

**UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA**

**Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”**

**Corso di Laurea Triennale in Fisica**

**Tesi di Laurea**

**Emissioni radio in AGN a  $z > 6$**

**Relatore**

**Prof. Stefano Ciroi**

**Correlatore**

**Dr. Marco Berton**

**Laureando**

**Luca Grassi**

**Anno Accademico 2021/2022**

# Indice

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Spostamento verso il rosso</b>	<b>2</b>
2.1	Effetto Doppler . . . . .	2
2.2	Redshift cosmologico . . . . .	3
<b>3</b>	<b>Nuclei galattici attivi</b>	<b>5</b>
3.1	Origine del fenomeno . . . . .	6
3.2	Classificazione . . . . .	7
3.3	Getto relativistico . . . . .	10
3.4	Interazione della radiazione con un gas di idrogeno . . . . .	14
3.5	Foresta Lyman-Alpha e spettro ad alto redshift . . . . .	17
<b>4</b>	<b>Analisi sullo spettro dei quasar</b>	<b>22</b>
4.1	Il caso di SDSS J0100+2802 . . . . .	22
4.2	Quasar radio-loud a $z > 6$ . . . . .	23

# 1 Introduzione

Si sospetta che la maggior parte delle galassie nel nostro universo contengano un buco nero supermassiccio nel loro nucleo; accade talvolta che il materiale galattico si avvicini e cominci ad orbitare attorno al corpo celeste centrale, producendo tutta una serie di fenomeni che rendono le galassie in questione sede di fenomeni estremi dal punto di vista energetico e particolarmente interessanti dal punto di vista (astro)fisico e cosmologico. L'interesse fisico nasce dal fatto che certe condizioni di temperatura, correnti e campo magnetico sono difficili se non impossibili da riprodurre sulla Terra; avendo quindi a disposizione dei *laboratori* che possiamo osservare a distanza possiamo desumere il comportamento della materia in tali circostanze. L'interesse cosmologico è conseguenza dell'estrema luminosità di questi peculiari fenomeni, oggetti così energetici sono visibili anche ad enormi distanze permettendoci di vedere (come spesso si sente dire) *indietro nel tempo*, espressione che è più letterale che figurativa; osservare così lontano nel passato ci aiuta a fare deduzioni sulla natura dell'ambiente cosmico quando l'universo era relativamente giovane, per tentare quindi di spingerci un po' più in là nei dubbi che riguardano il Big Bang. Analizzare le emissioni di "fari" così lontani ci dà la possibilità di investigare la formazione dei primi buchi neri, argomento sul quale ancora oggi non vi è una spiegazione comunemente accettata.

## 2 Spostamento verso il rosso

### 2.1 Effetto Doppler

Immaginiamo di sentire un'ambulanza che si muove; è interessante notare che, anche non guardando direttamente il veicolo, siamo in grado di capire se questo si stia allontanando o si stia avvicinando. L'effetto in questione è detto *effetto Doppler*, e nasce come conseguenza del propagarsi del suono sotto forma di onde sonore. Mentre la sorgente sonora si avvicina all'ascoltatore, il numero di fronti d'onda per unità di lunghezza cresce di fronte alla sorgente, arrivando al nostro orecchio con una frequenza  $\nu$  maggiore di quella intrinseca  $\nu_0$ ; d'altro canto mentre la sorgente si allontana i fronti d'onda arrivano al nostro orecchio con una frequenza  $\nu$  minore di quella che ci aspetteremmo, perché i fronti d'onda che vengono emessi si sono spazialmente più distanti allontanandosi dal retro della sorgente. Chiaramente l'effetto Doppler non è esclusivo delle onde sonore, bensì riguarda tutti i processi fisici che si propagano sotto forma di onde, pertanto anche le onde elettromagnetiche. Conoscendo le proprietà spettroscopiche dei corpi celesti, come ad esempio la lunghezza d'onda delle righe in assorbimento in alcuni elementi noti, possiamo dedurre se la sorgente si avvicina o si allontana attraverso l'effetto Doppler.

Già il fatto che una sorgente si avvicini o si allontani può costituire un'informazione preziosa, ma è cruciale invece il poter determinare a che velocità questa si sta muovendo. In base a semplici considerazioni geometriche sui fronti d'onda si può ricavare che se la sorgente luminosa si muove a velocità  $v \ll c$ , la frequenza  $\nu$  percepita dall'osservatore è legata alla frequenza  $\nu_0$  della sorgente attraverso

$$\nu_0 = \nu(1 + \beta)$$

dove il segno di  $\beta \equiv v/c$  è positivo o negativo rispettivamente se la sorgente si allontana o si avvicina. È conveniente esprimere questo risultato in funzione delle lunghezze d'onda piuttosto che delle frequenze utilizzando la relazione  $c = \lambda\nu$ , da cui

$$\lambda = \lambda_0(1 + \beta)$$

Notiamo immediatamente che nel caso di  $\beta > 0$  avremo che la  $\lambda$  che ci aspettiamo sarà maggiore di quella di partenza; si definisce *spostamento verso il rosso* (o redshift in inglese) il caso in cui  $\lambda > \lambda_0$ , analogamente si parlerà di *spostamento verso il blu* (o blueshift) nel caso opposto.

Possiamo quantificare il redshift semplicemente come

$$z = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0}$$

ovvero la variazione *relativa* di lunghezza d'onda rispetto a quella iniziale. Questa quantità ha un significato intuitivo, infatti con semplici passaggi algebrici si deriva

$$\lambda = \lambda_0(1 + z)$$

ovvero una sorgente con redshift pari a  $z = 5$  farà arrivare a noi osservatori una  $\lambda$  che è 6 volte quella di partenza; a livello pratico quindi vedremmo, ad esempio, la prima riga della serie di Lyman dell'idrogeno a circa 1216 Å subire uno *spostamento* fino a 7296 Å.

Confrontando le formule qui sopra saremmo tentati di concludere che  $\beta = z$ , ma questo è

valido solo per valori  $z \ll 1$  (ovvero  $v \ll c$ ), infatti  $z = 5$  implicherebbe velocità superluminali; la questione è risolta tenendo conto degli effetti relativistici, e la formula presenta quindi un fattore  $\gamma$  di correzione<sup>1</sup>:

$$\lambda = \gamma(1 + \beta)\lambda_0$$

che si origina dal fatto che sorgente e osservatore si trovano in sistemi di riferimento in moto relativo, pertanto la spaziatura tra fronti d'onda è influenzata dalla contrazione dei tempi a cui questi vengono emessi. Invertendo la relazione appena scritta otteniamo l'equazione per determinare la velocità della sorgente:

$$\beta = \frac{(z + 1)^2 - 1}{(z + 1)^2 + 1}$$

Il comportamento asintotico ovviamente rispetta le aspettative, ovvero  $\beta \rightarrow 0$  per  $z \rightarrow 0$ , e  $\beta \rightarrow 1$  per  $z \rightarrow \infty$ .

## 2.2 Redshift cosmologico

Le osservazioni sperimentali mostrano che, ad eccezione di alcuni casi particolari, le altre galassie si allontanano dalla nostra; le possibilità sono quindi due: o la Via Lattea si trova in un punto privilegiato dell'universo, oppure lo spazio stesso tra gli ammassi di galassie si sta dilatando, dando quindi l'impressione a ogni ipotetico osservatore che i corpi celesti gli si stiano allontanando. Non c'è nessun motivo per pensare che la posizione in cui si trova la Terra abbia un significato speciale, invochiamo quindi il *principio cosmologico: osservatori comoventi osservano lo stesso universo isotropo e omogeneo allo stesso tempo proprio*, ovvero l'universo è "tutto uguale", ci aspettiamo che nulla distingua una regione da un'altra, e che non esista una direzione preferenziale; omogeneità e isotropia si possono tradurre come invarianza traslazionale e invarianza rotazionale.

Si può dimostrare che l'unica metrica in coordinate polari sferiche compatibile con il principio cosmologico è la *metrica di Robertson-Walker*:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) \left[ \frac{dr^2}{1 - Kr^2} + r^2 d\Omega^2 \right] \quad d\Omega^2 \equiv d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2$$

La quantità  $a(t)$  che compare nella parte spaziale è detta *fattore di scala*, e in un certo senso codifica l'idea di espansione, mentre il parametro  $K$  identifica un universo chiuso per  $K = +1$ , piatto per  $K = 0$  e aperto per  $K = -1$ . Se ora consideriamo il *modello di Einstein-De Sitter* con  $K = 0$  la metrica si riduce a

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t)[dr^2 + r^2 d\Omega^2]$$

Noto che se  $a(t)$  fosse identicamente 1 allora la metrica si riduce alla metrica di Minkowski, quindi il fattore di scala rappresenta una *espansione* o *contrazione* uniforme di tutto lo spazio tridimensionale.

---

<sup>1</sup>Questo ragionamento vale in uno spaziotempo piatto con la metrica di Minkowski; la formula si dimostra rigorosamente ricordando che se  $k^\mu$  è il quadrivettore d'onda del fotone, allora  $k^0$  ne rappresenta la pulsazione, perciò cambiando sistema di riferimento avremo  $k'^0 = \Lambda^0_\nu k^\nu$ .

Intuitivamente ci si può immaginare le galassie in questo universo che si espande un po' come se fossero fisse sulla griglia cartesiana disegnata qui sopra; dato che la distanza tra loro aumenta allora c'è anche una velocità relativa tra le due, dando così origine all'effetto Doppler. Per quanto questa visione molto semplicistica dia un'idea visiva diretta di quello che sta succedendo, è comunque interessante entrare un po' più nel dettaglio per capire come lo spostamento verso il rosso nasca da semplici considerazioni geometriche dello spaziotempo.

Cominciamo ragionando sull'equazione della geodetica su una varietà:

$$\frac{d^2 x^\alpha}{ds^2} + \Gamma_{\mu\nu}^\alpha \frac{dx^\mu}{ds} \frac{dx^\nu}{ds} = 0$$

se ora consideriamo un fotone di quadrimpulso  $\mathcal{P}^\alpha = (E, \mathbf{p})$ , possiamo definire il parametro  $s$  in modo che valga

$$\mathcal{P}^\alpha = \frac{dx^\alpha}{ds}$$

noto in particolare che

$$\frac{d}{ds} = \frac{dx^0}{ds} \frac{d}{dx^0} = E \frac{d}{dt}$$

Ricordando che la lunghezza d'onda di un fotone è legata alla sua energia da  $E = hc/\lambda$  possiamo fare considerazioni sulla componente  $\alpha = 0$  della geodetica per ricavare il variare dell'energia e della lunghezza d'onda del fotone durante il moto. Un calcolo diretto dei simboli di Christoffel mostra che solo le componenti spaziali sono non nulle:

$$\Gamma_{ij}^0 = -\frac{g^{00}}{2} \frac{\partial g_{ij}}{\partial x^0} = \delta_{ij} a \dot{a}$$

pertanto l'equazione della geodetica si riduce a

$$E \frac{dE}{dt} + \delta_{ij} a \dot{a} \mathcal{P}^i \mathcal{P}^j = 0$$

Sfruttando il fatto che per particelle di massa nulla vale

$$0 = g_{\mu\nu} \mathcal{P}^\mu \mathcal{P}^\nu = -E^2 + \delta_{ij} \mathcal{P}^i \mathcal{P}^j a^2$$

arriviamo a

$$\frac{dE}{dt} + \frac{\dot{a}}{a} E = 0$$

che risolta dà

$$E \sim \frac{1}{a}$$

Quest'ultima equazione ci dice che l'energia del fotone *diminuisce* all'aumentare del fattore di scala, ovvero la sua lunghezza d'onda aumenta nel caso di un universo in espansione; chiamiamo quindi *spostamento verso il rosso cosmologico* il redshift che subisce un fotone lungo il tragitto tra sorgente e osservatore a causa del dilatarsi dello spazio stesso che esso attraversa.<sup>2</sup>

---

<sup>2</sup>[4], pp 30-31.

### 3 Nuclei galattici attivi

Le galassie, fondamentalmente, sono composte da stelle, gas, e polveri, queste ultime come principale fonte di energia; ci aspettiamo quindi che osservando lo spettro di una galassia comune questo appaia come la sovrapposizione degli spettri delle singole stelle che la compongono. La radiazione emessa da una stella è approssimabile a quella di un corpo nero a temperatura  $T$ , dove  $T$  è la temperatura della sua atmosfera; dato che tali temperature sono dell'ordine di  $10^3$ – $10^4$  K, lo spettro risultante avrà un range di lunghezze d'onda piuttosto ristretto, infatti utilizzando la legge di Wien

$$\lambda_{\max} T = b \quad b = 2.898 \cdot 10^{-3} \text{ m K}$$

vediamo che la luce emessa si concentrerà nel range 100 – 1000 nm, eccezion fatta per le galassie con elevata formazione stellare in cui sono più abbondanti stelle giovani e calde con un  $T$  elevato che estendono lo spettro verso il "lato" blu.

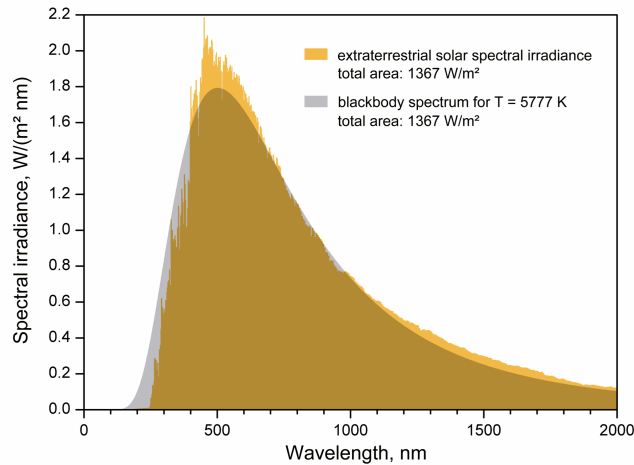


Figura 1: La radiazione emessa dal sole è coerente con quella di un corpo nero a temperatura  $T = 5777$  K.

Si osservano però alcune galassie peculiari che mostrano un intervallo di energie ben più ampio di quello che ci si aspetterebbe, che varia dalle onde radio fino ai raggi gamma. Si verifica che la radiazione viene emessa da una regione estremamente limitata nel nucleo della galassia, si parla quindi di *nucleo galattico attivo*<sup>3</sup>.

<sup>3</sup> *Active galactic nucleus* nella letteratura anglosassone, che da ora abbrevierò con AGN.

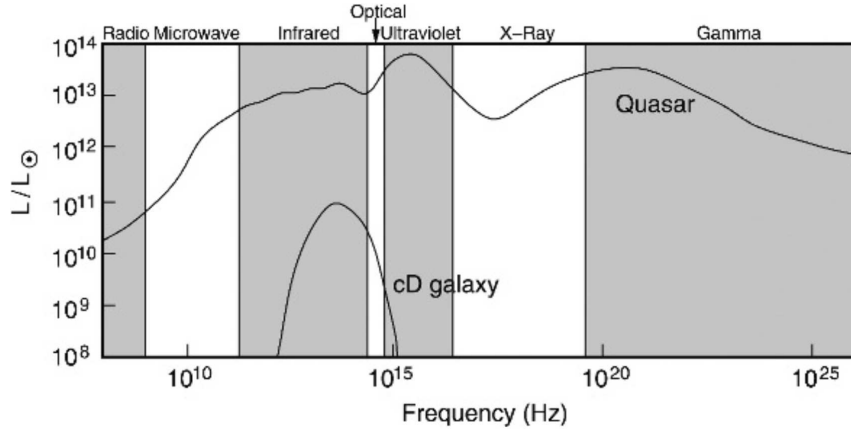


Figura 2: Notiamo come la potenza emessa da una galassia cD (cD sta per *central dominant* ed è il corpo celeste, solitamente una galassia ellittica, dominante in un ammasso di galassie) sia molto diverso da quello del quasar 3C273; la prima copre un intervallo di frequenze ridotto, mentre il secondo si estende su tutto lo spettro elettromagnetico con potenza pressoché costante. Fonte: [1] pp 105.

### 3.1 Origine del fenomeno

La prima evidenza di galassie anomale risale all'inizio del secolo scorso quando si notarono righe di emissione nella galassia NGC 1068 che mostravano un allargamento Doppler significativo, usando

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta v}{c}$$

si registravano valori di  $\Delta v \sim 3000$  km/s. Possiamo sfruttare questo fatto sperimentale per ipotizzare la natura di queste sorgenti: ricordando che la forza centrifuga ha un andamento  $F_c \sim \omega^2 r$  e che  $F = -\nabla U$  allora ci aspettiamo che il potenziale centrifugo abbia la forma  $U_c \sim \omega^2 r^2 = v^2$ ; confrontando questo valore con il potenziale gravitazionale generato da una massa  $M$  avremo

$$\frac{GM}{r} = v^2$$

Possiamo azzardare una stima per  $r \sim 100$  pc tenendo conto che in queste sorgenti il nucleo appare puntiforme, in questo modo otteniamo valori di  $M$  dell'ordine di  $\log(M/M_\odot) \sim 10$ , ovvero la massa degli oggetti in questione è elevatissima, o comunque comporta una densità di energia notevole; è quindi facile convincersi che un nucleo galattico attivo è la manifestazione di materiale che interagisce con un buco nero supermassiccio.

Un altro modo per stimare la massa del buco nero è sfruttare il fatto che il *disco* di materiale che vi ruota attorno abbia massa  $M_D$ , e che venga inglobato ad un tasso  $\dot{M}_D$ ; ipotizzando questo come principale fonte di energia avremo che la luminosità bolometrica<sup>4</sup> emessa è

$$L = \frac{dE}{dt} \simeq \dot{M}_D \varepsilon c^2$$

dove  $\varepsilon$  è un coefficiente detto *efficienza radiativa* che tiene conto di quanta della massa del disco viene effettivamente trasformata in energia, assumeremo  $\varepsilon$  costante e con un valore pari a circa

<sup>4</sup>La luminosità bolometrica di un QSO può arrivare a  $10^{47}$  erg/s.



0,1<sup>5</sup>. Dato che il materiale del disco accresce il buco nero, avremo  $\dot{M} \simeq \dot{M}_D$ , quindi l'energia totale rilasciata dal buco nero durante la sua vita è

$$E = \int L dt = \int \varepsilon \dot{M} c^2 dt = M \varepsilon c^2$$

se poi la luminosità rimane costante, banalmente avremo  $E = L\tau$ , con  $\tau$  il tempo impiegato per esaurire il materiale in entrata; stimiamo quindi la massa del buco nero con

$$M \simeq \frac{L\tau}{\varepsilon c^2}$$

analisi statistiche mostrano che la vita media è  $\tau \sim 10^{7-9}$  anni; questa stima restituisce valori di  $\log(M/M_\odot) \sim 7 - 9$ , compatibili con quelli già citati. È curioso notare che questi valori combaciano con le masse dei buchi neri supermassicci che si trovano anche nelle galassie non attive, ciò suggerisce che queste galassie possano aver attraversato una fase di nucleo attivo, e che l'accrescimento del buco nero sia avvenuto nel passato; non è ancora chiaro tuttavia cosa causa la cessazione dell'emissione di energia, probabilmente l'esaurimento del materiale, oppure una diminuzione del valore di  $\varepsilon$ .<sup>6</sup>

### 3.2 Classificazione

Mentre con AGN indichiamo una classe molto ampia di oggetti celesti, nel momento in cui osserviamo lo spettro di questi notiamo differenze sostanziali, vengono qui riassunte le principali categorie e le loro caratteristiche principali:

**Quasars:** è l'abbreviazione di *quasi stellar radio source*, il nome deriva dal fatto che queste sorgenti sono confinate in una regione di spazio relativamente ridotta, apparendo nelle osservazioni come stelle che producono intense emissioni radio, vengono detti perciò *radio-loud*; nell'ottico e nell'ultravioletto presentano righe di emissione molto accentuate ed allargate, tipicamente le righe della serie di Balmer e la Lyman  $\alpha$  dell'idrogeno, oltre che a righe di elementi più pesanti come MgII ( $\sim 2799 \text{ \AA}$ ), CIII ( $\sim 1909 \text{ \AA}$ ) e CIV ( $\sim 1550 \text{ \AA}$ ) che si trovano sostanzialmente in ogni quasar. Le proprietà dei quasar sono rappresentative della maggior parte degli AGN, la natura e origine del loro spettro verrà discussa ampiamente in seguito.

**QSOs:** acronimo di *quasi stellar object*, condividono tutte le proprietà dei quasar ad eccezione che nella banda radio non sono altrettanto luminosi, ma sono caratterizzati da un indice di colore  $U - V$  molto blu; queste sorgenti sono dette appunto *radio quiet*. Lo studio della distribuzione tra radio loud e radio quiet è difficoltosa; le caratteristiche dello spettro variano a seconda del redshift della sorgente, sono oggetti deboli da rilevare e il mezzo intergalattico che si interpone tra sorgente e osservatore modifica l'aspetto dello spettro. Spesso con QSO si intendono in un'accezione più generale sia le sorgenti radio loud che radio quiet.

**Galassie di Seyfert:** Sono state il primo tipo di AGN scoperto; sono significativamente meno luminose dei QSOs e si presentano come galassie a spirale con un nucleo molto luminoso. Si distinguono in Seyfert di tipo 1 e Seyfert di tipo 2: le prime mostrano sia righe di emissione

<sup>5</sup>Nelle reazioni termonucleari tale coefficiente si attesta attorno a 0.007 o meno.

<sup>6</sup>[2] pagina 51.

”larghe” che ”sottili”, mentre le seconde solo righe sottili. Formalmente i QSOs e le Seyfert di tipo 1 sono separati solo dalla magnitudine assoluta.

**LINERS:** sono di gran lunga i più comuni tra gli AGNs, presentano una *low-ionization nuclear emission-line region*, ovvero righe di emissione di atomi con bassa energia di ionizzazione, tali righe hanno larghezza che è confrontabile con la velocità di rotazione della galassia. Un terzo di tutte le galassie vicine presentano le caratteristiche per essere classificate LINERs.

**Galassie radio:** Sono galassie ellittiche radio loud; come con le Seyfert possiamo distinguerle in base alla presenza di righe larghe o solo strette. La distinzione con i Quasar è puramente quantitativa in base alla luminosità del nucleo.

**Optically violently variables e BL Lac:** la radiazione emessa da queste sorgenti varia repentinamente; i primi presentano righe di emissione e assorbimento, mentre i secondi presentano uno spettro fondamentalmente piatto. Entrambi emettono una frazione significativa di luce polarizzata.<sup>7</sup>

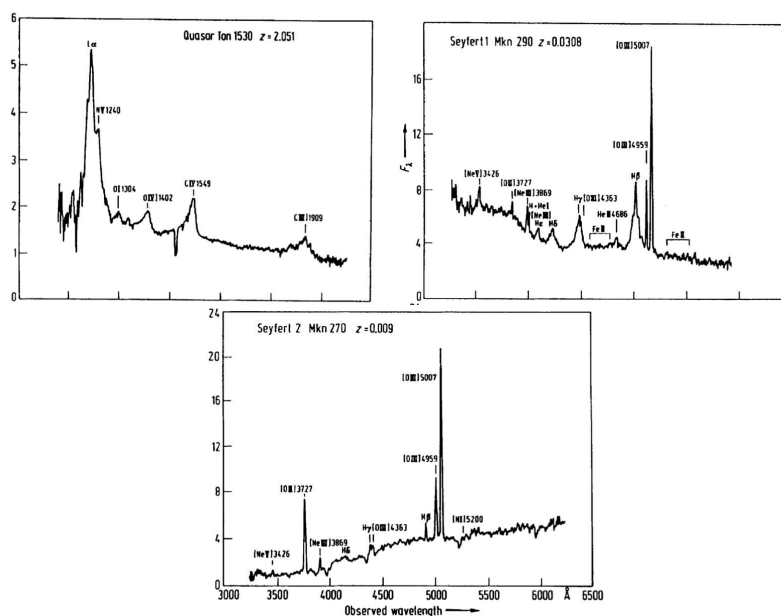


Figura 3: L’immagine mostra lo spettro di tre sorgenti nell’intervallo 300–650 nm. Notiamo in particolare la distinzione tra Seyfert 1 in alto a destra che presenta l’allargamento di alcune righe, mentre la Seyfert 2 in basso mostra solo linee strette; Nel quasar in alto è invece evidente la riga più intensa in corrispondenza della Ly $\alpha$  dell’idrogeno, si riconoscono inoltre quelle del C IV e C III. Fonte: [1] pagina 212.

<sup>7</sup>[8], [1] pp 219-223.

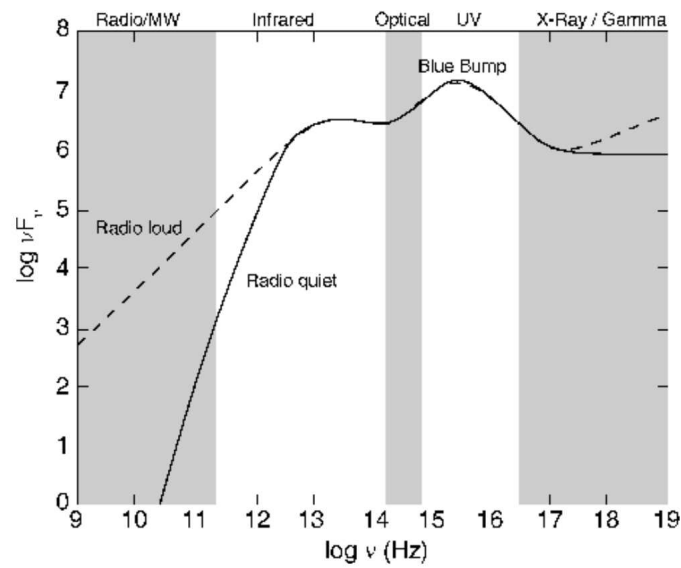


Figura 4: Confronto tra lo spettro di una quasar radio-loud e uno radio-quiet, è da notare come nel secondo caso l'emissione radio viene fortemente soppressa. [1] pagina 233.

La diversa natura delle sorgenti viene spiegata in realtà come lo stesso oggetto che viene osservato sotto angoli di vista diversi: in alcuni casi i getti di materiale più luminosi sono allineati con la nostra linea di vista, mentre in altri il toro di polveri che circonda il buco nero centrale ne oscura la vista. Tale ipotesi è l'idea soggiacente al *modello unificato dei nuclei galattici attivi*.

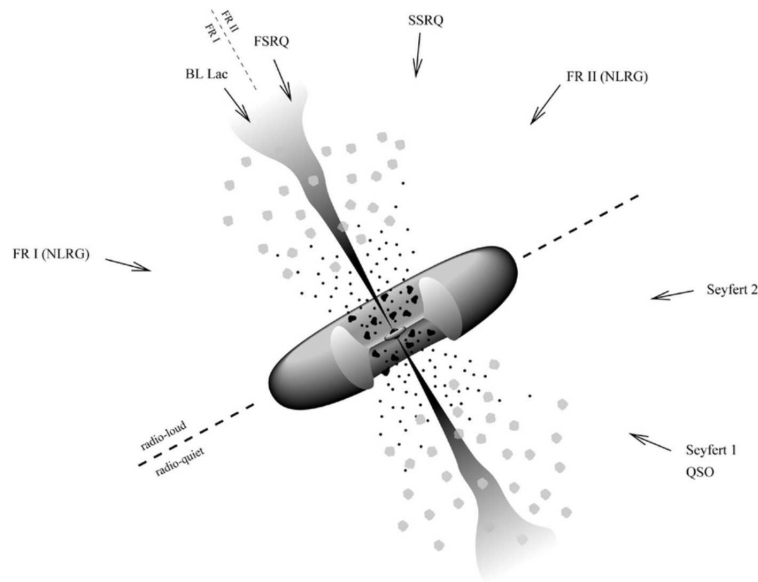


Figura 5: Illustrazione che mostra la distinzione tra nuclei galattici attivi in base all'orientazione. Fonte: NASA.

### 3.3 Getto relativistico

Lo spettro di un quasar si può descrivere su un ampio intervallo di frequenze con

$$S_\nu \sim \nu^{-\alpha}$$

La quantità  $S_\nu$  è detta *flusso*, si misura in  $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$  e rappresenta la potenza emessa dalla sorgente per unità di superficie e per unità di frequenza. In radioastronomia viene spesso utilizzato il *Jansky* come unità di misura, che vale  $1 \text{ Jy} \equiv 10^{-23} \text{ erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$ . Il coefficiente  $\alpha$  è detto *indice spettrale*, uno spettro per cui vale  $\alpha = 0$  è detto *flat spectrum*, mentre per  $\alpha > 1$  si parla di *steep spectrum*; il valore di  $\alpha$  varia considerevolmente da sorgente a sorgente e anche nelle componenti di uno stesso oggetto. Nel caso di  $\alpha < 0$  si parla di emissioni termiche, infatti nel limite di Rayleigh-Jeans abbiamo  $S \propto \nu^2$ .

Analizzando le emissioni radio provenienti dagli AGNs possiamo notare che queste sono in buona parte linearmente polarizzate, e in base alla regione di interesse presentano  $\alpha \sim 0$  o  $\alpha \sim 0.75$ . Possiamo spiegare tali caratteristiche assumendo che la luce emessa sia *radiazione di sincrotrone* da parte di elettroni relativistici. La radiazione di sincrotrone è emessa da cariche elettriche in un campo magnetico che vengono accelerate attorno le linee di campo ad opera della forza di Lorentz. Se l'elettrone non è relativistico la radiazione è sostanzialmente monocromatica di frequenza

$$\nu_0 = \frac{eB}{2\pi m_e}$$

detta *frequenza di ciclotrone*; se invece l'elettrone si muove a velocità relativistica  $v$  allora la radiazione emessa copre una banda più ampia piccata sulla *frequenza critica*

$$\nu_c = \frac{3}{2} \gamma^2 \nu_0 \sin \theta$$

con  $\theta$  angolo tra  $\mathbf{v}$  e  $\mathbf{B}$ . Di fatto si può mostrare che un insieme di elettroni con fattori di Lorentz distribuiti come  $N(\gamma) \sim \gamma^{-X}$  genera un flusso del tipo  $S_\nu \sim \nu^{-(X-1)/2}$ , che, in base al valore di  $\alpha$  introdotto in precedenza, restituisce  $X \sim 2.5$ ; questo risultato è in accordo con il fatto che gli elettroni dei raggi cosmici che arrivano sulla Terra seguono l'andamento  $\gamma^{-2.5}$  per  $\gamma \lesssim 10^6$ .

Gli elettroni che hanno inizialmente energia  $E = \gamma m_e c^2$ , e la irradiano ad un tasso<sup>8</sup>

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{4}{9} \frac{e^4 B^2 \gamma^2}{m_e^2 c^3}$$

pertanto il tempo caratteristico  $t^*$  in cui un elettrone esaurisce la sua energia può essere stimato con  $t^* = E/\dot{E}$ ; considerando che per produrre emissioni radio è necessario un campo magnetico  $B \sim 10^{-4} \text{ G}$  e un fattore di Lorentz  $\gamma \sim 10^5$ , si può effettuare un calcolo esplicito di  $t^*$  che risulta essere maggiore della vita delle sorgenti radio.<sup>9</sup>

<sup>8</sup>Imponendo  $\theta = \pi/2$ , ovvero  $\mathbf{v}$  e  $\mathbf{B}$  perpendicolari.

<sup>9</sup>[3] pp 479-480.

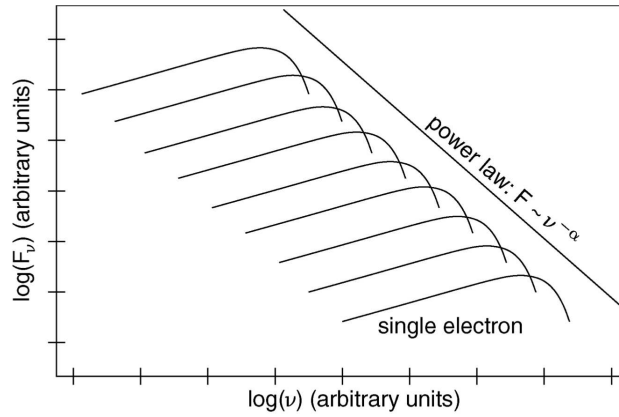


Figura 6: Ogni elettrone relativistico emette una banda di frequenze piccata in  $\nu_c$ , la sovrapposizione delle emissioni di ciascun elettrone dà quindi origine allo spettro nella forma  $\nu^{-\alpha}$  postulata inizialmente. Fonte: COSMOS

A basse frequenze la radiazione di sincrotrone è descritta da  $\alpha \sim -2.5$  a causa del fenomeno della *self absorption*, ovvero i fotoni emessi vengono riassorbiti da elettroni vicini, si parla di mezzi *optically thick* quando la densità di materiale attraversato è troppo elevata e la sorgente appare debole a grandi lunghezze d'onda. È interessante notare che  $\nu^{2.5}$  non segue la legge di Rayleigh-Jeans perché il corpo non è in equilibrio termodinamico.

L'analisi dello spettro può aiutare a ricavare una stima dell'intensità del campo magnetico che circonda l'AGN, se assumiamo che la densità di energia del campo sia dell'ordine della densità di energia degli elettroni relativistici, avremo:<sup>10</sup>

$$\frac{B^2}{2\mu_0} = \int \frac{dN(\gamma)}{dV} \gamma m_e c^2 d\gamma$$

Osservando una galassia radio-loud notiamo che le emissioni radio provengono principalmente da quello che viene detto *getto relativistico*; le cariche in moto intorno al buco nero centrale vengono accelerate e collimate in un fascio che può estendersi per distanze notevoli. Il getto termina nei cosiddetti *radio lobes*, dei veri e propri lobi di dimensioni estese:

<sup>10</sup>[3] pp 478-480.

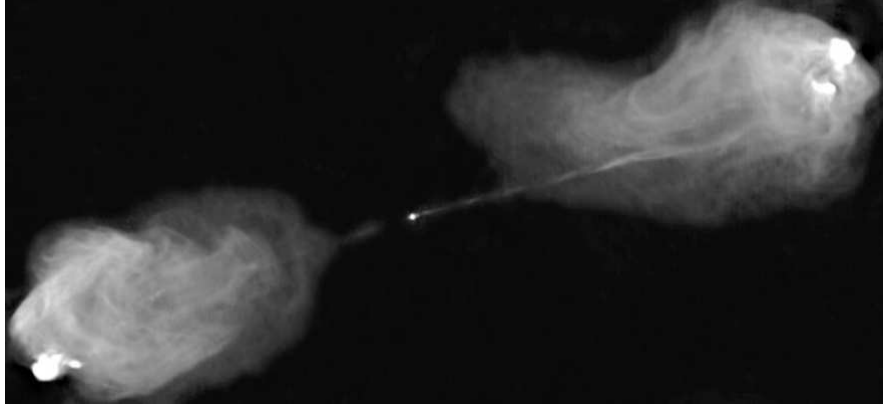


Figura 7: In questa immagine è rappresentata la galassia Cygnus A ( $z=0,056$ ), la sorgente radio più luminosa della volta celeste. Sono evidenti i getti che terminano nei lobi, l'intera struttura arriva a lunghezze di 1 Mpc. L'immagine è alla frequenza di 15 Ghz. Fonte: NRAO archives.

Nonostante l'elevata velocità degli elettroni, e i tempi di "vita" molto lunghi, comunque si deve scartare l'ipotesi che la radiazione di sincrotrone nei lobi sia originata dagli elettroni accelerati dal nucleo dell'AGN, banalmente perché la distanza percorsa dall'elettrone prima di essersi "scaricato" non avrebbe superato 1 kpc. Questo apparente paradosso è risolto supponendo che gli elettroni siano accelerati nel plasma da onde di pressione; la velocità del materiale nel getto supera ampiamente la velocità del suono nello stesso, dando quindi origine a onde di shock che si propagano permettendo agli elettroni di accelerare e quindi emettere radiazione di sincrotrone.

Accade spesso che il getto non sia visibile su entrambi i poli della galassia; se immaginiamo il getto come del materiale luminoso a velocità relativistiche che emette luce entra allora in gioco il fenomeno del *beaming relativistico*, se l'emettitore di radiazione si sta avvicinando apparirà più luminoso di un fattore

$$\mathcal{D}_+ = [\gamma(1 - \beta \cos \phi)]^{-(\alpha+2)}$$

dove  $\alpha$  è l'indice spettrale e  $\phi$  è l'angolo tra il getto e la linea di vista. Analogamente per una sorgente in allontanamento abbiamo

$$\mathcal{D}_- = [\gamma(1 + \beta \cos \phi)]^{-(\alpha+2)}$$

pertanto se l'angolo  $\phi$  è piccolo può accadere che  $\mathcal{D}_+$  diventi molto grande, in tal modo la radiazione del getto rivolto verso l'osservatore è abbastanza intensa da "oscurare" il getto che si propaga in direzione opposta (il *counter-jet*).<sup>11</sup>

---

<sup>11</sup>[1] pp 252-256

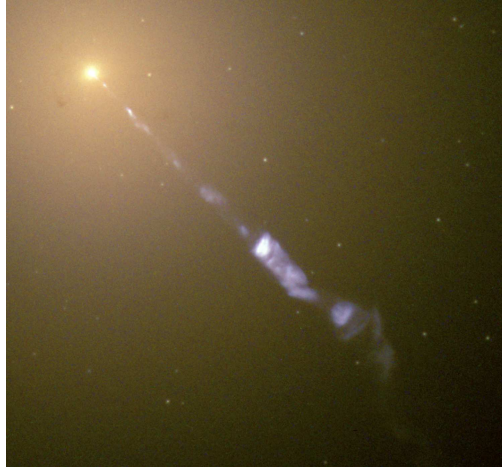


Figura 8: Questa immagine del visibile della galassia M87 evidenzia la presenza di un solo lato del getto, e la presenza di "globuli" dovuti alle onde di pressione che si propagano nel plasma. M87 è considerato un oggetto della famiglia BL Lac. Fonte: NASA

In base all'aspetto del jet possiamo separare le radiosorgenti in due classi. Le *Fanaroff-Riley tipo 1* (FRI) sono caratterizzate da un massimo di luminosità in prossimità del nucleo per poi decrescere verso l'esterno; tipicamente hanno una luminosità nella banda Radio di  $L_\nu(4\text{GHz}) \lesssim 10^{32} \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ . D'altro canto le *Fanaroff-Riley tipo 2* (FR II) mostrano in generale luminosità più elevate con  $L_\nu(4\text{GHz}) \gtrsim 10^{32} \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$  che tende ad aumentare verso l'esterno nei lobi.<sup>12</sup>

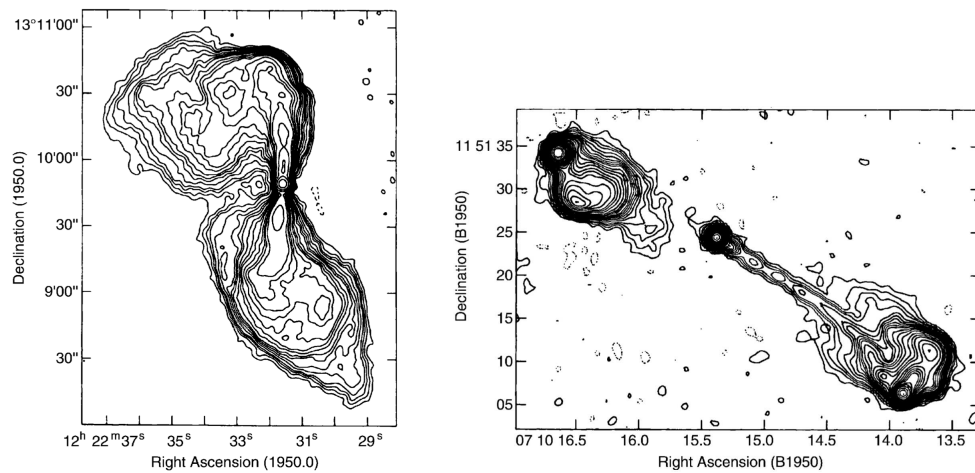


Figura 9: Mappatura delle emissioni radio a  $\lambda = 6 \text{ cm}$  di due radio galassie; a sinistra M84 del tipo FRI mostra chiaramente un'emissione più marcata vicino alla zona centrale, mentre a destra 3C175 mostra i caratteristici lobi e il jet, risulta invece invisibile il counter-jet. [1] pp 216

<sup>12</sup>[1] pp 215-218.

### 3.4 Interazione della radiazione con un gas di idrogeno

In questa sezione viene discusso come la radiazione che illumina un gas di idrogeno neutro si modifica nell'attraversarlo. La trattazione è particolarmente utile dal punto di vista astronomico per poter spiegare e creare modelli sulle anomalie dello spettro di sorgenti la cui radiazione ha attraversato una quantità significativa di idrogeno.

Un semplice modello empirico di quello che ci aspettiamo si può formulare sapendo che la radiazione viene assorbita dal materiale intergalattico e che l'intensità  $\mathcal{I}$  vari lungo il percorso come

$$d\mathcal{I} = -\mathcal{I}d\tau \rightarrow \frac{d\mathcal{I}}{d\tau} + \mathcal{I} = 0$$

dove  $d\tau$  oltre a rappresentare il tratto infinitesimo  $dr$  percorso, tiene anche conto delle proprietà del gas; se poi osserviamo che il gas stesso emette radiazione termica allora l'equazione va corretta con un termine che fa da "sorgente":

$$\frac{d\mathcal{I}}{d\tau} + \mathcal{I} = \mathcal{S}$$

il primo passo è quindi cercare di sviluppare una trattazione rigorosa per poter ricavare una formula analoga a quella appena scritta.

Dal punto di vista quanto-meccanico possiamo approssimare il problema utilizzando le perturbazioni dipendenti dal tempo; l'Hamiltoniana del problema ha la forma  $H(t) = H_0 + V(t)$ , dove  $H_0$  è l'Hamiltoniana imperturbata dell'atomo di idrogeno con autofunzioni che indico genericamente con  $|n\rangle$ ; mentre la perturbazione in questo caso è rappresentata dall'onda elettromagnetica incidente. In generale si può dimostrare che al tempo  $t$  lo stato si può scrivere come combinazione lineare degli autostati imperturbati:

$$|\psi(t)\rangle = \sum_n a_n(t)|n\rangle$$

dove i coefficienti  $a_n(t)$  in un certo senso codificano la probabilità che ha lo stato iniziale  $|i\rangle$  di effettuare una transizione in uno stato diverso  $|n\rangle$ . Questi si calcolano risolvendo un sistema di equazioni differenziali dato da

$$i\hbar \frac{da_m(t)}{dt} = \sum_n a_n \langle m|V(t)|n\rangle e^{-i(E_n - E_m)t/\hbar}$$

Introducendo ora la cosiddetta *approssimazione di dipolo elettrico*, ovvero nel considerare un'onda elettromagnetica come perturbazione avremo che la parte spaziale dell'onda  $\exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x})$  può essere espansa in serie e troncata al primo termine:

$$\exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}) = 1 + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} + \dots \approx 1$$

questa approssimazione è valida perché la radiazione dagli ultravioletti fino alle onde radio possiedono una lunghezza d'onda  $\lambda$  molto maggiore delle dimensioni caratteristiche degli atomi,



pertanto  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} \ll 1$ .<sup>13</sup>

Consideriamo della radiazione non polarizzata con distribuzione di energia  $\rho(\omega)$ , in tal caso si può dimostrare che dato uno stato iniziale  $|i\rangle$  e uno stato finale  $|j\rangle$ , la probabilità di transizione dal primo al secondo per unità di tempo è data da

$$\mathcal{P}_{ij} = \frac{\pi e^2}{\hbar^2 \varepsilon_0} \rho(\omega_{ij}) \sum_{k=1}^3 |\langle j | x_k | i \rangle|^2$$

Transizioni tra livelli energetici per cui non è valida questa approssimazione sono dette *proibite*, non nel senso di impossibili, ma molto meno probabili, con tempi di decadimento molto lunghi.

La quantità  $\mathcal{P}_{ij}$  è la base per poter definire i cosiddetti *coefficienti di Einstein*: sia  $p_i$  il peso statistico dello stato  $|i\rangle$  e sia  $\rho(\omega_{ij}) \equiv \rho(\omega)$  la densità di energia della radiazione incidente in corrispondenza di  $\omega_{ij} = |E_j - E_i|/\hbar$ , allora  $B_{ij}$  è definito implicitamente da

$$\mathcal{P}_{ij} = B_{ij} \rho(\omega) p_i$$

che è detto coefficiente di *assorbimento*, definisco analogamente  $B_{ji}$  il coefficiente di emissione *stimolata*. Queste quantità descrivono la probabilità di un atomo di assorbire un fotone o emetterlo a seguito dell'interazione con un altro fotone; da pure considerazioni energetiche si ricava

$$\mathcal{P}_{ji} + A_{ji} p_j = \mathcal{P}_{ij}$$

dove il termine  $A_{ji}$  è stato aggiunto per tenere conto dell'emissione *spontanea* del fotone.

Usando come  $\rho(\omega)$  la densità di energia irradiata da corpo nero, e ricordando che  $p_j$  e  $p_i$  sono legati da

$$\frac{p_j}{p_i} = e^{-h\nu/kT}$$

si trova facilmente<sup>14</sup>

$$A_{ji} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{ji}$$

Immaginiamo che un oggetto emetta radiazione di intensità specifica<sup>15</sup>  $\mathcal{I}_\nu$  a frequenza  $\nu$ , l'*equazione di Einstein* che descrive l'andamento di  $\mathcal{I}_\nu$  lungo la linea di vista è

$$\frac{d\mathcal{I}_\nu}{ds} = \frac{h\nu}{4\pi} \left[ n_j A_{ji} - \frac{4\pi \mathcal{I}_\nu}{c} (n_i B_{ij} - n_j B_{ji}) \right]$$

dove  $n_i$  e  $n_j$  sono la densità di atomi che possono assorbire un fotone o emetterlo, o equivalentemente gli atomi nello stato  $i$  o nello stato  $j$ . Anche se non è immediato, il significato della formula si intuisce facilmente: la variazione di intensità  $\mathcal{I}_\nu$  è modulata da due contributi, il primo dato da  $n_j A_{ji}$  che è positivo, infatti se gli atomi nello stato eccitato emettono radiazione allora aumentano l'intensità di  $\mathcal{I}_\nu$ ; d'altro canto abbiamo un contributo che è combinazione

<sup>13</sup>[6] pp 347-350.

<sup>14</sup>[7] pp 209-219.

<sup>15</sup>Si definisce l'intensità specifica il flusso di energia per unità di angolo solido e frequenza, si misura quindi in  $\text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1} \text{sterad}^{-1}$

di  $B_{ij}$  e  $B_{ji}$ , notiamo però che il primo compare con un segno negativo dato che assorbendo radiazione, parte dell'energia viene spesa per eccitare l'atomo, mentre  $B_{ji}$  porta un contributo positivo perché si tratta anche in questo caso di emissione; in particolare notiamo che il tutto è moltiplicato per  $h\nu$  ovvero l'energia della onda elettromagnetica emessa o assorbita, mentre i termini con  $B$  sono pesati da un fattore che dipende direttamente da  $\mathcal{I}_\nu$  dato che per intensità minori la densità di energia è minore, portando conseguentemente ad una diminuzione degli atomi che vengono eccitati o diseccitati forzatamente.

Definisco ora le seguenti quantità

$$\tau_\nu \equiv \int \frac{h\nu}{c} (n_i B_{ij} - n_j B_{ji}) \phi_\nu ds$$

$$\mathcal{S}_\nu \equiv \frac{c}{4\pi} \frac{n_j A_{ji}}{n_i B_{ij} - n_j B_{ji}}$$

in questo modo l'equazione di Einstein prende la forma:

$$\frac{d\mathcal{I}_\nu}{d\tau_\nu} + \mathcal{I}_\nu = \mathcal{S}_\nu$$

la quantità  $\tau_\nu$  è detta *profondità ottica*,  $\mathcal{S}_\nu$  è ragionevolmente la *funzione sorgente*, mentre  $\phi_\nu$  è una funzione che tiene conto del fatto che la radiazione emessa da un atomo non si presenta come una riga di emissione monocromatica, ma è *allargata* a causa di fenomeni fisici come il principio di indeterminazione di Heisenber o l'effetto Doppler.

Assumendo  $\mathcal{S}_\nu$  costante lungo la linea di vista, la soluzione è

$$\mathcal{I}_\nu(\tau_\nu) = \mathcal{I}_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + \mathcal{S}_\nu(1 - e^{-\tau_\nu})$$

Se ora assumiamo che per  $\tau_\nu \rightarrow \infty$  (ovvero a grandi distanze dalla sorgente o dopo aver attraversato una quantità significativa di gas) il gas sia in equilibrio termodinamico, allora la funzione sorgente tende alla radiazione di corpo nero  $\mathcal{B}_\nu(T)$ , utilizzando l'equazione per  $\mathcal{B}_\nu$  nella definizione di  $\mathcal{S}_\nu$  e notando che ci troviamo in un ensemble canonico per cui vale l'equazione di Boltzmann

$$\frac{n_j}{n_i} = \frac{g_j}{g_i} e^{-h\nu/kT}$$

siamo in grado di trovare una relazione esplicita tra i coefficienti  $B$  di Einstein:

$$g_i B_{ij} = g_j B_{ji}$$

dove  $g_i$  e  $g_j$  sono la degenerazione dello stato  $i$  e dello stato  $j$ .

Si può calcolare esplicitamente la profondità ottica a partire dalla definizione:

$$\tau_\nu = \int ds \frac{h\nu}{c} (n_i B_{ij} - n_j B_{ji}) \phi_\nu = \int ds \frac{c^2}{8\pi\nu^2} n_i \frac{g_j}{g_i} A_{ji} (1 - e^{-h\nu/kT}) \phi_\nu$$

a questo punto l'unico termine che dipende da  $s$  è  $n_i$ , è quindi conveniente definire la *densità di*

colonna

$$N_i \equiv \int ds n_i$$

che rappresenta la densità di atomi nello stato  $i$  lungo la linea di vista. Integrando ulteriormente su tutte le frequenze e ricordando che  $\int d\nu \phi_\nu = 1$  otteniamo

$$\int \tau_\nu d\nu = \frac{c^2}{8\pi\nu^2} \frac{g_j}{g_i} A_{ji} (1 - e^{-h\nu/kT}) N_i$$

Conoscere  $N_i$  in realtà è poco utile, ha più senso trovare un'espressione per la densità totale  $N$ ; sfruttiamo nuovamente la distribuzione di Boltzmann

$$\frac{N_i}{N} = \frac{g_i e^{-E_i/kT}}{Z} \quad Z = \sum_j g_j e^{-E_j/kT}$$

La quantità  $Z$  è la funzione di partizione e può essere calcolata esplicitamente, così da poter avere

$$N_i = \frac{N}{Z} g_i e^{-E_i/kT}$$

Infine invertendo l'equazione di  $N_i$ , cambiando variabile dall'integrale da  $\nu$  a  $v$  e utilizzando la funzione di partizione, si ottiene una formula diretta per  $N$ :

$$N = \frac{8\pi\nu^2}{c^2 A_{ji}} \frac{Z}{g_j} e^{E_i/kT} (1 - e^{-h\nu/kT})^{-1} \int \tau_\nu d\nu$$

Tutti i termini possono essere ricavati o per via teorica o sperimentalmente.<sup>16</sup>

### 3.5 Foresta Lyman-Alpha e spettro ad alto redshift

La *foresta Lyman-Alpha* è un fenomeno che si presenta nello spettro di quasar ad alto redshift ed è una prova diretta dell'esistenza del mezzo intergalattico. Come è stato discusso nel paragrafo precedente, la profondità ottica e la densità di idrogeno lungo la linea di vista sono correlati, pertanto ci aspettiamo che il gas che si interpone tra sorgente e osservatore modifichi significativamente lo spettro dei quasar che stiamo osservando.

Immaginiamo due nubi di gas a distanza rispettivamente  $D_1$  e  $D_2$ , con  $D_1 \neq D_2$ , e una sorgente che si trova a redshift  $z$ :



Su larga scala possiamo dire che il redshift è in corrispondenza con la distanza, e dato che la distanza relativa tra le nubi e la sorgente è diversa allora un'onda emessa a frequenza  $\nu_0$  verrà "percepita" a redshift diversi; se con  $\nu_0 \simeq 2.47 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$  indichiamo la frequenza della riga Ly $\alpha$  dell'idrogeno ( $\lambda_0 \simeq 1216 \text{ \AA}$ ), ci aspettiamo che le due regioni in cui è presente idrogeno

<sup>16</sup>[3] pp 452-474.

neutro assorbono la riga a frequenze diverse  $\nu_1$  e  $\nu_2$ , generando due righe di assorbimento nel continuo dello spettro del quasar. Nell'universo il gas è distribuito omogeneamente con fluttuazioni di densità, quindi lo spettro in questione in realtà sarà costellato da una serie di righe che compongono la suddetta *foresta* a cui è accoppiata la dicitura *Lyman-Alpha* per evidenziarne l'origine.

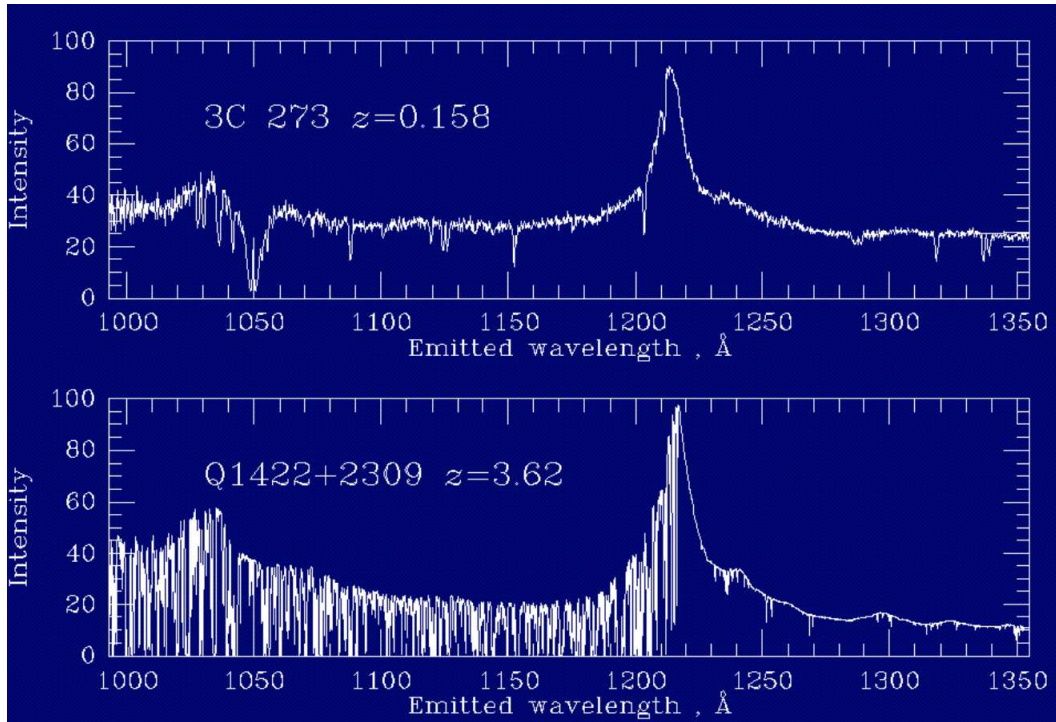


Figura 10: Confronto tra lo spettro di due quasar: il primo a  $z = 0.158$  presenta una quantità di righe trascurabile, mentre nel secondo a  $z = 3.62$  il fenomeno è evidente, a prova del maggior contenuto di gas che assorbe radiazione. Il picco a 121 nm è la riga di emissione associata alla  $Ly\alpha$ .

Non è sorprendente che la foresta si presenti solo su un lato dello spettro, infatti se la lunghezza d'onda emessa è  $\lambda > \lambda_0$  questa verrà shiftata verso il rosso ulteriormente, rendendo di fatto impossibile il suo assorbimento; matematicamente la condizione necessaria all'assorbimento nel sistema di riferimento dell'emettitore è

$$\lambda_0(1+z)^{-1} < \lambda < \lambda_0$$

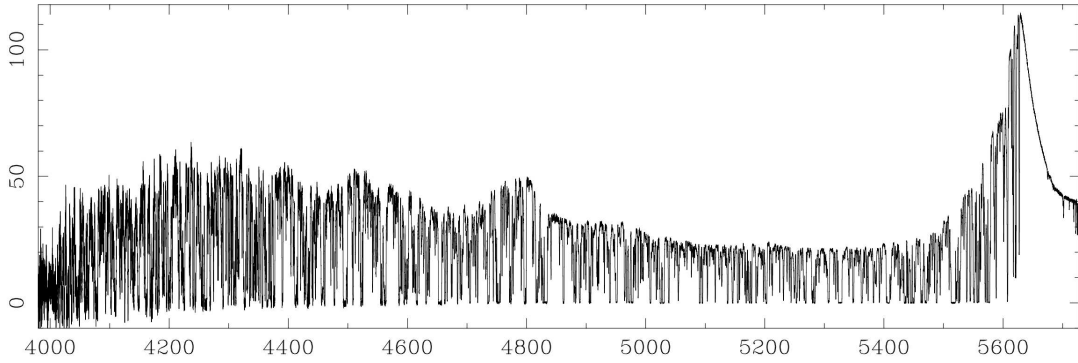


Figura 11: È raffigurato qui lo stesso spettro di prima ma con la scala delle lunghezze d'onda non ancora "aggiustata". Dato lo spessore esiguo delle righe (che si attesta attorno ai 20 km/s), sono necessarie strumentazioni sensibili per la raccolta dati, vengono perciò scelti i QSOs più luminosi in modo da avere un rapporto segnale rumore il migliore possibile; noto inoltre che nel lato più a sinistra dello spettro la densità di righe tende ad aumentare a causa della sovrapposizione della Lyman-Alpha con gli effetti di sorgenti a redshift minore lungo la linea di vista.

Sia  $\mathcal{I}(\lambda)$  l'intensità che arriva all'osservatore, e  $\mathcal{I}_c(\lambda)$  l'intensità del continuo che verrebbe misurata in assenza delle righe di assorbimento; la *larghezza equivalente*  $W_\lambda$  di una riga larga  $\Delta\lambda$  è definita

$$W_\lambda \equiv \int_{\Delta\lambda} d\lambda \frac{\mathcal{I}(\lambda) - \mathcal{I}_c(\lambda)}{\mathcal{I}_c(\lambda)}$$

Se scegliamo di contare il numero  $\mathcal{N}$  di righe con larghezza equivalente  $W_\lambda \geq 32$  pm a  $z \gtrsim 2$ , allora  $\mathcal{N}$  seguirà un andamento del tipo

$$\frac{d\mathcal{N}}{dz} \sim k(1+z)^\gamma$$

con  $k \sim 2.5$  e  $\gamma \sim 4$ , ovvero la densità di righe aumenta notevolmente all'aumentare della distanza del quasar.

La quantità  $\mathcal{N}$  è inoltre legata alla densità  $N_H$  da

$$\frac{d\mathcal{N}}{dN_H} \sim N_H^{-\beta}$$

con  $\beta \sim 1.6$ ; questa formula vale in un range di densità molto ampio con  $10^{12} \text{ cm}^{-2} \lesssim N_H \lesssim 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ . Sfruttando poi la larghezza della riga e assumendo che l'allargamento sia dovuto all'agitazione termica del gas, si può calcolare la temperatura a cui si trova l'idrogeno intergalattico, che si attesta intorno ai  $10^3$  K.

All'aumentare del redshift ( $z \gtrsim 6$ ) lo spettro è così compromesso dall'assorbimento di radiazione che a lunghezze d'onda minori di  $\lambda_0$  il segnale è praticamente trascurabile, indice che a quell'epoca l'idrogeno neutro era molto abbondante; si parla in questo caso di *effetto Gunn-Peterson*.

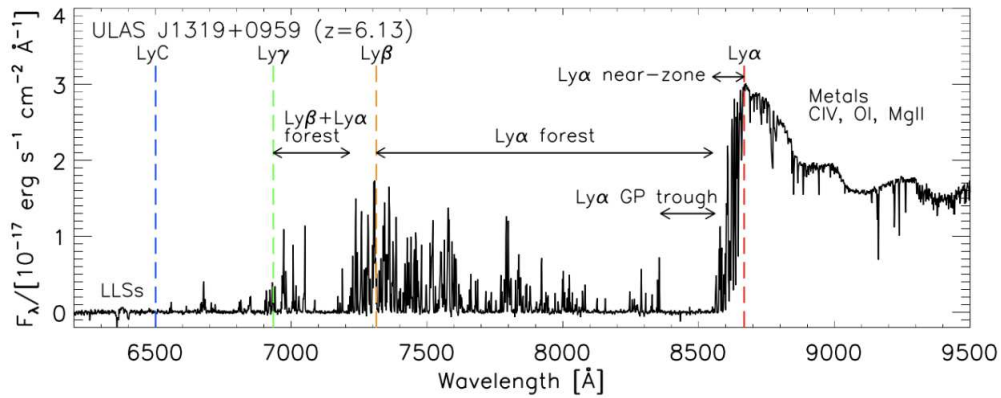


Figura 12: Nella regione indicata da "Ly $\alpha$  GP trough" lo spettro è stato completamente assorbito, in quella regione l'idrogeno neutro è così denso da aver assorbito tutta la radiazione ionizzante. Intorno ai 750 nm ricompare la foresta Lyman, segnale che l'idrogeno è presente sia in forma neutra che ionizzata, in modo che parte della luce possa passare. La regione denotata da "Ly $\beta$ +Ly $\alpha$  forest" abbiamo la sovrapposizione sia delle righe di emissione dovute alla riga Ly $\alpha$  che quelle dovute alla riga Ly $\beta$ . Fonte: Becker et al. 2015.

L'effetto Gunn-Peterson (figura 12) compare virtualmente in tutti gli spettri di quasar ad alto redshift, evidenziando di fatto la riga Ly $\alpha$  e rendendo immediata la determinazione del redshift della sorgente.

La presenza di queste caratteristiche nello spettro fornisce delle informazioni importanti dal punto di vista cosmologico. Circa  $4 \cdot 10^5$  anni dopo il Big Bang l'universo diventò trasparente, permettendo così alla luce già esistente di propagarsi liberamente nello spazio attraverso il gas che lo permeava. Tuttavia le uniche fonti di radiazione erano quelle provenienti dalle epoche precedenti, e quella emessa dalla transizione iperfine da  $F = 1$  a  $F = 0$  con  $\lambda = 21$  cm. L'universo entrò quindi in quella che è chiamata *dark age*; questa terminò quando cominciarono a formarsi le prime stelle di popolazione III, le prime galassie e i primi nuclei galattici attivi. L'intensa radiazione emessa da questi oggetti ionizzò nuovamente il gas presente nell'universo, iniziando la fase di *reionization*. A sostegno di questa ipotesi abbiamo la foresta Ly $\alpha$ , la cui assenza attesta la predominanza di idrogeno neutro a  $z \sim 6$ .<sup>17</sup>

<sup>17</sup>[1] pp. 423-426

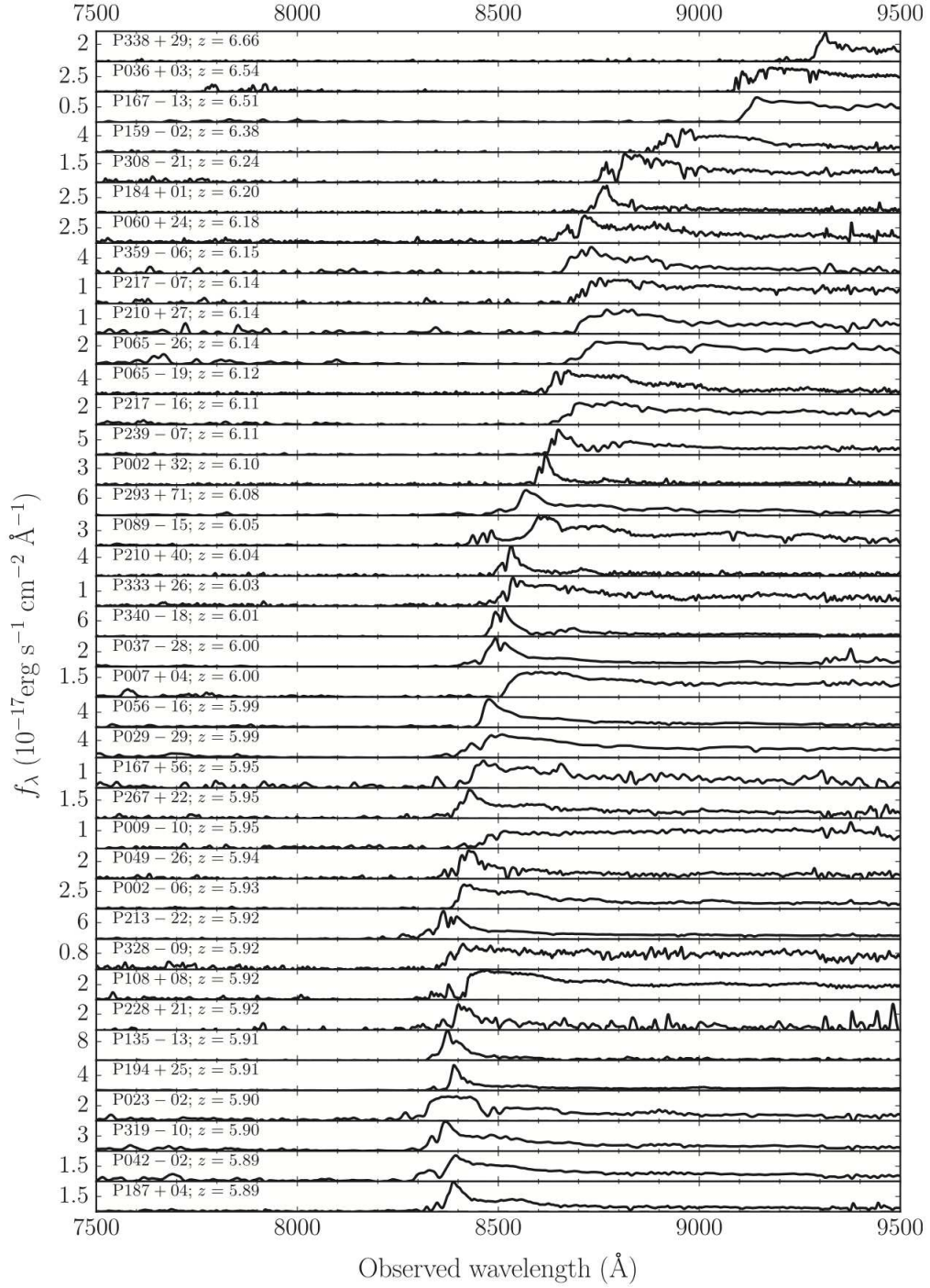


Figura 13: Spettro di 39 quasar ordinati per redshift decrescente, è da notare la quasi assenza di segnale prima della riga Ly $\alpha$ . Fonte: [18].

## 4 Analisi sullo spettro dei quasar

In questo ultimo paragrafo si discute prima (con un esempio rappresentativo) il fatto che a grandi distanze anche sorgenti radio-quiet presentano un getto relativistico, infine vengono analizzati sommariamente gli spettri degli unici 4 QSOs radio-loud che si conoscono a  $z > 6$ . Nonostante il numero basso, è comunque sorprendente che a tale redshift, ovvero a circa un miliardo di anni dopo il Big Bang siano presenti sorgenti così massicce; tuttora i meccanismi di accrescimento di tali oggetti non è del tutto compreso.

Per discriminare tra radio loud e quiet definiamo il parametro

$$R \equiv \frac{L_{\nu_R}}{L_{\nu_{\text{opt}}}}$$

dato dal rapporto tra la luminosità nel radio e quella nell'ottico di un determinato oggetto, la definizione varia a seconda dell'intervallo di frequenze preso in considerazione, ma in genere si considera radio loud una sorgente con  $R \gtrsim 10$ .

### 4.1 Il caso di SDSS J0100+2802

SDSS J0100+2802 è un quasar radio quiet a  $z = 6.326$ , la cui massa stimata è  $M \simeq 1.2 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ ; a redshift così elevati le galassie che ospitano il nucleo attivo sono caratterizzate da una forte formazione stellare, che si aggira intorno  $100 - 2500 M_{\odot}$  all'anno.

Lo studio di Wang et al. (2016; 2017) non evidenziava la presenza di un getto, tuttavia Sbarrato et al. (2021) dimostrano che ciò è dovuto alla brillantezza superficiale troppo bassa per la risoluzione angolare con cui si è effettuata la raccolta dati.

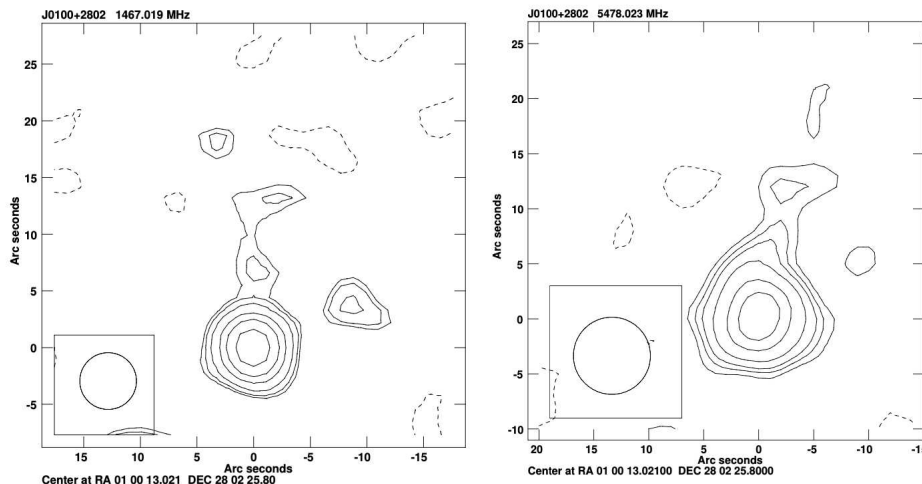


Figura 14: Isofote in banda radio di SDSS J0100+2802 ottenute con il JVLA: a sinistra alla frequenza di 1.5 GHz, e a destra a 5.5 GHz.

Le immagini in figura 14 mostrano chiaramente una struttura che si estende in direzione Nord, la cui ampiezza angolare copre  $12 - 14$  arcsec, che si traducono in circa  $70$  kpc effettivi. Il nucleo è self-absorbed, con  $\alpha = -0.31 \pm 0.1$ , mentre la struttura assimilabile ad un jet presenta



$\alpha = 1.18 \pm 0.15$ . Inoltre le misure del Jansky Very Large Array (JVLA) riportano un valore di flusso a 3 GHz pari a  $104.5 \pm 3.1 \mu\text{Jy}$ , valore minore della misura effettuata da Sbarrato et al. (2021) a 5 GHz, forse dovuto ad una variabilità della sorgente. SDSS J0100+2802 ha un output di energia tale da essere classificato come FR II a bassa potenza.

La potenza radio emessa da questo quasar sono evidenza la presenza di un AGN con getti relativistici generati da un SMBH nella regione centrale. È quindi chiaro che la dicotomia jet - non jet è più fisica di radio loud - quiet, dato che quest'ultima distinzione dipende dall'osservazione e non dalla natura intrinseca dell'oggetto.<sup>18</sup>

## 4.2 Quasar radio-loud a $z > 6$

**J1427385+331241**: Identificato nel 2006, è il primo quasar radio loud con  $z > 6$ . Una prima misura dello spettro effettuata il 3 Gennaio 2006 al telescopio Keck II è stata sufficiente per determinare il redshift della sorgente a  $z = 6.12$ .

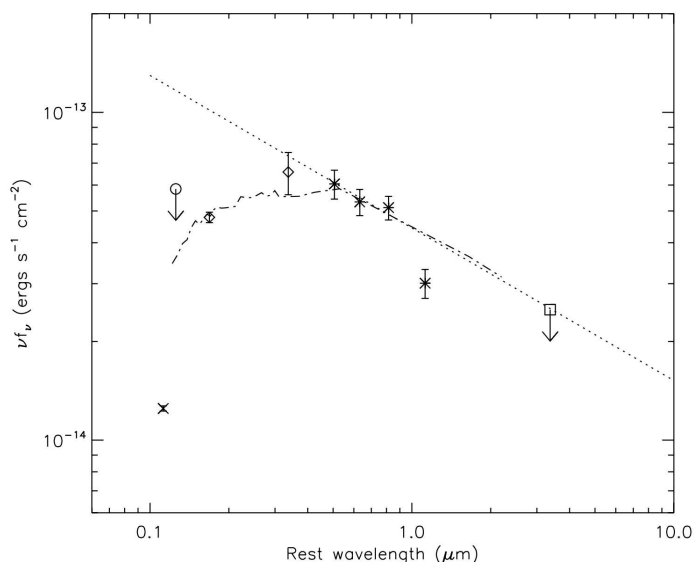


Figura 15: Spettro elettromagnetico di J1427385+331241 dall'infrarosso all'ultravioletto nel sistema di riferimento dell'emettitore. La retta a puntini indica un profilo del tipo  $\nu^{-\alpha}$  con  $\alpha = 0.5$ , ottenuto interpolando i dati di IRAC a 3, 4 e 6  $\mu\text{m}$  (crocette); e il dato di MIPS a 24  $\mu\text{m}$  (quadrato). La linea tratto-punto invece è lo spettro ottenuto da  $\alpha = 0.5$  ma estinto con un modello di polveri analoghe a quelle della piccola nube di Magellano (SMC) con  $E(B - V) = 0.09$ . Fonte: [21].

La figura 15 mostra che il profilo dello spettro non segue una semplice *power law*, e la differenza di flusso nell'ultravioletto e nell'infrarosso suggeriscono che lungo la linea di vista ci sia assorbimento da parte di polveri ( $I - J = 2.4$  e  $J - K = 1.8$ ). Si può derivare la luminosità del quasar fittando il template del FIRST Bright Quasar Survey (FBQS) con i dati di IRAC che sono i meno affetti dalle polveri; in questo modo si ottiene  $M_B = -26.9$  e  $M_{1450} = -26.1$ . Utilizzare un template per stimare la luminosità aiuta a trascurare gli effetti di reddening ad alte frequenze.

Il quasar ha radio loudness di  $R_{2500} = 53.3 \pm 4.1$ .

<sup>18</sup>Si veda [11] per un'analisi approfondita.

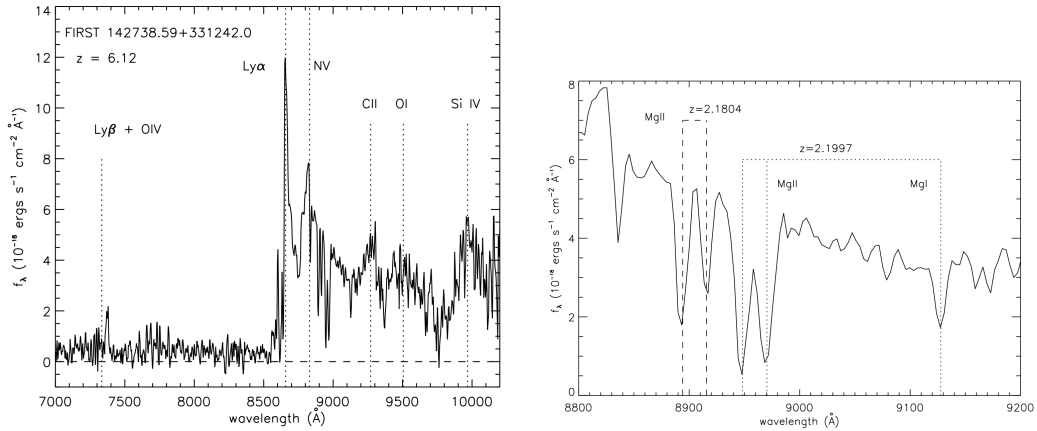


Figura 16: *A sinistra*: un'immagine dello spettro attorno alla riga Lyman  $\alpha$  ottenuta il 5 Marzo 2006 al telescopio Keck II. Le linee di emissione più marcate sono indicate dalle rette verticali tratteggiate; in particolare le regioni a sinistra delle righe del NV e SiIV mostrano che si tratta di un quasar con *Broad absorption lines*.

*A destra*: Porzione dello spettro che evidenzia le righe in assorbimento del magnesio dovute a strutture che si trovano lungo la linea di vista. Fonte: [21]

Lo spettro presenta l'assorbimento da parte di una coppia di righe riconducibili al MG II alle lunghezze d'onda  $\lambda = 279.6$  nm e  $\lambda = 280.3$  nm; tali righe suggeriscono che sulla linea di vista sono presenti dei sistemi indipendenti dal quasar in esame. La prima coppia è spostata verso il rosso a 889.4 nm e 891.6 nm, indicando che l'assorbitore è ad un redshift  $z_1 = 2.1804 \pm 0.0003$ ; mentre la seconda coppia oltre a mostrare il doppietto mostra anche la linea a  $\lambda = 285.2$  nm, osservati rispettivamente a 894,8 nm, 897,0 nm e 912,8 nm, portando quindi il secondo assorbitore a  $z_2 = 2.1997 \pm 0.0002$ ; data la separazione di  $5800 \text{ km s}^{-1}$  tra le coppie di righe si può supporre che i sistemi non siano parte di un unico cluster ma che facciano invece parte di diverse strutture cosmiche. La presenza di queste strutture può contribuire in due modi allo spettro del quasar, il primo attraverso il reddening, che ne diminuirebbe la luminosità; d'altro canto il lensing gravitazionale ne comporterebbe un aumento. È impossibile determinare se e quale dei due effetti sia presente.

La SSDS ha individuato un unico quasar a  $z > 6$  in un'area di 730 gradi quadrati, e tenendo conto che J1427385+331241 è stato trovato in una regione che copre 4.1 gradi quadrati, allora la probabilità di trovarlo sarebbe stata indicativamente  $4.1/730 \approx 6 \cdot 10^{-4}$ . Anche supponendo che un effetto di lensing gravitazionale possa aver aumentato la magnitudine del quasar di un'unità, e una funzione di luminosità dei quasar  $\Psi(L) \sim L^{-3.2}$  molto "ripida", comunque la densità di quasar aumenterebbe solo di un fattore 20. Fan et al. (2004) hanno stimato una densità pari a  $6 \cdot 10^{-10} \text{ Mpc}^{-3}$ , che si traduce in 0.1 quasar in 4 gradi quadrati nel range  $6 < z < 7$ , ovvero una probabilità minore dell'1%. Aver scoperto un quasar con una così bassa probabilità di essere trovato suggerisce che la densità di quasar a  $z \sim 6$  possa essere fortemente influenzata dalla presenza di polveri sulla linea di vista ad alti redshift.<sup>19</sup>

<sup>19</sup>Si veda [21] per un'analisi approfondita.

**PSO J172.3556+18.7734:** Attualmente è il quasar radio-loud con redshift più alto a  $z = 6.823$ . La massa stimata del buco nero centrale è  $\sim 3 \cdot 10^8 M_{\odot}$  ed è caratterizzato da un rapido accrescimento. Una caratteristica notevole del gas intergalattico intorno a questo quasar sono le dimensioni della zona ionizzata che lo circondano, questo farebbe supporre che il periodo in cui ha emesso nell’ultravioletto sia molto più lungo della media per i quasar ad alto redshift, che si attesta attorno a  $t \sim 10^6$  anni; la spiegazione più plausibile quindi è che il quasar fosse stato molto più luminoso fino ad un certo momento del passato recente, e che ora stia invece attraversando una fase di bassa attività.

Lo spettro in banda  $L$  (1–2 GHz) e in banda  $S$  (7.5–15 cm) presenta un andamento caratterizzato da  $\alpha = 1.31 \pm 0.08$ , ovvero molto più pronunciato di  $\alpha \simeq 0.75$  che viene assunto come riferimento per lo studio di quasar ad alto redshift. La radio-loudness può essere estrapolata dallo spettro e presenta un valore pari a  $R_{2500} = 91 \pm 9$ .

Il quasar in esame è caratterizzato da una sorgente secondaria di onde radio che tuttavia non mostra segnali nell’ottico, vicino e medio infrarosso. Questa sorgente, che non era stata rilevata inizialmente nel 1999 (Belladitta et al. 2020), nelle osservazioni successive si è mostrata leggermente più luminosa del quasar sia in banda  $S$  che  $L$ ; di certo non può trattarsi di un hot spot del getto del quasar perché la separazione tra le due sorgenti è di circa 120 kpc e quindi anche alla velocità della luce tale distanza sarebbe percorsa in un tempo molto maggiore degli ultimi vent’anni. Si potrebbe quindi supporre che tale sorgente secondaria sia in realtà un AGN a se stante oscurato dalle polveri, ma questo porterebbe dei problemi e dei limiti sulle stime del numero di quasar presenti nell’universo primordiale, pertanto non è da escludere che tale quasar secondario sia in realtà a un redshift diverso dal quasar principale.<sup>20</sup>

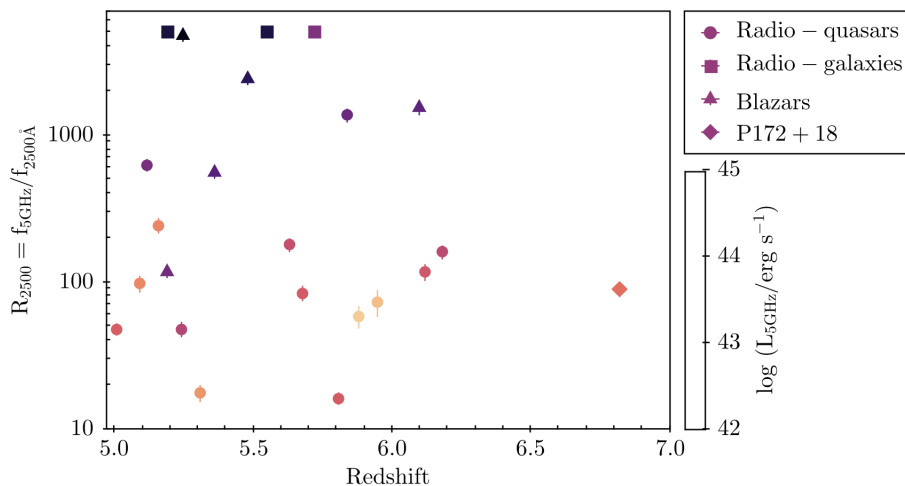


Figura 17: Sono raffigurate tutte le sorgenti radio-loud conosciute a  $z > 5$ . Il colore identifica la loro luminosità radio a 5 GHz nel loro sistema di riferimento. Quasar e galassie sono indicate rispettivamente con i cerchi e i quadrati, e si nota il diamante sulla destra che indica il quasar di cui si è discusso. Fonte: [17].

**PSO J030947.49+271757.31:** ad un redshift  $z = 6.10 \pm 0.03$  è l’unico blazar a  $z > 6$  ad essere stato scoperto ad oggi. Se nella porzione di cielo considerata ( $21\,000 \text{ deg}^2$ ) è l’unico presente, allora questo fornisce una densità spaziale a  $z \sim 6$  di blazar con  $M_{145 \text{ nm}} < -25.1$

<sup>20</sup>Si veda [17] per un’analisi approfondita.

di  $5.5_{-4.6}^{+11.2} \cdot 10^{-3} \text{ Gpc}^{-3}$ ; questa stima è in accordo con le previsioni dei modelli di evoluzione cosmologica di Mao et al. (2017).

Analizzando il flusso del blazar si ottiene un valore del parametro  $\alpha$  pari a  $\alpha = 0.39 \pm 0.12$ ; questo valore è sufficientemente basso per essere classificato come *piatto*, ed è un indicatore della presenza di un jet (Jarvis & McLure 2006). È notevole il fatto che questo sia l'unico blazar a presentare questa caratteristica tra quelli a  $z > 5.5$ .

Confrontando le emissioni nell'ottico e nel radio si ricava una radio-loudness  $R = 2500 \pm 500$ , ovvero le emissioni radio dominano sulla controparte ottica. Questo valore è in accordo con i tipici valori di  $R$  per i blazar ad alto redshift, che nella maggior parte dei casi (circa il 60%) presenta  $\log R > 2.5$ .

Ricerche future che comprenderanno tutta la volta celeste dovrebbero portare alla scoperta di 15-20 blazar a  $z > 6$ , al fine di effettuare stime accurate della densità spaziale di questi oggetti.

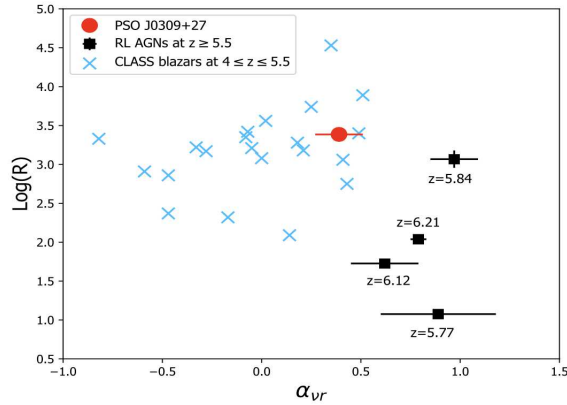


Figura 18: sull'asse delle ordinate vi è il logaritmo della Radio-loudness ( $R$ ) e sull'asse delle ascisse l'indice spettrale in banda radio  $\alpha_{vr} \equiv \alpha$  di PSO J0309+27 (in rosso); i dati sono confrontati con gli altri AGN radio loud a  $z > 5.5$  (in nero) e con i blazar nell'intervallo  $4 \leq z \leq 5.5$  (in azzurro). Si nota come PSO J0309+27 sia il più luminoso nel radio, e con lo spettro più "piatto" tra quelli ad alto redshift. Fonte: [13]

**J1429+5447:** In questo quasar a redshift  $z = 6.21$  è presente un'unica sorgente dominante sia alla frequenza di 1.6 e 5 GHz. La natura di quasar di questo oggetto è facilmente verificabile data la densità di flusso pari a 0.99 mJy, unita alla dimensione angolare ridotta di 0.67 mas, suggerisce una temperatura  $T_B = (7.7 \pm 0.7) \cdot 10^8 \text{ K}$  (mentre quella di una normale galassia non supera  $\sim 10^5 \text{ K}$ ) contenuta in un regione di  $\sim 10 \text{ pc}$  da cui proviene la quasi totalità delle emissioni radio.

Lo spettro segue un profilo con  $\alpha = 1.0$ , consistente con la radiazione di sincrotrone; tuttavia la temperatura  $T_B$  misurata per il getto è circa  $\sim 10^9 \text{ K}$ , che è almeno di un ordine di grandezza in meno di quanto previsto dai modelli riguardanti getti relativistici ( $T_B \simeq 5.5 \cdot 10^{10} \text{ K}$ , Redhead 1994), un'ipotesi sulla natura di questo fenomeno potrebbe essere il beaming relativistico, tuttavia con un'inclinazione di  $\phi = \pi/2$  (ovvero il getto è complanare alla sfera celeste) ci dovremmo aspettare un fattore di Lorentz  $\gamma \gtrsim 50$ , il che può presentarsi solo in sorgenti molto energetiche

<sup>21</sup>Si veda [15] per un'analisi approfondita.

e non il nostro caso visto che siamo in presenza di uno spettro non piatto come è invece quello dei blazar.

Nello spettro del quasar si può notare che la riga di emissione del [C II] ( $\sim 158 \mu\text{m}$ ) può essere interpolata da due diverse Gaussiane, un'ulteriore analisi dell'emissione del CO, unita all'assenza di emissioni radio da parte di altri oggetti suggerisce il fatto che la galassia che ospita l'AGN potrebbe essere coinvolta in una collisione con un'altra galassia.

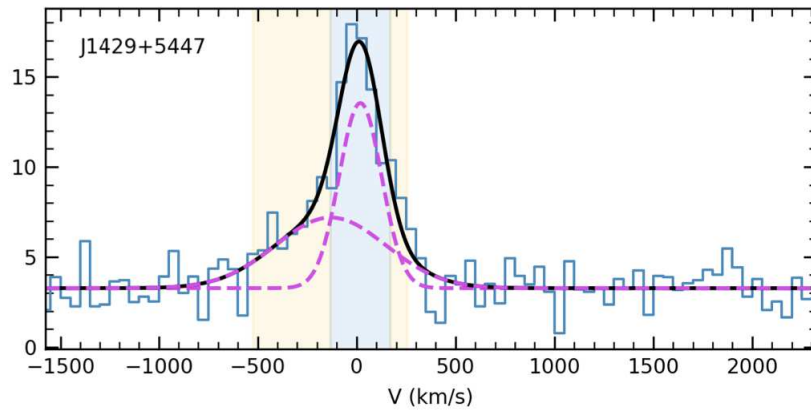


Figura 19: Fit dello spettro del quasar con la sovrapposizione di due gaussiane; le regioni colorate rappresentano il range di dati utilizzati per il fit. Fonte: [13].

Come già citato sono ancora poche le sorgenti radio-loud a così alto redshift, pertanto uno studio sistematico di questi oggetti al fine di dedurne le qualità intrinseche non è possibile; vediamo infatti che nei quattro casi proposti ogni sorgente ha qualcosa che la contraddistingue, come una galassia compagna non attiva, o variabilità nella magnitudine. È probabile che nuovi progressi saranno fatti in questo campo con l'utilizzo del James Webb Space Telescope, infatti essendo ottimizzato per lo studio di sorgenti infrarosse può essere sfruttato per studiare i quasar (che emettono principalmente nell'ottico e nell'ultravioletto) la cui radiazione ha subito uno spostamento verso il rosso tale da rientrare nella regione dello spettro elettromagnetico accessibile al telescopio.<sup>22</sup>

<sup>22</sup>Si veda [13] per un'analisi approfondita.

## Riferimenti bibliografici

- [1] P. Schneider, *Extragalactic Astronomy and Cosmology*, Springer Berlin Heidelberg, 2006.
- [2] A. Cimatti, F. Fraternali, C. Nipoti, *Introduction to Galaxy Formation and Evolution: From Primordial Gas to Present-Day Galaxies*, Cambridge University Press, 2019.
- [3] J. Binney, M. Merrifield, *Galactic Astronomy*, Princeton Series in Astrophysics, 1998.
- [4] P. Coles, F. Lucchin, *Cosmology*, Wiley, 1995.
- [5] S. Dodelson, F. Schmidt, *Modern Cosmology*, Elsevier Science, 2003.
- [6] J.J. Sakurai, J. Napolitano, *Meccanica quantistica moderna-seconda edizione*, Zanichelli, 2014.
- [7] A.F. Borghesani, *Istituzioni di Fisica della materia-terza edizione*, EDIZIONI LIBRERIA PROGETTO PADOVA, 2018.
- [8] R. Antonucci, *Unified models for active galactic nuclei and quasars*, 1993 .
- [9] R. Antonucci, *A panoramic review of thermal and nonthermal active galactic nuclei*, 2012.
- [10] H. Netzer, *Revisiting the unified model of active galactic nuclei*, 2015.
- [11] T. Sbarrato et al., *Jetted radio quiet quasars at  $z > 5$* , 2021.
- [12] T. Sbarrato et al., *Blazar nature of high- $z$  radio-loud quasars*, 2022
- [13] Y. Khusanova et al., *The [C II] and FIR properties of  $z > 6$  radio-loud quasars*, 2022
- [14] S. Frey, *Into th central 10 pc of the most distant known radio quasar*, 2011.
- [15] S. Belladitta, *The first blazar observed at  $z > 6$* , 2020.
- [16] I. T. Andika et al., *Probing the nature of high-redshift weak emission line quasars: a young quasar with a starburst host galaxy*, 2020.
- [17] E. Bañados et al., *The Discovery of a Highly Accreting, Radio-loud Quasar at  $z = 6.82$* , 2021
- [18] E. Bañados et al., *The PAN-STARRS1 distant  $z > 5.6$  quasar survey: more tha 100 quasars within the first gyr of the universe*, 2016.
- [19] Y. Liu et al., *Constraining the quasar radio-loud fraction at  $z \sim 6$  with deep radio observations*, 2021.
- [20] C. Mazzucchelli et al., *Physical properties of 5 quasars at  $z > 6.5$* , 2017.
- [21] I. D. McGreer et al., *Discovery of a  $z = 6.1$  radio loud quasar in the NOAO deep wide field survey*, 2006.
- [22] M. Volonteri et al., *The case for supercritical accretion onto massive black holes at high redshift*, 2015.