

# Astrofísica Extragaláctica

Núcleos Galácticos Activos  
(AGNs)

*Luis J. Goicoechea*

Febrero 2011

## *INDICE*

1.- ¿Qué es un núcleo galáctico activo o AGN?. Componentes: agujero negro supermasivo (SMBH), disco de acreción (AD), corona y JETs, nubes de emisión de línea ancha (BLR), toroide de polvo y nubes de emisión de línea estrecha (NLR). Clasificación (tipos de AGNs) y modelo unificado [17 diap]

2.- Cuásares (QSOs). Espectro: emisión del continuo y líneas de emisión. Variabilidad: escalas de tiempo de variaciones del continuo óptico-UV (AD), reverberación del continuo óptico-UV (AD) en la BLR, interacción entre la corona-JET y el AD (reflexión y reprocesado térmico de rayos X). Sistemas de absorción: bosque Ly $\alpha$  (hidrógeno neutro), teoría básica de una línea de absorción, tipos de sistemas de absorción, gas y polvo [33 diap]

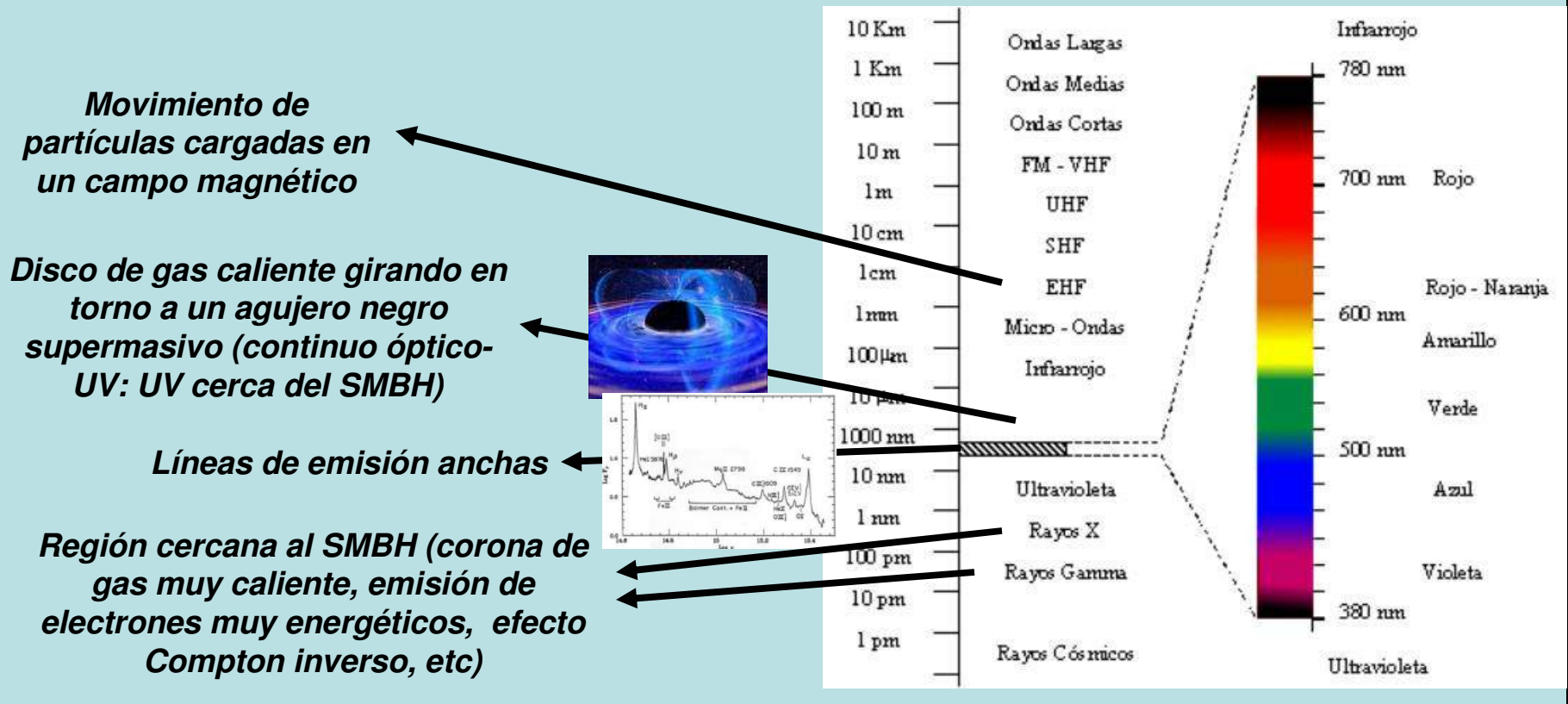
3.- Efecto lente gravitatoria: QSOs múltiples. Introducción: historia y conceptos. Algunos miembros del “zoo”. Teoría básica (y algunas aplicaciones): ecuación lente, posición de imágenes, amplificación de imágenes, distorsión de imágenes, retardo temporal y modelos lente [31 diap]

4.- Ejercicios

5.- Referencias

## ¿Qué es un Núcleo Galáctico Activo o AGN?

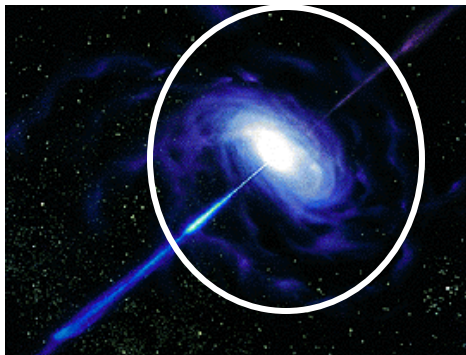
- ▶ Fuente situada en la **región nuclear de ciertas galaxias**
- ▶ Objeto **activo**
  - Gran luminosidad
  - Luminosidad variable
  - Emisión en un amplio rango de longitudes de onda:



## El monstruo central

Las galaxias tienen  $\sim 10^{11} M_{\odot}$  de estrellas,  $\sim 10^{9-10} M_{\odot}$  de gas interestelar y  $\sim 10^{12} M_{\odot}$  de materia oscura en su halo. Además, al menos un 5% de galaxias (se cree que todas) tienen un monstruo oscuro en su centro. Se trata de un agujero negro supermasivo (SMBH), con una masa oscura de entre  $10^6$  y  $10^{10} M_{\odot}$  (típicamente  $\sim 10^8 M_{\odot}$ ). El campo gravitatorio de este objeto (probablemente rotando a alta velocidad) es responsable de la presencia de un disco de gas caliente (AD). El monstruo central devora el gas que captura, y también libera materia en las dos direcciones perpendiculares al disco de acreción (JETS).

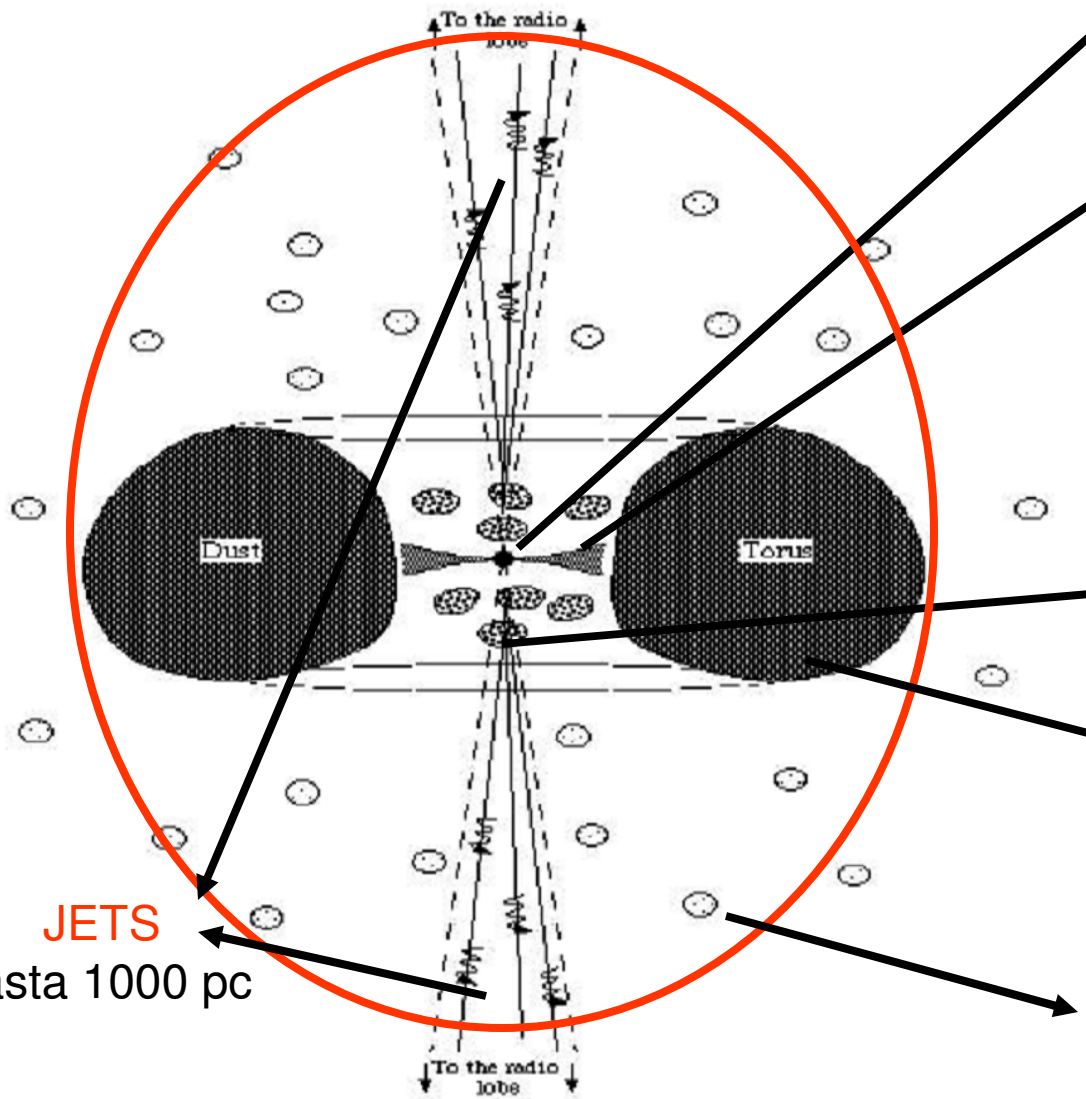
Formación: Cuando la galaxia era joven, las estrellas en su núcleo estaban muy próximas entre sí. Entonces ocurrieron colisiones estelares y fusiones, que acabaron generando un SMBH. El objeto oscuro, masivo y compacto comenzó a capturar gas del medio interestelar de la galaxia que lo hospeda, gas de una galaxia en colisión (canibalismo galáctico), o de estrellas pasando cerca del mismo. Debido al momento angular del SMBH (rotación), se formó un disco de gas caliente (AD). Este gas es capturado y a veces expelido hacia el exterior en direcciones asociadas al eje de rotación (JETS).



AGN: **SMBH + AD + parte interna JETS**

## Más detalles ...

### The Active Galaxy Paradigm



**SMBH**  
 $(M \sim 10^8 M_{\odot}, R_S = 2GM/c^2)$

**AD**  
 $(3-10^3 R_S, R \sim 0.01 \text{ pc})$   
 calentamiento por fricción viscosa  $\rightarrow$  radiación térmica (óptico-UV)

**BLR** (Nubes de emisión de línea ancha)

$R \sim 0.01-1 \text{ pc}$

**Toroide de polvo** (oscurecedor de radiación óptica-UV y emisor IR)

**NLR** (Nubes de emisión de línea estrecha)  
 gas frío y lento (300 km/s)  
 $R \sim 1-100 \text{ pc}$

**JETS**  
 hasta 1000 pc



Supermassive black hole & accretion disk



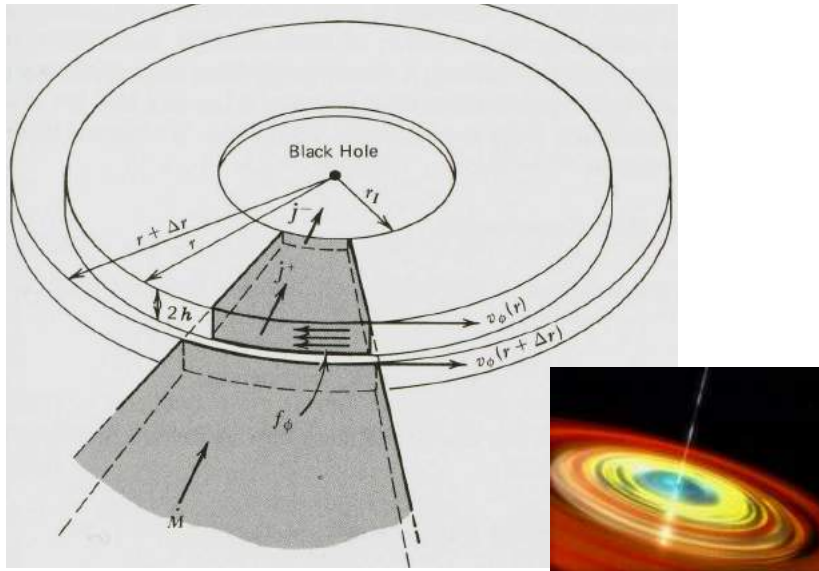
Broad-line cloud



Narrow-line cloud



Synchrotron-emitting electron in magnetic field



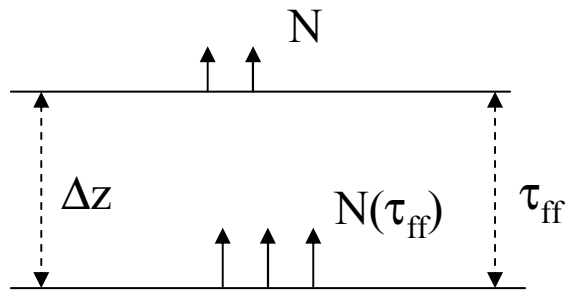
## Motor central = SMBH + AD

El disco es ópticamente grueso. Si los procesos de absorción libre-libre (“bremsstrahlung” inverso) dominan a los procesos de colisión fotón-electrón, la emisión local (desde las caras del disco) será de origen térmico y de tipo cuerpo negro.

Así, el espectro está descrito por una ley de Planck a la temperatura  $T_{AD}$ ,  $B_\nu(T_{AD})$ . Los fotones se crean a diferentes profundidades ópticas  $\tau_{ff} \leq 1$  por debajo de las caras del disco, y la temperatura  $T_s$  caracteriza a la materia en dichos sustratos.

El plano central del disco está definido por  $z = 0$ , y el espesor del mismo vale  $2h$ . Aunque cada elemento del gas en el disco orbita al SMBH de una forma casi-circular, en realidad, adquiere un pequeño momento radial de caída hacia el SMBH, debido a que la fricción viscosa elimina momento angular. Simultáneamente, la viscosidad es la responsable del calentamiento por fricción del gas. La mayor parte de este calor es radiado desde las caras superior e inferior del disco, que aparece en el cielo como un objeto brillante

La **estructura del disco** se determina resolviendo simultáneamente cuatro ecuaciones de conservación (masa, momento angular, energía y momento vertical). Además, debemos especificar la ley de viscosidad, la opacidad, la ecuación de estado y el transporte radiativo. La solución para un disco Newtoniano fue obtenida por Shakura y Sunyaev en 1973.



La población de fotones a una profundidad física  $\Delta z$ , o si se quiere, a una profundidad óptica  $\tau_{ff} = k_{ff} \Delta z = \kappa_{ff} \rho \Delta z$ , se puede relacionar con la población fotónica en la cara del disco:  $N = N(\tau_{ff}) \exp(-\tau_{ff})$ . Para  $\tau_{ff} \leq 1 \rightarrow N \approx N(\tau_{ff})$ , mientras que para  $\tau_{ff} > 1$ ,  $N \ll N(\tau_{ff})$ . Así, podemos considerar que la radiación emergente se produce en los sustratos verificando  $\tau_{ff} \leq 1$  (fotones que son capaces de escapar).

► Fotones que emergen con una frecuencia particular  $\nu$ , son creados en sustratos hasta una profundidad  $\tau_{ff}(\nu) = \kappa_{ff}(\nu) \rho \Delta z \sim 1$ . Por otro lado, la intensidad de la radiación emergente  $I_\nu$  será la emisividad debida a radiación de “bremsstrahlung” en un espesor físico de  $\Delta z \sim 1 / \kappa_{ff}(\nu) \rho$ . Es decir,  $I_\nu = j_{ff}(\nu) \Delta z \rightarrow I_\nu \sim j_{ff}(\nu) / \kappa_{ff}(\nu) \rho = B_\nu(T_{AD}) = (2h\nu^3 / c^2) \{1 / [\exp(h\nu/k_B T_{AD}) - 1]\}$ .

Se suele considerar que la emisión desde cualquier radio del disco es de tipo cuerpo negro (Planck). Entonces, la **temperatura** varía como

$$T_{AD}(r) \approx [(3/8\pi)(GM/\sigma r^3)(dM/dt)]^{1/4}.$$

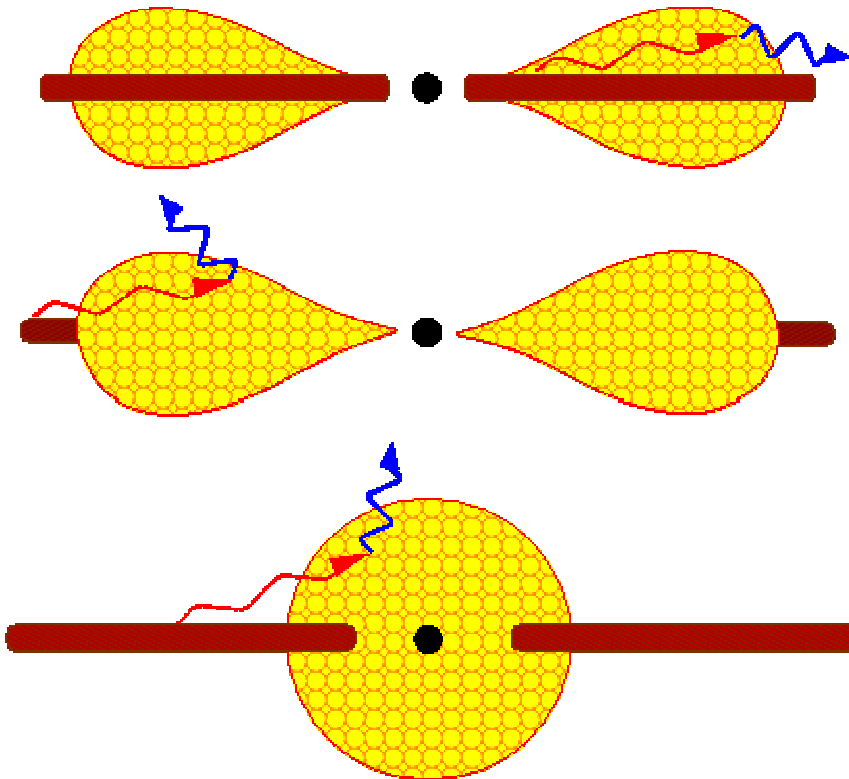
Es decir, la distribución radial de temperatura está determinada por la masa del SMBH central ( $M$ ) y la velocidad de acreción de materia ( $dM/dt$ ).



Emisión estratificada: diferentes anillos (radios) tienen diferentes temperaturas  $T_{AD}(r)$ , y así emiten (picos de emisión) a distintas longitudes de onda

La región más interna será la más caliente y la que emite a menor longitud de onda ( $k_B T_{AD} \sim h\nu$ )  $\rightarrow$  luz UV

## CORONA Y JETS



Se especula con la existencia de una **corona caliente** en la región central del AGN. Dicha corona se asocia con la emisión de rayos X: radiación térmica (si se alcanzan y mantienen temperaturas  $T_C \geq 10^7$  K) o consecuencia del efecto Compton inverso sobre fotones UV que provienen del AD (si hay una población de electrones con energías de decenas o cientos de keV). La geometría de la corona es incierta.



Los **JETS** son chorros rápidos y altamente colimados que emergen en direcciones opuestas. Emiten fotones en todo el espectro electromagnético, desde ondas de radio hasta radiación gamma de muy alta energía. Los mecanismos involucrados son la llamada emisión sincrotrón y el proceso Compton inverso. Electrones altamente relativistas son forzados (por un campo magnético) a describir trayectorias curvas, generando radiación sincrotrón. Electrones relativistas con un factor de Lorentz  $\gamma_e = E_e/m_e c^2$ , emiten radiación con energía  $\sim 10^{-8} B \gamma_e^2$  eV (B es la intensidad del campo magnético en Gauss). Para  $B \sim 10^{-4}$  G y electrones con energía de varios TeV ( $= 10^{12}$  eV), se producirá un pico de radiación sincrotrón con energía  $\sim 10^2$  eV, es decir, en el UV extremo-rayos X blandos.



La radiación más energética se produce como consecuencia del efecto Compton inverso. La radiación sincrotrón colisiona con los electrones altamente relativistas del medio, y estos últimos ceden parte de su energía a los fotones incidentes. Como consecuencia de dichas colisiones, se emite cierta cantidad de rayos X duros y radiación  $\gamma$  hasta una energía de  $\sim$  TeV. En general (salvo que el observador vea de cara la base de un JET), la radiación dominante proviene del AD.

## Tipos de AGNs (clasificación)

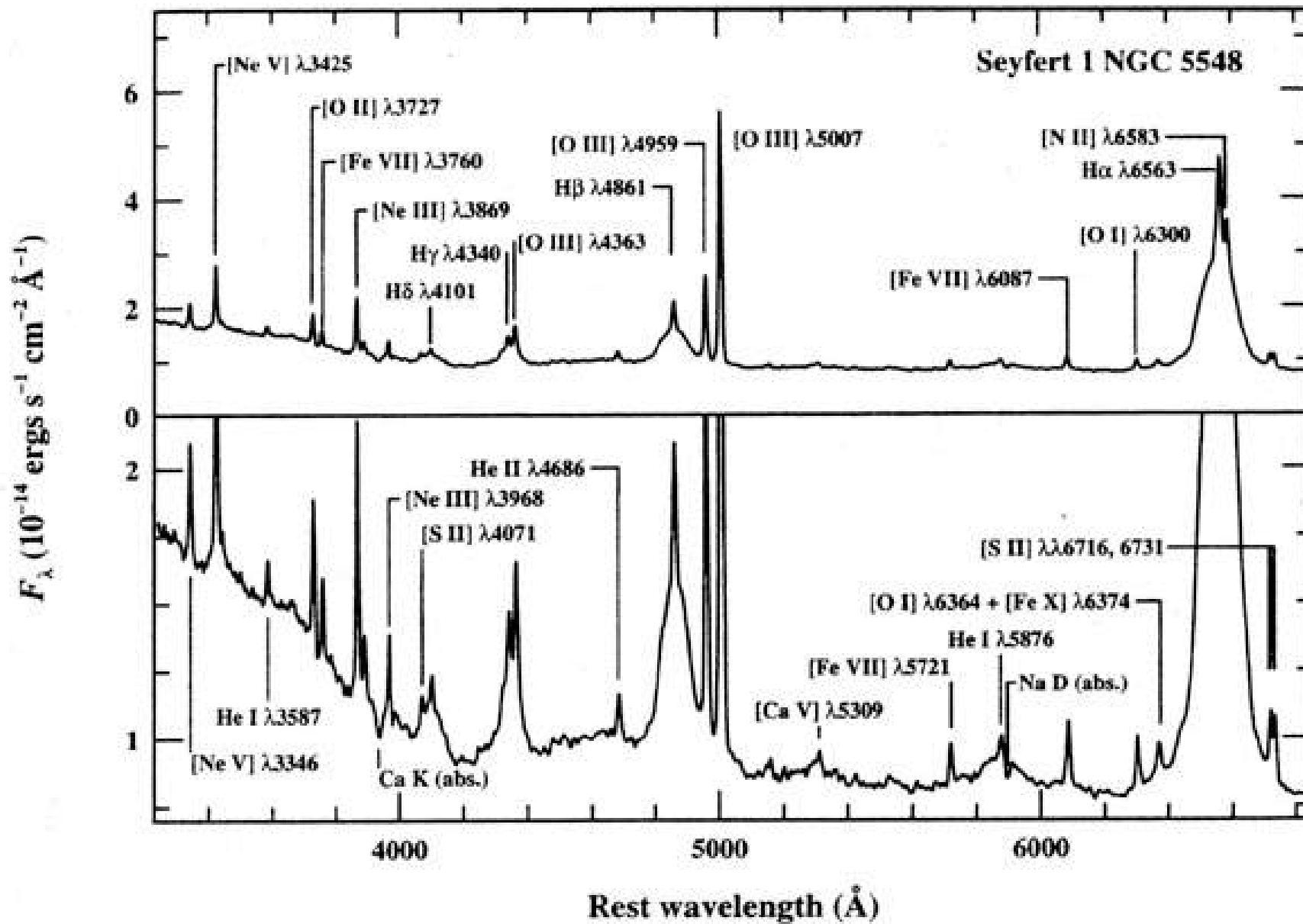
Cada tipo de AGN tiene ciertas propiedades observacionales. Usualmente, un AGN se clasifica como Seyfert (**Sy I y II**), cuásar (**QSO**) o blazar (**BL Lac y OVV**).

<i>Tipo</i>	<i>Líneas</i>		<i>X</i>	<i>Exceso</i>		<i>Radio</i>	<i>JETS</i>	<i>Variable</i>
	<i>E</i>	<i>A</i>		<i>UV</i>	<i>IRL</i>			
<b>Sy I</b>	si	si	alguno	alguno	si	no	no	si
<b>Sy II</b>	si	no	alguno	alguno	si	no	no	si
<b>QSO</b>	si	si	alguno	si	si	alguno	alguno	si
<b>BL Lac</b>	no	no/débil	si	si	no	si	si	si
<b>OVV</b>	no	> BL Lac	si	si	no	si	si	si

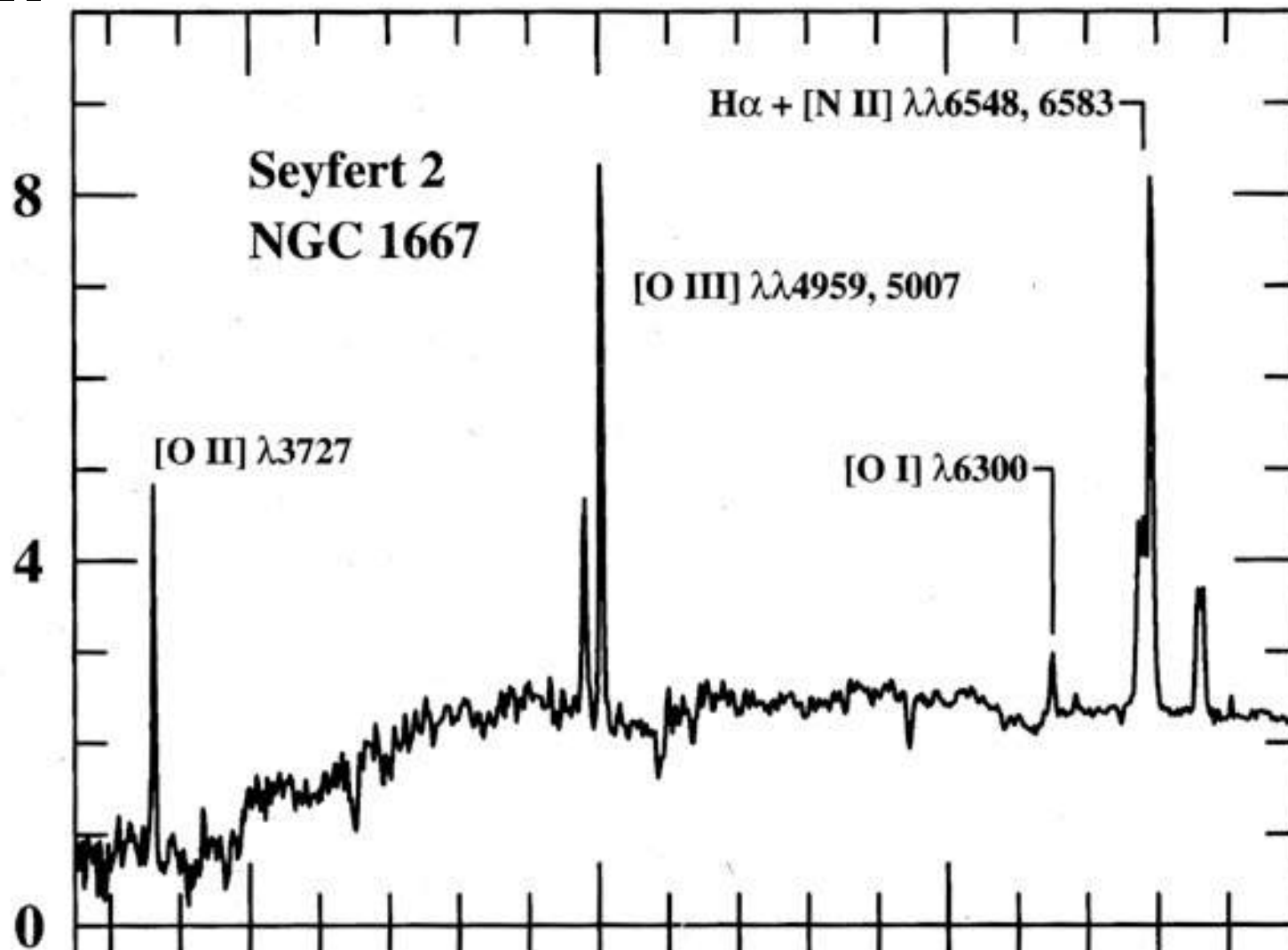
### ► **Sy I y II**

AGNs de relativamente baja luminosidad ( $\leq 10^{45}$  erg/s), que normalmente se encuentran en el corazón de galaxias espirales. Se piensa que observamos acreción hacia un SMBH de masa moderada. Existen dos subclases. Las **Sy I** tienen dos conjuntos de líneas de emisión en sus espectros: líneas estrechas (anchura de cientos de km/s) y líneas anchas (anchuras de hasta  $10^4$  km/s). Las **Sy II** solo tienen el conjunto de líneas de emisión estrechas.

# Sy I



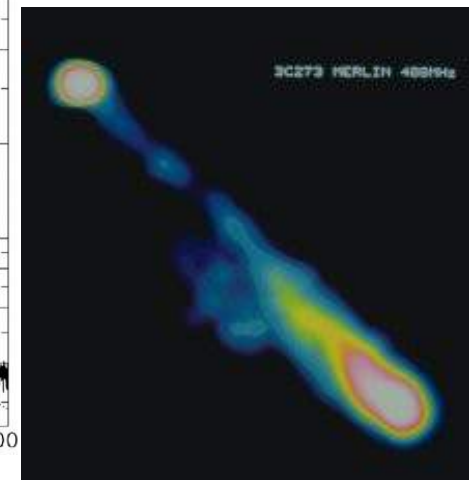
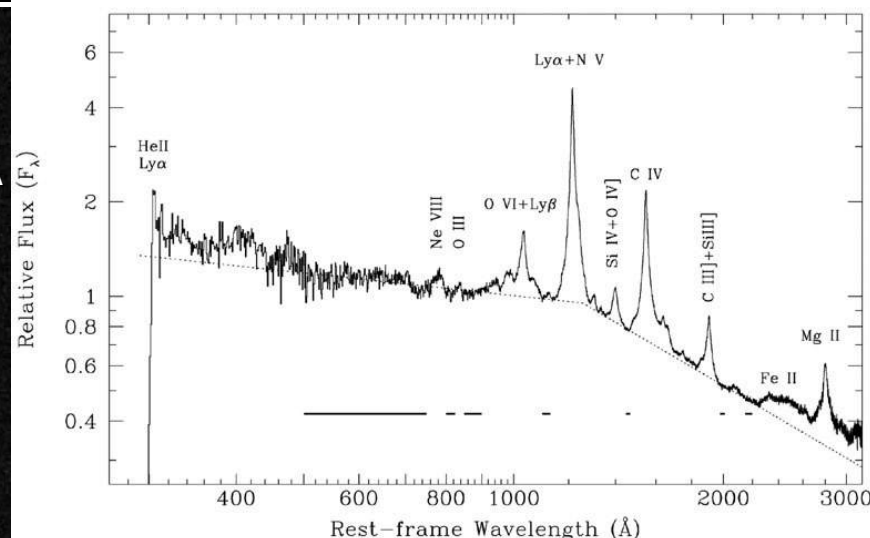
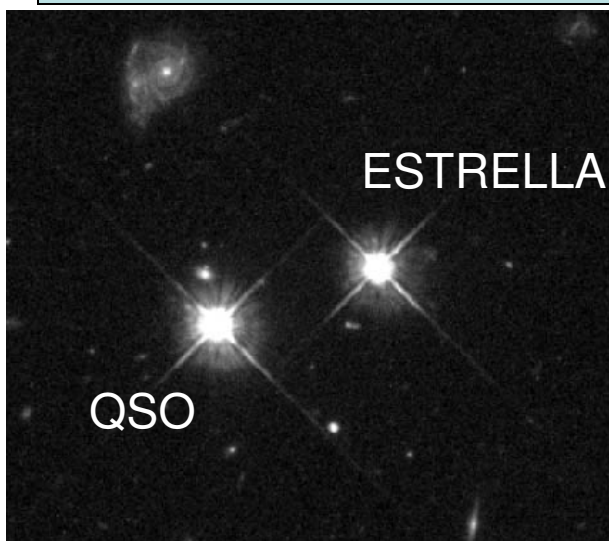
# Sy II



## ► QSO

AGNs muy brillantes (luminosidad de hasta  $10^{48}$  erg/s). Las galaxias que hospedan **QSOs** pueden ser espirales, irregulares o elípticas. Existe una correlación entre la luminosidad un **QSO** y la masa de la galaxia que lo hospeda, de forma que los **QSOs** más luminosos residen en el corazón de las galaxias elípticas masivas. Están relacionados con acreción hacia SMBHs relativamente masivos.

- La expresión **QSO** es un acrónimo de “Quasi-Stellar Object”, ya que tienen una apariencia estelar (fuente puntual) en imágenes ópticas. Sus luminosidades ópticas son mayores que las de las galaxias que las albergan.
  - Los espectros de emisión son similares a los de las **Sy I**.
- Una pequeña fracción ( $\sim 5-10\%$ ) son radiofuentes brillantes. En algunos casos, también se observa la presencia de JETS.



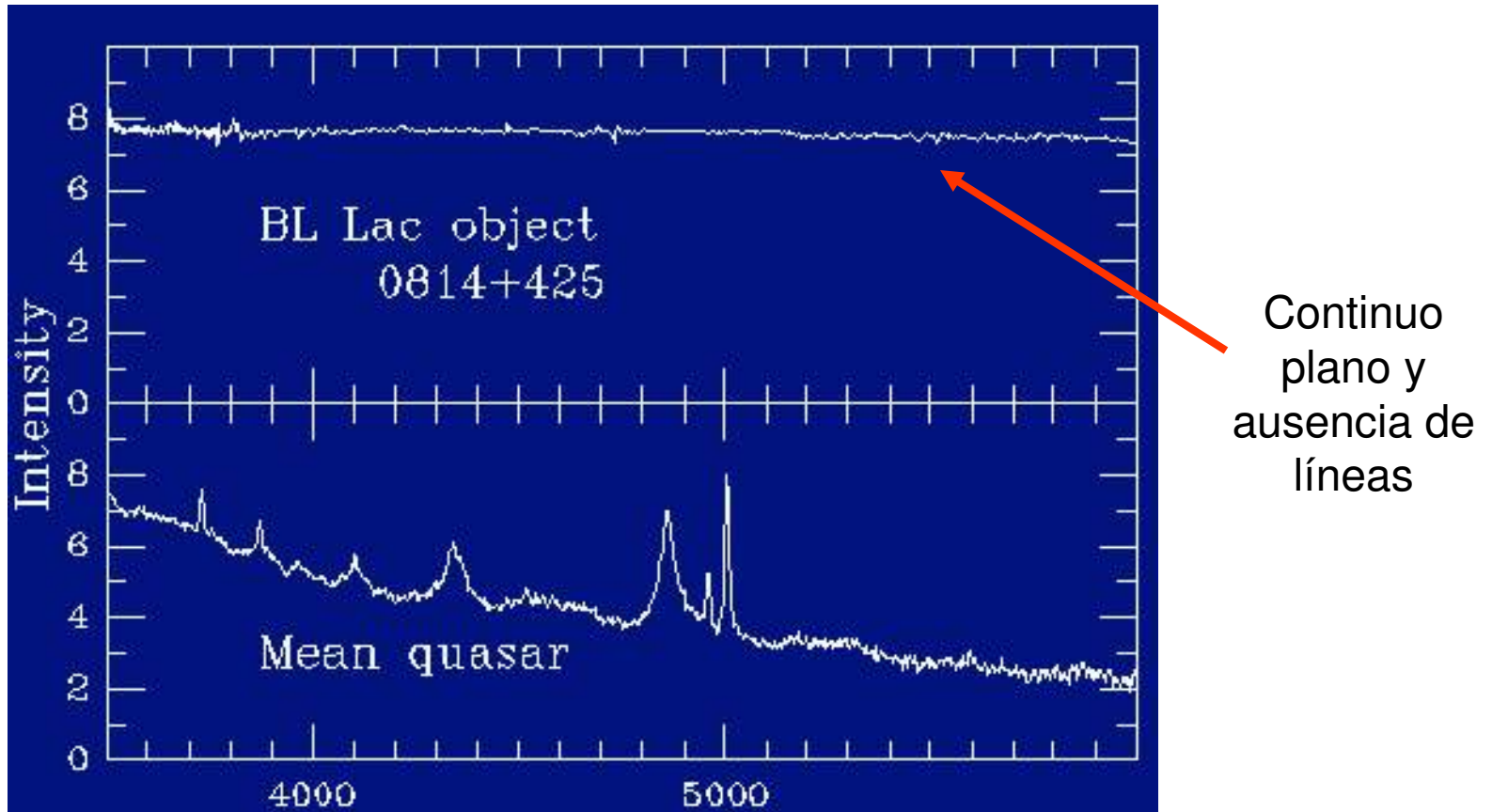
## ► BL Lac y OVV

Las luminosidades pueden ser altas. Además de la radiación asociada a la acreción hacia un SMBH, se tiene la emisión dominante de un JET apuntando hacia el observador. Efectos relativistas amplifican la luminosidad del JET y la amplitud de la variabilidad.

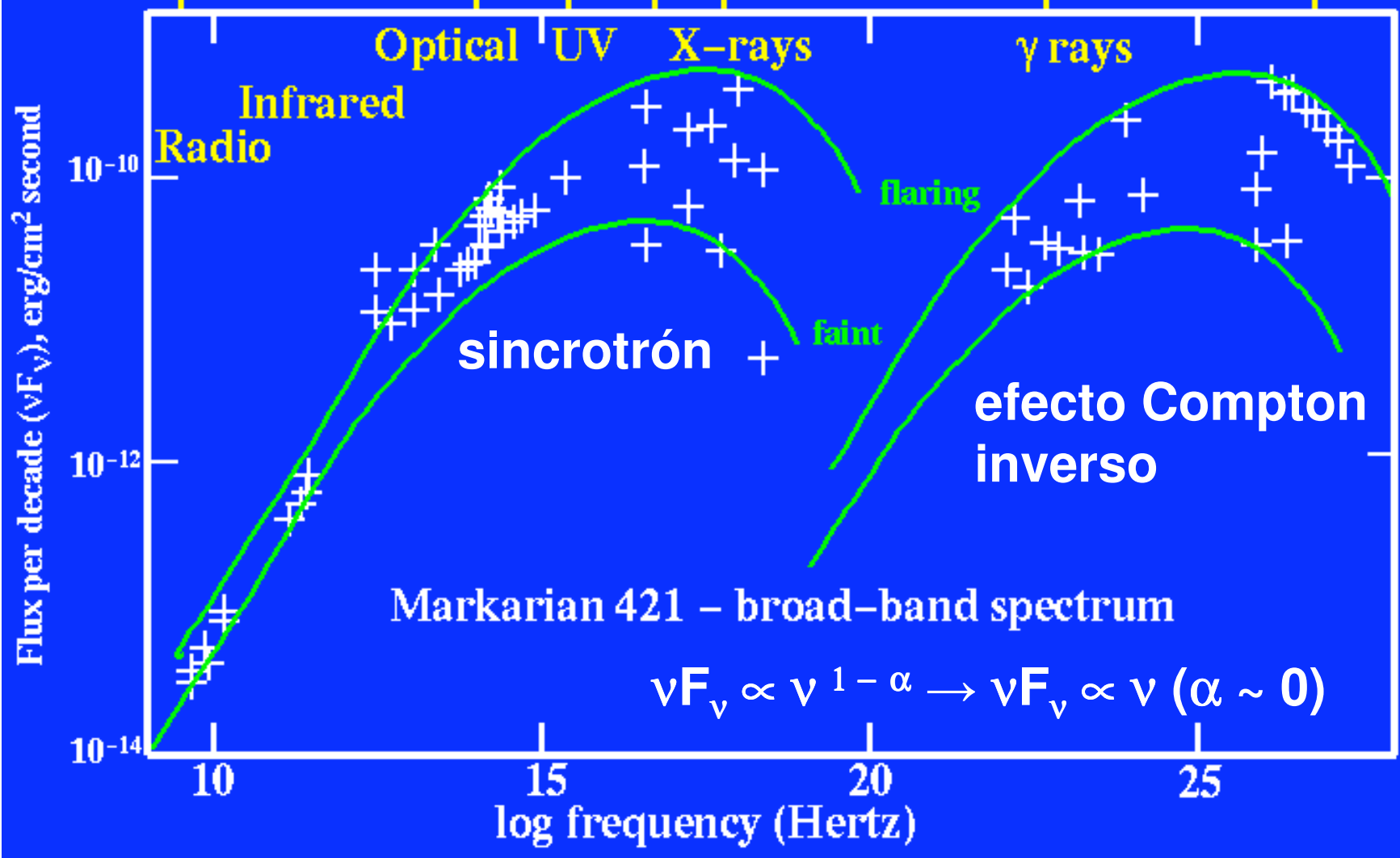
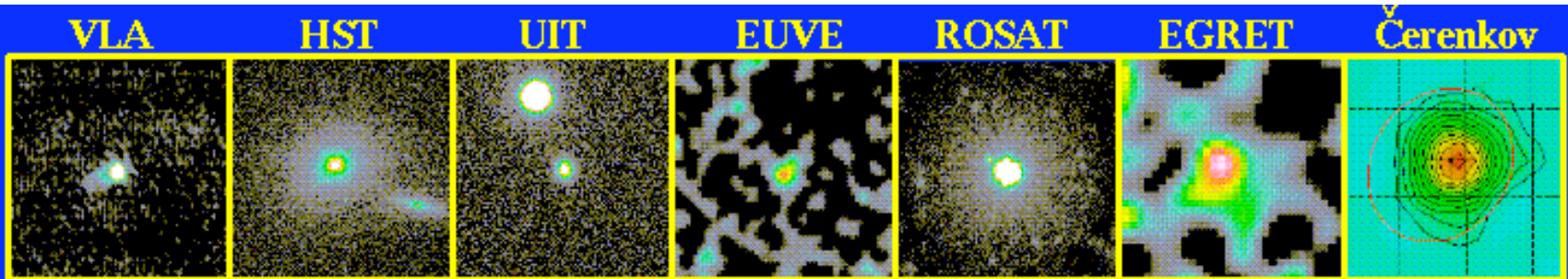


- La luz está polarizada ( $> 3\%$ ).
- Variabilidad fuerte y rápida: meses (radio), semanas/días (IR-óptico), días/horas (rayos X) y horas/min (rayos  $\gamma$ ).
- AGNs con el espectro de emisión más amplio (desde radio hasta  $\gamma$  de muy alta energía,  $\sim \text{TeV} = 10^{12} \text{ eV}$ ). El continuo en radio es plano ( $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ ,  $\alpha \sim 0$ ), brillante y variable. El continuo entre el IR lejano y el UV es también plano, sugiriendo un origen no térmico. La mayor parte de su luminosidad es debida a la emisión de radiación  $\gamma$ .
- Mientras que un **OVV** tiene líneas anchas de emisión relativamente intensas, un **BL Lac** no tiene líneas de emisión o son muy débiles. Así, el desplazamiento al rojo de un **BL Lac** solo puede ser medido mediante el análisis de las líneas asociadas a la galaxia que le hospeda.

## Espectro óptico: **BL Lac** vs. **QSO**



Los **OVVs** (objetos variables violentos en el óptico) muestran grandes variaciones del flujo óptico ( $> 0.1$  mag;  $m = -2.5 \log F + C$ ) sobre escalas de tiempo muy cortas ( $\sim$  un día). Se puede medir una variabilidad horaria o microvariabilidad, la cual está ausente en las curvas de luz de **QSOs**.

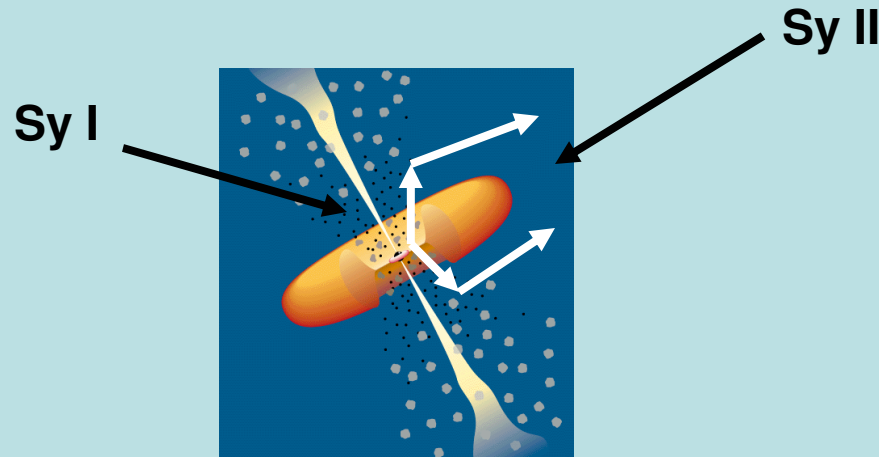




## Modelo unificado

- Baja luminosidad: **Sy I** & **Sy II**

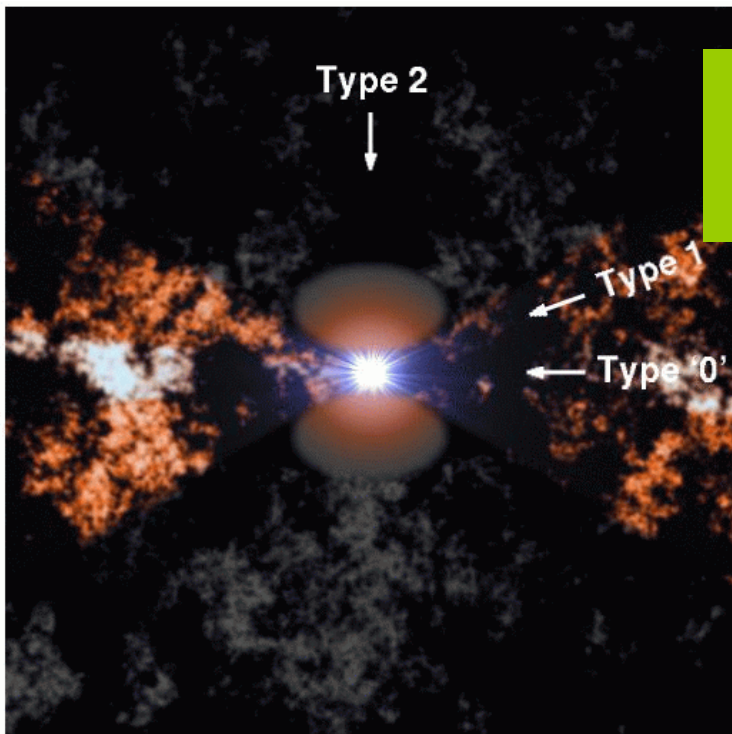
Un toroide de polvo oscurece la región de emisión de líneas anchas en una **Sy II**. El toroide tiene que tener al menos la extensión de la BLR (para evitar la detección de líneas anchas), pero debe ser suficientemente compacto para permitir la observación de la NLR (líneas estrechas). La radiación del continuo óptico-UV-rayos X se origina en regiones próximas al SMBH (el óptico-UV en el AD), y se observa tras la dispersión en regiones más alejadas (p. ej., por electrones libres). En ciertos casos (**Sy II**) se ha observado alguna línea ancha fuertemente polarizada, lo que indica que la radiación ha sufrido dispersión, y prueba la existencia de una **Sy I** oculta.



- Todas las luminosidades: gran unificación

También se pueden incluir **QSOs** y blazares (objetos **BL Lac** y **OVV**) dentro de un esquema unificado. Los **QSOs** serían como Seyferts, pero más luminosos y con mayor ritmo de acreción de masa ( $L \propto dM/dt$ ). Un blazar es el mismo tipo de fuente, pero vista en la dirección del JET.

Objetos oscurecidos por el toroide de polvo (**Sy II** y **QSO II**)



Objetos no oscurecidos (**Sy I** y **QSO I**)

Blazares

La población de **QSOs II** es elusiva y no son vistos en el óptico. Sin embargo, AGNs luminosos y altamente oscurecidos son necesarios para explicar el fondo de rayos X.

- AGNs activos y no activos en radio

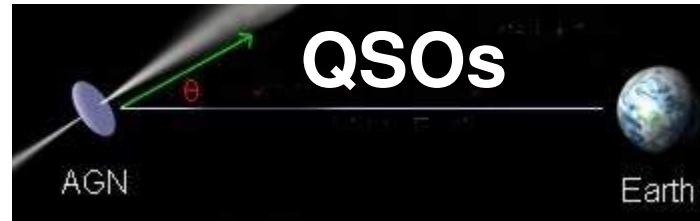
También se ha intentado explicar la razón por la cual algunos AGNs tienen actividad a longitudes de onda de radio, y otros no. La posible diferencia física es el spin del SMBH. Más concretamente, la diferencia puede estar en el spin específico  $a = J/M$ .

### ACTIVOS

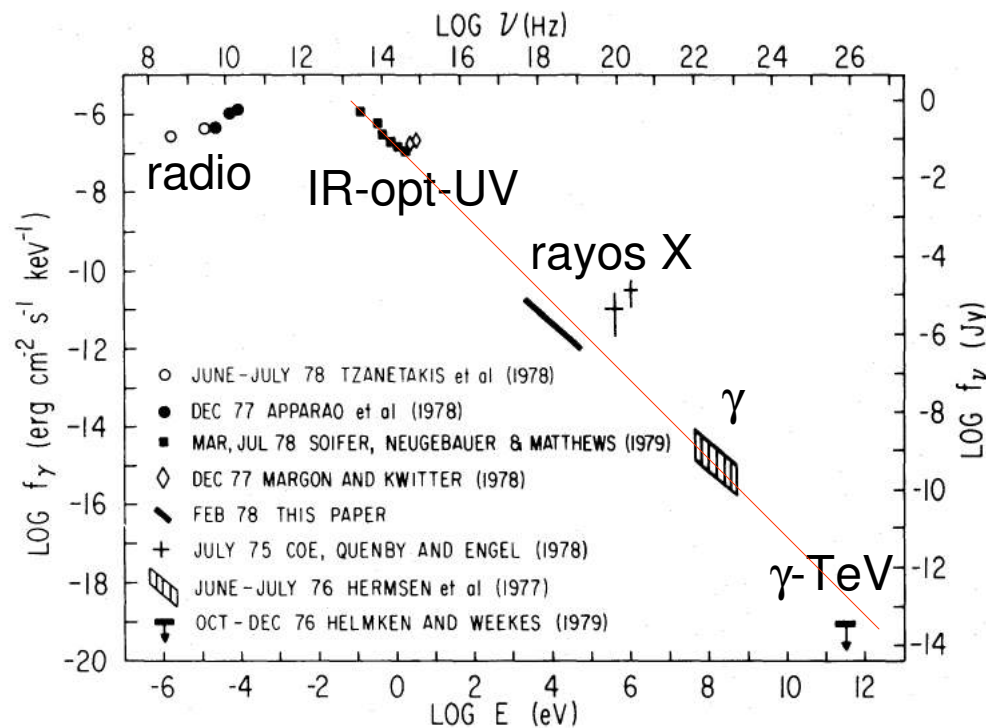
- ▶ Alto spin específico ( $a \sim 1$ )
- ▶ Presencia de JETS en los cuáles se produce una importante emisión de ondas de radio (p. ej., los blazares son activos)
- ▶ JETS son alimentados por la energía rotacional extraída

### NO ACTIVOS

- ▶ Spin específico pequeño ( $a \ll 1$ )
- ▶ Ausencia de JETS
- ▶ Espectro producido por el AD (emisión térmica) más la corona (emisión térmica/no térmica)



## ESPECTRO: Emisión del continuo



Los QSOs radian en un amplio rango de frecuencias (desde  $\nu \approx 1$  GHz hasta rayos  $\gamma$  de muy alta energía). La variación global del flujo  $F_\nu$  (erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> Hz<sup>-1</sup>) con  $\nu$  se puede representar (aproximadamente) mediante una ley de potencias del tipo  $F_\nu = k\nu^{-\alpha}$ , donde el índice espectral es próximo a 1 ( $\alpha \sim 1$ ). Así, la energía radiada en torno a una frecuencia  $\nu$  (p. ej., en una banda de anchura  $\Delta\nu = \nu/2$ ), proporcional a  $\nu F_\nu$ , es aproximadamente independiente de  $\nu$ . Este es un comportamiento muy diferente al de los blazares.

- RADIO

La mayor parte de los QSOs no emiten señales de radio ( $\nu \approx$  varios GHz) fácilmente detectables. Solo  $\sim 10\%$  de los cuasares descubiertos en el óptico tienen una radioemisión medible a 5 GHz. Cuando hay actividad en radio, la emisión proviene generalmente de una fuente compacta con espectro relativamente plano ( $\alpha \approx 0.5$ ), a veces asociada con componentes más extendidas (JETS).

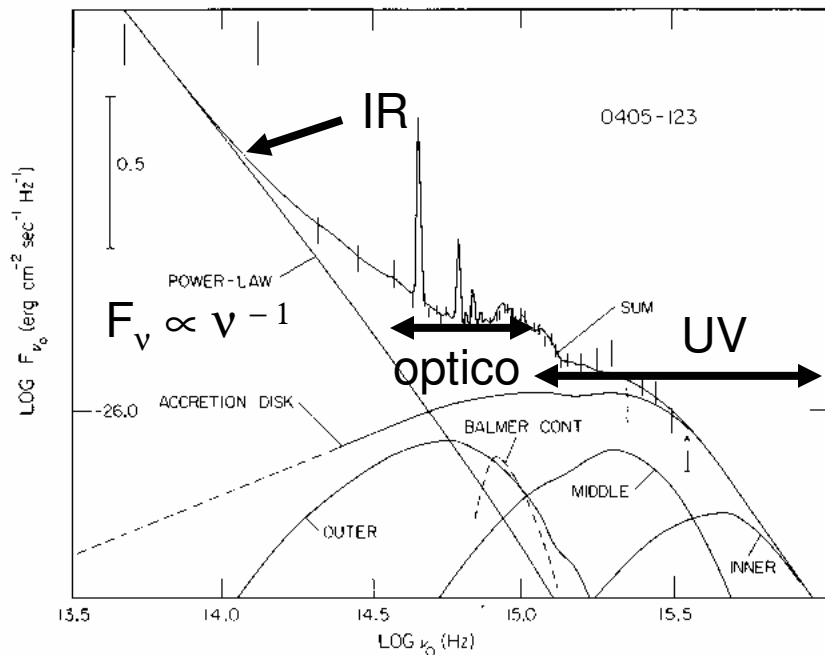
- IR

Desde  $\lambda \approx 100 \mu\text{m}$  hasta el visible, el espectro sigue una ley de potencias con  $\alpha = 1-1.2$ . Cuando se comparan los datos en el IR cercano (telescopios terrestres) y los del satélite IRAS, se observa un exceso de emisión entre  $2 \mu\text{m}$  y  $1 \text{mm}$  (exceso IR). Esta región espectral contiene el 3% de la energía total emitida, y parece tener un origen térmico. La radiación probablemente proviene del polvo en el toroide alrededor del AD, y quizás de una región polvorienta más extendida. Los fotones UV y ópticos emitidos por el AD son los responsables del calentamiento de los granos de polvo.

Observaciones con IRAS muestran una gran similitud entre los espectros de QSOs activos e inactivos en radio, en el rango espectral  $10-100 \mu\text{m}$ . Esto indica que el corte espectral en los inactivos ocurre en el dominio milimétrico. La ausencia de radiación de baja frecuencia puede ser debida a un cambio brusco en la distribución de energía de los electrones, absorción por un plasma térmico situado entre la fuente y nosotros, o autoabsorción sincrotrón.

## ● OPTICO-UV

Para comparar las propiedades de QSOs a diferentes desplazamientos al rojo ( $z$ ), necesitamos considerar longitudes de onda en el sistema de referencia de la fuente:  $\lambda = \lambda_{\text{obs}}/(1 + z)$ . En la figura vemos el espectro del cuásar PKS 0405-123 ( $z = 0.57$ ) junto con un modelo de un AD alrededor de un SMBH con rotación muy rápida. La emisión térmica del AD es separada en tres regiones: interna ( $\leq 10 R_S$ ), intermedia ( $10\text{-}50 R_S$ ) y externa ( $50\text{-}500 R_S$ ). La suma de los tres espectros regionales conduce a un espectro total que básicamente puede explicar los datos UV. La situación en el óptico es más compleja, ya que parece necesaria la presencia de una componente adicional. Extendiendo la ley de potencias del IR ( $\alpha \approx 1$ ) hasta frecuencias más altas, se puede explicar la emisión óptica.



Así, la radiación IR sería producida por una componente con espectro  $F_{\nu} \propto \nu^{-1}$ , la radiación visible estaría relacionada (en este caso) con dicha componente y con la emisión térmica del AD (región externa), y finalmente, la radiación UV tendría su origen en el disco de gas caliente. Al superponer la emisión del AD a la ley de potencias se produce el llamado exceso UV.

- RAYOS X

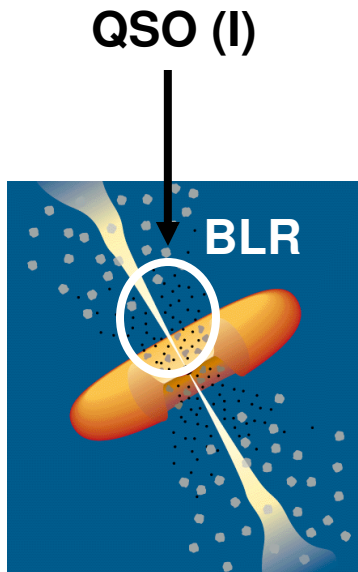
Entre 2 y 100 keV, el espectro sigue una ley de potencias  $F_\nu \propto \nu^{-0.7}$  (para  $E < 2$  keV, el espectro muestra una discontinuidad debido a absorción por elementos pesados).

El origen de la emisión es relativamente incierto, aunque se piensa que el efecto Compton inverso juega un papel relevante. Los datos de QSOs en el UV y rayos X son esenciales, ya que nos informan acerca de una región muy próxima a la “maquinaria central” (SMBH). Los QSOs también están relacionados con la interpretación del fondo de rayos X.

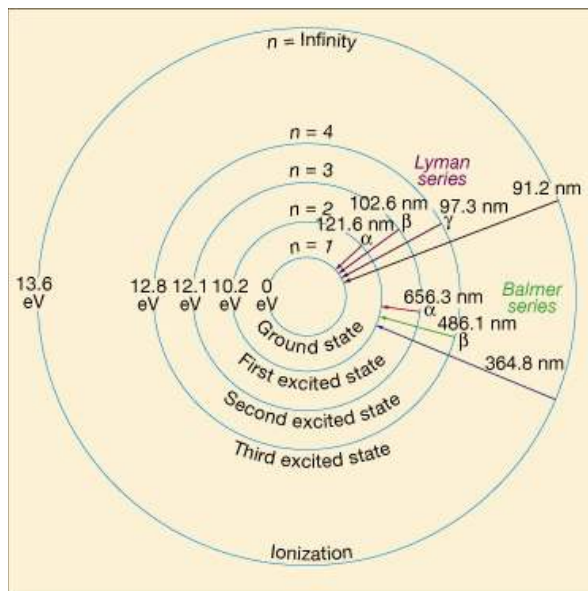
## ***Líneas de emisión***

Podemos distinguir dos categorías principales de líneas: anchas y estrechas. Análisis de los perfiles y las intensidades relativas, nos proporcionan información sobre la cinemática del gas emitiendo, densidad, masa, etc. La fuente compacta (AD) emite un continuo que es reprocesado por nubes de gas a su alrededor: absorción → re-emisión. Los estados térmico y de ionización del gas son determinados por diferentes procesos micro-físicos, los cuales corresponden a la física atómica/molecular.

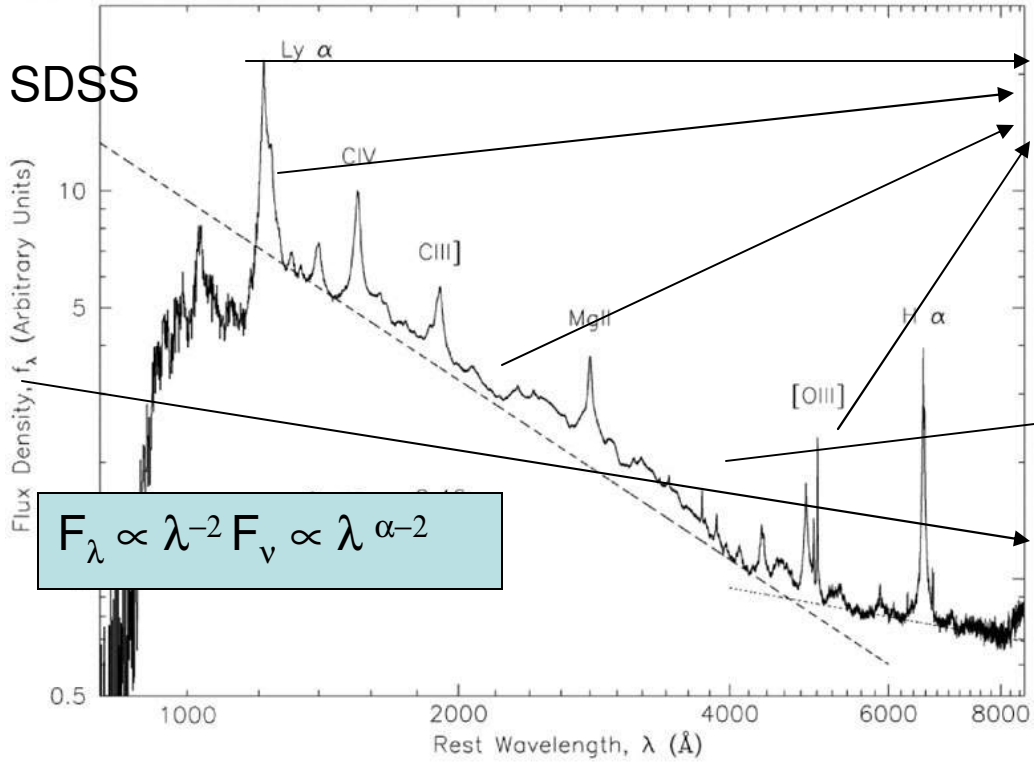
## ► LINEAS ANCHAS (PERMITIDAS) PRODUCIDAS EN LA BLR



Principalmente se observan líneas de hidrógeno ( $\text{Ly}\alpha$  y de la serie Balmer:  $\text{H}\alpha$ ,  $\text{H}\beta$  y  $\text{H}\gamma$ ),  $\text{CIV}$  y  $\text{MgII}$ . En una primera aproximación, el perfil aparece como una suma de dos componentes: una ancha caracterizada por  $\Delta V = c \Delta\lambda_{1/2}/\lambda = 10^3\text{-}10^4$  km/s, donde  $\Delta\lambda_{1/2}$  es la anchura a mitad de altura (o FWHM), y una estrecha con  $\Delta V = 100\text{-}300$  km/s ( $\rightarrow$  NLR). Esta última componente está mucho mejor definida en las líneas prohibidas que aparecen de forma aislada. Los perfiles de las componentes anchas, a veces son altamente asimétricos, y a menudo difieren unos de otros. Los datos no conducen a una única cinemática. Es posible un halo esférico con nubes orbitando al SMBH, o un disco con nubes rotando en torno al SMBH. En la BLR (donde se generan las líneas anchas) la densidad es muy alta como para producirse líneas prohibidas. Las observaciones indican que la densidad electrónica debe ser  $n_e \approx 10^9$  cm<sup>-3</sup>. El medio fotoionizado tiene una temperatura  $T \approx 10^4$  K.



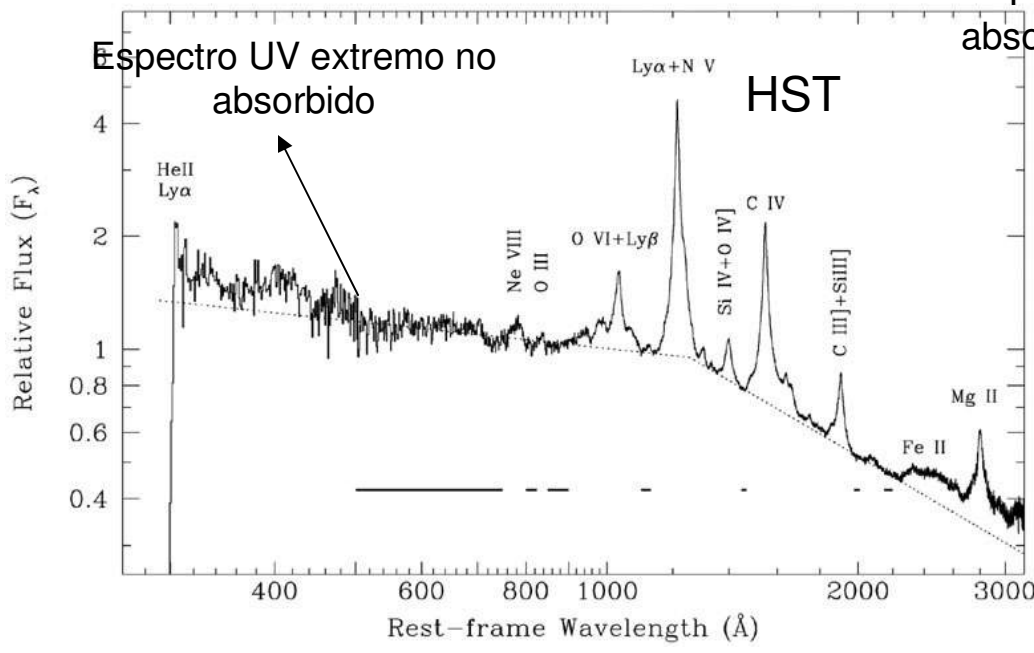




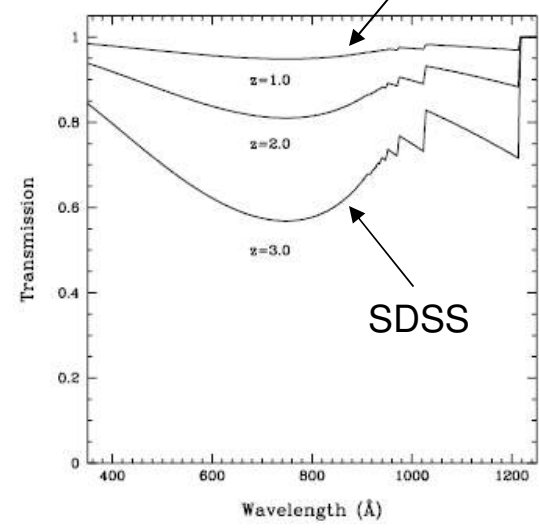
Líneas anchas permitidas (BLR)

Línea estrecha prohibida (NLR) – se pone entre [ ]

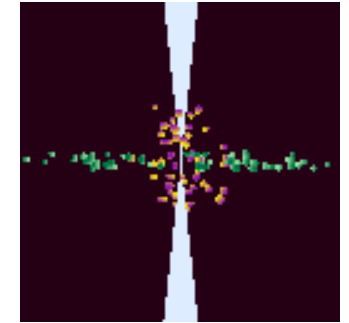
Espectro UV extremo fuertemente absorbido por H neutro en sistemas intervinientes (entre el QSO y el observador)



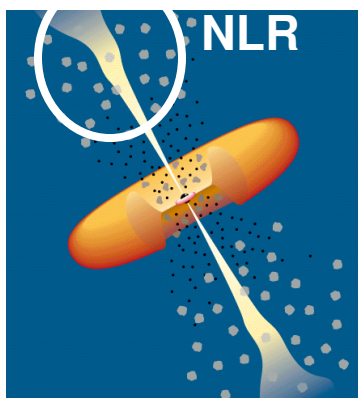
Para obtener el espectro UV extremo no absorbido (HST), se ha corregido la absorción por H neutro



- Información espectral conduce a un radio de la BLR:  $R \approx pc$ , si la luminosidad ionizante es  $L_{ion} \approx 10^{47}$  erg/s ( $R \propto L_{ion}^{1/2}$ ). También se deduce que la BLR no es una región homogénea, sino formada por pequeñas nubes densas ocupando una pequeña fracción del volumen. Solamente el 10% del continuo ionizante observado es absorbido por el gas en las nubes, y este valor representa el orden de magnitud del factor de cobertura superficial de las nubes que constituyen la BLR. De una forma detallada, se piensa que la BLR tiene dos partes: (1) zona interna de relativamente alta densidad, probablemente esférica y con nubes incluyendo átomos altamente ionizados, y (2) zona externa menos densa, con nubes moviéndose más lentamente y formando una estructura aplanada. En la zona externa los átomos retienen la mayoría de sus electrones (gas en estado de baja ionización).



**QSO (I)**

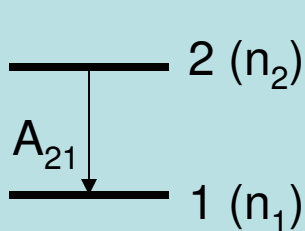


► LINEAS ESTRECHAS (PERMITIDAS Y PROHIBIDAS)  
PRODUCIDAS EN LA NLR

La NLR es una región muy externa de un QSO, situada entre la región nuclear y la región circumnuclear estelar de la galaxia que hospeda al QSO. En varios aspectos es similar a la BLR, pero tiene una densidad menor y las nubes se mueven con velocidades más bajas (por ello las líneas de emisión son estrechas). Debido a su baja densidad, el gas puede producir líneas “prohibidas”, que no aparecen en la emisión de gas con alta densidad.

- Las líneas “prohibidas”

Las líneas prohibidas provienen de excitaciones por colisiones, y se producen en condiciones que no se dan en el laboratorio (de ahí el término “prohibidas”). Dos de las líneas permitidas más importantes (MgII  $\lambda 2798$  y CIV  $\lambda 1549$ ) también son debidas a excitación mediante colisiones. Para un átomo con dos niveles, la ecuación de equilibrio ( $1 \rightarrow 2 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1} = 2 \rightarrow 1 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ ) es



$$n_1 n_e \langle v \sigma_{12}(v) \rangle = n_2 A_{21} + n_2 n_e \langle v \sigma_{21}(v) \rangle ,$$

donde  $\sigma_{12}$  y  $\sigma_{21}$  son secciones eficaces de excitación y desexcitación por colisiones con electrones, y  $A_{21}$  es la probabilidad de desexcitación radiativa por unidad de tiempo.

Definiendo una densidad crítica  $n_c = A_{21} / \langle v \sigma_{21}(v) \rangle$ , podemos analizar dos regimenes diferentes. Para alta densidad ( $n_e \gg n_c$ ), la emisividad vale  $j_{21} = n_2 A_{21} h\nu_{21} \ll n_2 n_e \langle v \sigma_{21}(v) \rangle h\nu_{21} \approx n_1 n_e \langle v \sigma_{12}(v) \rangle h\nu_{21} = X n_e^2 \langle v \sigma_{12}(v) \rangle h\nu_{21}$  ( $n_1 = X n_e$ ). En este caso la desexcitación es principalmente causada por colisiones (no radiativa) y la emisividad es muy pequeña. Sin embargo, para baja densidad ( $n_e \ll n_c$ ), la emisividad vale  $j_{21} = n_2 A_{21} h\nu_{21} \approx n_1 n_e \langle v \sigma_{12}(v) \rangle h\nu_{21} = X n_e^2 \langle v \sigma_{12}(v) \rangle h\nu_{21}$ . Ahora domina la desexcitación radiativa y la emisividad es mucho mayor que en el caso anterior. Para las líneas permitidas, el valor de  $A_{21}$  es 10 órdenes de magnitud mayor que para las transiciones radiativas “prohibidas”. Así, su densidad crítica será inmensa y la emisividad será proporcional a  $n_e^2$ , como en el caso de las “prohibidas”. La NLR emitirá ambos tipos de líneas.

# VARIABILIDAD

## ► Escalas de tiempo de las variaciones del continuo óptico-UV

### ● Escala de tiempo dinámica

Si el gas en el AD órbita en torno a un SMBH de masa  $M$ , la escala de tiempo dinámica de la materia en el radio  $r$  está relacionada con la velocidad angular kepleriana:  $\tau_{\text{orb}} = 2\pi\Omega_k^{-1} = 2\pi(r^3/GM)^{1/2}$ . Esta escala de tiempo corresponde al periodo orbital de la materia (para radios mayores que  $10R_S$ , podemos despreciar los efectos de la relatividad general). La escala de tiempo de caída libre desde un radio  $r$  hasta el SMBH es también del mismo orden de magnitud,  $\tau_{\text{cli}} \approx (r^3/GM)^{1/2}$ .

Podemos re-expresar  $\tau_{\text{orb}}$  en la forma

$$\tau_{\text{orb}} \text{ (s)} = 6 \times 10^4 (r/r_{\text{in}})^{3/2} (M/10^8 M_{\odot}) ,$$

donde  $r_{\text{in}} = 3R_S = 6GM/c^2$ . Para escalas típicas de fluctuaciones en las curvas de luz del continuo UV ( $\approx 2600 \text{ \AA}$ ) de cuásares brillantes ( $\tau \approx 100$  días), se deduce  $M \approx 10^9 M_{\odot}$  (si las fluctuaciones están relacionadas con inestabilidades locales dinámicas). El radio de emisión  $r$  es proporcional a  $[M(dM/dt)]^{1/3} \lambda^{4/3}$ . Para estimar  $M$ , aparte de la con la longitud de onda, se usa una estimación razonable del ritmo de acreción de masa (o del ritmo de acreción relativo a la masa).

- Escala de tiempo térmica

La escala de tiempo térmica  $\tau_{\text{ter}} \approx \alpha^{-1}(r^3/GM)^{1/2}$  representa el tiempo para difusión vertical de calor. Aparte de la masa del SMBH y el radio de emisión, también depende del parámetro de viscosidad del disco  $\alpha$ . Tomando como referencia un valor  $\alpha = 0.1$ ,

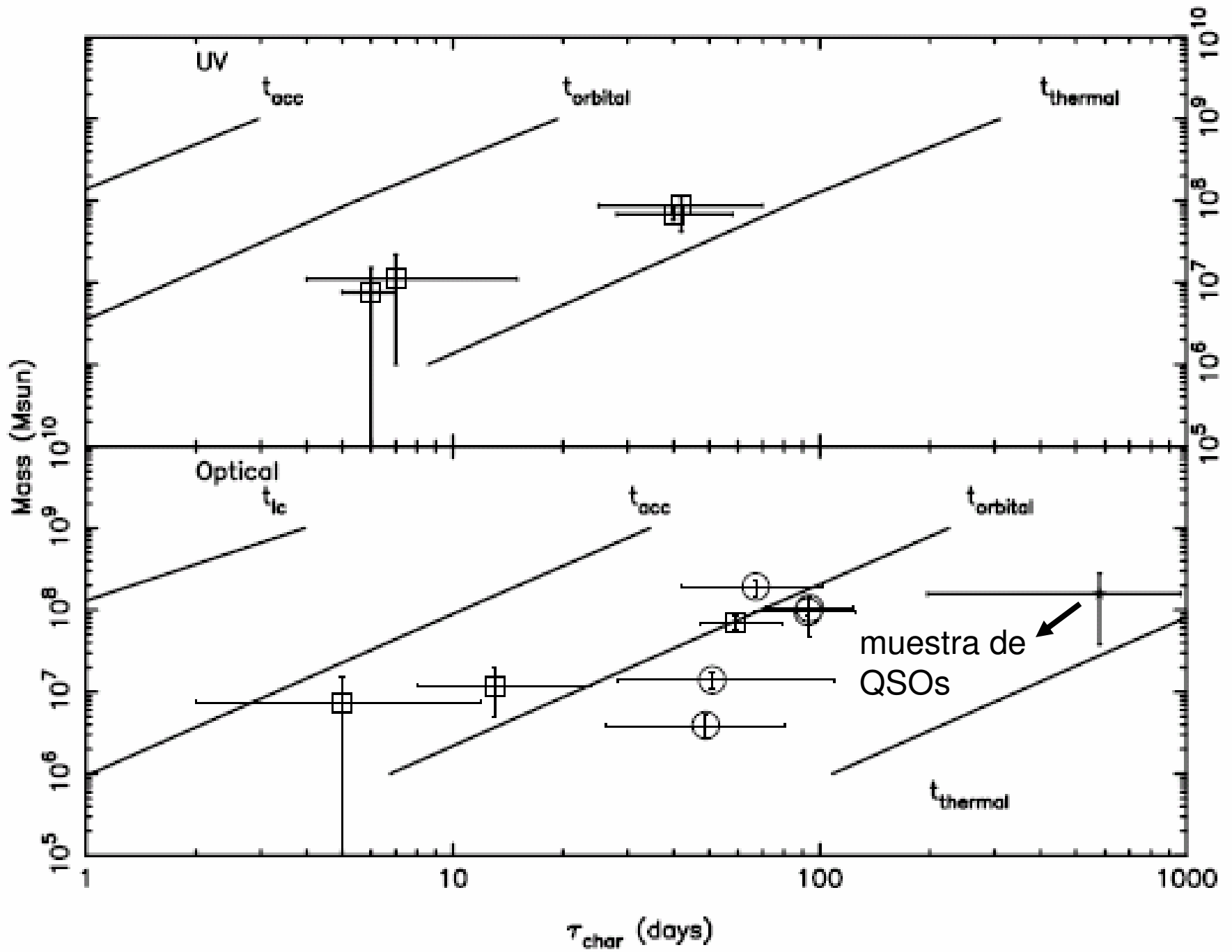
$$\tau_{\text{ter}} (\text{s}) = 10^5(0.1/\alpha)(r/r_{\text{in}})^{3/2}(M/10^8M_{\odot}) .$$

Para cuásares brillantes ( $\tau \approx 100$  días a  $\lambda \approx 2600 \text{ \AA}$ ), se deduce  $M \approx 10^7 M_{\odot}$ . Suponemos que las fluctuaciones observadas están relacionadas con inestabilidades locales térmicas, y que el parámetro de viscosidad vale  $\alpha \approx 0.01$ .

- Escala de tiempo viscosa

La escala de tiempo viscosa  $\tau_{\text{vis}} \approx (r/h)^2\tau_{\text{ter}}$  (h es el espesor del disco) está relacionada con el movimiento radial (por viscosidad) de los elementos de gas en el radio r.

- Escalas de tiempo no locales (asociadas a procesos que tienen lugar en regiones diferentes a las de emisión)



► Masa del SMBH mediante reverberación en la BLR

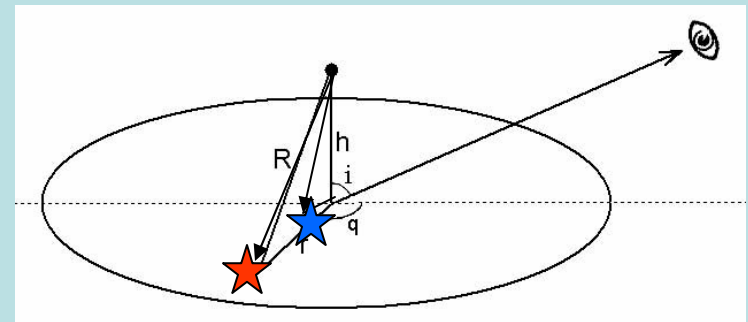
La radiación del continuo alcanza la BLR tras un tiempo de propagación  $\tau = R_{\text{BLR}}/c$ . Entonces, tras una variación del continuo, se producirá una variación similar en las líneas anchas al cabo de un tiempo  $\tau$  (reprocesado o reverberación de la señal). Este retardo entre eventos del continuo y de la BLR se puede medir fácilmente, y nos conduce a  $R_{\text{BLR}}$ . Por otro lado, la anchura de las líneas de emisión ( $v_{\text{FWHM}}$  o FWHM en km/s) nos informa sobre el movimiento de las nubes de gas orbitando al SMBH. Suponiendo que los movimientos son de origen gravitatorio:

$$M = f^2 R_{\text{BLR}} V_{\text{FWHM}}^2 / G,$$

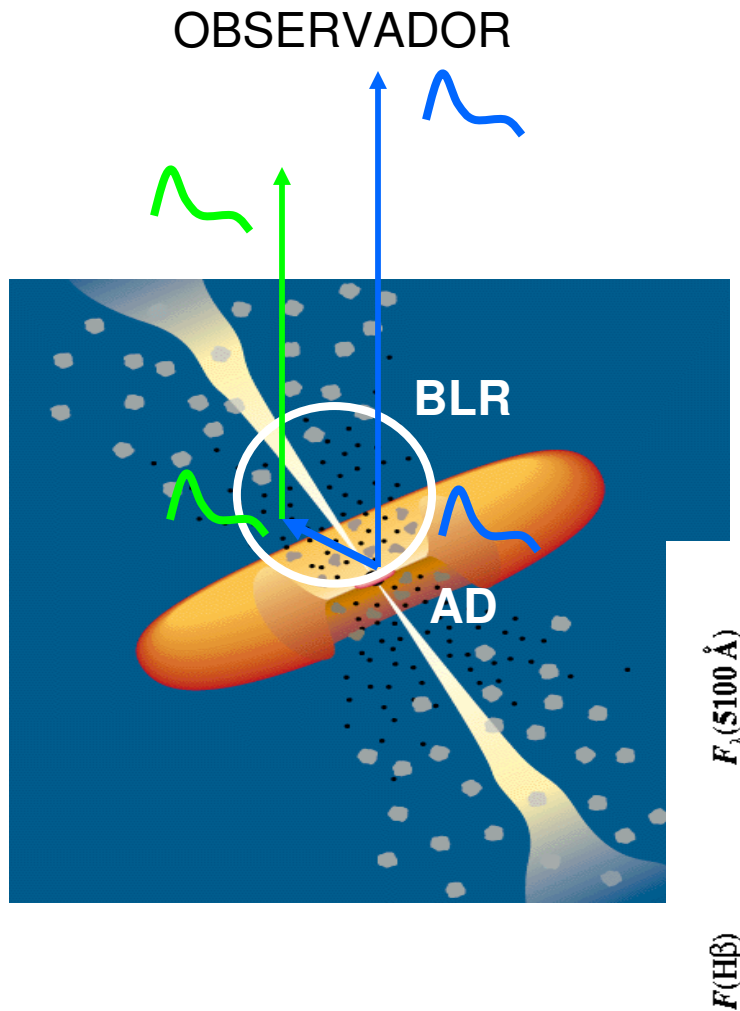
donde  $f^2$  es un factor geométrico relacionado con la distribución de órbitas de las nubes en la BLR ( $f^2 \approx 1$ ).

► Variabilidad del continuo por reverberación en el AD

Las regiones de emisión en el óptico-UV (AD) pueden ser irradiadas por la emisión en el UV extremo o rayos X producida en las proximidades del eje de rotación (¿JETS?). Entonces, una fluctuación de alta energía es reprocesada en una cara del AD y conduce a variaciones a diferentes longitudes de onda, pero produciéndose primero las UV y azules, y más tarde las rojas. Los retardos cromáticos serían de días.

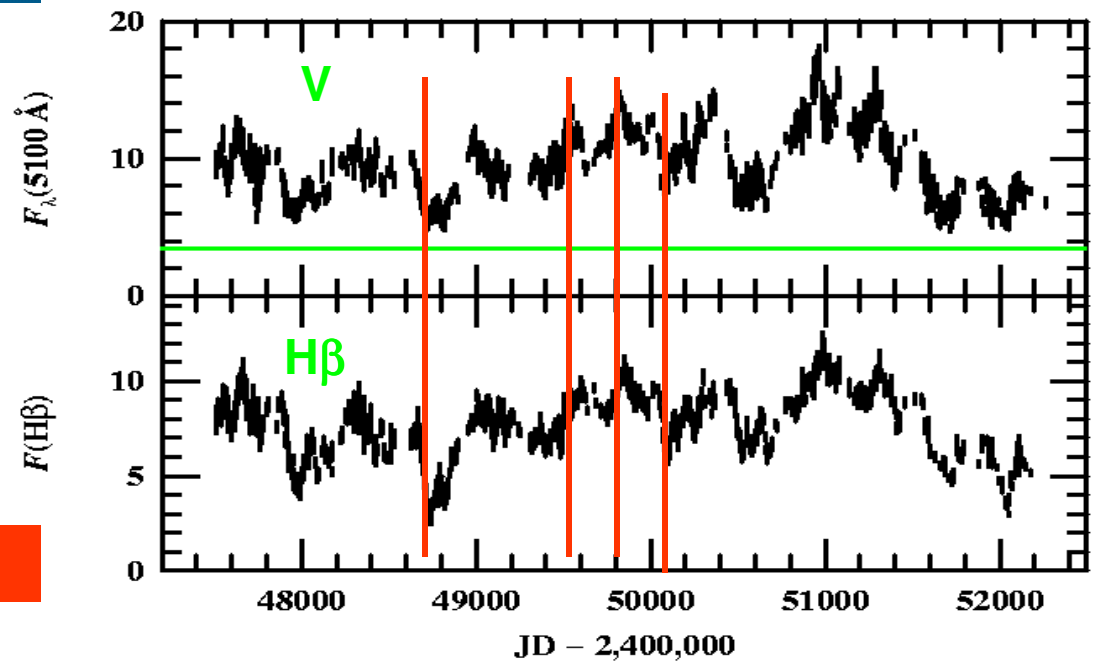


## Reverberación del continuo óptico-UV (AD) en 1a BLR



NGC 5548 (Sy I,  $z = 0.0175$ )

- El AD produce un continuo variable que ioniza y calienta el gas de su entorno, el cual produce las líneas de emisión anchas (BLR)
- La cinemática y la geometría de la BLR pueden ser estudiadas midiendo la respuesta de las líneas de emisión a variaciones del continuo óptico-UV





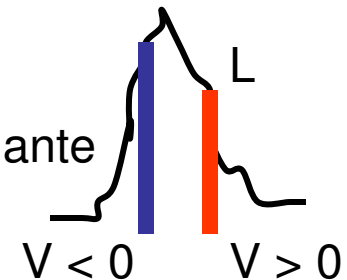
## Hipótesis para hacer un mapa de la BLR mediante reverberación

- El continuo se origina en una sola fuente central (no necesariamente isótropa). Se supone que la fuente del continuo ( $10^{-4}$ - $10^{-3}$  pc) es mucho menor que la BLR (0.01-0.1 pc)
- La escala de tiempo relevante es el tiempo de viaje de la radiación emitida por la fuente central hasta alcanzar la BLR ( $\tau \sim 10$ -100 días). Las nubes de la BLR responden instantáneamente ( $\tau_{\text{res}} \ll \tau$ ), y la estructura geométrica es estable:  
$$\tau_{\text{din}} \sim (R_{\text{BLR}}/V_{\text{FWHM}}) \text{ y } \tau/\tau_{\text{din}} \sim V_{\text{FWHM}}/c \ll 1$$
- Existe una relación sencilla (no necesariamente lineal) entre el continuo observado y el continuo ionizante

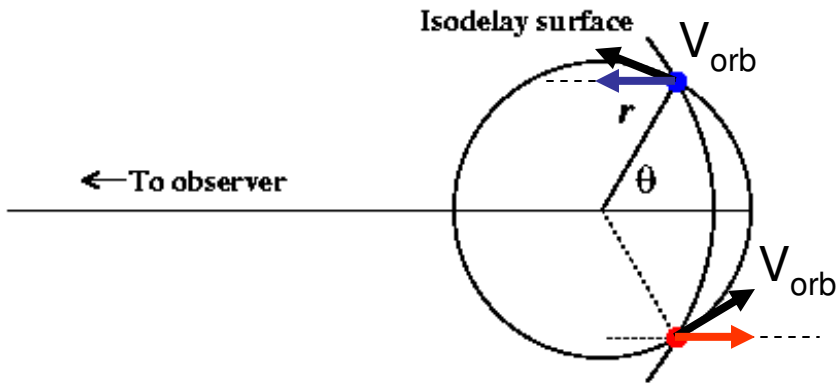
$$L(t, V) = \int \Psi(\tau, V) C(t - \tau) d\tau$$

L = línea, C = continuo,  $\Psi$  = mapa velocidad-retardo

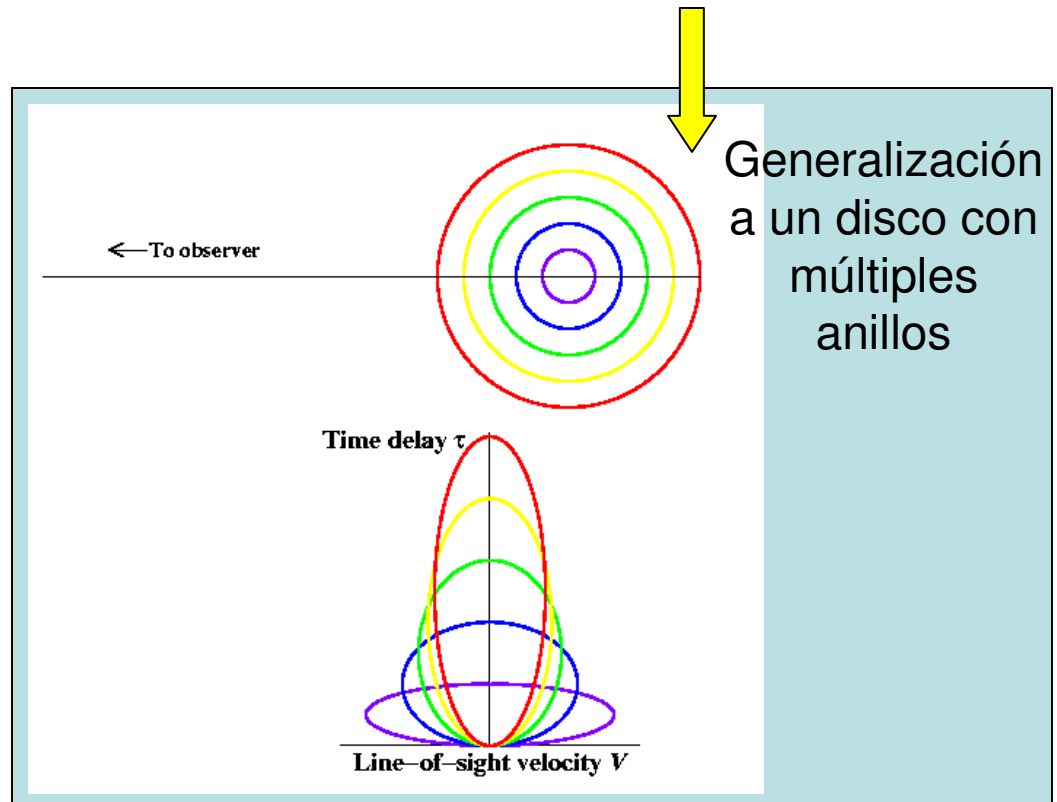
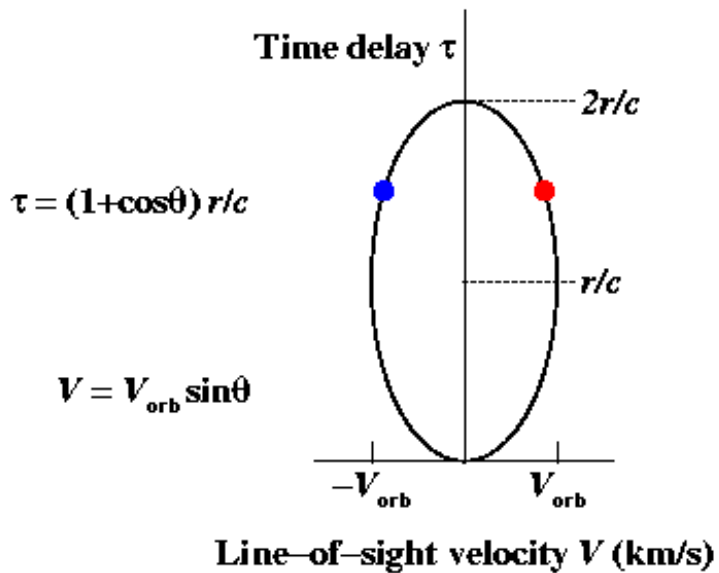
El objetivo es construir el mapa velocidad-retardo mediante observaciones



## Ejemplo: anillo de canto (“edge-on”)



- Nubes en una órbita circular con una inclinación de  $90^\circ$ , y moviéndose a una velocidad orbital  $V_{orb}$
- La órbita circular conduce a una elipse en el plano  $(V, \tau)$

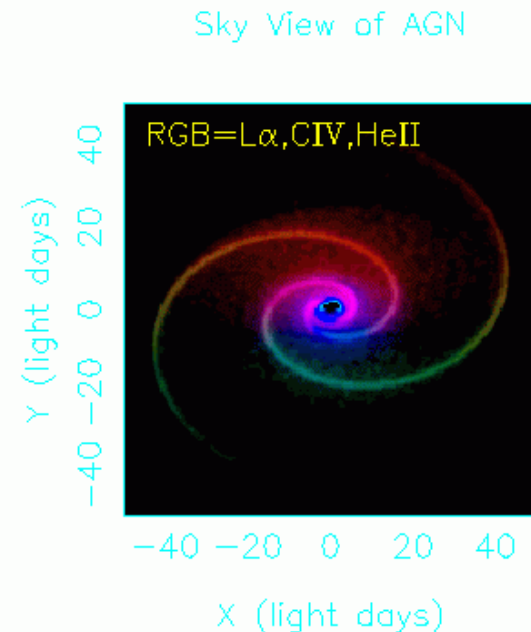
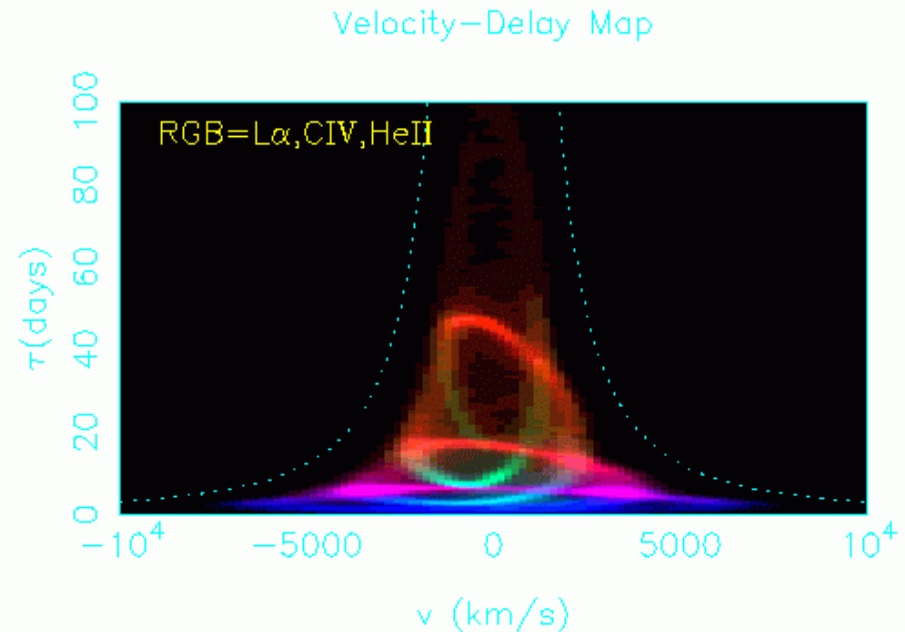


## Construyendo mapas $V$ - $\tau$ mediante datos reales

- Para obtener un mapa preciso, simulaciones indican que se necesita: alta resolución temporal ( $\leq 0.2$  días), seguimiento de larga duración (varios meses), resolución espectral moderada ( $\leq 600$  km s<sup>-1</sup>), y alta homogeneidad y relación señal-ruido (S/N  $\sim 100$ )

### • Conclusiones:

- Mapas de reverberación son una herramienta básica para comprender la estructura de AGNs
- Tamaños de BLRs se han medido para varias decenas de AGNs, obteniendo las masas de los SMBHs (precisión limitada por la ignorancia de la geometría/cinemática de las BLRs)  $\rightarrow$  ¡HST y nuevos satélites!

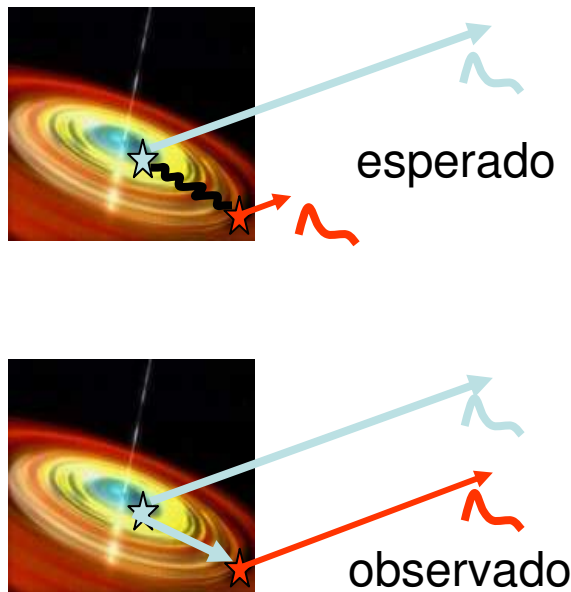


## *“Lamp-post model”: interacción entre la corona/JET y el AD*

- Desde la última década del siglo pasado se ha dedicado un gran esfuerzo (teoría y observación) en tratar de describir las regiones centrales de galaxias activas (AGNs). Como los tamaños son muy pequeños, no es posible obtener imágenes directas a media-alta energía (óptico-UV-rayos X) mediante la tecnología actual. La información proviene de la técnica de reverberación temporal: el seguimiento de las fluctuaciones de brillo a lo largo del espectro electromagnético, comparando las amplitudes y retardos observados a diferentes longitudes de onda con las predicciones de varios modelos
- Aunque trabajos iniciales sobre reverberación se concentraron en la estimación del tamaño de la BLR (ver pág. 30; Netzer & Peterson 1997), también se constató que era viable un estudio de la estructura del AD, midiendo retardos entre variaciones en flujos UV y ópticos. El continuo óptico-UV se piensa que es generado en un AD geoméricamente delgado y ópticamente espeso (ver págs. 5-7), que radia (con un espectro de cuerpo negro) la energía cinética de acreción disipada localmente (p. ej., Malkan & Sargent 1982, Malkan 1983, Laor & Netzer 1989, Sun & Malkan 1989). De este modo, el seguimiento de la variabilidad del continuo óptico-UV y la medida de los correspondientes retrasos entre bandas espectrales, conducen a ligaduras sobre modelos de ADs

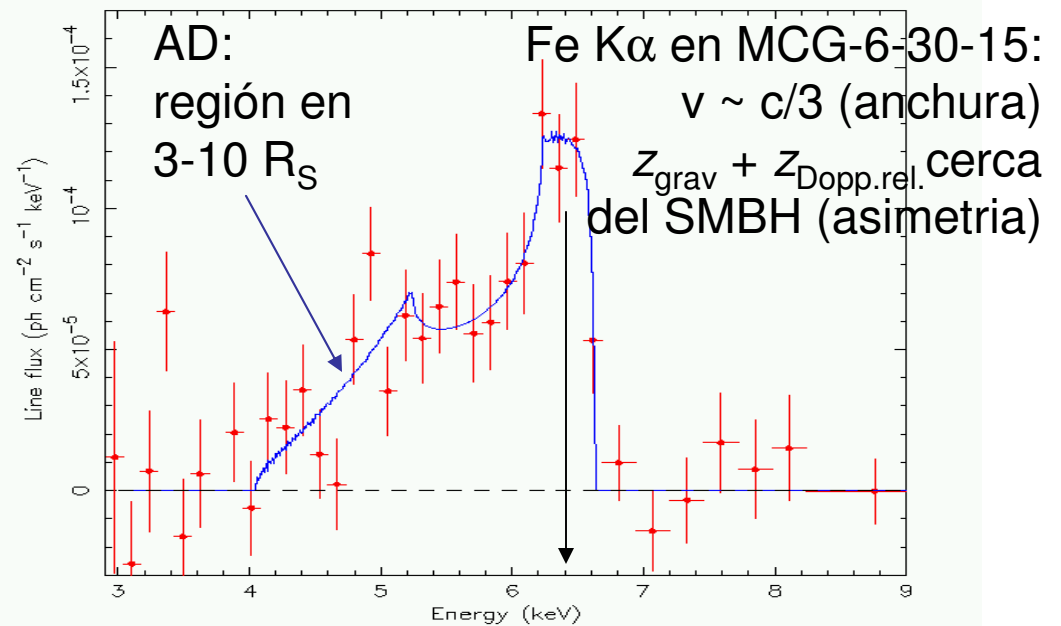
- Primeras sorpresas:

Los primeros esfuerzos ya mostraron que los retardos entre bandas espectrales eran mucho más cortos que los esperados para la mayoría de los modos de propagación de información en un AD standard (geom. delgado)



- Solución:

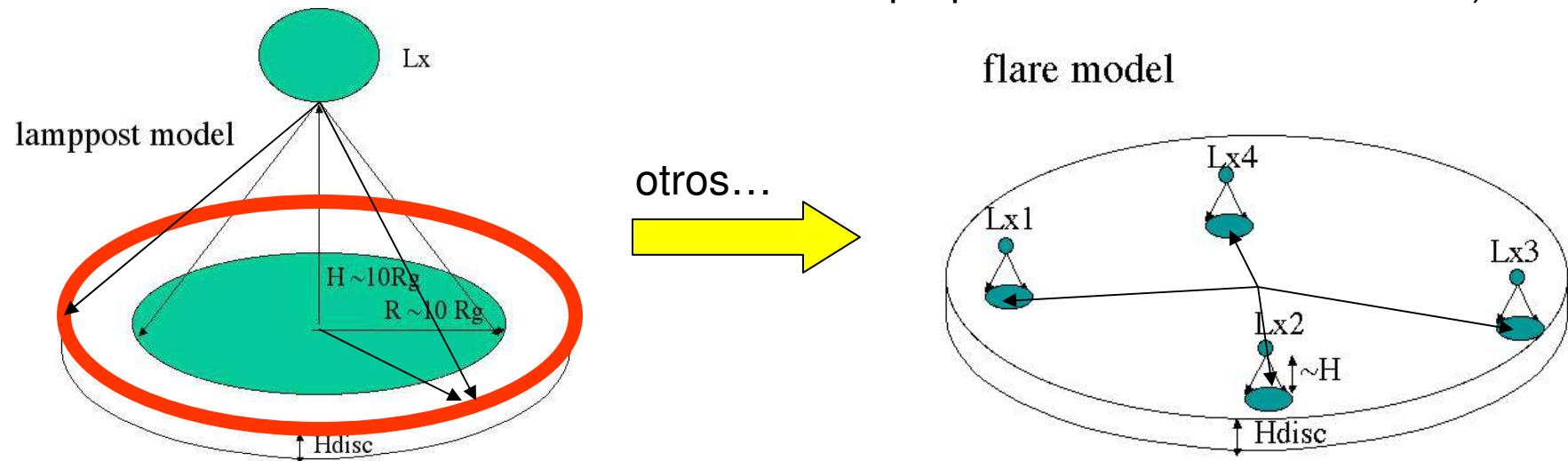
Las observaciones sugerían que la variabilidad cuasi-instantánea (retardos más cortos que el ritmo de muestreo) era completamente debida al reprocesado en el AD de radiación de más alta energía (p. ej., rayos X) producida en la región central y a una cierta altura sobre el AD (Collin-Souffrin 1991, Krolik et al 1991). La sugerencia también era consistente con la evidencia de reflexión de rayos X en el AD (Pounds et al. 1990), y la presencia de líneas de Fe  $K\alpha$  en espectros de rayos X (p. ej., Tanaka et al. 1995, Fabian et al. 2000).



- El escenario standard (“lamppost model”):

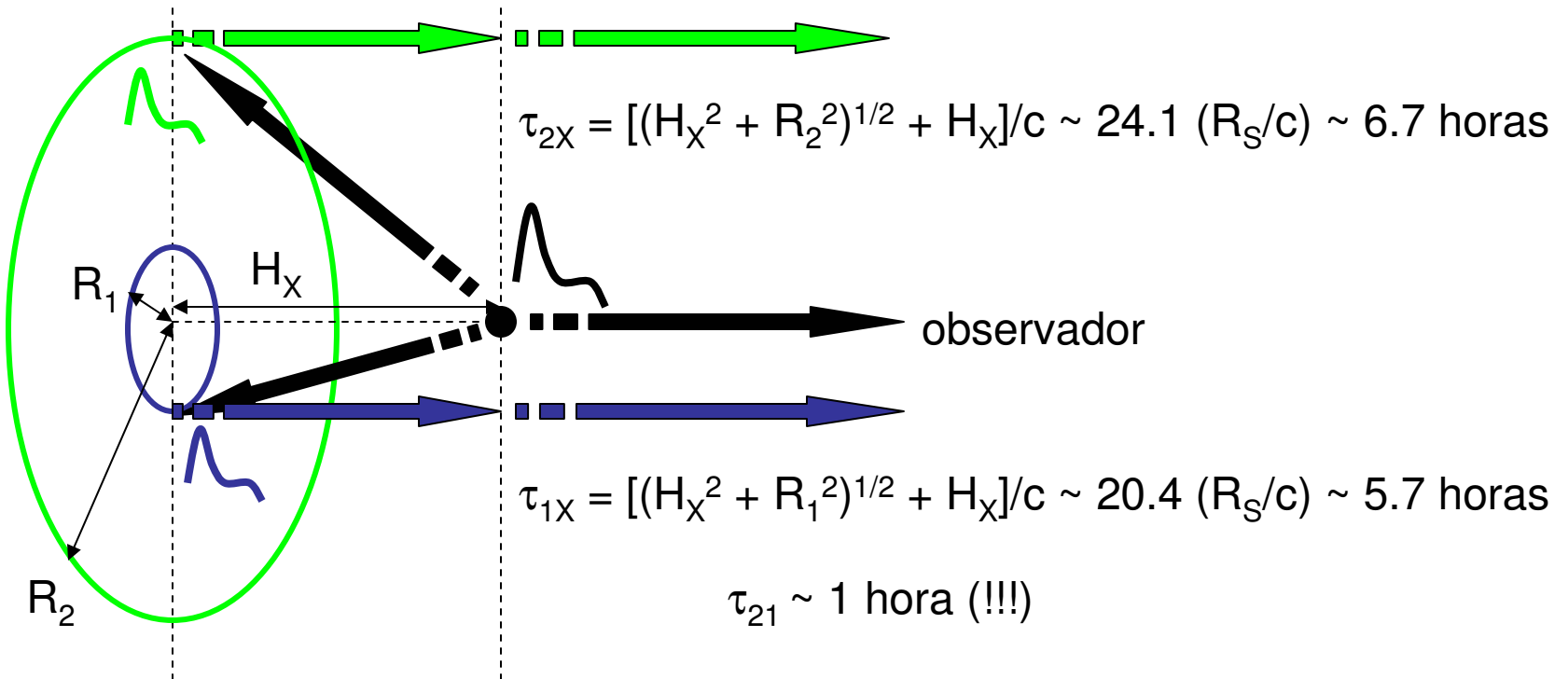
Surge un escenario consistiendo en un AD standard que libera la energía cinética disipada en forma de radiación de cuerpo negro, y que es irradiado por una fuente central de alta energía (EUV o rayos X), localizada a una altura  $H_x$  por encima del DA (o modelada como una fuente central esférica de radio  $H_x$ )

La fuente central de rayos X puede estar relacionada con una corona caliente o un JET. En el modelo de corona caliente, los fotones ópticos-UV del AD son fotones “semilla”, que tras sufrir efectos Compton inversos con electrones energéticos de la corona, producen rayos X. Rayos X también pueden generarse a cierta altura en el interior/ambiente de un JET. Los rayos X de la fuente son reprocesados por el AD irradiado para proporcionar los rayos X reflejados, la línea de Fe  $K\alpha$  y la variabilidad rápida del continuo óptico-UV (una fracción de la radiación de alta energía incidente es reemitida como radiación térmica superpuesta a la intrínseca al AD)



- Requisitos para obtener el mapa de reverberación:

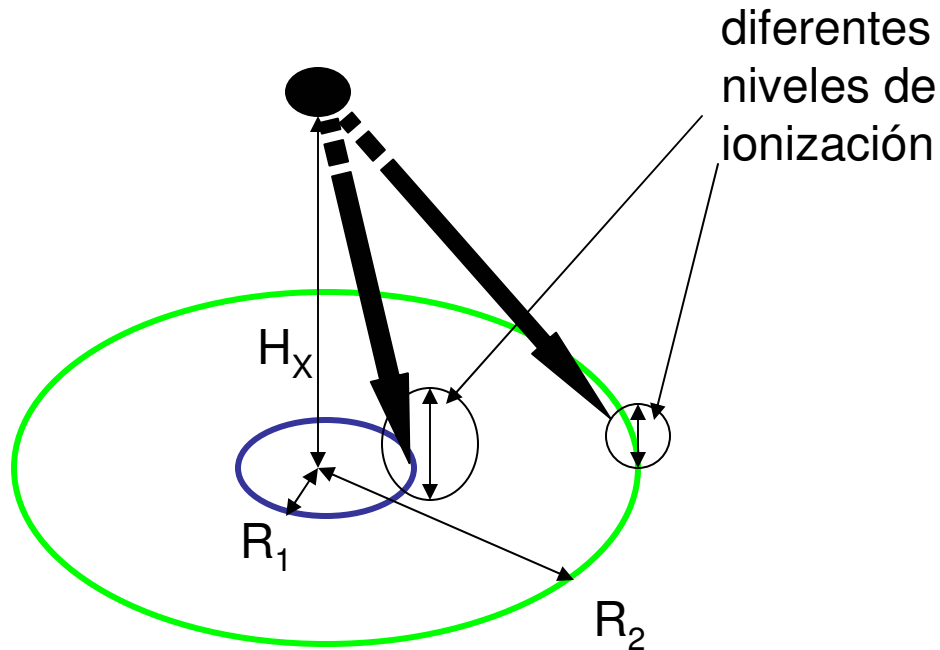
Se requiere un ritmo de muestreo suficientemente alto (curvas de luz en el óptico, UV y rayos X), condicionado por los retardos que se pretenden medir. Para una fuente puntual de rayos X situada a una altura  $H_X \sim 10 R_S$  ( $M = 10^8 M_\odot$ ), que irradia dos anillos de un AD de cara (“face-on”), situados a radios  $R_1 \sim 3 R_S$  y  $R_2 \sim 10 R_S$ :



Al mismo tiempo, la campaña de seguimiento debe tener una duración suficientemente larga, para detectar fluctuaciones prominentes y producir una correlación cruzada entre bandas espectrales que sea fiable

- Irradiación del AD y albedo (reflexión de rayos X)

Cálculos detallados (Nayakshin et al. 2000) indican que la formación de una capa ionizada sobre la superficie del AD irradiado por rayos X, puede influenciar sensiblemente el albedo del AD (es decir, la razón entre radiación reflejada e incidente)



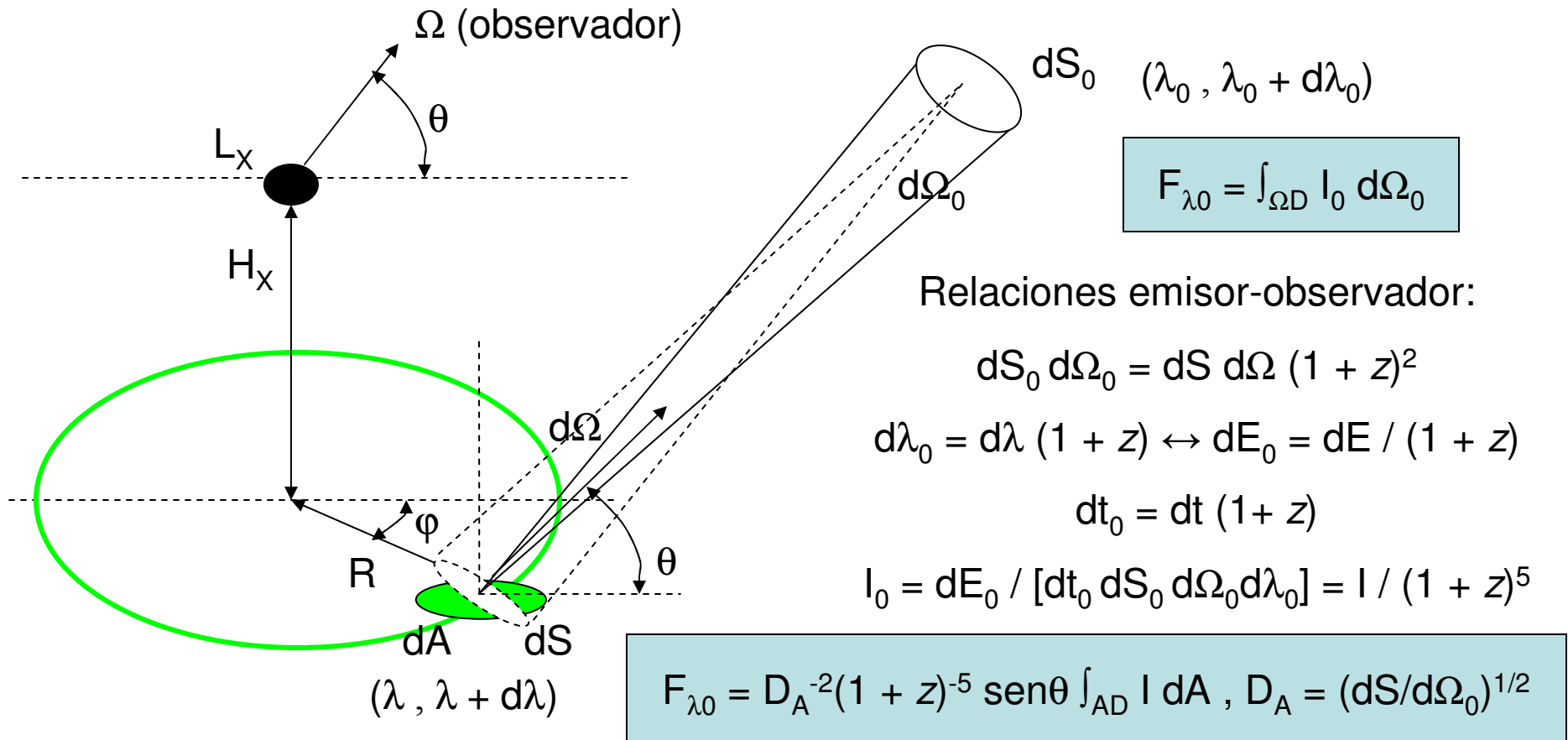
En la capa ionizada se producen colisiones Thomson (efecto Compton acromático: la energía de los fotones no cambia) con los electrones libres. El espesor óptico (o profundidad óptica) para este efecto puede ser importante en ciertos anillos internos del AD, conduciendo a que la mayor parte de los fotones incidentes sufran una colisión

Tras las colisiones  $\gamma_x$ -e, suponiendo groseramente que todos los ángulos de dispersión son igualmente probables, el 50% de los  $\gamma_x$  serían reflejados (reemitidos hacia el exterior del disco), mientras que el otro 50% sería absorbido en el AD y reemitido como radiación óptica-UV. Así, se pueden alcanzar albedos  $A = 0.5$  en ciertas condiciones, o  $A = 0.2$  para gas casi neutro (p. ej., Czerny et al. 2008)



- Reprocesado térmico de rayos X

La fracción  $1 - A$  de los rayos X que no son reflejados por el disco, será absorbida y reprocesada en radiación térmica. Las fluctuaciones del continuo óptico-UV pueden ser estimadas, calculando las variaciones de temperatura sobre la superficie del AD que son inducidas por el flujo variable de rayos X. Berkley et al. (2000) y Kazanas & Nayakshin (2001) han planteado el problema usando el modelo "lamppost". Si nos concentramos en un observador a latitud  $\theta$ , entonces:



La contribución del elemento de gas  $dA$  en  $(R, \varphi)$  a la emisión en el tiempo  $t$  hacia el observador a latitud  $\theta$ , está asociada a la luminosidad de la fuente de rayos X en un tiempo  $t - \tau(R, \varphi; \theta)$ , donde  $\tau(R, \varphi; \theta) = [(R^2 + H_X^2)^{1/2} - R \cos\theta \cos\varphi + H_X \sin\theta]/c$

$$\int_{AD} I dA =$$

$$2 \int_{[R_{in}, R_{out}]} R dR \int_{[0, \pi]} d\varphi I =$$

$$\int_{[R_{in}, R_{out}]} dR \int_{[\tau_l, \tau_t]} d\tau S(R, \tau) I$$

**CAMBIO DE VARIABLES:  $(R, \varphi) \rightarrow (R, \tau)$**

$$S(R, \tau) = 2R(\partial\varphi/\partial\tau) = 2R[(\tau - \tau_l)(\tau_t - \tau)]^{-1/2}$$

$$\tau_l = [(R^2 + H_X^2)^{1/2} - R \cos\theta + H_X \sin\theta]/c$$

$$\tau_t = [(R^2 + H_X^2)^{1/2} + R \cos\theta + H_X \sin\theta]/c$$

$$F_{\lambda 0}(t_0) = D_A^{-2}(1+z)^{-5} \sin\theta \int_{[R_{in}, R_{out}]} dR \int_{[\tau_l, \tau_t]} d\tau S(R, \tau) B_{\lambda}\{T_{AD}[(R, \tau), t]\},$$

donde  $B_{\lambda}(T_{AD}) = (2hc^2/\lambda^5) [\exp(hc/\lambda k_B T_{AD}) - 1]^{-1}$  es la función de Planck. Si nos fijamos en el anillo de radio  $R$ , las temperaturas  $T_{AD}$  relevantes para la emisión en  $t$  son las producidas por la disipación viscosa en el AD (igual para todos los elementos del anillo e independiente del tiempo) y el reprocesado de rayos X (para un observador a latitud  $\theta$ , aparece un retardo  $\tau$  para cada elemento del anillo, tal que su calentamiento por irradiación es inducido por  $L_X$  en  $t - \tau$ )

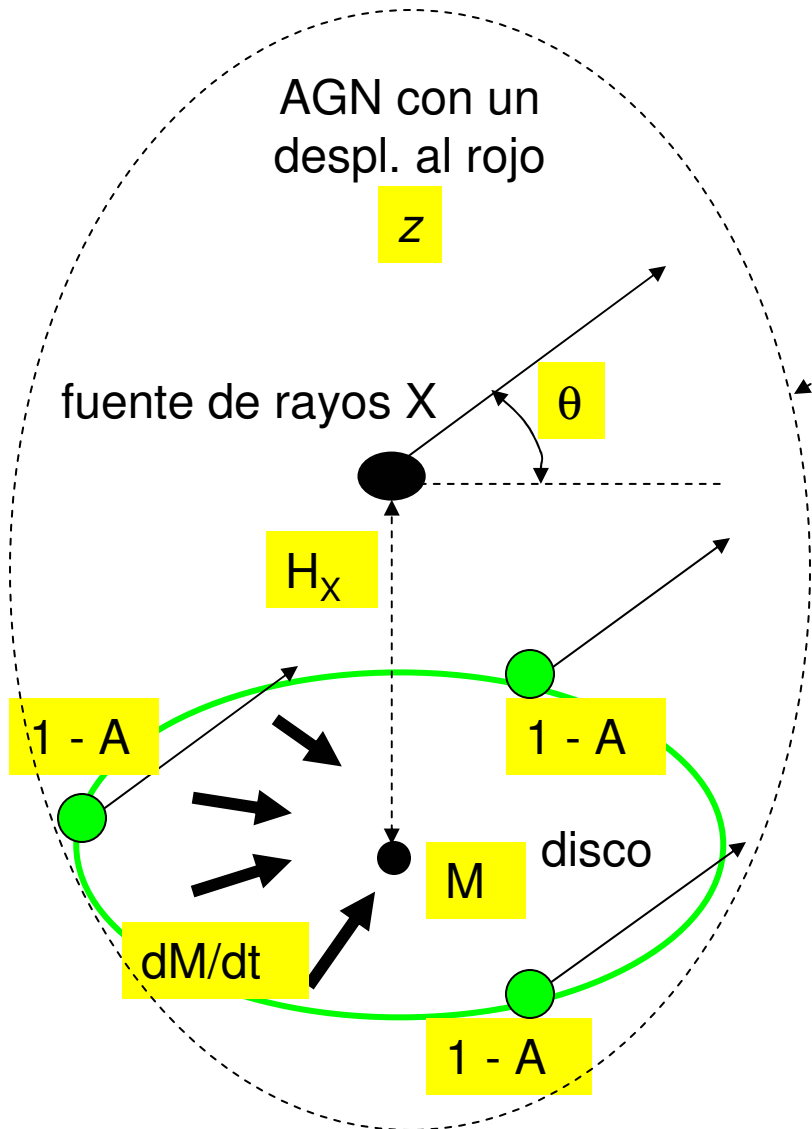
reproc. rayos X

$$T_{AD}[(R, \tau), t] = \left\{ \frac{3}{8\pi\sigma} \left( \frac{GM}{R^3} \right) \left( \frac{dM}{dt} \right) \left[ 1 - \left( \frac{R_{in}}{R} \right)^{1/2} \right] + \frac{1}{4\pi\sigma} L_X(t - \tau) (1 - A) H_X (H_X^2 + R^2)^{-3/2} \right\}^{1/4}$$

disipac. visc. (págs. 5-6)

$R_{in} = 3R_S, R_{out} = 10^3 R_S$  y  $A$  es el albedo promediado sobre el AD

# Método de reverberación: rayos X vs. continuo óptico-UV



- $dt_0 = (1 + z) dt \rightarrow t_0 = (1 + z) t + t_*$

$$t_* = 0$$

- $F_X(t_0 - \tau_0) = L_X(t - \tau)/[4\pi D_L^2]$

$$\tau_0 = (1 + z) \tau$$

- $F_{\lambda 0}(t_0) \rightarrow \mu F_{\lambda 0}(t_0)$

$\mu$  es un factor de transmisión AGN-observador, que tiene en cuenta la posible magnificación y/o extinción de la luz

$$F_{\lambda_0}(t_0) = \mu R_S^2 D_A^{-2} (1+z)^{-5} \sin\theta \int_{[r_{in}, r_{out}]} dr \int_{[y_l, y_t]} dy S_* B(T)$$

$$T = \left\{ \frac{3}{16\pi} (M_t c^2 / \sigma R_S^2) r^{-3} [1 - (r_{in}/r)^{1/2}] + (D_L/R_S)^2 [F_X(t_0 - y\tau_{S0}) / \sigma] (1-A) h_X (h_X^2 + r^2)^{-3/2} \right\}^{1/4}$$

$$M_t = dM/dt, R_S = 2GM/c^2, r = R/R_S, h_X = H_X/R_S$$

$$\tau_{S0} = (1+z)R_S/c, y = \tau_0/\tau_{S0}$$

$$B(T) = [2hc^2(1+z)^5/\lambda_0^5] \{ \exp[(1+z)hc/\lambda_0 k_B T] - 1 \}^{-1}$$

$$S_* = S/c = 2r[(y - y_l)(y_t - y)]^{-1/2}$$

$$y_l = (r^2 + h_X^2)^{1/2} - r \cos\theta + h_X \sin\theta, y_t = (r^2 + h_X^2)^{1/2} + r \cos\theta + h_X \sin\theta$$

$$r_{in} = 3, r_{out} = 10^3$$

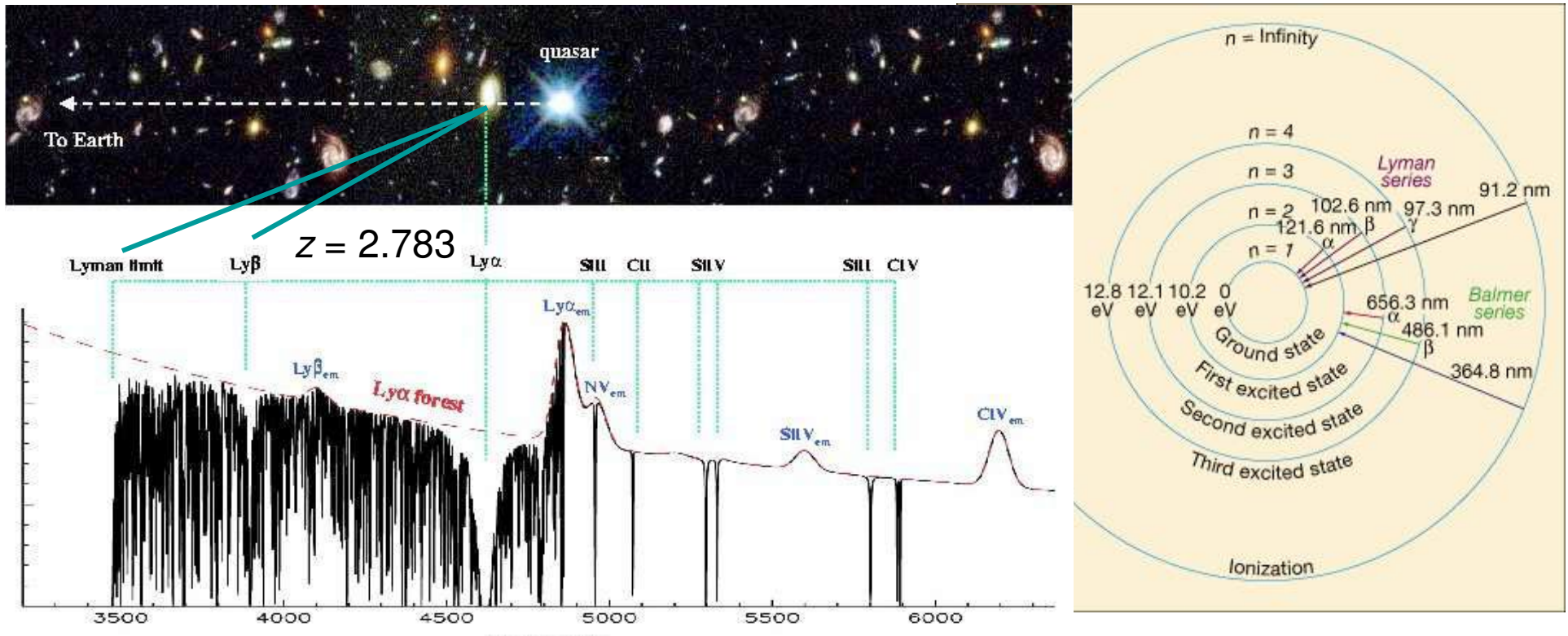
Con los flujos de rayos X corregidos por magnificación/absorción ( $F_X$ ) se pueden predecir curvas de luz del continuo óptico-UV  $F_{\lambda_0}$ . Tomando una cosmología standard, estas curvas de luz dependen de 7 parámetros:  $M$ ,  $M_t$  (disco),  $h_X$ ,  $A$  (geometría e interacción del sistema corona/jet-disco),  $z$  (desplazamiento al rojo del AGN),  $\theta$  (latitud del observador) y  $\mu$  (medio entre el AGN y el observador)

# SISTEMAS DE ABSORCION

- Estudios espectroscópicos detallados de QSOs son herramientas poderosas para analizar el contenido en gran escala del Universo

## *Bosque Lyman- $\alpha$ ( $Ly\alpha$ ): hidrógeno neutro*

Se observa una colección de líneas individuales conocida como bosque  $Ly\alpha$ , las cuales corresponden a la población de nubes de hidrógeno primordial



## Teoría básica de una línea de absorción

- Considerar un haz de luz con intensidad inicial  $I_\nu(0)$  cruzando un sistema de absorción (nube de gas) de espesor total  $L$ . Si  $x$  es la profundidad en la nube, entre  $x$  y  $x+dx$  se producirá una reducción de la intensidad del haz, que será proporcional a la densidad número de átomos absorbiendo  $n(x)$ , a la intensidad a dicha profundidad  $I_\nu(x)$  y al espesor diferencial  $dx$ :

$$dI_\nu = - \sigma_\nu n(x) I_\nu(x) dx,$$

donde  $\sigma_\nu$  es la sección eficaz de absorción y  $\sigma_\nu n(x)$  es la probabilidad de absorción por unidad de longitud en  $x$ . Integrando  $dI_\nu/I_\nu(x)$  entre 0 y  $L$ , se obtiene la ley exponencial  $I_\nu(L) = I_\nu(0) \exp(-\tau_\nu)$ , donde  $\tau_\nu = \sigma_\nu \int_{[0,L]} n(x) dx = \sigma_\nu N$ . La absorción en la nube está finalmente relacionada con su densidad columna  $N$  (átomos/cm<sup>2</sup>) y la sección eficaz  $\sigma_\nu$  (cm<sup>2</sup>)

- Perfil de línea

Para una transición atómica a frecuencia  $\nu_0$ , la sección eficaz puede descomponerse en dos factores:  $\sigma_\nu = \sigma_0 \Phi_\nu$ , donde  $\sigma_0$  incluye parámetros cuánticos de la transición y  $\Phi_\nu$  describe la forma (perfil) de la línea que se produce. La función de ensanchamiento  $\Phi_\nu$  está normalizada:  $\int \Phi_\nu d\nu = 1$ .

¿Por qué se produce un ensanchamiento de línea?

El ensanchamiento puede ser debido a varios factores. Principalmente,

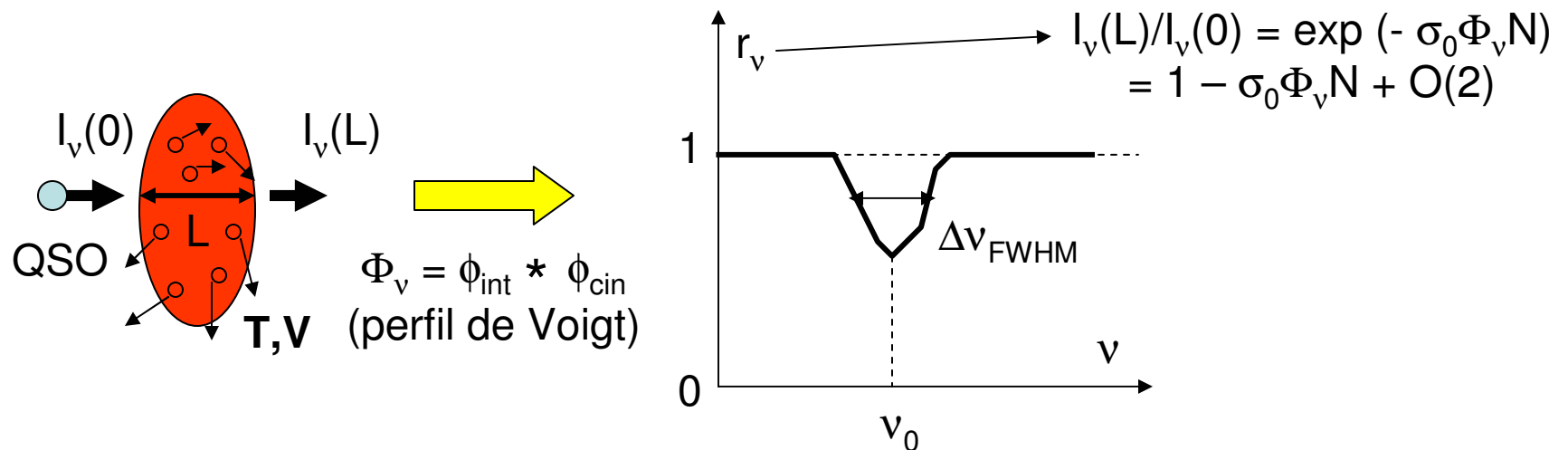
- **intrínseco** (efecto mecánico-cuántico): existe una incertidumbre en la energía de la transición, que se traduce en un ensanchamiento de la línea ( $\Delta\nu \propto \Delta E$ ). Aparece un perfil lorentziano ( $\Delta\nu_{FWHM} = \gamma/2\pi$  es la FWHM intrínseca):

$$\phi_{int} = (\gamma/4\pi^2) / [(\gamma/4\pi)^2 + (\nu - \nu_0)^2]$$

- **cinético** (efecto Doppler): debido al movimiento de los átomos que absorben la radiación. Si la nube tiene una temperatura  $T$ , aparece una agitación térmica dando lugar a un perfil gaussiano:

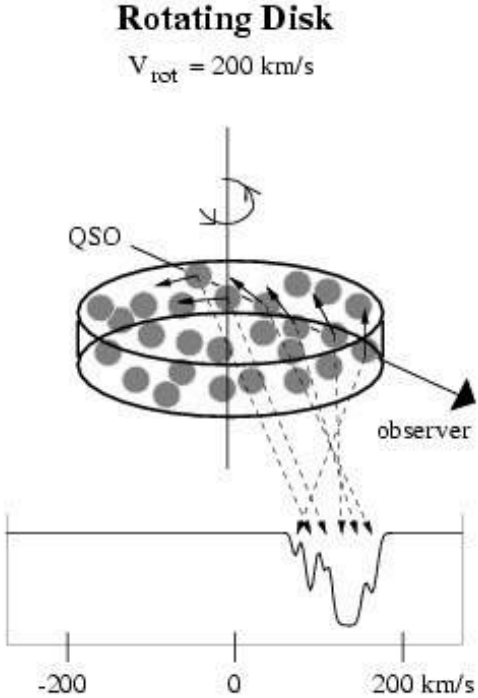
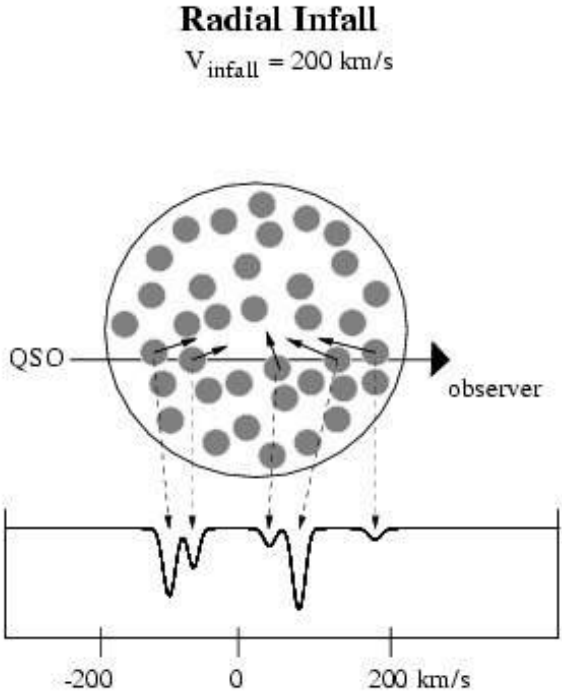
$$\phi_{cin} = (1/\pi^{1/2} \Delta\nu_D) \exp [ - (\nu - \nu_0)^2 / \Delta\nu_D^2 ],$$

con  $\Delta\nu_D = \nu_0(v_D/c)$  y  $v_D = (2k_B T/m)^{1/2}$ . Si existen movimientos turbulentos adicionales con velocidad típica  $V$ , se define una velocidad Doppler efectiva  $v_D = (2k_B T/m + V^2)^{1/2}$



$$v \rightarrow \lambda$$

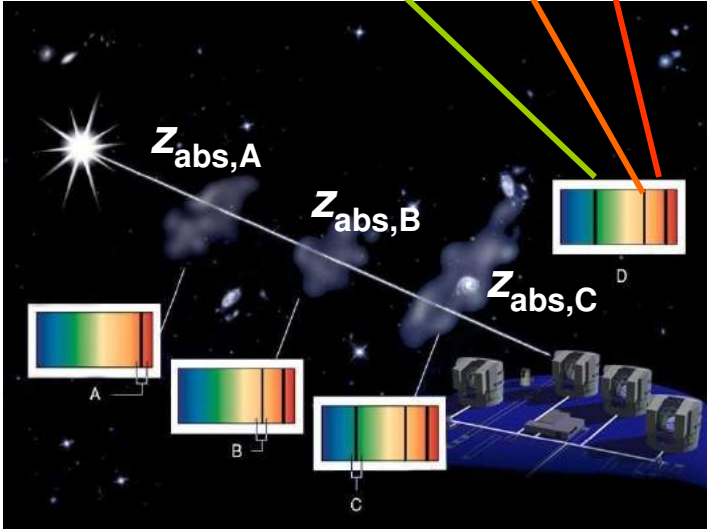
El ensanchamiento cinético (Doppler) de una línea no es únicamente sensible a movimientos “aleatorios” (térmicos o turbulentos). También es sensible a una distribución de velocidades con cierta “organización”



$$\lambda_A = \lambda_0 (1 + z_{\text{abs},A})$$

$$\lambda_B = \lambda_0 (1 + z_{\text{abs},B})$$

$$\lambda_C = \lambda_0 (1 + z_{\text{abs},C})$$



En general, no tendremos un solo sistema de absorción, sino varias nubes de gas interviniendo. Así, una misma transición atómica ( $\lambda_0$ ) puede observarse a diferentes longitudes de onda (diferentes  $z_{\text{abs}}$ )



En principio, la forma de una línea de absorción nos informa sobre los procesos involucrados y las condiciones del gas. También puede conducir a la determinación de la densidad columna  $N$ . Esto es solo posible cuando  $\Delta\lambda_{\text{FWHM}}(\text{Voigt}) \gg \Delta\lambda_{\text{FWHM}}(\text{instrum})$ , y por lo tanto, se puede ajustar el perfil observado a la convolución del instrumental con el natural. Sin embargo, las cosas son raramente tan simples, y típicamente no se puede resolver el perfil natural de una línea de absorción. Cuando  $\Delta\lambda_{\text{FWHM}}(\text{Voigt}) \sim \Delta\lambda_{\text{FWHM}}(\text{instrum})$ , se pierde la mayor parte de la información contenida en el perfil de Voigt.

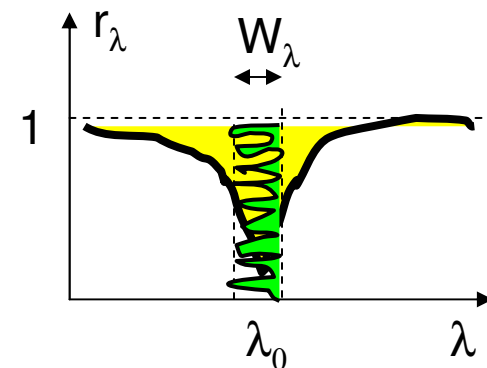
- Anchura equivalente

En espectros de baja resolución, se puede determinar una cantidad física relevante: la anchura equivalente  $W_\lambda$ . Esta es invariante a la convolución con el perfil instrumental e incluso se conserva cuando se han perdido los detalles del perfil natural. Su significado físico es el siguiente: es la anchura de una línea hipotética de tipo pozo rectangular para absorción total ( $r_\lambda = 0$ ), cuyo área es igual al de la línea real

$$W_\lambda = \int \{ [I_\lambda(0) - I_\lambda(L)] / I_\lambda(0) \} d\lambda = \int [1 - \exp(-\sigma_0 \Phi_\lambda N)] d\lambda$$

Para un sistema ópticamente delgado ( $\tau_\lambda = \sigma_0 \Phi_\lambda N < 1$ ),

$$W_\lambda = \int [\tau_\lambda - \tau_\lambda^2/2 + \dots] d\lambda = N \sigma_0 + O(2)$$



## Tipos de sistemas de absorción

- Nubes difusas del bosque Ly $\alpha$ : excesos de densidad en el medio intergaláctico con  $10^{12} \leq N(\text{HI}) \leq 1,6 \times 10^{17}$ . Estas nubes de baja densidad producen líneas de absorción con perfiles básicamente gaussianos
- Sistemas límite Lyman: nubes de gas con  $N(\text{HI}) > 1,6 \times 10^{17}$  producen líneas Ly $\alpha$  más intensas (a  $\lambda_0 = 1216 \text{ \AA}$  en los sistemas en reposo de las nubes). Además, debido a la alta cantidad de hidrógeno neutro, pueden absorber todos los fotones con  $E \geq 13.6 \text{ eV}$ . Los sistemas límite Lyman son así ópticamente espesos a esta radiación ionizante, lo que causa cortes en los espectros de QSOs (el límite Lyman corresponde a  $\lambda_0 = 912 \text{ \AA}$ )
  - Sistemas "damped" Ly $\alpha$  (DLAs): tienen muy poco hidrógeno ionizado (autoblindaje), y sus densidades columna  $N(\text{HI})$  son mayores que  $2 \times 10^{20}$ . En el intervalo  $z = 2-3,5$ , los DLAs contienen  $\sim 90\%$  del gas neutro en el Universo. Se cree que los DLAs pudieran ser progenitores de las galaxias actuales ( $z \ll 1$ ), ya que representarían la fase previa al colapso del gas en estrellas
- Sistemas metálicos: ciertos sistemas de absorción contienen alguno de los metales más abundantes (p. ej., OI, CII, CIV, MgII, SiII y FeII). Las líneas metálicas que se identifican más fácilmente son las que muestran dobletes (p. ej., CIV  $\lambda\lambda 1548, 1550$ ). Estas líneas metálicas tienen un ensanchamiento Doppler térmico significativamente menor que las líneas de hidrógeno:  $\Delta v_D \propto m^{-1/2}$

## ¿Metales en nubes del medio intergaláctico?

El origen de los metales en nubes de gas entre galaxias es un tema que ha suscitado gran interés. Inicialmente se pensaba que las nubes estarían formadas por los elementos ligeros producidos durante la nucleosíntesis primordial (basicamente H y He). Como los elementos mas pesados que el Li solo se producen en estrellas (o explosiones de supernovas), estos elementos pesados debieran observarse exclusivamente en halos de galaxias con poblaciones estelares. Sin embargo, la perspectiva actual es la siguiente:

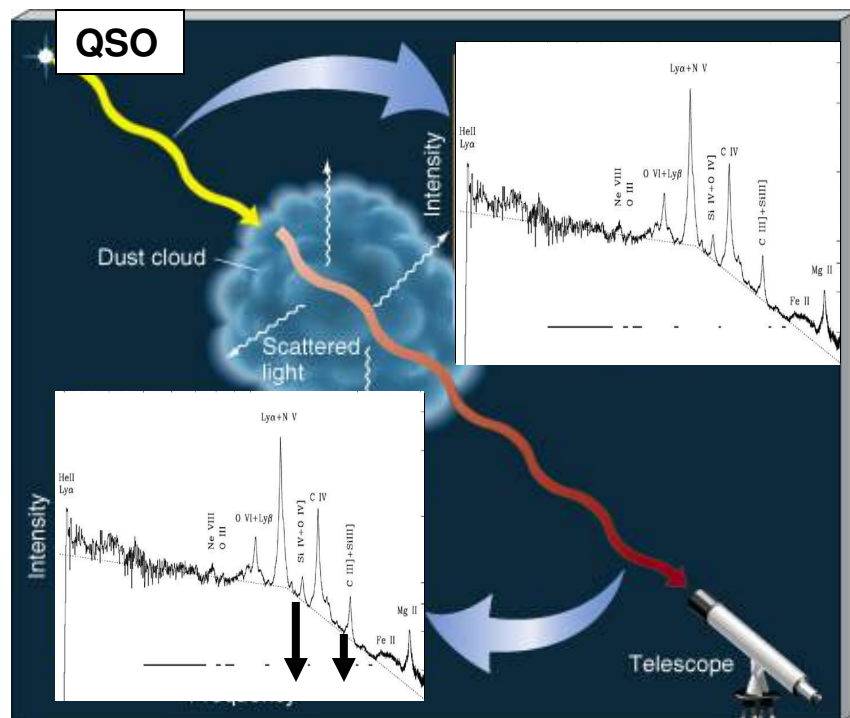
- Algunos sistemas metálicos están asociados con halos de galaxias difícilmente detectables a longitudes de onda ópticas
- Todo el medio intergaláctico parece contaminado por elementos pesados (incluso las nubes relativamente alejadas de galaxias). Una idea para explicar este hecho es la existencia de vientos en gran escala, diseminando materiales fuera de los ambientes galácticos durante largos periodos de tiempo. Estos vientos serian producidos y contaminados por supernovas

## *Gas y polvo*

El gas estará acompañado por **polvo**. Este polvo esta constituido por partículas (granos de polvo) con un tamaño típico de aproximadamente  $10^{-7}$  m ( $\sim 0,1 \mu\text{m}$ ), comparable a las longitudes de onda del ultravioleta y cercano a las longitudes de onda del visible

La capacidad de una partícula para dispersar un rayo de luz depende del tamaño de la partícula y de la longitud de onda de la radiación involucrada. Como una regla grosera, solo las partículas con diámetros comparables o mayores que una longitud de onda dada pueden influenciar significativamente el haz de radiación a dicha longitud de onda, y por otro lado, la cantidad de dispersión producida por las partículas de un tamaño dado crece cuando decrece la longitud de onda.

Consecuentemente, las nubes polvorosas son transparentes a la radiación infrarroja y a las señales de radio, pero son muy opacas a la radiación ultravioleta y afectan de forma importante a la radiación óptica. En espectros ópticos-UV, el polvo produce **extinción** y el **enrojecimiento**



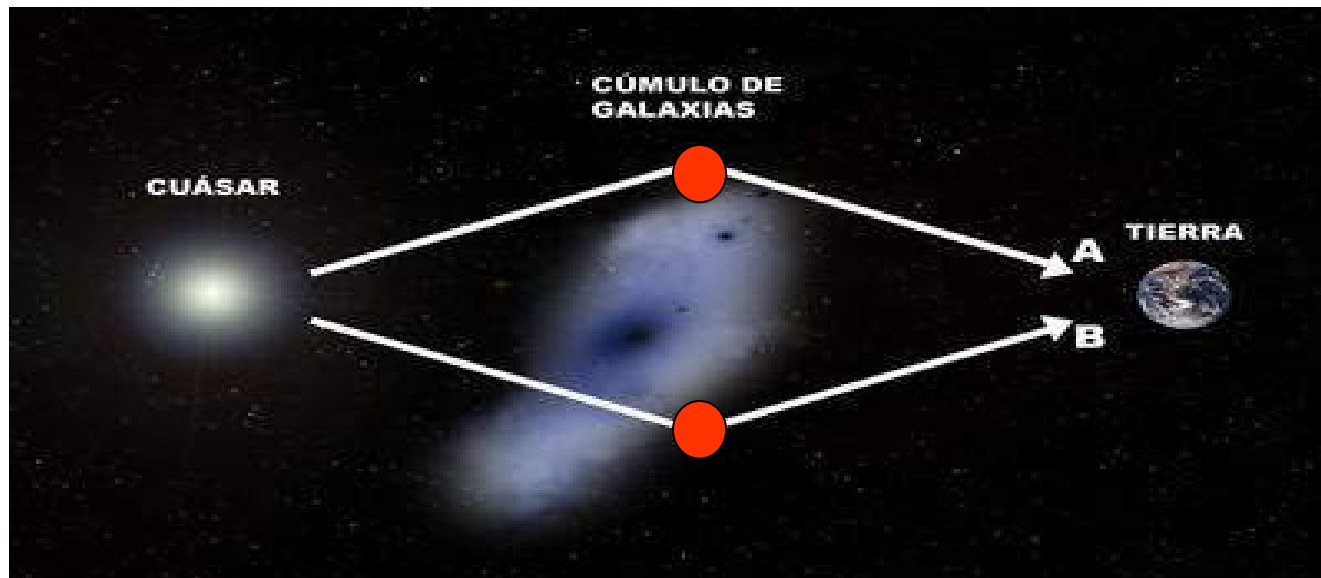
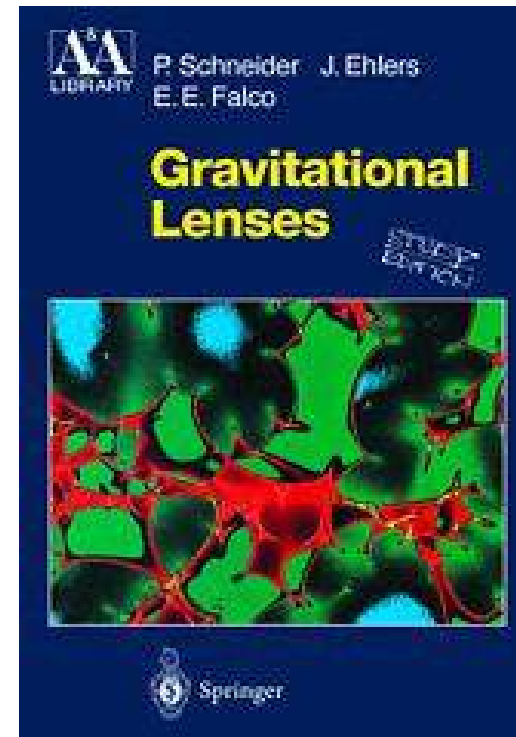
La dispersión por un tipo de granos de polvo no se manifiesta a cierta longitud de onda  $\lambda_0$  (como en el caso de una absorción atómica), sino que aparece una huella en todo el espectro óptico-UV.

Ahora,  $I_\lambda(L) = I_\lambda(0) \exp(-\tau_{*\lambda})$ , donde  $\tau_{*\lambda} = \sigma_{*\lambda} \int_{[0,L]} n_*(x) dx = \sigma_{*\lambda} N_*$ . El efecto está relacionado con la densidad columna de granos de polvo  $N_*$  (granos/cm<sup>2</sup>) y la sección eficaz de dispersión  $\sigma_{*\lambda}$  (cm<sup>2</sup>). En el óptico se tiene una ley aproximada

$$\sigma_{*\lambda} \propto 1/\lambda \text{ (Mathis 1990).}$$

# EFECTO LENTE GRAVITATORIA: CUASARES MÚLTIPLES

- Introducción (historia y conceptos)
  - Algunos miembros del “zoo”
- Teoría Básica de Lentes (ecuación lente, posición de imágenes, amplificación de imágenes, distorsión de imágenes, retardo temporal y modelos lente)



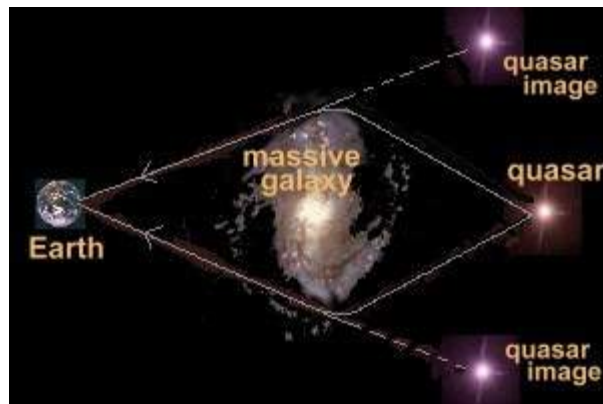
# INTRODUCCION

## Historia y conceptos

- La idea de que pueden existir efectos gravitatorios de una masa sobre un rayo de luz, se remonta a NEWTON (1704). Esta posibilidad encajaba de forma natural en el esquema newtoniano, ya que la luz se suponía constituida por corpúsculos. Sin embargo, a partir de comienzos del siglo XIX (un siglo después), se impuso el modelo ondulatorio de la luz y los efectos gravitatorios de la materia sobre la luz dejaron de tener interés. Tuvo que pasar otro siglo (EINSTEIN 1907) para que se retomase el problema de la interacción masa-luz. El principio de equivalencia fue el detonante para nuevas aproximaciones al problema.
- El primer efecto observado fue la desviación de los rayos de luz viajando cerca de la corona solar, durante el eclipse de 1919 (DYSON, EDDINGTON & DAVIDSON 1920). El Sol actúa sobre los rayos de luz emitidos por estrellas lejanas como una **lente gravitatoria débil**. La desviación de la radiación luminosa es de  $4GM_{\odot}/c^2R_{\odot} \approx 1,75''$ , pero no se producen imágenes múltiples de un mismo objeto de fondo (es decir, no contemplamos un **efecto fuerte**). No obstante, EDDINGTON (1920) señaló que pueden aparecer imágenes múltiples si dos estrellas están adecuadamente alineadas.
- En 1924, CHWOLSON consideró el problema de una estrella actuando gravitatoriamente sobre la luz de estrellas mucho más distantes. Para estrellas de fondo con pequeña separación angular de la defleitora, deben aparecer dos imágenes. En el caso de un total alineamiento fuente-deflector-observador, no se formarán dos imágenes de una estrella, sino un anillo centrado en el deflector. Este resultado fue redescubierto por EINSTEIN en 1936, y desde entonces se usa el término **anillo de Einstein** para describir el fenómeno. EINSTEIN también calculó la desviación debida a una estrella, de la luz emitida por otra estrella de fondo. Encontró que los flujos de las imágenes son alterados como consecuencia de su desviación gravitatoria. En particular, una imagen puede ser altamente magnificada si el observador, la fuente y el deflector (la lente) están suficientemente alineadas. EINSTEIN se mostraba pesimista acerca de la posibilidad de encontrar un sistema lente del tipo estrella (fuente)-estrella (lente).

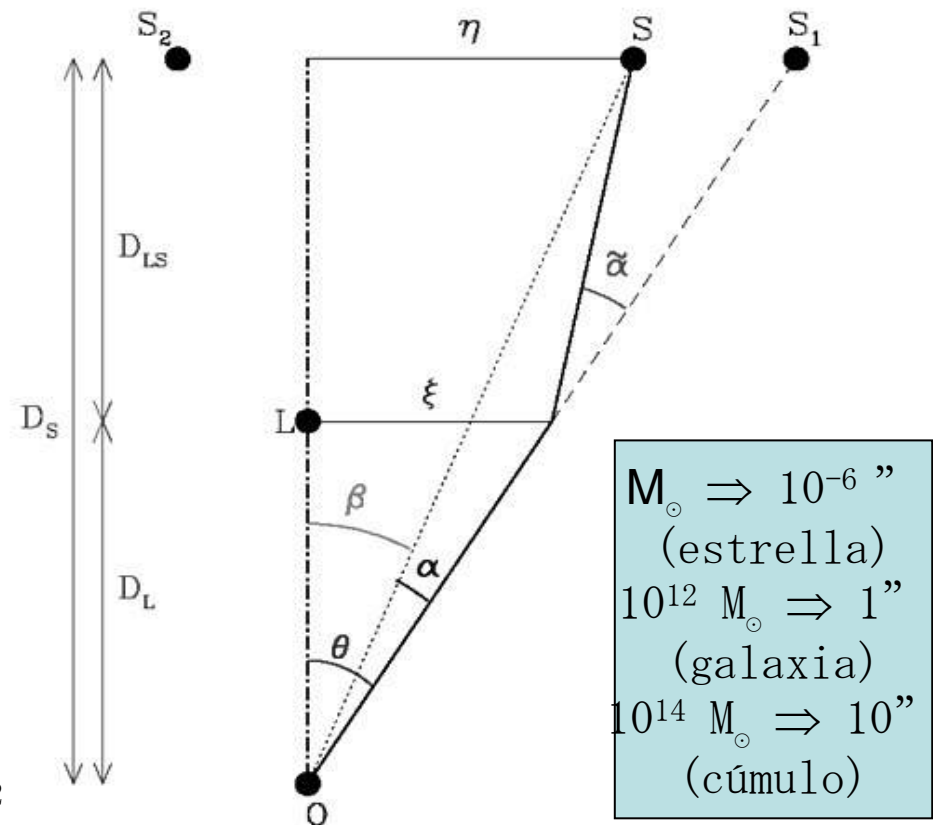
●●●● En 1937, ZWICKY sugirió que las galaxias podían actuar como lentes gravitatorias. ZWICKY apuntó que el descubrimiento de imágenes de objetos lejanos formadas mediante la acción de los campos gravitatorios de galaxias próximas, debiera ser de gran interés por varias razones:

- a) representaría un test adicional de la relatividad general, solo testada hasta esa fecha en el Sistema Solar,
- b) nos permitiría ver objetos a distancias mayores que las que se pueden alcanzar con los telescopios existentes (debido a la magnificación. En otras palabras, permitiría “extender” el universo directamente observable y realizar nuevos estudios cosmológicos), y
- c) las observaciones de la desviación de la luz causada por las galaxias proporcionaría determinaciones directas d



Si la lente es una masa puntual  $M$ :

- (a) Dos imágenes de un QSO lejano
- (b) Razón de flujos  $F_2/F_1 \sim 1 (\neq 1)$
- (c) Separación angular ( $\mu''$ )  $\Delta\theta_{12} \sim (M/M_\odot)^{1/2}$



- Cuando una estrella o un **MACHO** (objeto compacto y masivo en el halo galáctico) producen imágenes múltiples de una fuente óptica compacta (por ejemplo, la región de un QSO responsable de la emisión en el continuo), estas no pueden resolverse y se dice que tenemos un **efecto microlente**. En consecuencia, los deflectores con masa estelar o subestelar se denominan **microlentes**. Las galaxias son **lentes normales**, capaces de producir conjuntos de imágenes ópticas fácilmente resolubles trabajando con buenas condiciones de “seeing”. Las separaciones angulares más grandes (de aproximadamente 10”) serán producidas por las regiones centrales de los cúmulos. Otras estructuras pueden producir separaciones intermedias entre la causada por una estrella/MACHO y la causada por una galaxia (por ejemplo, los cúmulos globulares), o ligeramente mayores que las generadas por las galaxias (por ejemplo, los grupos).
- En los años 60 se produce un gran avance en el tema: se establecen las ecuaciones de propagación de un haz luminoso en relatividad general (SACHS 1961), se descubren los QSOs (SCHMIDT 1963), REFSDAL (1964) plantea que los retardos temporales entre las imágenes pudieran permitir medir los parámetros cosmológicos (en especial la constante de Hubble) con gran precisión y sobre escalas extremadamente grandes, etc.

La era teórico-observacional moderna en el campo de lentes gravitatorias comienza en la década de los 70. Desde el punto de vista teórico, aparece el tratamiento general de lentes por BOURASSA, KANTOWSKI & NORTON (1973; *ApJ* **185**, 747), BOURASSA & KANTOWSKI (1975; *ApJ* **195**, 13) y COOKE & KANTOWSKI (1975; *ApJ* **195**, L11), y el estudio de deflectores a gran escala (cosmológicos) por DYER & ROEDER (1972-1974; *ApJ* **174**, L115/*ApJ* **180**, L31/*ApJ* **189**, 167). Asimismo, se produce el descubrimiento del primer sistema lente (WALSH et al. 1979; *Nature* **279**, 381): dos imágenes de un mismo QSO, con flujo similar y separación angular de 6.1”, y se plantea la sugerencia de que el efecto microlente debido a estrellas individuales en la galaxia lente pudiera producir cambios observables en el flujo de las imágenes (CHANG & REFSDAL 1979; *Nature* **282**, 561).

**A partir de los años 80, los efectos lente y microlente adquieren una gran “popularidad”, y un número cada vez más creciente de astrónomos y astrofísicos dedican sus esfuerzos a la observación e interpretación de fenómenos lente/microlente y aspectos asociados.**



# ALGUNOS MIEMBROS DEL “ZOO”

Actualmente existen más de 100 sistemas lente (confirmados o muy probables), y continuamente se van añadiendo miembros a la “familia”.

0047-2808

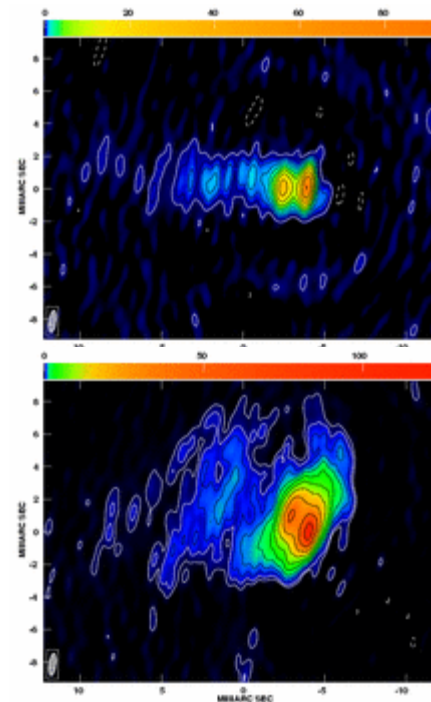
WARREN et al. 1998; astro-ph/9806075

Es el primer ejemplo de una galaxia normal (elíptica masiva a  $z = 0.485$ ) que actúa como lente sobre otra galaxia normal (objeto con formación estelar a  $z = 3.595$ , representando una fase primitiva en la evolución de galaxias normales). Se trata de un ANILLO DE EINSTEIN óptico.

B0218+357

PATNAIK et al. 1993; *MNRAS* **261**, 435 / BROWNE et al. 1993; *MNRAS* **263**, L32 / BIGGS et al. 1998; astro-ph/98112

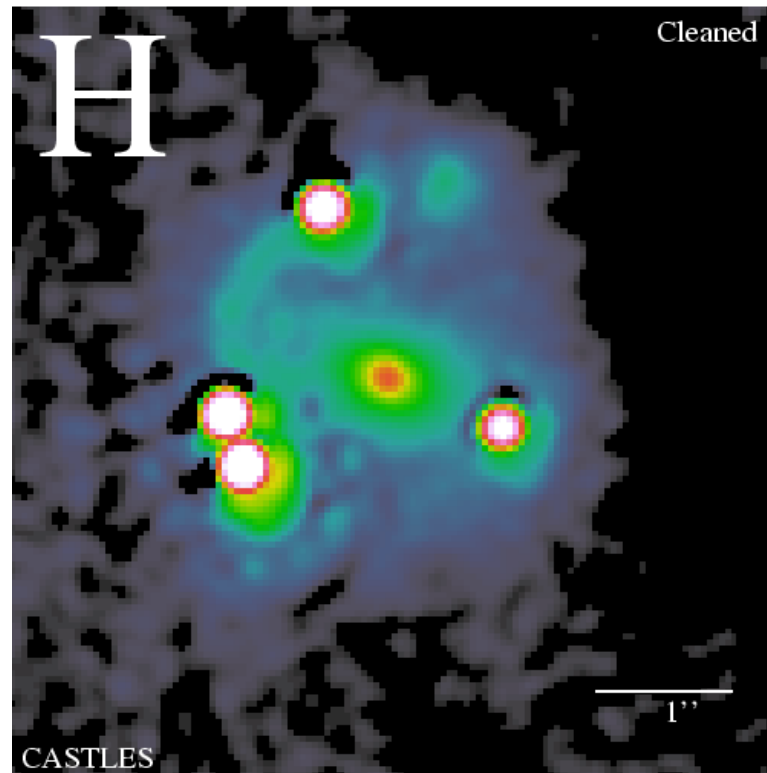
La galaxia lente es una “face-on” espiral con  $z = 0.68$  y 20.1 mag (banda I). La fuente está situada a  $z = 0.96$  y tiene un flujo de 19.4 mag (banda I), es decir, es un objeto ópticamente débil. Además, como el sistema tiene un tamaño angular pequeño, de aproximadamente (1/3)”, es difícil la separación lente/fuente en el óptico. En radiofrecuencias la estructura es relativamente simple: aparecen 2 IMÁGENES COMPACTAS separadas por 335 marcsec, una de las cuales está fuera de un ANILLO DE EINSTEIN y la otra se sitúa dentro del mismo. El diámetro del anillo coincide con la separación entre las componentes compactas brillantes. La razón de flujos (B/A) para las imágenes B y A es de 1/3. La separación angular sugiere que la masa de la lente es un orden de magnitud menor que en otros casos con separaciones de 1”. Las dos radiocomponentes varían en flujo, grado de polarización y ángulo de posición de la polarización, lo que permite una estimación del retardo temporal  $\Delta\tau_{BA} = 10.5 \pm 0.4$  días (95% de confianza).



MG 0414+0534

FALCO, LEHAR & SHAPIRO 1997; *AJ* **113**, 540 / CASTLES Web Site:  
<http://cfa-www.harvard.edu/glensdata>

Es un sistema cuádruple, es decir, tenemos 4 IMÁGENES de un QSO lejano ( $z = 2.64$ ). También se observa un ARCO. Mediante datos del *HST*, se conocen posiciones precisas y flujos ópticos de las imágenes del QSO y de la galaxia lente (una elíptica con un perfil de brillo de tipo De Vaucouleurs, aunque un perfil de tipo Hubble conduce también a un buen ajuste). Este espejismo gravitatorio tiene un número prometedor de ligaduras para construir un modelo lente: posiciones de las imágenes obtenidas con el *HST*, forma y localización de un arco conectando las 3 imágenes más brillantes, razones de flujo a radiofrecuencias, etc.



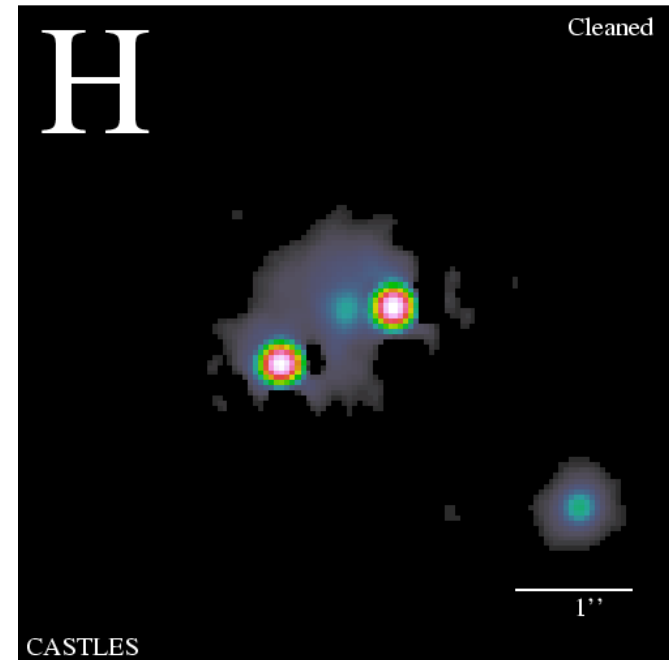
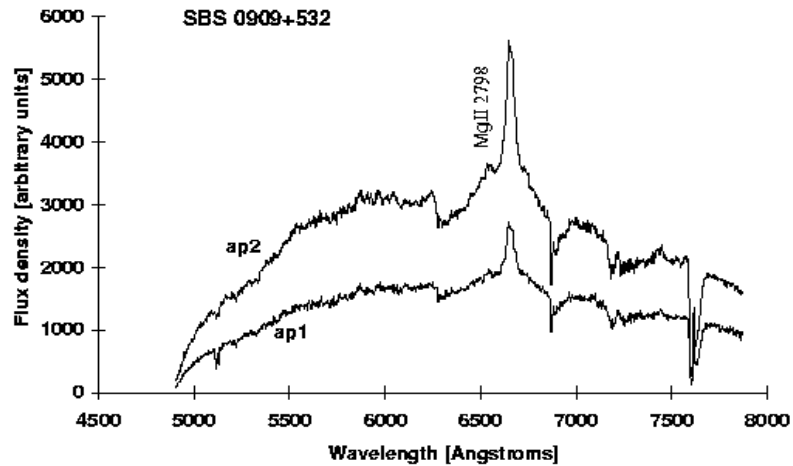
SBS 0909+532

KOCHANEK et al. 1997; *ApJ* **479**,678 / LUBIN et al. 2000; *AJ* **119**, 451 / CASTLES Web Site / Spanish Gravitational Lenses Group / Estudios en rayos X

Se trata de un sistema lente gravitatoria muy simple y ha sido estudiado con cierta profundidad en el óptico y en rayos X. En la región óptica, se observan 2 IMÁGENES (A,B) separadas por  $1.107'' \pm 0.006''$ , que corresponden a un QSO en  $z = 1.377$ . La razón de flujo varía con la banda óptica, siendo  $B/A = 0.3$  (banda B),  $B/A = 0.6$  (banda R) y  $B/A = 0.75$  (banda I). Este resultado, que está en aparente desacuerdo con la hipótesis de que la radiación emitida por el QSO lejano ha sufrido la acción gravitatoria de una galaxia entre la fuente-QSO y nosotros, suscitó alguna duda acerca de la naturaleza del sistema (¿doble o binario?). La dependencia de  $B/A$  en la longitud de onda, es consistente con la presencia de un sistema binario QSO-QSO. Sin embargo, si la luz asociada a la imagen B cruza una región rica en polvo, la extinción en esa región puede originar las diferencias observadas entre bandas, y en consecuencia, la hipótesis lente puede ser correcta. Alternativamente, podemos tener un sistema lente, en el cual la emisión de la galaxia deflectora genera los resultados “anómalos” (por ejemplo, contaminando fuertemente la imagen B en las bandas R e I).

¿¿¿...???

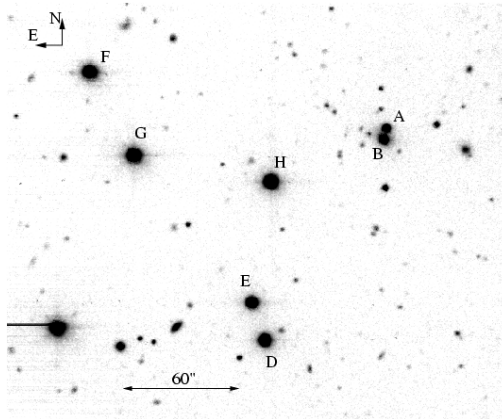
Observaciones con el *HST* han permitido la descomposición en una componente fuente (QSO con dos imágenes) y una componente lente (galaxia). Así, el descubrimiento de una galaxia entre las imágenes del QSO confirma que el sistema es un espejismo gravitatorio. La galaxia lente es de bajo brillo superficial, y tanto sus colores (aunque pobremente medidos) como los rasgos espectrales son consistentes con los de una galaxia elíptica. Estudios espectroscópicos han servido para establecer que el “redshift” de la galaxia lente es  $z = 0.83$ . Con el *HST*, también se obtuvieron las razones de flujo (descontaminadas):  $B/A$  (banda H) = 0.9 y  $B/A$  (banda I) = 0.7. Estos valores están en buena concordancia con la idea de que existe una extinción diferencial.



En la imagen (banda H), podemos ver las dos componentes del QSO (círculos brillantes en blanco-rojo-verde), el deflector principal entre ambas imágenes y una galaxia situada a aproximadamente 2" del sistema, la cual participa también en el espejismo. La componente A es la más próxima a la galaxia lente principal. Esta lente principal es un sistema de absorción para la fuente-QSO. Se observa el doblete de MgII a  $z = 0.83$  en ambas componentes A y B, aunque la anchura equivalente es 3 veces mayor en la más alejada del centro de la galaxia (B). La importancia relativa (con relación a A) de la absorción en B, se corresponde con la existencia de una extinción diferencial entre A y B, dominando la extinción (polvo) en B. Por otro lado, la FWHM del doblete de absorción en la componente A es mayor que la FWHM del doblete asociado con la componente B, en razonable acuerdo con el hecho de que la componente A atraviesa una región más interna de la galaxia.

## 0957+561 (el primero)

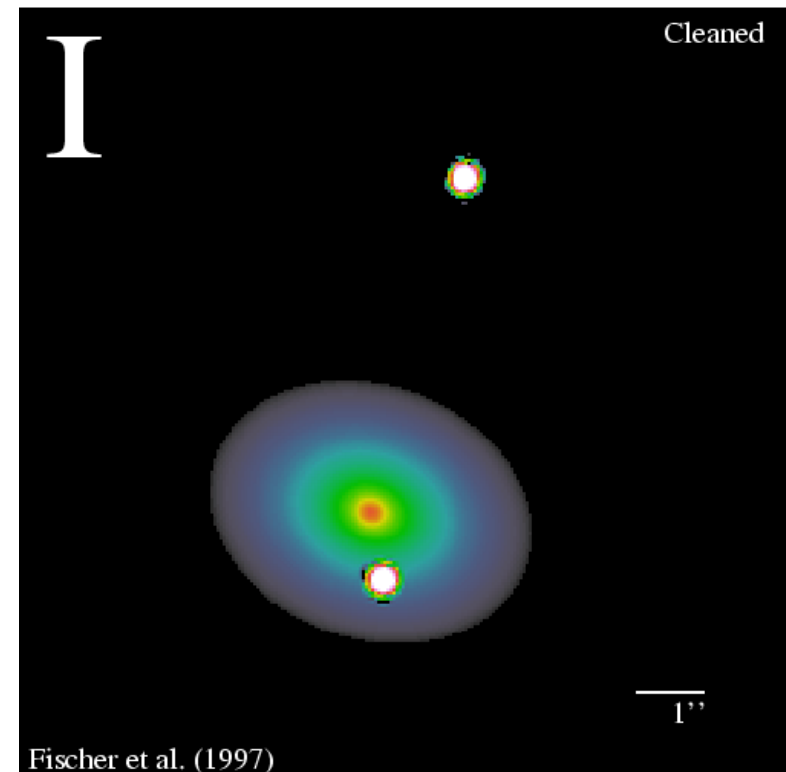
Estudios en rayos X, UV, óptico, IR y radio



El sistema lente mejor estudiado es el QSO doble descubierto a finales de los años 70. En la imagen vemos un campo de varios minutos de arco, en el cual se aprecian 5 estrellas (D-H) y dos objetos cuasistelares (A-B) muy próximos [separación de aproximadamente  $(1/10)''$ ] y de brillo muy similar. Estos “gemelos”, en cierto modo, desafían la hipótesis lente gravitatoria.

### Continuo óptico.-

QSO 0957+561 es un sistema óptico (nos referimos a una banda ancha del espectro óptico. También se pueden estudiar sus líneas espectrales en la región óptica, o por ejemplo, la emisión en la región de radiofrecuencias) formado por dos imágenes compactas de la región interna de un QSO lejano ( $z = 1.41$ ), separadas por  $6.1''$  y situadas en lados opuestos de un cúmulo de galaxias a  $z = 0.36$ . Su gran separación angular esta delatando la presencia de un cúmulo como deflector.



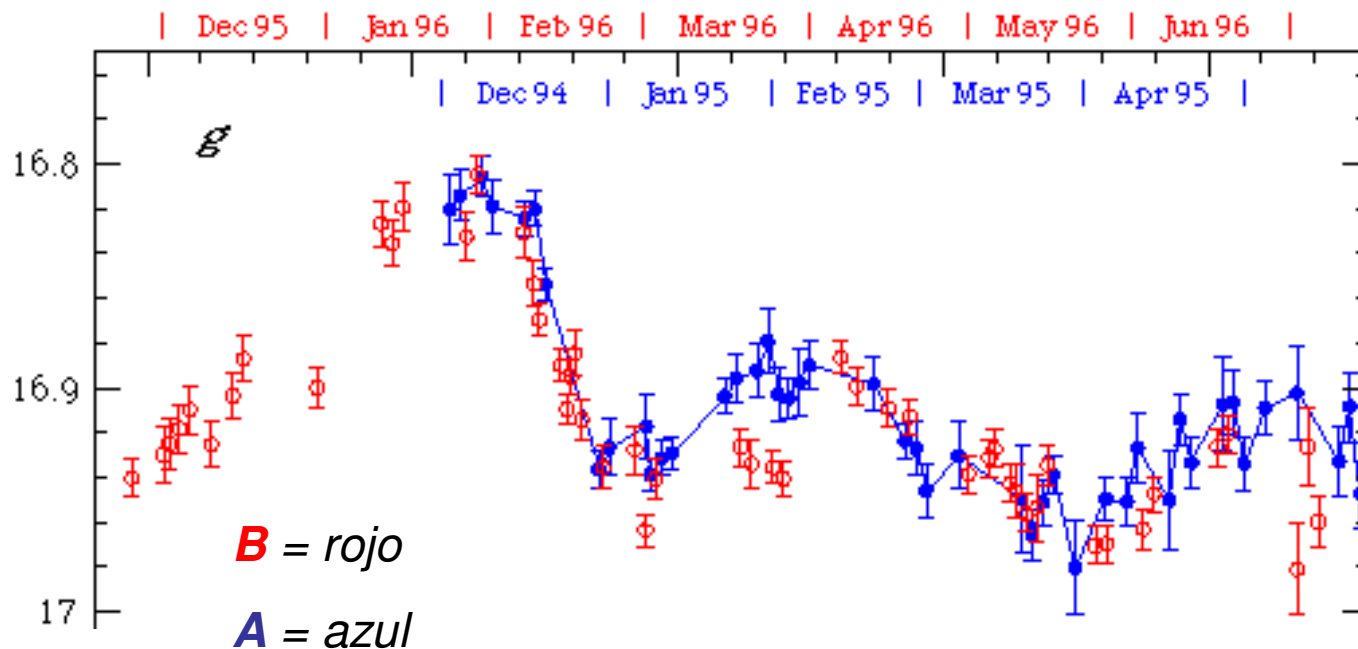
## El cúmulo y el deflector principal.-

La galaxia lente principal (una elíptica gigante en el centro del cúmulo) fue detectada por STOCKTON (1980; *ApJ* **242**, L141). Esta galaxia cD ha sido estudiada exhaustivamente desde diferentes perspectivas. Por ejemplo, observaciones con el *HST* (BERNSTEIN et al. 1997; *ApJ* **483**, L79) han permitido deducir el brillo superficial, la elipticidad y el ángulo de posición de las isófitas hasta 0.1". Asimismo, estudios espectroscópicos con telescopios terrestres (*WHT* y *Keck Telescope*), descubrieron aspectos interesantes, y al mismo tiempo, contradictorios. Toda la información se deduce mediante el triplete de MgIb. FALCO et al. (1997; *ApJ* **484**, 70) midieron la dispersión de velocidades estelares para diferentes separaciones angulares del centro galáctico, y obtuvieron un decrecimiento con la distancia angular que pudiera indicar la existencia de un agujero negro central muy masivo. Sin embargo, cuando la rejilla espectroscópica se rota 90°, no se observa ningún gradiente en la dispersión de velocidades estelares (TONRY & FRANX 1998; *ApJ* **515**, 512), lo que parece estar sugiriendo la ausencia de un objeto central oscuro, masivo y compacto, o si existe dicho objeto, una masa "normal". Si se considera que en el centro de la galaxia hay un objeto oscuro, masivo y compacto, y que la distribución de velocidades es isótropa, la combinación de los espectros tomados con el *Keck* y en el IAC (*WHT*) da la razón a la hipótesis sobre la presencia de un objeto standard (con una masa de aproximadamente  $10^9$  masas solares). Un resultado importante es que la dispersión central de velocidades estelares vale  $\sigma = 310 \pm 20$  km/s (*WHT*),  $\sigma = 288 \pm 9$  km/s (*Keck*).

El cúmulo asociado a la elíptica gigante también ha recibido gran atención. GARRETT, WALSH & CARSWELL (1992; *MNRAS* **254**, 27p) y ANGININ-WILLAIME, SOUCAIL & VANDERRIEST (1994; *A&A* **291**, 411) midieron los "redshifts" de 21 miembros del mismo, obteniendo una dispersión de velocidad de  $715 \pm 130$  km/s. Si suponemos una distribución de masa singular isoterma ( $\rho$  proporcional a  $1/r^2$ ) y una distribución de velocidades isótropa, la masa interior a 1 Mpc debe ser de  $2.5\text{-}5.2 \times 10^{14}$  masas solares. Mediante datos del cúmulo en la región espectral X (*ROSAT*), CHARTAS et al. (1995; *ApJ* **445**, 140) estimaron límites superiores sobre su temperatura y su masa. También, FISCHER et al. (1997; *AJ* **113**, 521), estudiando la distorsión de galaxias de fondo débiles, han deducido el perfil 2D de la masa en el cúmulo.

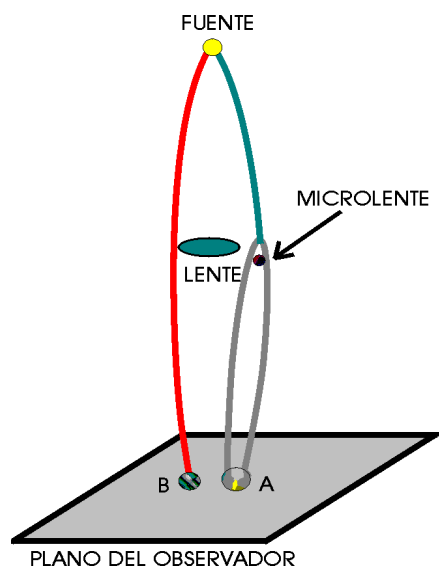
## Retardo temporal óptico.-

Debido a que los rayos de luz asociados con las imágenes A y B siguen trayectorias diferentes entre la fuente-QSO y el observador, dos fotones emitidos simultáneamente por la fuente en direcciones A y B, no serán observados en un mismo instante. Aparece así un retardo temporal, que será debido en parte a la diferencia de caminos (un retardo de tipo geométrico) y en parte a un efecto gravitatorio (un retardo de naturaleza similar a la del efecto Shapiro en el Sistema Solar). Para 0957+561, el retardo temporal (el fotón emitido en la dirección A llegará primero, y el fotón emitido en la dirección B llegará al telescopio retrasado en un tiempo  $\Delta\tau_{BA}$ ) es del orden de un año, y una medida precisa del mismo solo ha sido posible a finales de los 90. Actualmente, la monitorización óptica del espejismo permite asegurar que  $\Delta\tau_{BA}$  es muy próximo a 420 días (KUNDIC et al. 1997; ApJ **482**, 75 / Spanish Gravitational Lenses Group). La idea es localizar un rasgo peculiar en la curva de luz de la componente A, y buscar ese mismo rasgo en la curva de luz de la imagen B al cabo de cierto tiempo. Debido al fenómeno lente y otros posibles factores (p.ej., extinción), los flujos  $F_A$  y  $F_B$  para iguales tiempos de emisión, serán diferentes. Por lo tanto, cuando el rasgo en B es retrasado en  $\Delta\tau_{BA}$  y corregido con la razón de flujo, es de esperar que reproduzcamos exactamente el rasgo observado en la curva de luz para la componente A.



## Razón de flujos.-

La razón de flujo se ha medido en diferentes regiones espectrales (tanto en el dominio de frecuencias ópticas, como en radiofrecuencias). Estudios en radiofrecuencias han establecido que  $B/A (= F_B/F_A)$ , medido en el “core” de las radioimágenes (cuyas posiciones coinciden con las de las imágenes en el continuo óptico), es próximo a 0.75. Por ejemplo, algunas medidas recientes son  $0.75 \pm 0.02$  (GARRETT et al. 1994; MNRAS **270**, 457) y  $0.752 \pm 0.028$  (CONNER, LEHAR & BURKE 1992; ApJ **387**, L61). Por otro lado, debido a que la variabilidad del QSO en el óptico es mayor que en el radioespectro, una medida de  $B/A$  en la región óptica requiere que la curva de luz B sea desplazada en el retardo correcto antes de estimar la razón de flujo. Los datos de las imágenes A y B en el continuo óptico indican que  $B/A$  se ha mantenido próximo a la unidad durante los últimos 20 años (PRESS & RYBICKI 1998, ApJ **507**, 108), mientras que la razón  $B/A$  deducida mediante flujos de líneas de emisión vale  $0.75 \pm 0.02$  (SCHILD & SMITH 1990; AJ **101**, 813). La discrepancia entre las razones de flujo (radio/líneas espectrales vs. continuo óptico), se puede explicar recurriendo al efecto microlente: por ejemplo, en el continuo óptico podemos estar viendo el espejismo (causado por una estrella o varias estrellas en la región B) de un espejismo (producido por la acción conjunta galaxia + cúmulo), lo que conduce a una compensación de efectos, y así, a  $B/A \cong 1$ . En la figura puede apreciarse el caso contrario (una estrella cruza la región A), que debe conducir a una magnificación de dicha imagen y a una disminución de  $B/A$  (con relación a la razón lente).

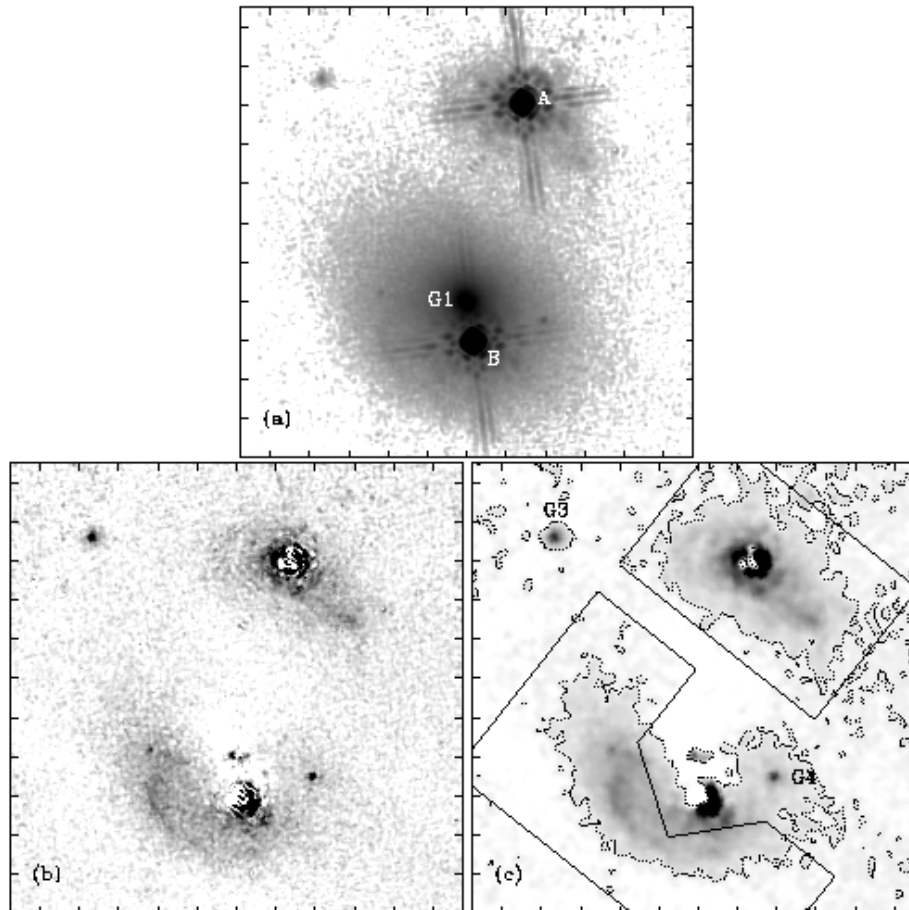


Hay así evidencias de que en el sistema de “gemelos” ópticos se está produciendo un efecto microlente (fuente compacta del continuo óptico). Dado que la luz asociada con la imagen B viaja muy cerca del centro de la galaxia cD (es decir, atraviesa una región galáctica muy densa), no es extraño que uno o varios objetos (estrellas o MACHOs) produzcan un efecto microlente y una magnificación de la imagen. Este efecto no afectaría a regiones de emisión extensas (radio/líneas). El fenómeno microlente en 0957+561 ha sido discutido por numerosos autores, en especial por SCHILD (1996; ApJ **464**, 125) y colaboradores, quienes usan datos del “Whipple Observatory” (telescopio de 1.2 m). La existencia de una “anomalía” en la historia de la razón de flujo (banda R) parece un hecho incontrovertible, y a primera vista pudiera ser debida a microlentes. Pero el **comportamiento temporal** y **espectral**...



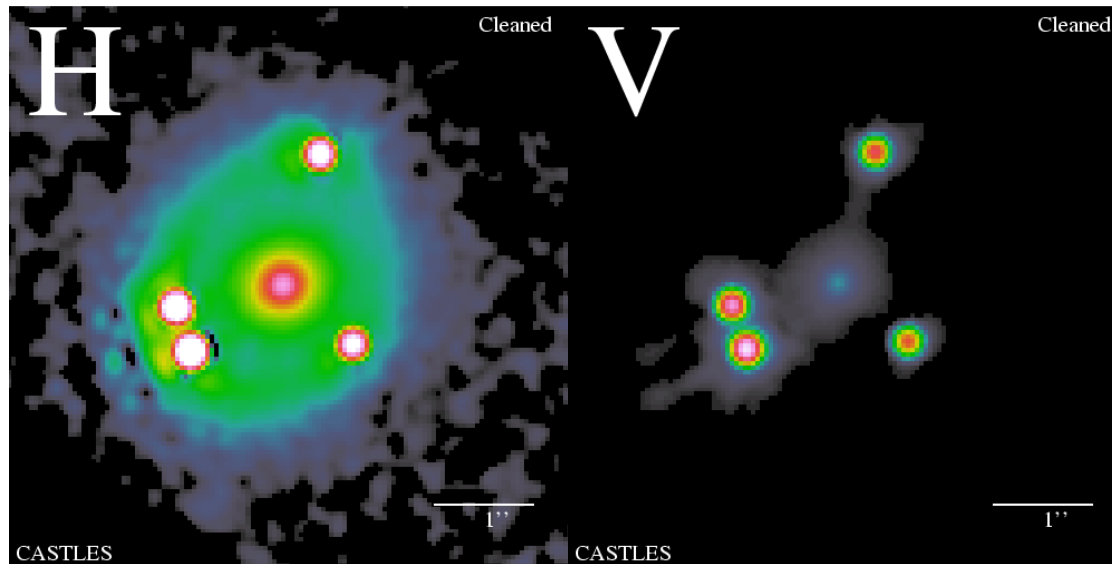
## La galaxia huésped del QSO.-

Imágenes infrarrojas del sistema (obtenidas con el HST) muestran dos imágenes extensas (con dimensiones de aproximadamente  $5''$ ) de la galaxia huésped del QSO a  $z = 1.41$  (FALCO et al. 2000, astro-ph/0001500). Las distorsiones de la galaxia huésped son inconsistentes con las predicciones de los modelos lente sugeridos durante los últimos 20 años. La forma de la distribución de masa en la galaxia cD, debe ser muy similar a la forma de su distribución de luminosidad. Asimismo, el cúmulo debe ser no esférico.



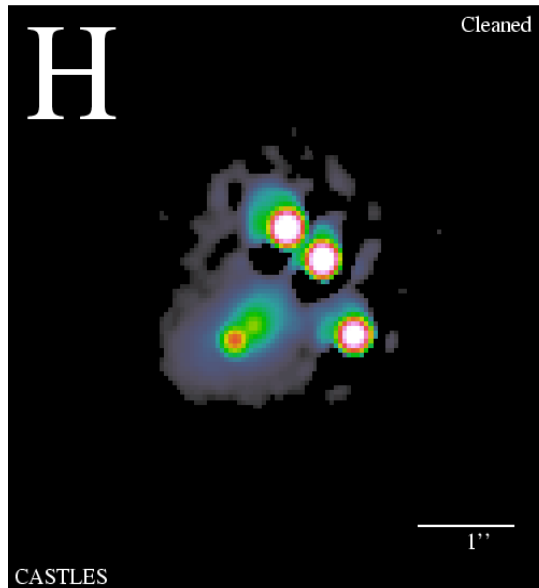
## PG 1115+080 (QSO triple)

El QSO “triple” en un sistema con 4 IMÁGENES ( $z = 1.72$ ), cuyas separaciones angulares son  $(A_1, A_2) \cong 0.5''$  y  $(A, B) \cong (A, C) \cong (B, C) \cong 2''$ , donde A representa el centro del par muy próximo  $A_1-A_2$  (VANDERRIEST et al. 1986; *A&A* **158**, L5). Aproximadamente un año de fotometría óptica (Nov. 1995 – Junio 1996) ha conducido a estimaciones preliminares de los retardos entre las componentes del sistema:  $\Delta\tau_{BC} = 23.7 \pm 3.4$  días y  $\Delta\tau_{AC} = 9.4 \pm 3.4$  días (SCHECHTER et al. 1997; *ApJ* **475**, L85).



En este sistema, la lente es un grupo de 5 galaxias a  $z = 0.311$ . Junto a la lente principal situada entre las imágenes del QSO, aparecen 4 galaxias próximas y al mismo “redshift”. La dispersión de velocidad del grupo es de 326 km/s y la dispersión de velocidad 1D del deflector principal vale  $281 \pm 25$  km/s (TONRY 1998; *ApJ* **115**, 1). Dadas las separaciones angulares entre las imágenes, la dispersión de velocidad del deflector primario es relativamente grande. Los modelos lente favorecen una dispersión de velocidades de aproximadamente 235 km/s. No parece que el valor observacional sea erróneo, ya que el espectro usado es de alta calidad. Una posibilidad algo especulativa consiste en que  $\sigma$  disminuya rápidamente desde el valor central medido hasta uno próximo a 235 km/s a un radio de  $3.3h^{-1}$  kpc (donde se forman las imágenes).

# B1422+231



20 A. R. Patnaik et al.

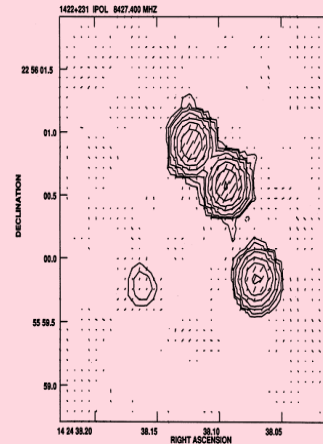
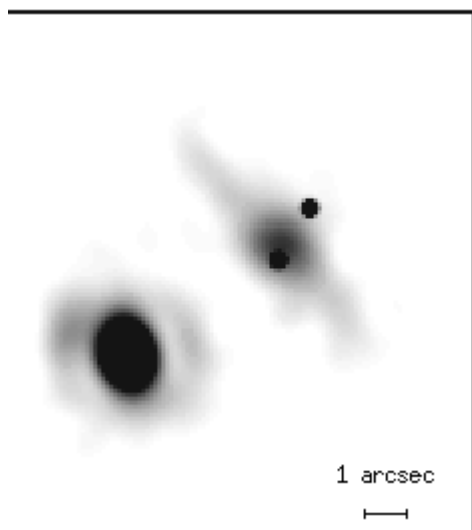


Figure 1. The VLA map of B1422+231 at 8.4 GHz with a resolution of 220 mas. The rms noise in the map is  $0.25 \text{ mJy beam}^{-1}$ . The contours plotted are in the intervals of -2, -1, 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, 128  $\text{mJy beam}^{-1}$ . Linear polarization vectors are superposed on the total intensity contours. The polarization vectors are proportional to the polarized flux density,  $1 \text{ arcsec} = 25 \text{ mJy beam}^{-1}$ .

Fue descubierto por PATNAIK et al. (1992; *MNRAS* 259, 1p) con el VLA y MERLIN (ver imagen derecha). Es un sistema con 4 IMÁGENES (tanto en radiofrecuencias como en el óptico). El QSO está situado a alto “redshift” ( $z = 3.62$ ). Imágenes ópticas del sistema han revelado la presencia de una lente primaria y cinco galaxias próximas (KUNDIC et al. 1997, *AJ* 114, 2276): un grupo de galaxias a  $z = 0.338$ , etiquetadas como G1-G6.

El deflector principal (G1) está situado en el centro del área definida por el conjunto de imágenes y es casi 6 magnitudes más débil que sus flujos combinados, lo que dificulta tremendamente obtener un buen espectro para la lente primaria G1 (descontaminado de la luz del QSO). La dispersión de velocidad del grupo es de  $550 \pm 50 \text{ km/s}$  y la separación proyectada media entre los miembros vale  $35 h^{-1} \text{ kpc}$  ( $\Omega = 1$ ). Usando el Teorema del Virial, se concluye que la masa del grupo debe ser de  $1.4 \times 10^{13} h^{-1}$  masas solares. TONRY (1998; *ApJ* 115, 1) ha re-examinado las lentes G1, G2, G3 (la más brillante) y una nueva galaxia, llamada Gx, que se encuentra entre G2 y G3, y situada a  $9''$  de las imágenes. Esta nueva galaxia (Gx) tiene un “redshift”  $z = 0.536$ , sugiriendo que la luz del QSO también puede sufrir el efecto lente de una acumulación de materia más lejana que el grupo con 6 miembros. El dilema sobre si Gx está indicándonos la existencia de un cúmulo lejano produciendo un efecto lente apreciable, o simplemente se trata de un objeto aislado y poco masivo, deberá resolverse con nuevas observaciones. En cualquier caso, tenemos un sistema que pudiera haberse formado como consecuencia de un efecto lente múltiple (deflectores a diferentes distancias del observador).

## B1600+434



El sistema doble (2 IMÁGENES) 1600+434 fue descubierto mediante una búsqueda en radiofrecuencias (JACKSON et al. 1995; *MNRAS* 274, L25). Aquí vemos una imagen óptica obtenida con el *NOT*

(<http://vela.astro.ulg.ac.be/themes/preprint/index.html>). La separación angular entre las imágenes del sistema es de 1.4", y la razón de flujo es de  $A/B = 1.3$

a 8.4 GHz. En la región óptica, las razones de flujo ( $A/B$ ) son un tanto sorprendentes (JAUNSEN & HJORTH 1997; *A&A* 317, L39): 1.6 (banda I), 2.25 (banda R), 3.63 (banda V) y 4.79 (banda B). Si se quiere analizar la

componente B (la intrínsecamente más débil y oscurecida por polvo) con un telescopio óptico, debemos buscarla en las bandas anchas más rojas. La imagen tomada con el *NOT*, nos muestra la componente A situada al NE de una galaxia lente espiral de canto ("edge-on"). La componente B está próxima al corazón de la galaxia espiral, y al SO de esta, puede verse claramente una galaxia elíptica. FASSNACHT & COHEN (1998; *ApJ* 115, 377) han

determinado el "redshift" del QSO ( $z = 1.589$ ) y el corrimiento al rojo de la lente principal ( $z = 0.4144$ ). La separación angular de las componentes y los

"redshifts" del sistema (QSO + lente primaria), permiten estimar groseramente la masa de la espiral dentro de la región definida por las imágenes (anillo de Einstein de una masa puntual). Se obtiene un valor de  $6.3 \times 10^{10} h^{-1}$  masas

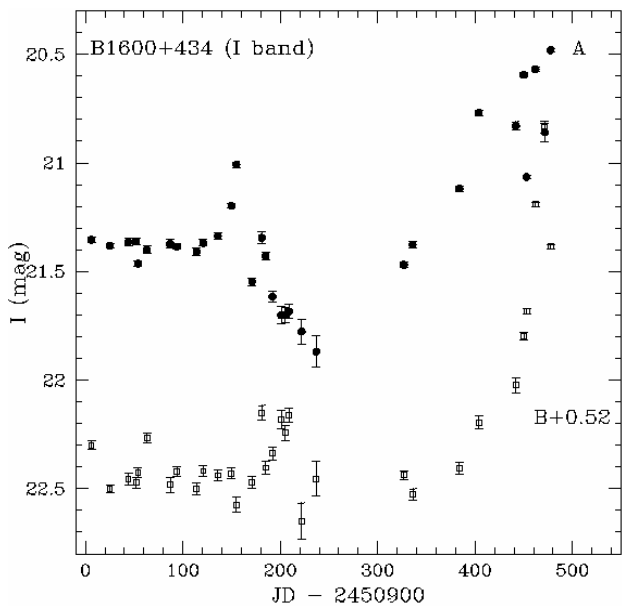
solares. Este resultado, junto a la fotometría dentro de una apertura similar al tamaño del anillo de Einstein, conducen a una razón masa/luz de (banda V) 48  $h$  (masa sol/luminosidad sol). El polvo observado en la galaxia es

responsable (al menos en parte) de la alta razón masa/luz medida.

Finalmente, la fuente-QSO es variable tanto en la región óptica como a radiofrecuencias, lo que convierte al sistema en un buen candidato para medir el retardo temporal  $\Delta\tau_{BA}$  y hacer estudios cosmológicos.

KOOPMANS et al. (2000; *A&A* 356, 391) han medido el retardo (la luz que viaja por la vía A llega primero) en el sistema, usando curvas de luz de las dos componentes a 8.5 GHz (*VLA*). Los autores han considerado un valor más refinado de la razón de flujo intrínseca de  $A/B = 1.212 \pm 0.005$  (*VLA* 8.5 GHz), que les conduce a un  $\Delta\tau_{BA}$  de aproximadamente 47 días. El retardo puede estimarse debido a que ambas radio-curvas (A y B) decrecen linealmente durante 240 días. Sin embargo, la componente A presenta una variabilidad en escalas de tiempo cortas (días o semanas) que no es observada en la componente B. Así, los autores han concluido que la mayor parte de la variabilidad rápida en la componente A es debida a un efecto microlente en el halo de la espiral de canto. KOOPMANS & DE BRUYN (1999; *astro-ph/9910189*) sugieren que la luz asociada a la componente A pudiera atravesar un halo oscuro con una población importante de MACHOs relativamente masivos: masa típica excediendo o del orden de 0.5 masas solares.

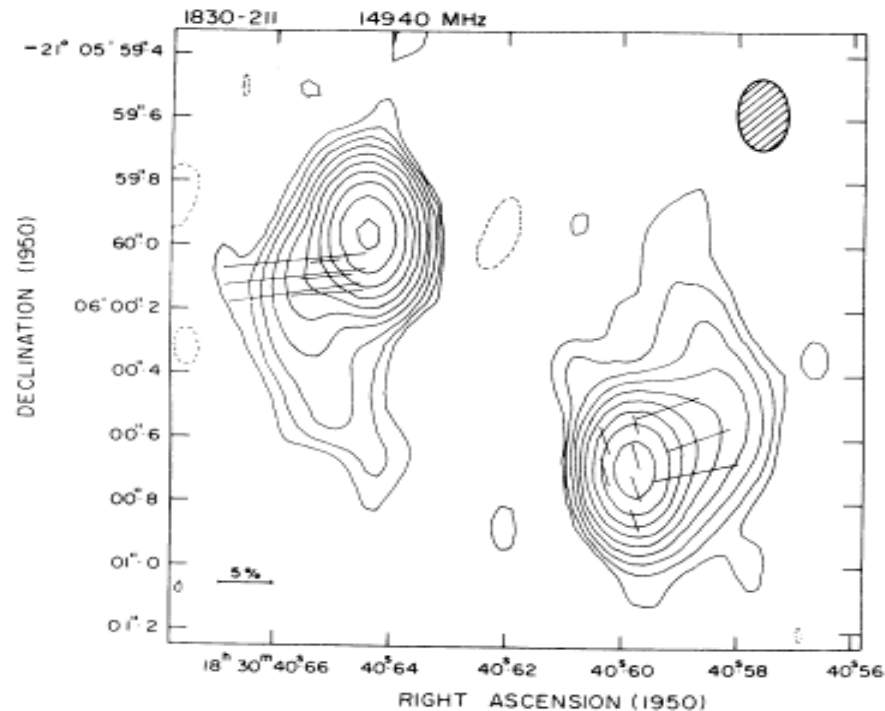
## NOT (Grupo Nórdico)



Está claro que de existir la población de MACHOs con masa estelar sugerida por KOOPMANS & DE BRUYN, este hecho debiera tener repercusiones en los **datos ópticos**. Como en la región galáctica atravesada por la luz de la componente A el espesor óptico es pequeño, en ciertas ocasiones un MACHO se aproximará a dicha imagen y causará una variación de flujo con cierta duración  $t_{var}$  (un evento). Este  $t_{var}$  será aproximadamente el cociente entre el radio de Einstein del MACHO en la lente y la velocidad del mismo relativa a la línea fuente-observador (velocidad transversal). Tomando  $h = 0.66$  (he dado por supuesto que todo el mundo sabe que  $h = H_0/100$  es la constante de Hubble reducida) y una velocidad transversal de 300 km/s, se obtiene que  $t_{var}$  debe exceder  $1/4$  de siglo.

**EL PRIMER PICO EN LA COMPONENTE A, APARECE EN LA COMPONENTE B AL CABO DE UNOS 50 DIAS. EL DESCENSO RÁPIDO EN LA COMPONENTE A NO SE PUEDE APRECIAR EN LA CURVA DE LUZ PARA B, YA QUE EXISTE UN PEQUEÑO “GAP” ENTRE LOS DIAS 250 y 320 (2 MESES). NO PARECE CLARO QUE SE PUEDAN COMPATIBILIZAR FACILMENTE LAS SUBIDAS FINALES (¿VARIABILIDAD MICROLENTE RÁPIDA?)**

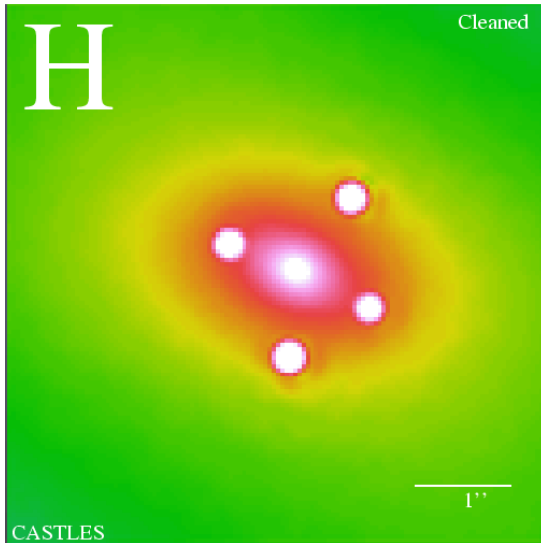
## PKS 1830-211



**Figure 2.** Brightness contours and percentage polarization E-vectors of 1830–211 at 14.94 GHz. The beamwidth is  $0.218 \times 0.121$  arcsec<sup>2</sup> at  $27^{\circ}$  PA. Peak brightness is  $3.51 \text{ Jy beam}^{-1}$ . Contour levels:  $6 \times (-1, 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, 128, 256, 512) \text{ mJy beam}^{-1}$ . Polarization: 1 arcsec = 40 per cent.

RAO & SUBRAHMANYAN (1988; *MNRAS* 231, 229) descubrieron 2 IMÁGENES de un QSO emitiendo a 14.94 GHz (aquí vemos el radio-mapa). Observaciones del sistema a longitudes de onda centimétrica y milimétrica han revelado la presencia de dos galaxias lente a muy diferente “redshift”:  $z = 0.19$  y  $z = 0.89$  (LOVELL et al. 1998; *astro-ph/9809301*). El sistema varía dramáticamente en radiofrecuencias, y esto le hace ser un buen candidato para medir el retardo entre las componentes. Mediante datos del ATCA, se ha determinado un retardo de  $26 \pm 5$  días y una razón de flujo de  $1.52 \pm 0.05$ .

## 2237+0305 (Cruz de Einstein)



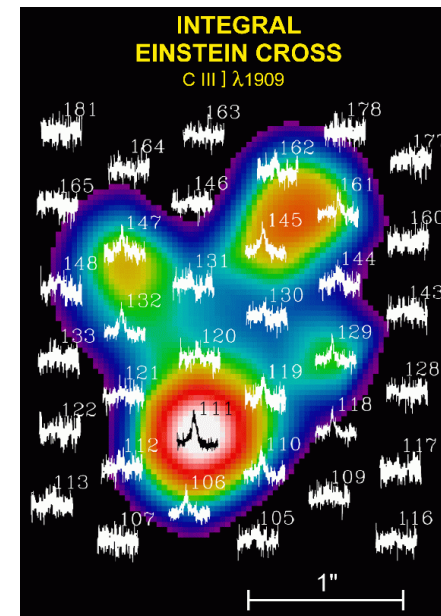
El corazón de una espiral “face-on” relativamente local ( $z = 0.04$ ) y 4 IMÁGENES de un QSO a  $z = 1.69$  forman una cruz.

### La lente principal.-

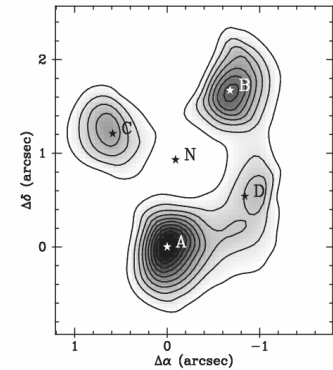
La Cruz de Einstein es un espejismo gravitatorio muy inusual, ya que la lente principal es una galaxia espiral barrada, brillante y de cara, que está localizada a un “redshift” de solo 0.04. Observaciones con el *WHT* han permitido determinar la dispersión de velocidad central del corazón de la galaxia (FOLTZ et al. 1992; *ApJ* **386**, L43). El valor obtenido de  $215 \pm 30$  km/s es consistente con las predicciones de modelos teóricos sobre la distribución de masa en la espiral.

### Continuo óptico vs. líneas espectrales.-

En la figura de la derecha podemos ver un mapa de brillo para las cuatro imágenes (A-D) del sistema, obtenido en el intervalo 4400-4600 Å del continuo óptico. Se ha usado el sistema de fibra óptica INTEGRAL (*WHT*), el cual permite tomar espectros múltiples separados por 0.5” (espectroscopia 2D, ver figura). El rango espectral fue de 4330-5830 Å, incluyendo partes del continuo óptico y la línea de emisión C III]  $\lambda$  1909 (teniendo en cuenta el “redshift” del QSO, esta línea será observada a una longitud de onda de 5135 Å y se puede ver claramente en el espectro 111).



En el mapa de brillo anterior (continuo óptico), las cuatro componentes (imágenes A-D) están separadas. Para construir un mapa de brillo asociado al pico de emisión C III]  $\lambda$  1909, se sustrajo el continuo ajustando los datos en los lados rojo y azul del pico en cada espectro. Después de esa operación de “limpieza”, se integró el pico residual. El nuevo mapa de intensidad, es mostrado en la figura de la derecha. El rasgo más destacado de este mapa obtenido en el IAC, es la presencia de un arco de emisión conectando las componentes A, D y B (N es la posición del núcleo de la lente). Este arco indica la naturaleza “extensa” (no compacta) de la región en la cual se produce la línea estudiada, aunque estará también relacionado con el “seeing”.



### Razones de flujo y polvo.-

El sistema es observable a radiofrecuencias (emisor débil), y con el VLA se infieren razones de flujo (FALCO et al. 1996; *AJ* **112**, 897):  $B/A = 0.81-1.35$ ,  $C/A = 0.34-0.76$  y  $D/A = 0.54-1$ . Cuando se analiza en bandas ópticas (mediante el *HST*), la colaboración CASTLES obtiene:

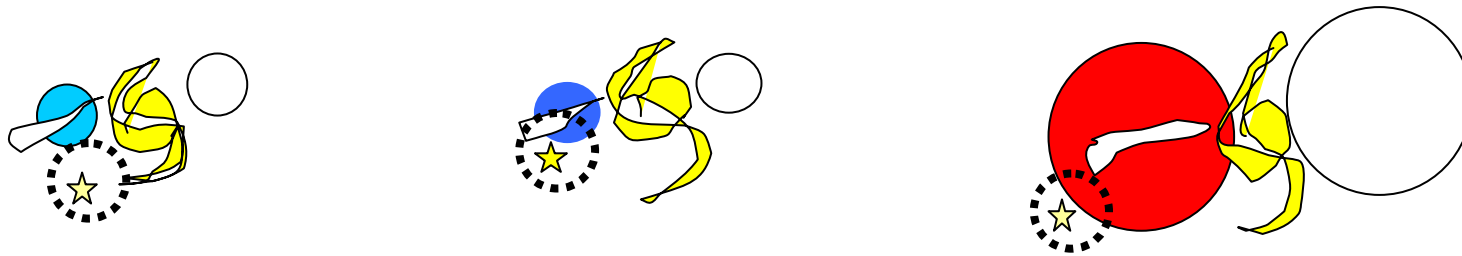
	<u>B/A</u>	<u>C/A</u>	<u>D/A</u>
Banda K	0.61	0.49	0.40
Banda H	0.65	0.53	0.41
Banda V	0.97	0.33	0.25

Los resultados para B/A son un tanto extraños. Si B estuviese ligeramente oscurecida por polvo (con relación a A) en las bandas K-H, carece de sentido su recuperación en la banda espectral más azul. Las razones de flujo ópticas C/A son más o menos consistentes con  $(C/A)_{\text{radio}}$ . Finalmente, hay evidencias de extinción en la componente D (con relación a A).



## Retardo y efecto microlente.-

La discusión anterior sobre las razones de flujo ópticas, se ha realizado despreciando el efecto de variabilidad/retardo y el efecto microlente. Debido a la proximidad de la lente primaria y a la gran simetría del sistema en torno a su núcleo, el retardo entre las 4 componentes es menor que un día. Esto quiere decir, que aunque el sistema sea intrínsecamente variable, veremos los rasgos de variabilidad “simultáneamente” en A, B, C y D, y no necesitamos corregir las razones de flujo ópticas. Por lo tanto, únicamente debe preocuparnos la posible acción gravitatoria de microlentes. Una microlente puede modificar la razón de flujo lente + polvo, introduciendo variabilidad dependiente de la longitud de onda.



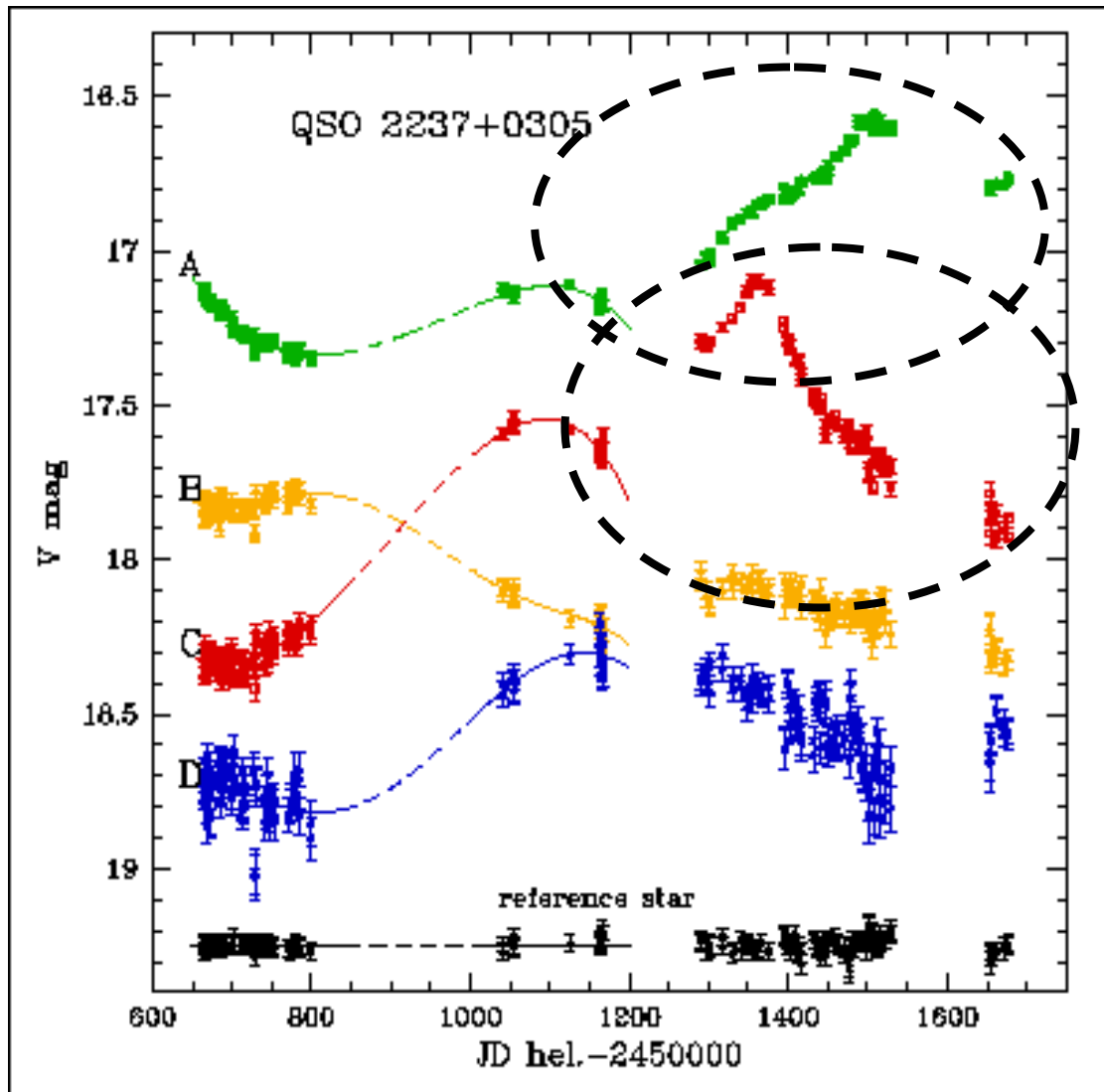
¿Cómo debemos interpretar la razón de flujo entre, por ejemplo, las componentes B y A?. Si la imagen  $i$  ( $i = A, B$ ) tiene un flujo  $F_i(\lambda, t)$  en cierta banda con longitud de onda característica  $\lambda$  y para cierto tiempo  $t$ , entonces

$$F_i(\lambda, t) = F_{i0}(\lambda, t) L_i \mu L_i(\lambda, t) \epsilon_i[\lambda/(1+z_{gl})] \epsilon_{Gal}(\lambda) \epsilon_{ghQSO}[\lambda/(1+z_{QSO})]$$

y

$$B/A(\lambda, t) = (L_B/L_A) [\mu L_B/\mu L_A](\lambda, t) \{\epsilon_B/\epsilon_A\}[\lambda/(1+z_{gl})].$$

## COLABORACION OGLE



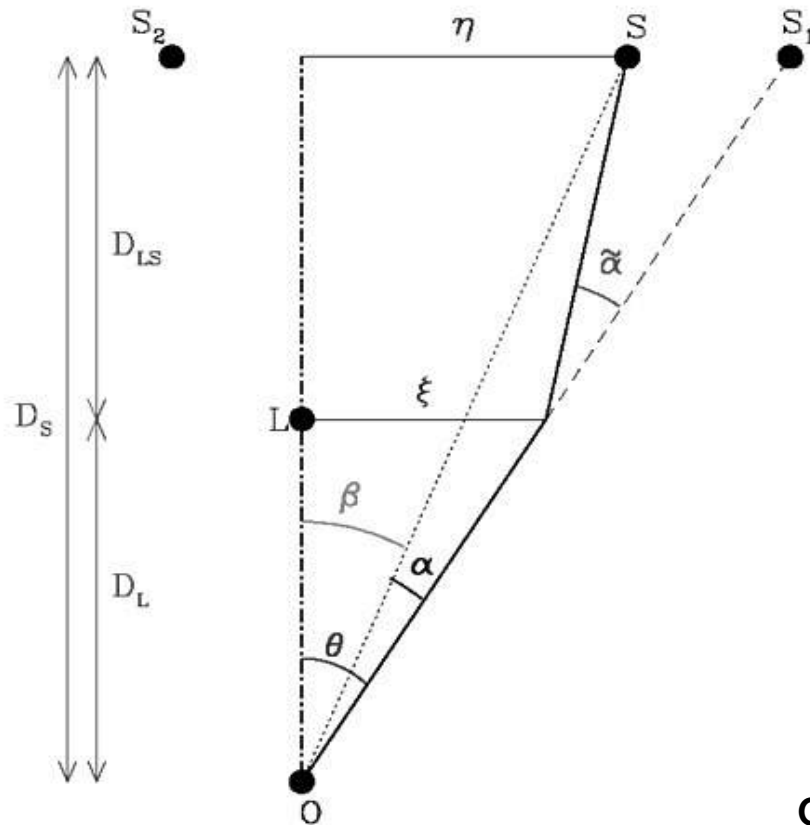
Dada una banda óptica, si no hay efecto microlente o las hipotéticas microlentes generan eventos con una duración mucho mayor que el tiempo de monitorización, las curvas de luz de las cuatro componentes debieran ser idénticas, salvo saltos en magnitudes. En la figura, se puede ver la fotometría de la colaboración OGLE

(<http://www.astro.princeton.edu/ogle/ogle2/huchra.html>). Las curvas de luz varían

independientemente, sugiriendo que efectos microlente están teniendo lugar en las regiones galácticas atravesadas por las componentes. Se detectaron dos claros eventos de alta magnificación, uno en la componente A y otro en la componente C.

# TEORIA BASICA (Y ALGUNAS APLICACIONES)

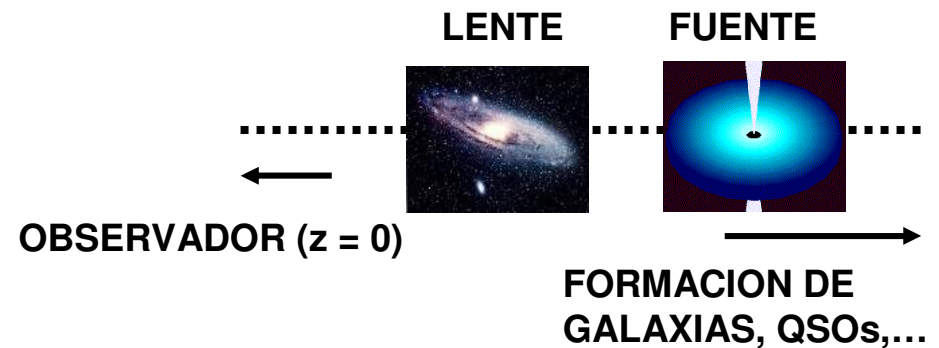
## Ecuación lente y posición de imágenes



Distancia diámetro angular  $D(z_i, z_j)$  relaciona a la longitud propia  $\xi_i$  localizada en un “redshift”  $z_j$  con el ángulo  $\theta_i$  subtendido por esta longitud cuando es observada desde un “redshift”  $z_i < z_j$ .

$$D_L = D(0, z_L) \quad D_S = D(0, z_S) \quad D_{LS} = D(z_L, z_S)$$

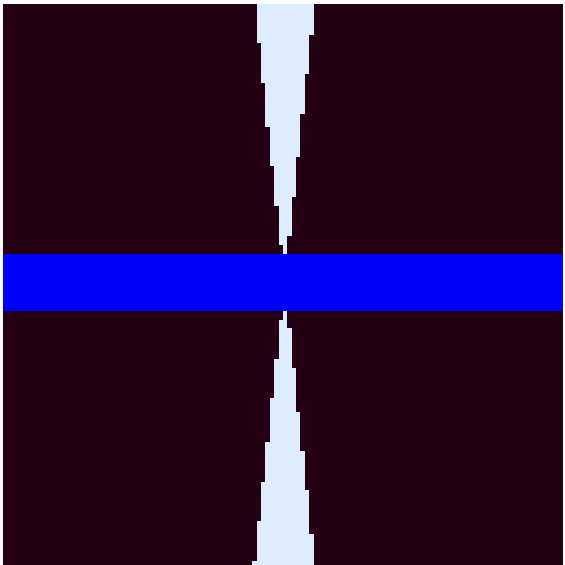
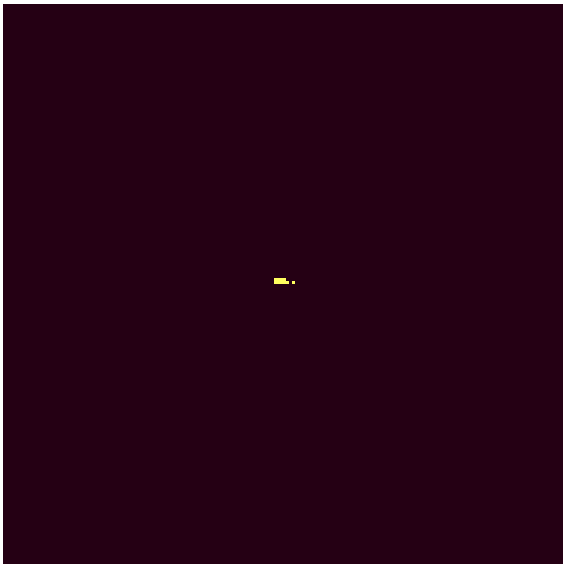
Nuestro **UNIVERSO** es de tipo Friedmann-Robertson-Walker (FRW), caracterizado por un parámetro de expansión  $H_0$  y por un parámetro de densidad  $\Omega_0$ .



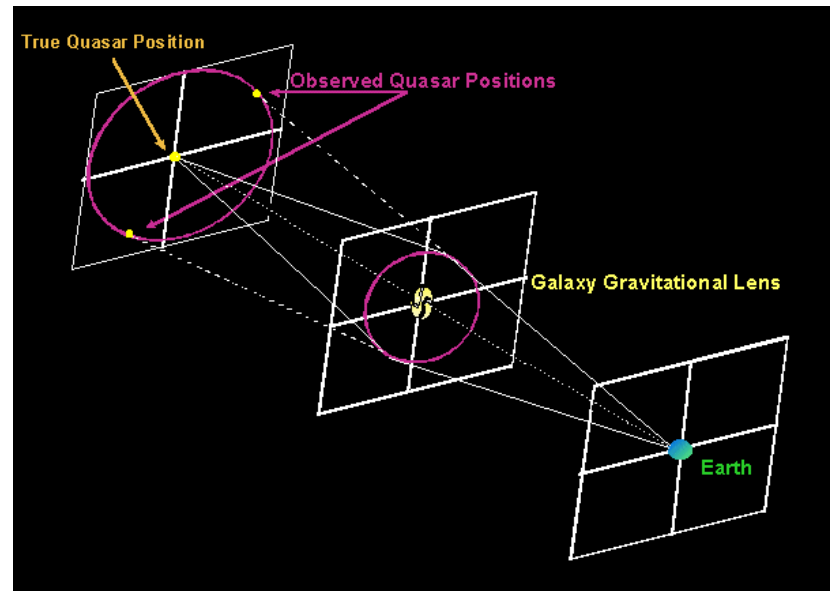
Mediante la geometría del problema, podemos deducir fácilmente una relación entre la posición de la fuente  $\beta$  y la posición de la imagen  $\theta$ . Recordar que  $\beta$  es una cantidad **NO** observable y que  $\beta$ ,  $\theta$  y  $\alpha$  son vectores 2D.

$$\beta = \theta - \alpha(\theta)$$

FUENTE QSO



FUENTE QSO, GALAXIA  
LENTE Y OBSERVADOR

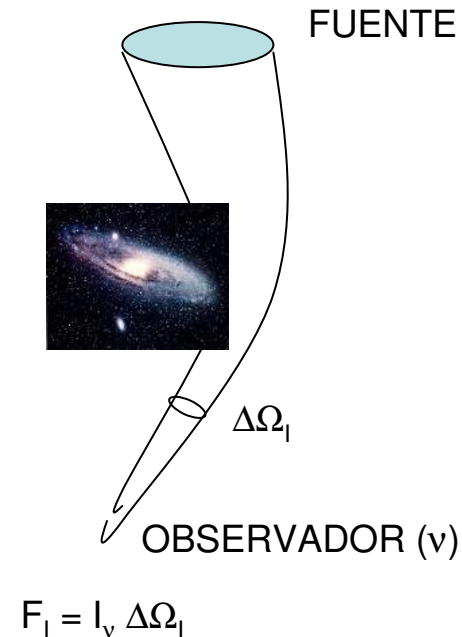
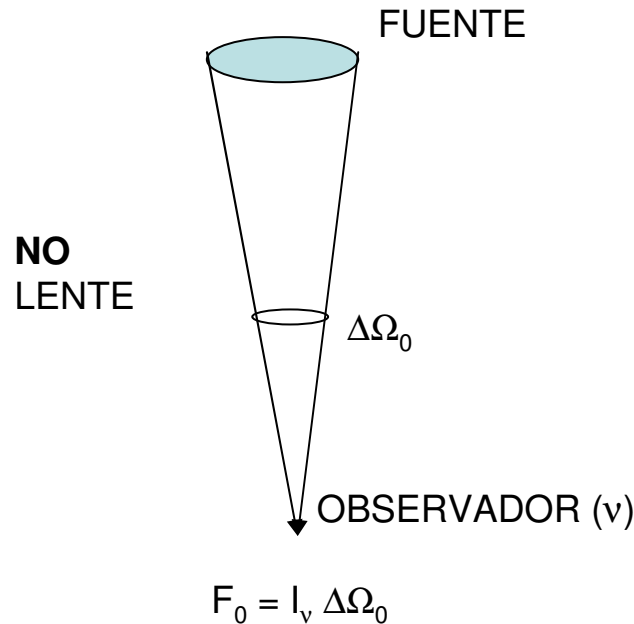


Lensing Galaxy



## Amplificación y distorsión de imágenes

La gravedad del deflector, no solo origina la aparición de varias imágenes. También afecta a las propiedades de las imágenes de una fuente, en particular al flujo.



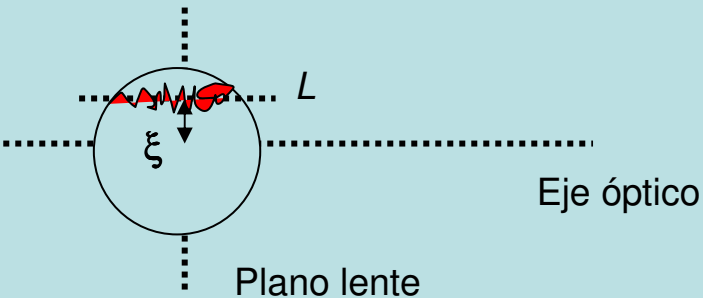
Se produce un **cambio en el flujo que es independiente de la frecuencia  $\nu$** , y se define un **factor de amplificación**  $|\mu| = F_1/F_0 = \Delta\Omega_1/\Delta\Omega_0 = d^2\theta/d^2\beta$ .

Podemos considerar la matriz Jacobiana para la transformación  $\beta = \theta - \alpha(\theta)$ , de modo que:  $d^2\beta = |\det A(\theta)| d^2\theta$ ,  $A(\theta) = \partial \beta / \partial \theta$ . El factor de amplificación sería  $|\mu| = 1 / |\det A(\theta)|$ , y el factor de amplificación generalizado vale  $\mu(\theta) = 1 / \det A(\theta)$ . Si  $\mu$  es positivo, la imagen es de **paridad positiva**, mientras que si  $\mu$  es negativo, tenemos una imagen de **paridad negativa** (imagen invertida). Puede ocurrir que  $\det A = 0$  y  $\mu = \infty$ . Esto sucede cuando la fuente se sitúa sobre una **caústica**.

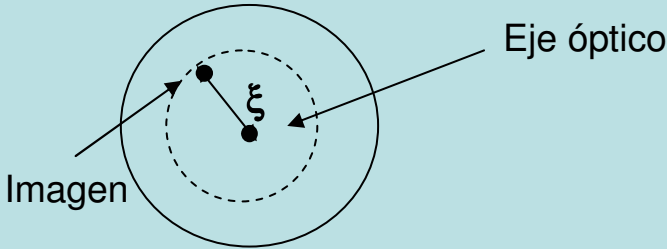
La matriz  $A(\theta) = \partial \beta / \partial \theta$  incluye los **efectos gravitatorios** del objeto que actua como lente (deflector de luz), y por lo tanto, estará relacionada con la distribución de materia en dicho objeto lente. Se puede demostrar que

$$\begin{aligned} A_{11} &= 1 - \kappa - \gamma_1 & A_{12} &= -\gamma_2 \\ A_{21} &= -\gamma_2 & A_{22} &= 1 - \kappa + \gamma_1 \end{aligned}$$

con  $\det A = (1 - \kappa)^2 - \gamma^2$  y  $\text{tr} A = 2(1 - \kappa)$  [ $\gamma = (\gamma_1^2 + \gamma_2^2)^{1/2}$ ]. Tras una rotación del sistema de coordenadas, se puede diagonalizar la matriz y obtener:  $A_{11} = 1 - \kappa - \gamma$ ,  $A_{22} = 1 - \kappa + \gamma$  y  $A_{12} = A_{21} = 0$ . En la matriz A y en el factor de amplificación  $\mu$ , aparecen dos parámetros fundamentales del efecto lente gravitatoria, que son la **convergencia** (o focalización) y el **"shear"**. El primero es un parámetro LOCAL, que depende exclusivamente de la densidad superficial de masa en la región de la lente atravesada por la luz de la imagen, mientras que el segundo depende de la distribución GLOBAL de materia.



The diagram shows a circular lens plane with a horizontal dashed line representing the optical axis. A vertical dashed line represents the lens plane. A red wavy line is drawn across the lens plane, representing the surface mass density  $\Sigma(\xi)$ . The distance from the optical axis to the lens plane is labeled  $L$ . The distance from the optical axis to the lens plane is labeled  $\xi$ . The lens plane is labeled "Plano lente".

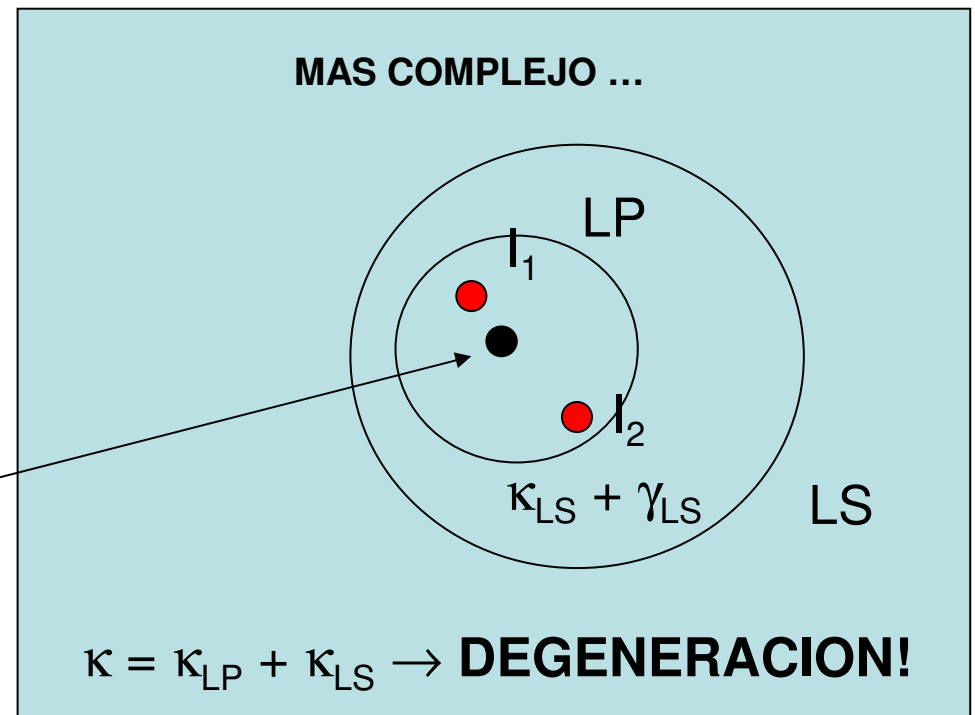
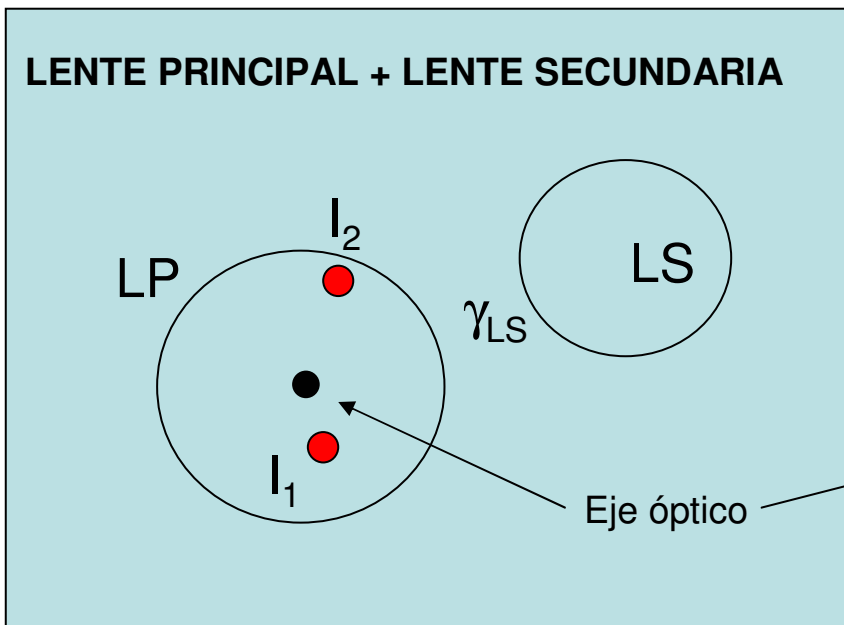
$$\kappa = (4\pi G/c^2) (D_L D_{LS}/D_S) \underbrace{\int_L \rho dl}_{\Sigma(\xi) \rightarrow \text{trazo rojo}}$$


The diagram shows a circular lens with a dashed circle inside representing the image. A horizontal dashed line represents the optical axis. The distance from the optical axis to the lens is labeled  $\xi$ . The lens is labeled "Eje óptico". The image is labeled "Imagen".

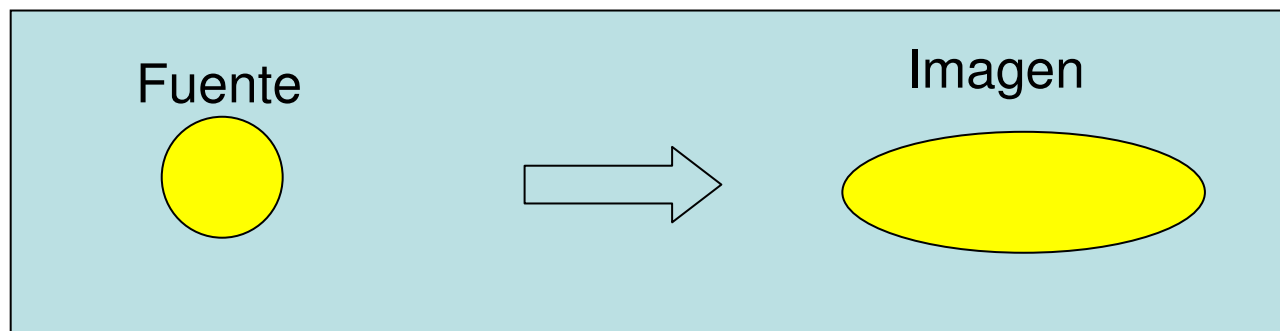
### LENTE ESFERICA

$$\gamma = (4\pi G/c^2) (D_L D_{LS}/D_S) [M(\xi)/\pi\xi^2 - \Sigma(\xi)]$$

$$M(\xi) = 2\pi \int_{\xi} \Sigma(\chi)\chi d\chi = \langle \Sigma \rangle \pi\xi^2$$

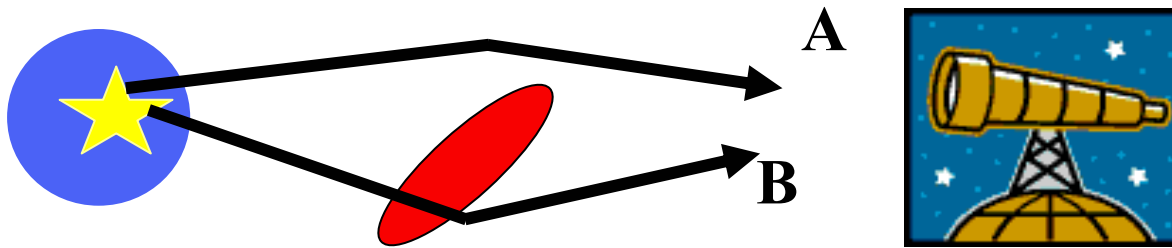


También se produce la **distorsión de imágenes**: la imagen de un círculo será una elipse. Las únicas excepciones son  $\gamma = 0$  y  $\kappa = 1$ . En estos dos casos no hay distorsión.



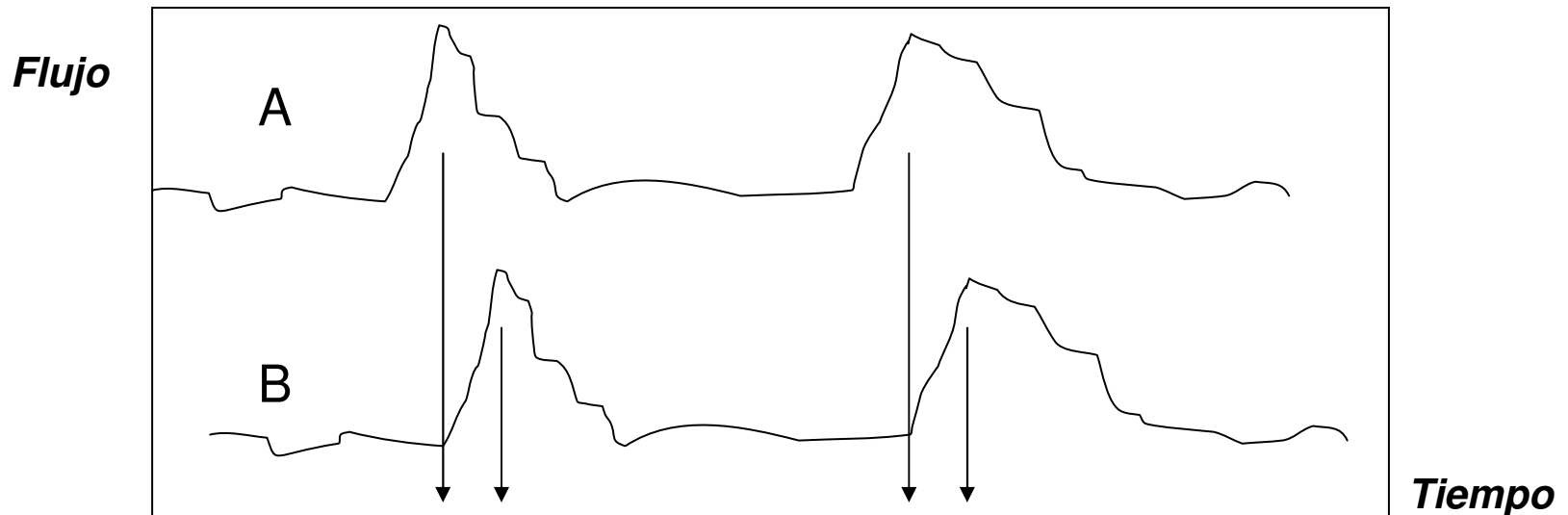


## Retardo temporal



$\Delta\tau_{BA} \rightarrow$  gravedad (Shapiro)  
+ geometría

El tiempo de propagación desde la fuente al observador varía de una imagen a otra, y esta diferencia (**retardo temporal entre imágenes**) puede medirse cuando la fuente es variable.



El retardo temporal entre las imágenes A y B vale

$$\Delta\tau_{BA} = K \lambda,$$

donde

$$K = (D_S D_L / c D_{LS}) (1 + z_L) = H_0^{-1} F(z_L, z_S, \Omega_0)$$

⇒ COSMOLOGIA

y

$$\lambda = (1/2)[(\theta_B - \beta)^2 - (\theta_A - \beta)^2] - \Psi(\theta_B) + \Psi(\theta_A).$$

⇒ FENOMENO LENTE

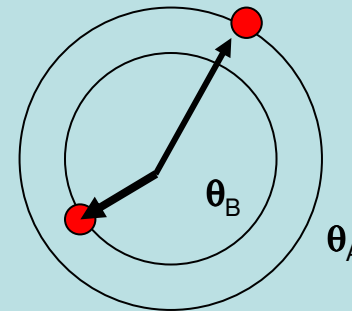
### IDEA DE REFSDAL (década 1960/1970)

Como  $F$  es débilmente dependiente en el contenido de materia-energía del universo (la inclusión de la energía oscura no cambia las cosas de forma importante), si medimos  $\Delta\tau_{BA}$  y las propiedades básicas del sistema ( $\theta_A$ ,  $\theta_B$ ,  $\mu_{BA} = |\mu_B|/|\mu_A|$ ,  $z_L$ ,  $z_S$ , ...), podemos determinar la expansión actual del universo  $H_0$  (**COSMOLOGIA**).

Las observaciones básicas del sistema ( $\theta_A$ ,  $\theta_B$ ,  $\mu_{BA} = |\mu_B|/|\mu_A|$ ,  $z_L$ ,  $z_S$ , ...) junto a un **modelo lente** (modelo para el efecto gravitatorio de la lente) permiten determinar completamente  $\beta$  y  $\Psi$ , y así resolver la expansión como

$$H_0 = F \lambda / \Delta\tau_{BA}.$$

### IDEA DE KOCHANEK et al. (años 2000)



#### LENTE CIRCULAR

$$\rho \propto r^{-n} \Rightarrow \kappa(\theta) \propto \theta^{1-n}$$

en  $\theta_B < \theta < \theta_A$

$$\Delta\tau_{BA} = 2 \Delta\tau \{1 - \langle \kappa \rangle + \dots\},$$

donde

$$\Delta\tau = (D_S D_L / 2c D_{LS}) (\theta_A^2 - \theta_B^2) \text{ y } \langle \kappa \rangle = (3 - n)/2.$$

Conociendo el retardo, la cosmología, los “redshifts” y las posiciones de las imágenes, se puede determinar el perfil de la distribución de **MATERIA** (luminosa + oscura) **INTRAGALACTICA**

## Modelos lente

Existe una gran variedad de modelos lente (representaciones más o menos idealizadas de los objetos lente). Entre los **circularmente simétricos**, se encuentran el disco homogéneo (pensando en la masa luminosa exterior de una galaxia espiral de cara) y la esfera singular isoterma (pensando en casi todo: materia en el halo oscuro de espirales, elípticas, ...). Las lentes que originan sistemas cuádruples se suelen representar mediante distribuciones de materia cuya simetría circular se ha roto con una **perturbación elíptica**. Si además de la galaxia lente principal, participan en el espejismo otras galaxias (lo cual es usual), debemos tener en cuenta su presencia. Distribuciones de materia secundarias, que no ocupan la región de formación de imágenes, pueden representarse mediante un **campo de “shear” externo**.

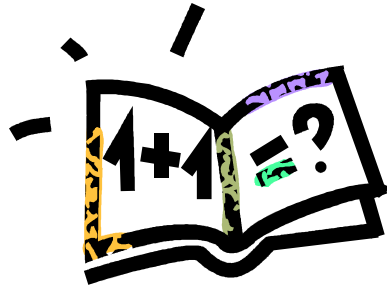
Ahora nos vamos a concentrar en un potencial isoterma ( $n = 2$ ) elíptico con “shear” externo (SAHA & WILLIAMS 2003; *AJ* 125, 2769). Es decir,

$$\Psi(\boldsymbol{\theta}) = (a\theta_x^2 + b\theta_y^2 + 2h\theta_x\theta_y + r_c^2)^{1/2} + (1/2)\gamma_1(\theta_x^2 - \theta_y^2) + \gamma_2\theta_x\theta_y.$$

Si fijamos el radio angular del “core” ( $r_c$ ), tenemos 5 parámetros libres en el modelo lente: lente principal ( $a, b, h$ ) + lentes secundarias ( $\gamma_1, \gamma_2$ ).

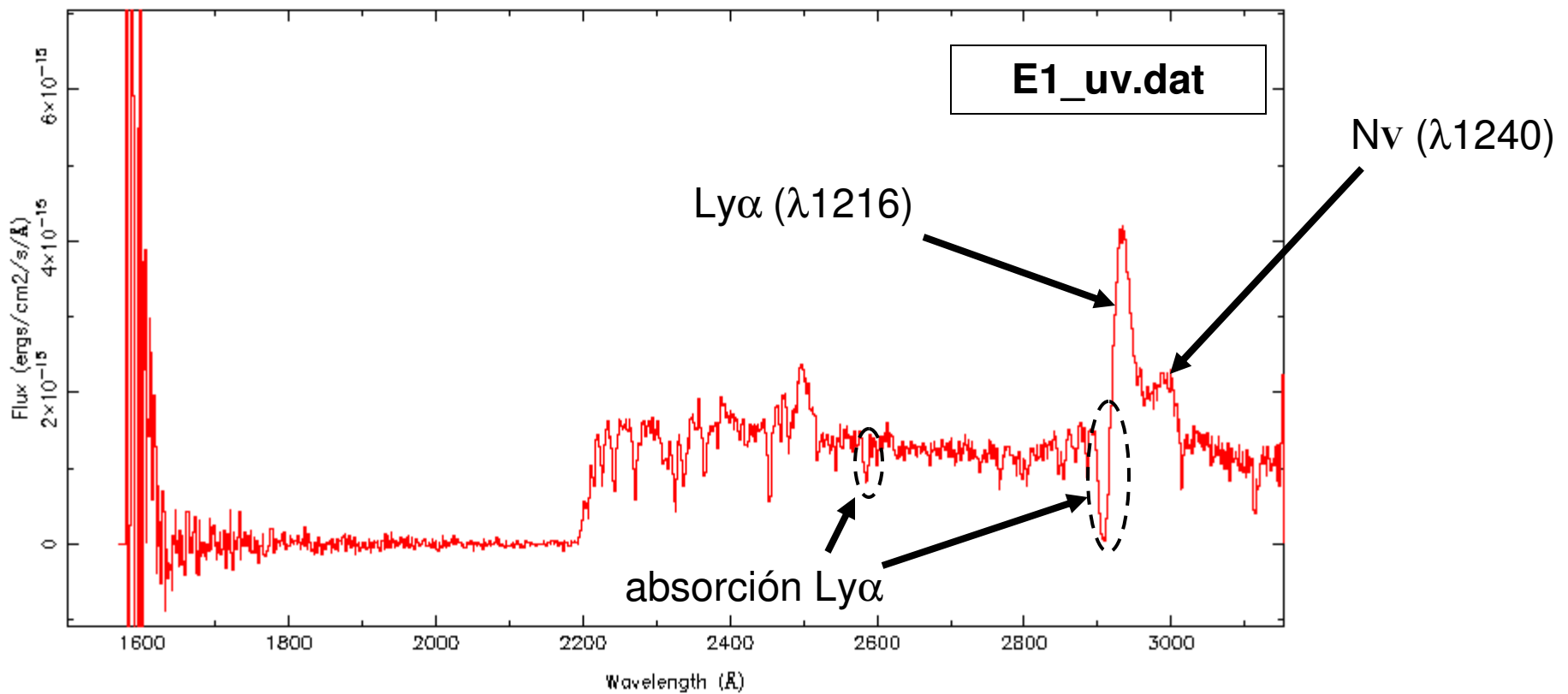
Con el programa **SimpLens**

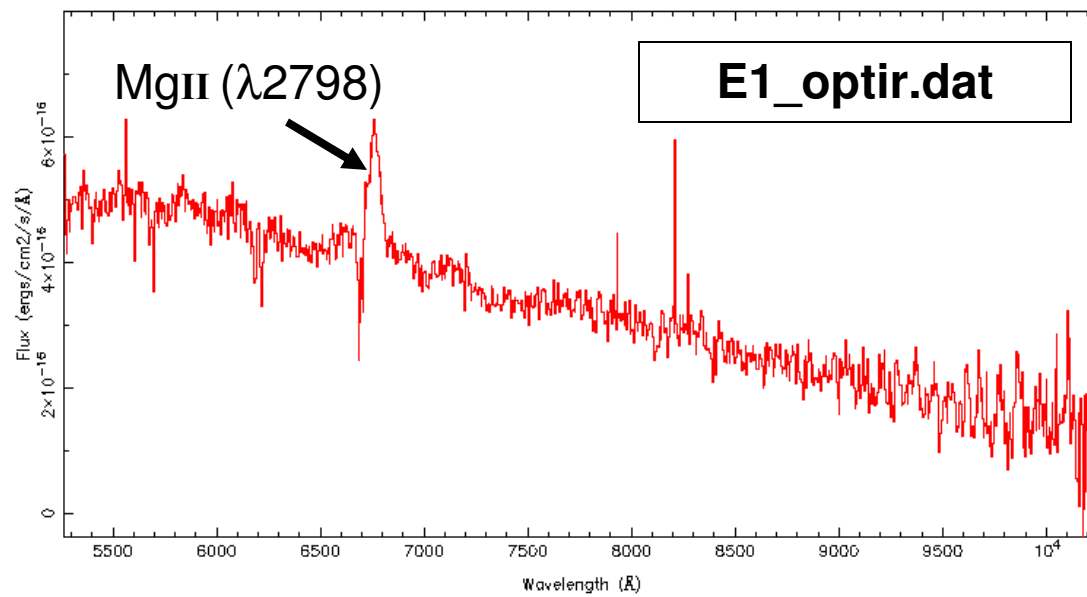
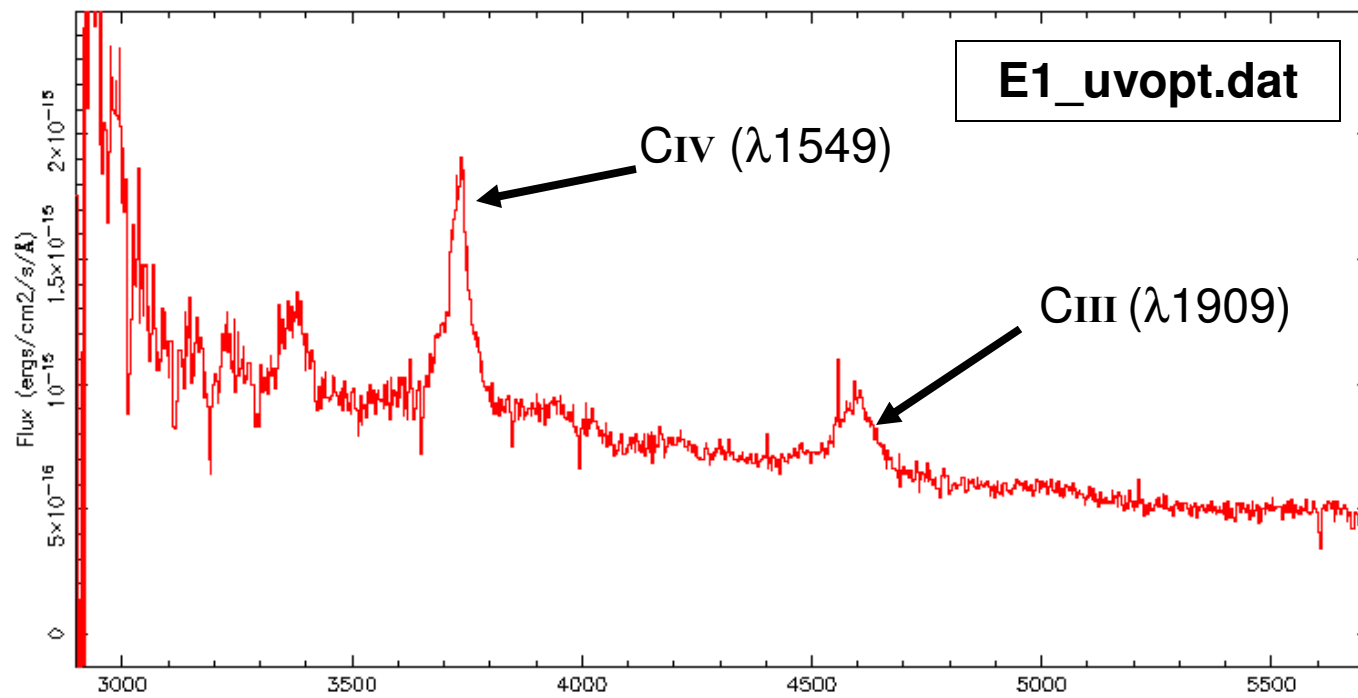
(<http://www.physik.uzh.ch/~psaha/astron/lens/simplens.php>) se puede “jugar” un poco y ver el comportamiento de lentes circulares y más complejas. Se pueden visualizar las caústicas, las posiciones de la fuente en el plano fuente, las posiciones y magnificaciones de las imágenes, y otras cosas. También se incluyen modelos más complejos.



## Ejercicio 1: *Espectros de AGNs*

Se trata de analizar los espectros **E1\_uv.dat** (UV), **E1\_uvopt.dat** (óptico-UV) y **E1\_optir.dat** (IR-óptico) de cierto QSO





### Cuestiones:

- Obtener las longitudes de onda centrales de las líneas de emisión identificadas, y calcular el desplazamiento al rojo ( $z_{\text{QSO}}$ ) del QSO. Estimar las FWHMs en  $\text{\AA}$  y km/s
- Analizando las líneas de absorción Ly $\alpha$  identificadas, ¿cuánto valen los desplazamientos al rojo de los dos sistemas de absorción ( $z_{\text{abs,A}}$  y  $z_{\text{abs,B}}$ )?. Clasifica ambos sistemas Ly $\alpha$  (nube difusa, limite Lyman o DLA). El sistema más próximo al QSO (sistema A), puede interpretarse como una nube de gas en el QSO que es eyectada hacía el observador (viento). Así, si la diferencia  $z_{\text{QSO}} - z_{\text{abs,A}}$  no tiene un origen cosmológico (expansión del Universo), y es debida al movimiento peculiar de la nube en el QSO, estimar la velocidad radial (en km/s) de dicha nube
- Seleccionar unas 10 regiones (anchura = 100  $\text{\AA}$ ) del continuo óptico (4000-7000  $\text{\AA}$ ), y estimar los valores promedio de  $\lambda$  y  $F_\lambda$  (erg/cm<sup>2</sup>/s/ $\text{\AA}$ ) en dichas regiones. Entonces, representar  $F_\lambda = F_\lambda(\lambda)$ , y ajustar el comportamiento a una ley de potencias. ¿Es razonable el resultado?

### Ejercicio 2: ***Reverberación del continuo óptico (AD) en la BLR***

Se pretende comparar curvas de luz del Seyfert NGC 5548. En concreto, el ejercicio se basa en el estudio comparativo de las variaciones del continuo óptico a  $\lambda = 5150 \text{\AA}$  (**E2\_5150A.dat**) y de la línea H $\beta$  (**E2\_Hbeta.dat**)

## Cuestiones:

- Dadas las series discretas  $C_i$  (continuo) y  $L_j$  (línea), la función de correlación cruzada discreta  $CL$  para un retardo de prueba  $\tau$  se define como (Edelson & Krolik 1988)

$$CL(\tau) = (1/M) \{ (C_i - \langle C \rangle)(L_j - \langle L \rangle) / [(\sigma_C^2 - e_C^2)(\sigma_L^2 - e_L^2)]^{1/2} \} ,$$

donde se promedia sobre los  $M$  pares  $(C_i, L_j)$  para los cuales  $\tau - \alpha \leq \Delta t_{ij} \leq \tau + \alpha$ ,  $\Delta t_{ij} = t_j - t_i$ ,  $\alpha$  es la semianchura del bin, y  $\sigma_x$  y  $e_x$  son la desviación standard y el error promedio de la serie temporal  $X$ , respectivamente. Estimar el tiempo promedio de muestreo de ambas series  $C$  y  $L$  (tiempo entre dos medidas consecutivas), y teniendo en cuenta el resultado, fijar un valor razonable de  $\alpha$ . Desarrollar un programa (FORTRAN, MATLAB, etc) para estudiar la correlación  $CL$  para  $\tau$  variando entre 0 y 100 días

- Si el retardo real se corresponde con el  $\tau$  al cual la correlación se hace máxima:  $CL(\tau_{BLR}) \sim 1$ , estimar  $\tau_{BLR}$ . Usar este tiempo de propagación entre una región interna del AD y la BLR para obtener el tamaño radial de la BLR ( $R_{BLR}$ ) en pc. ¿Es razonable el resultado?. Sabiendo que la masa del SMBH vale  $\sim 10^7 M_{\odot}$ , comparar  $R_{BLR}$  con el tamaño radial del disco de acreción ( $R_{AD}$ )

Despacho: 1020 (Facultad de Ciencias)

Teléfono: 942 201457

E-mail: [goicol@unican.es](mailto:goicol@unican.es), Web: <http://personales.unican.es/goicol/>

## Referencias

- “Galaxies and Cosmology” (F. Combes et al.) – A&A Library (Springer), 1995
- “Los Núcleos Galácticos Activos: Historia, Componentes y Taxonomía” (J. Bussons), 2003  
[http://web.lpta.in2p3.fr/users/javier/AstroSiguenza/siguenza\\_2003/material/introduccion/l3.pdf](http://web.lpta.in2p3.fr/users/javier/AstroSiguenza/siguenza_2003/material/introduccion/l3.pdf)
- “Mecanismos de radiación en AGNs” (J. Alcolea), 2003  
[http://web.lpta.in2p3.fr/users/javier/AstroSiguenza/siguenza\\_2003/material/introduccion/l5.pdf](http://web.lpta.in2p3.fr/users/javier/AstroSiguenza/siguenza_2003/material/introduccion/l5.pdf)
- “Classification of AGN” (2004) <http://rocinante.colorado.edu/~pja/astr3830/lecture27.pdf>
- “Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars – The Physics of Compact Objects” (S. L. Shapiro & S. A. Teukolsky) – Wiley, 1983
- “Reverberation Mapping of Active Galactic Nuclei” (B. Peterson & K. Horne), 2004  
<http://www.stsci.edu/ts/webcasting/ram/MaySymposium2004/ppt/BradPeterson050404/peterson.ppt>
- “Modeling the X-ray-optical correlations in NGC 3516” (D. Kazanas & S. Nayakshin) – The Astrophysical Journal 550, 655-667 (2001)  
[ver referencias en dicho artículo y otras relacionadas]
- “Quasar Absorbers and the InterGalactic Medium” (S. C. Reynolds), 2007  
[http://www.roe.ac.uk/ifa/postgrad/pedagogy/2007\\_reynolds.pdf](http://www.roe.ac.uk/ifa/postgrad/pedagogy/2007_reynolds.pdf)
- “Gravitational Lenses” (P. Schneider, J. Ehlers & E. E. Falco) – A&A Library (Springer), 1992/1999
- “Cosmological Applications of Gravitational Lensing” (R. D. Blandford & R. Narayan) – Annu. Rev. Astron. Astrophys. 30, 311-358 (1992)
- “Gravitational Lensing: Strong, Weak & Micro” (P. Schneider, C. S. Kochanek & J. Wambsganss) - Proc. 33rd Saas-Fee Advanced Course, ed. G. Meylan, P. Jetzer, & P. North (Springer), 2006