



Università degli Studi di Padova

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA "GALILEO GALILEI"

Corso di Laurea Triennale in Astronomia

TESI DI LAUREA

**STIMA DELLA MASSA
DEL BUCO NERO SUPERMASSICCIO
AL CENTRO DELLA GALASSIA A SPIRALE
NGC 2985**

Candidato:

Toffano Mattia

Matricola 1028190

Relatore:

Prof. Enrico Maria Corsini

Correlatore:

Dott.ssa Elena Dalla Bontà

Indice

1	Introduzione	5
1.1	Buchi neri supermassicci al centro delle galassie	5
1.2	Misura della massa dei buchi neri dalla dinamica del gas ionizzato	7
1.2.1	Dischi nucleari di gas ionizzato	7
1.2.2	Misure accurate della massa dei buchi neri da dati cinematici risolti	7
1.2.3	Stime delle masse dei buchi neri da dati cinematici non risolti	9
1.3	Scopo e struttura della tesi	11
2	Selezione, acquisizione e riduzione degli spettri	13
2.1	Selezione della galassia	13
2.2	Proprietà principali della galassia NGC 2985	15
2.3	Hubble Space Telescope e Space Telescope Imaging Spectrograph	16
2.4	Acquisizione dei dati spettroscopici	18
2.5	Riduzione e calibrazione dei dati	21
3	Analisi dei dati spettroscopici, risultati e conclusioni	25
3.1	Misura della larghezza della riga [NII] $\lambda 6583\text{\AA}$	25
3.2	Misura del profilo radiale del flusso della riga [NII] $\lambda 6583\text{\AA}$	27
3.3	Stima dei limiti superiori della massa del buco nero supermassiccio di NGC 2985	30
3.4	Dispersione di velocità centrale della componente stellare	31
3.5	Confronto tra la massa del buco nero di NGC 2985 e la relazione $M_{\bullet} - \sigma_c$	31
3.6	Riassunto e conclusioni	33
4	Bibliografia	34

Capitolo 1

Introduzione

In questo capitolo esporremo informazioni di carattere generale sui buchi neri supermassicci al centro delle galassie (Sezione 1.1) e descriveremo le tecniche per determinarne la massa tramite lo studio della dinamica del gas ionizzato (Sezione 1.2). Presenteremo poi lo scopo e la struttura di questa tesi (Sezione 1.3).

1.1 Buchi neri supermassicci al centro delle galassie

Prima dell'avvento dell'*Hubble Space Telescope* (HST) era difficile provare la presenza di un buco nero supermassiccio al centro di una galassia. Da terra si riusciva a risolvere il raggio d'influenza del buco nero e a misurarne la massa solamente se essa era molto grande ($M_{\bullet} > 10^9 M_{\odot}$) e la galassia ospite era vicina ($D < 17$ Mpc) a causa della limitata risoluzione spaziale. Avendo una risoluzione ~ 5 volte maggiore rispetto ai telescopi a terra, HST potè confermare molti dei rilevamenti precedentemente ottenuti misurando la massa di numerosi buchi neri supermassicci. Si è così consolidata l'ipotesi che i buchi neri siano presenti in ogni galassia che abbia una componente sferoidale (Kormendy & Ho 2013).

Il telescopio spaziale HST e i telescopi a terra misurano in realtà delle concentrazioni di massa al centro della galassie. Le principali evidenze che portano a credere alla presenza di un buco nero sono sia di natura energetica che dinamica. Infatti la prima evidenza della presenza di un buco nero è rappresentata dalla grande luminosità dei *quasar* (*Quasi Stellar Radio Source*) dove l'unico meccanismo fisico che poteva generare tale luminosità era appunto l'accrescimento di materia da parte di un buco nero. Inoltre è possibile escludere la presenza di un superammasso nucleare di stelle di bassa luminosità o di stelle di neutroni perché avendo tempo di rilassamento molto breve tenderebbe a disgregarsi molto rapidamente (Binney & Tremaine 1987).

Le galassie che ospitano un buco nero possono essere attive o quiescenti. Sono detti nuclei galattici attivi (AGN, dall'inglese *Active Galactic Nuclei*) quelle galassie che mostrano una emissione non termica proveniente dal nucleo, associata a forti righe di emissione in banda ultravioletta e ottica, emissione in banda X molto variabile e da uno spettro piatto in banda radio. Sono galassie attive i *quasar* e le galassie di Seyfert di tipo I e II. Il buco nero nelle galassie attive sta accrescendo materia, mentre sono quiescenti quelle galassie che non presentano tale attività nucleare.

In base alle proprietà della galassia si utilizzano differenti tecniche per determinare la massa del buco nero centrale, tra cui lo studio

- dei moti propri delle stelle al centro della galassia, che si applica solo alla Via Lattea, non riuscendo a risolvere le stelle delle galassie al di fuori della nostra;
- del moto del gas ionizzato attorno al buco nero;
- del moto delle stelle attorno al buco nero;
- del moto dei *maser* d'acqua attorno al buco nero;
- attraverso la tecnica del *reverberation mapping* per le galassie attive e i quasar.

Le correlazioni più strette scoperte finora sono tra la massa del buco nero e la luminosità della componente sferoidale della galassia e tra la massa del buco nero e la dispersione di velocità centrale della componente stellare della galassia.

Tremaine et al. (2002) trovarono

$$\frac{M_{\bullet}}{10^9 M_{\odot}} = (0.542^{+0.069}_{-0.061}) \left(\frac{L_{K,\text{sfer}}}{10^{11} L_{K,\odot}} \right)^{1.21 \pm 0.09}$$

$$\frac{M_{\bullet}}{10^9 M_{\odot}} = (0.309^{+0.037}_{-0.033}) \left(\frac{\sigma}{200 \text{ km s}^{-1}} \right)^{4.38 \pm 0.29}$$

dove $L_{K,\text{sfer}}$ è la luminosità della componente sferoidale in banda K , e σ dispersione di velocità centrale delle stelle. La relazione $M_{\bullet} - \sigma$ ha il vantaggio che non richiede la decomposizione fotometrica e perché permette accurate predizioni del valore di M_{\bullet} da una quantità piuttosto semplice da misurare.

Kormendy & Gebhardt (2001) hanno mostrato che la correlazione tra massa del buco nero e luminosità dello sferoide perde significato se si utilizza la magnitudine assoluta totale della galassia invece che solamente la magnitudine assoluta relativa alla componente sferoidale. Questo ha portato a ritenere che la componente di disco della galassie è ininfluente sulla presenza del buco nero. Sebbene sia raro, sono comunque stati trovati dei buchi neri al centro di galassie attive costituite dal solo disco (Ho et al. 1997). Essendo la massa dello sferoide correlata con la sua luminosità e con la dispersione di velocità centrale si ricava una correlazione anche tra la massa del buco nero e la massa dello sferoide M_{sfer} .

Kormendy & Ho (2013) hanno studiato la correlazione $M_{\bullet} - M_{\text{sfer}}$ selezionando accuratamente le galassie escludendo dalla loro analisi quelle con pseudo-sferoide, quelle formate dal solo disco, quelle in cui la massa del cui buco nero era stata misurata con la tecnica del gas ionizzato senza tenere conto di righe di emissione larghe e le galassie interagenti. Da ciò ricavarono la seguente correlazione

$$\frac{M_{\bullet}}{10^9 M_{\odot}} = (0.49^{+0.06}_{-0.05}) \left(\frac{M_{\text{sfer}}}{10^{11} M_{\odot}} \right)^{1.16 \pm 0.08}$$

da cui segue che la massa del buco nero è $\sim 0.2\%$ quella dello sferoide ospite.

Kormendy & Bender (2011) esaminarono la correlazione tra velocità circolare e dispersione di velocità centrale stellare $V_{\text{circ}} - \sigma$ in galassie ellittiche o con componente sferoidale. Sappiamo che V_{circ} è un buon tracciante della materia oscura. Il risultato non si applica per galassie con pseudo-sferoide perché esse sono state scartate dal campione di oggetti in esame essendo gli pseudo-sferoidi strutturalmente diversi dagli sferoidi delle galassie S0 e a spirale e dalle galassie ellittiche e non correlano con il buco nero centrale. La conclusione dello studio fu che non vi è correlazione apprezzabile tra V_{circ} e σ e dunque che il buco nero non correla con la materia oscura in un modo più significativo rispetto alla relazione tra buco nero e sferoide, poiché la materia oscura partecipa alla relazione $M_{\bullet} - M_{\text{sfer}}$ in quanto è presente nello sferoide.

Greene et al. (2010) hanno misurato la dispersione di velocità centrale delle stelle di galassie con componente pseudo-sferoidale e la loro distribuzione di luminosità. Hanno concluso che i buchi neri al centro delle galassie con pseudo-bulge avevano valori della massa M_{\bullet} inferiori a quelli predetti dalla relazione $M_{\bullet} - \sigma$ per le componenti sferoidali e le galassie ellittiche. Kormendy et al. (2011) hanno confermato il risultato concludendo che il buco nero centrale non correla significativamente né con la luminosità né con la dispersione di velocità centrale stellare delle galassie ospiti con pseudo-sferoide e che non vi è dunque coevoluzione al di là del fatto che i buchi neri hanno massa maggiore se presenti in galassie più massicce poiché queste contengono maggior materiale con cui accrescere il buco nero.

La massa del buco nero correla anche con la concentrazione di luce (Graham et al. 2001), l'energia di legame gravitazionale (Aller & Richstone 2007) e il numero totale di ammassi globulari (Burkert & Tremaine 2010).

Da questa serie di correlazioni si deduce che i buchi neri al centro delle galassie sono strettamente in relazione solo con le proprietà degli sferoidi e delle galassie ellittiche e non hanno nessuna connessione con le proprietà delle componenti di disco. Questo porta a pensare che vi siano due diversi tipi di meccanismi di accrescimento e formazione del buco nero: uno connesso con la formazione dello sferoide e quindi dovuto a successive interazioni tra galassie che porta ad una coevoluzione tra buco nero e sferoide; un altro che opera localmente in galassie costituite dal solo disco o con pseudo-sferoide con

nessuna coevoluzione tra buco nero e galassia ospite. Dunque gli pseudo-sferoidi non sono connessi con il potenziale gravitazionale centrale. Inoltre, nonostante i buchi neri correlino strettamente con la componente sferoidale, la loro presenza in galassie puramente a disco dimostra che sferoide e buco nero non sono essenzialmente legati nella formazione della galassia (Kormendy & Ho 2013).

Si ritiene che le galassie ellittiche si sia formata per successive interazioni tra galassie ricche di gas, che innescano la formazione di stelle e trasformano i dischi in sferoidi. Quando lo sferoide inizia ad accumulare gas freddo e si forma un nuovo disco attorno ad esso allora si ha la componente sferoidale di una galassia lenticolare o a spirale (Steinmetz & Navarro 2002). Si parla di pseudo-sferoide quando lo sferoide possiede delle proprietà più simili a quelle della componente di disco. Uno pseudo-sferoide ha una formazione legata a processi di evoluzione secolare e non è dovuta ad interazioni tra galassie (Kormendy & Kennicutt 2004).

1.2 Misura della massa dei buchi neri dalla dinamica del gas ionizzato

Vi sono diverse tecniche per ottenere una stima del valore della massa del buco nero al centro di una galassia, a seconda che essa sia quiescente o attiva. Per le galassie quiescenti si può studiare la cinematica del gas ionizzato in moto attorno al buco nero, che può essere risolta o non risolta.

Vi sono diversi vantaggi nell'analisi del gas ionizzato rispetto all'utilizzo dei modelli dinamici per le stelle. Le osservazioni spettroscopiche sono meno complicate poiché le righe di emissione ottiche del gas ionizzato hanno una maggior larghezza equivalente delle righe di assorbimento stellari e quindi a parità di tempo possono essere condotte per un maggior numero di galassie. Lo svantaggio consiste nel fatto che il gas è un fluido collisionale e quindi risponde a perturbazioni non gravitazionali come campi magnetici, turbolenze o pressione di radiazione. Se inoltre vi è un'elevata presenza di polveri, l'assorbimento di queste ci impedisce di misurare correttamente la velocità del gas lungo la linea di vista.

1.2.1 Dischi nucleari di gas ionizzato

La stima della massa del buco nero centrale attraverso lo studio della dinamica del gas ionizzato spesso richiede lo studio di galassie a spirale, perché questi oggetti contengono molto gas. Gebhardt et al. (2001) hanno rilevato che le componenti sferoidali delle galassie lenticolari o a spirale generalmente non contengono dei dischi nucleari di gas ionizzato ben definiti. Inoltre solo nel $\sim 20\%$ dei casi il gas ionizzato ha un campo di velocità simmetrico e regolare utilizzabile per l'analisi dinamica. Confrontando l'analisi delle immagini delle galassie ottenute con HST con l'analisi della cinematica del gas presente nelle loro regioni centrali si è scoperto che se la morfologia del gas è regolare, cioè se esso è disposto in una struttura circolare e simmetrica assimilabile ad un disco che ruota attorno al buco nero centrale, allora anche la cinematica del gas è regolare, con una curva di rotazione simmetrica caratterizzata da un forte gradiente centrale. Se questo requisito è soddisfatto allora è possibile studiare la dinamica del gas e dunque determinare la massa del buco nero centrale. Di conseguenza si può massimizzare la probabilità di successo della misura della massa dei buchi neri con la dinamica del gas ionizzato preselezionando galassie con morfologia regolare del gas. Contrariamente, se la galassia mostra una struttura disordinata del gas allora la si può scartare a priori sapendo che l'analisi della cinematica prima e della dinamica poi non porterebbe a risultati soddisfacenti.

1.2.2 Misure accurate della massa dei buchi neri da dati cinematici risolti

Il modello del campo di velocità del gas è generato assumendo che il gas ionizzato si muova lungo orbite circolari in un disco infinitesimalmente sottile situato nel nucleo della galassia ospite del buco nero. Si proietta il modello sul piano del cielo in accordo con l'inclinazione del disco di gas. Dopodiché si simula l'osservazione del modello riproducendo la configurazione strumentale. L'osservazione simulata dipende dall'angolo di posizione, dalla posizione del centro della fenditura e dalla funzione di allargamento (PSF, dall'inglese *Point Spread Function*) dello spettrografo. La massa del buco nero è determinata trovando i parametri del modello che riproducono nel miglior modo la curva di velocità

osservata. Questo metodo è stato adottato da diversi gruppi di ricerca (a.e., Macchetto et al. 1997, Barth et al. 2001, Coccatto et al. 2006, Dalla Bontà et al. 2009).

Definiamo un sistema di coordinate cilindriche r, ϕ, z e consideriamo il disco di gas nel piano (r, ϕ) con centro nell'origine. Nel caso di distribuzione di massa a simmetria sferica la velocità circolare del gas v_c è data da

$$v_c(r) = \left[\frac{GM(r)}{r} \right]^{1/2} = \left[\left(\frac{M}{L} \right)_* v_*^2(r) + \frac{GM_\bullet}{r} \right]^{1/2}$$

dove $M(r)$ è la massa totale entro l'orbita circolare di raggio r , M_\bullet è la massa del buco nero, $(M/L)_*$ è il valore costante del rapporto massa su luminosità della componente stellare e v_* è la velocità circolare al raggio r per una componente stellare con $(M/L)_* = 1$. La dispersione di velocità del disco di gas è assunta isotropica con un profilo radiale gaussiano

$$\sigma(r) = \sigma_0 + \sigma_1 e^{-r^2/2r_\sigma^2}.$$

Si assume inoltre che il flusso del disco di gas abbia un profilo radiale esponenziale

$$F(r) = F_0 + F_1 e^{-r/r_F}.$$

Si proietta ora il campo di velocità del disco di gas nel piano del cielo. Definiamo un sistema di coordinate cartesiane x, y, z , con origine nel centro del disco di gas, l'asse y allineato con l'asse maggiore apparente della galassia e l'asse z lungo la linea di vista diretta verso l'osservatore. Il piano del cielo è confinato nel piano (x, y) . Se il disco di gas ha angolo di inclinazione i con $i = 0^\circ$ corrispondente alla visione di faccia, allora in un dato punto del cielo la velocità del gas è

$$v(x, y) = v_c(x, y) \sin i \cos \phi$$

dove $y = r \cos \phi$ e $r = \left(\frac{x^2}{\cos^2 i} + y^2 \right)^{1/2}$.

Si assume che la distribuzione delle velocità del gas nel punto (x, y) sia gaussiana con media $v(x, y)$, dispersione $\sigma(x, y)$ e area $F(x, y)$.

Considerando ora l'orientazione della fenditura, siano ξ, η, ζ le coordinate cartesiane con origine nel piano focale dello spettrografo, l'asse ξ allineato con la direzione della larghezza della fenditura, l'asse η allineato con la direzione della lunghezza della fenditura e l'asse ζ allineato con la linea di vista diretta verso l'osservatore passante per il centro del disco di gas. Il piano focale dello spettrografo corrisponde al piano (ξ, η) . Le coordinate (x, y) e (ξ, η) sono correlate dalla trasformazione

$$x = \xi \cos \theta - \eta \sin \theta$$

$$y = \xi \sin \theta + \eta \cos \theta$$

dove θ è l'angolo tra la direzione della fenditura e il disco dell'asse maggiore.

Alla posizione (ξ, η) il contributo del flusso dovuto al gas con una velocità lungo la linea di vista v nell'intervallo $[v - \delta v/2, v + \delta v/2]$ è dato da

$$F(v|\xi, \eta) = \int_{v-\delta v/2}^{v+\delta v/2} \frac{F(\xi, \eta)}{\sigma(\xi, \eta) \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{[v'-v(\xi, \eta)]^2}{2\sigma(\xi, \eta)^2}} dv',$$

dove δv è la risoluzione di velocità del modello. Per una data velocità lungo la linea di vista \hat{v} , $F(\hat{v})$ è l'immagine monocromatica del campo di velocità del gas osservato a $\lambda = \lambda_0(1 + \hat{v}/c)$ per una lunghezza d'onda λ_0 nel sistema di riferimento del laboratorio.

La distribuzione della velocità lungo la linea di vista (LOSVD, dall'inglese *Line-of-Sight Velocity Distribution*) predetta dal modello nella posizione (ξ, η) nel piano focale è

$$S(v|\xi, \eta) = F(v|\xi, \eta) \otimes \text{PSF}(\xi, \eta).$$

Questo tiene conto della diffrazione della luce lungo l'apertura di HST e dello spettrografo. Per ogni posizione η lungo la fenditura, la LOSVD predetta dal modello è data dal contributo di tutti i punti sul piano focale entro la fenditura

$$S(v|\xi, \eta) = \int_{\xi_c - w/2}^{\xi_c + w/2} S[v + v_d M_a (\xi' - \xi_c) | \xi', \eta] d\xi'$$

dove ξ_c è la posizione ξ al centro della fenditura, w è la larghezza della fenditura, v_d è l'intervallo di velocità lungo la direzione della lunghezza d'onda nell'intervallo spettrale d'interesse e M_a è un fattore che tiene conto della differente scala nella direzione spaziale e della lunghezza d'onda sul piano focale. Il fattore $v_d M_a (\xi - \xi_c)$ indica la deviazione dovuta alla larghezza non nulla della fenditura e della sua proiezione sul rivelatore dello spettrografo. La differenza $\xi - \xi_c$ ha come unità il pixel mentre v_d è in $\text{km s}^{-1} \text{ pixel}^{-1}$. È già stato tenuto conto del fatto che la lunghezza d'onda misurata per un fotone dipende dalla posizione $\xi - \xi_c$ lungo l'asse ξ in cui esso entra nella fenditura. Di solito si genera la PSF per una sorgente monocromatica a 6600Å usando la procedura *Tiny Tim* (Krist & Hook 1999).

Per determinare la massa del buco nero della galassia è necessario determinare il contributo della componente stellare al potenziale totale. La fotometria superficiale si deriva dall'analisi delle isofote dell'immagine corretta per estinzione. Si possono lasciare variare i centri delle isofote per verificare se la distribuzione di luce nel nucleo della galassia è affetta da oscuramento dovuto alle polveri. Se si trovano variazioni della posizione del centro delle isofote si ripete la procedura fissando il centro con quello delle isofote più esterne. Se le isofote sono all'incirca circolari, si può trattare la distribuzione di brillantezza superficiale come circolare e simmetrica e quindi assumere la distribuzione di densità delle stelle a simmetria sferica. Questa approssimazione è sufficiente a stimare il rapporto massa su luminosità nell'intervallo radiale, dove la cinematica del gas ionizzato descrive il potenziale della galassia.

Si deriva poi il profilo radiale della densità di volume di luminosità stellare $\Gamma(r)$ dal profilo radiale del profilo di brillantezza superficiale osservato $\Sigma(R)$. Il profilo intrinseco di brillantezza superficiale della galassia $S(R)$ e la PSF dell'immagine devono essere modellati come somma di componenti gaussiane (MGE, Cappellari 2002). Si convolve poi la $S(R)$ con la PSF e si compara con $\Sigma(R)$ per ottenere un coefficiente di scala ottimale per le componenti delle gaussiane. I coefficienti della larghezza della gaussiana sono vincolati ad assumere valori logaritmici per semplificare la MGE in un metodo generale di minimi quadrati non negativi per le corrispondenti ampiezze della gaussiana. Per una distribuzione a simmetria sferica il metodo MGE porta ad una deproiezione lineare della $S(R)$ nella densità di volume di luminosità stellare $\Gamma(r)$ che può a sua volta essere espressa come somma di gaussiane. Per una distribuzione di massa a simmetria sferica e con un rapporto massa su luminosità radialmente costante, $(M/L)_*$, la densità di massa delle stelle $\rho(r)$ si può esprimere come $\rho(r) = (M/L)_* \Gamma(r)$. La somma delle componenti di massa a simmetria sferica corrisponde ad un potenziale che può essere calcolato in termini di funzioni di errore. La velocità circolare v_* delle stelle si calcola assumendo $(M/L)_* = 1$. I parametri liberi del modello sono i , $(M/L)_*$ e M_\bullet .

1.2.3 Stime delle masse dei buchi neri da dati cinematici non risolti

Nel caso che la cinematica del gas ionizzato non sia risolta si possono comunque convertire le larghezze centrali delle righe di emissione osservate in stime della massa del buco nero centrale (Sarzi et al. 2002; Beifiori et al. 2009). Per iniziare si assume che il moto del gas ionizzato sia dominato solamente dalla gravità. In questo caso la larghezza della riga dipende dal potenziale totale del buco nero e delle stelle circostanti, dalla distribuzione spaziale e dalla cinematica del gas ionizzato. La mancanza di risoluzione spaziale della distribuzione del flusso di gas entro un'apertura quadrata implica che si può solamente derivare il limite superiore della massa del buco nero. L'effetto di forze non gravitazionali come campi magnetici o venti di una supernova sul moto del gas provoca un ulteriore allargamento della larghezza della riga di emissione e quindi un abbassamento del valore della massa del buco nero. L'assenza di vincoli sul ruolo delle forze non gravitazionali costituisce una ulteriore ragione perché non sia possibile assicurare la presenza di un buco nero al centro della galassia, visto che la larghezza delle righe di emissione potrebbe essere dovuta interamente a effetti non gravitazionali. Se il potenziale è fissato, allora la larghezza della riga σ_{cen} scalerà con il potenziale stesso per ogni scelta della distribuzione di emissività e per ogni comportamento cinematico del gas. Nel caso più semplice di un potenziale puramente kepleriano indotto da un buco nero, la larghezza della riga scalerà con la radice quadrata della massa del buco nero. La velocità circolare $v_c(R_{\text{ref}})$ ad un dato raggio di riferimento R_{ref} scalerà allo stesso modo e il rapporto tra σ_{cen} e $v_c(R_{\text{ref}})$ sarà indipendente dalla massa del buco nero. Si

deve allora derivare un intervallo plausibile di valori per questo rapporto variando la distribuzione di emissività spaziale e quindi ottenere un intervallo per le masse del buco nero dalla larghezza delle righe osservate: da σ_{cen} si ricava $v_c^2(R_{\text{ref}})$ che permette di determinare $M_{\bullet} = v_c^2(R_{\text{ref}})R_{\text{ref}}/G$.

Si troverà inoltre una sequenza di potenziali puramente stellari derivati dalla densità di volume di luminosità con differenti rapporti di massa su luminosità $(M/L)_{\star}$. Quando sono considerati entrambi i contributi delle stelle e del buco nero al potenziale gravitazionale, la forma della curva di rotazione e quindi $\sigma_{\text{cen}}/v_c(R_{\text{ref}})$ dipenderà dal peso relativo di M_{\bullet} e $(M/L)_{\star}$.

In tutti i casi si procederà attraverso i seguenti passi per ottenere una predizione sulla dispersione di velocità del gas entro l'apertura centrale:

- si specifica la distribuzione spaziale del flusso del gas e il potenziale gravitazionale e si sceglie il comportamento del gas;
- si costruisce una mappa bidimensionale dei momenti della LOSVD ad ogni posizione (x, y) nel piano del cielo

$$\overline{\Sigma v^k} = \int \text{LOSVD}(x, y, v_z) v_z^k dv_z \quad (k = 0, 1, 2)$$

così come essi apparirebbero senza la limitazione della risoluzione spaziale. Il primo momento ($k = 1$) corrisponde alla velocità media del gas;

- si convolve ogni mappa bidimensionale $\overline{\Sigma v^k}$ con la PSF dello spettrografo;
- si campiona la mappa bidimensionale convoluta $\overline{\Sigma v^k}_{\text{conv}}$ sull'apertura desiderata per ottenere i momenti di velocità $\overline{\Sigma v^k}_{\text{conv,ap}}$ convoluti con la PSF e con LOSVD mediata sull'apertura, che sono direttamente comparabili con gli osservabili;
- si calcola il flusso del gas ionizzato f_{ap} , la velocità media proiettata \bar{v}_{ap} e la dispersione di velocità σ_{ap} entro l'apertura desiderata attraverso le formule $f_{\text{ap}} = \overline{\Sigma v^0}_{\text{conv}}$, $\bar{v}_{\text{ap}} = \overline{\Sigma v^1}_{\text{conv}}/f_{\text{ap}}$ e $\sigma_{\text{ap}} = (\overline{\Sigma v^2}_{\text{conv}}/f_{\text{ap}} - \bar{v}_{\text{ap}}^2)^{1/2}$. Questa ultima quantità può essere confrontata direttamente con la dispersione di velocità σ_{cen} misurata dalla larghezza delle righe di emissione.

Per derivare il limite superiore della massa del buco nero supermassiccio al centro della galassia, si inizia con l'assunzione che il gas ionizzato si muova lungo orbite circolari alla velocità circolare locale, che è dettata solamente dall'influenza gravitazionale dal presunto buco nero supermassiccio, $v_c^2 = GM_{\bullet}/R$. Si assume inoltre che il gas risieda in un disco coplanare di inclinazione ignota con una distribuzione di emissività intrinseca a simmetria assiale $\Sigma(R)$ centrata sul nucleo, che è derivata dai dati stessi. In questo disco kepleriano la LOSVD alla posizione (x, y) sul piano del cielo è

$$\text{LOSVD}(x, y, v_z) = \Sigma_{\text{proj}}(x, y) \delta[v_{\text{c,proj}}(x, y) - v_z]$$

e i suoi momenti di velocità $\overline{\Sigma v^k}$ sono dati da $\Sigma_{\text{proj}}(x, y)$, $\Sigma_{\text{proj}}(x, y)v_{\text{c,proj}}(x, y)$ e $\Sigma_{\text{proj}}(x, y)v_{\text{c,proj}}^2(x, y)$ dove Σ_{proj} e $v_{\text{c,proj}}$ sono la brillantezza superficiale del gas e la velocità circolare proiettate. Per trattare la singolarità centrale si esclude il contributo del punto centrale dalle mappe bidimensionali per i momenti di velocità $\overline{\Sigma v^k}$ e si perfezionano le dimensioni della griglia finché non si trova un sostanziale incremento nelle predette larghezze delle righe. La geometria del campo di velocità predetto dipende dall'orientazione del disco, specificata dalla sua inclinazione rispetto al piano del cielo i e dall'angolo tra l'asse maggiore e la direzione della fenditura ϕ . Non si ha informazione sull'orientazione del disco di gas entro l'apertura centrale poiché la morfologia del gas non può essere usata per fornire un vincolo su scala così piccola, quindi si devono esplorare tutte le possibili orientazioni del disco di gas.

Si assume che il profilo radiale del flusso del gas sia gaussiano

$$\Sigma(R) = \Sigma_{\text{flux}} e^{-R^2/2\sigma_{\text{flux}}^2}$$

e si derivano Σ_{flux} e σ_{flux} dal confronto con il profilo del flusso del gas osservato lungo la fenditura. Questo confronto comprende la convoluzione di $\Sigma(R)$ con la PSF dello spettrografo che si può parametrizzare come somma di componenti gaussiane. Si sceglie una funzione gaussiana per la distribuzione di emissività per semplificare analiticamente il processo di convoluzione. Profili intrinsecamente più concentrati riprodurrebbero comunque i dati una volta convoluti con la PSF dello spettrografo e porterebbero a limiti superiori più stretti di M_{\bullet} . Ciò renderebbe la nostra scelta più conservativa. Si interpolano solo i *pixel* centrali del flusso dello spettro della galassia in esame, corrispondenti alla stessa regione sottesa dall'apertura centrale.

1.3 Scopo e struttura della tesi

Lo scopo di questa tesi è di determinare il limite superiore della massa del buco nero supermassiccio centrale di NGC 2985 attraverso lo studio della cinematica non risolta del gas ionizzato.

Il Capitolo 2 è dedicato alla selezione della galassia, all'acquisizione e alla riduzione dei dati spettroscopici. Selezioneremo la galassia tramite determinati criteri sullo spettrografo e sul reticolo utilizzati e sul valore disponibile in letteratura della dispersione di velocità centrale σ_c delle stelle; inoltre la massa del buco nero della galassia non deve essere già stata stimata in precedenza. Acquisiremo i dati spettroscopici dall'archivio dei dati del telescopio Hubble. Poi descriveremo le caratteristiche principali di HST e dello spettrografo STIS (*Space Telescope Imaging Spectrograph*) utilizzato per ottenere gli spettri del nucleo della galassia. Estrarremo gli spettri monodimensionali dai bidimensionali e ci applicheremo le procedure di riduzione tramite procedure dedicate. Mostriamo le differenze tra gli spettri originali scaricati dall'archivio dei dati del telescopio Hubble e gli spettri ridotti su cui poter effettuare le nostre analisi.

Il Capitolo 3 è dedicato all'analisi dei dati spettroscopici ridotti, alla presentazione dei risultati e alla discussione delle conclusioni. Interpoleremo con una funzione gaussiana la riga di emissione dell'azoto ionizzato [NII] $\lambda 6583\text{\AA}$ dallo spettro monodimensionale estratto precedentemente in modo da ricavare delle stime del flusso e della larghezza della riga per ricavare il valore della dispersione di velocità del gas ionizzato attorno al buco nero centrale di NGC 2985. Di questa riga misureremo poi il profilo radiale del flusso e lo interpoleremo con una gaussiana, in modo da poter successivamente creare dei modelli che riproducano le condizioni di osservazione e i dati ricavati. Ad ognuno di questi modelli è associato un valore della massa del buco nero centrale della galassia e un valore della dispersione di velocità del gas ionizzato, da cui ricaveremo la stima per NGC 2985. Infine confronteremo i nostri dati con la relazione $M_\bullet - \sigma_c$ di Ferrarese & Ford (2005) e con i risultati ottenuti da Beifiori et al. (2009) per un campione di 105 galassie e trarremo le nostre conclusioni.

Capitolo 2

Selezione, acquisizione e riduzione dei dati spettroscopici

In questo capitolo sceglieremo la galassia di cui misureremo la massa del buco nero centrale (Sezione 2.1) e ne descriveremo le proprietà principali (Sezione 2.2). Dopo una breve introduzione sulle caratteristiche dell'*Hubble Space Telescope* (Sezione 2.3), verrà spiegato come sono stati presi gli spettri del nucleo della galassia scelta dall'archivio dei dati del telescopio Hubble. Seguirà la descrizione della procedura di riduzione e calibrazione degli spettri che intendiamo analizzare (Sezione 2.5).

2.1 Selezione della galassia

I criteri che deve soddisfare la galassia che vogliamo esaminare sono i seguenti:

- devono essere disponibili degli spettri nucleari di risoluzione spettrale intermedia ($\lambda/\Delta\lambda \sim 5000$) e alta risoluzione spaziale ($FWHM \sim 0.1''$) ottenuti con HST e lo spettrografo STIS;
- gli spettri devono coprire la regione in cui è presente la riga proibita di emissione dell'azoto ionizzato [NII] $\lambda 6583\text{\AA}$;
- gli spettri devono essere stati ottenuti successivamente al 21.07.2008 per evitare di studiare le stesse galassie già analizzate da Beifiori et al. (2009);
- la dispersione di velocità centrale delle stelle della galassia σ_c deve essere disponibile in letteratura;
- la massa del buco nero M_\bullet non deve già essere stata misurata precedentemente.

Avviamo quindi una ricerca nell'archivio dei dati di HST¹, parte del *Mikulsky Archive for Space Telescopes* (MAST) tramite il modulo di ricerca mostrato in Figura 2.1.

Innanzitutto imponiamo che i dati spettroscopici siano stati ottenuti dopo il 21.07.2008 nel riquadro **Start time**. Nell'opzione **Spectrograph** selezioniamo **STIS** e in **Filters/Gratings** scegliamo **G750M** per limitare l'intervallo di lunghezza d'onda alla regione spettrale in cui vi sono le righe di emissione di nostro interesse: [NII] $\lambda\lambda 6548,6583\text{\AA}$, $H\alpha$ $\lambda 6563\text{\AA}$, [SII] $\lambda\lambda 6716,6731\text{\AA}$. Troviamo così una lunga lista di spettri presi per qualsiasi oggetto astronomico nel periodo temporale e nell'intervallo spettrale selezionati. Scartiamo tutti gli oggetti che non sono galassie, arrivando ad avere un campione di 12 possibili candidati elencati nella Tabella 2.1.

Da questa lista scartiamo sia NGC 4486 (M87), essendo già stata calcolata in maniera accurata la massa del suo buco nero centrale (Walsh et al. 2013), che le altre galassie con dispersione di velocità stellare centrale $\sigma_c > 300 \text{ km s}^{-1}$ per evitare la presenza nello spettro di righe di emissione molto larghe e sovrapposte che complicherebbero l'analisi. Leggiamo le diverse proposte di osservazione per capire per quale scopo siano stati presi gli spettri e a che zona della galassia si riferiscano. Necessitiamo

¹L'archivio dei dati di HST è consultabile all'indirizzo <https://archive.stsci.edu/hst/>.

[Archive Status](#)

HST Data Search

[Help](#)
[Field Descriptions](#)

Standard Form
[File Upload Form](#)

Target Name

Right Ascension

Resolver
Resolve

Declination

Radius (arcmin)

Equinox
J2000

Imagers Spectrographs Other

ALL ALL ALL

NONE NONE NONE

STIS STIS FGS

NICMOS NICMOS HSP

WFPC2 GHRS

WF/PC FOS

FOC FOC

ACS ACS

WFC3 WFC3

COS COS

Start Time Exp Time

Proposal ID Release Date

Dataset Filters/Gratings Obset ID Archive Date

Target Descrip Apertures Observations Science Calibration

PI Last Name

User-specified field 1 Field Descriptions

User-specified field 2 Field Descriptions

Output Columns

- Mark
- Dataset
- Target Name
- RA (J2000)
- Dec (J2000)
- Ref
- Start Time
- Stop Time
- Exp Time
- Instrument

add

add all

Sort By:

Reverse

Reverse

Reverse

Output Coords: Sexagesimal Degrees Hours

Output Format

Remove Null Columns Make Rows Distinct Skip formatting

Maximum Records:

Records per Page:

Figura 2.1: Modulo di ricerca dell'archivio dei dati di HST con i criteri di selezione adottati per individuare il campione di galassie tra cui scegliere quella da studiare.

Tabella 2.1: Campione di galassie con dati STIS utili per il nostro studio e disponibili nell'archivio dei dati di HST.

Galassia	Proposta	Responsabile	Periodo [mm-aaaa]	Tipo	σ_c [km s ⁻¹]
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
IC 356	12187	Ho L.	01-2012	SA(s)ab pec	158.8 ± 8.9
NGC 1399	11606	Batcheldor D.	02-2010/05-2010	E1 pec	336.0 ± 5.9
NGC 2985	12187	Ho L.	07-2011	(R')SA(rs)ab	167.8 ± 9.8
NGC 3675	12187	Ho L.	01-2011	SA(s)b	104.2 ± 3.0
NGC 4203	11571	Shields J.	03-2010	SAB0 ⁻ :	164.3 ± 5.8
NGC 4486	12162	Barth A.	06-2011	cD pec	321.5 ± 4.7
NGC 4649	11606	Batcheldor D.	04-2011/11-2011	E2	329.0 ± 5.1
NGC 4782	11606	Batcheldor D.	01-2010/04-2010	E0 pec	325.9 ± 13.6
NGC 4800	12187	Ho L.	08-2011	SA(rs)b	102.3 ± 3.5
NGC 5806	12187	Ho L.	04-2011	SAB(s)b	124.7 ± 9.1
NGC 7720	11606	Batcheldor D.	09-2009/12-2009	cD pec?	346.5 ± 9.9
UGC 01841	11606	Batcheldor D.	11-2009/01-2010	E	348.0 ± 29.0

Note: Col.(1): nome della galassia. Col.(2): numero identificativo della proposta (*proposal*). Col.(3): responsabile del progetto. Col.(4): periodo in cui è stata condotta l'osservazione. Col.(5): tipo morfologico secondo de Vaucouleurs et al. (1991, RC3)^a. Col.(6): dispersione di velocità stellare centrale ed errore associato, ottenuti dall'archivio HyperLeda^b (Makarov et al. 2014).

^aRC3 è consultabile al sito <http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR>.

^bHyperLeda è consultabile al sito <http://leda.univ-lyon1.fr>.

di spettri del nucleo, quindi scartiamo NGC 4203. Eliminiamo anche NGC 5377, la cui massa del buco nero centrale è stata misurata da Garattoni (2014). Il nostro campione si riduce a 4 galassie, tra cui scegliamo NGC 2985, i cui spettri mostrano delle righe di emissione di [NII] $\lambda\lambda 6548, 6583\text{\AA}$, H α $\lambda 6563\text{\AA}$ e [SII] $\lambda\lambda 6716, 6731\text{\AA}$ intense e strette (Balmaverde & Capetti 2014).

2.2 Proprietà principali della galassia NGC 2985

La galassia NGC 2985 è classificata morfologicamente come (R')SA(rs)ab in RC3 e come Sab(s) in Sandage & Tammann (1981). Sandage & Bedke (1994) classificano NGC 2895 come Sab e non Sb per la regolarità e la forma dei bracci di spirale che sono sottili e frammentati. Essi si avvolgono attorno al centro della galassia, tracciando quello che potrebbe essere scambiato per un anello esterno (Figura 2.2).

La galassia è accoppiata a NGC 3027, una galassia a spirale di tipo SB(rs)d e di dimensioni confrontabili con NGC 2985 (Sandage & Tammann 1975). Entrambe fanno parte di un gruppo che comprende anche UGC 5455 e probabilmente anche NGC 3252, NGC 3403, UGC 4841 e UGC 5612 (Fouqué et al. 1992).

Le coordinate equatoriali di NGC 2985 sono ascensione retta α ($J2000$) = $09^{\text{h}}50^{\text{m}}20.9^{\text{s}}$ e declinazione δ ($J2000$) = $+72^{\circ}16'45''$ (RC3). Dalla velocità di recessione rispetto al fondo cosmico di microonde $V_{3K} = 1384 \text{ km s}^{-1}$ (RC3) ricaviamo la distanza $D = 18.5 \text{ Mpc}$, tramite la legge di Hubble $D = V_{3K}/H_0$ e assumendo $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

I diametri maggiore e minore dell'isofota a cui corrisponde una brillantezza superficiale $\mu_B = 25 \text{ mag arcsec}^{-2}$ sono rispettivamente $D_{25} \times d_{25} = 274.3'' \times 220.2''$ (RC3) che alla distanza trovata corrispondono a $D_{25} \times d_{25} = 24.6 \text{ kpc} \times 19.4 \text{ kpc}$. La magnitudine totale apparente in banda B è $B_T = 11.22 \text{ mag}$ (RC3), mentre la magnitudine totale assoluta in banda B corretta per estinzione e per inclinazione è $M_{B_T}^{0,i} = -21.74 \text{ mag}$, assumendo la distanza da noi calcolata. La dispersione di velocità centrale della componente stellare è di $167.8 \pm 9.8 \text{ km s}^{-1}$ (Makarov et al. 2014).

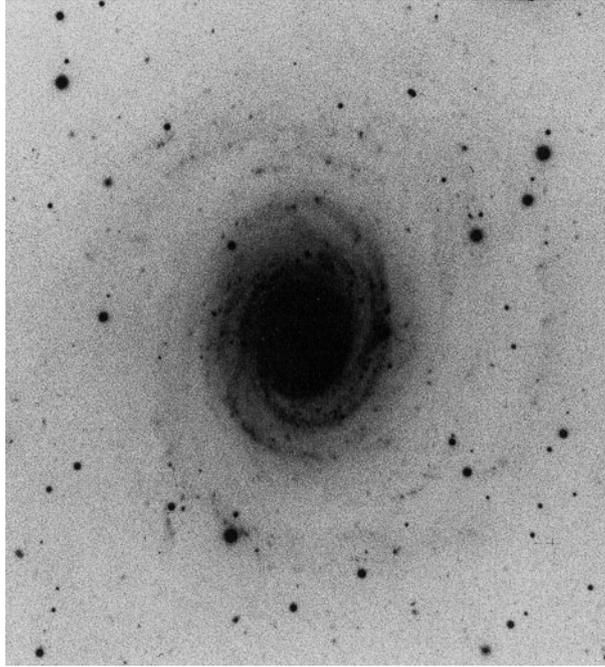


Figura 2.2: Immagine di NGC 2985 in banda B tratta da Sandage & Bedke (1994). Il campo di vista è circa $8.0' \times 8.7'$ con il Nord in alto e l'Est a sinistra.

2.3 Hubble Space Telescope e Space Telescope Imaging Spectrograph

Gli spettri che utilizzeremo per studiare il buco nero di NGC 2985 sono stati ottenuti nel 2011 tramite HST con lo spettrografo STIS. Diamo allora qualche informazione sia sul telescopio che sullo spettrografo per chiarire i motivi per cui essi sono necessari per poter raggiungere il nostro obiettivo scientifico. Il telescopio Hubble (Dunar & Waring 1999) è un telescopio spaziale in orbita terrestre a circa 560 km di quota. Lanciato il 24 aprile 1990 come progetto comune della *National Aeronautics and Space Administration* (NASA) e dell'*European Space Agency* (ESA) è così chiamato in onore dell'astronomo statunitense Edwin P. Hubble (1889-1953). È in programma la sua sostituzione nel 2018 con il *James Webb Space Telescope* (JWST).

La montatura di HST è di tipo Ritchey-Chretien-Cassegrain. Infatti la luce in arrivo incide sullo specchio primario, che la riflette su uno specchio secondario, posto nella direzione di incidenza della luce rispetto al primario e che a sua volta riflette il fascio di luce verso un buco posto al centro del primario per focalizzarlo sulla strumentazione. Il diametro dello specchio primario è di 2.4 m, mentre quello del secondario è di 0.3 m. La massa del HST è pari a $11 \cdot 10^9$ kg e la sua lunghezza è 13.2 m, risultando compatto rispetto ai telescopi a terra. Essendo situato al di fuori dell'atmosfera terrestre, HST non è affetto da fenomeni di turbolenza atmosferica e quindi gode di un ottimo potere risolutivo ($FWHM \sim 0.1''$). Viene utilizzato per molteplici scopi, dagli studi fotometrici a quelli spettroscopici potendo acquisire immagini di elevata qualità.

Lo spettrografo STIS viene utilizzato principalmente per studi di spettroscopia risolta e di spettroscopia con grande risoluzione spaziale attraverso un reticolo *echelle* (Biretta et al. 2015). Lo spettrografo include ottiche correttive per correggere le aberrazioni ottiche di HST, in particolare quella sferica e un meccanismo di selezione dei diversi reticoli e delle varie fenditure disponibili per i vari utilizzi per cui STIS è stato ideato. Possiede inoltre tre rivelatori: un *Charge Coupled Device* (CCD) e due contatori di fotoni *Multi-Anode Microchannel Array* (MAMA), le cui principali caratteristiche sono elencate nella Tabella 2.2.

Il CCD è il rivelatore utilizzato per ottenere i nostri spettri. Esso è sensibile alle lunghezze d'onda comprese tra 2000Å e 10300Å e le sue specifiche tecniche sono elencate nella Tabella 2.3.

Tabella 2.2: Principali caratteristiche dei rivelatori di STIS.

Rilevatore (1)	Dimensione <i>pixel</i> (2)	Campo di vista (3)	Intervallo spettrale (4)
CCD	0.05071''	52'' × 52''	2000-10300Å
NUV-MAMA	0.02474''	25.3'' × 25.3''	1600-3100Å
FUV-MAMA	0.02474''	25.3'' × 25.3''	1150-1700Å

Tabella 2.3: Caratteristiche del CCD di STIS.

Caratteristica (1)	Specifica tecnica (2)
Architettura	Sottile e illuminato posteriormente
Intervallo di lunghezza d'onda	2000-11000Å
Formato	1024 × 1024 <i>pixel</i> illuminati
Campo di vista	52'' × 52''
Dimensione dei <i>pixel</i>	21 × 21μm
Scala dei <i>pixel</i>	0.05071''
Efficienza quantica	20% @ 3000Å 67% @ 6000Å 29% @ 9000Å
Corrente di buio a -83°C	0.003 e ⁻ sec ⁻¹ pixel ⁻¹
Rumore di lettura	4.4-5.3 e ⁻ rms con <i>gain</i> =1 7.3-7.8 e ⁻ rms con <i>gain</i> =4
Limite di saturazione	33000 e ⁻ con <i>gain</i> =1 144000 e ⁻ con <i>gain</i> =4

La sua efficienza quantica è massima per $\lambda \sim 6000\text{\AA}$, ossia nell'intervallo di lunghezze d'onda a cui siamo interessati. I valori che ci occorreranno per l'elaborazione dei dati sono il guadagno elettronico, detto *gain* ed il rumore di lettura, chiamato *read-out noise* (RON). Il *gain* è un fattore di conversione che trasforma il numero di elettroni raccolti per *pixel* in conteggi; in questo caso può assumere i valori 1, 2, 3 e 4, a seconda che si osservino oggetti deboli (*gain*=1) o brillanti (*gain*=4). La sola operazione di lettura degli elettroni nei *pixel* instaura un errore statistico, che non è completamente eliminabile: conversioni successive della stessa carica del medesimo *pixel* possono dare risultato differente, cioè non vi è perfetta ripetibilità della lettura. Il RON può essere ridotto diminuendo la temperatura del CCD che infatti è tenuto a $T = -83^\circ\text{C}$. Altre sorgenti di rumore nel CCD sono il *bias*, che corrisponde al segnale misurato durante una posa di durata zero secondi, la corrente di buio e la presenza di *pixel* caldi o danneggiati. Il *bias* è causato dal fatto che il CCD è perennemente in uno stato di carica necessario a permettere ai fotoni incidenti di estrarre gli elettroni e poterli poi raccogliere; quindi il *bias* è presente anche in assenza di radiazione luminosa. La corrente di buio è dovuta al moto di agitazione termica degli elettroni, che non può essere nulla e si accumula sul CCD anche ad otturatore chiuso. Essendo il CCD a temperature molto basse, la corrente di buio è trascurabile rispetto al rumore di lettura. I *pixel* caldi invece sono *pixel* con elevata corrente di buio, individuabili per esempio ottenendo spettri dello stesso oggetto traslando la fenditura; vi possono essere inoltre *pixel* danneggiati, che non misurano alcun segnale. Inoltre i *pixel* non essendo tutti perfettamente uguali, non possiedono la stessa efficienza quantica. Per ovviare a questa differenza si utilizza una tecnica denominata *flat fielding*, che consiste in una serie di riprese di un oggetto uniformemente illuminato e permette di rivelare ed eliminare le disomogeneità. Un ulteriore effetto è il *fringing* causato dall'interferenza della luce incidente sulla superficie del CCD e la sua componente riflessa nel substrato di silicio sottostante. Per risolvere questo problema, STIS possiede una lampada di calibrazione, che evidenzia il *fringing* e permette di eliminarlo. Il reticolo G750M utilizzato per ottenere gli spettri di NGC 2985 è soggetto a *fringing* non trascurabile per lunghezze d'onda superiori a 7500Å. Gli spettri del nucleo di NGC 2985 coprono un

intervallo di lunghezza d'onda da circa 6300Å a 6800Å e quindi il fenomeno del *fringing* nel nostro caso è irrilevante. Abbiamo scelto questo reticolo perché soddisfa i nostri requisiti di risoluzione spettrale e intervallo di lunghezza d'onda. Nella Tabella 2.4 sono elencate le specifiche tecniche dei diversi reticoli di STIS.

Tabella 2.4: Principali caratteristiche dei reticoli di STIS per spettroscopia a fenditura lunga al primo ordine.

Reticolo	Intervallo spettrale [Å]	Dispersione reciproca [Å pixel ⁻¹]	Risoluzione [λ/Δλ]
(1)	(2)	(3)	(4)
G230LB	1685-3060	1.35	620-1130
G230MB	1640-3190	0.15	5470-10630
G430L	2900-5700	2.73	530-1040
G430M	3020-5610	0.28	5390-10020
G750L	5240-10270	4.92	530-1040
G750M	5450-10140	0.56	4870-9050

Le fenditure di STIS disponibili per questi reticoli hanno tutte lunghezza di 52'' e larghezza 0.05'', 0.1'', 0.2'' e 0.5''. Le fenditure utilizzate per gli spettri di NGC 2985 sono quelle di 52'' × 0.1'' e 52'' × 0.2'', che corrispondono ad una larghezza di 2 e 4 pixel rispettivamente, dato che questi hanno una scala di 0.05071''.

2.4 Acquisizione dei dati spettroscopici

Gli spettri necessari per ricavare la massa del buco nero di NGC 2985 devono essere presi dall'archivio dei dati di HST. A questo scopo, nel modulo di ricerca di HST inseriamo direttamente il nome della galassia con le opzioni STIS per gli **Spectrographs** e G750M per i **Filters/Gratings**. A questo punto avviamo la ricerca.

Risulta una lista di spettri, di cui noi selezioniamo quelli relativi alla posizione del nucleo della galassia. Dalla precedente lettura della procedura di acquisizione dei dati (*phase 2*) abbiamo capito che gli spettri del nucleo sono quelli ottenuti con la fenditura 52'' × 0.1'', mentre la fenditura 52'' × 0.2'' è stata usata per ottenere gli spettri spostati (*offset*) di +0.15'' e -0.15'' dal centro, lungo la direzione perpendicolare all'asse maggiore della galassia (asse *x*). Durante pose successive il puntamento del telescopio è stato traslato 2 volte di 0.05'' lungo l'asse maggiore della galassia (asse *y*) per correggere il problema di eventuali *pixel* difettosi del CCD. Il procedimento è stato effettuato 2 volte dunque siamo in possesso di 6 spettri del nucleo, 2 centrati su di esso e 4 traslati lungo l'asse maggiore della galassia. Questi spettri sono associati ai *dataset* denominati OBIB02010, OBIB02020, OBIB02030, OBIB02040, OBIB02050, OBIB02060 e mostrati nella Figura 2.4.

Per ottenere gli spettri si deve far richiesta mediante la procedura guidata visibile nella Figura 2.5. È stato inserito un indirizzo di posta elettronica valido per l'autenticazione e sono stati selezionati per scaricare tutti gli spettri sia originali che calibrati e i relativi *file* di descrizione. Abbiamo optato per scaricare i dati da un area di *staging*, dove gli spettri sono disponibili per un tempo limitato per essere scaricati anonimamente tramite protocollo **ftp**.

I dati ci sono giunti sotto formato di *file* multistrato **.fits**: contengono infatti lo spettro, un descrittore (*header*) in cui sono specificate informazioni riguardanti l'acquisizione dello spettro, un *file* **.err** con gli errori associati alla calibrazione ed un *file* **.dq** che associa ad ogni *pixel* un numero, che determina la qualità dell'immagine. Per visualizzare le immagini **.fits** useremo il programma **ds9**² mentre per leggerne il descrittore utilizzeremo la procedura **imhead** di *Image Reduction and Analysis Facility* (IRAF)³.

²ds9 è disponibile all'indirizzo <http://ds9.si.edu/>.

³IRAF è distribuito da *National Optical Astronomical Observatories* (NOAO) ed è disponibile all'indirizzo <http://iraf.noao.edu/>.

[Archive Status](#) **HST Data Search** [Help](#) [Field Descriptions](#)

[Standard Form](#) [File Upload Form](#)

Search Reset Clear Form

Target Name: NGC 2985 Resolver: Resolve Radius (arcmin): 3.0
 Right Ascension: Declination: Equinox: J2000

Imagers ALL NONE **Spectrographs** ALL NONE **Other** ALL NONE
 STIS STIS FGS
 NICMOS NICMOS HSP
 WFPC2 GHRS
 WF/PC FOS
 FOC FOC
 ACS ACS
 WFC3 WFC3
 COS COS

Start Time: Exp Time: Proposal ID: 12187 Release Date:
 Dataset: Filters/Gratings: G750M Obset ID: Archive Date:
 Target Descrip: Apertures: Observations: Science Calibration
 PI Last Name:

User-specified field 1: Dataset Field Descriptions: User-specified field 2: Dataset Field Descriptions:

Output Columns
 Mark Dataset Target Name RA (J2000) Dec (J2000) Ref Start Time Exp Time Apertures Filters/Gratings
 up down remove reset
 add Mark add all remove all

Sort By: ang_sep (') Target Name Dataset Reverse Reverse Reverse
 Output Coords: Sexagesimal Degrees Hours
 Output Format: HTML_Table
 Remove Null Columns Make Rows Distinct Skip formatting
 Maximum Records: 5001 Records per Page: 500

Search Reset Clear Form

Figura 2.3: Ricerca degli spettri di NGC 2985 nell'archivio dei dati di HST.

Figura 2.4: Spettri di NGC 2985 disponibili nell'archivio di HST ottenuti con STIS ed il reticolo G750M.

Mark	Dataset	Target Name	RA (J2000)	Dec (J2000)	Start Time	Exp Time	Apertures
<input checked="" type="checkbox"/>	OBIB02010	NGC-2985	09 50 22.230	+72 16 43.10	2011-07-02 19:41:42	720.000	52X0.1
<input checked="" type="checkbox"/>	OBIB02020	NGC-2985	09 50 22.228	+72 16 42.95	2011-07-02 19:54:52	720.000	52X0.1
<input checked="" type="checkbox"/>	OBIB02030	NGC-2985	09 50 22.225	+72 16 42.80	2011-07-02 20:08:02	720.000	52X0.1
<input checked="" type="checkbox"/>	OBIB02040	NGC-2985	09 50 22.230	+72 16 43.10	2011-07-02 20:48:11	1054.000	52X0.1
<input checked="" type="checkbox"/>	OBIB02050	NGC-2985	09 50 22.228	+72 16 42.95	2011-07-02 21:07:47	1054.000	52X0.1
<input checked="" type="checkbox"/>	OBIB02060	NGC-2985	09 50 22.225	+72 16 42.80	2011-07-02 21:26:31	1054.000	52X0.1
<input type="checkbox"/>	OBIB02070	NGC-2985	09 50 22.197	+72 16 43.11	2011-07-02 22:27:11	1054.000	52X0.2
<input type="checkbox"/>	OBIB02080	NGC-2985	09 50 22.195	+72 16 42.96	2011-07-02 22:46:47	1054.000	52X0.2
<input type="checkbox"/>	OBIB02090	NGC-2985	09 50 22.192	+72 16 42.81	2011-07-02 23:05:31	1054.000	52X0.2
<input type="checkbox"/>	OBIB020A0	NGC-2985	09 50 22.263	+72 16 43.09	2011-07-03 00:05:50	1054.000	52X0.2
<input type="checkbox"/>	OBIB020B0	NGC-2985	09 50 22.260	+72 16 42.94	2011-07-03 00:25:26	1054.000	52X0.2
<input type="checkbox"/>	OBIB020C0	NGC-2985	09 50 22.258	+72 16 42.79	2011-07-03 00:44:10	1054.000	52X0.2

Note: Col.(Dataset): nome dello spettro. Col.(Target Name): nome della galassia. Col.(RA (J2000))-(Dec (J2000)): coordinate in ascensione retta (h m s) e declinazione (° ' "). Col.(Start Time): epoca dell'inizio di acquisizione dello spettro (aaaa-mm-gg hh:mm:ss). Col.(Exp Time): tempo di esposizione in secondi. Col.(Apertures): dimensioni in secondi d'arco della fenditura usata.

HST Retrieval Options

Archive Status

6 datasets (6 public, 0 proprietary) marked.

User Information

Retrieve anonymously
 ?

Use your STScI ID
 ?
 ?
 ?

Delivery Options

Deliver the data to the Archive staging area ?
 Send the data to me on DVD. ?
 Compress the files using gzip ?

sftp (OpenSSH v2) or
 FTP the data to:
 ?
 ?
 ?
 ?

File Options

Select the type of files you want...

 Calibrated ? **Uncalibrated** ?
 Data Quality ? **Observation Log** ?
 Used Reference Files ? *Best Reference Files are now in CRDS...* ?

... or select or enter one or more extensions:

ASN
 FLT
 JIF
 JIT
 JWF
 JWT

 ?

Figura 2.5: Modulo di richiesta di dati dall'archivio di HST.

Tabella 2.5: Lista degli spettri analizzati.

Spettro	ATODGAIN [ADU/e ⁻]	READNSE [e ⁻ rms]	POSTARG1 ["]	POSTARG2 ["]
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
OBIB02010	1	5.6	0.00	0.00
OBIB02020	1	5.6	0.00	0.15
OBIB02030	1	5.6	0.00	0.30
OBIB02040	1	5.6	0.00	0.00
OBIB02050	1	5.6	0.00	0.15
OBIB02060	1	5.6	0.00	0.30

Note: Col.(1): spettro analizzato. Col.(2): guadagno del CCD. Col.(3): rumore di lettura del CCD. Col.(4): posizione lungo asse x . Col.(5): posizione lungo asse y .

2.5 Riduzione e calibrazione dei dati

Partiamo dagli spettri grezzi scaricati dall'archivio di HST per effettuare le correzioni a noi necessarie, così da ottenere spettri ridotti e calibrati in lunghezza d'onda e flusso utili per la successiva analisi. La procedura `calstis` (Bostroem & Proffitt 2011) di IRAF applica queste correzioni:

- sottrazione dell'*overscan* e *bias* dall'immagine mediante la procedura `basic_2d`;
- riduzione dei raggi cosmici, attraverso un confronto tra diverse immagini ottenute con lo stesso puntamento con la procedura `ocreject`;
- sottrazione di correnti di buio e correzione per *flatfield* con la procedura `basic_2d`;
- calibrazione in flusso e lunghezza d'onda applicando correzione geometrica tramite la procedura `wavecal`;
- estrazione degli spettri calibrati monodimensionali con la procedura `x1d`;
- estrazione degli spettri calibrati bidimensionali con la procedura `x2d`.

Poiché necessitiamo di maggior precisione nella rimozione dei raggi cosmici e dei *pixel* caldi, per ridurre e calibrare i dati useremo un programma di nome `stis_spec_v3` creato da E. M. Corsini (cf. Beifiori et al. 2009), che integra le procedure di `calstis`.

Il programma `stis_spec_v3` effettua le seguenti operazioni:

- sottrazione dell'*overscan* e *bias*;
- correzione per *flatfield*;
- rimozione di raggi cosmici e *pixel* caldi attraverso la procedura denominata `lacos_spec` (van Dokkum 2001) presente nel pacchetto `stsdas` di IRAF;
- correzione di eventuali *pixel* difettosi tramite interpolazione dei valori dei *pixel* adiacenti;
- calibrazione in flusso e lunghezza d'onda e correzione geometrica.

`Stis_spec_v3` necessita di alcuni valori per poter compiere la calibrazione: il *gain* e il RON e la posizione dell'oggetto lungo la fenditura. Ricordiamo che gli spettri della galassia ottenuti con la fenditura $52'' \times 0.1''$ sono stati presi lungo l'asse maggiore, facendo coincidere il centro della galassia con la zona centrale della fenditura e traslandola successivamente per 2 volte di uno spostamento pari a $0.05''$ lungo questo asse. Dobbiamo inserire il valore dello spostamento nella procedura, in modo da evitare confronti di immagini con diverse porzioni della galassia. Cerchiamo allora nel descrittore dell'immagine i valori `ATODGAIN`, `READNSE`, `POSTARG1` e `POSTARG2` che corrispondono al *gain*, RON, posizione lungo l'asse x e lungo l'asse y , e li inseriamo nei *file* di configurazione del programma; quindi

avviamo la procedura. I valori dei `ATODGAIN` e `READNSE` sono gli stessi per tutti gli spettri poiché essi sono stati ottenuti nelle medesime condizioni in successione (Tabella 2.5).

Il risultato è uno spettro bidimensionale in formato `.fits` calibrato e corretto da cui possiamo estrarre gli spettri monodimensionali sulle singole righe (*row*) ed esaminare le righe spettrali d'interesse (Figura 2.8).

Mostriamo nelle seguenti Figure 2.6, 2.7, 2.8 e 2.9 le differenze tra gli spettri non ridotti monodimensionale e bidimensionale e gli spettri calibrati monodimensionale e bidimensionale rispettivamente. Notiamo che negli spettri non ridotti si ha la presenza dei raggi cosmici e che la *row* a cui corrisponde il centro della galassia va dal *pixel* 896 al *pixel* 893 e quindi lo spettro è inclinato rispetto alla direzione delle *row* del CCD.

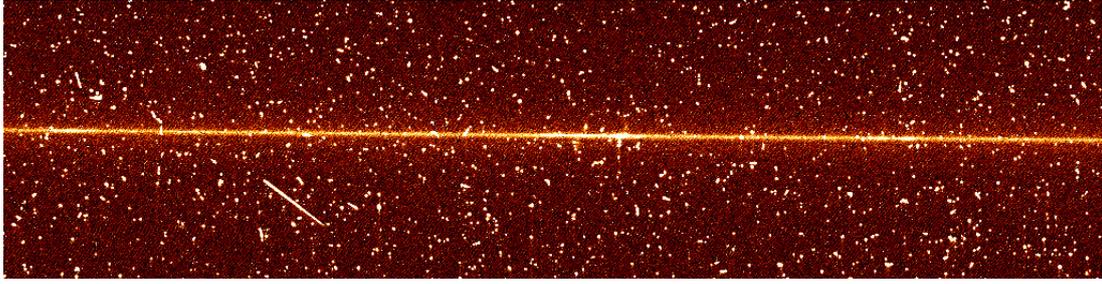


Figura 2.6: Spettro bidimensionale OBIB02010 di NGC 2985 scaricato dall'archivio dei dati di HST, dove in ascissa abbiamo la lunghezza d'onda crescente da $\sim 6300\text{\AA}$ a $\sim 6800\text{\AA}$ e in ordinata la distanza dal centro galattico compresi tra $-6.75''$ e $+6.75''$.

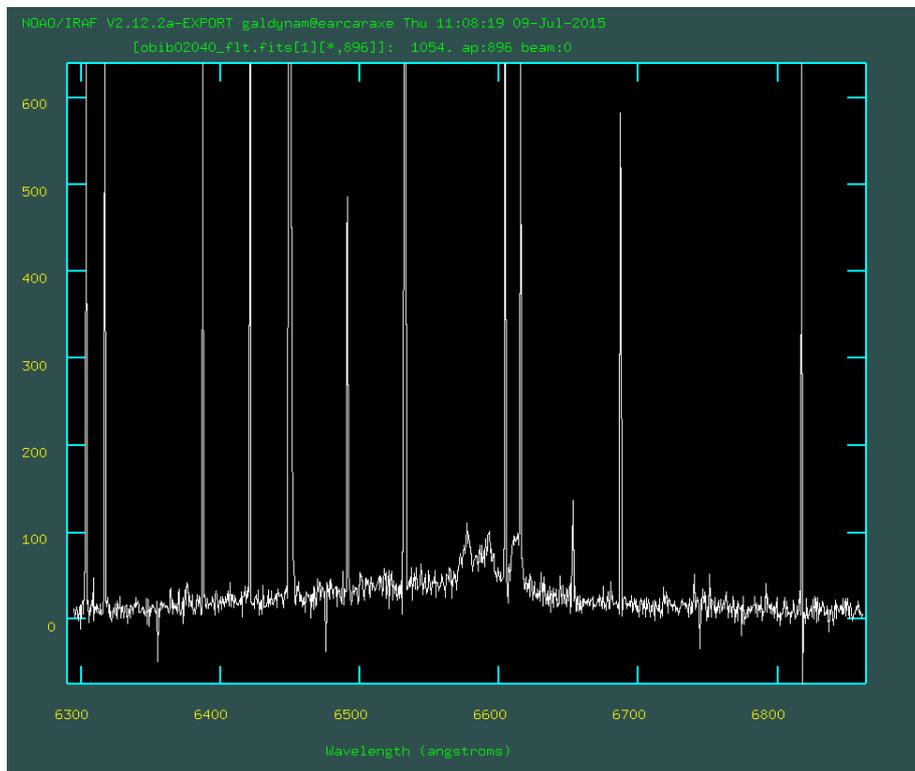


Figura 2.7: Spettro monodimensionale estratto lungo la *row* 894 ($r = 0''$) dello spettro OBIB02010 di NGC 2985 bidimensionale scaricato dall'archivio dei dati di HST. In ascissa abbiamo la lunghezza d'onda in \AA e in ordinata la densità di flusso in ADU pixel^{-1} .

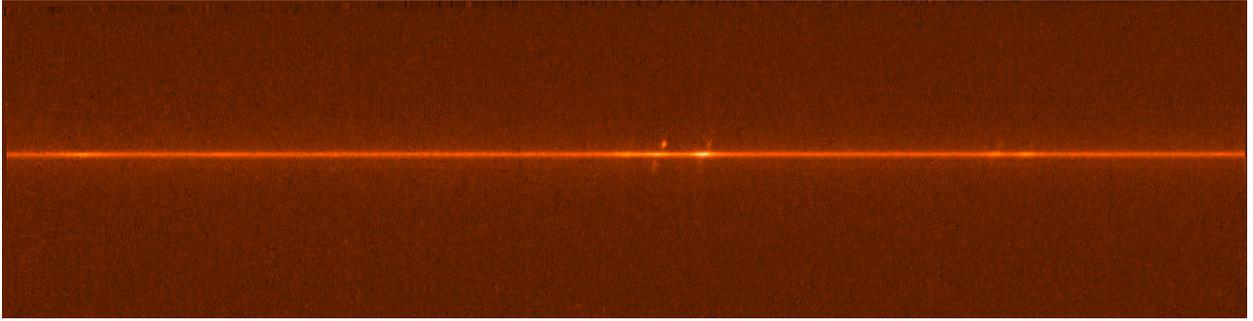


Figura 2.8: Spettro bidimensionale ridotto di NGC 2985 dove in ascissa abbiamo la lunghezza d'onda crescente da $\sim 6300\text{\AA}$ a $\sim 6800\text{\AA}$ e in ordinata la distanza dal centro galattico compresa tra $-6.75''$ e $+6.75''$. Le righe di emissione visibili al centro dello spettro sono rispettivamente [NII] $\lambda 6548\text{\AA}$, $H\alpha$ $\lambda 6563\text{\AA}$, [NII] $\lambda 6583\text{\AA}$, [SII] $\lambda 6716\text{\AA}$ e [SII] $\lambda 6731\text{\AA}$.

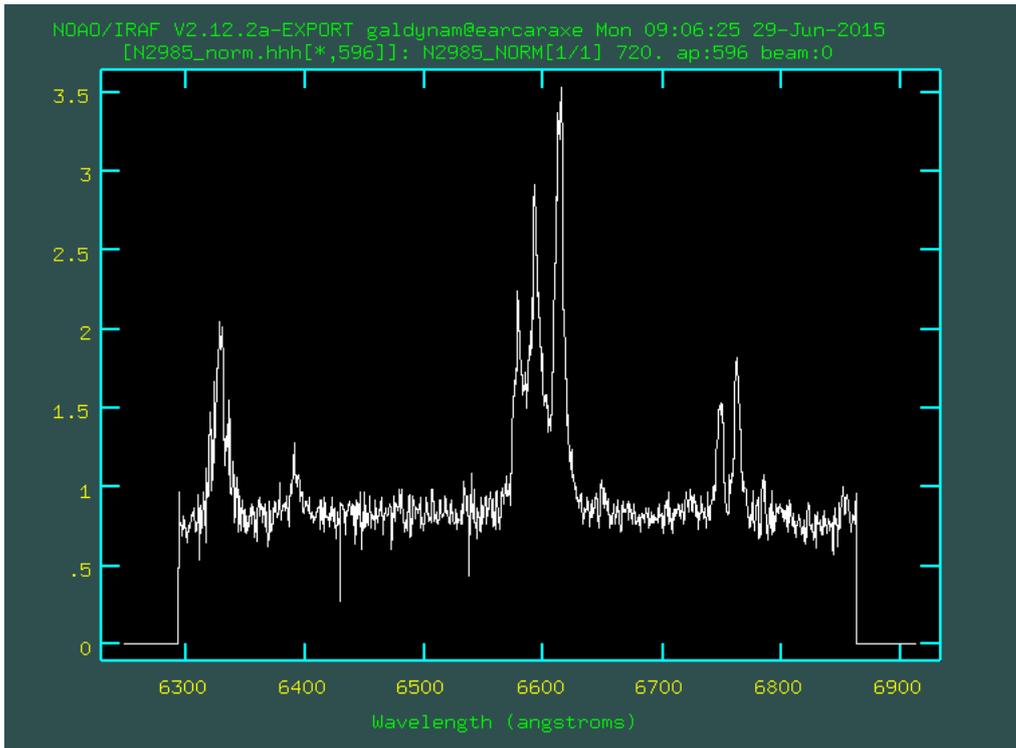


Figura 2.9: Spettro monodimensionale estratto lungo la *row* centrale 596 ($r = 0''$) dello spettro bidimensionale ridotto di NGC 2985 con in ascissa la lunghezza d'onda in \AA e in ordinata la densità di flusso in $10^{14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1} \text{ arcsec}^{-2}$.

Capitolo 3

Analisi dei dati spettroscopici, risultati e conclusioni

In questo capitolo misureremo la larghezza (Sezione 3.1) e ricostruiremo il profilo radiale del flusso della riga di emissione [NII] $\lambda 6583\text{\AA}$ (Sezione 3.2) dello spettro del nucleo di NGC 2985. Determineremo la massa M_{\bullet} del buco nero supermassiccio centrale di NGC 2985 (Sezione 3.3) e ricaveremo la dispersione di velocità centrale σ_c della componente stellare della galassia (Sezione 3.4) per studiare la correlazione $M_{\bullet} - \sigma_c$ (Sezione 3.5). Presenteremo infine le conclusioni del lavoro di tesi (Sezione 3.6).

3.1 Misura della larghezza della riga [NII] $\lambda 6583\text{\AA}$

Dallo spettro bidimensionale calibrato in lunghezza d'onda e flusso di NGC 2985 estraiamo lo spettro monodimensionale della *row* centrale 596 che corrisponde al centro della galassia ($r = 0''$). La riga spettrale più intensa è [NII] $\lambda 6583\text{\AA}$, su cui porremo la nostra attenzione. Interpoliamo con il comando `splot` di IRAF le righe di $H\alpha$ $\lambda 6563\text{\AA}$ e dei doppietti [NII] $\lambda\lambda 6548, 6583\text{\AA}$ e [SII] $\lambda\lambda 6716, 6731\text{\AA}$ con delle gaussiane, per avere una stima della lunghezza d'onda centrale della riga, del flusso e della sua larghezza a metà altezza, detta *FWHM* (dall'inglese *Full Width at Half Maximum*). Nella Tabella 3.1 sono inseriti i valori così trovati dove la *FWHM* è stata convertita in km s^{-1} con la formula

$$FWHM [\text{km s}^{-1}] = c \frac{FWHM [\text{\AA}]}{\lambda_{\text{lab}}}$$

dove $c = 299792.5 \text{ km s}^{-1}$ è la velocità della luce nel vuoto e λ_{lab} è il valore della lunghezza d'onda relativa alla riga in esame nel vuoto nel sistema di riferimento del laboratorio. Quest'ultima differisce dalla lunghezza d'onda osservata a causa del *redshift* di NGC 2985. I valori ricavati con `splot` sono delle stime iniziali e servono a definire gli intervalli entro cui sono contenuti i valori veri della lunghezza d'onda centrale, del flusso e della *FWHM* della riga, che saranno determinati successivamente con la procedura `specfit` di IRAF. `Splot` infatti non restituisce nessun errore relativo alle misure effettuate.

Tabella 3.1: Valori ottenuti dall'interpolazione con `splot` delle righe di emissione nella *row* centrale corrispondente al *pixel* 596 dello spettro del nucleo di NGC 2985.

Riga	λ_{lab}	λ_{oss}	F	<i>FWHM</i>	<i>FWHM</i>
[\AA]	[\AA]	[\AA]	[$10^{14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcsec}^{-2}$]	[\AA]	[km s^{-1}]
[NII]	6549.86	6579.28	12.02	10.18	465.9
$H\alpha$	6564.61	6593.43	23.44	14.65	669.0
[NII]	6585.21	6613.29	23.74	9.27	422.0
[SII]	6718.29	6748.17	4.85	6.30	281.1
[SII]	6732.67	6762.42	6.71	6.72	299.2

Estraiamo lo spettro monodimensionale ottenuto sommando le 3 *row* centrali 595-597 ($-0.5'' \leq r \leq +0.5''$) dello spettro bidimensionale di NGC 2985 e interpoliamo nuovamente le righe di emissione con gaussiane, sempre tramite `splot` (Tabella 3.2). Scegliamo solo le 3 *row* centrali in modo da prendere un'apertura che sia più quadrata possibile; ricordiamo che nello spettrografo STIS i *pixel* hanno dimensione angolare di $0.05''$ e la fenditura usata per ottenere gli spettri è di $52'' \times 0.1''$, dunque prendendo 3 *row* selezioniamo un rettangolo di $0.15'' \times 0.1''$ sul centro della galassia. Essendo la fenditura posizionata esattamente sul centro della galassia, non ha senso utilizzare solo 2 *row*, privilegiando un verso dell'asse maggiore della galassia rispetto all'altro. Questo procedimento sarà utile nella successiva creazione dei modelli di disco di gas, per i quali non è nota l'orientazione dell'asse maggiore. Infatti scegliendo una apertura quadrata non è più necessaria la conoscenza dell'angolo compreso tra la direzione della fenditura stessa e quella dell'asse maggiore del disco di gas.

Tabella 3.2: Valori ottenuti dall'interpolazione con `splot` delle righe di emissione nelle tre *row* centrali corrispondenti ai *pixel* 595-597 nello spettro del nucleo di NGC 2985.

Riga	λ_{lab}	λ_{oss}	F	$FWHM$	$FWHM$
[Å]	[Å]	[Å]	[$10^{14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcsec}^{-2}$]	[Å]	[km s^{-1}]
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
[NII]	6549.86	6579.54	31.51	11.16	510.8
H α	6564.61	6593.13	45.23	14.18	647.5
[NII]	6585.21	6613.71	55.71	9.34	425.2
[SII]	6718.29	6748.18	12.47	6.39	285.1
[SII]	6732.67	6762.40	16.97	6.94	309.0

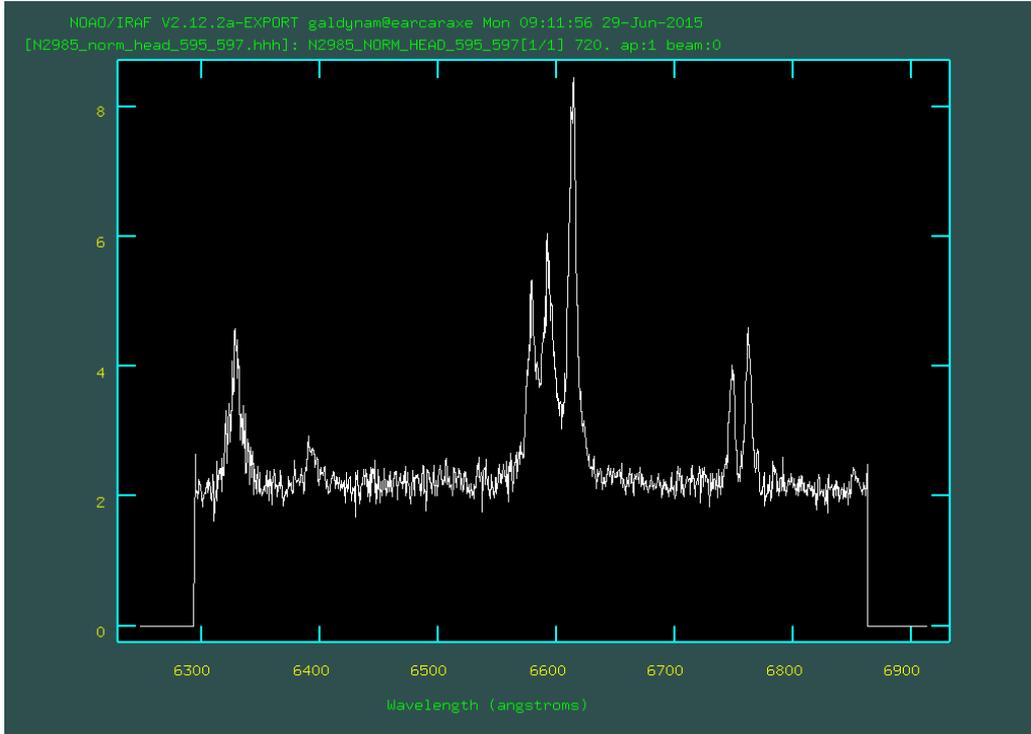


Figura 3.1: Spettro monodimensionale estratto dalla somma delle tre *row* centrali 595-597 (da $r = -0.05''$ a $r = +0.05''$) dello spettro ridotto di NGC 2985 con in ascissa la lunghezza d'onda in Å e in ordinata la densità di flusso in $10^{14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Å}^{-1} \text{ arcsec}^{-2}$.

Nel nostro caso siamo in presenza di sole componenti strette che misureremo grazie al programma

`specfit` di IRAF. Esso interpola con delle gaussiane le righe di emissione e con un polinomio il continuo della galassia mediante il metodo dei minimi quadrati e ricava il valore dei parametri con l'errore associato ad essi. `Specfit` legge un `file .guess` in cui inseriamo le informazioni ottenute con `splot`, dove la $FWHM$ è espressa in km s^{-1} e delimitiamo un intervallo tra 6450\AA e 6820\AA in cui il programma deve cercare le righe di emissione.

Per fare ciò utilizziamo il `file .guess sfn2985_595_597_6.guess` dove sono indicate le stime del flusso del continuo a 1000\AA e della lunghezza d'onda, della $FWHM$ e del flusso delle singole righe, con i relativi intervalli in cui il programma deve attuare le interpolazioni.

Applicando la procedura `specfit` alla somma delle tre `row` centrali, determiniamo la $FWHM$ della riga di emissione [NII] $\lambda 6583\text{\AA}$. L'interpolazione fatta da `specfit` sulle 3 `row` centrali è mostrata in Figura 3.2.

Tabella 3.3: Risultati dell'interpolazione con `specfit` sulla somma delle 3 `row` centrali 595-597 nello spettro del nucleo di NGC 2985.

<i>Row</i>	# Righe	<i>File .guess</i>	<i>FWHM</i> [km s^{-1}]
(1)	(2)	(3)	(4)
595-597	5	<code>sfn2985_595_597_6.guess</code>	362.8 ± 7.5

Note: Col.(1): *Row* dello spettro. Col.(2): numero di righe d'emissione visibili. Col.(3): `file .guess` utilizzato. Col.(4): $FWHM$ della gaussiana interpolante la riga [NII] $\lambda 6583\text{\AA}$ con errore associato.

La relazione tra la dispersione di velocità del gas σ_g e la $FWHM$ misurate della riga di emissione [NII] $\lambda 6583\text{\AA}$ è la seguente

$$\sigma_g = \frac{c}{\lambda_{\text{lab}}} \sqrt{\frac{FWHM^2 - FWHM_{\text{strum}}^2}{2.3548^2}}$$

dove λ_{lab} è la lunghezza d'onda nel vuoto nel sistema di riferimento del laboratorio e $FWHM_{\text{strum}} = 40 \text{ km s}^{-1}$ è la $FWHM$ strumentale corrispondente alla fenditura $52'' \times 0.1''$. Otteniamo $\sigma_g = (154.1 \pm 3.2) \text{ km s}^{-1}$.

3.2 Misura del profilo radiale del flusso della riga [NII] $\lambda 6583\text{\AA}$

Ricavare il profilo radiale della riga di emissione [NII] $\lambda 6583\text{\AA}$ è di estrema importanza per determinare la cinematica del gas ionizzato. Infatti essa è la riga in emissione più intensa dello spettro nella regione tra 6300\AA e 6800\AA e quindi la si potrà misurare a distanza maggiore dal centro galattico rispetto alle righe $\text{H}\alpha$ $\lambda 6563\text{\AA}$ e alle righe [SII] $\lambda \lambda 6716, 6731\text{\AA}$. Inoltre è un miglior tracciante della cinematica del gas ionizzato rispetto ad $\text{H}\alpha$ poiché la lunghezza d'onda, la $FWHM$ ed il flusso di quest'ultima potrebbero essere influenzati da eventuali regioni di formazione stellare nei dintorni del centro della galassia. Configuriamo 2 `file .guess` chiamati `sfn2985_2.guess` e `sfn2985_6.guess` con le stime del flusso del continuo a 1000\AA e della lunghezza d'onda, della $FWHM$ e del flusso delle singole righe che abbiamo ricavato con `splot` (Tabella 3.1). Utilizziamo `sfn2985_2.guess` per le `row` in cui è visibile solamente la riga [NII] $\lambda 6583\text{\AA}$ e `sfn2985_6.guess` per quelle in cui sono visibili tutte e 5 le righe di emissione [NII] $\lambda \lambda 6548, 6583\text{\AA}$, $\text{H}\alpha$ $\lambda 6563\text{\AA}$ e [SII] $\lambda \lambda 6716, 6731\text{\AA}$.

Avviamo quindi la procedura `specfit` e la ripetiamo per tutte le `row` dello spettro di NGC 2985 in cui è visibile la riga [NII] $\lambda 6583\text{\AA}$, per costruirne il profilo radiale del flusso.

Si nota nella Tabella 3.4 che l'errore relativo sul flusso è minimo sulla riga centrale $596 \frac{\sigma_F}{F} = 0.03$, ed aumenta verso le `row` più esterne. Alle `row` 603 e 589 esso assume un valore di ~ 0.5 , e a distanze maggiori dal centro la riga di emissione non si distingue più dal rumore di fondo dello spettro.

Ora il nostro obiettivo è parametrizzare il profilo radiale del flusso della riga [NII] $\lambda 6583\text{\AA}$ con una gaussiana che sta al di sopra di un livello minimo che imponiamo costante. Utilizziamo a questo

Tabella 3.4: Profilo radiale del flusso della riga [NII] $\lambda 6583\text{\AA}$ dello spettro del nucleo di NGC 2985.

<i>Row</i> [pixel]	<i>r</i> ["]	# Righe	<i>File</i> .guess	<i>F</i> [10^{14} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ arcsec $^{-2}$]
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
589	-0.35	1	sfn2985_2.guess	1.04 ± 0.53
590	-0.30	1	sfn2985_2.guess	1.35 ± 0.29
591	-0.25	1	sfn2985_2.guess	2.00 ± 0.93
592	-0.20	1	sfn2985_2.guess	1.86 ± 0.28
593	-0.15	5	sfn2985_6.guess	2.78 ± 0.29
594	-0.10	5	sfn2985_6.guess	4.95 ± 0.30
595	-0.05	5	sfn2985_6.guess	12.15 ± 0.39
596	0	5	sfn2985_6.guess	22.64 ± 0.58
597	+0.05	5	sfn2985_6.guess	15.64 ± 0.49
598	+0.10	5	sfn2985_6.guess	6.67 ± 0.25
599	+0.15	5	sfn2985_6.guess	2.72 ± 0.24
600	+0.20	1	sfn2985_2.guess	2.01 ± 0.37
601	+0.25	1	sfn2985_2.guess	1.57 ± 0.26
602	+0.30	1	sfn2985_2.guess	3.52 ± 0.71
603	+0.35	1	sfn2985_2.guess	0.69 ± 0.27

Note: Col.(1): *Row* dello spettro. Col.(2): raggio dal centro della galassia. Col.(3): numero di righe d'emissione visibili. Col.(4): *file* .guess utilizzato. Col.(5): flusso della riga [NII] $\lambda 6583\text{\AA}$ ed errore corrispondente.

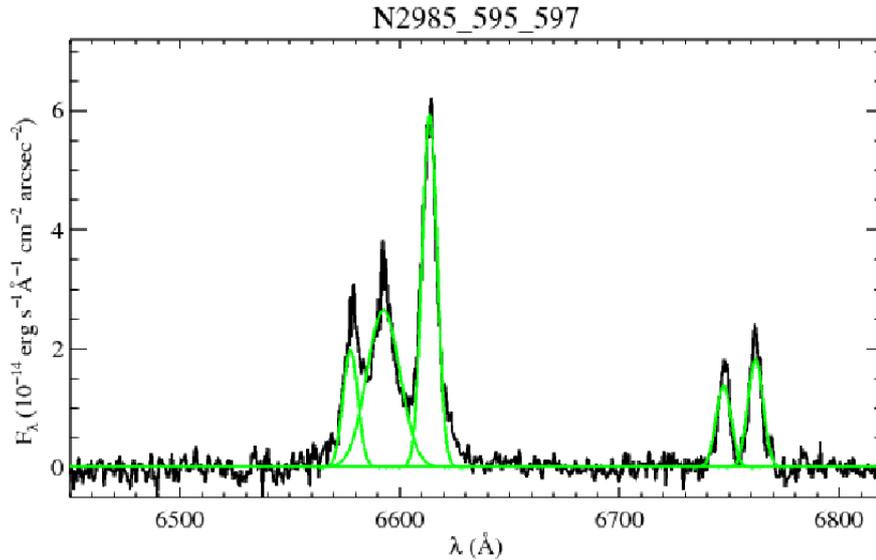


Figura 3.2: Interpolazione con delle gaussiane tramite la procedura `specfit` delle righe di emissione dello spettro monodimensionale dato dalla somma delle 3 *row* centrali 595-597 dello spettro bidimensionale del nucleo di NGC 2985.

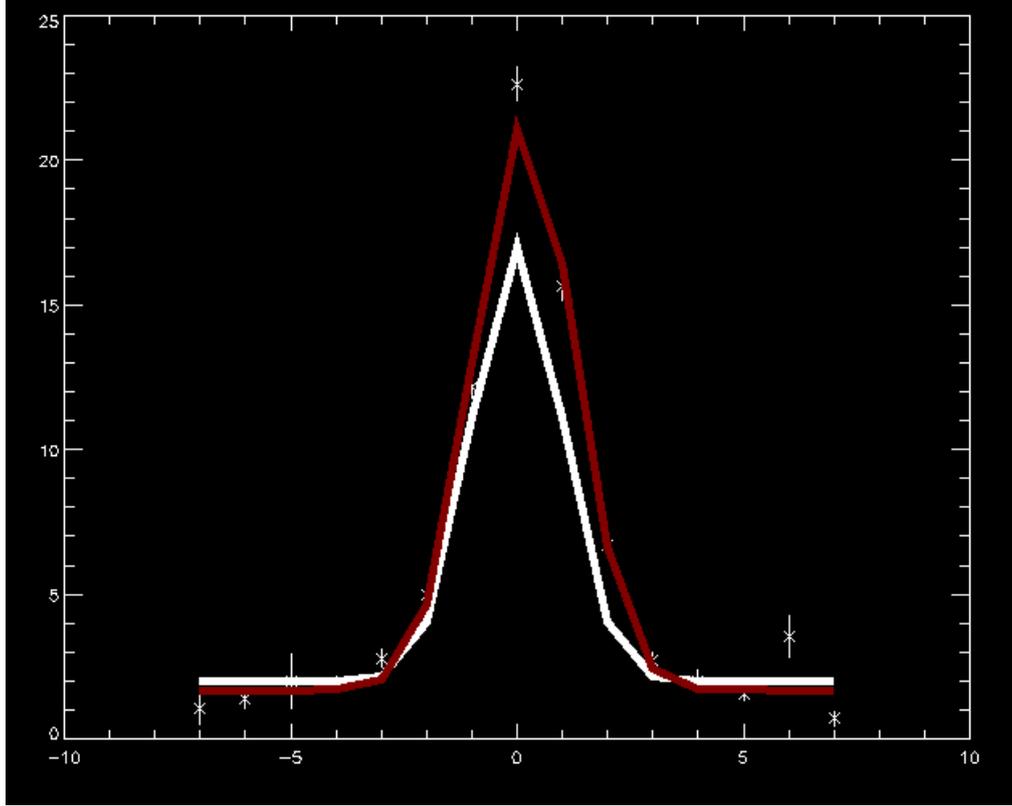


Figura 3.3: Funzione gaussiana interpolante il profilo radiale del flusso di NGC 2985; le croci corrispondono ai valori misurati del flusso della riga [NII] $\lambda 6583\text{\AA}$, la linea bianca alla stima iniziale della gaussiana interpolante e la linea rossa al risultato dell'interpolazione. In ascissa i raggi sono espressi in pixel e in ordinata i flussi sono dati in $\text{ADU}/\text{pixel}^{-1}$.

proposito la procedura `flusso.pro` scritta in linguaggio IDL¹ (Beifiori et al. 2009). La funzione interpolante ha forma

$$F(R) = F_0 + F_1 \cdot e^{-\frac{(R-R_0)^2}{2R_h^2}}$$

dove F_0 è il valore costante del flusso del continuo, F_1 è il valore massimo del flusso della gaussiana, R_h è lo scarto quadratico medio, R_0 è la posizione del picco della gaussiana.

Configuriamo la procedura `flusso.pro` inserendo i dati del profilo radiale del flusso della Tabella 3.4. Essa ci restituisce i valori della gaussiana scritti nella Tabella 3.5. Nella Figura 3.3 possiamo vedere la gaussiana interpolante il profilo radiale del flusso.

Tabella 3.5: Valori della funzione che interpola il profilo radiale del flusso di [NII] $\lambda 6583\text{\AA}$.

F_0	F_1	R_0	R_h
[ADU/pixel]	[ADU/pixel]	[pixel]	[pixel]
(1)	(2)	(3)	(4)
1.686	19.572	0.161	1.110

Notiamo che $R_0 \ll 1$ pixel quindi la nostra gaussiana è di fatto centrata in $r = 0''$. Ora siamo in grado di ricavare il limite superiore della massa del buco nero supermassiccio di NGC 2985.

¹Interactive Data Language è distribuito da Exelis Visual Information Studios ed è disponibile al sito <http://www.exelisvis.com/>.

3.3 Stima dei limiti superiori della massa del buco nero supermassiccio di NGC 2985

Per stimare il limite superiore della massa del buco nero M_{\bullet} di NGC 2985, utilizziamo una procedura denominata `for_em_moments` creata in linguaggio FORTRAN da M. Sarzi (cf. Sarzi et al. 2002, Beifiori et al. 2009). Si ipotizza che il gas ionizzato si muova di moto kepleriano in orbite circolari attorno al buco nero in un disco sottile. Con queste ipotesi le informazioni necessarie per determinare M_{\bullet} sono solamente il profilo radiale del flusso della riga [NII] $\lambda 6583\text{\AA}$ e la dispersione di velocità centrale del gas σ_g ricavati precedentemente.

La massa del buco nero che otterremo sarà il massimo valore possibile perché la cinematica del gas ionizzato non è spazialmente risolta. Abbiamo ipotizzato che la velocità del gas (e quindi la larghezza delle righe dello spettro) sia dovuta interamente all'influenza del buco nero al centro della galassia e abbiamo lasciato come parametro libero l'orientazione del disco di gas. Sono stati trascurati i moti non gravitazionali e la componente stellare che, se presenti, influenzano il moto del gas, producendo un allargamento delle righe dello spettro, da cui deriverebbe una massa più piccola per il buco nero centrale.

Costruiamo quindi una serie di modelli di disco di gas ionizzato, ad ognuno dei quali corrisponde un valore della massa del buco nero centrale. La procedura `for_em_moments` simula l'osservazione della riga [NII] $\lambda 6583\text{\AA}$ con la configurazione adottata per lo spettrografo STIS, gli effetti della PSF strumentale, e tenendo conto della larghezza della fenditura adottata e la posizione della galassia lungo di essa. Ad ogni modello corrispondono un valore di M_{\bullet} ed un valore di σ_g da confrontare con il valore intrinseco $\sigma_g = (154.1 \pm 3.2) \text{ km s}^{-1}$.

Inseriamo dunque nel programma le informazioni riguardanti il gas e la strumentazione:

- inclinazione i del disco di gas ionizzato;
- distanza della galassia: 18.5 Mpc;
- *row* estratte: 595-597;
- dispersione di velocità centrale intrinseca del gas ionizzato: $\sigma_g = 154.1 \text{ km s}^{-1}$;
- dimensione angolare dei *pixel*: $0.05071''$;
- PSF di STIS per la fenditura di $52'' \times 0.1''$: ottenuta mediante la procedura *Tiny Tim* (Krist & Hook 1999);
- dispersione di velocità strumentale: $\sigma_{\text{strum}} = 17 \text{ km s}^{-1}$ essendo la fenditura larga $0.1''$;
- larghezza della fenditura: $0.1''$ pari a 2 pixel;
- apertura in direzione ortogonale alla fenditura: $0.15''$ pari a 3 pixel;
- angolo tra la fenditura e l'asse maggiore: essendo l'apertura approssimativamente quadrata questa scelta non influisce sul risultato.

L'unico parametro di cui non conosciamo il valore è l'inclinazione del disco di gas, che è indispensabile ai fini di conoscere la geometria del campo di velocità. Utilizziamo allora considerazioni statistiche (Sarzi et al. 2002), ipotizzando che il disco di gas ionizzato sia sottile e il moto sia di tipo kepleriano attorno al buco nero centrale. Se escludiamo situazioni estreme in cui il disco di gas ionizzato sia visto di taglio o di faccia, possiamo ricavare un intervallo tra due angoli $i = 33^\circ$ e $i = 81^\circ$ in cui si ha il 68% di probabilità che il valore reale dell'inclinazione del disco sia ivi contenuto. Cerchiamo quindi i limiti superiori della massa del buco nero dipendentemente dall'angolo di inclinazione, prendendo il valore minimo e massimo ipotizzati $i = 33^\circ$ e $i = 81^\circ$.

Iniziamo applicando la procedura con l'ipotesi che il disco di gas abbia un'inclinazione di $i = 81^\circ$. Costruiamo inizialmente una serie di modelli con $M_{\bullet} = 10^6 - 10^{10} M_{\odot}$ ossia i valori minimo e massimo delle masse dei buchi neri finora conosciuti. Ad ogni iterazione del programma `for_em_moments` restringiamo sempre più l'intervallo dei possibili valori di M_{\bullet} dei modelli finché non giungiamo ad un valore a cui corrisponde la stima trovata per NGC 2985 della dispersione di velocità centrale

del gas ionizzato $\sigma_g = (154.1 \pm 3.2) \text{ km s}^{-1}$. Si trova $M_{\bullet,81} = 3.2 \cdot 10^7 M_{\odot}$. Ripetiamo lo stesso procedimento questa volta con l'ipotesi che il disco di gas ionizzato abbia inclinazione $i = 33^\circ$ e troviamo $M_{\bullet,33} = 1.2 \cdot 10^8 M_{\odot}$.

3.4 Determinazione della dispersione di velocità centrale della componente stellare di NGC 2985

Per poter successivamente confrontare i dati da noi ottenuti con i risultati di Beifiori et al. (2009), necessitiamo della dispersione di velocità centrale della componente stellare. Per l'esattezza cerchiamo il valore $\sigma_{r_e/8}$ cioè la dispersione di velocità delle stelle entro un'apertura di raggio pari ad un ottavo del raggio efficace r_e della componente sferoidale della galassia.

Nel catalogo di Ho et al. (2009) troviamo che la dispersione di velocità centrale della componente stellare di NGC 2985 è $\sigma_0 = 140.8 \pm 4.7 \text{ km s}^{-1}$, ottenuta con una fenditura di dimensioni $2'' \times 4''$. Tramite la legge empirica di Jorgensen et al. (1995) è possibile stimare il raggio dell'apertura circolare di area uguale a quella dell'apertura rettangolare in cui si è misurato σ_0

$$r_0 = 1.025 \left(\frac{xy}{\pi} \right)^{1/2}$$

dove x e y sono le dimensioni dell'apertura rettangolare. Nel nostro caso ricaviamo $r_0 = 1.64''$. Determiniamo ora $\sigma_{r_e/8}$ con l'utilizzo della correzione di Jorgensen et al. (1995)

$$\sigma_{r_e/8} = \sigma_0 \left(\frac{r_0}{r_e/8} \right)^{0.04}$$

assumendo come raggio efficace dello sferoide di NGC 2985 il valore di $r_e = 57.2''$ (Baggett et al. 1998). Otteniamo quindi $\sigma_c = 132.7 \pm 4.4 \text{ km s}^{-1}$, che corrisponde alla dispersione di velocità centrale delle stelle misurata entro un'apertura circolare di raggio $r_e/8$.

3.5 Confronto tra la massa del buco nero di NGC 2985 e la relazione $M_{\bullet} - \sigma_c$

Confrontiamo ora i nostri risultati con il lavoro svolto da Beifiori et al. (2009), in cui sono state selezionate 105 galassie di distanza inferiore a 100 Mpc di ogni tipo morfologico (E-Sc) e per ognuna di esse determinati i limiti superiori del buco nero centrale entro un ampio intervallo di dispersione di velocità stellare (50 - 400 km s^{-1}).

La relazione $M_{\bullet} - \sigma_c$ di Ferrarese & Ford (2005) è la seguente

$$\frac{M_{\bullet}}{10^8 M_{\odot}} = (1.66 \pm 0.24) \left(\frac{\sigma_c}{200 \text{ km s}^{-1}} \right)^{4.86 \pm 0.43}.$$

Entrambi i limiti superiori $M_{\bullet,33}$ e $M_{\bullet,81}$ della massa del buco nero centrale di NGC 2985 sono posizionati sopra la relazione di Ferrarese & Ford (2005). Si nota come il limite superiore $M_{\bullet,33}$ di NGC 2985 occupi una posizione entro l'intervallo tra 1σ e 3σ sopra la relazione $M_{\bullet} - \sigma_c$. Il limite superiore $M_{\bullet,81}$ invece si colloca entro la distanza 1σ sopra la relazione. Essendo i limiti superiori della massa del buco nero, ci aspettavamo che si collocassero entrambi al di sopra della relazione $M_{\bullet} - \sigma_c$. Questo requisito è soddisfatto e quindi i risultati trovati per NGC 2985 sono in accordo con la relazione di Ferrarese & Ford (2005). Il comportamento di NGC 2985 è analogo per le altre galassie studiate da Beifiori et al. (2009), sia considerando la distanza che il tipo morfologico e in particolare è affine alle altre galassie a spirale non barrate all'incirca alla medesima distanza.

Inserendo il valore di σ_c trovato per NGC 2985 nella relazione troviamo $M_{\bullet,FF05} = 2.3 \cdot 10^7 M_{\odot}$. Facendo il rapporto tra i limiti superiori di M_{\bullet} trovati per NGC 2985 con il valore ottenuto dall'equazione di Ferrarese & Ford (2005) vediamo che $\frac{M_{\bullet,33}}{M_{\bullet,FF05}} = 5.2$ e $\frac{M_{\bullet,81}}{M_{\bullet,FF05}} = 1.4$. Si nota che il limite superiore determinato per inclinazione $i = 33^\circ$ è all'incirca il valore predetto dalla relazione $M_{\bullet} - \sigma_c$.

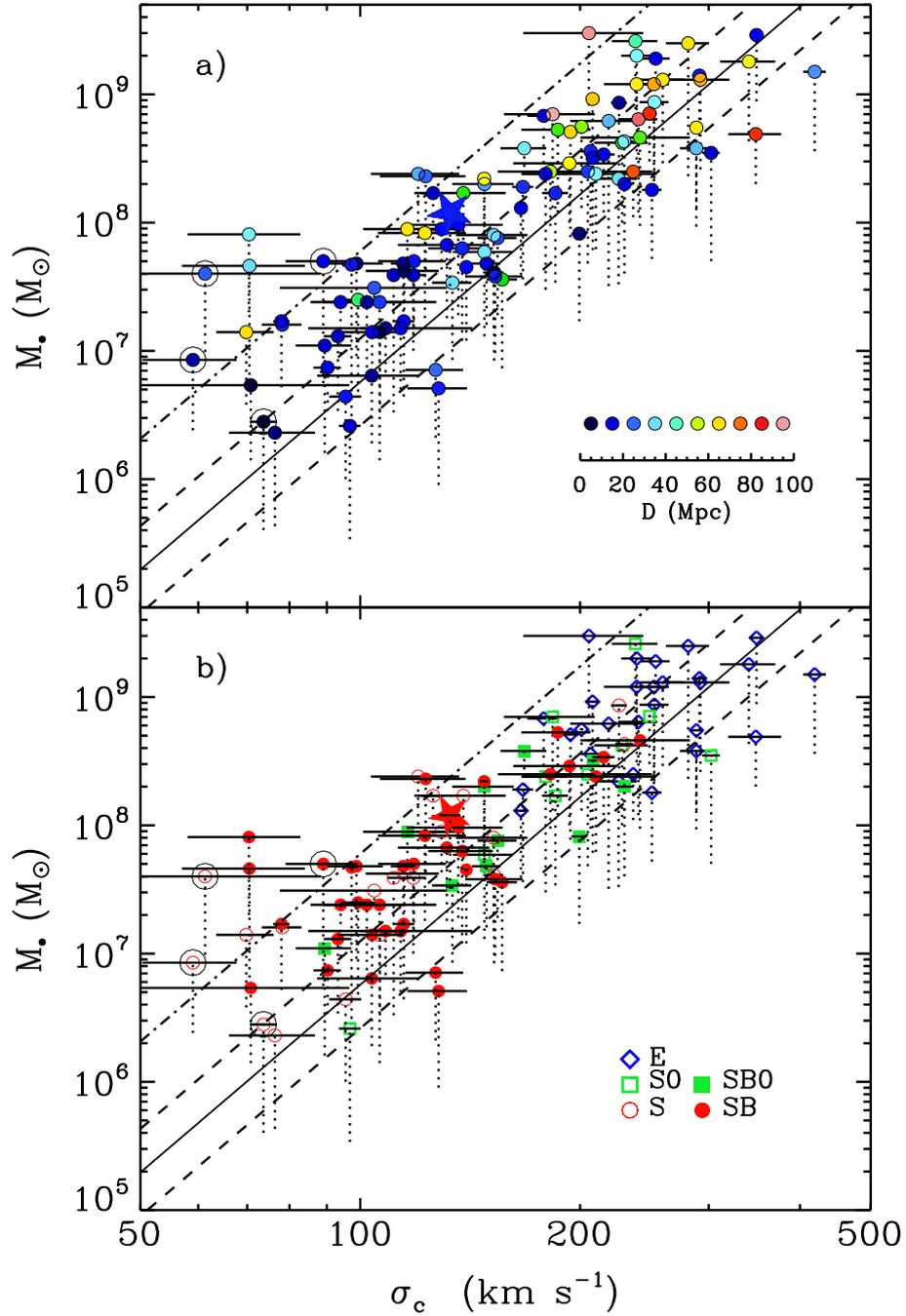


Figura 3.4: Confronto dei limiti superiori $M_{\bullet,33}$ e $M_{\bullet,81}$ della massa del buco nero di NGC 2985 con i limiti superiori determinati da Beifiori et al. (2009) per 105 galassie con distanza entro 100 Mpc. In alto è indicata la distanza, in basso il tipo morfologico delle galassie ospitanti il buco nero. La linea continua rappresenta la relazione $M_{\bullet} - \sigma_c$ di Ferrarese & Ford (2005), le linee tratteggiate indicano l'intervallo di confidenza $\pm 1\sigma$ (± 0.34 dex) e quella a tratto e punto l'intervallo $+3\sigma$ ($+1.02$ dex). Il punto rappresentativo di NGC 2985 è una stella. Le estremità superiore e inferiore delle linee tratteggiate verticali corrispondono ai valori di $M_{\bullet,33}$ e $M_{\bullet,81}$ rispettivamente. I cerchi grandi indicano galassie con $\sigma_c < 90 \text{ km s}^{-1}$ che ospitano un ammasso stellare nella regione del nucleo.

Il raggio della sfera di influenza R_{infl} del buco nero, ovvero il raggio entro cui il potenziale gravitazionale del buco nero domina sul potenziale stellare si deriva dal teorema del viriale con la formula

$$R_{\text{infl}} = \frac{GM_{\bullet}}{\sigma_c^2} \simeq 11.2'' \left(\frac{M_{\bullet}}{2 \cdot 10^8 M_{\odot}} \right) \left(\frac{200 \text{ km s}^{-1}}{\sigma_c} \right)^2 \left(\frac{0.206265}{D} \right)$$

dove M_{\bullet} è la massa del buco nero in M_{\odot} , D la distanza della galassia in Mpc e σ_c la dispersione di velocità stellare centrale in km s^{-1} eseguita entro un'apertura circolare di raggio pari ad un ottavo del raggio efficace.

Inseriamo nella relazione precedente i valori dei limiti superiori trovati per NGC 2985 $M_{\bullet,33}$ e $M_{\bullet,81}$ ed il valore ottenuto dalla relazione di Ferrarese & Ford (2005) $M_{\bullet,\text{FF05}}$. Otteniamo $R_{\text{infl},33} = 0.15''$, $R_{\text{infl},81} = 0.04''$ e $R_{\text{infl,rel}} = 0.03''$ e i rispettivi diametri $D_{\text{infl},33} = 0.30''$, $D_{\text{infl},81} = 0.08''$ e $D_{\text{infl,rel}} = 0.06''$. Ricordiamo che HST ha una risoluzione di $0.1''$ quindi per i valori del diametro di influenza $D_{\text{infl}} > 0.1''$ è possibile risolvere la sfera di influenza del buco nero di NGC 2985. Il limite superiore $M_{\bullet,33}$ soddisfa questo vincolo.

3.6 Riassunto e conclusioni

In questa tesi abbiamo voluto studiare il limite superiore del buco nero supermassiccio della galassia Sab NGC 2985 distante 18.5 Mpc, i cui spettri ottenuti con lo spettrografo STIS usando il reticolo G750M e la fenditura $52'' \times 0.1''$ sono acquisibili dall'archivio dei dati di HST. Tale reticolo copre un intervallo di lunghezze d'onda da $\sim 6300\text{\AA}$ fino a $\sim 6800\text{\AA}$, entro cui vi sono le righe in emissione [NII] $\lambda\lambda 6548, 6583\text{\AA}$, H α $\lambda 6563\text{\AA}$ e [SII] $\lambda\lambda 6716, 6731\text{\AA}$, le quali sono caratteristiche della presenza di gas ionizzato possibilmente distribuito in un disco.

Abbiamo avviato una ricerca nell'archivio dei dati di HST per trovare una galassia da analizzare. Abbiamo scelto NGC 2985 perché possiamo scaricarne gli spettri ottenuti successivamente al 21.07.2008 con spettrografo STIS e reticolo G750M dall'archivio dei dati di HST ed essi coprono la regione in cui è presente la riga proibita dell'azoto ionizzato [NII] $\lambda 6583\text{\AA}$. Inoltre la dispersione di velocità centrale delle stelle σ_c di NGC 2985 è disponibile in letteratura e la massa del suo buco nero centrale non è già stata misurata precedentemente.

Gli spettri sono stati scaricati dall'archivio dei dati di HST, corretti, ripuliti da raggi cosmici e *pixel* caldi e calibrati in flusso e lunghezza d'onda, tramite procedure di IRAF ed il programma dedicato `stis_spec_v3` (Beifiori et al. 2009). Abbiamo interpolato la riga di emissione più intensa dello spettro ridotto [NII] $\lambda 6583\text{\AA}$ mediante la procedura `splot` per ottenerne una stima della lunghezza d'onda, del flusso e della *FWHM*. Abbiamo inserito i dati ricavati con `splot` nei *file* `.guess` di configurazione della procedura `specfit`, che ci ha restituito i valori esatti della lunghezza d'onda, del flusso e della *FWHM* con gli errori associati. Abbiamo ricavato la dispersione di velocità del gas σ_g dalla *FWHM* osservata della riga di emissione [NII] $\lambda 6583\text{\AA}$. Applicando la procedura `specfit` alle *row* dello spettro in cui era visibile la riga di emissione [NII] $\lambda 6583\text{\AA}$, ne abbiamo ricostruito il profilo radiale del flusso. Questo è stato interpolato da una gaussiana e da un valore costante con la procedura `flusso.pro`. Abbiamo utilizzato queste informazioni per ricavare la massa del buco nero centrale di NGC 2985 ipotizzando che il gas sia distribuito in un disco sottile, che il moto di gas attorno al buco nero sia di tipo kepleriano e trascurando i moti non gravitazionali e il contributo della componente stellare della regione centrale della galassia. L'inclinazione del disco di gas è sconosciuta, quindi i risultati dipendono da essa. Abbiamo fissato l'intervallo tra due angoli $i = 33^\circ$ e $i = 81^\circ$ entro cui si ha il 68% di probabilità di trovare il valore reale dell'inclinazione per dischi orientati a caso. Abbiamo dunque creato due serie di modelli che riproducano le condizioni di osservazione con la procedura `for_em_moments` (Sarzi et al. 2002) per le due diverse inclinazioni $i = 33^\circ$ e $i = 81^\circ$. Ad ognuno di questi modelli corrisponde un valore della massa del buco nero centrale M_{\bullet} e della dispersione di velocità del gas ionizzato σ_g . Confrontando il valore predetto dal modello con il valore di $\sigma_g = 154.1 \pm 3.2 \text{ km s}^{-1}$ ricavato per la galassia NGC 2985, abbiamo ottenuto $M_{\bullet,33} = 1.2 \cdot 10^8 M_{\odot}$ e $M_{\bullet,81} = 3.2 \cdot 10^7 M_{\odot}$.

Per poter confrontare i nostri risultati con quelli di Beifiori et al. (2009), abbiamo ricavato la dispersione di velocità centrale delle stelle dal catalogo di Ho et al. (2009) e l'abbiamo corretta tramite la relazione di Jorgensen et al. (1995) trovando $\sigma_c = 132.7 \pm 4.4 \text{ km s}^{-1}$ per un'apertura circolare di raggio $r_{e/8} = 57.2''$ (Baggett et al. 1998) dove r_e è il raggio efficace dello sferoide. Il confronto è

visibile nella Figura 3.4. La posizione occupata da NGC 2985 è in accordo con le altre galassie alla stessa distanza e dello stesso tipo morfologico. Essendo il valore trovato un limite superiore, è corretto che la posizione di NGC 2985 nel grafico sia al di sopra della relazione $M_{\bullet} - \sigma_c$ (Ferrarese & Ford 2005). Confrontando i valori $M_{\bullet,33}$ e $M_{\bullet,81}$ con il valore predetto dalla relazione di Ferrarese & Ford (2005) $M_{\bullet,FF05} = 2.3 \cdot 10^7 M_{\odot}$ vediamo che $M_{\bullet,33} = 5.2 M_{\bullet,FF05}$ e $M_{\bullet,81} = 1.4 M_{\bullet,FF05}$, dunque i valori trovati per NGC 2985 non si discostano molto dalla relazione $M_{\bullet} - \sigma_c$. Questo risultato rafforza l'ipotesi che la larghezza della riga di emissione [NII] $\lambda 6583\text{\AA}$ sia un buon tracciante del potenziale gravitazionale nei nuclei delle galassie ospitanti un buco nero supermassiccio.

Bibliografia

- [1] Aller, M. C., & Richstone D. O. 2007, ApJ, 665, 120
- [2] Baggett, W. E., Baggett, S. M., & Anderson, K. S. J. 1998, AJ, 116, 1626
- [3] Barth, A. J., Sarzi, M., Rix, H., et al 2001, ApJ, 555, 685
- [4] Beifiori, A., Sarzi, M., Corsini, E. M., et al. 2009, ApJ, 692, 856
- [5] Binney, J., Tremaine, S. 1987, Galactic dynamics (Princeton: Princeton University Press)
- [6] Biretta, J., Hernandez, S., Ely, J., et al. 2015, STIS Handbook v14.0 (Baltimore: STScI)
- [7] Bostroem, K. A., & Proffitt, C. 2011, STIS Data Handbook v6.0 (Baltimore: STScI)
- [8] Burkert, A., & Tremaine, S. 2010, ApJ, 720, 516
- [9] Cappellari, M. 2002, MNRAS, 333, 400
- [10] Coccato, L., Sarzi, M., Pizzella, A., et al. 2006, MNRAS, 366, 1050
- [11] Dalla Bontà, E., Ferrarese, L., Corsini, E. M., et al. 2009, ApJ, 690, 537
- [12] de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Corwin, H.G., et al. 1991, Third Reference Catalog of Bright Galaxies (Berlin: Springer-Verlag)
- [13] Dunar, A. J., & Waring, S. P. 1999, Power to Explore: A History of Marshall Space Flight Center, 1960-1990 (Washington: US GPO)
- [14] Ferrarese, L., & Ford, H., 2005, SSRev., 116, 523
- [15] Fouqué, P., Gourgoulhon, E., Chamaroux, P., et al. 1992, A&AS, 93, 211
- [16] Garattoni, A. 2014, Tesi di Laurea, Università degli Studi di Padova
- [17] Gebhardt, K., Bender, R., Bower, G., et al. 2001, ApJ, 555, 75
- [18] Graham, A.W., Erwin, P., Caon, N., & Trujillo, I. 2001, ApJ 563, 11
- [19] Greene, J. E., Peng, C. Y., Kim, M., et al. 2010, ApJ, 721, 26
- [20] Ho, L. C., Filippenko, A. V., Sargent, W. L. W. 1997, ApJS, 112, 315
- [21] Ho, L. C., Greene, J. E., Filippenko, A. V., & Sargent, W. L. W. 2009, ApJS, 183, 1
- [22] Jorgensen, P. R., Marijn, F., & Per, K. 1995, MNRAS, 276, 1341
- [23] Kormendy, J., & Bender, R. 2011, Nature, 469, 377
- [24] Kormendy, J., Bender, R., & Cornell, M.E. 2011, Nature, 469, 374
- [25] Kormendy, J., & Gebhardt, K. 2001, in Relativistic Astrophysics: 20th Texas Symposium, AIP Conf. Proc. 586, ed. Schucking, E. L. (New York: American Institute of Physics), p. 363

- [26] Kormendy, J., & Ho, L. C. 2013, *ARA&A*, 51, 511
- [27] Kormendy, J. & Kennicutt, R. C. Jr. 2004, *ARA&A*, 42, 603
- [28] Krist, J. E., & Hook, R. N. 1999, *Tiny Tim User's Guide* (Baltimore: STScI)
- [29] Macchetto, F., Marconi, A., Axon, D. J. et al. 1997 *ApJ*, 489, 579
- [30] Makarov, D., Prugniel, P., Terekhova, N., et al. 2014, *A&A*, 570, 13
- [31] Sandage, A., & Bedke, J. 1994, *The Carnegie Atlas of Galaxies* (Washington: Carnegie Institution)
- [32] Sandage, A., & Tammann, G. A. 1975, *ApJ*, 196, 313
- [33] Sandage, A., & Tammann, G. A. 1981, *A Revised Shapley-Ames Catalog of Bright Galaxies* (Washington: Carnegie Institution)
- [34] Sarzi, M., Rix, H., Shields, J. C., et al. 2002, *ApJ*, 567, 237
- [35] Steinmetz, M., & Navarro, J. F. 2002, *NewA*, 7, 155
- [36] Tremaine, S., Gebhardt, K., Bender, R., et al. 2002, *ApJ*, 574, 740
- [37] van Dokkum, P. G. 2001, *PASP*, 113, 1420
- [38] Walsh, J. L., Barth, A. J., Ho, L. C., et al. 2013, *ApJ*, 770, 86