

Cap. 6

dopo aver compreso il redshift torniamo ai quasar

principali caratteristiche dei quasar:

- enorme luminosità
- spettro molto esteso
- righe di emissione larghe (broad)
- forte variabilità
- alti redshift

altre caratteristiche osservative non sempre presenti

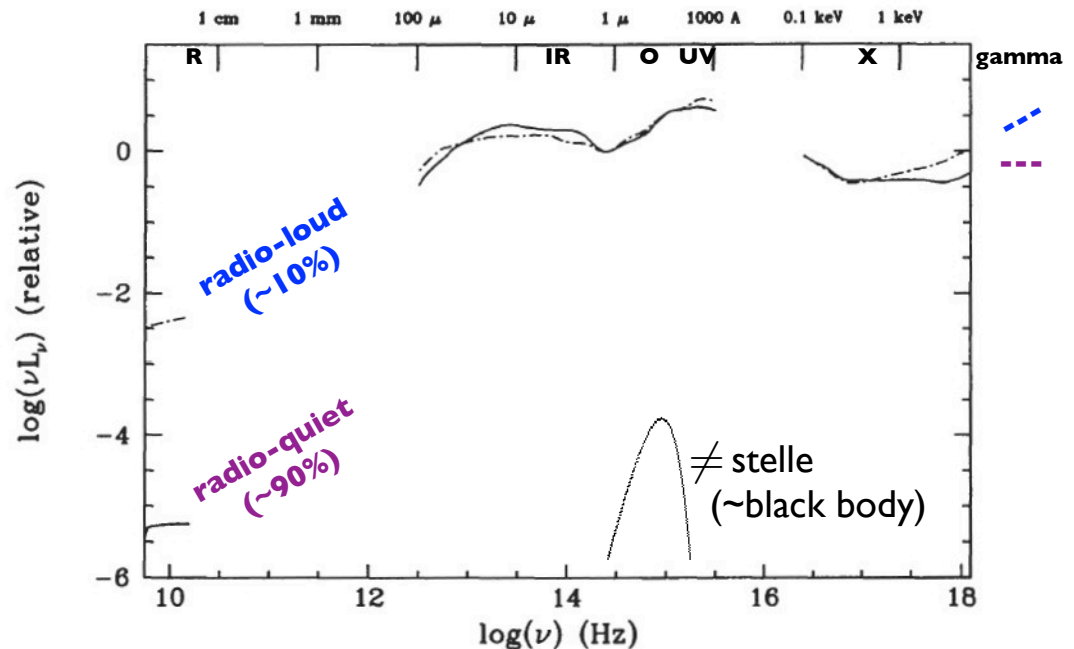
- aspetto puntiforme "quasi stellare" (altri AGN vicini appaiono estesi)
- eccesso UV (assente nei blazar)

enorme luminosità

$$z \sim 6.4, F \sim 5 \times 10^{-13} \text{ erg/cm}^2/\text{s}$$

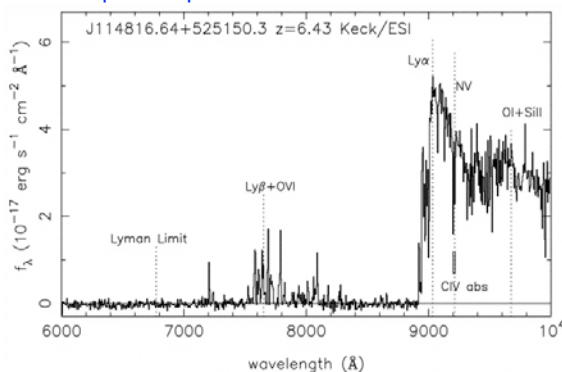
$$\rightarrow L = 4\pi D_L^2(z) F \sim 10^{47} \text{ erg/s} \sim 3 \cdot 10^{13} L_\odot \rightarrow 10^{14} L_\odot$$

spettro molto esteso



quasar di alto redshift

Il quasar di più alto redshift

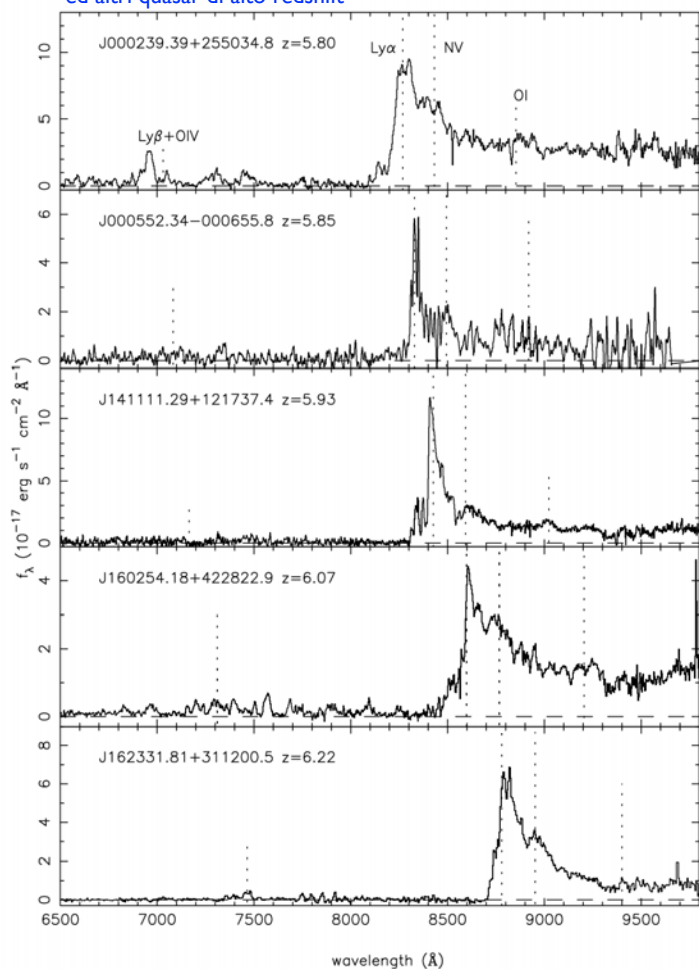


in questi esempi è molto evidente la riga di emissione $Ly\alpha$, con lunghezza d'onda osservata:

$$\lambda_o = \lambda_e(1+z) = 1216(1+z)\text{\AA}$$

a bassi redshift questa riga è nell'UV e sono invece nel visibile le righe di Balmer

ed altri quasar di alto redshift

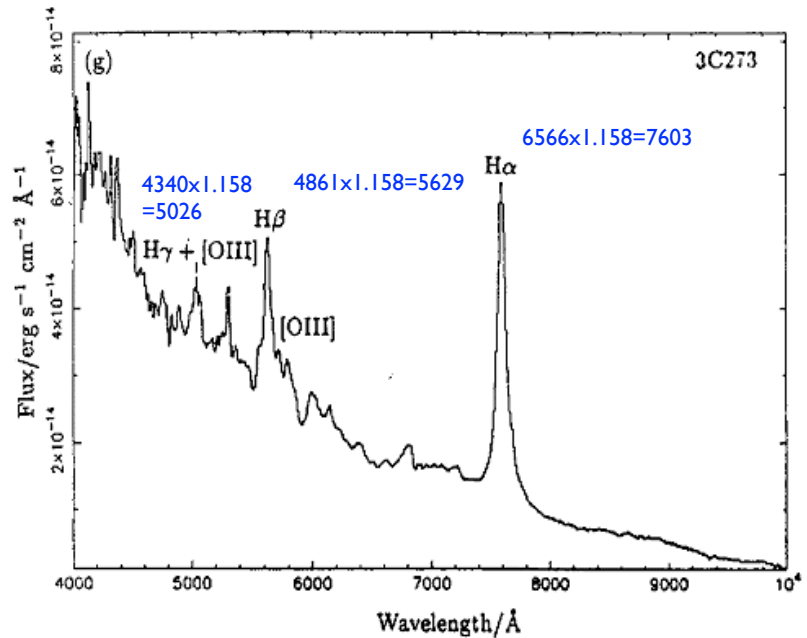
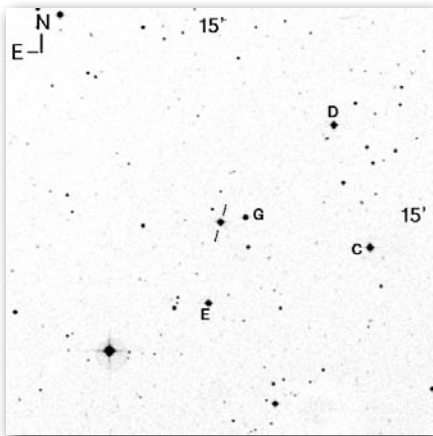


3C273, uno dei quasar più vicini e luminosi, $z=0.158$

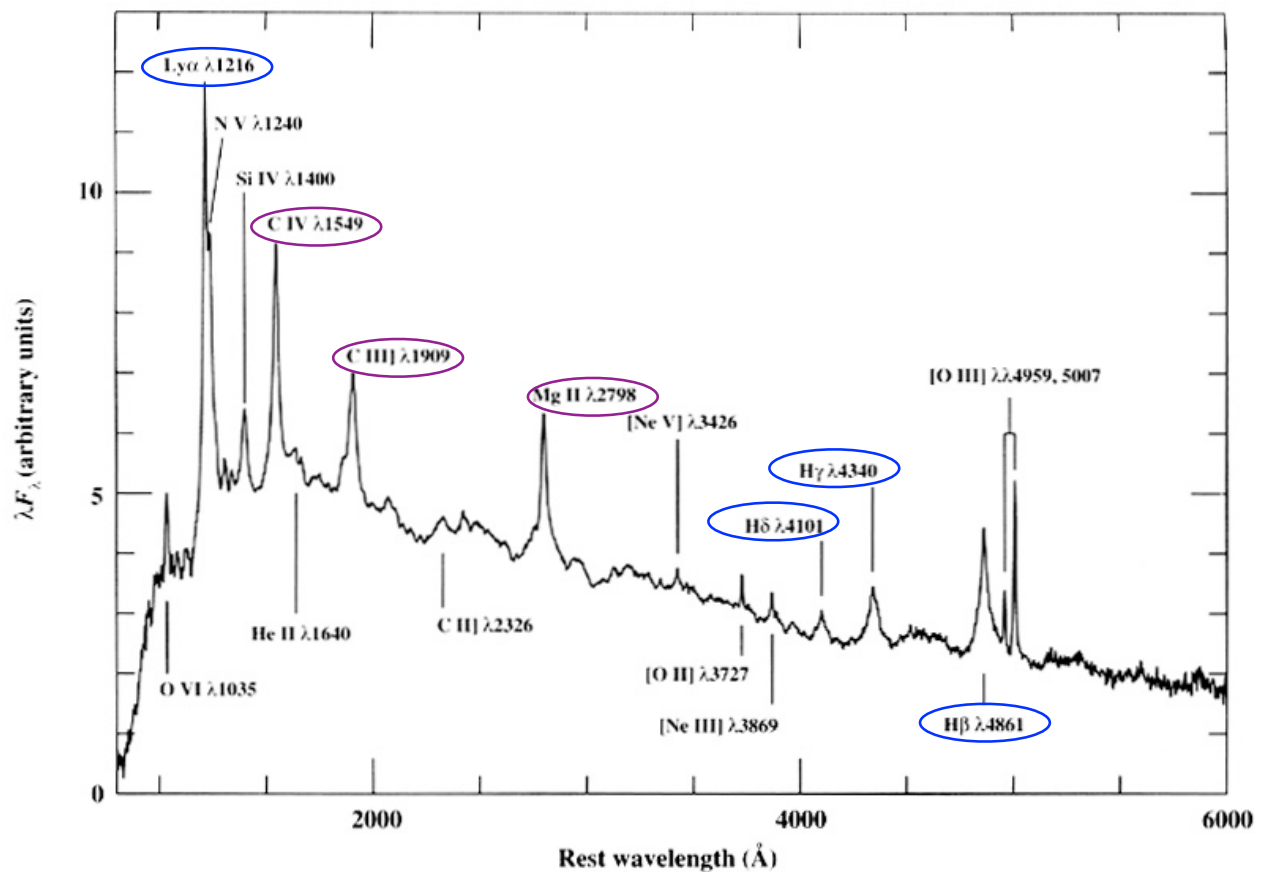
$$D \approx \frac{c}{H_0} z \simeq 632 \text{ Mpc} \quad \text{dalla legge di Hubble}$$

distanza di luminosità (EdS):

$$D_L = \frac{c}{H_0} 2(1 + z - \sqrt{1 + z}) \simeq 655 \text{ Mpc}$$



spettro sintetico medio calcolato per un campione di quasar e riportato a $z=0$



quali righe si vedono dipende dal redshift

p.es. , se lo spettrografo consente di misurare lo spettro fra 4000 e 8000 Å:

$$\lambda(H_{\alpha}) = 6566 \times (1 + z) \text{Å}$$

si vede fino a $z < \sim 0.4$

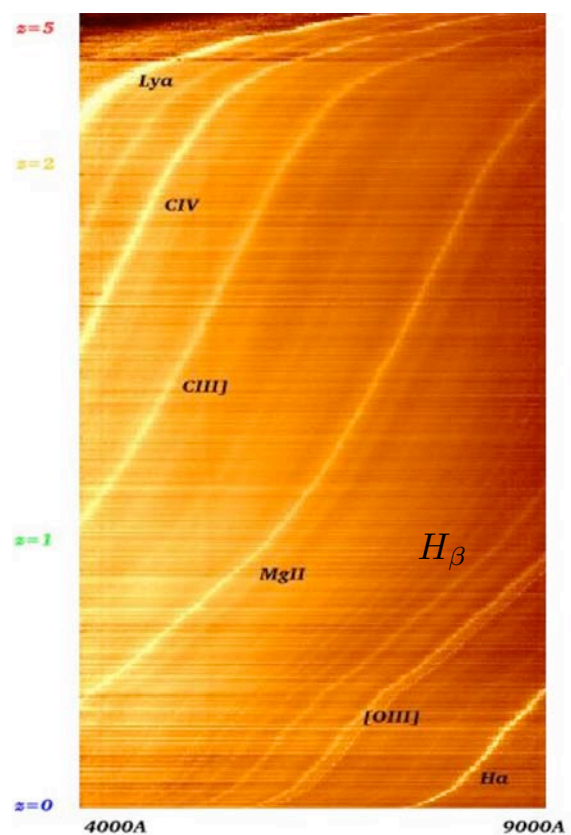
$$\lambda(H_{\beta}) = 4864 \times (1 + z) \text{Å}$$

si vede fino a $z < \sim 0.85$

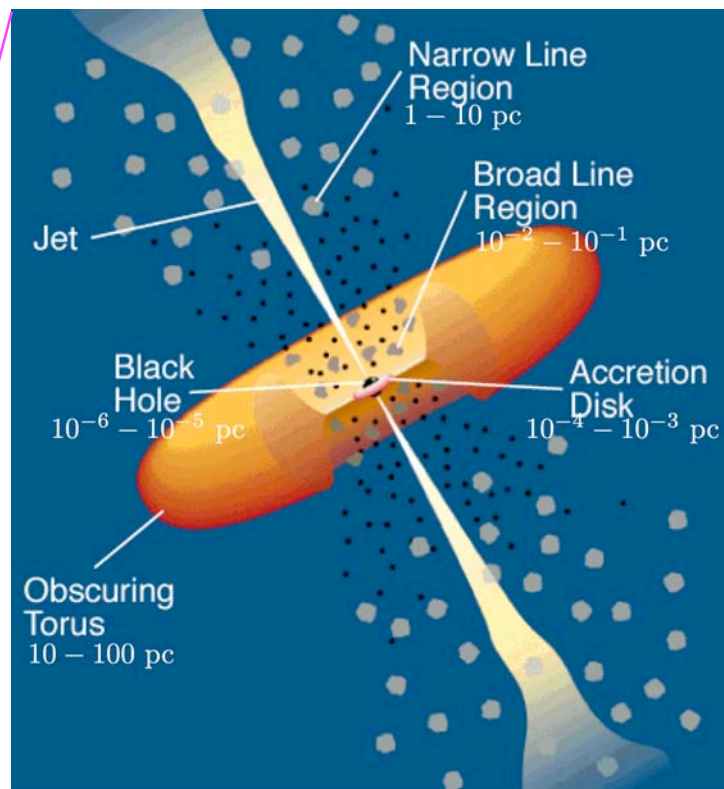
$$\lambda(Ly_{\alpha}) = 1216 \times (1 + z) \text{Å}$$

si vede solo per alti redshift, $z > \sim 2.3$

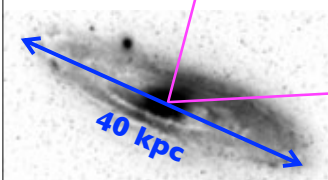
spettri di 8000 quasar della SDSS che mostrano la posizione delle principali righe di emissione al variare del redshift



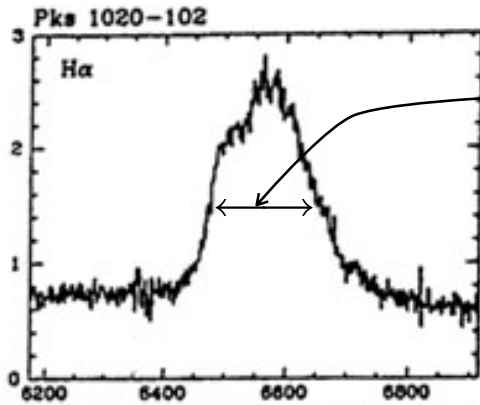
struttura di un quasar



è piccolo



allargamento delle righe di emissione



FWHM: Full Width at Half Maximum

p.es.:
$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \simeq \frac{150\text{\AA}}{6500\text{\AA}} = \frac{\Delta v_r}{c}$$

$$\rightarrow \Delta v_r \sim 7000 \text{ km/s}$$

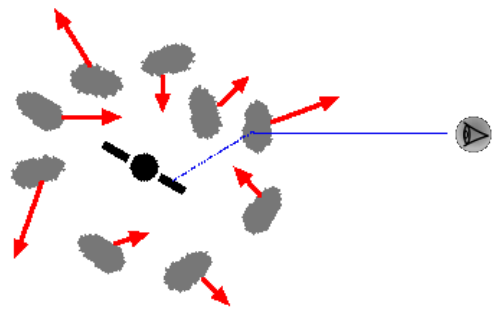
$$\Delta v_r \sim 3000 - 10000 \text{ km/s}$$

(Broad line Region)

$$\Delta v_r \sim 300 - 1000 \text{ km/s}$$

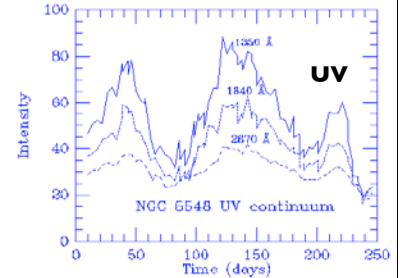
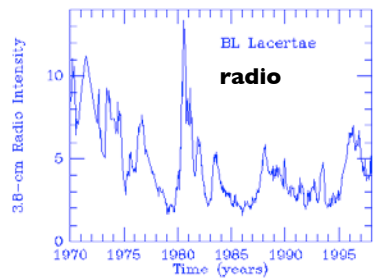
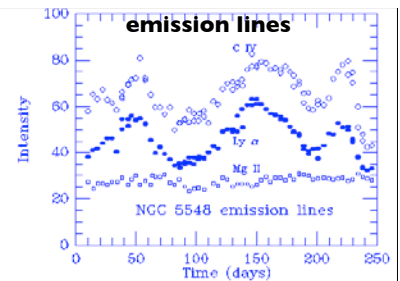
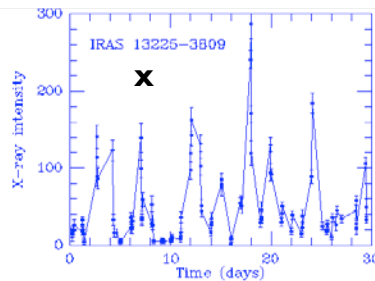
(Narrow Line region)

la FWHM è legata alla dispersione di velocità, scarto quadratico medio della distribuzione delle velocità

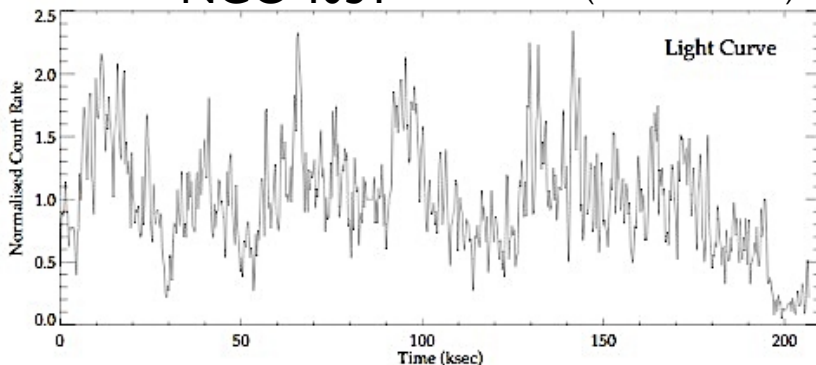


variabilità

settimane-anni



NGC 4051 0.05-2 keV (Lawrence 1985)

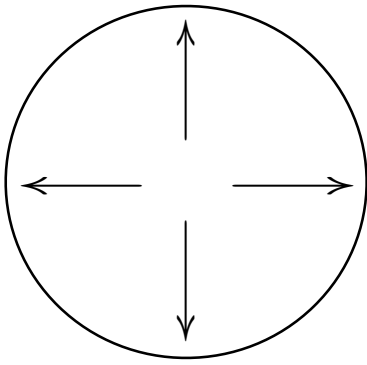


a volte molto rapida negli X, ore:

$\sim 100\%$ in 10.000 s $\sim 3\text{h}$

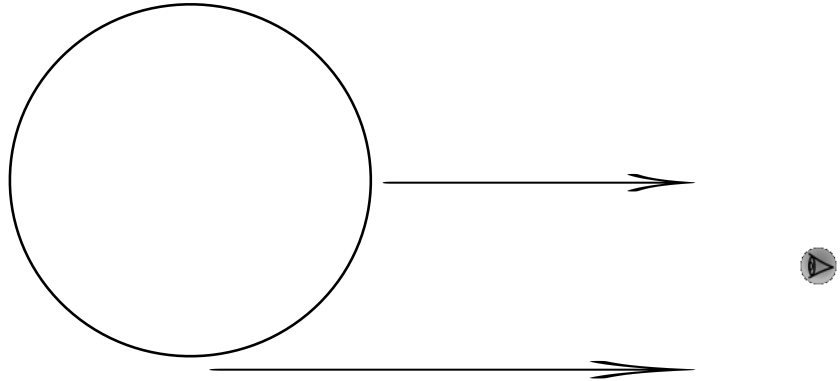


variabilità e dimensioni



per grosse variazioni $\sim 100\%$ deve essere coinvolta tutta la sorgente, l'informazione viaggia a $v \leq c$

la differenza nei tempi di transito verso l'osservatore non deve mescolare e mediare le variazioni



in entrambi i casi $R < c \delta t \lesssim 10$ ore – luce $\sim 10^{15}$ cm $\sim$ Sistema Solare

densità di potenza estreme

l'analogo di 10^{14} Soli entro le dimensioni del Sistema Solare

$$F \sim \frac{10^{47}}{4\pi(10^{15})^2} \text{ erg/cm}^2/\text{s} = 10 \text{ TW/m}^2$$

10^4 grandi centrali/m²

cf costante solare 1.4 kW/m^2

dove

al centro di galassie

frequenza

$\sim 1\%$ delle “grandi” galassie: $\Delta t_Q \sim 10^{-2} \Delta t_{gal} \sim 10^8 \text{ yr}$

sorgente di energia

$$E = L\Delta t \gtrsim 10^{46} \text{ erg/s} \times 10^8 \text{ yr} \sim 3 \cdot 10^{61} \text{ erg}$$

termonucleare (come nelle stelle)?
oppure gravitazionale?

$$E = E_n = \eta_* M c^2 \qquad M = \frac{E}{\eta_* c^2} \sim 10^9 M_\odot$$

ma raccogliendo M entro $R \sim 10^{15} \text{ cm}$ si ottiene comunque $E_g \sim \frac{GM^2}{R} \eta > E_n$

$$\eta \frac{GM^2}{R} > \eta_* M c^2 \quad \Rightarrow \quad \eta \frac{E}{R} > \frac{(\eta_* c^2)^2}{G}$$

$$\eta \frac{L\Delta t}{R} > \frac{(\eta_* c^2)^2}{G} \sim 10^{45} (cgs)$$

$$\frac{\eta}{10^{-1}} \frac{\Delta t}{10^{-1} \text{ Gyr}} \frac{L/10^{45} \text{ erg/s}}{R/10^{15} \text{ cm}} \equiv \eta_{-1} \Delta t_{-1} \frac{L_{45}}{R_{15}} > 1$$

l'energia gravitazionale prevale

luminosità di Eddington

limite dovuto al bilancio fra attrazione gravitazionale e pressione di radiazione, già visto per le stelle, valido per ogni sorgente stabile ed isotropa

$$L \leq L_{Edd} = \frac{4\pi G m_p c}{\sigma_T} M = 1.3 \cdot 10^{38} \frac{M}{M_\odot} \text{ erg/s}$$

per i quasar conviene esprimerlo in termini della appropriata unità di massa:

$$M_8 = \frac{M}{10^8 M_\odot}$$

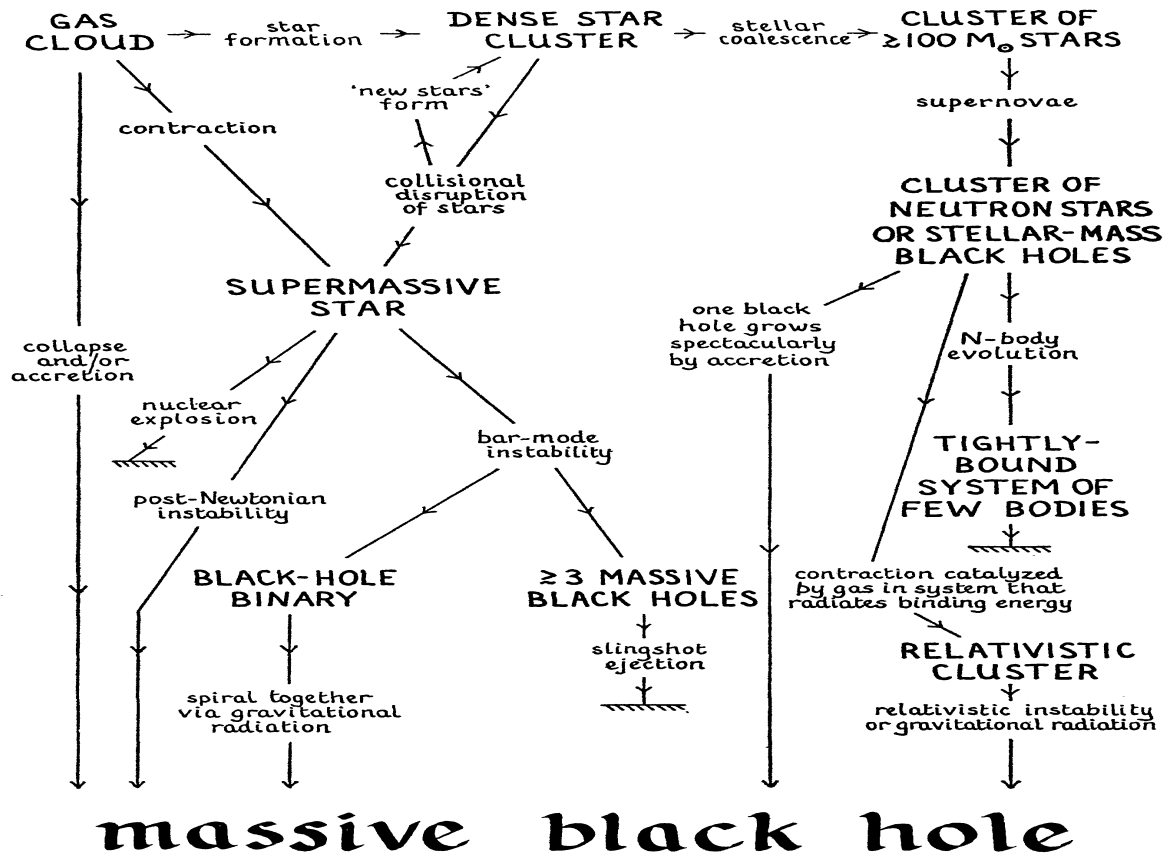
$$L_{Edd} = 1.3 \cdot 10^{46} M_8 \text{ erg/s}$$

ci sono anche quasar con $L \gtrsim 10^{47} \text{ erg/s}$

2 possibilità: (1) massa $\sim 10^9 M_\odot$

(2) emissione anisotropa $L \neq F 4\pi D_L^2$

tutte le strade portano al Black Hole supermassivo (Rees 1984)



quasar ↔ BH supermassivi

$\left. \begin{array}{l} L \text{ grandi} \\ R \text{ piccoli} \end{array} \right\} \rightarrow \text{condensazioni gravitazionali estreme}$

i BH sono caratterizzati da un orizzonte degli eventi dal quale nessuna particella o fotone può evadere

il raggio di Schwarzschild $R_s = \frac{2GM}{c^2}$

già Laplace nel 1798-99 aveva calcolato l'orizzonte considerando la velocità di fuga:

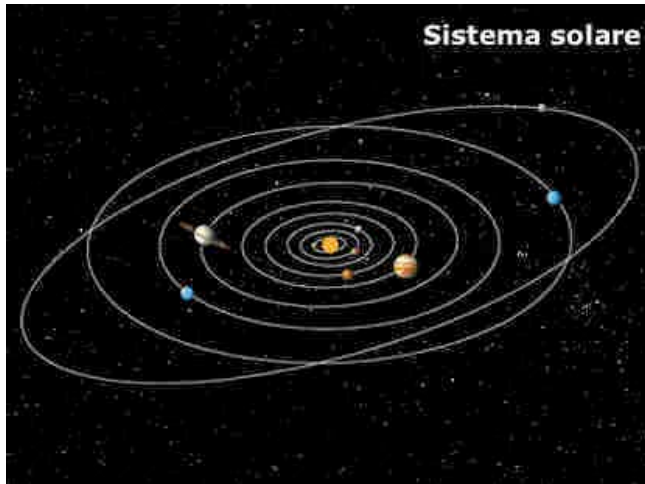
$$v_f = c = \sqrt{\frac{2GM}{R}} \Rightarrow R = \frac{2GM}{c^2}$$

$$R_s = \frac{2GM_\odot}{c^2} \frac{M}{M_\odot} \simeq 3 \frac{M}{M_\odot} \text{ km}$$

per un quasar conviene scrivere $R_s \simeq 3 \cdot 10^{13} M_8 \text{ cm}$



$$R_s \simeq 3 \times 10^{13} M_8 \text{ cm} \simeq 2 \text{ AU}$$



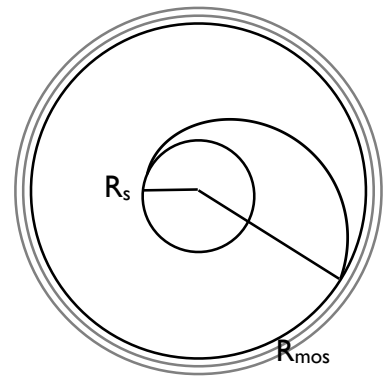
SMBH

minima orbita stabile

particelle in orbita attorno a un BH hanno
(secondo la RG) una minima orbita stabile a $R_{mos} = 3R_s$

a $R > 3R_s$ le particelle spiraleggiano
con $v_r \ll v_\theta$ e hanno tempo di irraggiare

giunte a $R \simeq 3R_s$ si “tuffano” rapidamente
dentro l'orizzonte e spariscono con la loro energia

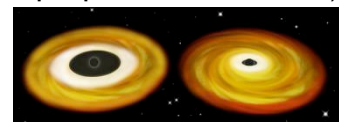


**efficienza η nella conversione
energia gravitazionale $\rightarrow$ energia e.m.**

$$\frac{1}{2} \frac{GM}{R_{mos}} \Delta m = \frac{1}{2} \frac{GM}{3 \frac{2GM}{c^2}} \Delta m = \eta \Delta m c^2 \quad \frac{1}{12} \simeq 0.08$$

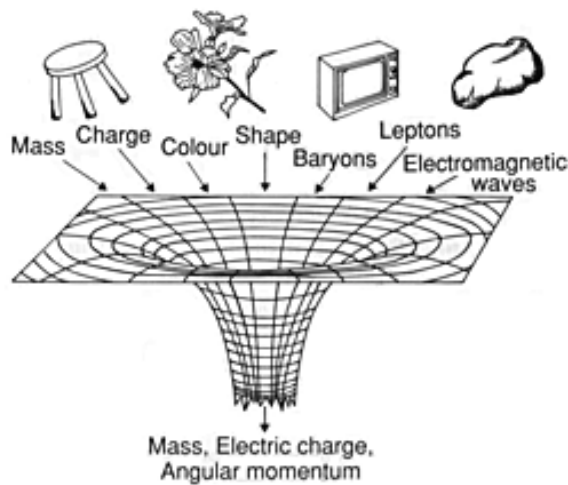
energia di legame di ogni
massa Δm in $\sim$ equil.
(da T. Viriale $\Delta \mathcal{T} = -\frac{1}{2} \Delta \mathcal{U} = -\Delta \mathcal{E}$)

RG (metrica di Schwarzschild): 0.06
RG (metrica di Kerr, rotante): 0.42
(se il BH ruota la m.o.s. è più piccola: $R_{mos} \rightarrow R_s/2$)



no-hair theorem

Black Hole possono avere massa (M),
momento angolare (J), carica elettrica (Q~0)



ogni altra informazione sulla materia
che cade dentro l'orizzonte viene persa

casi principali:

Schwarzschild (M)

Kerr (M,J)

redshift gravitazionale

in modo classico si può calcolare la perdita di energia di un fotone che debba risalire da
una buca di potenziale:

$$\Delta E = h\nu_e - h\nu_o \simeq \frac{GM}{r} \frac{h\nu_o}{c^2} \quad \leftarrow \text{massa equivalente all'energia del fotone}$$

$$z \equiv \frac{\lambda_o - \lambda_e}{\lambda_e} \simeq \frac{\nu_e - \nu_o}{\nu_e}$$

$$z_{grav} \simeq \frac{\Delta E}{E_o} = \frac{GM}{rc^2} = \frac{1}{2} \frac{R_s}{r} \quad \left(R_s = \frac{2GM}{c^2} \right)$$

in Relatività Generale lo spostamento di λ viene descritto esattamente in termini della
metrica di Schwarzschild (simmetria sferica, statica, piatta a ∞)

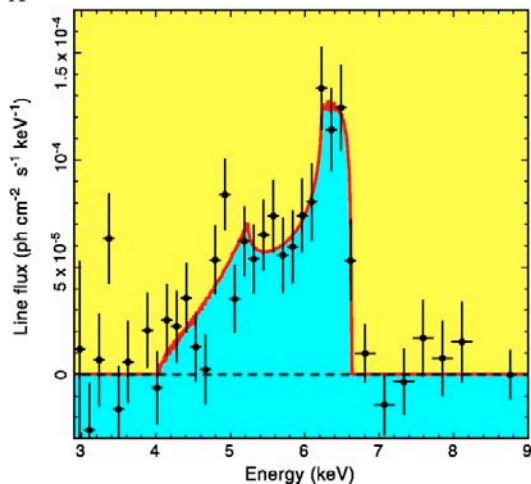
$$\frac{\lambda_o}{\lambda_e} = \frac{1}{\sqrt{1 - R_s/r}}$$

e può essere approssimato alla formula precedente:

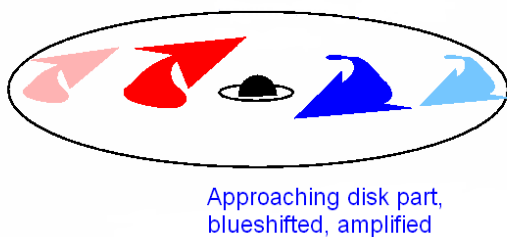
$$\frac{\lambda_o}{\lambda_e} = 1 + \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{1 - R_s/r}} \simeq 1 + \frac{1}{2} \frac{R_s}{r}$$

evidenze osservative di redshift gravitazionale

A

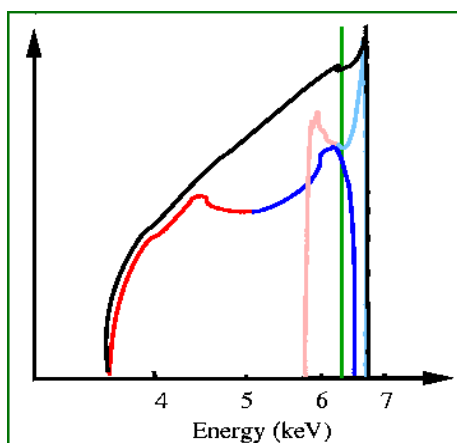


Reproching disk part
Redshifted



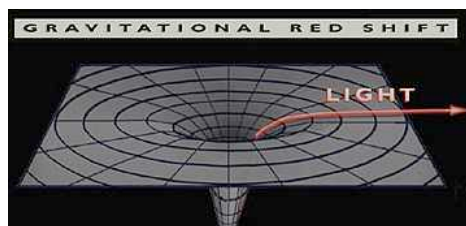
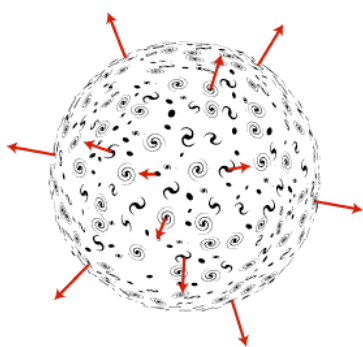
Riga di emissione del Ferro in raggi X osservata nella galassia di Seyfert MCG-6-30-15. La riga sarebbe stretta e centrata a 6.35 keV se l'emettitore fosse in riposo nella galassia, ma è chiaramente distorta e allargata a basse energie. Il modello paragonato con i dati assume che l'emettitore sia in orbita in un disco fra 6 e 40 R_s , inclinato di 30 gradi rispetto alla linea di vista. Parte dell'allargamento descritto dal modello è dovuto al redshift gravitazionale.

(Tanaka 1995, Fabian 1999)

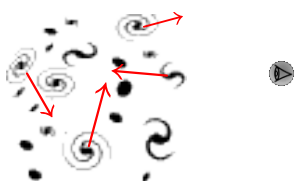


vari tipi di redshift

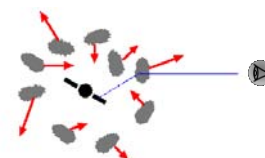
redshift cosmologico e redshift gravitazionale convivono



inoltre convivono con red- e blue-shift Doppler dovuti ai moti locali delle galassie negli ammassi



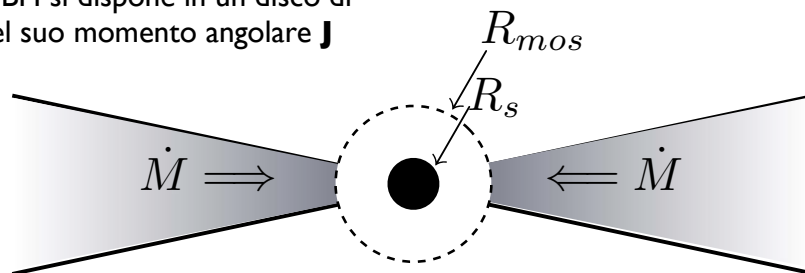
e anche con red- e blue-shift Doppler che allargano le righe spettrali a causa dei moti delle nubi della BLR e NLR



disco di accrescimento

il gas galattico intorno al BH si dispone in un disco di accrescimento a causa del suo momento angolare $\mathbf{J}$

lento flusso di massa verso R_{mos} e trasferimento di $\mathbf{J}$ verso l'esterno per viscosità



$$\text{arrivo} \left\{ \begin{array}{l} R_{mos} \simeq 3R_s \simeq 10^{14} M_8 \text{ cm} \\ v \simeq c/2 \end{array} \right\} j_{mos} \simeq \frac{1}{2} R_{mos} c \sim 1.5 \cdot 10^{24} \text{ cm}^2/\text{s}$$

$$\text{partenza} \left\{ \begin{array}{l} r \simeq 1 \text{ kpc} = 3 \cdot 10^{21} \text{ cm} \sim 3 \cdot 10^7 R_{mos} \\ v \simeq 200 \text{ km/s} \simeq 0.7 \cdot 10^{-3} c \end{array} \right\} j_{gal} \simeq 0.7 \cdot 10^{-3} \times 3 \cdot 10^7 R_{mos} c \sim 2 \cdot 10^4 j_{mos}$$

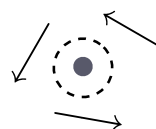
per arrivare a R_{mos} le particelle devono perdere $\sim$ tutto $\mathbf{J}/m$ iniziale:

$$(J/m)_{mos} \ll (J/m)_{gal}$$

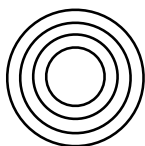
- a) per cadere sul disco
- b) per spiraleggiare nel disco verso R_{mos}

processi fisici nel/sul disco di accrescimento

il disco raccoglie massa da inviare verso il BH;
in assenza di disco (accrescimento "sferico") $\sim$ tutte le particelle mancherebbero R_{mos} , poiché $\mathbf{J} \gg \mathbf{J}_{mos}$



il disco convoglia massa verso R_{mos} , facendole perdere $\mathbf{J}$;
gli anelli sono in moto kepleriano con $v_\phi \sim \sqrt{GM/r}$
variabile lentamente con r



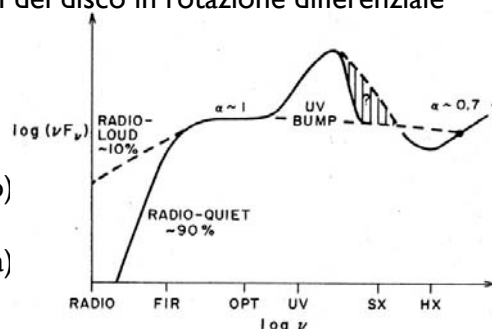
$$\left[\begin{array}{l} \frac{v^2}{r} = \omega^2 r = \frac{GM}{r^2} \\ \Rightarrow \omega^2 \propto r^{-3} \text{ (Keplero)} \\ \Rightarrow v^2 = \frac{GM}{r} \end{array} \right]$$

il momento angolare è trasferito all'esterno con un meccanismo di viscosità magnetica, le linee di $\mathbf{B}$ sono ancorate sul disco e connettono fra loro gli anelli del disco in rotazione differenziale

si produce una dissipazione di energia cinetica in termica, il disco è caldo con $T(r)$ massima al centro

l'emissione è una sovrapposizione di blackbody con $T(r)$ (Big Blue Bump)

+radiazione di sincrotrone da elettroni accelerati in $\mathbf{B}$ (legge di potenza)



perché quasar contengono BH supermassivi

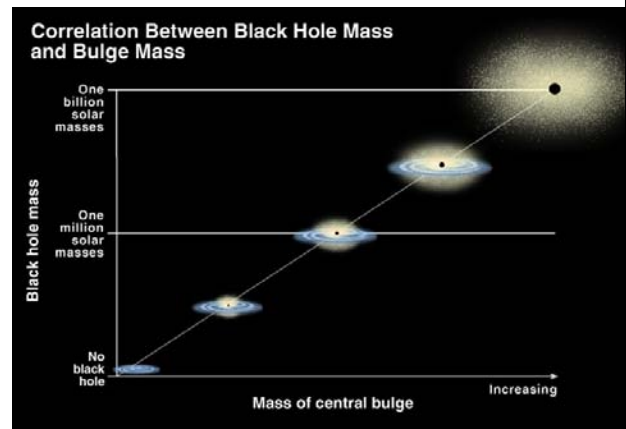
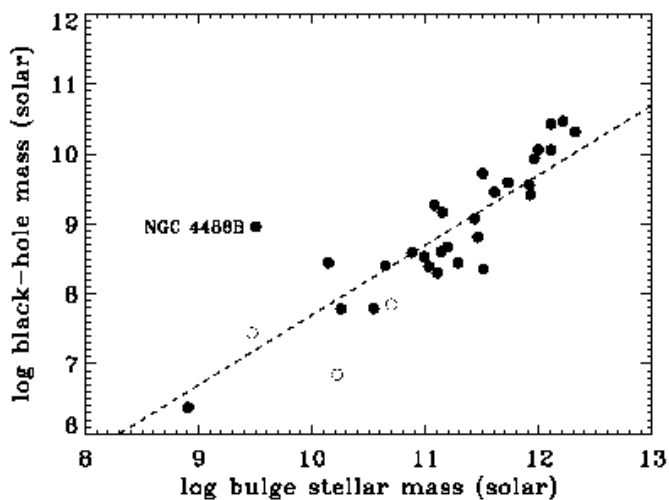
- grande massa $L > 10^{46} \text{ erg/s}, \quad L < L_E \quad \Rightarrow M \sim 10^8 M_\odot$
- piccole dimensioni $r < c\Delta t \lesssim 10^{15} \text{ cm}$ (dalla variabilità)
- allora l'energia gravitazionale è efficiente e dominante se $\eta \simeq 10\%$
- infatti la conversione: en. gravitazionale $\rightarrow$ en. elettromagnetica
a $r=R_{\text{mos}} \Rightarrow \eta \simeq 10\%$
- le emissioni sono “brevi” $\Delta t \simeq 10^8 \text{ yr}$
rispetto all'età dell'universo e alla vita delle galassie
- i BH permangono come “fossili” per tempi $\gg t_0$
perché sono stati finali del collasso gravitazionale

evidenze osservative di BH supermassivi

- Redshift gravitazionale in raggi X in MCG-6-30-15
- osservazione di MDO=Massive Dark Objects in galassie vicine
- determinazioni di massa dalla misura di velocità di rotazione nelle parti esterne dei dischi
- velocità di rotazione nelle parti centrali della Galassia
- stelle e gas in orbita attorno a BH nel centro della Galassia
- determinazioni di massa dalla misura di velocità delle nubi nelle BLR (echo mapping)

Massive Dark Objects (MDO) e massa del Bulge

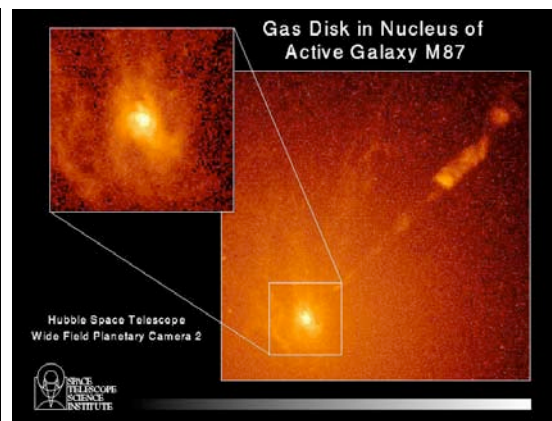
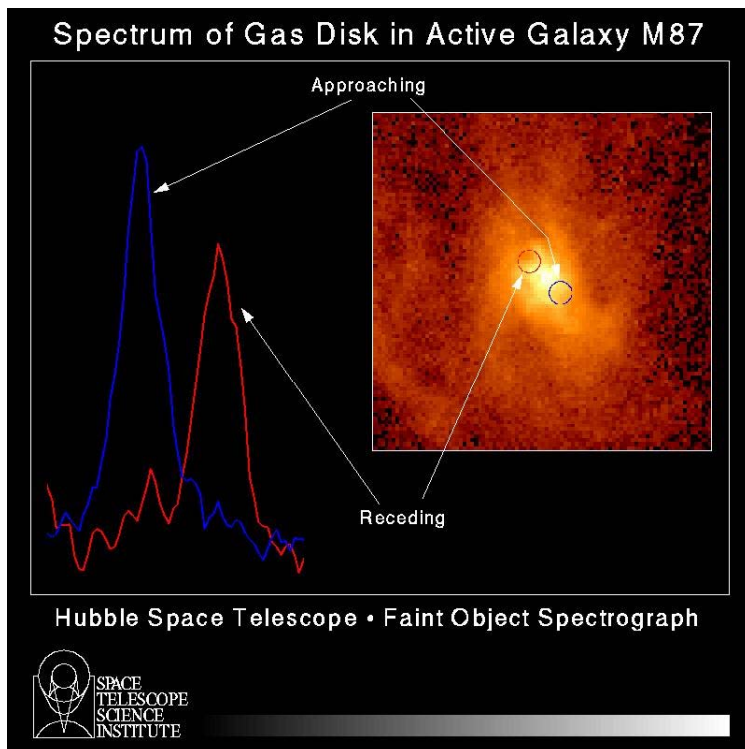
$$M_{\bullet} = f \frac{v^2 r}{G} \quad (\text{dal teorema del Viriale})$$



la massa del BH risulta ben correlata con la massa del bulge

$$M_{\bullet} \simeq 0.006 M_{bulge}$$

velocità del gas nelle regioni centrali di M87



disco di gas rotante nelle regioni centrali di M87

$$v=550 \text{ km/s}$$

$$r \sim 50 \text{ anni-luce}$$

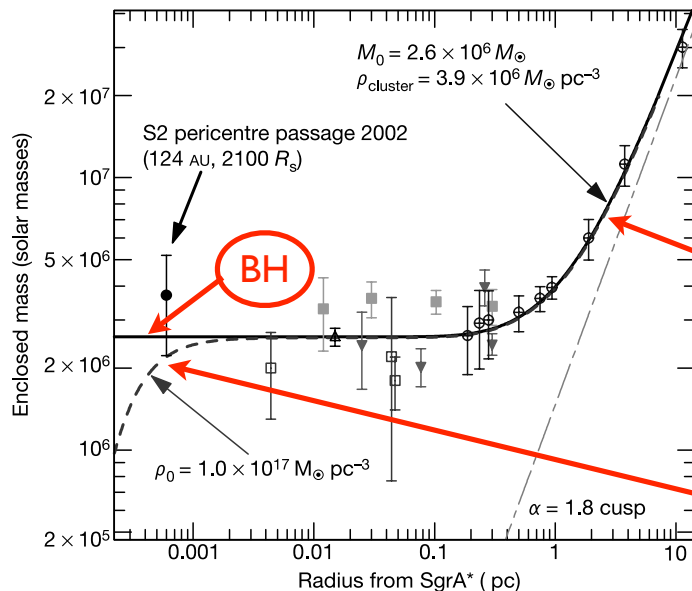
$$v \sim \sqrt{GM_{\bullet}/r}$$

$$\Rightarrow M_{\bullet} \sim 3 \cdot 10^9 M_{\odot}$$

il centro galattico

velocità di rotazione nelle parti centrali della Via Lattea:
la velocità di rotazione dipende dall'equilibrio centrifugo e
permette di misurare la massa racchiusa entro un raggio r

$$\frac{v^2}{r} = \frac{GM(r)}{r^2} \Rightarrow M(r) = v^2 r / G$$

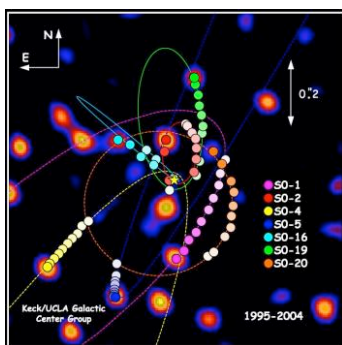


il risultato dipende dal
modello che comprende 3
componenti: ammasso
stellare + materia oscura +
black hole $2.6 \times 10^6 M_\odot$
(Schödel et al 2002)

ammasso
stellare

distribuzione di
materia oscura

orbite stellari attorno a BH nella nostra Galassia

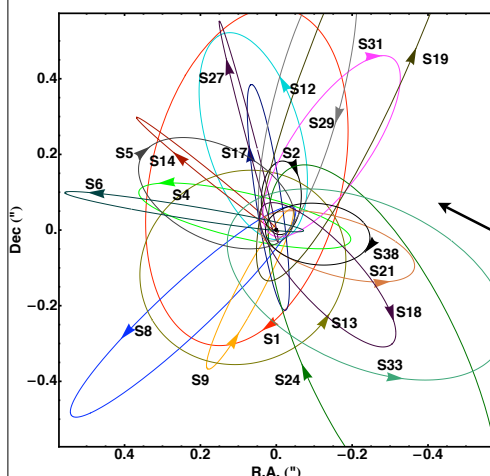
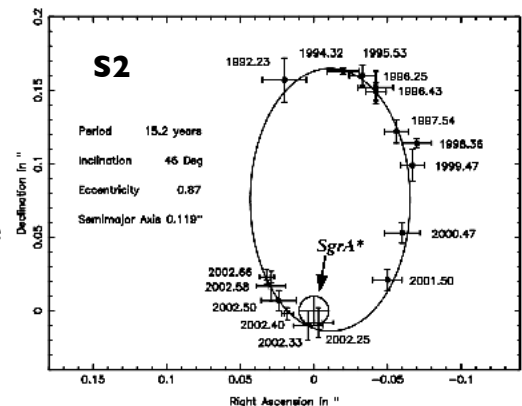


Schödel et al 2002

S2

periodo $P=15.2$ yr
semiasse maggiore 5.5 giorni-luce
pericentro 124 AU=17 ore-luce
 $M_{BH}=(3.7 \pm 1.0 \pm 1.1) \times 10^6 M_\odot$

stat astrom

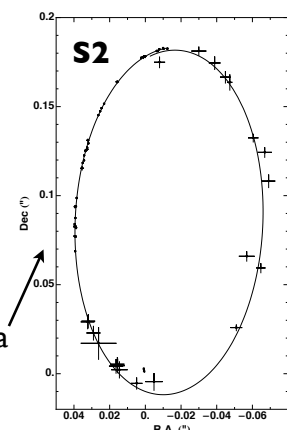


Gillessen et al 2009

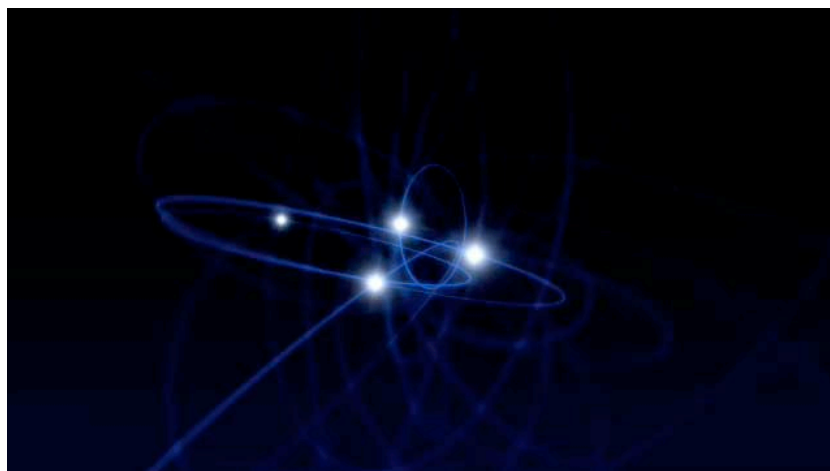
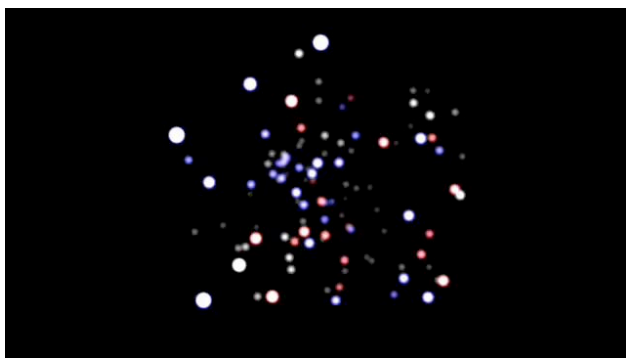
$M_{BH}=(4.31 \pm 0.06 \pm 0.36) \times 10^6 M_\odot$

28 orbite ben determinate

S2 orbita completata



orbite stellari attorno a BH nella nostra Galassia

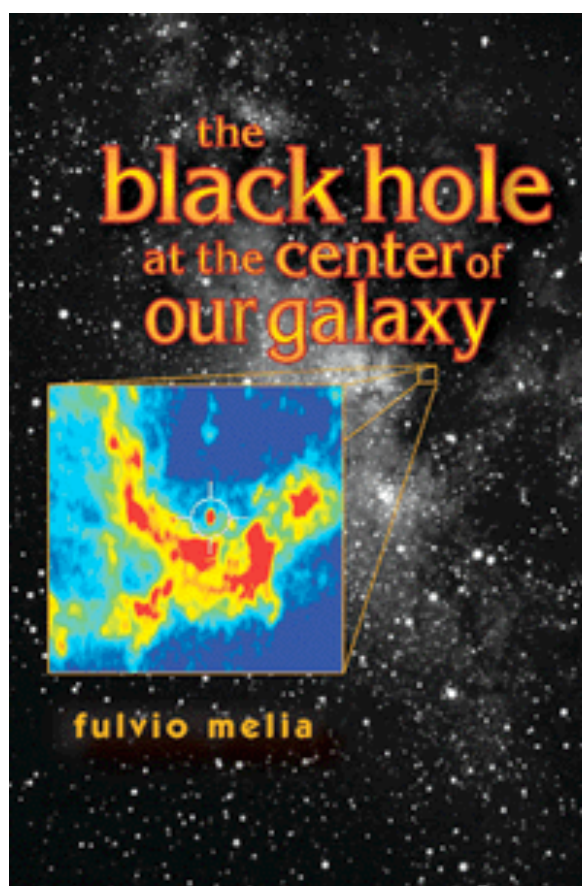


Unprecedented 16-Year Long Study Tracks Stars Orbiting Milky Way Black Hole

<http://www.eso.org/public/outreach/press-rel/pr-2008/phot-46-08.html#esocast2>

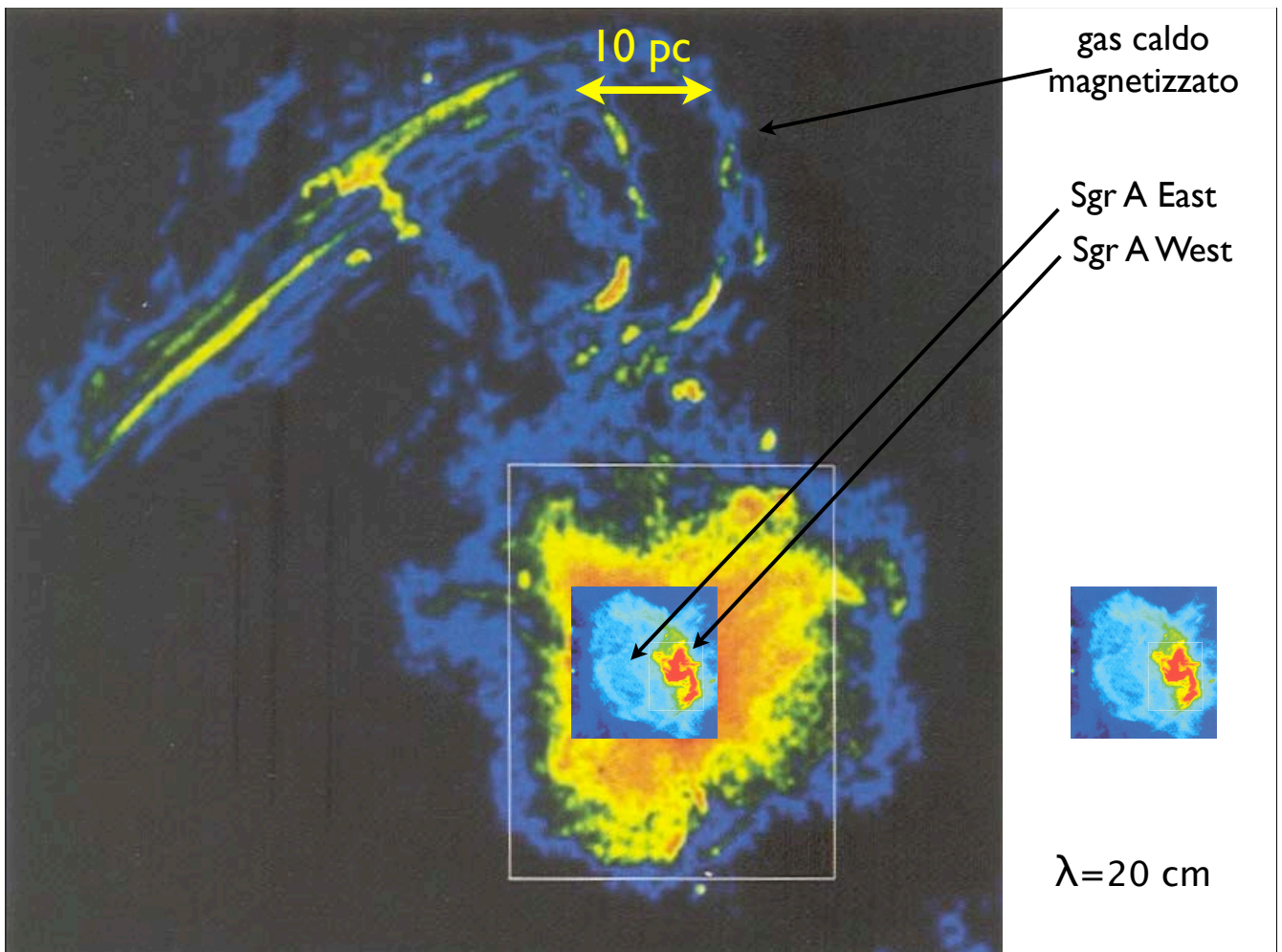
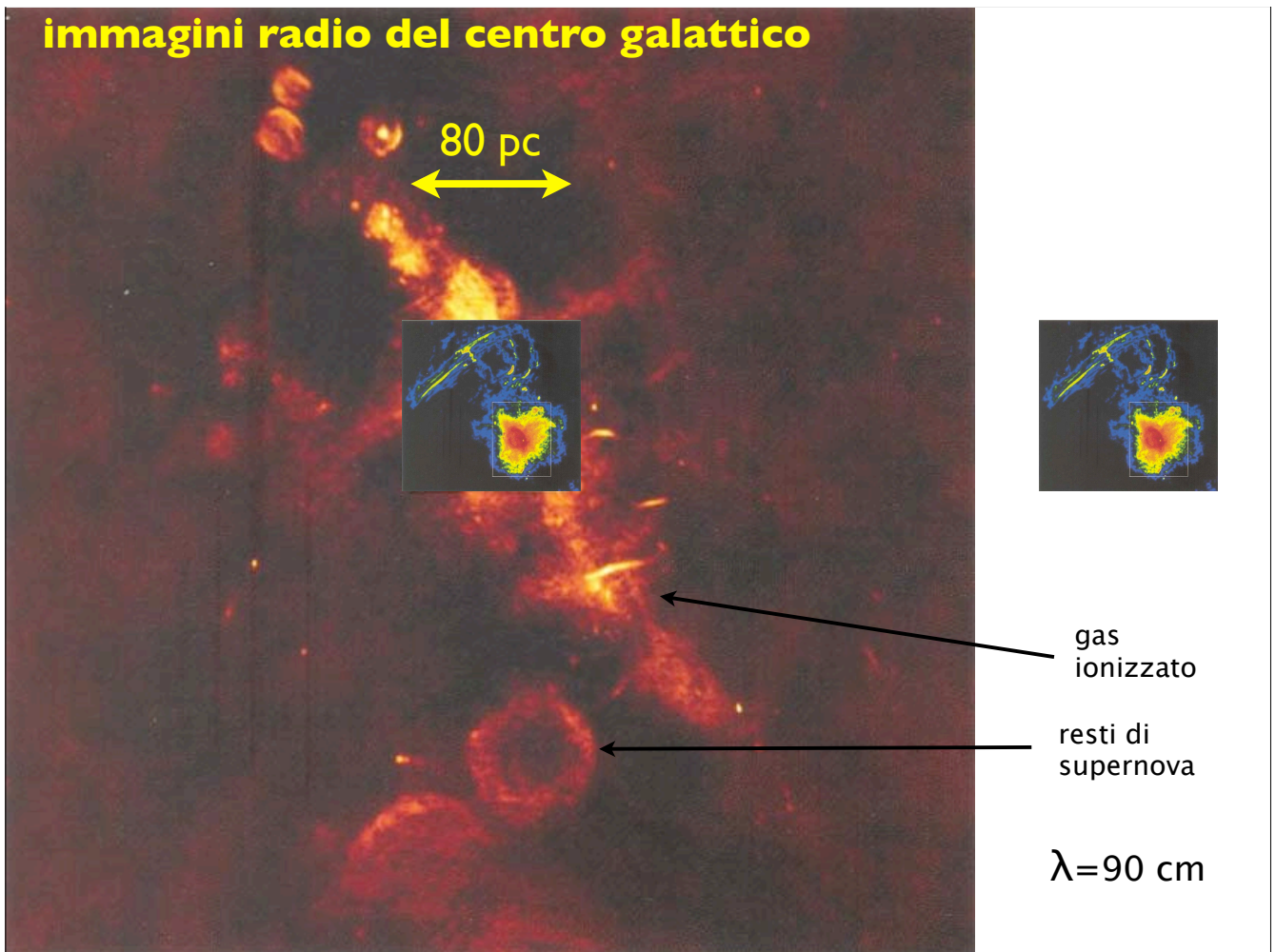
in biblioteca

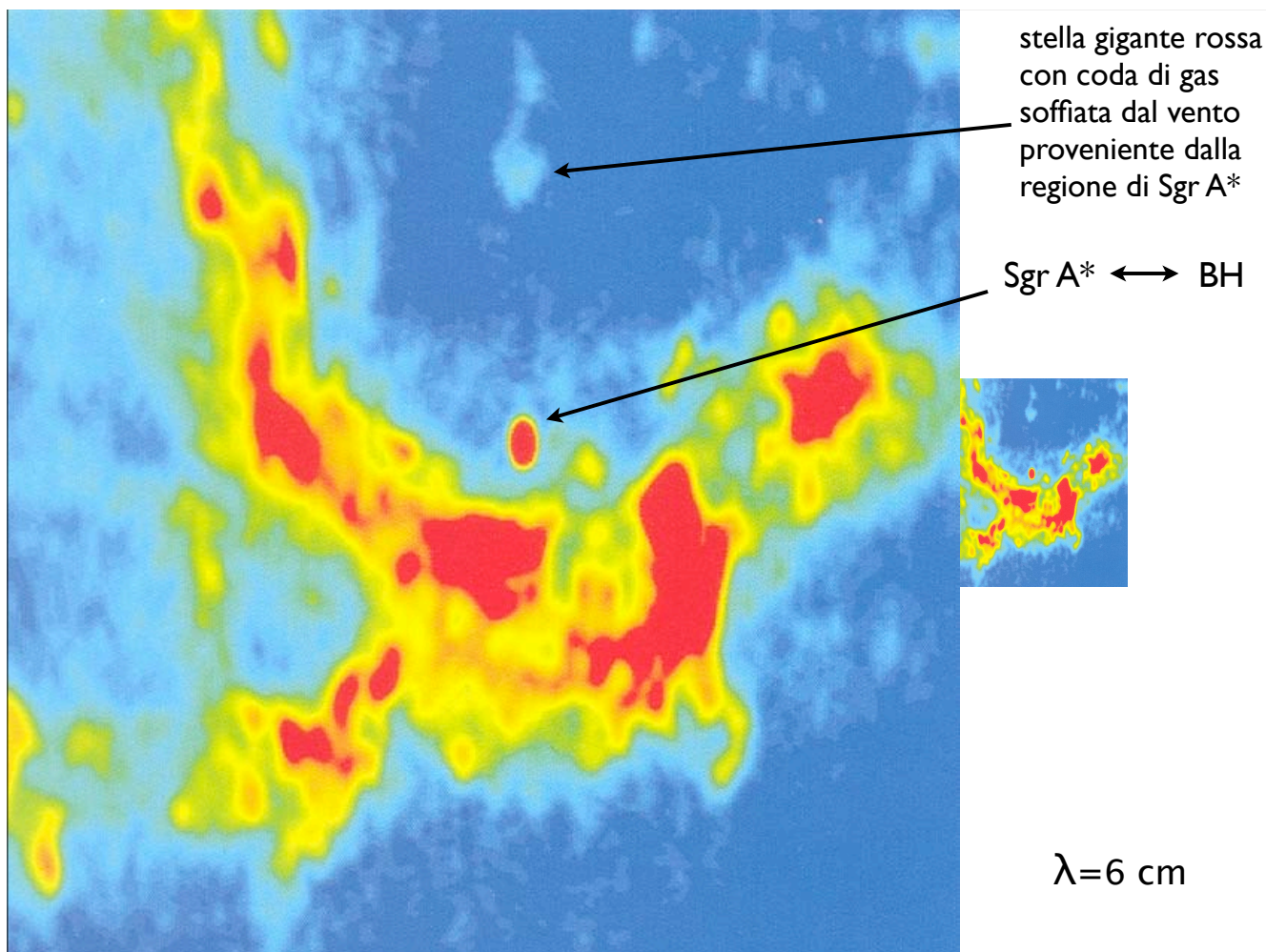
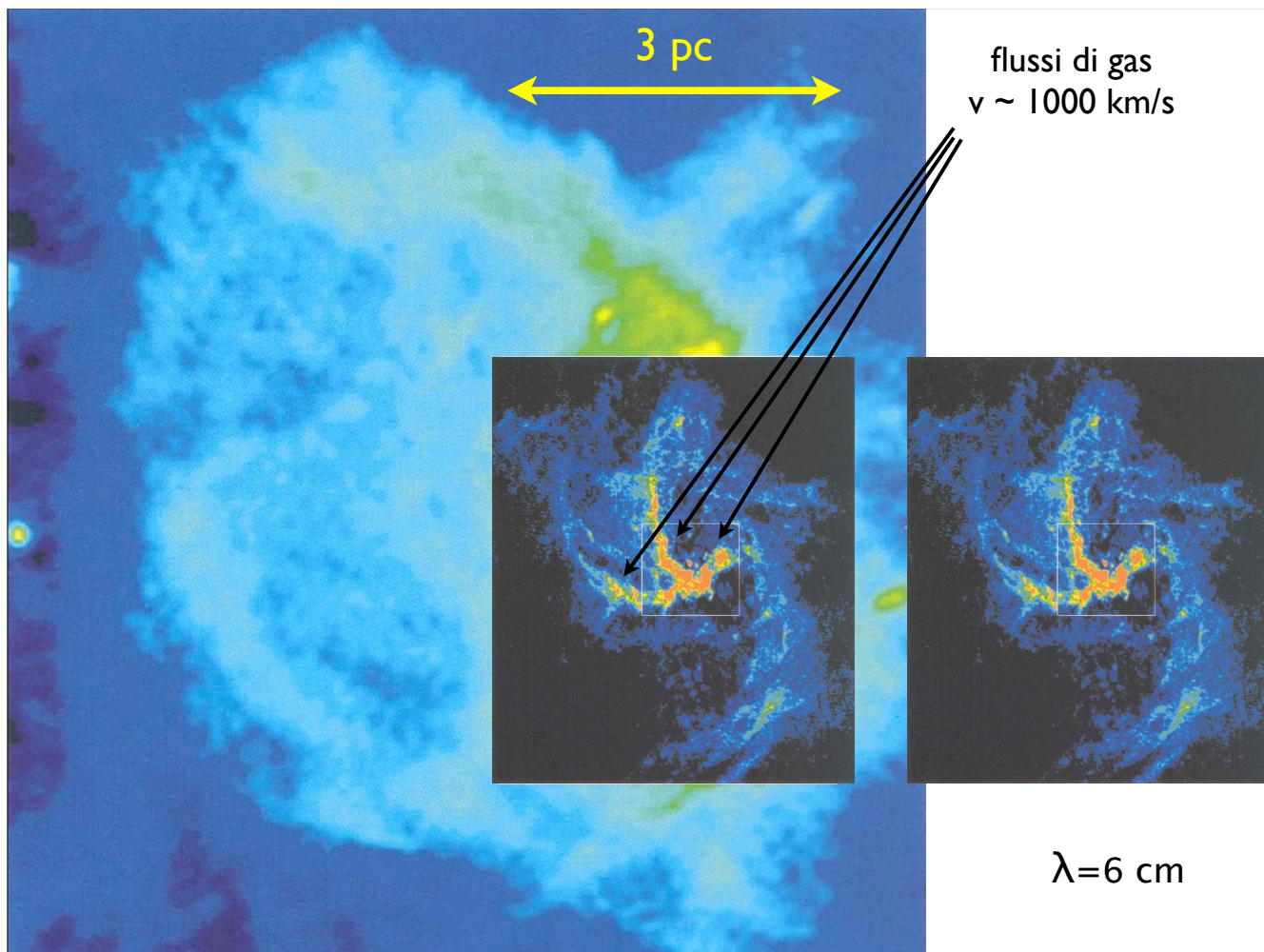
alcune immagini radio
del centro galattico dal
libro di Fulvio Melia

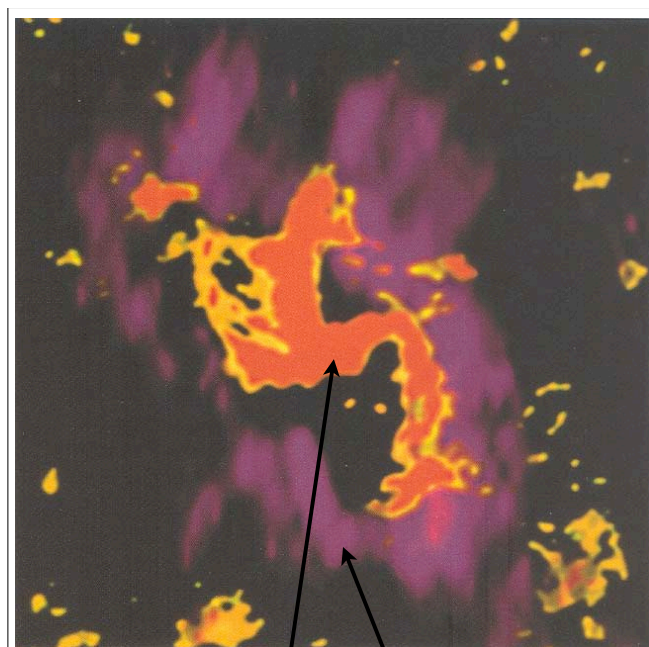
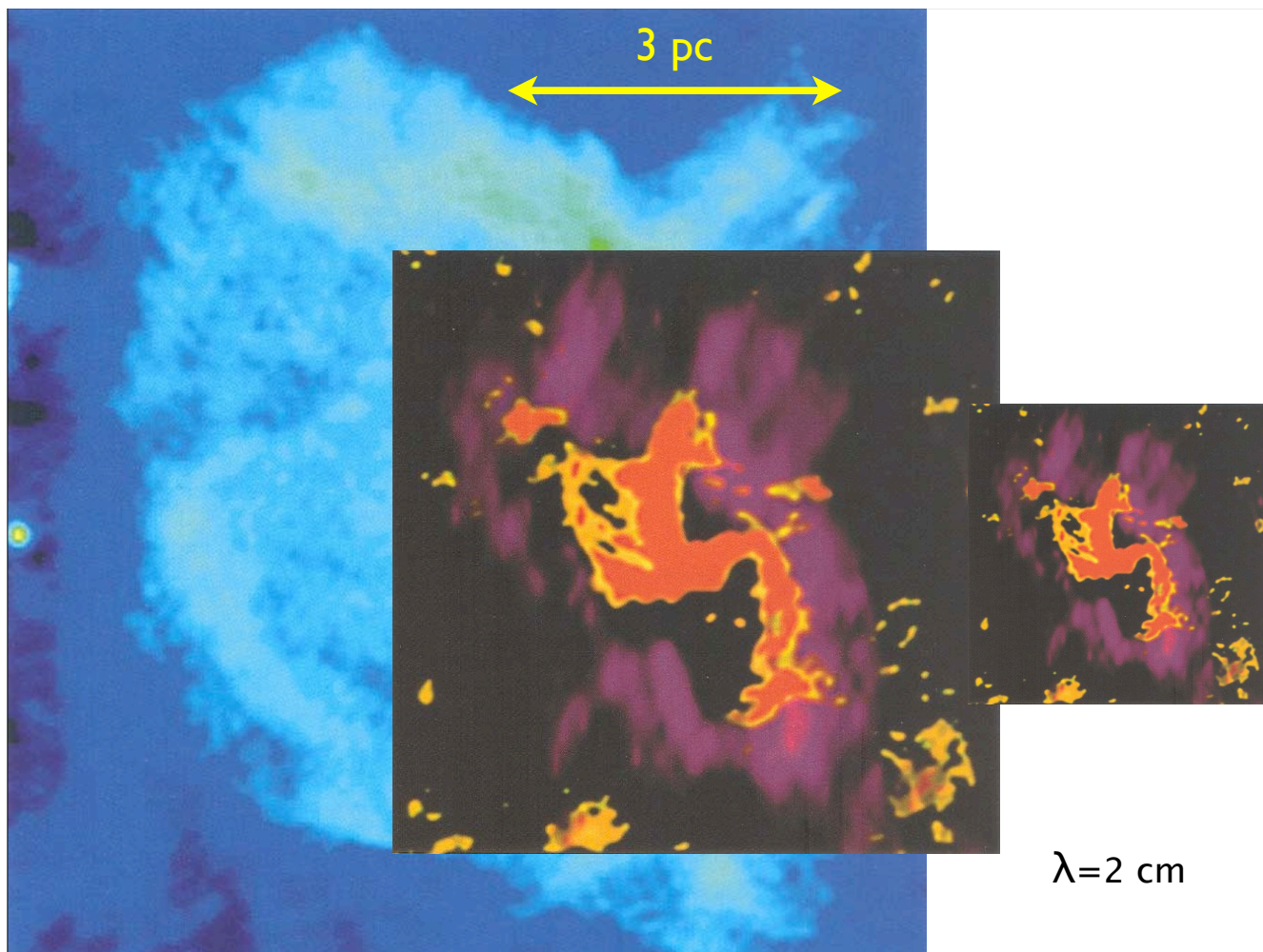


Princeton University Press

immagini radio del centro galattico







radio + mm

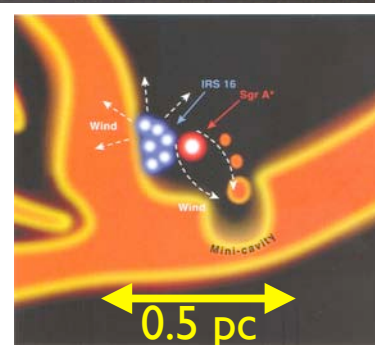
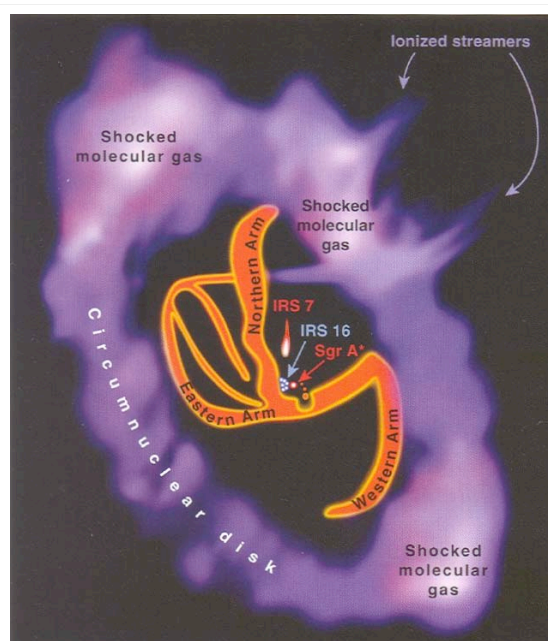


immagine composita dei telescopi spaziali
Chandra (X) Spitzer (IR) Hubble (vicino IR)

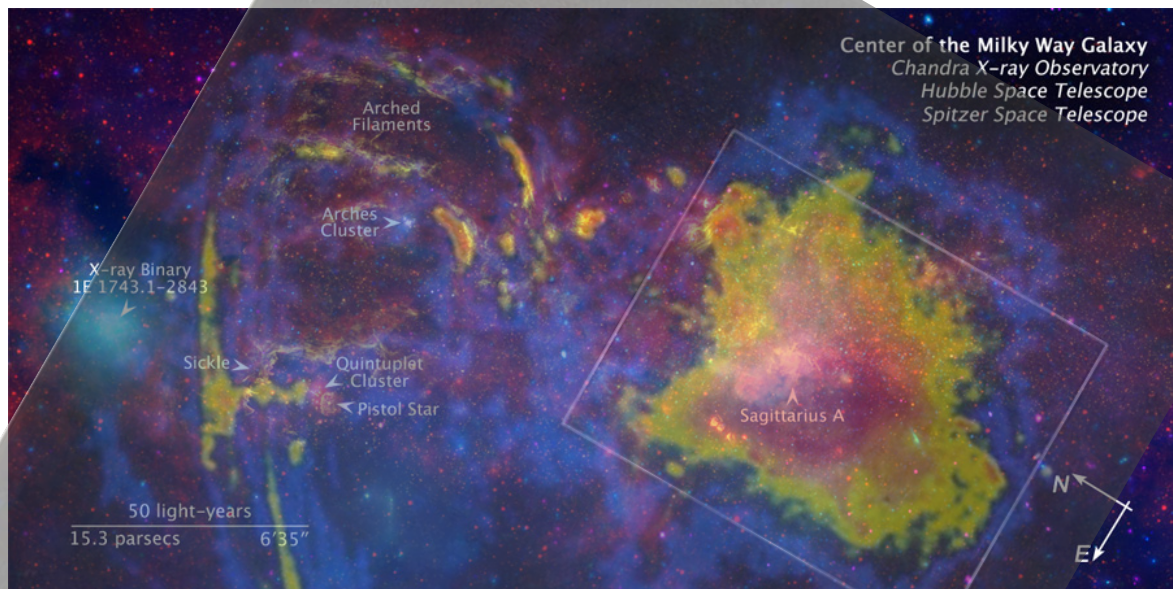
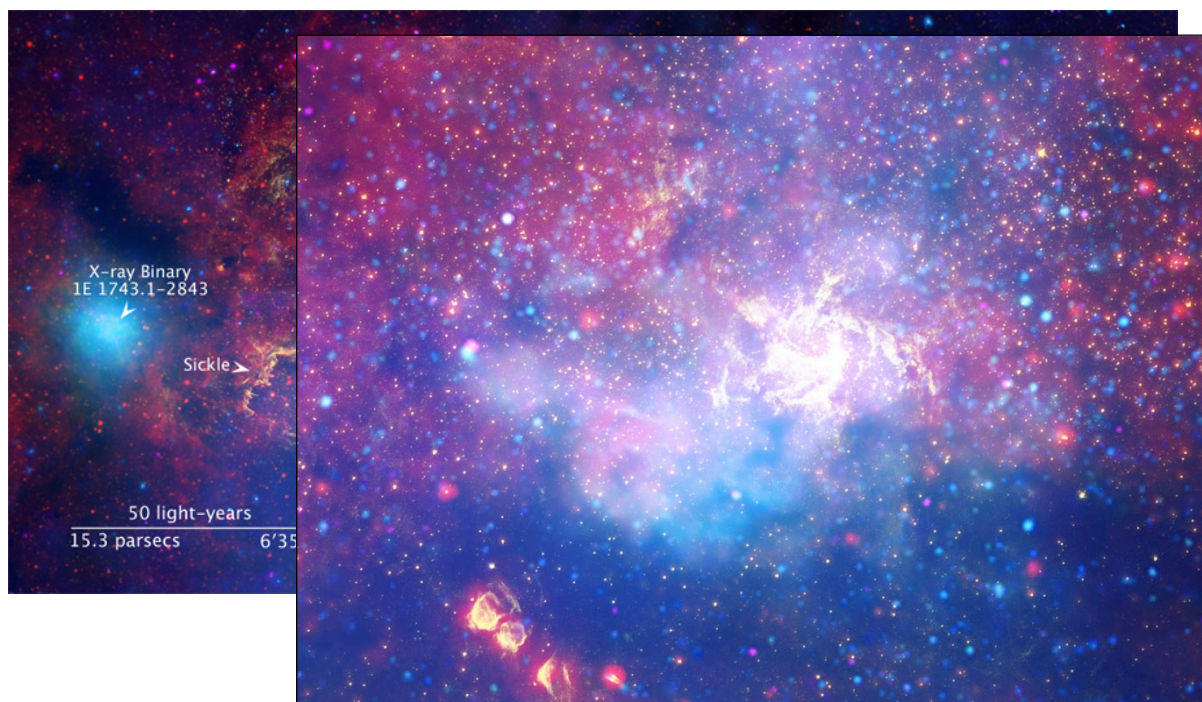


immagine composita dei telescopi spaziali
Chandra (X) Spitzer (IR) Hubble (vicino IR)



echo mapping

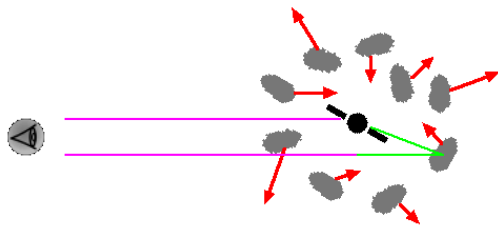
dal teorema
del Viriale:

$$M_{\bullet} = f \frac{v^2 r}{G}$$

velocità stimate dall'allargamento
delle righe di emissione

è possibile determinare la massa del Black Hole se si
possono valutare le dimensioni della Broad Line Region

per valutare le dimensioni si usa il metodo dell'echo mapping o reverberation mapping: le
righe di emissione giungono all'osservatore con un ritardo rispetto alla radiazione proveniente
dal disco di accrescimento (il continuo) perché i fotoni devono compiere un tragitto più lungo

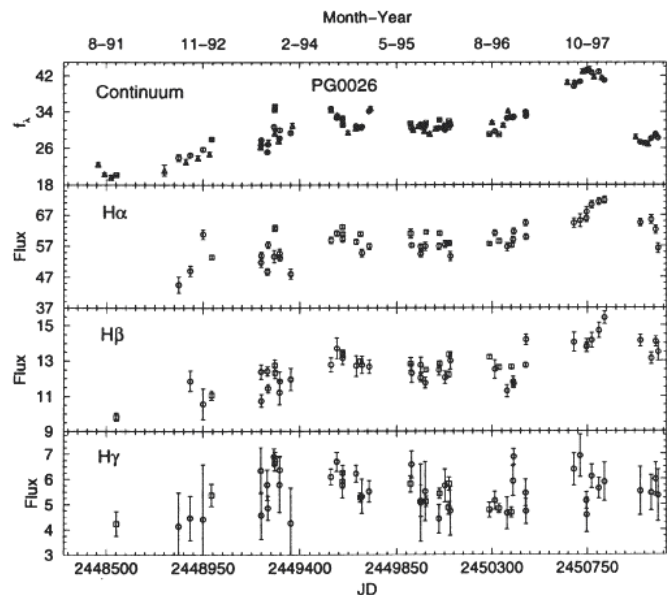
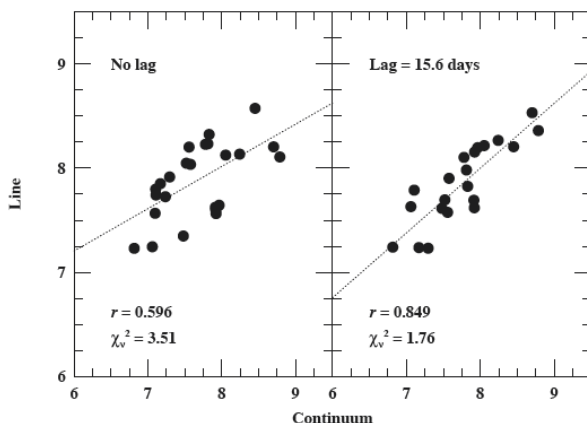


se misuriamo questo ritardo possiamo misurare le dimensioni

echo mapping

se avviene una variazione nel continuo, si
produce anche una variazione nelle righe
di emissione eccitate da tale continuo, ma
la variazione avviene in ritardo

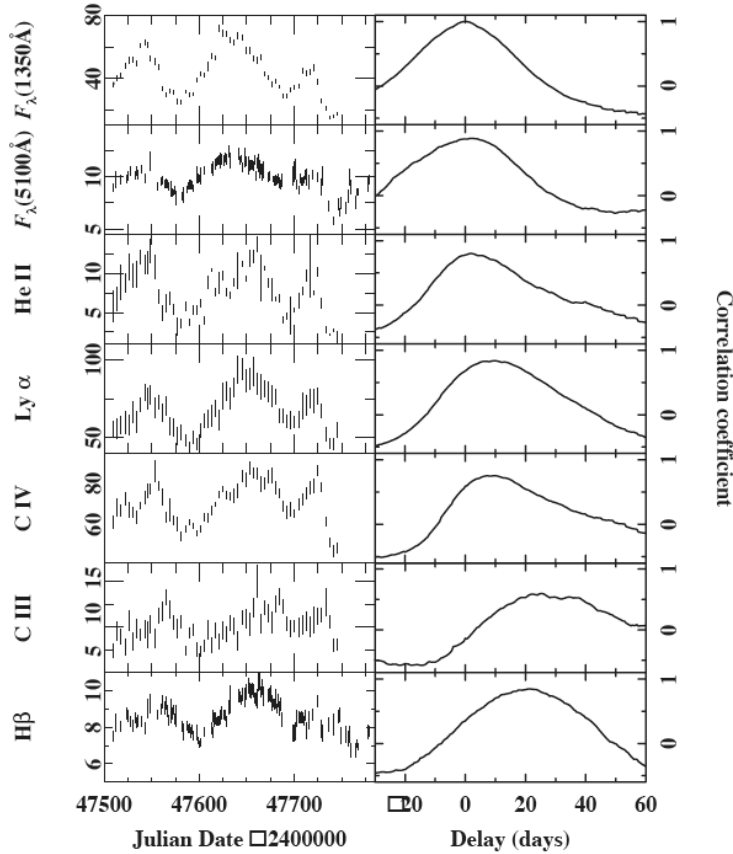
osservando le curve di luce del continuo e
delle righe di emissione per un certo quasar,
dobbiamo determinare qual'è il ritardo



per far questo si utilizza una cross-correlazione:
troviamo una debole correlazione fra continuo e
riga considerati alla stessa epoca ma il coefficiente
di correlazione cresce se correliamo il continuo
ad un epoca con la riga ad un'epoca ritardata

$$r = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x}) (y_i - \bar{y})}{\left(\sqrt{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} \right) \left(\sqrt{\sum_{i=1}^N (y_i - \bar{y})^2} \right)}$$

echo mapping



la funzione di cross-correlazione è il coefficiente di correlazione come funzione del ritardo

qui è mostrata fra il continuo e alcune diverse righe di emissione

il massimo delle curve indica il ritardo più probabile

echo mapping

dalla misura del ritardo si deduce la dimensione della Broad Line Region R_{BLR}

determinando v^2 dalla larghezza delle righe si ottiene la massa del Black Hole

$$M \simeq \frac{v^2 R_{BLR}}{G}$$

qui R_{BLR} e M_{BH} sono tabulate per 34 AGN di redshift moderato, $z < 0.4$

sarebbe importante effettuare questo tipo di misure anche per redshift più alti

TABLE 7
RADII, LUMINOSITIES, AND MASSES

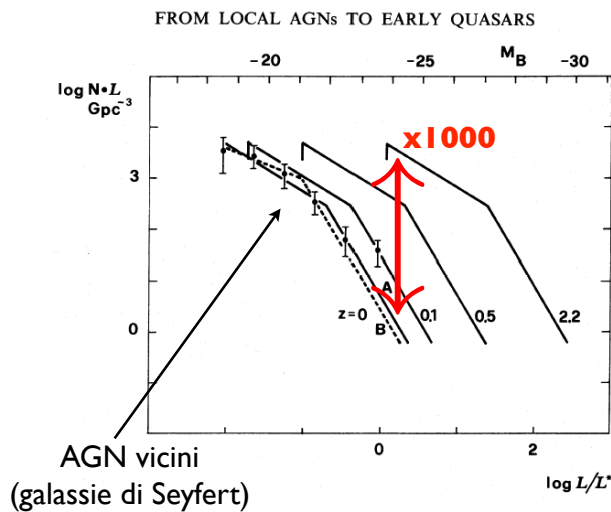
Object (1)	R_{BLR} (lt-days) (2)	$\lambda L_{\lambda}(5100 \text{ \AA})$ ($10^{44} \text{ ergs s}^{-1}$) (3)	$M(\text{mean})$ ($10^7 M_{\odot}$) (4)	$M(\text{rms})$ ($10^7 M_{\odot}$) (5)	
galassie di Seyfert	3C 120	42^{+27}_{-20}	0.73 ± 0.13	$2.3^{+1.5}_{-1.1}$	$3.0^{+1.9}_{-1.4}$
	3C 390.3	$22.9^{+6.3}_{-8.0}$	0.64 ± 0.11	34^{+11}_{-13}	37^{+12}_{-14}
	Akn 120	$37.4^{+5.1}_{-6.3}$	1.39 ± 0.26	$18.4^{+3.9}_{-4.3}$	$18.7^{+4.0}_{-4.4}$
	F 9	$16.3^{+3.3}_{-7.6}$	1.37 ± 0.15	$8.0^{+2.4}_{-4.1}$	$8.3^{+2.5}_{-4.3}$
	IC 4329A	$1.4^{+3.3}_{-2.9}$	0.164 ± 0.021	$0.5^{+1.3}_{-1.1}$	$0.7^{+1.8}_{-1.6}$
	Mrk 79	$17.7^{+4.8}_{-8.4}$	0.423 ± 0.056	$5.2^{+2.0}_{-2.8}$	$10.2^{+3.9}_{-5.6}$
	Mrk 110	$18.8^{+6.3}_{-6.6}$	0.38 ± 0.13	$0.56^{+0.20}_{-0.21}$	$0.77^{+0.28}_{-0.29}$
	Mrk 335	$16.4^{+5.1}_{-3.2}$	0.622 ± 0.057	$0.63^{+0.23}_{-0.17}$	$0.38^{+0.14}_{-0.10}$
	Mrk 509	$76.7^{+6.3}_{-6.0}$	1.47 ± 0.25	$5.78^{+0.68}_{-0.66}$	$9.2^{+1.1}_{-1.1}$
	Mrk 590	$20.0^{+4.4}_{-2.9}$	0.510 ± 0.096	$1.78^{+0.44}_{-0.33}$	$1.38^{+0.34}_{-0.25}$
	Mrk 817	$15.0^{+4.2}_{-3.4}$	0.526 ± 0.077	$4.4^{+1.3}_{-1.1}$	$3.54^{+1.03}_{-0.86}$
	NGC 3227	$10.9^{+5.6}_{-9.9}$	0.0202 ± 0.0011	$3.9^{+2.1}_{-3.9}$	$4.9^{+2.6}_{-4.9}$
	NGC 3783	$4.5^{+3.6}_{-3.1}$	0.177 ± 0.015	$0.94^{+0.92}_{-0.84}$	$1.10^{+1.07}_{-0.98}$
NGC 4051	$6.5^{+6.6}_{-4.1}$	0.00525 ± 0.00030	$0.13^{+0.13}_{-0.08}$	$0.14^{+0.15}_{-0.09}$	
NGC 4151	$3.0^{+1.8}_{-1.4}$	0.0720 ± 0.0042	$1.53^{+1.06}_{-0.89}$	$1.20^{+0.83}_{-0.70}$	
NGC 5548	$21.2^{+2.4}_{-0.7}$	0.270 ± 0.053	$12.3^{+2.3}_{-1.8}$	$9.4^{+1.7}_{-1.4}$	
NGC 7469	$4.9^{+0.6}_{-1.1}$	0.553 ± 0.016	$0.65^{+0.64}_{-0.65}$	$0.75^{+0.74}_{-0.75}$	
quasar	PG 0026	113^{+18}_{-11}	7.0 ± 1.0	$5.4^{+1.0}_{-1.1}$	$2.66^{+0.49}_{-0.55}$
	PG 0052	134^{+31}_{-23}	6.5 ± 1.1	$22.0^{+6.3}_{-5.3}$	$30.2^{+8.8}_{-7.4}$
	PG 0804	156^{+15}_{-13}	6.6 ± 1.2	$18.9^{+1.9}_{-1.7}$	$16.3^{+1.6}_{-1.5}$
	PG 0844	$24.2^{+10.0}_{-9.1}$	1.72 ± 0.17	$2.16^{+0.90}_{-0.83}$	$2.7^{+1.1}_{-1.0}$
	PG 0953	151^{+22}_{-27}	11.9 ± 1.6	$18.4^{+3.4}_{-3.4}$	$16.4^{+2.5}_{-3.0}$
	PG 1211	101^{+23}_{-29}	4.93 ± 0.80	$4.05^{+0.96}_{-1.21}$	$2.36^{+0.56}_{-0.70}$
	PG 1226	387^{+58}_{-50}	64.4 ± 7.7	$55.0^{+8.9}_{-7.9}$	$23.5^{+7.7}_{-3.3}$
	PG 1229	50^{+24}_{-23}	0.94 ± 0.10	$7.5^{+3.6}_{-3.5}$	$8.6^{+4.1}_{-4.0}$
	PG 1307	124^{+45}_{-80}	5.27 ± 0.52	28^{+11}_{-18}	33^{+11}_{-22}
	PG 1351	227^{+149}_{-79}	4.38 ± 0.43	$4.6^{+3.2}_{-1.9}$	$3.0^{+2.1}_{-1.5}$
	PG 1411	102^{+38}_{-37}	3.25 ± 0.28	$8.0^{+3.0}_{-2.9}$	$8.8^{+3.3}_{-3.2}$
	PG 1426	95^{+31}_{-39}	4.09 ± 0.63	47^{+16}_{-20}	37^{+13}_{-16}
	PG 1613	39^{+20}_{-14}	6.96 ± 0.87	$24.1^{+12.5}_{-8.9}$	$2.37^{+1.23}_{-0.88}$
PG 1617	85^{+19}_{-25}	2.37 ± 0.41	$27.3^{+8.9}_{-9.7}$	$15.4^{+4.7}_{-5.5}$	
PG 1700	88^{+190}_{-182}	27.1 ± 1.9	6^{+13}_{-13}	5.0^{+11}_{-10}	
PG 1704	319^{+184}_{-285}	35.6 ± 5.2	$3.7^{+3.1}_{-4.0}$	$0.75^{+0.63}_{-0.81}$	
PG 2130	200^{+67}_{-18}	2.16 ± 0.20	$14.4^{+5.1}_{-1.7}$	$20.2^{+7.1}_{-2.4}$	

evoluzione dei quasar

i quasar sono molti di più e/o molto più luminosi nel passato:
questo è quantificato dalla Funzione di Luminosità:

$$N(L, z) = \frac{dN(L, z)}{dL dV(z)}$$

volume "comovente"



la FL dei quasar evolve fortemente
col tempo cosmico (o col redshift)

a parità di luminosità ci sono circa 10^3 volte più quasar e AGN a redshift 2 che a redshift 0
questo vale fino a $z \sim 2.5$, poi a redshift ancora più alto le cose si complicano

evoluzione di luminosità e di densità

si hanno i due modelli classici di evoluzione di densità e di evoluzione di luminosità:

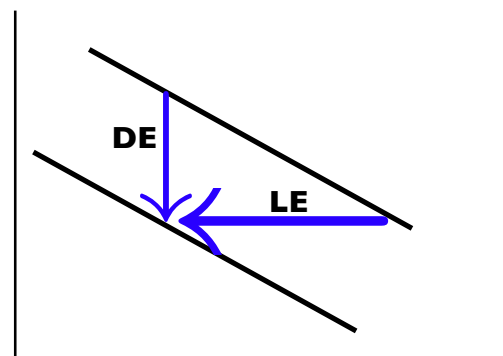
DE: densità cala con t $L \sim \text{cost}$
LE: densità $\sim \text{cost}$ L cala con t
(cioè al diminuire di z)

quasar più numerosi e/o più luminosi nel passato

fino a $z \sim 2.5$ i dati si accordano $\sim$ con LE

$$L^*(z) \sim L_0(1+z)^{3.5} \quad \text{oppure} \quad L^*(z) \sim L_0 e^{\Delta t / \tau}, \quad \tau \simeq 0.14 H_0^{-1}$$

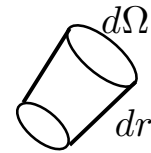
però oltre $z \sim 3$ FL diminuisce, probabilmente perché
i quasar si stanno formando



evidenze di evoluzione: conteggi

contare tutte le sorgenti fino a un flusso limite S

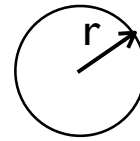
caso euclideo: Universo piatto e statico $dN(r) = n(r)dV = n(r)r^2 dr d\Omega$



$$\frac{dN(r)}{d\Omega} = n(r)r^2 dr$$

popolazione di sorgenti di uguale luminosità L

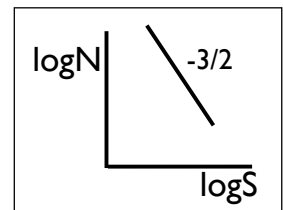
$$F = L/4\pi r^2 \quad F \geq S \quad r \leq r_{max} = \left(\frac{L}{4\pi S}\right)^{1/2}$$



numero di sorgenti per grado quadrato: $N(> S) = \int \frac{dN}{d\Omega}(r \leq r_{max}) = \int_0^{r_{max}} n(r)r^2 dr$

densità uniforme: $n(r) = n_0 \quad N(> S) = n_0 \frac{r_{max}^3}{3} = \frac{n_0}{3} \left(\frac{L}{4\pi S}\right)^{3/2}$

relazione logN-logS: $\log N(> S) = \log \left[n_0 L^{3/2} / 3(4\pi)^{3/2} \right] - \frac{3}{2} \log S$

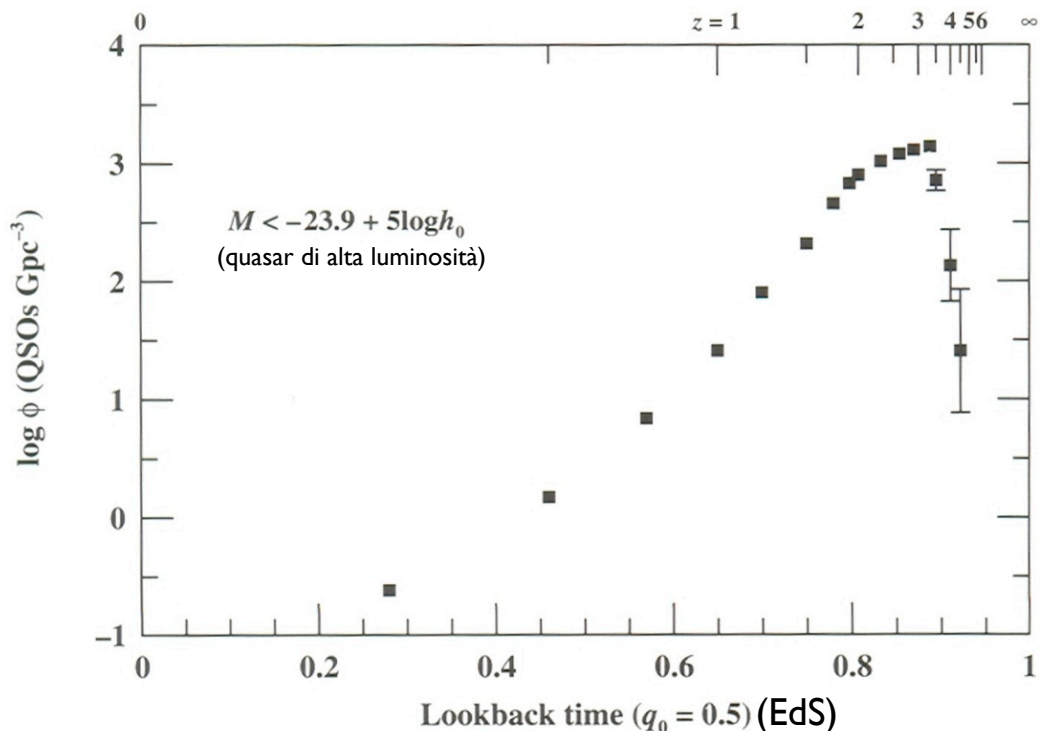


la relazione logN-logS euclidea ha pendenza -3/2

si dimostra poi che l'effetto della cosmologia è casomai di appiattire la logN-logS. invece i conteggi osservati sono più ripidi ~1.8: indicazione che ci sono più sorgenti deboli, cioè per data L più sorgenti lontane

densità spaziale dei quasar

oltre $z \sim 3$ diminuisce: è l'epoca in cui i BH supermassivi si formano



crescita dei BH supermassivi

l'energia estraibile dal BH è $E = \eta M c^2$ con $\eta \sim 10^{-1}$

questo corrisponde alla potenza ("Luminosità") $L \equiv \frac{dE}{dt} = \eta c^2 \frac{dM}{dt}$

Se $L \simeq L_E$ ricaviamo

$$\frac{dM}{dt} \simeq \frac{L_E}{\eta c^2} = \frac{4\pi G m_p c}{\sigma_T \eta c^2} M = \frac{M}{\tau}$$

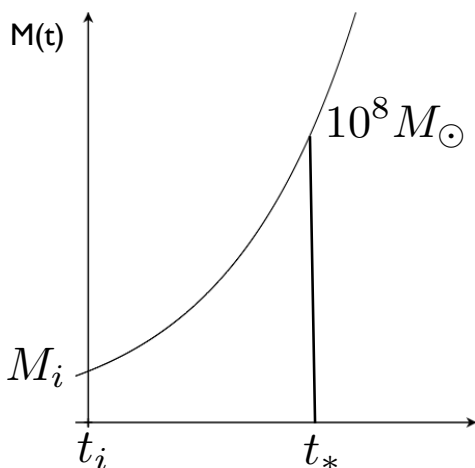
con $\tau = \frac{\eta c \sigma_T}{4\pi G m_p} = 4 \cdot 10^7 \text{ yr}$

se ne ricavano ritmi di accrescimento $\dot{M} \simeq \frac{10^8 M_8}{4 \cdot 10^7} \sim 2 M_\odot / \text{yr}$ grandi !

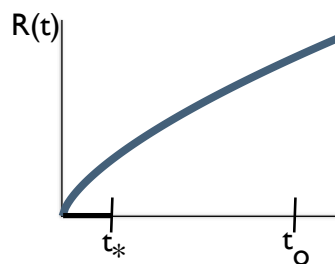
massa accresciuta
per unità di tempo

crescita dei BH supermassivi

il BH (sempre se $L \sim L_E$) cresce seguendo la legge $M(t) = M_i e^{t/\tau}$



se $M_i \sim 10 M_\odot$ (BH stellare) il tempo di crescita a $10^8 M_\odot$ è dato da
 $t_* - t_i \simeq \tau \ln 10^7 \simeq 16\tau \sim 650 \text{ Myr}$



ma per alti redshift t_* è piccolo
p.es. (Einstein-deSitter):

$$t_*/t_o = (1+z)^{-3/2}$$

per $z \sim 6.4$: $t_* \sim 0.05 t_o \longrightarrow 400\text{-}700 \text{ Myr}$
(stime per vari mod. cosmologici)

i quasar più lontani e
luminosi hanno poco
tempo per crescere

questa è una delle motivazioni per cercare quasar con z sempre maggiori: $z \sim 10$ metterebbe in difficoltà la interpretazione in termini di BH

quasar di alto redshift in raggi X

$$z=5.99$$

spettro X osservato dal satellite Chandra uguale allo spettro X dei quasar vicini, più vecchi

chandra.harvard.edu



ABOUT CHANDRA | EDUCATION | FIELD GUIDE | PHOTO ALBUM | PRESS ROOM | RESOURCES

► PHOTO ALBUM

IMAGES BY DATE
IMAGES BY CATEGORY
SKY MAP
CONSTELLATIONS
SPECIAL FEATURES
CHANDRA ZOOM-INS
IMAGE HANDOUTS
SCALE BAR IMAGES
TUTORIAL
FALSE COLOR
COSMIC DISTANCE
LOOK-BACK TIME
SCALE & DISTANCE
ANGULAR MEAS.
IMAGE USE

Search Go

WEB SITE TOOLS

CHRONICLES
EMAIL NEWSLETTER
SITE MAP
NEW & NOTeworthy
IMAGE USE POLICY
QUESTIONS & ANSWERS
GLOSSARY OF TERMS
DOWNLOAD GUIDE

SDSSp J1306: Precocious Supermassive Black Holes Challenge Theories

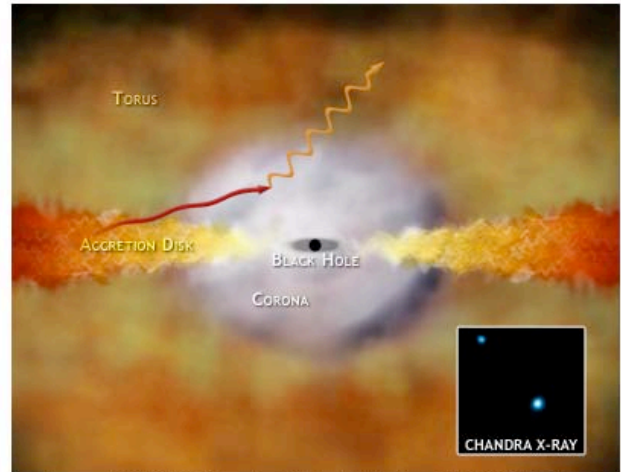


Image: NASA/CXC/D.Schwartz & S.Virani; Illustration: NASA/CXC/M.Weiss

[JPEG \(170 kb\)](#), [Tiff \(24.6 MB\)](#), [PS \(4.5 MB\)](#)

The X-rays observed by Chandra (inset) from the quasar SDSSp J1306 (or J1306) have taken 12.7 billion light years to reach Earth, only a billion years less than the estimated 13.7-billion-year age of the Universe. Surprisingly, in this quasar, which is seen as it was at an early epoch, the distribution of X-rays with energy - the X-ray spectrum - is indistinguishable from that of nearby, older quasars. The smaller object in the upper left of the image is a foreground galaxy.

quasar di alto redshift nell'IR

11 su 13 quasar di alto redshift osservati col satellite Spitzer mostrano emissione infrarossa da parte di un anello circumnucleare con proprietà simili a quelle di quasar a redshift più bassi



quasar a $z > 6$ nati da non più di 700 Myr hanno già le stesse proprietà X e IR di quasar a z più bassi che hanno avuto più tempo per accrescere i loro BH

spitzer.caltech.edu

Spitzer Space Telescope

- Jet Propulsion Laboratory
- California Institute of Technology
- Vision for Space Exploration

[Home](#)
[Images](#)
[Newsroom](#)
[Features](#)
[About Spitzer](#)
[Search / Site Info](#)

Newsroom

Press Releases

- Chronological
- By Subject
- Outside Institutions

What's Happening Archive

Visuals

- Image Use Policy

Update Notifications

- Mailing List
- RSS Feed (XML)

References

- Fast Facts
- Press Kit (.pdf)
- Fact Sheet (.pdf)
- Field Guides
- Glossary

Media Contacts

Times Change, But Do Supermassive Black Holes Remain the Same?

Written by Linda Vu, Spitzer Science Center
December 11, 2006

Have supermassive black holes changed since the dawn of our Universe nearly 14 billion years ago?

This question has stumped astronomers for decades. However, thanks to NASA's infrared eyes in the sky -- the Spitzer Space Telescope -- scientists may be one-step closer to solving this mystery.

"Before Spitzer, people didn't know about the infrared properties of quasars [or supermassive black holes] in the very early Universe. With Spitzer, we have detected infrared light from 13 quasars that formed within the Universe's first billion years," says graduate student Linhua Jiang, of the University of Arizona, Tucson.

Jiang recently authored a paper on Spitzer's observation of 13 distant quasars, each formed approximately 13 billion years ago. His paper was published in the November 2006 issue of *Astronomical Journal*.

In the infrared, astronomers can tell if a ring of dust is shrouding a particular quasar. Using Spitzer, Jiang discovered dust around 11 quasars in his sample, and determined that they share similar infrared properties to quasars that formed relatively recently.

"The conditions of the Universe in its first billion years are very different from the current conditions of the Universe, so it is very surprising that many quasars of the early Universe look very similar to their modern counterparts," says Dr. Xiaohui Fan, also of the University of Arizona and a co-author on the paper.

A low-dust quasar called SDSS J0005-0006
NASA/JPL-Caltech