de Vaucouleurs con $\tau_e = 2.4''$), lo cual arroja un valor de $z_{gal} = 0.4$. Otra determinación del corrimiento, a partir de líneas de absorción (MgII $\lambda = 2798$) da un intervalo de $0.25 < z_{abs} < 0.59$. Sin embargo, a pesar de la invitación a pensar en efectos de microlentes gravitatorias que hace posible la presencia de una galaxia interpuesta a la línea de la visión con el cuasar, Schramm et al. (1993) no encontraron concordancia entre la escala de tiempo y la frecuencia de las ráfagas con los modelos de microlentes, dados los parámetros típicos y los valores de Stickel (1992) para esta galaxia.

Varios autores han aplicado a las curvas de luz obtenidas de 3C 345 y 3C 446 un análisis de Fourier buscando alguna combinación de funciones periódicas. El encontrar periodicidad en las variaciones sería una fuerte indicación sobre el tipo de geometría y mecanis-

mos involucrados en estos objetos; el sistema inmediato a pensar para variaciones periódicas es el de hoyos negros binarios, tal como mencionamos en el capítulo 1. Los resultados para variaciones a gran escala aún no son satisfactorios y, de hecho, llegan a contradecirse. Webb et al. (1988), encuentran componentes periódicas de 11.4 y 5.6 años. En el sistema de referencia en reposo con respecto al cuasar (al cual llamaremos en adelante sistema local), los periodos se acortan por un factor $(1 + z)$; teniendo en este caso ($z=0.595$) que los periodos son de 7.1 y 3.38 años en el cuasar. Sin embargo, Vio et al. (1991) presentan un análisis de la curva de luz óptica en el cual muestran que la luminosidad del cuasar está regulada por variaciones aleatorias, sin periodicidades. Así mismo, los datos recabados por Schramm et al. (1993) indican que la variabilidad de 3C 345 no es periódica, aunque puede contemplarse una apariencia cuasi-periódica en los brotes luminosos de escala de años.

Es posible producir curvas de luz cuasi-periódicas considerando subestructuras en movimiento dentro de helicoides en los jets con campos magnéticos (Camenzind & Krockenberger, 1992). Si los jets relativistas están confinados magnéticamente en la vecindad del hoyo negro, el plasma se encuentra rotando dentro de los jets debido a la conservación de momento angular. En tal caso, las ráfagas se producen por la rotación de inhomogeneidades que cayeron del disco de acreción y fueron posteriormente eyectadas al jet moviéndose en un helicoide, produciendo el efecto de "faro" (Fig. 4.3). Si una inhomogeneidad se moviera en un jet perfectamente colimado se obtendría una curva de luz periódica; mientras que al abrirse ligeramente el jet, el período de la curva de luz se incrementa. Siguiendo el modelo presentado por Camenzind & Krockenberger (1992), Schramm et al. (1993) presentan un modelo que reproduce satisfactoriamente en rasgos generales la curva de luz con los datos observacionales. Sin embargo, hay aún desviaciones en el comportamiento que indican que el modelo no es del todo correcto; existen todavía mecanismos adicionales que deben contemplarse para la descripción completa.

Se han observado evidencias de que el continuo de los blazares es producido por radiación sincrotrónica en un plasma moviéndose a velocidades relativistas a lo largo del jet. Éste se encuentra direccionado muy próximo a la línea de visión del observador, produciéndose así la intensificación y direccionamiento por efecto Doppler relativista. De hecho, tales características del jet de 3C 345 lo llevan a ser una de las radiofuentes conocidas con expansión superlumínica (M.H. Cohen et al., 1977. Ver también la Fig. 4.4). De las mediciones en radiofrecuencias realizadas entre 1968 y 1976 a este objeto, se le observaron dos componentes alejándose del centro con una velocidad transversal aparente $v/c \approx 7$. Una extrapolación del movimiento angular observado, hasta su punto de origen, indicó que el evento se inició en 1966, al tiempo en que se dió un incremento en la densidad de flujo emitido; tal coincidencia sugirió por lo tanto, que los brotes de luminosidad y la expansión

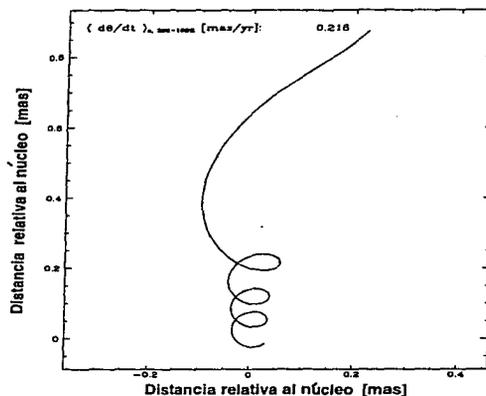


Fig.4.3 Modelo de inhomogeneidad rotando sobre helicoides dentro de un jet relativista (Schramm et al., 1993).

superlumínica tienen un origen común. Entonces, esto apoya lo mencionado en el párrafo anterior de que muchas de las variaciones en flujo, en regiones espectrales del óptico al radio, sean producto de inhomogeneidades propagándose como choques u otras perturbaciones o inestabilidades del plasma a lo largo del jet (Marscher, 1990). En las radiofrecuencias, tales inhomogeneidades (de alrededor de un parsec) pudieran aparecer como estructuras superlumínicas.

§4.1.2: 3C 446 (2223-052).

Ya hay registros fotométricos de este cuasar desde 1964, cuando recién se abrían las puertas de este nuevo campo de la astronomía extragaláctica (Sandage, 1965). Y también desde entonces, ya se empieza a conocer su característica de variabilidad rápida con gran amplitud de brillo (Sandage, Westphal & Strittmatter, 1966). Miller (1981), reportó observaciones con variaciones ópticas significativas en escalas de tiempo de horas a días. Además, este cuasar se distingue por la alta polarización de su flujo. En 1977 se encontró una variación muy rápida en la polarización y una rotación en el ángulo de polarización de 10 grados en

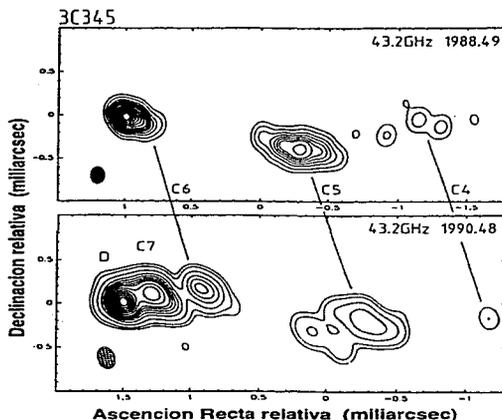


Fig.4.4 Mapeos a 43 GHz de 3C 345 en dos épocas: 1988.49 y 1990.48.

La imagen muestra el núcleo D y las componentes superlumínicas

C7, C6, C5 y C4 (Krichbaum & Witzel, 1991).

dos horas (Moore & Stockman, 1981). Sin embargo, no se encontró un patrón consistente entre la variabilidad del grado de polarización y el brillo del cuasar; pues para éste el incremento en brillo fue inversamente proporcional al cambio de polarización, contrariamente a lo observado para 3C 345 por los mismos autores (incrementos proporcionales entre polarización y brillo).

En 1983, Barbieri et al. (1985) estudian fotométricamente a 3C 446 durante una fase activa; en la cual, durante el abrillantamiento, las líneas de emisión se desvanecen y el cuasar se torna un BL Lac típico. En el trabajo de Barbieri, se presenta una curva de luz con datos recabados tanto por él y sus colaboradores como por diversos autores desde 1967 hasta 1984. Por su parte, Webb et al. (1988), muestran una curva de luz para un intervalo de tiempo de 1971 a 1985 (ver Fig.4.5). Este blazar presenta ráfagas fuertes y rápidas de gran amplitud superpuestas a las variaciones de gran escala temporal. Durante las observaciones comprendidas entre el 18 de julio y el 4 de agosto de 1983, se observó un sorprendente incremento en la luminosidad, con un abrillantamiento promedio de 1 mag por semana (Barbieri et al., 1985). Desde 1984 se ha detectado un declive en el brillo casi

monotónico (Courvoisier et al., 1986), hasta llegar a su valor más bajo $B=19.1$ mag a finales de 1985. A partir de 1986 la luminosidad comienza a recuperar brillo para llegar a un valor de $B=17.5$ a fines de ese año. La curva de luz presentada por Schramm et al. (1994) para el intervalo 1989-1993, muestra rápidas variaciones de gran amplitud. La más rápida y pronunciada ocurrió a principios del verano de 1989 en la cual el objeto disminuye su brillo en 1.50 mag en un intervalo de 12 días.

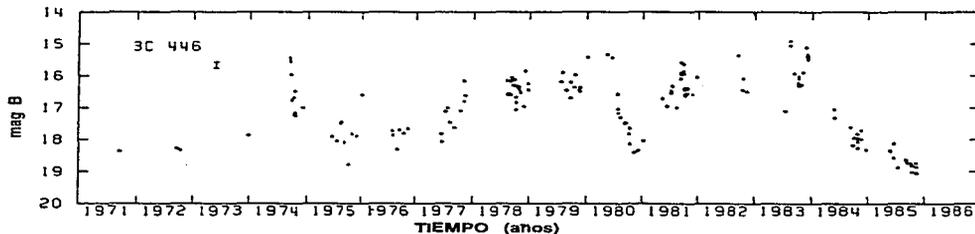


Fig.4.5 Curva de luz para 3C 446 en banda B, desde 1971 hasta 1985 (Webb et al., 1988).

Al igual que 3C 345, este blazar ha tenido amplia cobertura de monitoreo en radiofrecuencias (Teräsranta et al., 1992). En la Fig. 4.6 observamos la curva obtenida por los autores antes mencionados en la emisión de 22 y 37 GHz.

Barbieri et al. (1985) estudian la periodicidad mediante análisis de Fourier, tanto en este objeto como en 3C 345, encontrando una componente de periodicidad de 4.28 años en la curva de luz de banda B para 3C 446 (Barbieri et al. 1990). Así mismo, Webb et al. (1988) encuentran del correspondiente análisis tres componentes de periodicidad: a 4.7, 2.4 y 1.29 años; y en el sistema local del cuasar ($z_{em} = 1.404$), los periodos se ven reducidos a 1.95, 1.0 y 0.54 años respectivamente. Sin embargo, como ya mencionamos, aún no está bien establecido el carácter periódico en la variabilidad de estos objetos.

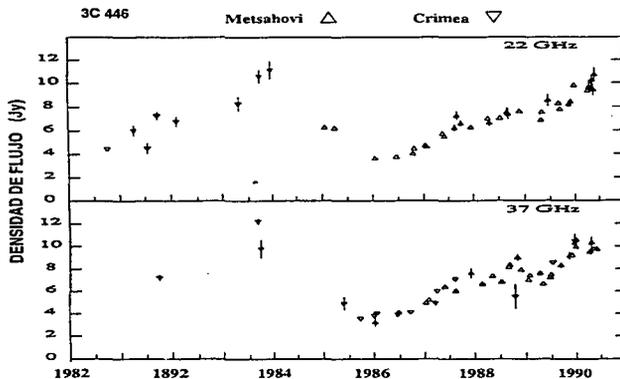


Fig.4.6 Curvas de luz para 3C 446 en 22 y 37 GHz, desde 1980 hasta 1990.

§4.1.3: 4C 56.27 (1823+568).

Poco se ha publicado de este BL Lac. A.M. Cohen et al. (1977) presentaron algunos datos de identificación de la contraparte óptica de la fuente en radio, tales como su magnitud en bandas de Johnson $R = 18.4$ mag y $B = 19.4$. Así mismo, Burbidge & Hewitt (1991), agregan otros datos más (como $z_{em} = 0.664$), junto con nuevas referencias sobre este objeto; pero en ambos casos la información es por demás escasa.

Hasta lo que se sabe a la fecha de publicación del artículo de Schramm et al. (1994), no se habían realizado estudios previos en la literatura sobre variabilidad en este objeto. Los datos presentados en este artículo se encuentran en un intervalo de variación total de 1.2 mag (Fig. 4.7); desgraciadamente, son relativos y no indican el valor de la magnitud de referencia. Se observaron algunos cambios rápidos en el brillo ≥ 0.5 mag que ocurrieron en intervalos de días.

La elección de este objeto como candidato se basa fuertemente en la suposición de que al ser aparentemente del tipo de los BL Lacerta, deberá presentar variabilidad violenta.

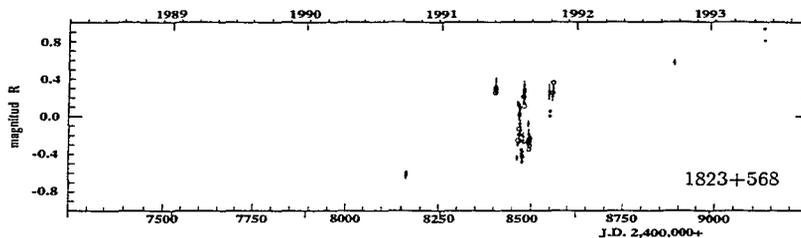


Fig.4.7 Curva de luz para 4C 56.27 en banda R, desde 1989 hasta 1992.

§4.2 OBSERVACIONES Y ANÁLISIS DE DATOS.

En esta sección mostraremos las observaciones de fotometría realizadas a los candidatos ya presentados; así mismo, analizaremos los datos que de tales observaciones se generen. La Tabla 1 contiene los datos principales de los objetos identificados para trabajar. Brevemente, explicaremos las columnas contempladas:

- 1) Nombre de catálogo 3CR ó 4C, según sea el caso; entre paréntesis su identificación por coordenadas truncadas (RA-dec).
- 2) y 3) Ascensión recta y declinación (1950.0) dadas por catálogo de Vèron & Vèron (1993).
- 4) y 5) Corrimientos al rojo, z_{em} y z_{abs} , en caso de existir las mediciones correspondientes.
- 6) y 7) M_B (Vèron & Vèron, 1993) y M_V (Schramm et al., 1994).
- 8) Clasificaciones en la literatura: respecto a los OVV, HPQ y BZR; ver el capítulo 1. El término de NSO (siglas en inglés de *objeto estelar neutral*, donde neutral se refiere al color), fue la clasificación que le dieron A.M. Cohen et al., (1977); desde entonces, en los otros artículos donde se refieren al objeto en cuestión no especifican más sobre su categoría.

Tabla 1.

Propiedades de los cuasares observados.							
Nombre	α (1950.0)	δ (1950.0)	z_{em}	z_{abs}	M_B	M_V	Clasif.
3C 345 (1641+399)	$16^h 41^m 17.6^s$	$39^\circ 54' 11''$	0.594	-	-26.6	-27.1	OVV, HPQ BZR
4C 56.27 (1823+568)	$18^h 23^m 14.8^s$	$56^\circ 49' 18''$	0.664?	-	-24.7	-25.0	NSO
3C 446 (2223-052)	$22^h 23^m 11.0^s$	$-5^\circ 12' 17''$	1.404	0.847	-26.2	-27.1	OVV, HPQ BZR

La temporada de observación de los objetos comprendió las noches del 26 y 28 de septiembre de 1994; la fotometría de apertura en imagen directa se realizó con el CCD-MIL (1024×1024 pixeles) instalado en el telescopio de 2.1m de San Pedro Mártir, en Baja California. Con tal dispositivo de detección se obtuvo un campo para las imágenes de $4'26.24''$ por lado (puesto que el campo de cielo cubierto por pixel es de $0.26''$ para el telescopio de 2.1m a la distancia focal $f=7.5$ y con pixeles de $19\mu\text{m}$).

El filtro usado durante las observaciones es el R del sistema fotométrico de Cousins (1976). La elección del filtro, de acuerdo a lo planteado en la campaña internacional propuesta por K.J. Schramm y en la que participaron Erika Benítez y Deborah Dultzin, fue determinada por la eficiencia cuántica de los CCDs en esta banda espectral; además de que al realizar observaciones en este filtro podemos buscar también la posible emisión de fuentes estelares, ya sean de la galaxia subyacente, o de alguna interpuesta en la línea de la visión. Las magnitudes estándares de las estrellas de comparación se obtuvieron de Smith et al. (1985); las cuales fueron reportadas en el artículo mencionado dentro del mismo sistema de Cousins. El coeficiente de extinción por masa de aire se obtuvo interpolando en la curva de extinciones promedio presentada por Schuster (1982); cuyo valor para la λ_{central} del filtro rojo de Cousins ($\lambda_{\text{central}} = 6400 \text{ \AA}$) es $K_c = 0.094 \pm 0.006 \text{ mag}$. Para verificar el rango de error en la obtención de tal coeficiente, se comparó otra interpolación para $\lambda_{\text{central}} = 7000 \text{ \AA}$ con el valor promedio dado en el mismo artículo (correspondiente a la λ_{central} del filtro R de Johnson), cayendo éste dentro de la incertidumbre de la medición. La reducción de datos se hizo con la paquetería de cómputo IRAF (ver capítulo 3).

Si tomamos el valor de $\lambda_{\text{central}} \equiv \lambda_{\text{obs}}$ del filtro, y aplicamos la corrección por corrimiento al rojo cosmológico que mencionamos en los capítulos anteriores (Weedman, 1986) tenemos que $\lambda_{\text{obs}} = \lambda_{\text{em}}(1+z)$; y entonces la región espectral emitida que estamos considerando para nuestros objetos está centrada en los valores $\lambda_{\text{em}3C\ 345} = 4015 \text{ \AA}$, $\lambda_{\text{em}3C\ 446} = 2662 \text{ \AA}$, y $\lambda_{\text{em}4C\ 56.27} = 3846 \text{ \AA}$.

En la Tabla 2, se dan las magnitudes instrumentales estandarizadas de nuestros objetos. Se incluye también la fecha completa de observación (en tiempo universal, T.U.) y su tiempo de exposición. Aparte, en la Tabla 3 se encuentran las magnitudes calibradas promedio para la noche en la que se observó cada objeto (mostrando su día juliano, D.J.).

Tabla 2.

Magnitudes estandarizadas de cuasares.			
Fecha * (T. U.)	Objeto	t_{expo} (seg)	magnitud calibrada
26/4:55	4C 56.27	180	16.97 ± 0.05
26/5:03	"	600	17.01 ± 0.05
26/5:17	"	1200	17.02 ± 0.05
26/5:56	"	1200	16.99 ± 0.05
26/7:57	3C 446	1800	17.71 ± 0.05
26/8:35	"	2400	17.47 ± 0.05
28/2:55	3C 345	420	17.11 ± 0.05
28/3:08	"	1200	17.20 ± 0.05
28/4:33	"	2400	17.24 ± 0.05

* La hora en la fecha indicada corresponde al inicio de las exposiciones. La temporada de observación se realizó en septiembre de 1994.

Tabla 3.

Magnitudes calibradas y promediadas de cuasares.			
OBJETO	Fecha (D.J.)	MAGNITUD R (Cousins)	
3C 345	2449623	17.18 ±	0.07
3C 446	2449621	17.59 ±	0.12
4C 56.27	2449621	17.00 ±	0.03

Presentamos así en la siguiente sección, los valores de nuestras observaciones anexados a las curvas de luz conocidas de los objetos.

§4.3 RESULTADOS.

Recapitulemos un poco:

En esta tesis hemos hecho un estudio de la variabilidad en núcleos activos de galaxias enfocado particularmente al fenómeno de lentes gravitatorias, en una situación determinada que explica parte de la variabilidad rápida y de baja intensidad en los cuasares (restringiendo así mismo el grupo de núcleos activos revisados). Estudiamos luego algunos cuasares candidatos a presentar microvariabilidad, y un primer acercamiento en su estudio. Finalmente, realizamos mediciones fotométricas en imagen directa para los candidatos, de observaciones tomadas durante las noches del 26 y 28 de septiembre de 1994 en el Observatorio Astronómico Nacional de San Pedro Mártir con el telescopio de 2.1 m y el CCD-MIL. Dichas observaciones se redujeron con rutinas computacionales de IRAF, y se amplió con ello la cobertura en las curvas de luz "históricas".

Los objetos observados son 3C 345, 3C 446 y 4C 56.27, de los cuales mostramos los campos desplegados por el CCD para nuestras observaciones en las Figs. 4.8, 4.9 y 4.10. Dentro de los mismos campos marcamos los cuasares respectivos, procurando además dejar presentes las estrellas de comparación (Smith et al., 1985); excepto para 4C 56.27, ya que para éste se tomaron las estrellas de los otros campos de la temporada (no se encontraron datos de estrellas de comparación en el mismo campo dentro de la bibliografía conocida). Los campos mostrados son de $3'15'' \times 3'02''$; dada la escala de placa calculada en § 4.2.

En la Tabla 2 observamos que el objeto 3C 446 presenta un incremento en brillo $\Delta m_R = 0.24$ entre dos observaciones de la misma noche.

Las magnitudes obtenidas (Tabla 3), se introducen en las curvas de las Figs. 4.11 y 4.12; de acuerdo a la fecha juliana de observación. Para el caso de 4C 56.27, no generamos una curva de luz, pues presenta la complicación de que la curva mostrada por Schramm et al. (1994) no indica magnitud de referencia (ver § 4.1.3); así también, el valor presentado por A.M. Cohen et al. (1977) no tiene una fecha precisa de observación, haciendo de nuestra medición la primera potencialmente útil para estudios de variabilidad a largo plazo en este objeto.

Los datos de la curva histórica de 3C 345 (Fig. 4.11) son obtenidos de Schramm et al. (1994) para las magnitudes medidas en temporadas previas a la nuestra; y de Villata et al. (1997), para el conjunto de mediciones posteriores (realizadas en los meses de abril a septiembre de 1995). Nuestro valor sirve de enlace para las mediciones de la curva de luz, dándole completez al monitoreo histórico. En cuanto a su relación con modelos de variabilidad, este punto (de fase estable del blazar) puede ayudar en las restricciones que

requiere el modelo de ráfaga tipo sincrotrón propuesto por Schramm et al. (1993) para este objeto.

El caso de 3C 446 es así mismo interesante. Se ha realizado una búsqueda exhaustiva de datos fotométricos, sin encontrar ninguna medición entre los datos de Schramm et al. (1994) y nuestra temporada, así como tampoco para los años posteriores a 1994. Los datos obtenidos por Schramm y sus colaboradores muestran un decrecimiento monotónico de la magnitud en este objeto durante los primeros años de nuestra década (salvo por los destellos superpuestos a corta escala temporal). La magnitud obtenida en el presente trabajo indica que el brillo de este blazar ha retomado valores más altos, como los de 1989 (o bien en los primeros años de la década de los 80's). Una determinación de la variación de magnitud entre el valor más bajo ($D.J. \approx 2448200, R \simeq 21.0$ mag) y el de la temporada que observamos ($D.J. = 2449621, R \simeq 17.6$ mag) es de $\Delta m_R \simeq 3.4$ mag. Dicha variación de brillo ocurre en un intervalo de años, de modo que no lo consideramos un comportamiento anómalo del blazar (como una ráfaga), sino que es posiblemente su retorno a una fase brillante (la curva de luz histórica en banda óptica muestra tales etapas de actividad brillante y las transiciones a otras de poca luminosidad; ver Fig. 4.5).

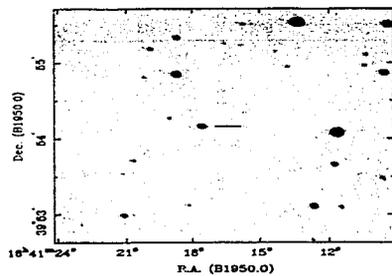


Fig.4.8. Campo en filtro R para 3C 345.

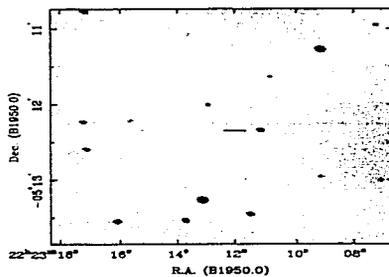


Fig.4.9. Campo en filtro R para 3C 446.

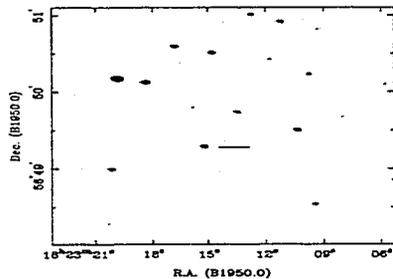


Fig.4.10. Campo en filtro R para 4C 56.27.

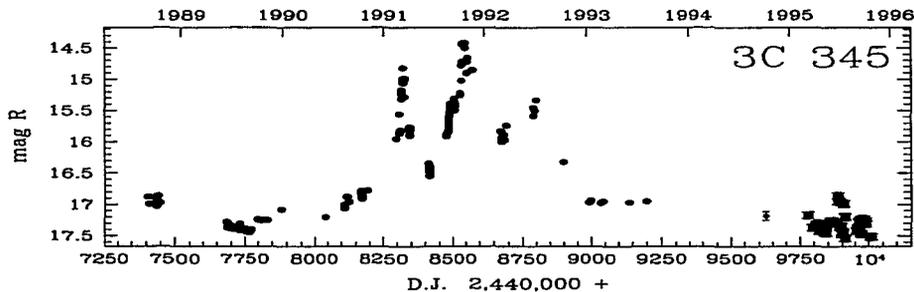


Fig.4.11 Curva de luz para 3C 345 en banda R para 1989-1995.

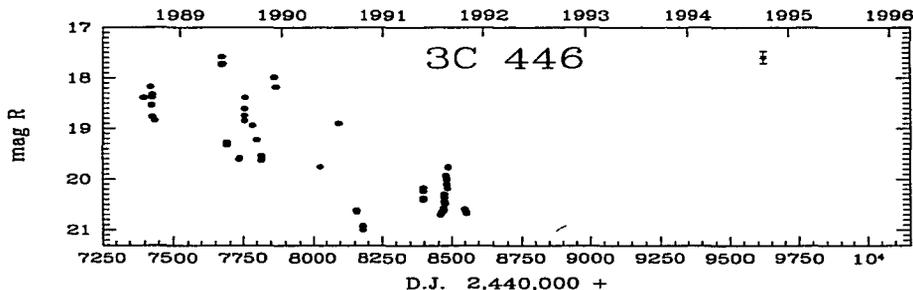


Fig.4.12 Curva de luz para 3C 446 en banda R para 1989-1994.

A continuación, nuestro último capítulo presentará los alcances de la presente tesis y planteará las perspectivas que se siguen de nuestro trabajo.

*“El hombre verdadero
no mira de que lado
se vive mejor,
sino de qué lado está el deber.”*

José Martí.

Capítulo 5: CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS.

Más allá de lo recapitulado en la última sección del capítulo anterior, presentamos aquí las metas obtenidas en la presente tesis, que a su vez plantean de forma inmediata diversas perspectivas a futuro:

- i.- Se revisaron los estudios hechos para explicar la variabilidad en cuasares, dentro de la fenomenología de los núcleos activos de galaxias. Se concentró la atención en las escalas pequeñas de tiempo y brillo; *i. e.*, la microvariabilidad. Se indicaron los posibles mecanismos que producen tal comportamiento; teniendo siempre en claro que no en todos los casos se contraponen los modelos planteados, sino que en gran medida la complejidad de estos sistemas lleva a la acción conjunta de varios mecanismos, e incluso a considerar la existencia de procesos aún no bien definidos por los modelos astrofísicos.
- ii.- Se hizo una revisión exhaustiva del fenómeno de lentes gravitatorias, atendiendo a su formulación matemática y los posibles escenarios que pueden generarse. Se mencionan algunas consecuencias y aplicaciones que tales sistemas involucran, mismas que plantean enorme interés en áreas como la cosmología y la astrofísica. En particular, se dirige el análisis a la fenomenología de las microlentes gravitatorias; presentando junto con el efecto de lentes gravitatorias, dos puntos de gran importancia en la tesis:
 - a) La existencia de microlentes gravitatorias como un mecanismo extrínseco que da lugar en algunos casos a la microvariabilidad en cuasares ópticamente violentos (OVV), y que puede actuar junto con otros mecanismos físicos para producir tal fenomenología.
 - b) Los elementos que precisan la planeación de búsquedas de sistemas-lente y la presentación de candidatos, tanto en la detección de lentes como en la de microlentes gravitatorias. Los elementos mencionados surgen de planteamientos estadísticos de los sistemas-lente, y del estudio observacional minucioso de objetos particulares. Los candidatos presentan así, una serie de características en base a su variabilidad en el tiempo (tomando curvas de luz), que al cotejar con modelos teóricos existentes, se convierten en potenciales fuentes de

comprobación (a la vez que brindan las restricciones que rigen a los modelos mismos).

- iii.- Partiendo de la fundamentación de que los cuasares 3C 345, 3C 446 y 4C 56.27 son candidatos a ser afectados por microlentes gravitatorias (dadas sus propiedades de variabilidad violenta y las curvas de luz similares a modelos teóricos) se prosiguió con su estudio de variabilidad, siguiendo los lineamientos planteados para una campaña internacional de monitoreo de blazares (Schramm et al., 1993; y Schramm et al., 1994). La presente tesis se centró como primera fase en un estudio fotométrico de los objetos, para ingresar las mediciones en las curvas de luz existentes. Las magnitudes presentadas se encuentran en la banda R de Cousins, y los valores promediados para las noches de observación son $R_{3C\ 345} = 17.18 \pm 0.07$, $R_{3C\ 446} = 17.59 \pm 0.12$ y $R_{4C\ 56.27} = 17.00 \pm 0.03$.

La medición realizada a 3C 345 enlaza las observaciones realizadas antes de 1994 con las más recientes encontradas en la bibliografía de 1995. Con ello se mejora la cobertura de la curva de luz. En el caso de 3C 446, la presencia de nuestra medición muestra un cambio significativo en el comportamiento de los últimos cinco años del blazar, que entendemos como la transición de una fase de baja intensidad de brillo a una de actividad abrillantada.

Las perspectivas que los incisos anteriores plantean son:

-) La realización de búsquedas sistemáticas y monitoreos para la detección de sistemas lente, de acuerdo a los modelos revisados que describen sus posibilidades y características. Esta línea de trabajo podría conducir a la elaboración de un catálogo de cuasares candidatos a ser afectados por el efecto de microlentes. El primer nivel de búsqueda sería en la literatura, por las características de luz reportadas. El monitoreo observacional se puede hacer en el Observatorio Astronómico Nacional de San Pedro Mártir con el telescopio de 1.5 m. Mediante este monitoreo se pueden lograr dos objetivos:
 - a) Hacer estudios de microvariabilidad con una buena base temporal para los objetos que resulten ser los mejores candidatos.
 - b) Intentar detectar una posible galaxia interpuesta usando un paquete para restauración de imágenes débiles: LUCY.
- ..) **La búsqueda de galaxias interpuestas a los cuasares propuestos a presentar efectos de microlentes.** En particular, se puede intentar confirmar la presencia de la posible **galaxia interpuesta** a 3C 345 (Stickel, 1992); y al respecto se plantea reestudiar **nuestras imágenes** mediante el manejo del paquete LUCY; que, como mencionamos en el

inciso anterior, sirve para realzar estructuras de bajo brillo superficial (ver Benítez et al., 1996). Para ello, será necesario sumar todas las imágenes de cada objeto y así obtener una imagen profunda.

- .. .) Y por último, en lo que se refiere a las curvas de luz de los blazares, se invita a un seguimiento para cada objeto. Particularmente para 3C 446 sería conveniente nuevas observaciones fotométricas para analizar la posibilidad de una nueva fase de comportamiento a gran escala temporal. También el realizar observaciones sobre 4C 56.27 puede ser de gran utilidad para la generación de su curva de luz (hasta ahora inexistente en términos de magnitudes no relativas a la variabilidad).

*Apéndice.***DETERMINACIÓN DE LA MASA DE LA REGIÓN CENTRAL ($0 \leq r \leq \xi_0$) DE LA GALAXIA 2237+035, A PARTIR DE LA CRUZ DE EINSTEIN.****ANTECEDENTES.**

Hace poco más de diez años, Huchra y colaboradores (1985) descubrieron un cuasar proyectado detrás de la región central de la galaxia 2237+0305, conocida también como "galaxia de Zwicky". La morfología de la misma es espiral barrada; con un corrimiento al rojo de $z_d = 0.0394$. El corrimiento que pudieron determinar del cuasar fue de $z_s = 1.695$. Dada la resolución con que contaban de 2", no encontraron evidencias de imágenes múltiples del cuasar, concluyendo con esto que estaban frente a un sistema simple de lente gravitacional, donde el cuasar estaba desplazado del centro de la galaxia aproximadamente 0.3". El artículo de Huchra et al. (1985), presenta incluso el valor calculado para la densidad superficial de masa crítica del lente, siendo de $\Sigma_{cr} = 4.6 \times 10^9 h^{-1} M_{\odot} \text{ arcsec}^{-2}$ ($H_0 = 100h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$). Este sistema fue el sexto conocido desde el descubrimiento de Walsh, Carswell y Weymann (1979); y a diferencia de los otros cinco, la galaxia-lente se encuentra muy cerca, permitiendo así que las constricciones observacionales en la configuración de imágenes y sobre la distribución luminosa de la galaxia sean mejores que para casi cualquier otro sistema lente, incluso de los conocidos hoy en día.

Posteriormente, Tyson (1986) indica que al menos dos imágenes del cuasar pueden resolverse, con una separación entre ellas de aproximadamente 1.2". Yee (1988), a su vez, consiguió obtener la resolución suficiente para diferenciar cuatro imágenes del cuasar, visibles alrededor del núcleo de la galaxia, presentando un patrón de cruz (ver Fig. A1). Además, determinó un límite inferior para la masa interior al anillo de Einstein que define al sistema lente, estimándolo como $M_d \geq 1.2 \times 10^{10} M_{\odot}$. Así mismo, calculó una razón $M_d/L_d \geq 13 M_{\odot}/L_{\odot}$. El valor encontrado, aunque ya en el límite superior para galaxias espirales, lo considera aceptable.

La lente de Huchra, o Cruz de Einstein, como se designó a tal sistema, presenta a **menos cuatro** imágenes de un cuasar proyectadas alrededor del centro de una galaxia espiral barrada; la cual, presenta además trazas de un anillo interior, y un reducido bulbo que ha

sido modelado satisfactoriamente por la ley de de Vacouleurs de $r^{1/4}$. Por su parte, el disco de esta galaxia presenta un comportamiento exponencial en el perfil de brillo. La región más interna de la galaxia está dominada por las barras; éstas pueden afectar anisotrópicamente el potencial gravitatorio. Tal alteración es importante si pensamos en modelar el efecto de lentes. La separación angular máxima entre las imágenes de la Cruz de Einstein es de $1.8''$; y cada una de ellas muestra enrojecimientos por absorción galáctica distintos.

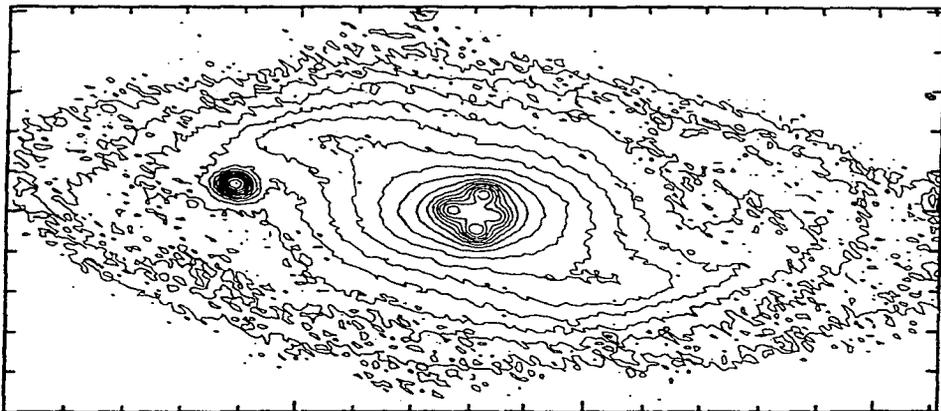


Fig.A1 Contornos isofotales mostrando la galaxia 2237+0305 y las cuatro componentes del cuasar afectado por la lente gravitacional (Yee, 1988).

En 1988 se presentaron modelos que describen la distribución de masa de la región central de la galaxia y buscan reproducir las posiciones de las imágenes del cuasar con las observaciones (Schneider et al., 1988; Kent & Falco, 1988). En el modelo de Schneider et al. (1988), se obtiene un cociente masa/luminosidad del lente (supuesto como un bulbo de de Vacouleurs con masa/luminosidad constante) de $M_d/L_d = 9.4 \pm 2.0$. ($H_0 = 100h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$). Kent & Falco (1988) encuentran el mismo valor de M_d encontrado por Yee (1988) (aunque no lo presentan como límite inferior). Tanto el modelo de Schneider et al. (1988) como el de Kent & Falco (1988) coinciden cualitativamente en muchos de sus resultados. En ambos, la posición de cuasar real se encuentra a menos de $0.1''$ del centro galáctico, los tiempos de retraso debido a los caminos ópticos de las imágenes son del orden de días, y predicen la existencia de una quinta imagen débil cerca del centro de la galaxia

(1 - 5% del flujo de la imagen más brillante: A). A partir de la predicción de una quinta imagen del cuasar, se ha intentado observarla, aunque dada su debilidad es difícil discernir entre componentes estelares del bulbo, y otras fuentes de ruido (Racine, 1991).

Hay un punto en extremo interesante respecto a la distribución de masa planteada por los autores citados. La masa contenida en el bulbo que actúa de lente es muy grande; Schneider et al. (1988) hacen uso de una masa compacta central de más de $8 \times 10^9 M_{\odot}$ para reproducir de mejor forma el fenómeno-lente. Tal masa central, de hasta un 30% de la masa total del bulbo, es más eficiente para el efecto de lente que un bulbo actuando solo. Sin embargo, no hay elementos para aventurar la presencia de un hoyo negro supermasivo en el centro de 2237+0305, aún cuando la necesidad de un objeto compacto lo haga una implicación lógica.

Así mismo, el sistema-lente de 2237+0305 se planteó casi desde su descubrimiento como un excelente candidato para microlensing (Tyson, 1986; Schneider et al., 1988), debido a la profundidad óptica predicha para las imágenes, que implican curvas de luz muy activas por las intensificaciones; además, la galaxia-lente se encuentra muy cerca de nosotros, permitiendo obtener con esto información muy importante de las masas de los microlentes, y sobre la estructura del cuasar de fondo. Como resultado de tan alta probabilidad de observar microlentes, se estudió cuidadosamente al sistema, y unos años después al artículo de Huchra y colaboradores (1985), pudieron observarse por vez primera eventos de microlentes (Irwin et al., 1989). La variación de brillo relacionada con microlentes se observó en la imagen A (ver Secc.2.2.2.1). Inclusive, dada la escala de tiempo para eventos de microlentes, pudo determinarse un límite en la masa de dichos objetos de $M_{ML} \leq 0.1 M_{\odot}$. La actividad fotométrica medida posteriormente por Racine (1991) para este sistema, lo llevó a considerar que las variaciones-acromáticas observadas en el brillo de las imágenes eran causadas por efectos de microlentes gravitacionales.

CÁLCULO DE LA MASA.

Primero determinamos las *distancias propias* a partir de la ecuación (Weedman, 1986):

$$D = \frac{c\{q_0 z + [q_0 - 1][\sqrt{1 + 2q_0 z} - 1]\}}{q_0^2 H_0 (1 + z)} \quad (A.1)$$

Consideraremos en adelante $q_0 = 0.5$, $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $c = 3 \times 10^5 \text{ km s}^{-1}$ para los cálculos. Dado el valor de H_0 , algunos resultados diferirán ligeramente de los reportados en la bibliografía; sin embargo, cualitativamente son equivalentes.

Ahora, dados los corrimientos al rojo medidos para la galaxia y el cuasar, tenemos que $D_*(z_*) \simeq 3127 \text{ Mpc}$, $D_d(z_d) \simeq 153 \text{ Mpc}$ y $D_{ds} \simeq 2974 \text{ Mpc}$.

Por otro lado, podemos relacionar la distancia angular, medida desde el telescopio, con la distancia propia en la región observada:

$$d = \frac{\theta('')(1+z) - \sqrt{1+z}}{3.44 \times 10^{-4} H_0 (1+z)^2}, \quad (\text{A.2})$$

Considerando a la separación angular máxima entre imágenes de $1.8''$, obtenemos que $d_E \simeq 1.28 \text{ kpc}$. Luego, la mitad de esta distancia será el radio del anillo de Einstein en el plano-lente, es decir, $\xi_0 \simeq 642 \text{ pc}$. Este valor se aproxima a la cota de distribución de masa-lente mostrada por Racine (1991).

Recordemos que en el caso de alineación perfecta, $\theta = \alpha_0$ y $\Delta\theta = 2\alpha_0$. De modo que $2\xi_0 = d_E = 2\alpha_0 D_d$. Y empleando la ecuación (2.9a), encontramos que

$$M_E = \frac{d_E^2 c^2}{16G} \frac{D_*}{D_d D_{ds}}, \quad (\text{A.3})$$

donde M_E es la masa en la región interior al anillo de Einstein. Esta masa resulta ser finalmente $M_E \simeq 1.48 \times 10^{10} M_\odot$; misma que se aproxima a los valores planteados por Yee (1988) y Kent & Falco (1988).

Suponiendo una densidad superficial de masa constante en el interior del anillo de Einstein, tenemos que

$$\Sigma_{obs} = \frac{M_E}{\pi \xi_0^2}; \quad (\text{A.4})$$

y ésto nos da un valor $\Sigma_{obs} \simeq 1.146 \times 10^4 M_\odot \text{ pc}^{-2}$. El valor de Σ_{obs} que encontramos es, además, comparable con la densidad crítica (ec. 2.4) Σ_{cr} , tal como indica Schneider et al. (1992).

Es interesante observar aquí, cómo podemos encontrar una buena aproximación de los parámetros que intervienen en el fenómeno de lentes gravitacionales, empleando las ecuaciones básicas descritas en la sección 2.1.2.2; sin requerir, a primera aproximación, de un tratamiento complejo de modelaje del sistema.

Referencias.

- Angel, J. & Stockman, H.: 1980, 'Optical and infrared polarization of active extragalactic objects.', *Ann.Rev.Astron. & Aph.*, 18, 321.
- Antonucci, R.R. & Miller, J.S.: 1985, 'Spectropolarimetry and the nature of NGC1068.', *Ap.J.*, 297, 621.
- Arp, H.: 1987, 'Quasars, redshifts & controversies.', *Interstellar Media*, Berkeley, CA. U.S.A.
- Babadzhanyants, M.; Belokon, E.; Denisenko, N. & Semënova, E.: 1985, 'Photographic photometry of compact extragalactic objects: optical variability of the quasar 3C 345.', *Soviet Astron.-A.J.*, 29, 394.
- Barbieri, C.; Cristiani, S.; Omizzolo, S. & Romano, G.: 1985, 'The variable extragalactic object 3C 446.', *Astr. & Ap.*, 142, 316.
- Barbieri, C.; Vio, R.; Cappellaro, E. & Turatto, M.: 1990, 'The optical variability of the quasar 3C 446.', *Ap.J.*, 359, 63.
- Benítez, E.M.: 1997, 'Variabilidad en Núcleos Activos de Galaxias.', *Tesis Doctoral, Facultad de Ciencias. Universidad Nacional Autónoma de México*, México.
- Benítez, E.; Dultzin-Hacyan, D.; Heidt, J.; Sillanpää, A.; Nilsson, K.; Pursimo, T.; Teerikorpi, P. & Takalo, L.: 1996, 'The close environment of OJ 287: Underlying nebulousity and a possible optical jet?', *Ap.J.*, 464, L47.
- Blandford, R.D.: 1990, 'Physical Processes in Active Galactic Nuclei.', *Saas-Fee Adv. Course 20: "Active Galactic Nuclei"*; ed. Blandford, R. et al. *Springer-Verlag*, New York, U.S.A., 161.
- Blandford, R.D. & Narayan, R.: 1986, 'Fermat's Principle, Caustics, and the classification of Gravitational Lens images.', *Ap.J.*, 310, 568.
- Blandford, R.D. & Rees, M.: 1978, 'Some Comments on Radiation Mechanism in Lacertids.', *Proc. of Pittsburgh Conf. on BL Lac Objects*; ed. Univ. of Pittsburgh, U.S.A., 328.
- Burbidge, G., Crowne, A. & Smith, H.: 1977, 'An Optical Catalog of Quasi-Stellar objects.', *Ap.J. Suppl.S.*, 33, 113.
- Burbidge, G. & Hewitt, A.: 1991, 'BL Lac Objects and Rapidly Variable QSOs - an overview.', "Variability of Blazars." ed. Valtaoja, E. & Valtonen, M. *Cambridge University Press*, Great Britain, 4.

- Camenzind, M. & Krockenberger, M.: 1992, 'The lighthouse effect of relativistic jets in blazars.', *Astr. & Ap.*, 255, 59.
- Carrillo, R.: 1988, 'Jets en Núcleos Activos de Galaxias.', *Tesis Profesional, Facultad de Ciencias. Universidad Nacional Autónoma de México, México.*
- Chang, K. & Refsdal, S.: 1979, 'Flux variations of QSO 0957+561 A, B and image splitting by stars near the light path.', *Nature*, 282, 561.
- Cohen, A.M.; Porcas, R.; Browne, I.; Daintree, E. & Walsh, D.: 1977, 'Accurate position measurements and optical identifications for radio sources selected at 966 MHz.', *Mem. R. Astr. Soc.*, 84, 1.
- Cohen, M.H.; Kellermann, K.; Shaffer, D.; Linfield, R.; Moffet, A.; Romnery, J.; Seielstad, G.; Pauliny-Toth, I.; Preuss, E.; Witzel, A.; Schilizzi, R. & Geldzahler, B.: 1977, 'Radio sources with superluminal velocities.', *Nature*, 268, 405.
- Courvoisier, T; Bell-Burnell, J. & Blecha, A.: 1986, 'Optical and infrared study of the three quasars OX169, NRA0140 & 3C 446.', *Astr. & Ap.*, 169, 43.
- Cousins, A.W.: 1976, 'VRI standards in the E regions.', *Mem. R. Astr. Soc.*, 81, 25.
- de Diego, J.A.: 1994, 'Núcleos Activos De Galaxias altamente polarizados.', *Tesis Doctoral, Universidad de La Laguna. Instituto de Astrofísica de Canarias, España.*
- Dent, W.: 1965, 'Quasi-Stellar Sources: Variation in the Radio Emission of 3C 273, 3C 279 and 3C 345.', *Science*, 148, 1458.
- Dressler, A. & Richstone, D.: 1988, 'Stellar Dynamics in the nuclei of M31 and M32: evidence for massive Black Holes.', *Ap.J.*, 324, 701.
- Dultzin-Hacyan, D.: 1984, 'Los agujeros negros en la astrofísica.', *Rev. Mex. Fis.*, 30, 483.
- Dultzin-Hacyan, D.: 1995, 'Induced star formation in circumnuclear regions of Seyfert galaxies.', *Rev.Mex.A.&A. S.C.*, 3, 31.
- Dultzin-Hacyan, D. & Hacyan, S.: 1984, 'Los agujeros negros.', *Temas Selectos de Astrofísica. Ed. Universidad Nacional Autónoma de México, México*, 201.
- Dultzin-Hacyan, D.; Ruelas-Mayorga, A. & Costero, R.: 1993, 'Simultaneous optical and IR monitoring of the Seyfert nucleus NGC 7469.', *Rev.Mex.A.&A.*, 25, 143.
- Dultzin-Hacyan, D. & Ruano, C.: 1996, 'General statistics and principal component analysis of multiwavelength properties of Seyfert galaxies.', *Astr.& Ap.*, 305, 719.
- Eddington, A.S.: 1920, 'Space-Time and Gravitation.', *Cambridge University Press, Great Britain.*

- Einstein, A.: 1907, 'On the Relativity Principle and the Conclusions Drawn from it.', *Jahrbuch der Radiaktivität und Elektronik*, 4, Compilado en "The collected papers of Albert Einstein." vol.2, ed. J. Stachel. Princeton Univ. Press, U.S.A.
- Einstein, A.: 1911, 'On the Influence of Gravitation on the Propagation of Light.', *Annalen der Physik*, 35, Compilado en "The Principle of Relativity." A collection of original memoirs on the special and general theory of relativity. Lorentz, H.; Einstein, A.; Minkowski, H. & Weyl, H. Dover Publications, 1952, U.S.A. 97.
- Einstein, A.: 1916, 'The Foundation of the General Theory of Relativity.', *Annalen der Physik*, 49, Compilado en "The Principle of Relativity." A collection of original memoirs on the special and general theory of relativity. Lorentz, H.; Einstein, A.; Minkowski, H. & Weyl, H. Dover Publications, 1952, U.S.A. 109.
- Fuentes G., I. & Krongold, Y.: 1997, 'Compañeros de campo de Galaxias Seyfert.', *Tesis Profesional, Facultad de Ciencias. Universidad Nacional Autónoma de México, México.*
- Goldsmith, D. & Kinman, T.: 1965, 'The optical variability of 3C 345.', *Ap.J.*, 142, 1693.
- Gondhalekar, P.M.; Rouillon-Foley, C. & Kellett, B.J.: 1996, 'A paradigm revisited: the accretion disk in AGNs and Quasars.', *MNRAS*, 282, 117.
- Gott, J.R. III: 1981, 'Are heavy halos made of low mass stars? A gravitational lens test.', *Ap.J.*, 243, 140.
- Griest, K.: 1991, 'Galactic microlensing as a method of detecting Massive Compact Halo Objects.', *Ap.J.*, 366, 412.
- Guibin, J.; Huiyu, M.; Xuefen, C.; Zhili, L.; Shengquan, L. & Guanghua, L.: 1995, 'CCD photometric observations of blazars.', *Astr. & Ap.S.S.*, 114, 337.
- Harwit, M.: 1988, 'Astrophysical concepts.', 2nd ed., Springer-Verlag, New York, U.S.A., 121-122.
- Henden, A.A. & Kaitchuck, R.H.: 1990, 'Astronomical Photometry.', *Willmann-Bell, Inc.*, U.S.A.
- Howell, S.B.: 1989, 'Two dimensional aperture photometry: Signal to noise ratio of point source observations and optimal data extraction techniques.', *PASP*, 101, 616.
- Huchra, J.; Gorenstein, M.; Kent, S.; Shapiro, I.; Smith, G.; Horine, E. & Perley, R.: 1985, '2237+0305: A new and unusual Gravitational Lens.', *A.J.*, 90, 691.
- Irwin, M.J.; Webster, R.L.; Hewett, P.C.; Corrigan, R.T. & Jedrzejewski, R.I.: 1989, 'Photometric variations in the Q2237+0305 system: First detection of a microlensing event.', *A.J.*, 98, 1989.

- Karttunen, H.; Krögen, P.; Oja, H.; Poutanen, M. & Donner, K.J.: 1993, 'Fundamental Astronomy.', *Springer-Verlag*, New York, U.S.A.
- Kayser, R; Refsdal, S & Stabell, R.: 1986, 'Astrophysical applications of gravitational micro-lensing.', *Astr. & Ap.*, **166**, 36.
- Kent, S.M. & Falco, E.E.: 1988, 'A model for the gravitational lens system 2237+0305.', *A.J.*, **96**, 1570.
- Kidger, M. & de Diego, J.: 1990, 'Rapid variations and a very deep minimum in the lightcurve of 3C 345.', *Astr. & Ap.*, **227**, L25.
- Kidger, M.; de Diego, J.; Takalo, L.; Sillanpää, A. & Okyudo, M.: 1993, 'Optical photometry, polarimetry and infrared photometry of 3C 345 in outburst.', *Ap.J.*, **407**, L1.
- Kinman, T.D.; Lamla, E.; Ciurla, T.; Harlan, E. & Wirtanen, C.: 1968, 'The variability of the optical brightness and polarization of the quasi-stellar radio source 3C 345.', *Ap.J.*, **152**, 357.
- Kormendy, J.: 1988, 'Evidence for a supermassive Black Hole in the nucleus of M31.', *Ap.J.*, **325**, 128.
- Krichbaum, T. & Witzel, A.: 1991, 'Structural Variability of Active Galactic Nuclei at 43 GHz.', "Variability of Blazars." ed. Valtaoja, E. & Valtonen, M. *Cambridge University Press*, Great Britain, 205.
- Le Fèvre, O.; Hammer, F. & Jones, J.: 1988, 'High spatial resolution imaging of some of the most distant 3CR galaxies.', *Ap.J.*, **331**, L73.
- Lehto, H. & Valtonen, M.: 1996, 'OJ 287 outburst structure and a binary black hole model.', *Ap.J.*, **460**, 207.
- Marscher, A.P.: 1990, 'Interpretation of Compact Jet Observations.', "Parsec-scale radio jets." ed.: Zensus, A. & Pearson, T. *Cambridge University Press*, Great Britain, 236.
- Marscher, A.P. & Gear, W.K.: 1985, 'Models for high-frequency radio outbursts in extragalactic sources, with application to the early 1983 millimeter to infrared flare of 3C273.', *Ap.J.*, **298**, 114.
- Matthews, T. & Sandage, A.: 1963, 'Optical identification of 3C 48, 3C 196, and 3C 286 with stellar objects.', *Ap.J.*, **138**, 30.
- Merrifield, Michael R.: 1992, 'Macrolensing, Microlensing & BL Lac objects.', *A.J.*, **104**, 1306.
- Miller, H.R.: 1981, 'The recent optical variability of 3C 446.', *Ap.J.*, **244**, 426.
- Moles, M.; Sulentic, J. & Márquez, I.: 1997, 'The Dynamical Status of Stephan's Quintet.', *Ap.J.*, **485**, L69.

- Moore, R. & Stockman, H.: 1981, 'The class of Highly Polarized Quasars: observations & description.', *Ap.J.*, 243, 60.
- Moore, R. & Stockman, H.: 1984, 'A comparison of the properties of Highly Polarized QSOs versus Low-Polarization QSOs.', *Ap.J.*, 279, 465.
- Narayan, R. & Schneider, P.: 1990, 'Why are the BL Lac objects A0 0235+164 & PKS 0537-441 not multiply imaged by gravitational lensing?', *MNRAS.*, 243, 192.
- Nemiroff, R.J.: 1988, 'AGN broad emission line amplification from Gravitational Microlensing.', *Ap.J.*, 335, 593.
- Netzer, H.: 1990, 'A.G.N. Emission Lines.', *Saas-Fee Adv. Course 20: "Active Galactic Nuclei"*, ed. Blandford, R. et al. *Springer-Verlag*, New York, 57.
- Netzer, H.; Wills, B.; Uomoto, A.; Rybski, P. & Tull, R.: 1979, 'Variability of the optical spectra of two quasars.', *Ap.J.*, 232, L155.
- Ohanian, H. & Ruffini, R.: 1994, 'Gravitation and Spacetime.', *W.W. Norton & Co.*, New York, U.S.A.
- Osterbrock, D.E.: 1991, 'Active galactic nuclei.', *Rep.Prog.Phys.*, 54, 579.
- Osterbrock, D.E.: 1993, 'The nature and structure of Active Galactic Nuclei.', *Ap.J.*, 404, 551.
- Ostriker, J.P. & Vietri, M.: 1985, 'Are some BL Lac objects artefacts of Gravitational Lensing?', *Nature*, 318, 446.
- Ostriker, J.P. & Vietri, M.: 1990, 'Are some BL Lacs artefacts of Gravitational Lensing?', *Nature*, 344, 46.
- Paczynski, B.: 1986, 'Gravitational microlensing at large optical depth.', *Ap.J.*, 301, 503.
- Paczynski, B.: 1996, 'Gravitational microlensing in the Local Group.', *Annu. Rev. A. & Ap.*, 34, 419.
- Peebles, P.J.E.: 1993, 'Principles of Physical Cosmology.', *Princeton University Series*, U.S.A.
- Press, W.H. & Gunn, J.E.: 1973, 'Method for detecting a Cosmological Density of Condensed Objects.', *Ap.J.*, 185, 397.
- Racine, R.: 1991, 'Fifth image and photometric variability in 2237+0305.', *A.J.*, 102, 454.
- Rees, M.: 1984, 'Black Hole models for active galactic nuclei.', *Ann.Rev.Astron. & Aph.*, 22, 471.
- Refsdal, S.: 1964a, 'The Gravitational Lens Effect.', *MNRAS*, 128, 295.

- Refsdal, S.: 1964b, 'On the possibility of determining Hubble's parameter and the masses of galaxies from the Gravitational Lens effect.', *MNRAS*, **128**, 307.
- Refsdal, S. & Surdej, J.: 1994, 'Gravitational Lenses.', *Rep. Prog. Phys.*, **57**, 117.
- Rhee, G.; Bernstein, G.; Tyson, T. & Fischer, P.: 1996, 'Gravitational lensing of quasar 0957+561 and the determination of H_0 .'', *Applications of Gravitational Lensing, IAU Symposium No. 173*, 49.
- Rix, H.W.: 1996, 'Lensing limits on the Cosmological Constant.'', *Applications of Gravitational Lensing, IAU Symposium No. 173*, 1.
- Sandage, A.R.: 1965, 'The existence of a major new constituent of the Universe: the Quasi-Stellar Galaxies.'', *Ap.J.*, **141**, 1560.
- Sandage, A.; Westphal, J. & Strittmatter, P.: 1966, 'The change of intensity, color, line strength, and line position in the QSS 3C 446 during the 1966 outburst.'', *Ap.J.*, **146**, 322.
- Schneider, P.: 1984, 'The amplification caused by gravitational bending of light.'', *Astr. & Ap.*, **140**, 119.
- Schneider, D.P.; Turner, E.L.; Gunn, J.E.; Hewitt, J.N.; Schmidt, M. & Lawrence, C.R.: 1988, 'High-resolution CCD imaging and derived gravitational lens model of 2237+0305.'', *A.J.*, **95**, 1619.
- Schneider, P.; Ehlers, J. & Falco, E.E.: 1992, 'Gravitational Lenses.'', Springer-Verlag, New York, U.S.A.
- Schramm, K.J.; Borgeest, M.; Camenzind, M.; Wagner, S.; Bade, N. Dreisigacker, O.; Heidt, J.; Hoff, W.; Kayser, R.; Kühl, D.; Linde, J.; Linnert, M.; Pelt, J.; Schramm, T.; Sillanpää, A.; Takalo, L.O.; Valtaoja, E. & Vigotti, M.: 1993, 'Recent activity in the optical and radio lightcurves of the blazar 3C 345: indications for a 'lighthouse effect' due to jet rotation.'', *Astr. & Ap.*, **278**, 391.
- Schramm, K.J.; Borgeest, M.; Kühl, D.; Linde, J.; Linnert, M. & Schramm, T.: 1994, 'The Hamburg quasar monitoring program (HQM) at Calar Alto. III. Lightcurves of optically violent variable sources.'', *Astr. & Ap.S.S.*, **106**, 349.
- Schuster, W.: 1982, 'Research note: 13-color photometry, San Pedro Mártir 1973-79.'', *Rev.Mex.A.&A.*, **5**, 149.
- Sharov, A. & Efremov, Y.: 1964, 'Luminosity variations of the object identified with the radio source ZS273.'', *Soviet Astron.-A.J.*, **7**, 727.
- Sillanpää, A.; Haarala, S. & Valtonen, M.: 1988, 'OJ 287: Binary pair of supermassive black holes.'', *Ap.J.*, **325**, 628.

- Smith, P.S.; Balonek, T.J.; Heckert, P.A.; Elston, R. & Schmidt, G.D.: 1985, 'UBVRI field comparison stars for selected Active Quasars and BL Lacertae objects.', *A.J.*, **90**, 1184.
- Stickel, M.: 1992, 'Gravitational Lensing of BL Lac Objects and Related AGN.', *Proc. Hamburg conf.: "Gravitational Lenses." Lecture Notes in Phys. 406, Springer-Verlag, Berlin, Germany*, 328.
- Stockman, H.; Moore, R. & Angel, J.: 1984, 'The optical polarization properties of 'normal' Quasars.', *Ap.J.*, **279**, 485.
- Surpi, G.C.; Romero, G.E. & Vucetich, H.: 1996, 'The gravitational microlensing scenario for PKS 0537-441.', *Rev.Mex.A.&A.*, **32**, 153.
- Teräsraanta, H.; Tornikoski, M.; Valtaoja, E.; Urpo, S.; Nesterov, N.; Lainela, M.; Kotilainen, J.; Wiren, S.; Laine, S.; Nilsson, K. & Valtonen, M.: 1992, 'Ten years monitoring of extragalactic radio sources at 22, 37 and 87 GHz.', *Astr. & Ap.S.S.*, **94**, 121.
- Treves, A.; Jetzer, Ph.; Rovetti, F. & Urry, C.M.: 1996, 'Achromatic variability in the BL Lac Object PKS 2155-304. A case for microlensing?', *Girona Meeting on Blazars, Black Holes & Jets*, 1.
- Turner, E.L.: 1980, 'The effect of undetected Gravitational Lenses on statistical measures of Quasar evolution.', *Ap.J.*, **242**, L135.
- Turner, E.L.; Ostriker, J.P. & Gott III, J.R.: 1984, 'The statistics of Gravitational Lenses: the distributions of image angular separations and lens redshifts.', *Ap.J.*, **284**, 1.
- Tyson, J.A.: 1986, 'A close look at 2237+0305.', *Quasars, IAU Symposium No. 119*, 551.
- Ulrich, M.: 1981, 'The appearance of Broad Emission Lines in the spectrum of the BL Lac Object PKS 0521-36.', *Astr. & Ap.*, **103**, L1.
- Véron-Cetty, M.P. & Véron, P.: 1993, 'A catalogue of Quasars and Active Nuclei.', *E.S.O. Scientific Report*, No. 13, 6th edition.
- Villata, M. et al.: 1997, 'Optical photometric monitoring of γ -ray loud blazars. I: Observations from November 1994 to November 1995.', *Astr. & Ap.S.S.*, **121**, 119.
- Vio, R.; Christiani, S.; Lessi, O. & Salvadori, L.: 1991, '3C 345: Is the variability of quasars nonlinear?', *Ap.J.*, **380**, 351.
- Von Montigny, C. et al.: 1995, 'High-energy Gamma-ray emission from Active Galaxies: EGRET observations and their implications.', *Ap.J.*, **440**, 525.
- Wagner, S.J.: 1993, 'Variability in Active Galaxies.', *Megaphot Workshop proc. Hamburg*, 1.

- Walsh, D; Carswell, R.F. & Weymann, R.J.: 1979, '0957+561 A, B: twin quasi-stellar objects or gravitational lens?', *Nature*, **279**, 381.
- Wambsganss, J.: 1993, 'Gravitational Microlensing.', *Megaphot Workshop proc. Hamburg*, 34.
- Weedman, D.W.: 1986, 'Quasar Astronomy.', *Cambridge University Press*, Great Britain.
- Webb, J.; Smith, A.; Leacock, R.; Fitzgibbons, G.; Gombola, P. & Shepherd, D.: 1988, 'Optical observations of 22 violently variable extragalactic sources: 1968-1986.', *A.J.*, **95**, 374.
- Wiita, P.J; Miller, H.R.; Gupta, N. & Chakrabarti, S.K.: 1991, 'Accretion disk models for Microvariability.', "Variability of Blazars." ed. Valtaoja, E. & Valtonen, M. *Cambridge University Press*, Great Britain, 311.
- Woltjer, L.: 1990, 'Phenomenology of Active Galactic Nuclei.', *Saas-Fee Adv. Course 20: "Active Galactic Nuclei"*; ed. Blandford, R. et al. *Springer-Verlag*, New York, U.S.A., 1.
- Yee, H.K.C.: 1988, 'High-resolution imaging of the gravitational lens system candidate 2237+030.', *A.J.*, **95**, 1331.
- Zwicky, F.: 1937, 'Nebulae as Gravitational Lenses.', *Phys. Rev.*, **51**, 290.
- Zwicky, F.: 1937, 'On the probability of detecting Nebulae which act as Gravitational Lenses.', *Phys. Rev.*, **51**, 679.

“... y para que sirve nacer y para que morir?”

*Sirve para ser hombres en lugar de arboles y peces,
sirve para buscar al justo porque el justo existe,
y si no existe es menester hacer que exista,
y entonces lo importante no es morir,
es morir en el lado justo...”*

Oriana Fallaci.

Notas.

Anexo: CONCLUSIONES ALTERNATIVAS.*

Las conclusiones que se presentan a continuación no forman parte de la tesis, sino que comprenden una recopilación de propuestas ingeniosas de varios amigos (y de quienes me reservo la autoría) a una convocatoria emitida por correo electrónico el 1º de agosto del año en curso, mismas que tenían como propósito agregarse extracurricularmente al presente trabajo.

Si el lector considera que tal sección demerita el contenido científico de la tesis, y el ejemplar que tiene en sus manos le pertenece, está en su derecho a desprender la hoja del mismo. Si cree que las cosas serias también pueden ser divertidas, le invito a leer lo que recibí de propuestas (es tan solo una selección). De antemano, gracias por dedicar su tiempo a estas líneas, y que tenga buen día.

- + Poéticamente, nuestro trabajo es digno de considerarse. Científicamente no es posible concluir nada en claro, por lo que recomendamos al lector volver a leer la dedicatoria.
- + Ninguna galaxia fue lastimada durante la investigación.
- + Viéndolo con esta óptica, las Microlentes Gravitatorias no tienen mucho peso en nuestras observaciones...

Reconcluyendo, nuestras conclusiones son inconcluyentes...

Con esta óptica todo es de mucha gravedad...

- + Nada correlaciona.

No me quedaron ganas de saber más.

La volubilidad de los cuasares es un problema congénito de neurosis.

¡y es contagioso! ¡¡¡YA!!! ¡¡¡dejen de preguntar!!!

Aborrezco los estupefacientes (por completez).

* Sección fuera del contenido de interés científico y académico de la presente tesis. El autor toma toda responsabilidad de su presentación.

- + ... de un mundo inconcluso, ¿qué se puede concluir?
- + Joshua preguntó a su maestro: "¿Qué es la vida?"
El maestro se puso un zapato en la cabeza, y se fue.
- + "I like to think that the moon is there even if I am not looking at it." A. *Einstein*.
- + Bien decía mi madre....¡debía ser bombero!
- + La vida es dura... (T-P, S.: 1997, comunicación personal).
- + "De lo que no se puede hablar es mejor callarse" (invocando a L. Wittgenstein).