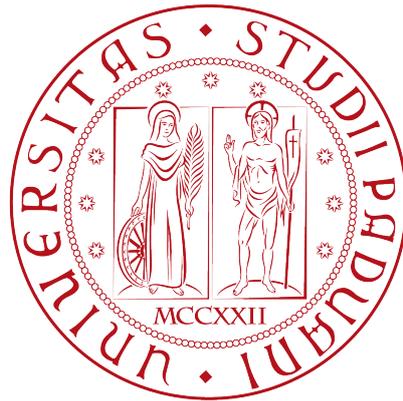


Università degli Studi di Padova

SCUOLA DI SCIENZE
DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA
“GALILEO GALILEI”



LAUREA TRIENNALE IN ASTRONOMIA

Studio della variabilità delle righe di emissione
nello spettro ottico del nucleo della galassia
NGC 5548

Relatore: Prof. Enrico Maria Corsini
Correlatore: Dott.ssa Elena Dalla Bontà

Laureanda: MICHELA RUBINO

A.A. 2014 - 2015

Indice

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Introduzione | 1 |
| 1.1 | Buchi neri supermassicci al centro delle galassie | 1 |
| 1.2 | Misura della massa dei buchi neri supermassicci | 3 |
| 1.2.1 | <i>Reverberation mapping</i> | 5 |
| 1.3 | Il programma di osservazione <i>AGN Space Telescope and Optical Reverberation Mapping</i> (AGN STORM) | 11 |
| 1.4 | Proprietà di NGC 5548 | 14 |
| 1.5 | Scopo e schema della tesi | 18 |
| 2 | Acquisizione dei dati | 19 |
| 2.1 | Configurazione strumentale | 19 |
| 2.2 | Programma delle osservazioni e acquisizione dei dati spettroscopici | 21 |
| 3 | Riduzione ed analisi dei dati | 27 |
| 3.1 | Riduzione dei dati spettroscopici | 27 |
| 3.1.1 | Statistica preliminare delle immagini di <i>bias</i> e <i>flat-field</i> | 28 |
| 3.1.2 | Sottrazione del <i>bias</i> , correzione per <i>flat-field</i> , rimozione dei raggi cosmici | 32 |
| 3.1.3 | Correzione della distorsione geometrica e calibrazione in lunghezza d'onda | 38 |
| 3.1.4 | Sottrazione del cielo ed estrazione dello spettro monodimensionale della stella Feige 34 | 43 |
| 3.1.5 | Calibrazione in flusso | 46 |
| 3.1.6 | Estrazione dello spettro monodimensionale della galassia NGC 5548 | 49 |
| 3.2 | Misura del flusso del continuo ottico a 5100 Å e della riga di emissione H β | 51 |
| 4 | Risultati e conclusioni | 55 |
| 4.1 | Analisi dei risultati | 55 |

| | |
|---|-----------|
| 4.2 Conclusioni e sviluppi futuri | 58 |
| Bibliografia | 61 |

Capitolo 1

Introduzione

In questo capitolo sono introdotti i buchi neri supermassicci al centro delle galassie (Sezione 1.1), vengono presentati i metodi per la misura della loro massa e in particolare viene spiegata la tecnica del *reverberation mapping* (Sezione 1.2). Seguono la descrizione del programma AGN STORM (Sezione 1.3) e delle proprietà generali della galassia NGC 5548 (Sezione 1.4) e vengono presentati lo scopo e lo schema della tesi (Sezione 1.5).

1.1 Buchi neri supermassicci al centro delle galassie

Numerosi studi hanno evidenziato che le galassie ellittiche e le galassie a disco con sferoide aventi masse $M_{\text{gal}} > 10^{10} M_{\odot}$ sono caratterizzate dalla presenza nel loro nucleo da una concentrazione di massa di $10^6 - 10^9 M_{\odot}$ entro pochi parsec dal centro e che corrisponde al cosiddetto buco nero supermassiccio centrale (SBH, dall'inglese *supermassive black hole*). L'esistenza dei SBH era stata proposta la prima volta per spiegare la luminosità dei quasar e oggi si ritiene che siano la fonte primaria di energia in tutti i tipi di nuclei galattici attivi (Kormendy & Ho 2013).

I SBH sono fattori determinanti per la dinamica, la morfologia, la formazione stellare e l'arricchimento chimico dei nuclei galattici e quindi nel definire tutta la storia dell'evoluzione della galassia ospite. In questa prospettiva il legame tra il SBH centrale e le caratteristiche della galassia ospite è messo in evidenza da diverse relazioni di scala, che ci aiutano a comprendere meglio i fenomeni connessi a questo motore centrale.

La relazione più studiata è certamente quella tra la massa M_{\bullet} del SBH e la dispersione di velocità σ delle stelle, che orbitano nello sferoide in cui si trova il SBH (Ferrarese & Merritt 2000). La pendenza della relazione

$M_{\bullet} - \sigma$ può essere diversa a seconda del metodo utilizzato per la misura della dispersione di velocità e del campione scelto. In ogni caso essa permette di ricavare la massa del SBH con un'accuratezza del 30% da una singola misura della dispersione di velocità dello sferoide. Galassie barrate e non barrate sembrano seguire differenti relazioni $M_{\bullet} - \sigma$ che potrebbero riflettere le differenze strutturali tra gli sferoidi formati per fusione e quelli formati attraverso processi di evoluzione secolare (Graham & Li 2009).

Dalla relazione $M_{\bullet} - \sigma$ e dalla relazione $M_{\bullet} - L_{\text{sfer}}$ tra la massa del SBH e la luminosità L_{sfer} dello sferoide (Kormendy & Richstone 1995) ci si aspetta che M_{\bullet} sia legata alla massa dello sferoide M_{sfer} . La relazione $M_{\bullet} - M_{\text{sfer}}$ è stata confermata da Häring & Rix (2004) con misure dinamiche di M_{sfer} . Greene et al. (2008), studiando un campione di galassie attive prive di sferoide classico e stimando M_{\bullet} con l'equazione del viriale, hanno trovato una deviazione nella relazione $M_{\bullet} - M_{\text{sfer}}$. La presenza dello sferoide potrebbe quindi essere essenziale per la formazione di un SBH.

Oltre ai SBH esistono altri tipi di oggetti centrali massicci come gli ammassi stellari nucleari, che si pensa risiedono in tutte le galassie con $M_{\text{gal}} < 10^{10} M_{\odot}$. Anche per questi oggetti si possono trovare delle relazioni di scala con la loro massa M_{NSC} del tipo $M_{\text{NSC}} - \sigma$ e $M_{\text{NSC}} - M_{\text{sfer}}$. Se queste relazioni hanno la stessa dipendenza di quelle analoghe per la M_{\bullet} allora si può dedurre che SBH e ammassi stellari nucleari potrebbero avere uno scenario di formazione ed evoluzione comune (Ferrarese et al. 2006).

L'esistenza delle relazioni di scala tra M_{\bullet} e le proprietà della galassia ospite indicano quindi che esiste un legame tra i processi di formazione e di evoluzione dei SBH e delle galassie che li ospitano. Nel cercare di definire dei modelli che possano descrivere l'evoluzione di questi oggetti è necessario studiare come evolvono le relazioni di scala. Se M_{\bullet} correla con M_{sfer} allora questa relazione dovrebbe essere valida anche ad alti redshift eventualmente variando in funzione dell'epoca cosmica. Poiché è difficile misurare M_{\bullet} in galassie ad alto redshift, studi di questo tipo portano a risultati contrastanti. Altre relazioni correlano M_{\bullet} con la massa viriale della galassia (Ferrarese et al. 2006), l'indice di Sérsic (Graham & Driver 2007), l'energia di legame gravitazionale (Aller & Richstone 2007) e l'energia cinetica dei moti casuali dello sferoide (Feoli & Mancini 2009). Essa scala debolmente anche con la luminosità totale della galassia, in particolare per le spirali di tipo avanzato (Kormendy & Gebhardt 2001). Nelle galassie vicine e debolmente attive M_{\bullet} correla con il raggio del nucleo (Franceschini et al. 1998). Dalle relazioni $M_{\bullet} - \sigma$ e $V_c - \sigma$ tra la velocità circolare e la dispersione di velocità stellare della galassia (Pizzella et al. 2005) si deduce la dipendenza $M_{\bullet} - V_c$ della massa del buco nero dalla velocità circolare e quindi dalla massa dell'alone di materia oscura, ma studi più recenti (Beifiori et al. 2012) hanno invece

escluso che M_{\bullet} è più connessa alla materia barionica che non a quella oscura.

Non è ancora ben chiaro come sia avvenuta la formazione e come avvenga la crescita in massa dei SBH nei nuclei galattici.

Madau & Rees (2001) ipotizzarono la formazione di buchi neri in un ambiente molto denso, come quello dell'universo primordiale, a partire dai resti di stelle di Popolazione III. Si ritiene che queste siano le prime stelle ad essersi formate nell'universo e che le più massicce, alla fine della loro evoluzione, possano formare buchi neri con massa di circa $100 M_{\odot}$ (Fryer & Kalogera 2001).

Un altro scenario di formazione potrebbe essere quello del collasso gravitazionale di un gas denso. Il raffreddamento del gas nelle protogalassie è poco efficiente e il gas potrebbe collassare formando una stella supermassiccia. Se le condizioni sono tali da innescare le reazioni di fusione nucleare allora la stella potrebbe essere soggetta ad un'ulteriore contrazione fino a collassare in un buco nero. L'involuppo di quest'ultimo potrebbe crescere fino a $10^4 - 10^5 M_{\odot}$ (Begelman et al. 2006).

Anche gli ammassi stellari rappresentano un ambiente di formazione di buchi neri di massa intermedia (Rasio et al. 2004). Alla base di questa ipotesi vi sono i risultati di varie campagne di osservazione, che dimostrano la presenza di ammassi stellari massicci al centro sia delle galassie ellittiche (Côté et al. 2006) che a disco (Böker et al. 2002). Ammassi densi possono contrarsi in tempi paragonabili al tempo di scala dinamico a causa della caduta libera del gas verso il centro sotto l'azione gravitazionale. Se la massa del gas è comparabile a quella dell'ammasso stesso allora il suo nucleo può raggiungere una densità tale da fondersi velocemente. Si genera così un buco nero che potrebbe crescere fino a superare $10^5 M_{\odot}$ (Quinlan & Shapiro 1990). Si possono pertanto identificare questi ammassi come i precursori dei SBH.

Nulla esclude la possibilità che i meccanismi previsti da diversi scenari di formazione possano coesistere.

1.2 Misura della massa dei buchi neri supermassicci

Negli ultimi decenni, i SBH sono stati rivelati in circa 90 galassie quiescenti e in circa 150 galassie attive di tutti i tipi morfologici. A seconda delle caratteristiche della galassia e dei suoi osservabili, esistono diversi metodi per misurare la massa del SBH all'interno del nucleo galattico. Per le galassie quiescenti, in cui non si ha l'accrescimento del SBH, M_{\bullet} può essere ricavata tramite modelli dinamici basati sulla cinematica delle stelle e del gas. Per le

galassie attive si usano principalmente il metodo basato sulla cinematica dei maser d'acqua e la tecnica di *reverberation mapping* (Kormendy & Ho 2013).

I modelli di cinematica del gas sono basati sulla misura spettroscopica della rotazione dei dischi di gas ionizzato e polveri, che si trovano nei nuclei galattici. Le galassie a cui applicare questo metodo devono avere dischi nucleari con una morfologia regolare affinché si possa assumere che il gas si muova su orbite circolari e complanari. L'analisi dei diagrammi posizione-velocità delle righe di emissione dello spettro, ottenuti con osservazioni da terra, permette di identificare quali galassie potrebbero ospitare un SBH attorno al quale ruota un disco in cui il gas si muove su orbite kepleriane (Bertola et al. 1998), ma sono necessarie osservazioni con il telescopio spaziale Hubble per avere la risoluzione angolare sufficiente per misurare M_{\bullet} (Dalla Bontà et al. 2009). Dalle velocità del gas misurate lungo la linea di vista corrette per inclinazione, si ricava la velocità circolare e dunque la distribuzione di massa. Tuttavia il gas può trovarsi in configurazione di non equilibrio per cui si avranno delle orbite non perfettamente circolari. Inoltre, la forza gravitazionale non è l'unica forza in gioco e bisogna tener conto di eventuali flussi di materia e turbolenze. La curva di rotazione deve anche essere corretta tenendo conto del possibile contributo alla dispersione di velocità dovuta ai moti del gas nella *broad line region* (BLR) del nucleo galattico attivo.

I modelli della cinematica stellare vengono utilizzati soprattutto per le galassie povere di gas ionizzato. A partire dalle righe di assorbimento dello spettro galattico è possibile ricavare la distribuzione delle velocità delle stelle lungo la linea di vista (LOSVD) da cui grazie alle equazioni di Jeans o tecniche di sovrapposizione delle orbite si ricava il potenziale e dunque la distribuzione di massa e la stima di M_{\bullet} . Per misurare correttamente M_{\bullet} bisogna tener conto anche dell'anisotropia, cioè della forma delle orbite (Thomas et al. 2013) e del contenuto di materia oscura (Gebhardt & Thomas 2009). Le stime di M_{\bullet} basate sulle equazioni di Jeans richiedono forti semplificazioni, mentre quelle che sfruttano la sovrapposizione delle orbite sono dispendiose dal punto di vista computazionale.

Per la stima di M_{\bullet} per la Via Lattea si utilizzano i moti propri stellari. Infatti solo in questo caso le stelle sono risolte ed è possibile determinare le loro orbite entro pochi parsec dal centro galattico rappresentato dalla sorgente Sgr A*. Misurando il moto proprio, la velocità radiale e la distanza di una stella si ricostruisce il suo moto nell'ipotesi che l'orbita sia kepleriana. Mappando per circa due decenni i moti propri delle stelle orbitanti in prossimità di Sgr A*, si è trovato che la massa del SBH della Via Lattea vale $(4.1 \pm 0.4) \cdot 10^6 M_{\odot}$ (Meyer et al. 2012).

Nelle galassie attive si osservano i cosiddetti maser d'acqua, ovvero delle emissioni di onde elettromagnetiche con polarizzazione uniforme e amplificate,

visibili nella banda delle microonde. Questi sono il risultato di eccitazioni collisionali di gas caldo e polveri interstellari (Neufeld & Melnick 1991). I maser d'acqua si trovano nel toro di polveri che circonda il disco di accrescimento del nucleo galattico attivo e si muovono in moto kepleriano attorno al SBH, di cui quindi si può stimare la massa come nel caso di NGC 4258 dove vale $(3.82 \pm 0.01) \cdot 10^7 M_{\odot}$ (Herrnstein et al. 2005). Il risultato è particolarmente accurato, in virtù della alta risoluzione angolare ottenuta dalle osservazioni radio condotte con il *Very Long Baseline Interferometry* (VLBI). Una delle limitazione nell'utilizzo di questo metodo è che i dischi di maser d'acqua non sono comuni (Braatz et al. 1994) e possono essere osservati solo se il loro piano di rotazione è allineato con la linea di vista.

La tecnica di *reverberation mapping* può essere definita sia un metodo primario che secondario. Infatti si avvale di osservazioni dirette del gas accelerato dal potenziale gravitazionale del SBH, ma la calibrazione assoluta di M_{\bullet} dipende da altri metodi come, ad esempio, dalla relazione $M_{\bullet} - \sigma$. Il metodo consiste nel misurare il tempo di ritardo tra le variazioni osservate nelle curve di luce del continuo e delle righe di emissione allargate originate dalla BLR (Peterson & Bentz 2006). Il nucleo galattico attivo è caratterizzato da un SBH centrale, attorno a cui ruota il disco di accrescimento dal quale proviene l'emissione non termica con spettro continuo. Esternamente a quest'ultimo si trova una struttura toroidale, geometricamente spessa, che contiene la BLR formata da molte nubi fredde di alta densità fotoionizzate e non risolta spazialmente (Peterson 2004). Oltre la zona della BLR si estende la regione detta *narrow line region* (NLR) che a differenza della BLR, avendo un'estensione maggiore, non può essere oscurata dal toro di polveri circostante. Questo metodo di misura non richiede un'alta risoluzione angolare poiché non serve risolvere il raggio di influenza del SBH. La dimensione della BLR è misurata direttamente dal tempo di ritardo e ciò permette di studiare sorgenti a grandi distanze cosmiche, purché il nucleo attivo sia abbastanza brillante per essere rivelato. Tuttavia la geometria della BLR non è nota e di conseguenza sono necessari lunghi tempi di monitoraggio. Questo metodo è applicabile solo a galassie attive di tipo Seyfert 1, ovvero galassie in cui è visibile la BLR.

1.2.1 *Reverberation mapping*

Sin dalla scoperta dei quasar si era osservato che il continuo emesso dai nuclei galattici attivi variava su un tempo scala dell'ordine dei giorni. Successivamente venne trovata anche una variazione dell'intensità delle righe di emissione. Alcuni studi, tra cui quello di Peterson et al. (1983) stabilirono una forte connessione tra le variazioni del continuo e delle righe di emissione che è alla base del *reverberation mapping*.

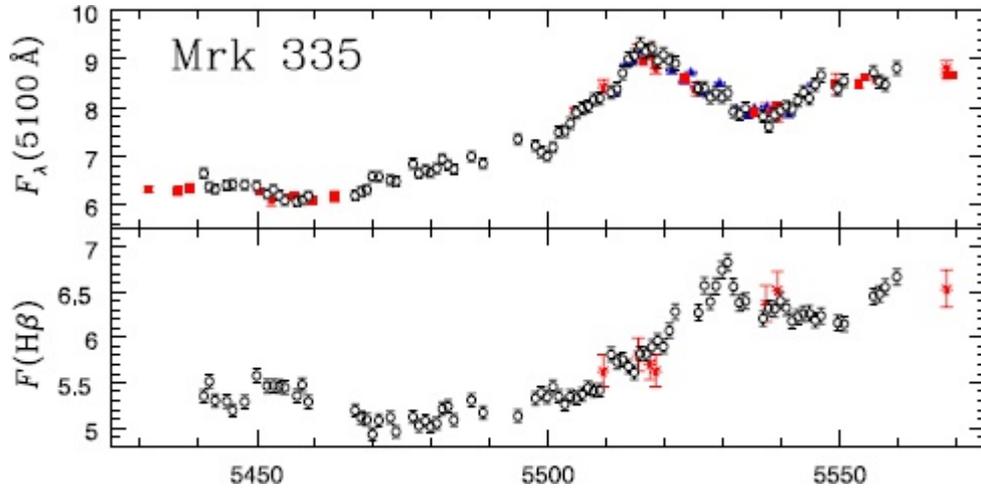


Figura 1.1: Curve di luce del continuo ottico (in alto) e della riga di emissione $H\beta$ allargata (in basso) per NGC 5548 (Peterson 2014). Il flusso del continuo è misurato in unità di $10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$ e il flusso integrato della riga di emissione è misurato in unità di $10^{-13} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. In ascissa è riportato il giorno giuliano JD (-2450000).

Questo metodo di misura di M_{\bullet} si basa su tre assunzioni principali (Peterson 2014):

1. Il continuo si considera essere generato da una sola sorgente puntiforme centrale, perché la regione di emissione del continuo è piccola rispetto a quella della BLR. Inoltre non è necessario assumere che la sorgente centrale emetta isotropicamente.
2. Le righe di emissione rispondono rapidamente alle variazioni del continuo. Dalla Figura 1.1 si vede che la dimensione della BLR è piccola perché il tempo che la luce impiega a percorrere la distanza tra la sorgente puntiforme e la BLR è breve ($\tau_{\text{luce}} \sim 1$ giorno luce). Inoltre la densità del gas è alta ($n_e \sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) perché il tempo di ricombinazione è molto più piccolo ($\tau_{\text{rec}} \sim 0.1$ ora) del tempo che la luce impiega ad arrivare alla BLR. Si nota anche che la BLR è stazionaria, in quanto il suo tempo di scala dinamico ($\tau_{\text{dyn}} \sim 5$ anni) è molto più grande del tempo di monitoraggio ($\tau_{\text{mon}} \sim 1$ mese).
3. Esiste una relazione semplice anche se non necessariamente lineare, tra il flusso del continuo osservato ($\lambda \sim 5100 \text{ \AA}$) e quello del continuo ionizzante ($\lambda < 912 \text{ \AA}$).

Sotto queste semplici assunzioni è possibile definire un modello che descriva la curva di luce delle righe di emissione come una funzione della velocità lungo

la linea di vista. In un tempo pari alla durata del monitoraggio possiamo scrivere il comportamento del continuo $C(t)$ e la risposta $L(V_{\text{LOS}}, t)$ delle righe di emissione in funzione della velocità lungo la linea di vista V_{LOS} tramite le equazioni

$$C(t) = \langle C \rangle + \Delta C(t) \quad (1.1)$$

$$L(V_{\text{LOS}}, t) = \langle L(V_{\text{LOS}}, t) \rangle + \Delta L(V_{\text{LOS}}, t), \quad (1.2)$$

dove $\langle C \rangle$, $\langle L(V_{\text{LOS}}, t) \rangle$, $\Delta C(t)$ e $\Delta L(V_{\text{LOS}}, t)$ rappresentano rispettivamente i valori medi e le variazioni intorno al valor medio del continuo e delle righe di emissione. Su un tempo scala di riverbero, le variazioni del flusso del continuo e delle righe di emissione sono abbastanza piccole e di conseguenza la relazione cercata può essere approssimata da una dipendenza lineare. In termini di tempo di ritardo τ questa relazione può essere scritta nella forma

$$\Delta L(V_{\text{LOS}}, t) = \int \Psi(V_{\text{LOS}}, \tau) \Delta C(t - \tau) d\tau. \quad (1.3)$$

Questa equazione è conosciuta come equazione del trasporto mentre $\Psi(V_{\text{LOS}}, \tau)$ è detta funzione del trasporto. Dal punto di vista pratico $\Psi(V_{\text{LOS}}, \tau)$ altro non è che la mappa velocità-ritardo. Quest'ultima può essere definita come la risposta di una riga di emissione ad un getto istantaneo del continuo al tempo t_0 . L'obiettivo è quello di ottenere $\Psi(V_{\text{LOS}}, \tau)$ dagli osservabili $\Delta C(t)$ e $\Delta L(V_{\text{LOS}}, t)$ e cercare di ricostruire da questa la struttura e la geometria della BLR.

La mappa velocità-ritardo può essere costruita geometricamente a partire dalle posizioni e velocità dello spazio delle fasi a 6 dimensioni della BLR proiettate nelle coordinate osservabili, nella velocità lungo la linea di vista e nel tempo di ritardo relativo alla variazione del continuo.

Si supponga che venga emesso un getto istantaneo dalla sorgente centrale. Un osservatore posto in corrispondenza di tale sorgente vedrà i fotoni del getto viaggiare fino alla distanza R dove incontrano la BLR. Questi verranno assorbiti dalle nubi della BLR risentendo successivamente di un fenomeno di diffusione. Alcuni fotoni verranno riemessi in direzione della sorgente centrale e avranno un tempo di ritardo $\tau = 2R/c$. Si definisce la superficie sferica di raggio R come superficie di ritardo costante (o superficie di isoritardo), in quanto tutti i fotoni delle righe di emissione prodotti da questa saranno osservati con lo stesso tempo di ritardo rispetto al getto continuo.

Per un osservatore a distanza infinita la superficie di isoritardo sarà un paraboloide avente per asse la linea di vista. Nel caso particolare in cui la BRL ha inclinazione $i = 90^\circ$ e le nubi descrivono delle orbite circolari e si muovono con moto di tipo kepleriano, cioè la loro velocità orbitale v_{orb} è proporzionale

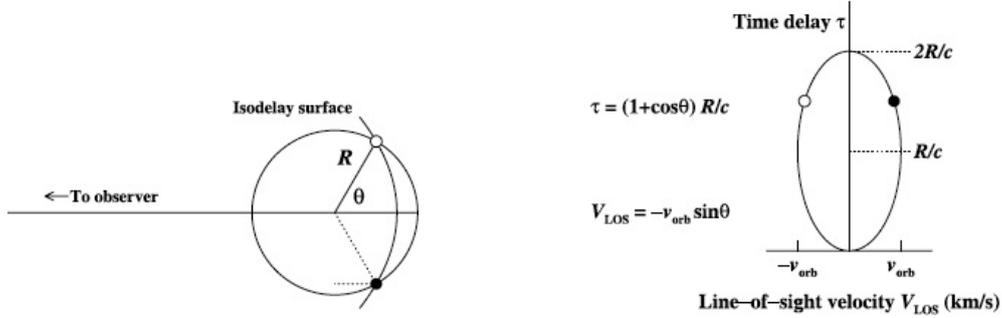


Figura 1.2: A sinistra: una ipotetica BLR che comprende delle nubi che si muovono in senso antiorario su un'orbita circolare di raggio R intorno alla sorgente centrale. La linea tratteggiata rappresenta il percorso che un fotone ionizzante deve fare per arrivare alla nube della BLR posta alle coordinate $(R, -\theta)$ piú il percorso del fotone della riga di emissione necessario a raggiungere la stessa distanza dall'osservatore della sorgente dello spettro continuo. A destra: la stessa BLR circolare proiettata nelle coordinate osservabili velocità orbitale v_{orb} e tempo di ritardo τ e rappresenta una semplice mappa velocità-ritardo.

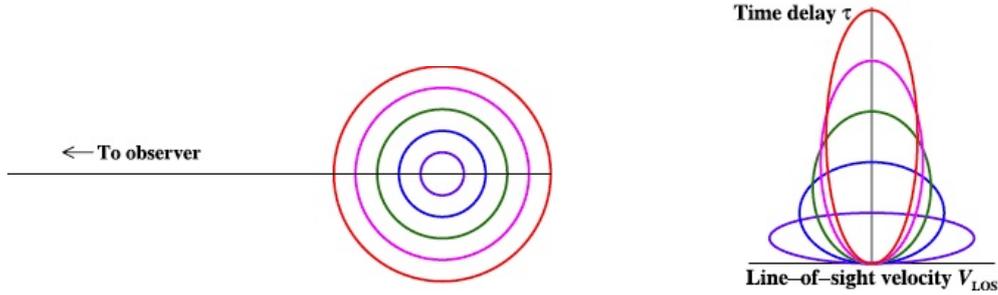


Figura 1.3: A sinistra: una ipotetica BLR costituita da piú anelli circolari concentrici di diverso raggio R a cui corrispondono i diversi colori. A destra: la proiezione nelle coordinate osservabili come nella Figura 1.2 per ogni anello della BLR. Si nota come l'orbita kepleriana si appiattisce al diminuire del tempo di ritardo.

a $R^{-1/2}$. Si possono mappare i punti rappresentativi delle nubi in coordinate polari (R, θ) nel diagramma delle fasi avente in ascissa il tempo di ritardo τ e in ordinata la velocità lungo la linea di vista $V_{\text{LOS}} = v_{\text{orb}} \sin \theta \sin i$ (Figura 1.2). Il tempo di ritardo misurato è dato dalla somma dei cammini che i fotoni delle righe di emissione devono percorrere in piú rispetto ai fotoni del continuo per arrivare all'osservatore e può essere scritto nella forma generale come

$$\tau = \frac{(1 + \cos \theta) R}{c}. \quad (1.4)$$

I punti rappresentativi della BLR nello spazio delle fasi descrivono delle

ellissi. Questa geometria può essere estesa a quella di un disco, pensato come l'insieme di tanti anelli concentrici di diverso raggio R a cui corrispondono delle diverse superfici di isoritardo (Figura 1.3). Il tempo di risposta medio per ogni anello è

$$\tau = \frac{\int \tau \Psi(\tau) d\tau}{\int \Psi(\tau) d\tau} = \frac{R}{c}. \quad (1.5)$$

I primi risultati della tecnica di *reverberation mapping* hanno dimostrato che le righe ad alta ionizzazione hanno ritardi più piccoli rispetto a quelli a bassa ionizzazione. Questo potrebbe implicare una stratificazione per ionizzazione della BLR. La parte variabile delle righe di emissione può essere isolata costruendo lo scarto quadratico medio del residuo dello spettro. Da questo si trova che le righe ad alta ionizzazione sono più allargate di quelle a bassa ionizzazione. Dunque il ritardo τ varia con la larghezza della riga σ secondo la relazione $\tau \propto \sigma^{-2}$, che rappresenta la relazione viriale aspettata se la dinamica della BLR è dominata dal potenziale gravitazionale della sorgente centrale. Da questo risultato allora possiamo stimare la massa del buco nero

$$M_{\bullet} = f \left(\frac{\sigma^2 R}{G} \right) \quad (1.6)$$

dove σ è la larghezza della riga e $R = c\tau$ è il raggio di riverbero. Il parametro adimensionale f parametrizza gli effetti sconosciuti della BLR, quali la geometria, la cinematica e l'orientazione. La mappa velocità-ritardo permette di modellare la dinamica della BLR in modo tale da ottenere M_{\bullet} o equivalentemente il parametro f . Se non vi sono misure dirette della massa del SBH, si è soliti usare la relazione $M_{\bullet} - \sigma$ per ottenere una stima di f . Ad esempio, assumendo che la relazione sia la stessa per le galassie quiescenti e attive si trova un valore medio di $f \simeq 5$ (Park et al. 2012). Questa calibrazione è valida statisticamente, ma non vale per sorgenti individuali di cui è sconosciuta la geometria e l'inclinazione. Ancora non è chiaro se la pressione di radiazione sia trascurabile nella dinamica della BLR o se invece contribuisca in maniera significativa alla stima della massa del SBH (Netzer & Marziani 2010). La pressione ha un contributo radiale dello stesso tipo della gravità, ovvero dipende anch'essa da R^{-2} e quindi i contributi delle due forze risultano pertanto indistinguibili. Ignorando la pressione di radiazione si sottostima la massa del SBH.

Esiste una relazione tra la dimensione lineare R della BLR e la luminosità del nucleo galattico attivo L secondo la proporzionalità $R \propto L^{1/2}$. Grazie a questa relazione è possibile stimare la massa del SBH da un singolo spettro, mentre il monitoraggio richiederebbe un minimo di 30 – 50 osservazioni. Si definisce il parametro di ionizzazione U come il rapporto tra la densità di

fotoni ionizzanti e la densità delle particelle nella regione irradiata della nube

$$U = \frac{Q(H)}{4\pi R^2 n_e c} \quad (1.7)$$

dove n_e è la densità di particelle e $Q(H)$ è il tasso al quale i fotoni che ionizzano l'idrogeno sono prodotti dalla sorgente centrale a distanza R . La somiglianza degli spettri di nuclei galattici attivi che hanno magnitudine diversa (Vanden Berk et al. 2004) suggerisce che U e n_e siano simili per tutti gli oggetti. Assumendo che $L \propto Q(H)$ si trova allora che $R \propto L^{1/2}$. La prima osservazione che definì bene la relazione $R - L$ è dovuta a Kaspi et al. (2000), che trovò $R \propto L^{0.7}$. La riga di emissione che solitamente viene usata per calibrare la relazione è quella dell' $H\beta$. Tuttavia, un numero limitato di osservazioni sembra indicare che una relazione simile a quella che lega l' $H\beta$ con il continuo ottico del nucleo galattico attivo si ha tra la riga C IV $\lambda 1549$ e il continuo UV (Kaspi et al. 2007). L'utilizzo della riga C IV $\lambda 1549$ rende possibile l'applicazione del metodo anche a oggetti che si trovano a grandi redshift, perché la riga in questo caso si troverà spostata nel dominio ottico che solitamente è quello osservato.

Emergono però dei problemi nella stima indiretta della massa dei SBH. La larghezza della riga si misura dallo scarto quadratico medio del residuo dello spettro, ma quest'ultimo non tiene conto della NLR e del continuo della galassia. Inoltre gli spettri ottenuti dalle campagne di osservazione hanno generalmente un basso rapporto segnale-rumore (S/N) per cui si hanno errori sistematici. Spesso si utilizza come stima la larghezza della riga a metà altezza (FWHM, dall'inglese *full width at half maximum*) che generalmente è più facile da misurare. Le masse ricavate tramite la tecnica di *reverberation mapping* sono calibrate utilizzando la dispersione della riga σ . L'interpolazione risulta però più complicata quando le righe non hanno un profilo gaussiano poiché non si può usare la relazione $\text{FWHM}/2.35 = \sigma$. L'utilizzo della FWHM può portare rispettivamente ad una sottostima o a una sovrastima della massa del SBH quando si interpolano righe strette o righe larghe, mentre nel caso in cui si utilizzi σ questo effetto si riduce.

1.3 Il programma di osservazione *AGN Space Telescope and Optical Reverberation Mapping* (AGN STORM)

Il programma di osservazione *AGN Space Telescope and Optical Reverberation Mapping Program* (AGN STORM, P.I. Bradley M. Peterson) si propone di calibrare il metodo del *reverberation mapping* monitorando quotidianamente, per almeno 6 mesi, con osservazioni spettroscopiche e fotometriche la variabilità del continuo e delle righe di emissione dello spettro della galassia NGC 5548 (Figura 1.4).

Questo oggetto è stato scelto perché, ad oggi, risulta la galassia di tipo Seyfert 1 meglio studiata sia nella banda ottica che in quella ultravioletta. Si adatta bene al metodo del *reverberation mapping* per la sua forte luminosità e per il fatto che nello spettro ottico non ci sono intense righe di assorbimento sovrapposte alle righe di emissione della BLR che si vogliono analizzare. Inoltre la sua variabilità è ben monitorata da oltre vent'anni, senza che mai si sia osservato un periodo di quiescenza (Peterson et al. 2013).

Il programma AGN STORM ha come obiettivo primario quello di costruire la mappa velocità-ritardo per la riga di emissione C IV $\lambda 1549$ per poter determinare per la prima volta la struttura e la cinematica delle righe di emissione in banda UV del gas che si trova in prossimità di un nucleo galattico attivo. La campagna di monitoraggio ha utilizzato l'*Hubble Space Telescope* (HST) in contemporanea ad altri telescopi da terra, tra cui il telescopio Galileo dell'Osservatorio Astrofisico di Asiago. I telescopi utilizzati per la campagna spettroscopica e fotometrica sono elencati nelle Tabelle 1.1 e 1.2.

Il ricorso a HST è fondamentale, perché la mappa velocità-ritardo per le righe di emissione dell'UV non può essere costruita con osservazioni da terra. Le righe di emissione in banda UV sono particolarmente utili perché permettono di verificare l'esistenza dei SBH a redshift $z > 1.5$. La mappa velocità-ritardo costruita mediante l'utilizzo di dati nella banda UV terrà conto anche della risposta non lineare della BLR (Cackett & Horne 2006). Il flusso del continuo UV varia molto più di quello del continuo ottico ed è meno affetto dal contributo dalla luce stellare. Nella banda UV si traccia meglio il continuo ionizzante che sta alla base delle righe di emissione. Inoltre, le righe di emissione UV allargate sono più intense e rispondono più rapidamente alle variazioni del continuo in un nucleo galattico attivo. I risultati, che si otterranno, saranno in grado di definire una distinzione tra la regione della BLR che genera le righe di emissione e quella che genera le righe della serie di Balmer.

Tabella 1.1: Telescopi usati per la campagna spettroscopica del programma AGN STORM.

| Sigla (1) | Diametro (2) | Telescopio (3) |
|---------------|-----------------|---|
| MDM | 1.3 m | McGraw-Hill Telescope, Kitt Peak (AZ), Stati Uniti |
| ARC | 3.5 m | Astrophysical Research Consortium Telescope, Apache Point (NM), Stati Uniti |
| ASIAGO | 1.22 m | Telescopio Galileo, Asiago, Italia |
| CRAO | 2.6 m | G. A. Shajn Telescope, Nauchny, Crimea |
| LICK | 3 m | C. Donald Shane Telescope, Mt. Hamilton (CA), Stati Uniti |
| NOTS | 2.5 m | Nordic Optical Telescope, La Palma, Spagna |
| WIRO | 2.3 m | Wyoming Infrared Observatory Telescope, Mt. Jelm (WY), Stati Uniti |
| LTFS | 2 m | Liverpool Telescope, La Palma, Spagna |
| HST | 2.4 m | Hubble Space Telescope + Cosmic Origins Spectrograph |
| CXO | 1.2 m | Chandra Advanced CCD Imaging Spectrometer-S / Low Energy Transmission Grating |

NOTE: Col.(1): sigla identificativa. Col.(2): apertura del telescopio. Col.(3): nome e luogo del telescopio.

Tabella 1.2: Telescopi usati per la campagna fotometrica del programma AGN STORM.

| Sigla (1) | Diametro (2) | Telescopio (3) |
|--------------------|-----------------|--|
| XRT | 0.5 m | Swift X-Ray Telescope |
| LTIM | 2 m | Liverpool Telescope, La Palma, Spagna |
| BOAO | 1.8 m | Bohyunsan Optical Astronomy Observatory 1.8-m Telescope, Mt. Bohyun, Corea del Sud |
| CRAO AZT-8 | 0.7 m | AZT-8 Telescope, Crimea, Ucraina |
| CRAO AZT-11 | 1.3 m | AZT-11 Telescope, Crimea, Ucraina |
| FWO | 0.4 m | Fountainwood Observatory Telescope, Georgetown (TX), Stati Uniti |
| GHO | 2.1 m | Guillermo Haro Observatory Telescope, Sonora, Messico |
| LOAO | 1 m | Mt. Lemmon Optical Astronomy Observatory Telescope, Mt. Lemmon (AZ), Stati Uniti |
| HLCO | 0.5 m | RC Optical Systems Telescope, Rutledge (GA), Stati Uniti |
| RCT | 1.3 m | Remotely Controlled Telescope, Kitt Peak (AZ), Stati Uniti |
| WC18 | 0.5 m | Centurion 18 Telescope, Mitzpe Ramon, Israele |
| WKU | 0.6 m | Bell Observatory Telescope, Western Kentucky University (KY), Stati Uniti |
| WMO | 0.9 m | Brigham Young University 0.9-m Telescope, West Mountain (UT), Stati Uniti |
| ESO | 2.2 m | ESO 2.2-m Telescope, La Silla, Cile |
| IRIS | 0.8 m | Infrared Imaging System, Cerro Armazones, Cile |
| LCO1m | 1 m | Las Cumbres Observatory Global 1-m Telescope, Goleta (CA), Stati Uniti |
| LCO2m | 2 m | Las Cumbres Observatory Global 2-m Telescope, Goleta (CA), Stati Uniti |
| MO15 | 1.5 m | AZT-22 Telescope, Tashkent, Uzbekistan |
| MLO | 1 m | Mount Laguna Observatory Telescope, Mount Laguna (CA), Stati Uniti |
| IRAC | 0.9 m | Spitzer Space Telescope, Infrared Array Camera imager |
| UVOT | 0.3 m | Swift UV/Optical Telescope |

NOTE: Col.(1): sigla identificativa. Col.(2): apertura del telescopio. Col.(3): nome e luogo del telescopio.

Dal modello della mappa velocità-ritardo si potranno ottenere informazioni sulle condizioni fisiche (densità di volume e di colonna) sulla geometria (raggio e orientazione) e sulla cinematica (velocità lungo la linea di vista) della BLR. HST ha usato lo spettrografo *Cosmic Origins Spectrograph* (COS) visto che ha un'alta capacità di trasmissione proprio in corrispondenza della riga C IV $\lambda 1549$.

Se il programma avrà successo allora sarà possibile avere per la prima volta una accurata mappa velocità-ritardo ottenuta simultaneamente dalle righe di emissione UV e dalle righe di emissione ottiche per un nucleo galattico attivo. Si capirà la struttura, l'orientazione e la cinematica del gas che caratterizza la BLR di un nucleo galattico attivo. Di conseguenza sarà possibile conoscere l'origine fisica delle righe di emissione del gas, capire in maniera quantitativa le incertezze sulla misura di M_{\bullet} basate sul metodo di *reverberation mapping* e infine identificare i processi dinamici su scale dei microarcosecondi. Sarà possibile definire quale ruolo gioca il gas della BLR nell'alimentare il nucleo galattico attivo e/o i getti.

1.4 Proprietà di NGC 5548

NGC 5548 (nota anche come UGC 9149) è classificata da de Vaucouleurs et al. (1991, RC3) come una galassia a spirale non barrata di tipo (R')SA0/a(s) e da Sandage & Tammann (1981) come Sa. Secondo la descrizione di Sandage & Bedke (1997, Tavola 65), questa galassia ha un nucleo stellare non risolto. Presenta bracci di spirale multipli e frammentati connessi direttamente al bordo dello sferoide, tra i quali, i più esterni sono quasi circolari con un avvolgimento di 180° . Nelle immagini di piccola scala il braccio di spirale esterno più brillante sembra un anello incompleto, ciò spiega la classificazione di RC3. NGC 5548 è ad una distanza $d = 73.3$ Mpc, assumendo $H_0 = 73$ km s^{-1} Mpc $^{-1}$ e calcolata dalla velocità di recessione, corretta per moti relativi e riferita al fondo cosmico di microonde, pari a $v = 5354$ km s^{-1} . Il redshift è $z = 0.018$ e la galassia appartiene al gruppo LGG 381 con NGC 5559 e NGC 5610 (Garcia 1993). NGC 5548 ha una magnitudine totale apparente in banda B pari a $B_T = 13.30$ mag. Dalla B_T corretta per inclinazione ed estinzione delle $B_T^0 = 12.81$ mag si ricava il modulo di distanza $|B_T^0 - M_{B,T}^0| = 32.33$. La magnitudine assoluta in banda B risulta essere $M_{B,T}^0 = -21.52$ mag. I semiassi maggiore e minore dell'isofota di brillantezza superficiale pari a $\mu_B = 25$ mag arcsec $^{-2}$ sono $D_{25} \times d_{25} = 86.7$ arcsec \times 77.3 arcsec che corrispondono a 30.8 kpc \times 27.5 kpc alla distanza considerata. NGC 5548 è una galassia attiva di tipo Seyfert 1.5 (Veron-Cetty & Veron 2006) e lo spettro ottico e ultravioletto del suo nucleo è mostrato nelle Figure 1.5 e 1.6.



Figura 1.4: Immagine a falsi colori di NGC 5548 estratta dall'archivio della *Sloan Digital Sky Survey Data Release 10* nelle bande u, g, r, i, z . Il campo di vista è di (204.8×204.8) arcsec² con il Nord in alto e l'Est a sinistra.

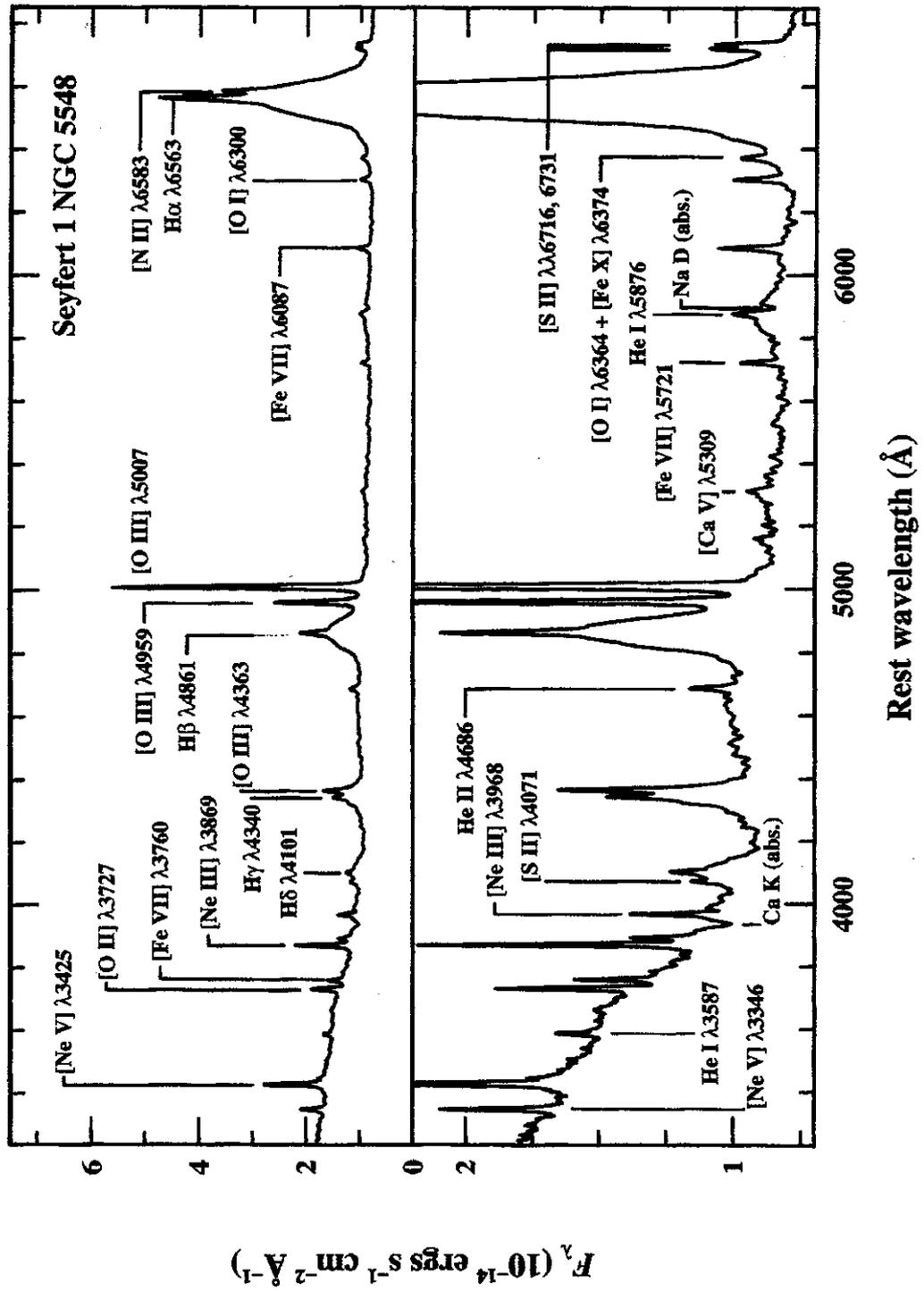


Figura 1.5: Spettro ottico della galassia NGC 5548 (Peterson 2007).

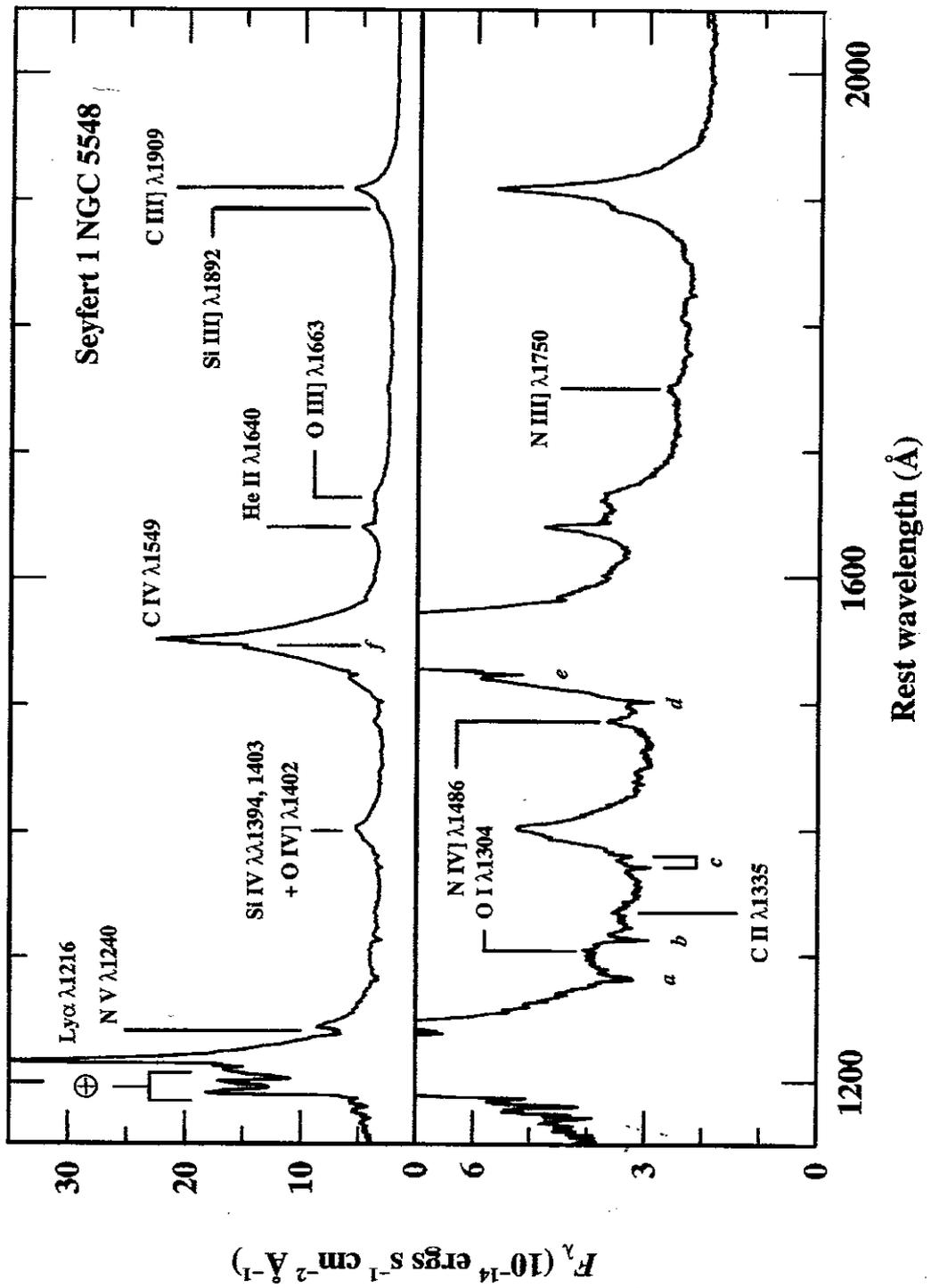


Figura 1.6: Spettro ultravioletto della galassia NGC 5548 (Peterson 2007).

1.5 Scopo e schema della tesi

Lo scopo di questa tesi è quello di misurare il flusso del continuo ottico a 5100 \AA e della componente larga della riga di emissione $H\beta$ negli spettri della galassia NGC 5548 ottenuti con il telescopio Galileo dell'Osservatorio Astrofisico di Asiago durante il programma di osservazione AGN STORM.

- Nel primo capitolo vengono introdotti i buchi neri supermassicci al centro delle galassie e presentati i metodi per la misura della loro massa con una descrizione più approfondita della tecnica del *reverberation mapping*. Viene presentato il programma di osservazione AGN STORM e vengono descritte le proprietà generali della galassia NGC 5548.
- Nel secondo capitolo viene descritta la configurazione strumentale utilizzata per l'acquisizione dei dati spettroscopici e viene illustrato il programma di osservazione AGN STORM condotto da Asiago con la spiegazione della procedura per l'acquisizione degli spettri.
- Nel terzo capitolo viene spiegato il procedimento per la riduzione dei dati spettroscopici e vengono descritte le misure dei flussi del continuo ottico a 5100 \AA e della riga di emissione $H\beta$ degli spettri di NGC 5548.
- Nel quarto capitolo viene sintetizzato il lavoro svolto con un'analisi dei risultati ottenuti e una discussione delle conclusioni con i possibili sviluppi futuri di questo lavoro.

Capitolo 2

Acquisizione dei dati

In questo capitolo viene descritta la configurazione strumentale utilizzata per l'acquisizione dei dati spettroscopici (Sezione 2.1) e viene illustrato il programma di osservazione AGN STORM condotto da Asiago con la spiegazione della procedura per l'acquisizione degli spettri (Sezione 2.2).

2.1 Configurazione strumentale

Le osservazioni sono state effettuate con il telescopio Galileo presso l'Osservatorio Astrofisico di Asiago (altitudine: 1045 m, longitudine: E 11°31'35", latitudine: +45°51'59").

Il telescopio ha una configurazione ottica di tipo Cassegrain con uno specchio primario parabolico di diametro $d_1 = 122$ cm accoppiato ad un secondario iperbolico di diametro $d_2 = 52$ cm. Lo specchio primario ha un peso di circa 600 kg ed uno spessore di 21 cm e al suo centro è praticato un foro di 19 cm di diametro, attraverso il quale i raggi riflessi dallo specchio secondario arrivano alla camera posta nella parte inferiore dell'asse del telescopio. La lunghezza focale dello specchio primario è $f_1 = 600$ cm, quella del secondario è $f_2 = 456$ cm. Il telescopio in configurazione Cassegrain ha quindi una lunghezza focale equivalente $f = 1200$ cm a cui corrisponde un rapporto focale $f/10$. La scala spaziale del telescopio è 17.2 arcsec mm^{-1} .

La montatura è di tipo equatoriale all'inglese con due sostegni collegati da una travatura di ferro, rivestita in cemento, che poggia direttamente sulla roccia, al fine di conferire allo strumento la migliore stabilità.

Il telescopio è collocato in una struttura in pietra ed è protetto da una cupola girevole. La cupola ha un diametro esterno di 15 m e un diametro interno di 14 m e si può aprire, tramite portelloni, fino a 3.7 m.

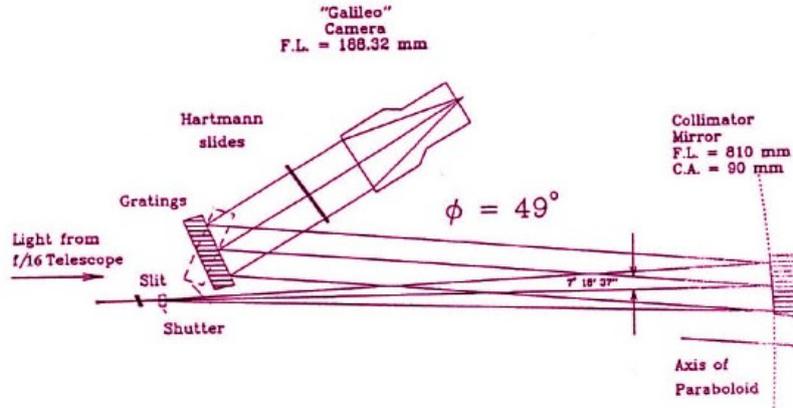


Figura 2.1: Schema ottico dello spettrografo Boller & Chivens montato al telescopio Galileo.

Tabella 2.1: Specifiche tecniche dei reticoli utilizzabili con lo spettrografo Boller & Chivens.

| Reticoli [tr mm ⁻¹] | θ_{blaze} | λ_{blaze} [Å] | Dispersione | | R | σ |
|------------------------------------|-------------------------|---------------------------------|-----------------------|--------------------------|------|-----------------------|
| (1) | (2) | (3) | [Å mm ⁻¹] | [Å pixel ⁻¹] | (6) | [km s ⁻¹] |
| | | | (4) | (5) | | (7) |
| 150 | 2°09' | 5000 | 328.5 | 4.43 | 270 | 1110 |
| 300 | 4°18' | 5000 | 166.8 | 2.25 | 555 | 540 |
| 600 | 8°38' | 4500 | 85.2 | 1.15 | 1050 | 286 |
| 1200 | 26°45' | 6825 | 44.3 | 0.60 | 4265 | 70 |

NOTE: Col.(6): potere risolutivo alla lunghezza d'onda λ_{blaze} e riferito alla fenditura con larghezza di 250 μm . Col.(7): risoluzione strumentale alla lunghezza d'onda λ_{blaze} .

Al telescopio è montato lo spettrografo a reticolo Boller & Chivens, il cui schema ottico è riportato in Figura 2.1. Lo spettrografo presenta una fenditura lunga dietro la quale è fissato uno specchio parabolico fuori asse di 90 mm di diametro e lunghezza focale di 810 mm, che collima il fascio di luce riflesso e lo direziona verso il reticolo. La fenditura è posizionata sul piano focale Cassegrain del telescopio ed ha una lunghezza di 28 mm e un'apertura variabile fino a 1 mm. La parte della fenditura rivolta verso il fascio di luce entrante ha una superficie riflettente, che permette di far arrivare i raggi alla camera guida che viene utilizzata per puntare e seguire gli oggetti da osservare. Vi sono a disposizione 4 reticoli con dispersione che varia da 42 Å mm⁻¹ a 339 Å mm⁻¹. Le specifiche tecniche dei reticoli sono riportate nella Tabella 2.1.

Il fascio di luce dispersa arriva alla Dioptric Blue Galileo Camera posta alla distanza focale di 188.32 mm. La camera utilizza attualmente il CCD Andor iDus DU440 da (2048×512) pixel² con dimensioni di (27.6×6.9) mm². Ogni *pixel* ha un'area di (13.5×13.5) μm². Il CCD ha un rumore di lettura di $3.4 e^-$ rms e un guadagno di $0.97 e^-$ ADU⁻¹. La scala del CCD è di 1 arcsec pixel⁻¹.

2.2 Programma delle osservazioni e acquisizione dei dati spettroscopici

Il telescopio Galileo dell'Osservatorio Astrofisico di Asiago ha partecipato alla campagna AGN STORM eseguendo osservazioni spettroscopiche nell'ottico di NGC 5548. Le osservazioni sono state effettuate in un periodo che va dal 1 gennaio al 15 marzo 2014 con lo scopo di ottenere ogni notte almeno uno spettro della galassia NGC 5548 e della stella standard spettrofotometrica Feige 34.

La galassia NGC 5548 ha coordinate $\alpha = 14^{\text{h}}18^{\text{m}}00.1^{\text{s}}$ e $\delta = +25^{\circ}08'12''$ (J2000.0, RC3), la stella Feige 34 ha invece $\alpha = 10^{\text{h}}39^{\text{m}}36.7^{\text{s}}$ e $\delta = +43^{\circ}06'09''$ (J2000.0, NED) e quindi sono osservabili da Asiago nella seconda parte della notte a gennaio e nella prima parte della notte a marzo come si deduce dai diagrammi di osservabilità mostrati in Figura 2.2 e 2.3 e riferiti al periodo iniziale e finale del monitoraggio da Asiago.

Il programma prevedeva di effettuare 3 esposizioni di NGC 5548 con un tempo $t_{\text{exp}} = 1200$ s ciascuna per ogni notte di osservazione. Le esposizioni successive alla prima dovevano essere effettuate spostando leggermente (~ 10 pixel) l'oggetto lungo la fenditura per evitare problemi con i *pixel* non funzionanti del CCD. Per la stella Feige 34 erano richieste 2 esposizioni con $t_{\text{exp}} = 300$ s senza spostamento lungo la fenditura.

Per le osservazioni si è deciso di montare lo spettrografo Boller & Chivens con il reticolo da 300 tr mm^{-1} ad un angolo di $5^{\circ}30'$ per selezionare l'intervallo di lunghezze d'onda comprese tra $3300 - 7900 \text{ \AA}$. La fenditura doveva essere posizionata in direzione Nord-Sud con larghezza di 291 \mu m ($\simeq 5$ arcsec). Per calibrare gli spettri sono state prese 10 immagini di *bias*, 10 spettri di *flat-field* di una lampada al quarzo con $t_{\text{exp}} = 2$ s e lo spettro di una lampada di confronto HeFeAr con $t_{\text{exp}} = 10$ s, verificando per quest'ultimo che sul *pixel* di ascissa $x = (1150 \pm 10)$ cadesse la riga dell'He I di $\lambda = 5875.6 \text{ \AA}$.

Nella Tabella 2.2 è riportata la lista delle notti e degli osservatori che hanno ottenuto gli spettri di NGC 5548.

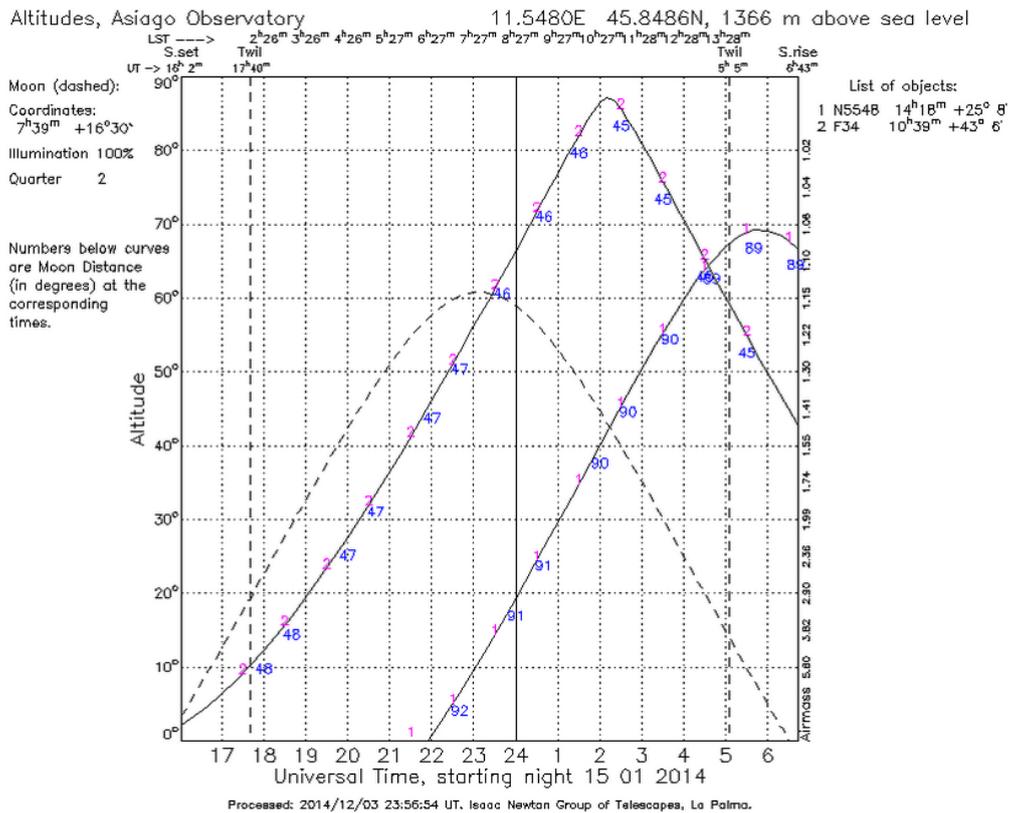


Figura 2.2: Diagramma di osservabilità riferito al 15 gennaio 2014 per la galassia NGC 5548 e la stella Feige 34. Sulle ascisse in basso è riportato il tempo universale in ore, mentre in alto è indicato il corrispondente tempo siderale in ore e minuti. In ordinata a sinistra è indicata l'altezza dell'oggetto sopra l'orizzonte in gradi, mentre a destra è riportata la corrispondente massa d'aria. Le due linee verticali tratteggiate indicano l'inizio e la fine della notte astronomica. Ai due angoli in alto del diagramma è segnata l'ora di tempo universale del tramontare (a sinistra) e del sorgere (a destra) del Sole. La curva tratteggiata è riferita all'osservabilità della Luna e di questa sono anche specificate in alto a sinistra le coordinate, la percentuale di illuminazione e la fase lunare. Le curve 1 e 2 sono riferite all'osservabilità di NGC 5548 e Feige 34 rispettivamente. I numeri sotto queste due curve indicano la loro distanza angolare dalla Luna in gradi.

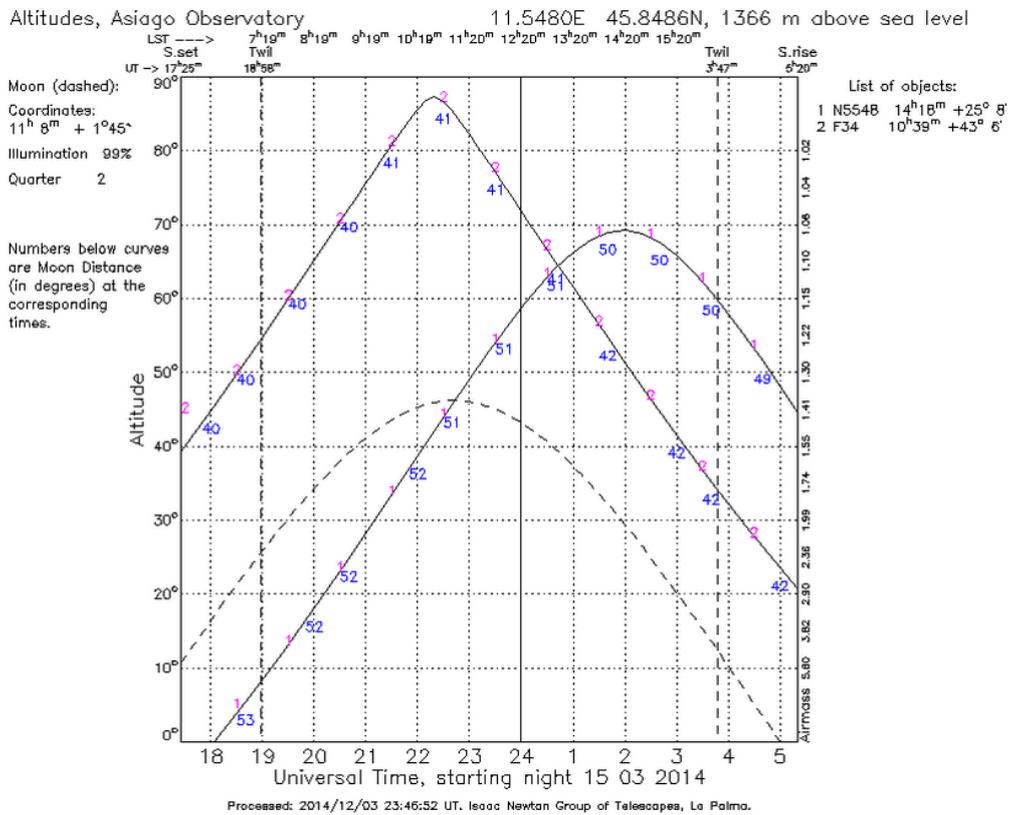


Figura 2.3: Come in Figura 2.2 ma per il 15 marzo 2014.

Tabella 2.2: Quaderno delle osservazioni spettroscopiche di NGC 5548 condotte con il telescopio Galileo per il programma AGN STORM.

| Data (1) | # spettri (2) | Osservatore (3) |
|-------------|------------------|------------------------|
| 05.01.2014 | 1 × 1200 | Dalla Bontà – Corsini |
| 11.01.2014 | 6 × 1200 | Siviero |
| 12.01.2014 | 3 × 1200 | Siviero |
| 14.01.2014 | 3 × 1200 | Ochner |
| 15.01.2014 | 1 × 1200 | Corsini - Dalla Bontà |
| 21.01.2014 | 3 × 1200 | Ochner |
| 24.01.2014 | 3 × 1200 | Dalla Bontà |
| 25.01.2014 | 1 × 1200 | Dalla Bontà – Corsini |
| 28.01.2014 | 3 × 1200 | Ochner |
| 06.02.2014 | 3 × 1200 | Dalla Bontà – Peterson |
| 12.02.2014 | 4 × 1200 | Pizzella |
| 17.02.2014 | 4 × 1200 | Ochner |
| 22.02.2014 | 3 × 1200 | Dalla Bontà – Rubino |
| 23.02.2014 | 3 × 1200 | Dalla Bontà |
| 24.02.2014 | 3 × 1200 | Siviero |
| 05.03.2014 | 3 × 1200 | Siviero |
| 06.03.2014 | 3 × 1200 | Ochner |
| 07.03.2014 | 3 × 1200 | Dalla Bontà |
| 08.03.2014 | 3 × 1200 | Siviero |
| 09.03.2014 | 3 × 1200 | Siviero |
| 11.03.2014 | 3 × 1200 | Ochner |
| 12.03.2014 | 3 × 1200 | Ochner |
| 13.03.2014 | 3 × 1200 | Corsini - Dalla Bontà |

NOTE: Col.(2): numero e tempo di esposizione in secondi degli spettri ottenuti nel corso della notte.

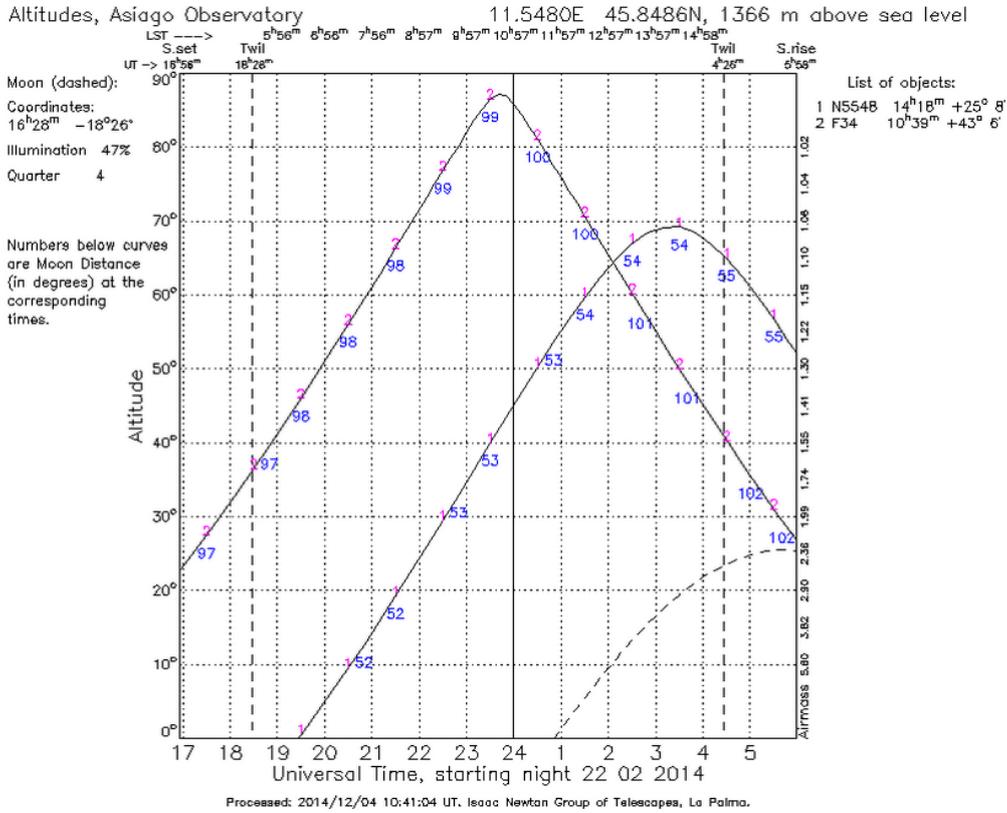


Figura 2.4: Come in Figura 2.2 ma per il 23 febbraio 2014.

I dati di questa tesi sono stati raccolti durante la notte tra il 22 e il 23 febbraio 2014. In condizioni metereologiche favorevoli a partire dalle ore 23:36 T.U. sono stati presi alternativamente uno spettro di NGC 5548 e uno spettro della lampada HeFeAr, rispettivamente con tempo di esposizione di 1200 s e 10 s, per un totale di 6 spettri. L'altezza della galassia è variata tra 40° e 50° in tutta la durata dell'acquisizione dei dati. A seguire sono stati presi gli spettri della stella Feige 34 con il relativo spettro della lampada HeFeAr, con tempi di esposizione rispettivamente di 300 s e 10 s. La stella è stata osservata dopo la galassia poiché NGC 5548 aveva già un'altezza superiore a 40°. Il cielo è rimasto sereno per tutta la durata dell'osservazione con un *seeing* pari a $\text{FWHM} \simeq 4$ arcsec, ottenuto dall'interpolazione con una funzione gaussiana dello spettro della stella di guida con esposizione di 3 s. Infine sono anche state prese 10 immagini di *bias* e 10 spettri di *flat-field*, quest'ultimi con un tempo di 2 s ciascuno. Nella Tabella 2.3 è presentato il quaderno delle osservazioni della notte del 22 febbraio 2014 e nella Figura 2.4 il diagramma di osservabilità di NGC 5548 e Feige 34 per la stessa notte.

Tabella 2.3: Quaderno delle osservazioni spettroscopiche del 22 febbraio 2014.

| (1) | Data [gg.mm.aaaa] | T.U. [hh:mm] | Oggetto (4) | t_{exp} [s] | Osservatore (6) | Reticolo [tr mm ⁻¹] | θ [°] | Fenditura [μm] | P.A. [°] | H [°] | FWHM [arcsec] |
|-------|----------------------|-----------------|----------------|-------------------------|----------------------|------------------------------------|-----------------|--------------------------------|-------------|----------|------------------|
| (1) | (2) | (3) | (4) | (5) | (6) | (7) | (8) | (9) | (10) | (11) | (12) |
| 36558 | 22.02.2014 | 23:36 | NGC 5548 | 1200 | Dalla Bontà - Rubino | 300 | 5.5 | 291 | 0 | 41 | 4.5 |
| 36559 | 22.02.2014 | 23:58 | HeFeAr | 10 | Dalla Bontà - Rubino | 300 | 5.5 | 291 | 0 | ... | ... |
| 36560 | 22.02.2014 | 00:00 | NGC 5548 | 1200 | Dalla Bontà - Rubino | 300 | 5.5 | 291 | 0 | 45 | 4.5 |
| 36561 | 23.02.2014 | 00:20 | HeFeAr | 10 | Dalla Bontà - Rubino | 300 | 5.5 | 291 | 0 | ... | ... |
| 36562 | 23.02.2014 | 00:22 | NGC 5548 | 1200 | Dalla Bontà - Rubino | 300 | 5.5 | 291 | 0 | 49 | 4.0 |
| 36563 | 23.02.2014 | 00:42 | HeFeAr | 10 | Dalla Bontà - Rubino | 300 | 5.5 | 291 | 0 | ... | ... |
| 36564 | 23.02.2014 | 00:45 | HeFeAr | 10 | Dalla Bontà - Rubino | 300 | 5.5 | 291 | 0 | ... | ... |
| 36565 | 23.02.2014 | 00:51 | Feige 34 | 300 | Dalla Bontà - Rubino | 300 | 5.5 | 291 | 0 | 77 | 4.5 |
| 36566 | 23.02.2014 | 00:57 | Feige 34 | 300 | Dalla Bontà - Rubino | 300 | 5.5 | 291 | 0 | 76 | 4.5 |
| 36567 | 23.02.2014 | 01:02 | HeFeAr | 10 | Dalla Bontà - Rubino | 300 | 5.5 | 291 | 0 | ... | ... |
| 36568 | 23.02.2014 | 01:04 | Bias | 0 | Dalla Bontà - Rubino | 300 | 5.5 | 291 | ... | ... | ... |
| 36569 | 23.02.2014 | 01:04 | Bias | 0 | Dalla Bontà - Rubino | 300 | 5.5 | 291 | ... | ... | ... |
| 36570 | 23.02.2014 | 01:04 | Bias | 0 | Dalla Bontà - Rubino | 300 | 5.5 | 291 | ... | ... | ... |
| 36571 | 23.02.2014 | 01:04 | Bias | 0 | Dalla Bontà - Rubino | 300 | 5.5 | 291 | ... | ... | ... |
| 36572 | 23.02.2014 | 01:04 | Bias | 0 | Dalla Bontà - Rubino | 300 | 5.5 | 291 | ... | ... | ... |
| 36573 | 23.02.2014 | 01:04 | Bias | 0 | Dalla Bontà - Rubino | 300 | 5.5 | 291 | ... | ... | ... |
| 36574 | 23.02.2014 | 01:04 | Bias | 0 | Dalla Bontà - Rubino | 300 | 5.5 | 291 | ... | ... | ... |
| 36575 | 23.02.2014 | 01:04 | Bias | 0 | Dalla Bontà - Rubino | 300 | 5.5 | 291 | ... | ... | ... |
| 36576 | 23.02.2014 | 01:04 | Bias | 0 | Dalla Bontà - Rubino | 300 | 5.5 | 291 | ... | ... | ... |
| 36577 | 23.02.2014 | 01:04 | Bias | 0 | Dalla Bontà - Rubino | 300 | 5.5 | 291 | ... | ... | ... |
| 36578 | 23.02.2014 | 01:08 | Flat | 2 | Dalla Bontà - Rubino | 300 | 5.5 | 291 | ... | ... | ... |
| 36579 | 23.02.2014 | 01:08 | Flat | 2 | Dalla Bontà - Rubino | 300 | 5.5 | 291 | ... | ... | ... |
| 36580 | 23.02.2014 | 01:08 | Flat | 2 | Dalla Bontà - Rubino | 300 | 5.5 | 291 | ... | ... | ... |
| 36581 | 23.02.2014 | 01:08 | Flat | 2 | Dalla Bontà - Rubino | 300 | 5.5 | 291 | ... | ... | ... |
| 36582 | 23.02.2014 | 01:08 | Flat | 2 | Dalla Bontà - Rubino | 300 | 5.5 | 291 | ... | ... | ... |
| 36583 | 23.02.2014 | 01:08 | Flat | 2 | Dalla Bontà - Rubino | 300 | 5.5 | 291 | ... | ... | ... |
| 36584 | 23.02.2014 | 01:08 | Flat | 2 | Dalla Bontà - Rubino | 300 | 5.5 | 291 | ... | ... | ... |
| 36585 | 23.02.2014 | 01:08 | Flat | 2 | Dalla Bontà - Rubino | 300 | 5.5 | 291 | ... | ... | ... |
| 36586 | 23.02.2014 | 01:08 | Flat | 2 | Dalla Bontà - Rubino | 300 | 5.5 | 291 | ... | ... | ... |
| 36587 | 23.02.2014 | 01:08 | Flat | 2 | Dalla Bontà - Rubino | 300 | 5.5 | 291 | ... | ... | ... |

NOTE: Col.(1): numero d'ordine della posa. Col.(3): tempo universale dell'inizio della posa. Col.(5): tempo di esposizione in secondi. Col.(7): reticolo utilizzato. Col.(8): angolo di inclinazione del reticolo. Col.(9): larghezza della fenditura. Col.(10): angolo di posizione della fenditura contato da Nord verso Est. Col.(11): altezza dell'oggetto sull'orizzonte. Col.(12): *seeing* misurato come FWHM della gaussiana che interpola la stella di guida negli spettri ottenuti con la camera di guida con posa di 3 s.

Capitolo 3

Riduzione ed analisi dei dati

In questo capitolo viene spiegato il procedimento per la riduzione dei dati spettroscopici (Sezione 3.1) e vengono descritte le misure dei flussi del continuo ottico a 5100 Å e della componente larga della riga di emissione H β degli spettri di NGC 5548 (Sezione 3.2).

3.1 Riduzione dei dati spettroscopici

Per la riduzione e l'analisi dei dati spettroscopici è stato utilizzato il programma IRAF (*Image Reduction and Analysis Facility*). Tutte le procedure di riduzione sono state scritte da E. M. Corsini appositamente per l'analisi degli spettri ottenuti con il telescopio Galileo e adattate per la configurazione strumentale scelta per il programma STORM. Le procedure lavorano tramite liste di immagini per ottimizzare i processi di elaborazione.

Prima dell'elaborazione dei dati è stata fatta una statistica preliminare delle immagini di *bias* e degli spettri di *flat-field* (Sezione 3.1.1). A seguire vengono presentate le diverse fasi della riduzione tra cui la sottrazione del *bias*, la correzione per *flat-field* e la rimozione dei raggi cosmici (Sezione 3.1.2), la correzione della distorsione geometrica e la calibrazione in lunghezza d'onda degli spettri della galassia NGC 5548 e della stella Feige 34 (Sezione 3.1.3), la sottrazione del cielo e l'estrazione dello spettro monodimensionale della stella (Sezione 3.1.4), la calibrazione in flusso degli spettri della galassia e della stella (Sezione 3.1.5) e l'estrazione dello spettro monodimensionale della galassia (Sezione 3.1.6). In Figura 3.1 sono riportati due degli spettri elaborati con questo procedimento di riduzione dei dati e di cui sono mostrati i risultati alla fine di questa sezione.

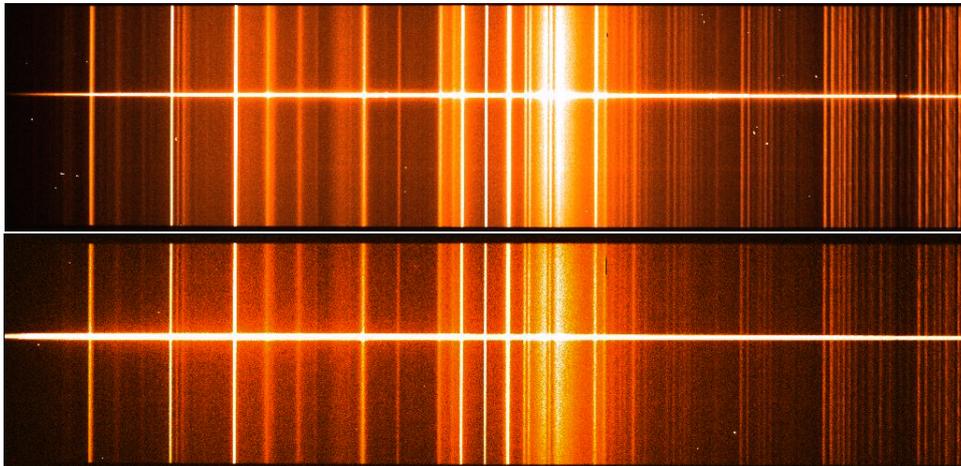


Figura 3.1: Spettro IMA36558.fits della galassia NGC 5548 (in alto) e IMA36565.fits della stella Feige 34 (in basso) ottenuti la notte del 22 febbraio 2014. La direzione della dispersione è quella del lato maggiore dello spettro, mentre la direzione spaziale è quella del lato minore. Si notano righe in emissione ed assorbimento dovute al contributo del cielo che si estendono per tutta la lunghezza della fenditura. Si vede inoltre un numero maggiore di raggi cosmici nello spettro della galassia rispetto a quello della stella, dovuto al più lungo tempo di esposizione (Tabella 2.3).

3.1.1 Statistica preliminare delle immagini di *bias* e *flat-field*

Il *bias* può essere definito come un livello di soglia aggiunto ai conteggi misurati dai *pixel* del rivelatore per evitare di ottenere conteggi negativi. Si può misurare questo livello di soglia tramite un'immagine di *bias* (Figura 3.2) ottenuta con otturatore chiuso ed esposizione di zero secondi. In Figura 3.3 è mostrato l'andamento dei conteggi di un *bias* lungo la direzione della dispersione. Per avere una stima più attendibile si costruisce l'immagine media di più immagini di *bias* dopo aver verificato che siano statisticamente compatibili, confrontandone il valore medio e lo scarto quadratico medio. I valori relativi alle 10 immagini di *bias* usate per questo lavoro sono riportati in Tabella 3.1 e sono stati ottenuti con la procedura *imstat*.

I *pixel* del rivelatore non rispondono tutti allo stesso modo all'arrivo dei fotoni, ovvero non hanno tutti la stessa efficienza quantica. Le non uniformità nella risposta dei singoli *pixel* possono essere corrette utilizzando uno spettro di *flat-field* (Figura 3.4). Quest'ultima è ottenuta illuminando uniformemente il rivelatore tramite luce di una lampada al quarzo riflessa dalla cupola chiusa. In Figura 3.5 è mostrato l'andamento dei conteggi di un *flat-field* lungo la direzione della dispersione. Per mappare bene le disomogeneità del rivelatore sono stati presi diversi spettri di *flat-field* durante

Tabella 3.1: Statistica delle immagini di *bias* (in alto) e degli spettri di *flat-field* (in basso).

| File | # <i>pixel</i> | Media [ADU] | σ [ADU] | Minimo [ADU] | Massimo [ADU] |
|----------|----------------|----------------|-------------------|-----------------|------------------|
| (1) | (2) | (3) | (4) | (5) | (6) |
| IMA36568 | 1074176 | 271.9 | 2.963 | 259 | 849 |
| IMA36569 | 1074176 | 271.9 | 2.904 | 256 | 286 |
| IMA36570 | 1074176 | 272.0 | 2.909 | 258 | 286 |
| IMA36571 | 1074176 | 272.0 | 2.905 | 258 | 287 |
| IMA36572 | 1074176 | 272.0 | 2.905 | 258 | 286 |
| IMA36573 | 1074176 | 271.9 | 2.907 | 259 | 287 |
| IMA36574 | 1074176 | 272.0 | 2.911 | 258 | 286 |
| IMA36575 | 1074176 | 272.1 | 2.900 | 259 | 286 |
| IMA36576 | 1074176 | 272.1 | 2.903 | 258 | 286 |
| IMA36577 | 1074176 | 272.1 | 2.904 | 259 | 287 |

| File | # <i>pixel</i> | Media [ADU] | σ [ADU] | Minimo [ADU] | Massimo [ADU] |
|----------|----------------|----------------|-------------------|-----------------|------------------|
| (1) | (2) | (3) | (4) | (5) | (6) |
| IMA36578 | 1074176 | 24839 | 19237 | 259 | 55807 |
| IMA36579 | 1074176 | 24938 | 19357 | 260 | 56407 |
| IMA36580 | 1074176 | 24764 | 19241 | 259 | 56028 |
| IMA36581 | 1074176 | 24701 | 19195 | 258 | 55774 |
| IMA36582 | 1074176 | 24591 | 19117 | 259 | 56214 |
| IMA36583 | 1074176 | 24567 | 19101 | 259 | 55764 |
| IMA36584 | 1074176 | 24715 | 19204 | 259 | 55932 |
| IMA36585 | 1074176 | 25147 | 19507 | 257 | 56811 |
| IMA36586 | 1074176 | 25449 | 19718 | 259 | 57436 |
| IMA36587 | 1074176 | 25692 | 19888 | 259 | 57692 |

NOTE: Col.(1): nome dello spettro. Col.(2): numero totale di *pixel* dello spettro. Col.(3): valor medio dei conteggi dello spettro. Col.(4): scarto quadratico medio dei conteggi dello spettro. Col.(5): valore minimo dei conteggi dello spettro. Col.(6): valore massimo dei conteggi dello spettro.

la notte di osservazione al fine di mediarli dopo aver verificato che fossero tutti statisticamente compatibili, controllando il loro valor medio e lo scarto quadratico medio. I valori relativi ai 10 spettri di *flat-field* usati per questo lavoro sono riportati in Tabella 3.1 e sono stati ottenuti con la procedura *imstat*.

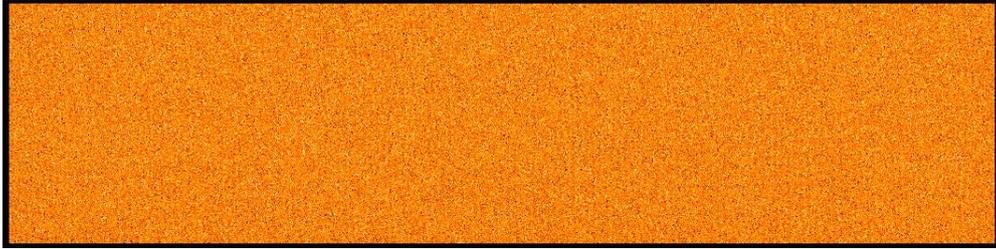


Figura 3.2: Un esempio di immagine di *bias* (IMA36568.fits).

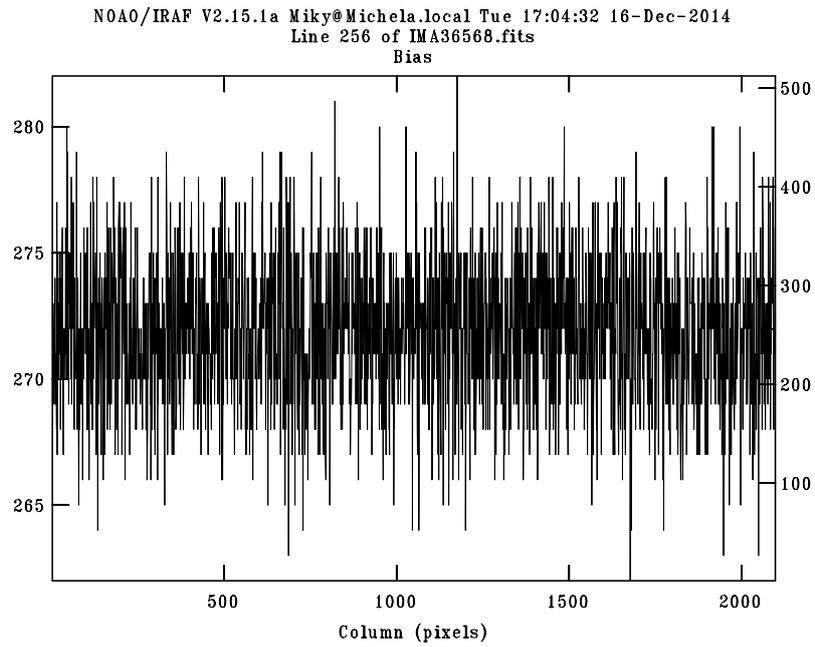


Figura 3.3: Tracciato dell'immagine di *bias* IMA36568.fits estratto dalla riga 256.



Figura 3.4: Un esempio di spettro di *flat-field* di cupola (IMA36578.fits).

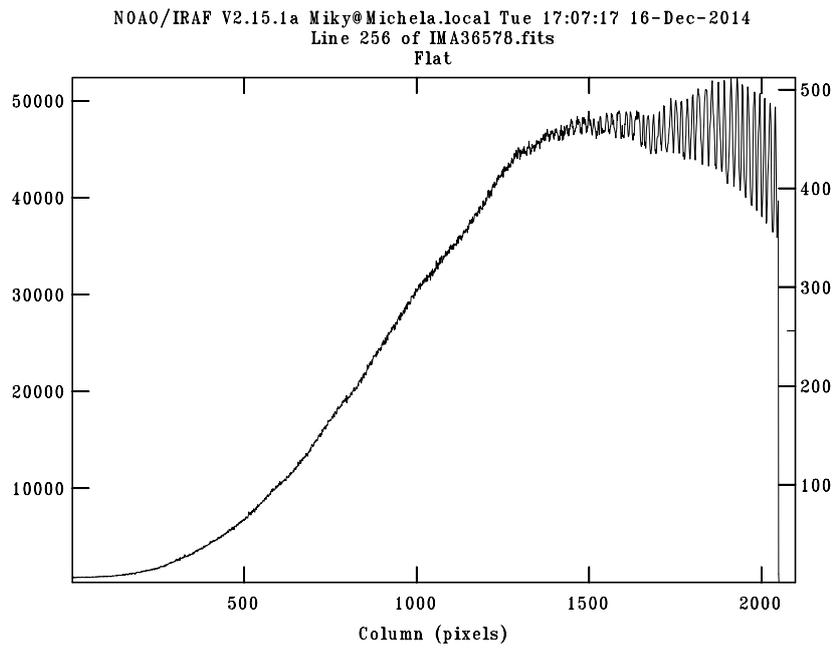


Figura 3.5: Tracciato dello spettro di *flat-field* di cupola IMA36578.fits estratto dalla riga 256.

3.1.2 Sottrazione del *bias*, correzione per *flat-field*, rimozione dei raggi cosmici

Per la prima parte della riduzione dei dati è stata utilizzata la procedura `prered_t122`, i cui parametri sono mostrati in Figura 3.6. Questa procedura chiede in ingresso le liste delle immagini di *bias*, degli spettri di *flat-field*, delle galassie, delle stelle e delle lampade di confronto. La fase di preriduzione presenta diversi passaggi che possono essere riassunti come segue:

- costruzione del *bias* medio;
- costruzione del *flat-field* medio;
- sottrazione del *bias* medio dal *flat-field* medio;
- estrazione degli spettri;
- determinazione della funzione di correzione per illuminazione della fenditura;
- costruzione del *master flat-field*;
- sottrazione del *bias* medio e correzione per *master flat-field* degli spettri della galassia, della stella e della lampada di confronto;
- rimozione dei raggi cosmici dagli spettri della galassia, della stella e della lampada di confronto.

Uno spettro di *flat-field* contiene non solo le informazioni sull'efficienza quantica di ogni singolo *pixel* ma anche quelle sulla dipendenza della risposta strumentale e sul tipo di lampada utilizzata. Poiché si vogliono valutare solo le variazioni dei conteggi dei pixel su piccola scala è opportuno normalizzare il *flat-field* prima di applicarlo agli spettri per la correzione. Lo spettro normalizzato si ottiene dividendo il *flat-field* medio (Figura 3.7) per una funzione polinomiale interpolante che nel nostro lavoro è risultata essere una `spline3` di ordine 23. Dallo spettro così elaborato è possibile estrapolare le variazioni percentuali della risposta di ciascun *pixel* escludendo le variazioni su grande scala. La Figura 3.8 mostra l'andamento dello spettro di *flat-field* medio sia lungo la direzione della dispersione che lungo la direzione della fenditura.

La correzione per illuminazione della fenditura è stata fatta perché l'arrivo della luce sul CCD non è omogeneo come si può vedere in Figura 3.7. Per risolvere questo problema si calcola una funzione di correzione che applicata al *flat-field* medio permette di valutare le fluttuazioni nella risposta dei *pixel*

```

PACKAGE = user
TASK = prered_t122

```

```

dobf =  yes Correction for bias, dome flat and sky flat (yes/no)
bias = bias.lis List of BIAS frames (no .fits extension)
dflat = dflat.lis List of DOMEFLAT spectra (no .fits extension)
arc = arc.lis List of ARC spectra (no .fits extension)
object = galaxy.lis List of GALAXY spectra (no .fits extension)
tstar = star.lis List of STAR spectra (no .fits extension)
outbias = bias Name of AVERAGE BIAS (no .fits extension)
outdflat = dflat Name of AVERAGE DOMEFLAT (no .fits extension)
outmflat = mflat Name of MASTERFLAT (no .fits extension)
gain = 0.97 Atodgain (electrons/ADU)
noise = 3.4 Readnoise (electrons)
dispaxis = 1. Dispersion axis (1=along lines, 2=along columns)
trim = [6:2040,27:492] Trim section ([x1:x2,y1:y2])
docrobj = yes Correct GALAXIES for COSMIC RAYS (yes/no)
xord = 9. Order of continuum line fit (0=no fit)
yord = 2. Order of sky line fit (0=no fit)
sigc = 5. Detection limit for cosmic rays (sigma)
sigf = 0.5 Fractional detection limit for neighbouring pixel
objl = 2. Contrast limit between CR and underlying object
nit = 3. Maximum number of iterations
docrst = yes Correct STARS for COSMIC RAYS (yes/no)
xordtst = 9. Order of continuum fit (0=no fit)
yordtst = 2. Order of sky line fit (0=no fit)
sigctst = 10. Detection limit for cosmic rays (sigma)
sigftst = 0.5 Fractional detection limit for neighbouring pixel
objltst = 2. Contrast limit between CR and underlying object
nittst = 3. Maximum number of iterations
docrarc = yes Correct ARCS for COSMIC RAYS (yes/no)
xordarc = 9. Order of continuum fit (0=no fit)
yordarc = 2. Order of skyline fit (0=no fit)
sigcarc = 100. Detection limit for cosmic rays (sigma)
sigfarc = 1. Fractional detection limit for neighbouring pixel
objlarc = 100. Contrast limit between CR and underlying object
nitarc = 1. Maximum number of iterations
(mode = ql)

```

Figura 3.6: Lista dei parametri di riferimento della procedura prered_t122.

```

NOAO/IRAF V2.12.2a-EXPORT Miky@earcaraxe Fri 11:10:18 05-Dec-2014
func=spline3, order=7, low_rej=2, high_rej=2, niterate=5, grow=0
total=466, sample=466, rejected=61, deleted=0, RMS=0.00242
Determine illumination interactively for dflat.bn at bin 1
Flat

```

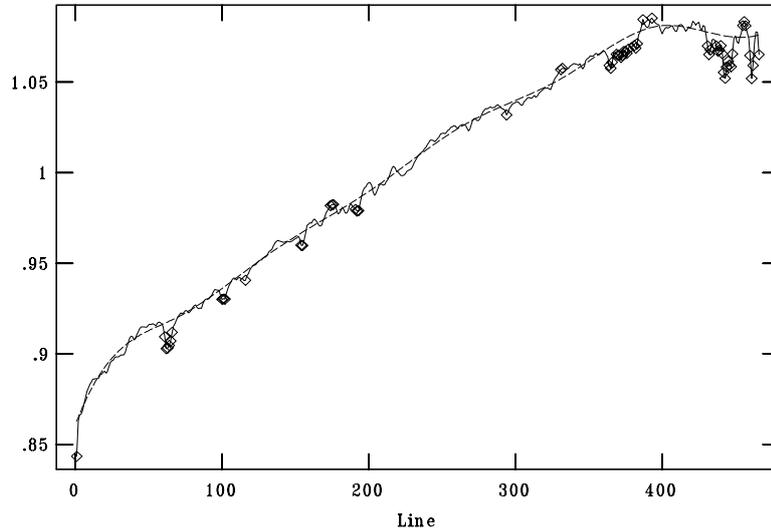


Figura 3.7: Tracciato dello spettro di *flat-field* medio `dflat.fits` ottenuto mediando su tutto l'intervallo spettrale. Il grafico mostra anche la diversa illuminazione della fenditura. La curva continua rappresenta la risposta del CCD all'arrivo dei fotoni, mentre la curva tratteggiata è la funzione polinomiale interpolante.

indipendentemente da quanta luce è arrivata sul rivelatore. La funzione polinomiale utilizzata per correggere lo spettro di *flat-field* medio è una `spline3` di ordine 7.

Gli spettri degli oggetti osservati presentano in ogni caso una porzione di *pixel* su cui non è arrivata luce. Si definisce pertanto regione utile la sezione dello spettro che contiene il segnale. Questa può essere individuata in uno spettro di *flat-field* trovando nei tracciati mostrati in Figura 3.9 sia i valori delle posizioni di inizio e fine del segnale lungo una riga (x_1, x_2) sia quelli lungo una colonna (y_1, y_2) del CCD. Per elaborare i nostri dati si è scelta dal *flat-field* di cupola la regione [6 : 2040, 27 : 492], dove i valori sono riferiti alle posizioni [$x_1 : x_2, y_1 : y_2$] dei *pixel* del rivelatore. Per poter avere un buon confronto tra i diversi spettri si è deciso di ritagliarli tutti con la stessa dimensione della regione che contiene l'informazione. Gli spettri di *flat-field* sono poi stati mediati e corretti per illuminazione per costruire il *master flat-field*.

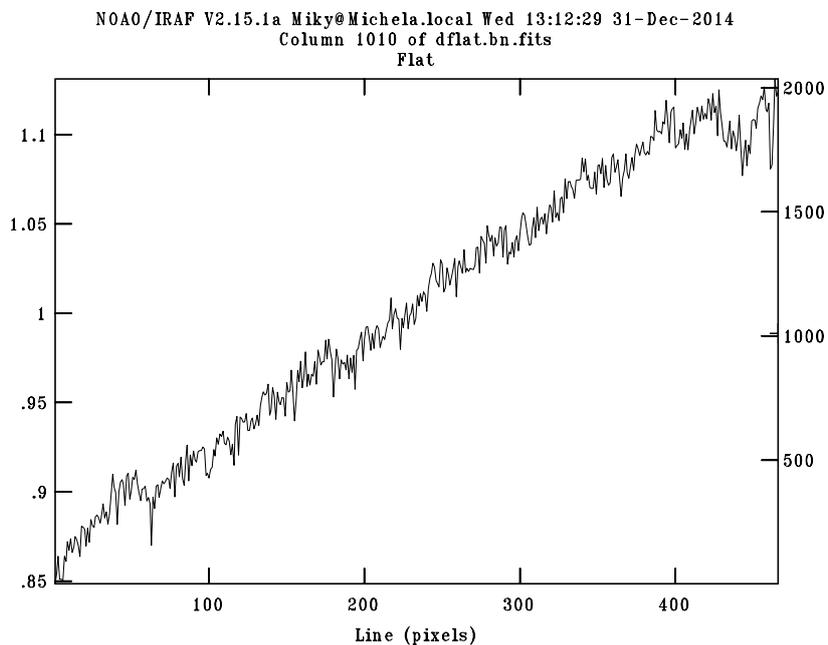
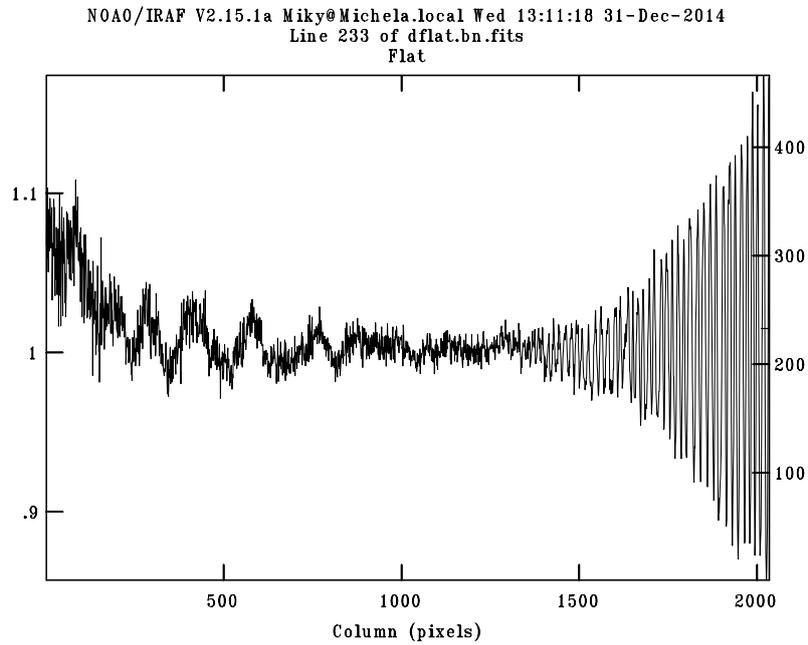


Figura 3.8: In alto: tracciato dello spettro di *flat-field* medio (`dflat.bn.fits`) estratto dalla riga 233. Si nota come i conteggi dei *pixel* oscillano intorno al valore 1. Le loro fluttuazioni rappresentano la variazione relativa della sensibilità dei *pixel*. In basso: tracciato dello spettro di *flat-field* medio (`dflat.bn.fits`) estratto dalla colonna 1010.

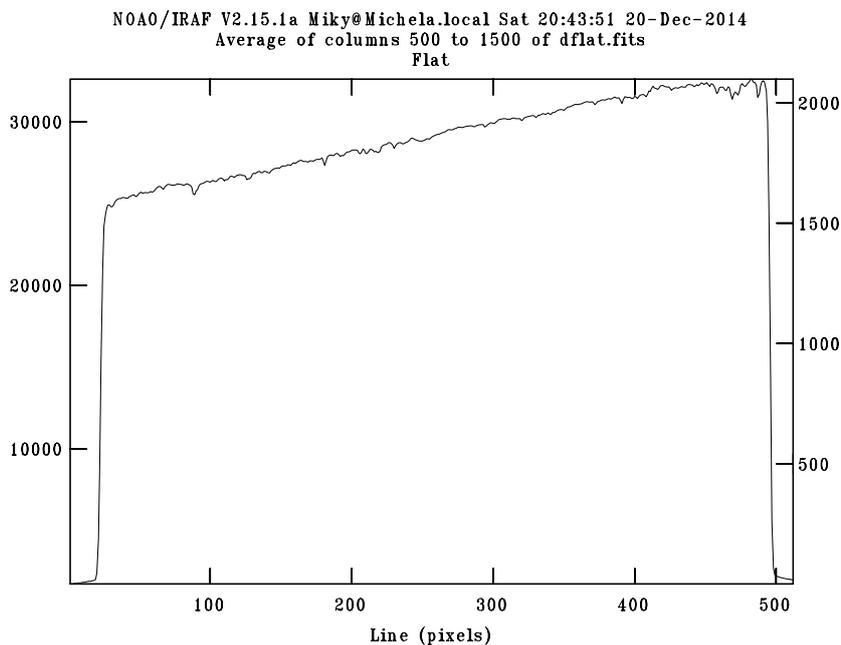
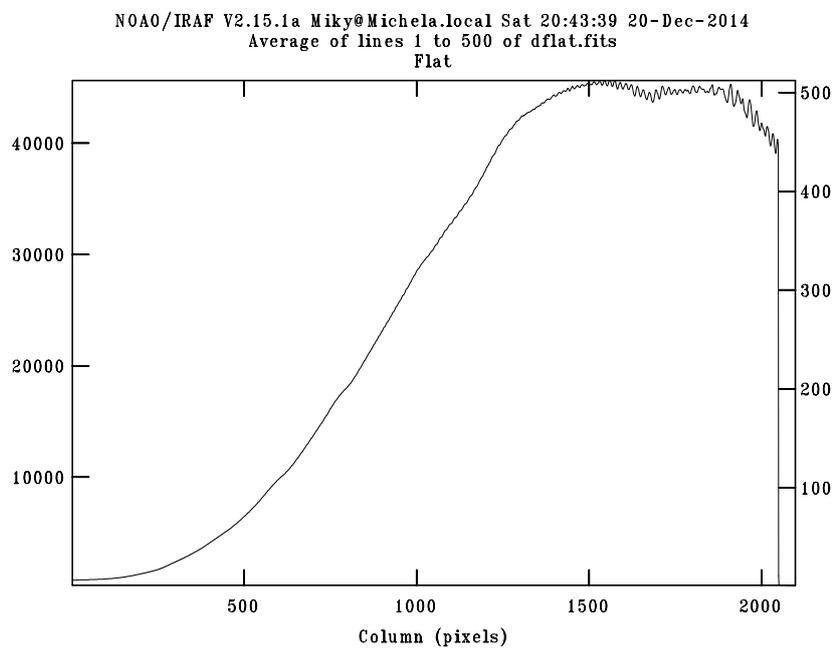


Figura 3.9: In alto: tracciato dello spettro di *flat-field* medio (*dflat.fits*) estratto mediando le righe tra le posizioni 1 e 500. I *pixel* con ascissa $x < 6$ e $x > 2040$ sono privi di segnale. In basso: tracciato dello spettro di *flat-field* medio (*dflat.bn.fits*) estratto mediando le colonne tra le posizioni 500 e 1500. I *pixel* di ordinata $y < 27$ e $y > 492$ sono privi di segnale.

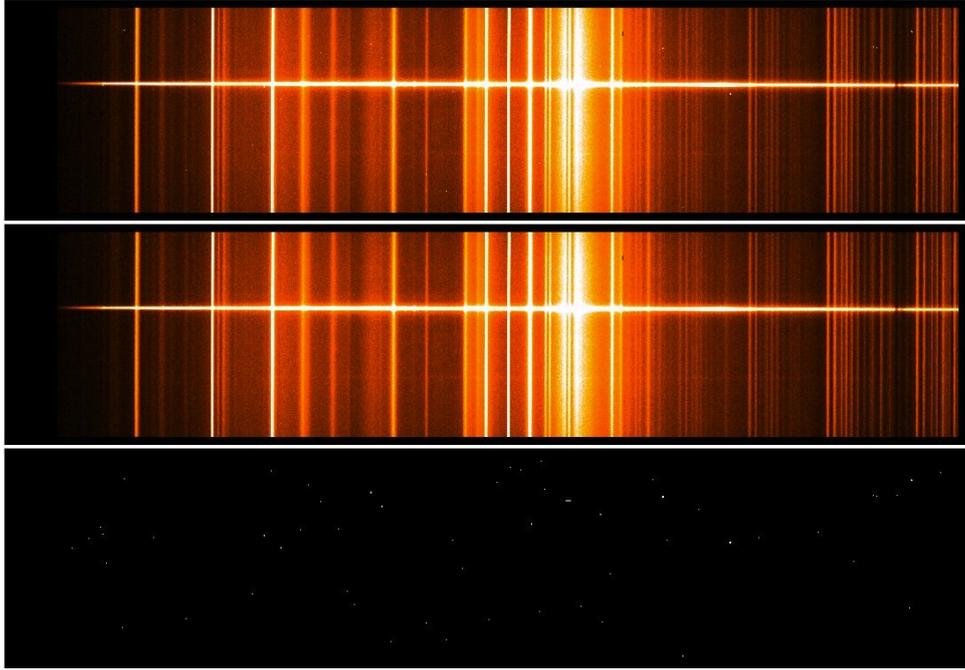


Figura 3.10: Risultato della rimozione dei raggi cosmici dallo spettro della galassia. Sono mostrati lo spettro `IMA36558.fits` della galassia NGC 5548 (in alto), quello `IMA36558.cr.fits` ottenuto alla fine della procedura `lacos_spec` (al centro) e la maschera con la posizione dei raggi cosmici (in basso).

I raggi cosmici incidendo sul rivelatore generano nello spettro delle sorgenti spurie. Queste sorgenti devono essere rimosse in quanto non sono oggetto del nostro studio. La rimozione dei raggi cosmici è stata eseguita con la procedura `lacos_spec` (van Dokkum 2001). Questo algoritmo permette di rimuovere i raggi cosmici avendo a disposizione un singolo spettro e utilizza il metodo del riconoscimento dei contorni per le immagini digitali. Tale metodo sfrutta una funzione con particolari proprietà per riconoscere la posizione dei raggi cosmici sullo spettro e nel caso specifico di `lacos_spec` la funzione è il laplaciano in due dimensioni di una gaussiana. Tramite la convoluzione del nucleo di quest'ultima con lo spettro è possibile trovare i punti in cui la funzione cambia segno (punti di *zero-crossing*), che sono quelli in cui si trovano i raggi cosmici, ed impostare il valore dei conteggi dei loro *pixel* al valore medio dei conteggi dei *pixel* circostanti. Il risultato di tale procedura è mostrato in Figura 3.10.

Negli spettri delle lampade di confronto il riconoscimento dei raggi cosmici risulta difficile in quanto questi hanno un profilo simile a quello delle righe di emissione della lampada e quindi una loro rimozione potrebbe deteriorare le righe stesse. In questo caso però tali sorgenti spurie possono essere trascurate

Tabella 3.2: Statistiche di *bias* medio, di *flat-field* medio e del *master flat-field* e riferite agli spettri già ritagliati alla dimensione della regione utile.

| File | # <i>pixel</i> | Media [ADU] | σ [ADU] | Minimo [ADU] | Massimo [ADU] |
|-----------------------------------|----------------|----------------|-------------------|-----------------|------------------|
| (1) | (2) | (3) | (4) | (5) | (6) |
| <code>bias.fits</code> | 948310 | 272.0 | 0.9176 | 267.9 | 276.3 |
| <code>dflat[6:2040,27:492]</code> | 948310 | 27295 | 18603 | 664.0 | 55708 |
| <code>mflat.fits</code> | 948310 | 1.007 | 0.04324 | 0.7141 | 1.268 |

NOTE: Col.(1): nome dello spettro. Col.(2): numero totale di *pixel* dello spettro. Col.(3): valor medio dei conteggi dello spettro. Col.(4): scarto quadratico medio dei conteggi dello spettro. Col.(5): valore minimo dei conteggi dello spettro. Col.(6): valore massimo dei conteggi dello spettro.

poiché non interferiscono nell’elaborazione successiva degli spettri. Si è voluto comunque sottoporre gli spettri delle lampade allo stesso processo di calcolo per ottenere una maggiore uniformità dei dati. Pertanto, al fine di non modificare gli spettri, si è definito nei parametri della procedura un valore di soglia molto alto in modo tale da non riconoscere e correggere i raggi cosmici.

Alla fine dell’elaborazione dei dati tramite la procedura `prered_t122` si hanno in uscita gli spettri `IMA*.cr.fits` corretti degli oggetti, l’immagine `bias.fits` del *bias* medio e gli spettri `dflat.fits` e `mflat.fits` rispettivamente del *flat-field* medio e del *master flat-field*. Utilizzando la procedura `imstat` si è potuto verificare che le loro statistiche sono risultate consistenti con i dati di partenza e sono presentate in Tabella 3.2.

3.1.3 Correzione della distorsione geometrica e calibrazione in lunghezza d’onda

Dopo la preriduzione si è passati alla correzione della distorsione geometrica e alla calibrazione in lunghezza d’onda. Per questa fase è stata utilizzata la procedura `wavecal_t122` i cui parametri sono mostrati nella Figura 3.11. La procedura chiede in ingresso una lista in cui siano associate agli spettri `IMA*.cr.fits` della galassia e della stella quelli delle relative lampade di confronto. I passaggi svolti in questa fase si possono riassumere come segue:

- identificazione delle caratteristiche della stella di riferimento;
- correzione della distorsione geometrica;

- verifica della correzione della distorsione geometrica sullo spettro della galassia;
- identificazione manuale di righe selezionate sullo spettro della lampada di confronto;
- riconoscimento automatico di tutte le altre righe della lampada di confronto;
- calibrazione in lunghezza d'onda degli spettri delle lampade di confronto.
- calibrazione in lunghezza d'onda degli spettri della stella e della galassia;

Prima della calibrazione in lunghezza d'onda è necessario applicare agli spettri la correzione per distorsione geometrica dovuta al non perfetto allineamento della fenditura con il rivelatore (Figura 3.12). Poiché gli spettri sono stati presi tutti con la stella nella stessa posizione lungo la fenditura non è utile fare una somma di questi per costruire una mappatura delle distorsioni. Per riallineare gli spettri si utilizza come riferimento il valore della posizione in y del centro dello spettro della stella, che in questo lavoro è risultato essere $y = 270$ pixel, misurato sulla colonna centrale dello spettro in $x = 1010$ pixel. La procedura mappa la posizione dello spettro della stella lungo la direzione della fenditura, la interpola e la corregge in modo che corrisponda al valore di riferimento. La correzione della distorsione geometrica è stata poi verificata misurando su uno spettro della galassia la posizione del suo centro sulle colonne più esterne. Prima della correzione geometrica le posizioni del centro agli estremi dello spettro sono $(y_{p,1} : y_{p,2}) = (279.7 : 275.9)$ invece dopo risultano essere $(y_{d,1} : y_{d,2}) = (279.1 : 278.5)$. Poiché la differenza tra $y_{d,1}$ e $y_{d,2}$ è minore di 1 pixel si può concludere che la procedura ha funzionato bene.

Con la calibrazione in lunghezza d'onda si vuole associare alla posizione di ciascun *pixel* lungo la direzione della dispersione il valore della lunghezza d'onda. A questo scopo si usano gli spettri della lampada di confronto HeFeAr che hanno righe di emissione di lunghezza d'onda nota e si misura dove esse cadono sul CCD. In questo modo è possibile costruire la funzione di dispersione che associa alle posizioni x dei *pixel* il corrispondente valore di lunghezza d'onda. Si hanno a disposizione l'atlante `t122_hefear.dat` delle righe della lampada di confronto HeFeAr e il catalogo `t122_hefearselected.dat` delle righe selezionate per l'identificazione manuale. Nel catalogo sono state incluse le righe spettrali isolate e più intense scelte in modo da essere distribuite su tutto l'intervallo spettrale da 3000 a 8000 Å. Inizialmente sono state identificate sullo spettro della lampada le seguenti righe di emissione: He I $\lambda 3888.6460$, He I $\lambda 4471.4770$, He I $\lambda 5015.6750$, He I $\lambda 5875.6180$, He I $\lambda 6678.2000$, Ar

```

PACKAGE = user
TASK = wavecal_t122

input = []      objectarc.lis List of OBJECT/ARC spectra (no .fits extension)
georefer=      IMA36565.cr REFERENCE STARS spectrum (no .fits extension)
geofwidt=      20. STAR Feature width in pixels
arcrefer=      IMA36564.cr REFERENCE ARC spectrum (no .fits extension)
arcfwid=       10. ARC feature width in pixels
redo =         yes Repeat reidentify if previously done (yes/no)
xstart =       3246. Output starting wavelength (#INDEF)
xstep =        2.25 Output wavelength step (#INDEF)
ystart =       1. Output starting spatial coordinate (#INDEF)
ystep =        1. Output spatial step (#INDEF)
(mode =       al)

```

Figura 3.11: Lista dei parametri di riferimento della procedura `wavecal_t122`.

I $\lambda 7067.2181$, Ar I $\lambda 7383.9805$, Ar I $\lambda 7635.1060$. Successivamente la loro posizione è stata interpolata con una funzione di `legendre` di ordine 5 e la soluzione ha permesso di identificare automaticamente tutte le altre righe di emissione del catalogo, come mostrato in Figura 3.13.

L'associazione delle lunghezze d'onda ai *pixel* dello spettro della lampada di confronto è stata fatta utilizzando tutte le righe riconosciute in Figura 3.13, adottando come soluzione di dispersione una funzione di `chebyshev` di ordine 4. L'operazione è stata ripetuta su tutte le righe dello spettro della lampada di confronto e la Figura 3.13 mostra anche il grafico dei residui ottenuto applicando la soluzione di dispersione. Si è deciso che la calibrazione era accettabile se le lunghezze d'onda delle righe della lampada differivano al più di 0.3 \AA dalle lunghezze d'onda di laboratorio. Questo limite corrisponde a circa $1/10$ del passo in \AA del singolo *pixel*. La soluzione di dispersione trovata per ciascuno spettro della lampada di confronto è stata applicata al corrispondente spettro della galassia o della stella. Tutti gli spettri sono stati ricampionati assumendo come lunghezza d'onda iniziale $\lambda = 3246 \text{ \AA}$ e come dispersione reciproca $2.25 \text{ \AA pixel}^{-1}$. Alla fine della procedura si hanno in uscita i nuovi spettri corretti per distorsione geometrica e calibrati in lunghezza d'onda (`IMA*.wc.fits`) e la Figura 3.14 ne riporta un esempio.

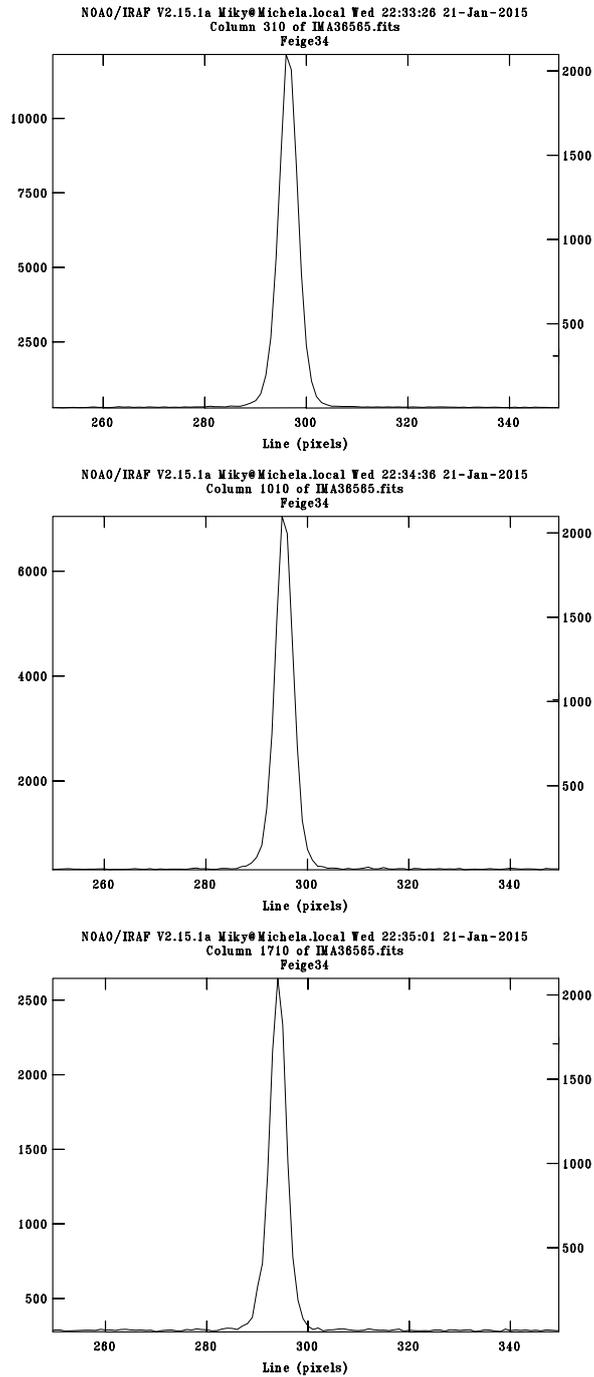
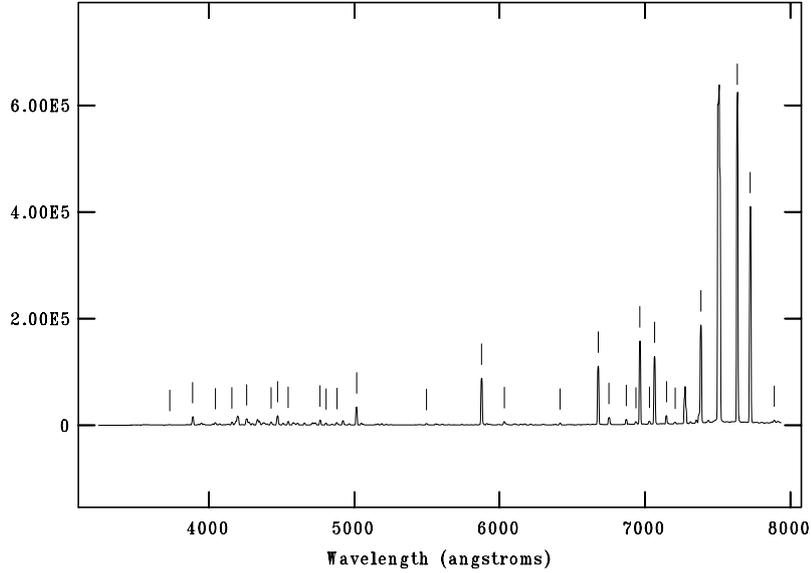


Figura 3.12: Sequenza di grafici che mostrano l'effetto della distorsione geometrica sullo spettro IMA36565.fits della stella Feige 34. In alto: segnale della stella estratto dalla colonna $x = 310$. Al centro: segnale della stella estratto dalla colonna $x = 1010$. In basso: segnale della stella estratto dalla colonna $x = 1710$. Si nota il diverso valore della posizione in y del centro dello spettro della stella lungo la direzione della fenditura.

NOAO/IRAF V2.12.2a-EXPORT Miky@earcaraxe Fri 12:10:51 05-Dec-2014
identify IMA36564.cr[*],233]
HeFeAr



NOAO/IRAF V2.12.2a-EXPORT Miky@earcaraxe Fri 12:11:39 05-Dec-2014
Function = chebyshev, xorder = 4, yorder = 4, rms = 0.4076
Fit User Coordinates to Image Coordinates for IMA36559.cr

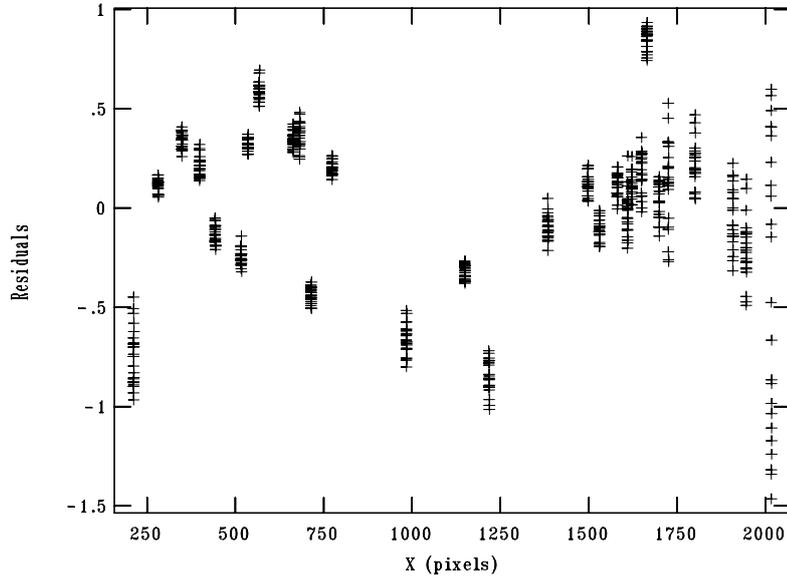


Figura 3.13: In alto: esempio di identificazione automatica delle righe di emissione di He, Fe e Ar dello spettro IMA36564.cr.fits della lampada di confronto lungo la riga 233. In basso: grafico dei residui dell'identificazione delle righe di emissione He, Fe e Ar dello spettro IMA36559.cr.fits della lampada di confronto. Le righe più deboli hanno scarti più grandi ($\sim 0.5 \text{ \AA}$) mentre le righe più intense sono state identificate con maggiore precisione ($\sim 0.1 \text{ \AA}$).

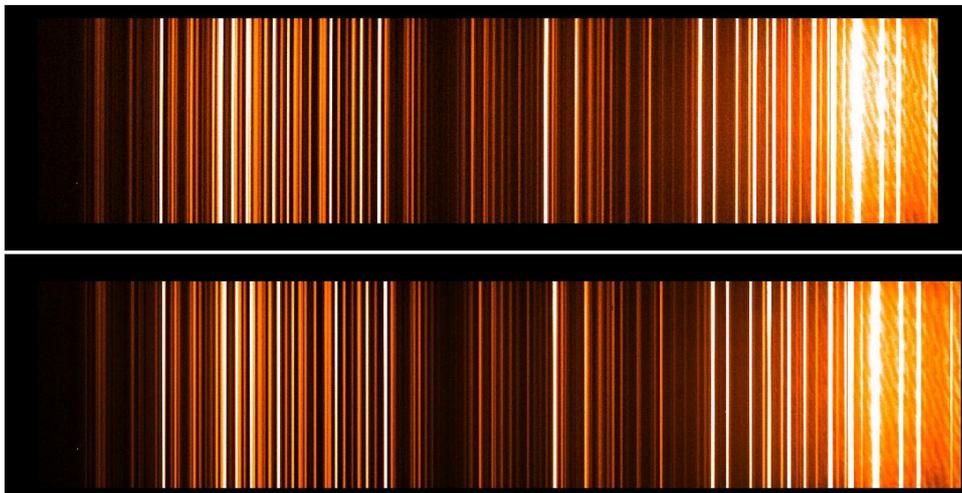


Figura 3.14: Spettro IMA36559.cr.fits della lampada di confronto prima della calibrazione in lunghezza d'onda (in alto) e IMA36559.wc.fits dopo (in basso). Si nota come l'associazione tra le posizioni dei *pixel* e il valore in Å delle lunghezze d'onda non sia lineare e come dopo la calibrazione lo spettro risulta più esteso lungo la direzione della dispersione.

3.1.4 Sottrazione del cielo ed estrazione dello spettro monodimensionale della stella Feige 34

Per la sottrazione del contributo del cielo e l'estrazione dello spettro monodimensionale della stella è stata utilizzata la procedura `skysub_t122`, i cui parametri sono mostrati in Figura 3.15. La procedura chiede in ingresso la lista degli spettri della galassia e della stella IMA*.wc.fits corretti per distorsione geometrica e calibrati in lunghezza d'onda e produce gli spettri della galassia IMA*.ss.fits e della stella IMA*.md.fits.

Gli spettri della galassia e della stella presentano delle intense righe in emissione e assorbimento dovute al contributo dell'atmosfera terrestre, che devono essere rimosse prima di passare allo studio effettivo dello spettro osservato.

Si definiscono sullo spettro della galassia due zone lungo la direzione della fenditura in cui è presente solo il contributo del cielo (Figura 3.16). Il segnale del cielo è interpolato con una funzione di `chebyshev` di ordine 3 ed estrapolato nella regione dove vi è anche il segnale della galassia da cui viene sottratto. Una ulteriore correzione del contributo del cielo residuo verrà fatta poi nell'ultima parte della riduzione dei dati che prevede l'estrazione dello spettro monodimensionale della galassia. Un primo risultato è mostrato in Figura 3.17.

Sullo spettro della stella si definiscono la regione del segnale della stella e

le due zone del cielo che saranno anche qui interpolate con una funzione di chebyshev di ordine 3. Una volta sottratto il contributo del cielo si estrae lo spettro monodimensionale della stella. Il risultato di tali operazioni è mostrato in Figura 3.18.

```

PACKAGE = user
  TASK = skysub_t122

dosub =           yes Sky subtraction of GALAXY spectra (yes/no)
galaxy = galaxy.lis List of GALAXIES (no .fits extension)
dotstar = yes Extraction of STAR spectra (yes/no)
tstar = star.lis List of STARS (no .fits extension)
gain = 0.97 Atodgain (electrons/ADU):
noise = 3.4 Readnoise (electrons):
(mode = ql)

```

Figura 3.15: Lista dei parametri di riferimento della procedura skysub_t122.

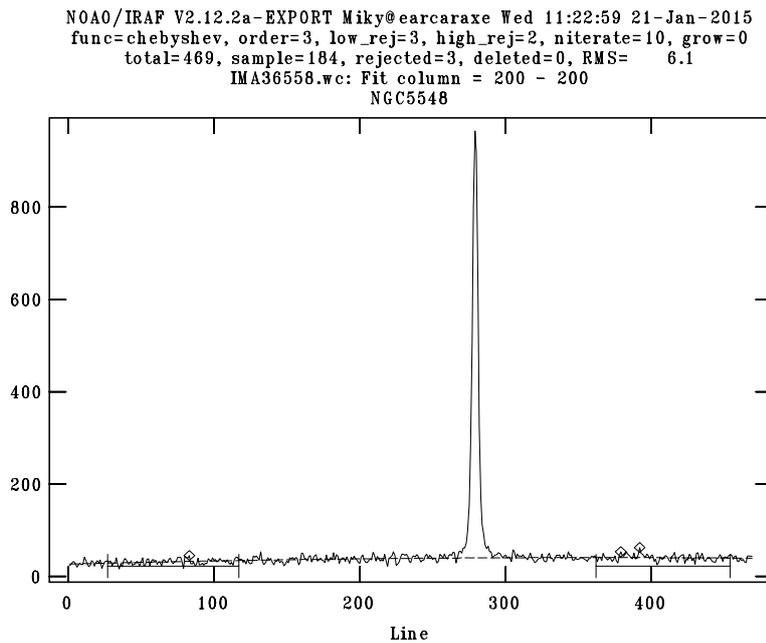


Figura 3.16: Segnale della galassia estratto dallo spettro IMA36558.wc.fits sulla colonna 200. I due segmenti a destra e a sinistra dello spettro della galassia marcano le regioni selezionate per derivare il contributo del cielo.

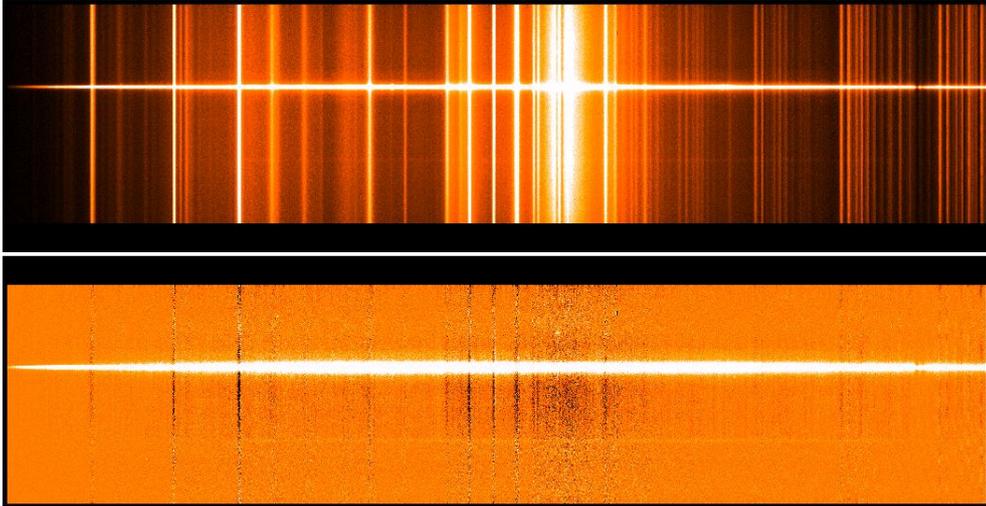


Figura 3.17: Spettro della galassia NGC 5548 con (IMA36558.wc.fits, in alto) e senza il contributo del cielo (IMA36558.ss.fits, in basso).

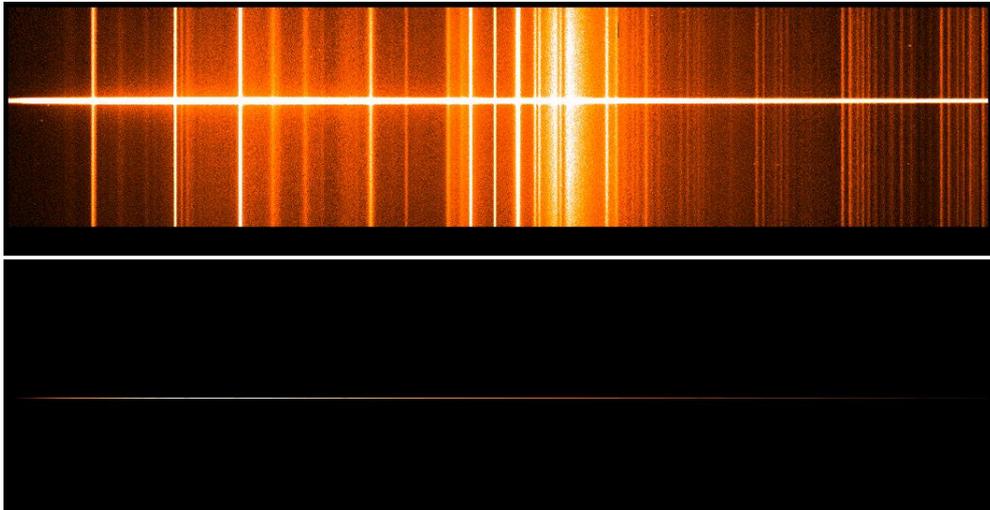


Figura 3.18: Spettro della stella Feige 34 con il contributo del cielo (IMA36565.wc.fits, in alto) e quello estratto dopo aver sottratto il cielo (IMA36565.md.fits, in basso).

3.1.5 Calibrazione in flusso

La calibrazione in flusso permette di convertire il flusso osservato di un oggetto in quello intrinseco attraverso l'applicazione della curva di risposta del sistema telescopio-strumento-rivelatore. Per questa parte della riduzione è stata usata la procedura `fluxcal_t122`, i cui parametri sono mostrati in Figura 3.19. Sono necessari in ingresso lo spettro monodimensionale della stella standard spettrofotometrica osservata, la tabella con il flusso della stella alle varie lunghezze d'onda e la lista degli spettri della galassia e della stella osservate. I diversi passaggi sono:

- inserimento dei dati caratteristici dell'osservatorio per la correzione dei flussi per massa d'aria ed estinzione;
- determinazione del flusso osservato dello spettro della stella nelle diverse bande in cui si conosce il flusso intrinseco;
- determinazione della curva di risposta;
- calibrazione in flusso degli spettri della galassia e della stella;

Le stelle standard spettrofotometriche sono stelle di cui si conosce il flusso intrinseco a diverse lunghezze d'onda. La nostra stella standard è Feige 34 e il suo flusso in intervalli di lunghezza d'onda di 50 Å è tabulato nel catalogo di IRAF disponibile in `onedstds$spec50cal`. La curva di risposta che si vuole ottenere è il rapporto tra il flusso intrinseco della stella standard e il flusso osservato della stessa stella.

La procedura necessita del nome dell'osservatorio da cui sono stati presi gli spettri per derivare la curva di estinzione utile alla calibrazione in flusso. Nel nostro caso sono stati utilizzati i dati dell'Osservatorio Astrofisico di Asiago (Sezione 2.1).

Lo spettro monodimensionale della stella standard viene integrato sulle bande di calibrazione come mostrato in Figura 3.20. Dopo l'integrazione si possono stimare i coefficienti di calibrazione la cui interpolazione con una funzione di **legendre** di ordine 15 determina la curva di risposta da applicare agli spettri degli oggetti (Figura 3.21). A questo punto gli spettri `IMA*.fc.fits` della galassia e della stella sono calibrati in flusso e corretti per la curva di estinzione. Nelle Figure 3.22 e 3.23 sono mostrati i risultati ottenuti rispettivamente per la galassia e la stella.

```

PACKAGE = user
  TASK = fluxcal_t122

dopage =  no Page directories containing calibration data (yes/no)
dosens = yes Derive sensitivity function (yes/no)
starfile= IMA36565.md Name of the STANDARD STAR spectrum (no .fits extension)
dir = onedstds$spec50cal/ Directory containing calibration data
starname= feige34 Star name in calibration list
dogal = yes Flux calibration of GALAXY spectra (yes/no)
galaxy = galaxy.lis List of GALAXIES (no .fits extension)
dotstar = no Flux calibration of STAR spectra (yes/no)
tstar = star.lis List of STARS (no .fits extension)
(mode = ql)

```

Figura 3.19: Lista dei parametri di riferimento della procedura fluxcal_t122.

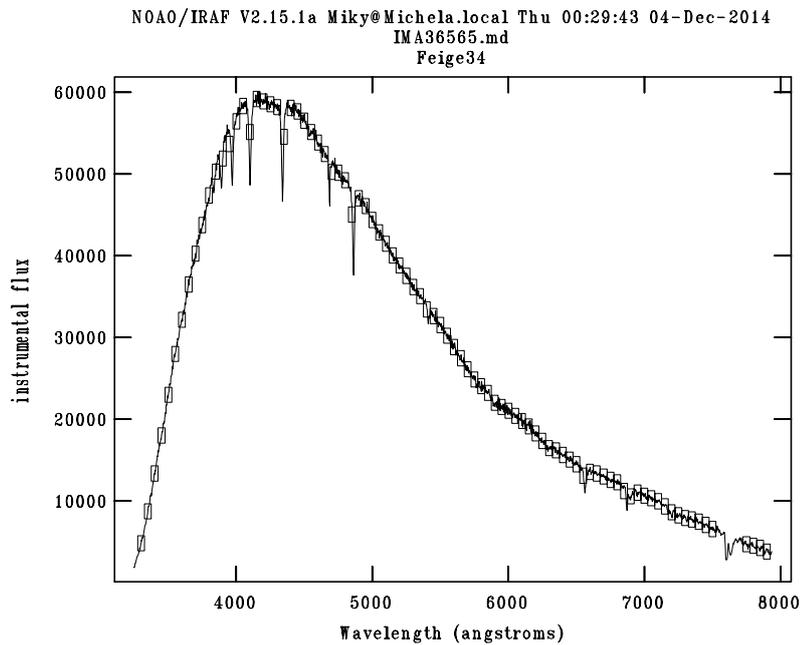


Figura 3.20: Spettro osservato della stella (IMA36565.md.fits) con le bande di 50 Å in cui si conosce il valore del suo flusso intrinseco.

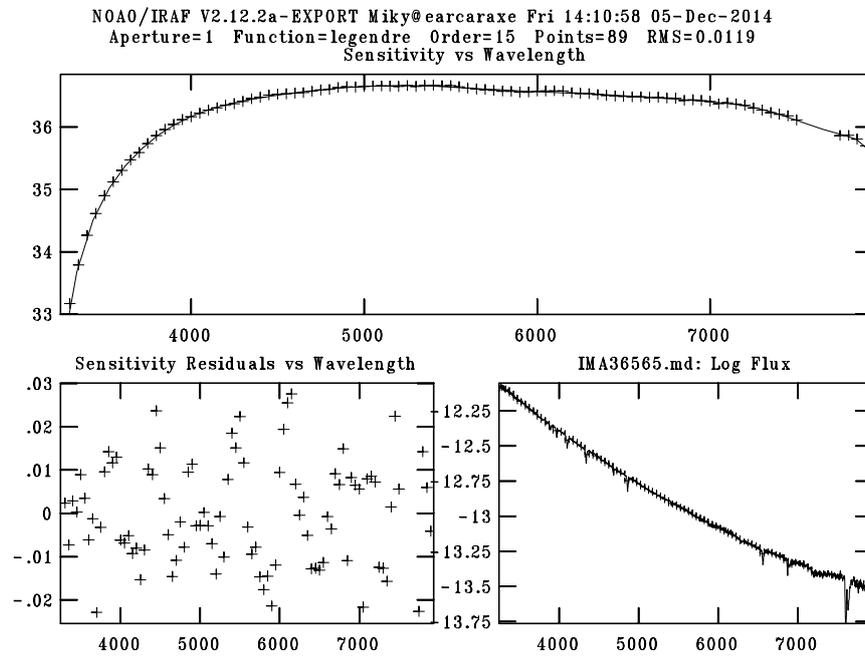


Figura 3.21: In alto: grafico della curva di risposta per la calibrazione in flusso degli spettri osservati. In basso a sinistra: mappa dei residui ottenuti dall'interpolazione dei coefficienti di calibrazione. In basso a destra: confronto tra lo spettro calibrato in flusso della stella standard (croci) e lo spettro osservato a cui è stata applicata la curva di risposta (linea continua).

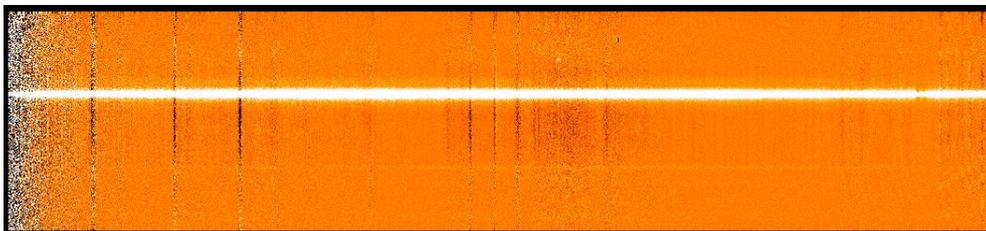


Figura 3.22: Spettro della galassia NGC 5548 calibrato in flusso (IMA36558.fc.fits).

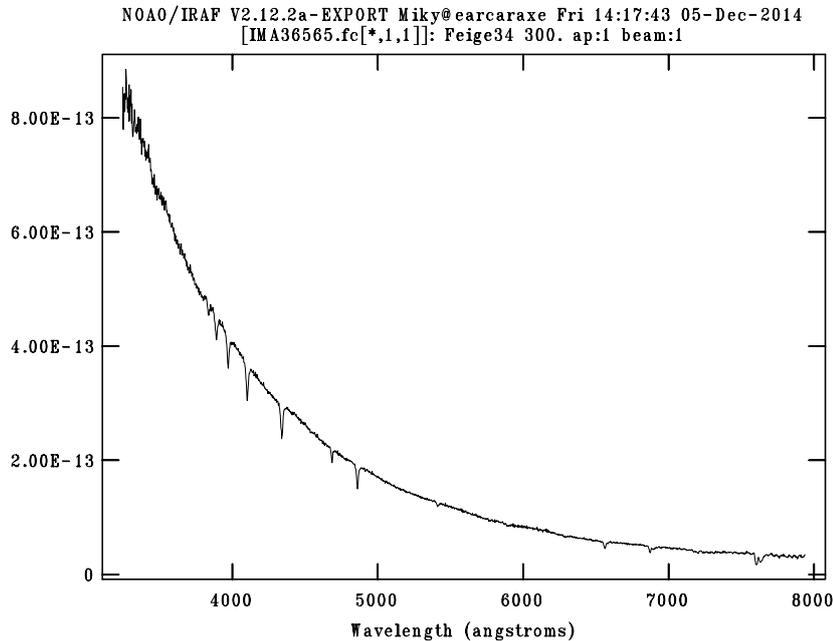


Figura 3.23: Spettro della stella standard Feige 34 (IMA36565.fc.fits) dopo la calibrazione in flusso.

3.1.6 Estrazione dello spettro monodimensionale della galassia NGC 5548

L'ultima fase della riduzione dati prevede l'estrazione dello spettro monodimensionale della galassia. Per questo si è usata la procedura `extract_t122`, i cui parametri sono mostrati in Figura 3.24 e che chiede in ingresso la lista degli spettri `IMA*.fc.fits` della galassia.

Durante questa procedura si è eseguita una ulteriore e definitiva sottrazione del contributo del cielo, il cui segnale è stato interpolato da una funzione di `chebyshev` di ordine 2. Si è scelto di estrarre lo spettro in una regione di 15 arcsec centrata nel nucleo della galassia per avere dati compatibili con quelli ottenuti con i diversi telescopi coinvolti nel programma STORM. In questo lavoro sono stati ridotti tutti e tre gli spettri ottenuti nella notte del 22 febbraio 2014 durante le osservazioni della galassia NGC 5548 (Tabella 2.3) e sono stati estratti separatamente. Un esempio del risultato finale della procedura è mostrato in Figura 3.25.

```

PACKAGE = user
  TASK = extract_t122

dogalaxy=       yes Extraction of GALAXY spectra (yes/no)
galaxy = galaxy.lis List of GALAXIES (no .fits extension)
gain = 0.97 Atodgain (electrons/ADU):
noise = 3.4 Readnoise (electrons):
(mode = ql)

```

Figura 3.24: Lista dei parametri di riferimento della procedura `extract_t122`.

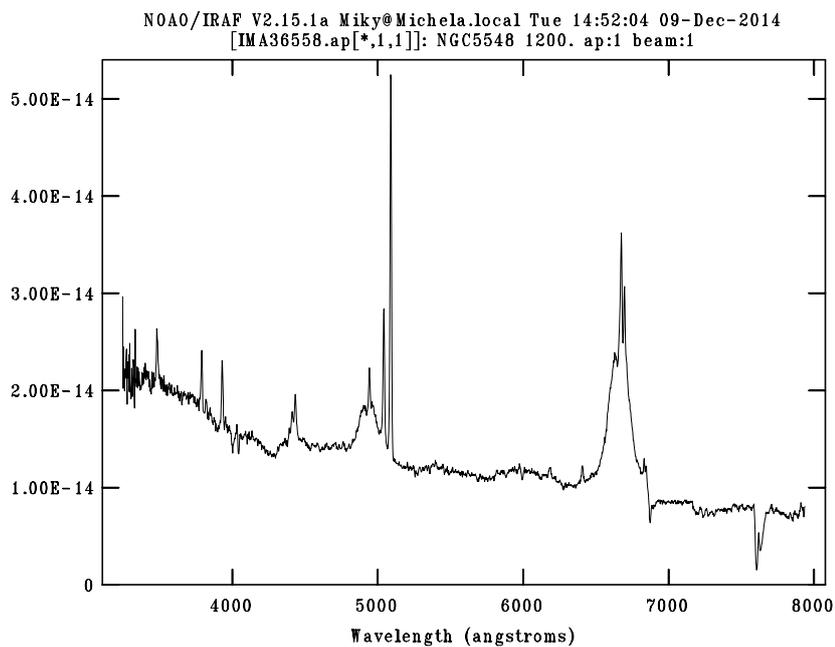


Figura 3.25: Spettro monodimensionale di NGC 5548 (`IMA36558.ap.fits`) calibrato in lunghezza d'onda e flusso.

3.2 Misura del flusso del continuo ottico a 5100 Å e della riga di emissione Hβ

Una volta che tutti gli spettri sono stati ridotti è stato possibile effettuare le misure del flusso del continuo ottico a 5100 Å e della componente larga della riga di emissione Hβ. Per questa fase del lavoro è stata utilizzata la procedura `splot` di IRAF. Tale procedura chiede in ingresso lo spettro da analizzare e permette interattivamente di misurare il flusso ad una lunghezza d'onda o il flusso integrato in un intervallo di lunghezze d'onda ed i relativi errori.

Per il calcolo dell'errore corrispondente al flusso integrato è necessario modificare alcuni parametri nella procedura `splot`, la quale prevede che l'errore σ sia dato dalla seguente formula

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 + invgain \cdot I, \quad (3.1)$$

dove I rappresenta il flusso del *pixel* mentre σ_0 e *invgain* sono rispettivamente lo scarto quadratico medio associato al rumore e l'inverso del guadagno dello spettro e rappresentano appunto i parametri da stimare che devono essere inseriti con le giuste unità di misura nella procedura.

I valori dei parametri sono stati ricavati selezionando sullo spettro tre zone del continuo della galassia in prossimità della riga di emissione Hβ e misurando per queste il valore medio del flusso (*avg*) e l'errore associato (*rms*) (Tabella 3.3). Sapendo che tra *avg* e *rms*² sussiste una correlazione lineare i dati sono stati interpolati da una retta di equazione $rms^2 = A + B \cdot avg$, dove A e B rappresentano rispettivamente σ_0^2 e *invgain*. In Tabella 3.4 sono riportati i valori dei due parametri per ogni spettro analizzato. Poiché tutti i valori di *invgain* sono negativi la procedura `splot` prevede che questo parametro sia fissato al valore zero.

A questo punto si è proceduto con la misura del flusso del continuo a 5100 Å e con la misura del flusso integrato della riga Hβ. Il flusso del continuo a 5100 Å in $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{Å}^{-1}$ è stato misurato sullo spettro della galassia mediando il flusso nell'intervallo spettrale da 5185 Å a 5195 Å e come errore associato è stato scelto lo scarto quadratico medio dei valori. Il flusso della riga di emissione Hβ è stato determinato sullo stesso spettro assumendo che il continuo sottostante fosse lineare tra 4790 Å e 5170 Å e calcolando il flusso integrato tra 4795 Å e 5018 Å sopra questo continuo come mostrato in Figura 3.26. Il flusso della riga Hβ così misurato è stato assunto essere quello della componente larga della riga senza sottrarre il contributo della componente stretta. I risultati ottenuti sono mostrati in Tabella 3.5.

Tabella 3.3: Statistica del continuo per il calcolo dei parametri σ_0 e *invgain*.

| Spettro | Intervallo | <i>avg</i> [10^{-15} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ Å $^{-1}$] | <i>rms</i> [10^{-15} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ Å $^{-1}$] |
|----------------|------------|---|---|
| (1) | (2) | (3) | |
| NGC5548_3.fits | I | 14.20 | 0.23 |
| NGC5548_3.fits | II | 12.08 | 0.27 |
| NGC5548_3.fits | III | 11.24 | 0.26 |
| NGC5548_2.fits | I | 14.33 | 0.20 |
| NGC5548_2.fits | II | 11.97 | 0.23 |
| NGC5548_2.fits | III | 10.90 | 0.27 |
| NGC5548_1.fits | I | 14.44 | 0.21 |
| NGC5548_1.fits | II | 12.07 | 0.21 |
| NGC5548_1.fits | III | 11.21 | 0.29 |

NOTE: Col.(1): nome dello spettro. Col.(2): numero d'ordine dell'intervallo selezionato dove I = (4500 – 4700) Å, II = (5200 – 5400) Å e III = (5600 – 5800) Å. Col.(3): flusso medio del continuo. Col.(4): errore corrispondente alla misura del flusso medio.

Tabella 3.4: Valori dei parametri *invgain* e σ_0 .

| Spettro | <i>invgain</i> [10^{-18} Å] | σ_0 [10^{-16} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$] |
|----------------|-----------------------------------|---|
| (1) | (2) | (3) |
| NGC5548_1.fits | -7.034 | 3.913 |
| NGC5548_2.fits | -9.243 | 4.137 |
| NGC5548_3.fits | -9.816 | 4.242 |

NOTE: Col.(1): nome dello spettro. Col.(2): valore del parametro *invgain*. Col.(3): valore del parametro σ_0 .

I flussi sono stati poi corretti utilizzando le seguenti formule (Peterson et al. 2002)

$$F(\text{H}\beta)_{\text{int}} = \phi F(\text{H}\beta)_{\text{oss}} \quad (3.2)$$

$$F(5100 \text{ \AA})_{\text{int}} = \phi F(5100 \text{ \AA})_{\text{oss}} - G, \quad (3.3)$$

dove $F(\text{H}\beta)_{\text{oss}}$ e $F(5100 \text{ \AA})_{\text{oss}}$ sono i valori osservati e $F(\text{H}\beta)_{\text{int}}$ e $F(5100 \text{ \AA})_{\text{int}}$ sono i valori corretti e dove ϕ e G sono parametri di correzione i cui valori ci sono stati forniti da Peterson & Pei (comunicazione privata). Il parametro $\phi = 0.90357$ è introdotto per correggere gli effetti legati alla funzione di allargamento, mentre il parametro $G = -0.766097 \cdot 10^{-15}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ Å $^{-1}$ è

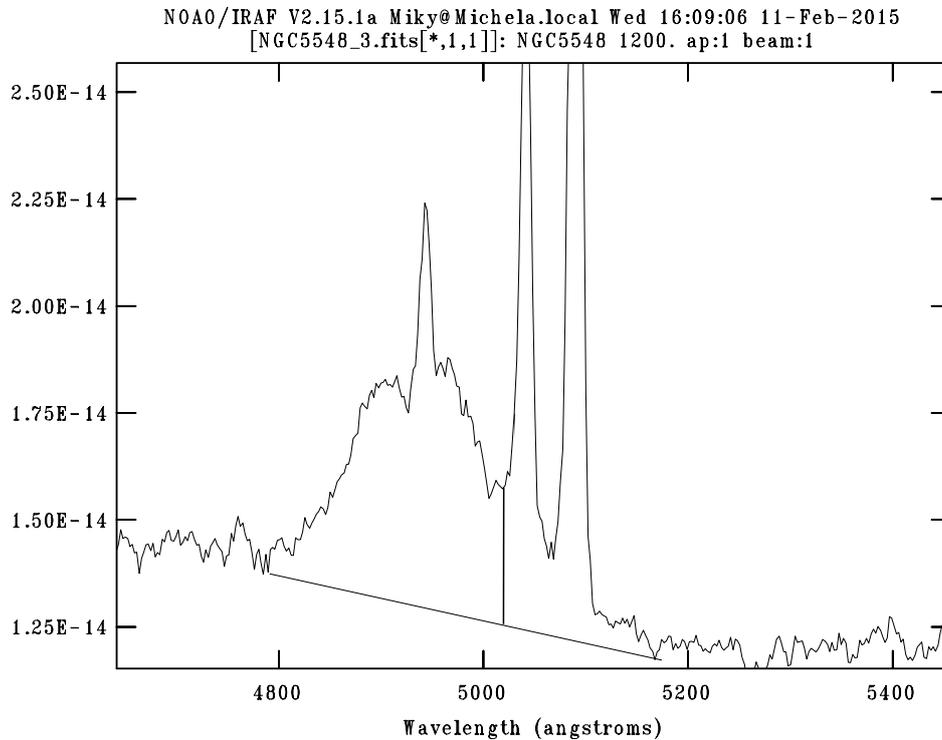


Figura 3.26: Esempio di misura del flusso della riga di emissione $H\beta$ dello spettro NGC5548_3.fits. Il segmento obliquo definisce l'andamento del continuo mentre il segmento verticale definisce il limite dell'intervallo di lunghezza d'onda a 5018 Å, entro cui calcolare il flusso integrato della riga di emissione $H\beta$.

introdotto per correggere gli effetti dovuti alle diverse quantità di luce raccolte a seconda dell'apertura utilizzata. I fattori di correzione ϕ e G sono definiti per i singoli telescopi che hanno contribuito alla campagna di osservazione AGN STORM (Tabella 1.1) e servono per riscaldare le diverse curve di luce in modo che abbiano la stessa ampiezza e lo stesso punto zero (Peterson et al. 2002). I flussi corretti di NGC 5548 sono mostrati in Tabella 3.6. Infine è stata calcolata la media pesata dei valori dei flussi del continuo ottico e della riga di emissione e la media aritmetica delle date giuliane eliocentriche relative all'epoca di osservazione. I valori medi ottenuti sono riportati in Tabella 3.7.

Tabella 3.5: Misure del flusso osservato del continuo a 5100 Å e della riga H β .

| Spettro | HJD | $F(H\beta)_{\text{oss}}$ | $F(5100 \text{ \AA})_{\text{oss}}$ |
|----------------|--------------|---|--|
| (1) | $[-2450000]$ | $[10^{-15} \text{ erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}]$ | $[10^{-15} \text{ erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{\AA}^{-1}]$ |
| (1) | (2) | (3) | (4) |
| NGC5548_1.fits | 6711.494 | 799.2 ± 8.8 | 12.21 ± 0.09 |
| NGC5548_2.fits | 6711.510 | 765.7 ± 9.2 | 12.02 ± 0.10 |
| NGC5548_3.fits | 6711.525 | 804.9 ± 9.5 | 12.25 ± 0.09 |

NOTE: Col.(1): nome dello spettro. Col.(2): data giuliana eliocentrica. Col.(3): flusso integrato osservato della riga H β ed errore corrispondente. Col.(4): flusso osservato del continuo a 5100 Å ed errore corrispondente.

Tabella 3.6: Misure del flusso corretto del continuo a 5100 Å e della riga H β .

| Spettro | HJD | $F(H\beta)_{\text{int}}$ | $F(5100 \text{ \AA})_{\text{int}}$ |
|----------------|--------------|---|--|
| (1) | $[-2450000]$ | $[10^{-15} \text{ erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}]$ | $[10^{-15} \text{ erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{\AA}^{-1}]$ |
| (1) | (2) | (3) | (4) |
| NGC5548_1.fits | 6711.494 | 722.1 ± 7.9 | 11.80 ± 0.08 |
| NGC5548_2.fits | 6711.510 | 691.9 ± 8.3 | 11.63 ± 0.09 |
| NGC5548_3.fits | 6711.525 | 727.3 ± 8.6 | 11.83 ± 0.08 |

NOTE: Col.(1): nome dello spettro. Col.(2): data giuliana eliocentrica. Col.(3): flusso integrato corretto della riga H β ed errore corrispondente. Col.(4): flusso corretto del continuo a 5100 Å ed errore corrispondente.

Tabella 3.7: Flusso medio del continuo a 5100 Å e della riga H β .

| Oggetto | HJD | $F(H\beta)_{\text{med}}$ | $F(5100 \text{ \AA})_{\text{med}}$ |
|---------|--------------|---|--|
| (1) | $[-2450000]$ | $[10^{-15} \text{ erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}]$ | $[10^{-15} \text{ erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{\AA}^{-1}]$ |
| (1) | (2) | (3) | (4) |
| NGC5548 | 6711.510 | 713.7 ± 4.8 | 11.76 ± 0.05 |

NOTE: Col.(1): nome dell'oggetto. Col.(2): data giuliana eliocentrica stimata come media aritmetica. Col.(3): flusso medio pesato della riga H β ed errore corrispondente. Col.(4): flusso medio pesato del continuo a 5100 Å ed errore corrispondente.

Capitolo 4

Risultati e conclusioni

In questo capitolo si riporta una sintesi del lavoro svolto con un'analisi dei risultati ottenuti (Sezione 4.1), la discussione delle conclusioni e un accenno ai possibili sviluppi futuri di questo lavoro (Sezione 4.2).

4.1 Analisi dei risultati

Per questo lavoro sono stati utilizzati tre spettri della galassia NGC 5548 ottenuti con il telescopio Galileo dell'Osservatorio Astrofisico di Asiago nell'ambito della campagna di osservazione AGN STORM, che si propone di monitorare la variabilità del continuo e delle righe di emissione dello spettro della galassia con osservazioni spettroscopiche e fotometriche, al fine di comprendere la struttura e la cinematica del disco di accrescimento nel nucleo galattico attivo.

Gli spettri sono stati presi durante la notte del 23 febbraio 2014 con un tempo di esposizione di 1200 s ciascuno con lo spettrografo Boller & Chivens su cui era montato il reticolo da 300 tr mm^{-1} ad un angolo di $5^{\circ}30'$ per selezionare l'intervallo di lunghezze d'onda comprese tra 3300 \AA e 7900 \AA . È stata usata una fenditura larga 5 arcsec posizionata lungo la direzione Nord-Sud ($\text{PA}=0^{\circ}$) e centrata nel nucleo della galassia.

Attraverso l'utilizzo di procedure del pacchetto di riduzione dei dati astronomici IRAF tutti gli spettri sono stati calibrati in lunghezza d'onda e flusso per misurare i flussi del continuo ottico a 5100 \AA e della componente larga della riga di emissione $\text{H}\beta$.

I dati di flusso misurati dagli spettri ridotti (Tabella 3.7) sono stati confrontati con le curve di luce del continuo ottico e della riga di emissione $\text{H}\beta$ ricavate dagli spettri di NGC 5548 presi con il telescopio McGraw-Hill Telescope di 1.3 m di diametro (MDM) dell'osservatorio astronomico di Kitt

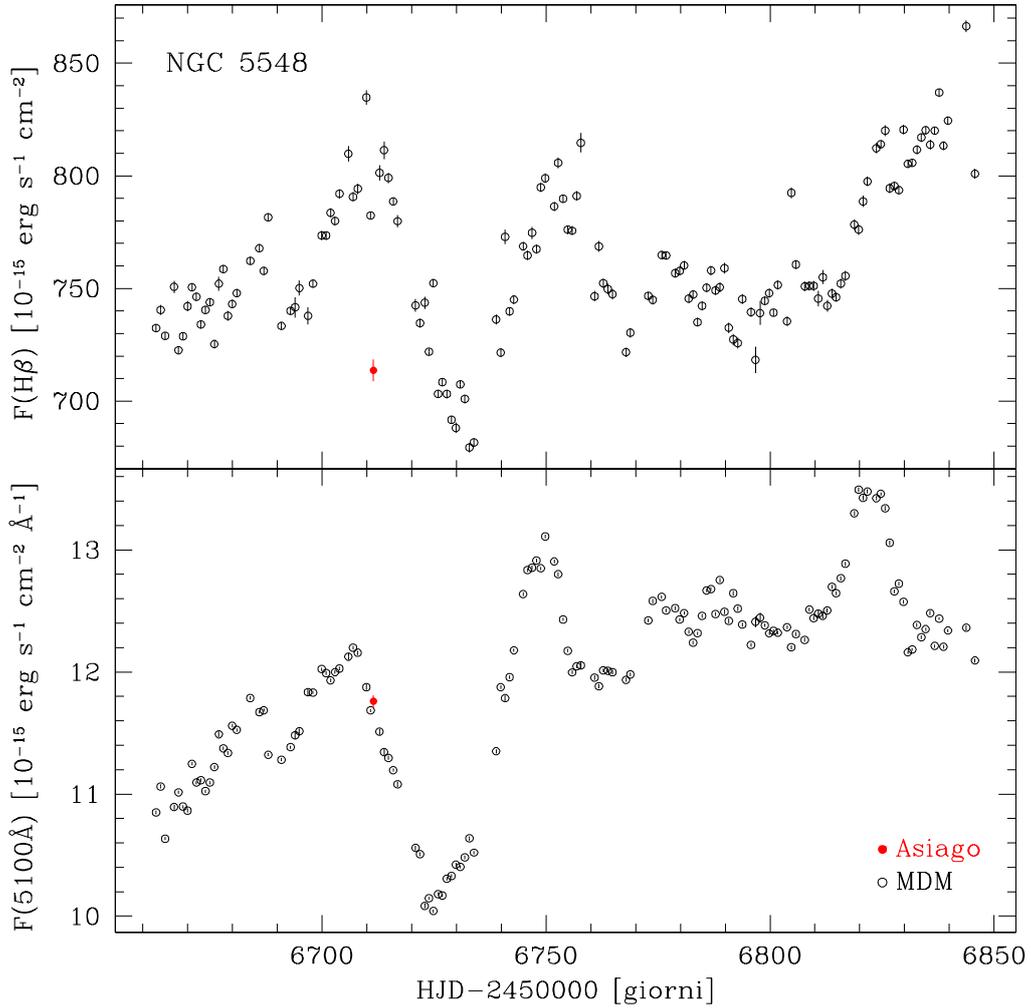


Figura 4.1: Curve di luce della riga di emissione $H\beta$ (in alto) e del continuo a 5100 \AA (in basso) per NGC 5548. I cerchi neri sono relativi ai dati presi con il telescopio McGraw-Hill Telescope di Kitt Peak (Peterson & Pei, comunicazione privata) mentre i pallini rossi sono relativi ai dati presi con il telescopio Galileo all'Osservatorio Astrofisico di Asiago e analizzati in questo lavoro di tesi.

Peak (Figura 4.1). Queste curve di luce sono state messe a nostra disposizione da Peterson & Pei (comunicazione privata). Risulta che il flusso del continuo ottico a 5100 \AA da noi misurato è consistente con i dati di MDM, mentre il flusso integrato della riga di emissione $H\beta$ da noi misurato è di circa il 10% inferiore a quello ottenuto nella stessa epoca con MDM.

Sono state investigate diverse possibili cause per comprendere il motivo di questa discrepanza ed è risultato che le misure del flusso della riga $H\beta$ non

dipendono in maniera significativa

- dalle dimensioni dell'apertura centrata sul nucleo della galassia ($5 \times 15 \text{ arcsec}^2$). È stato verificato che il flusso della riga $H\beta$ non cambia entro gli errori di misura variando l'apertura da $5 \times 14 \text{ arcsec}^2$ a $5 \times 16 \text{ arcsec}^2$;
- dal livello di cielo sottratto. È stato verificato che il flusso della riga $H\beta$ non cambia entro gli errori di misura variando il livello del cielo del 5% durante la fase di estrazione dello spettro monodimensionale della galassia;
- dall'ampiezza delle regioni in cui vengono definiti i livelli del continuo da interpolare sotto la riga $H\beta$. È stato verificato che il flusso della riga $H\beta$ non cambia entro gli errori di misura definendo il continuo come interpolazione lineare tra i valori misurati a 4790 \AA e 5170 \AA , tra i valori medi misurati tra $(4790 \pm 10) \text{ \AA}$ e $(5170 \pm 10) \text{ \AA}$ e tra i valori medi misurati tra $(4790 \pm 20) \text{ \AA}$ e $(5170 \pm 20) \text{ \AA}$.

Infine il valore misurato del flusso integrato della riga $H\beta$ non può essere sbagliato per un problema di calibrazione in lunghezza d'onda e/o flusso perché se così fosse allora anche il flusso del continuo a 5100 \AA che è stato misurato in un intervallo spettrale prossimo a quello della riga $H\beta$ dovrebbe differire dai valori ottenuti con il telescopio MDM.

Una probabile spiegazione per i più bassi valori di flusso misurati per la riga di emissione $H\beta$ potrebbe essere l'effetto del *seeing* che al momento dell'acquisizione degli spettri aveva una FWHM paragonabile con la larghezza della fenditura (Tabella 2.3). Ciò potrebbe aver alterato significativamente il flusso della sorgente nucleare non risolta, da cui proviene l'emissione $H\beta$ senza causare però effetti sul flusso della sorgente stellare estesa, da cui invece proviene il segnale del continuo ottico. I dati mostrano che per lo spettro `NGC5548_3.fits` acquisito nel momento in cui il *seeing* era migliore (Tabella 2.3) il flusso misurato è più alto (Tabella 3.7). Questa ipotesi potrà essere verificata una volta costruita l'intera curva di luce della riga $H\beta$ con i dati ottenuti da Asiago per 24 notti e confrontandola con le curve di luce costruite con valori misurati con altri telescopi. Sappiamo infatti che sono stati presi spettri di NGC 5548 dai telescopi MDM per 144 epoche, C. Donald Shane Telescope per 42 epoche, telescopio Galileo per 24 epoche, Astrophysical Research Consortium Telescope per 13 epoche e Wyoming Infrared Observatory Telescope per 6 epoche durante un totale di 184 notti di osservazioni dal 4 gennaio al 6 luglio 2014 (Peterson & Pei, comunicazione privata).

4.2 Conclusioni e sviluppi futuri

Con i dati raccolti dal programma di osservazione AGN STORM sarà possibile misurare i tempi di ritardo delle righe di emissione e quindi costruire una mappa velocità-ritardo ottenuta simultaneamente dalle righe di emissione UV e dalle righe di emissione ottiche per il nucleo galattico attivo di NGC 5548. Si capirà la struttura, l'orientazione e la cinematica del gas che caratterizza la BLR e si potranno migliorare le stime della massa dei SBH usando il metodo di *reverberation mapping*.

I primi risultati della campagna di osservazione di NGC 5548 condotta con l'*Hubble Space Telescope* e lo *Swift UV/Optical Telescope* sempre nell'ambito del progetto AGN STORM mostrano che le curve di luce nell'ultravioletto e nell'ottico sono ben correlate con ritardi di circa 1-2 giorni, che aumentano all'aumentare delle lunghezze d'onda. Questi ritardi risultano essere ben interpolati da una relazione del tipo $\tau \propto \lambda^{4/3}$ ed è in accordo con il modello standard di accrescimento del disco in stato stazionario. Dai valori misurati del tempo di ritardo si ottiene una stima delle dimensioni del disco di accrescimento dell'ordine di 0.35 ± 0.05 giorni luce (Edelson et al. 2015). I risultati dei dati ultravioletti ottenuti con spettrografo COS di HST mostrano forti variazioni del continuo e delle righe di emissione e i ritardi stimati per la riga dell'He II $\lambda 1640$ sono dell'ordine di 2.5 giorni mentre per le righe Ly $\alpha \lambda 1215$, C IV $\lambda 1550$ e Si IV $\lambda 1400$ sono dell'ordine di 5 – 6 giorni (De Rosa et al. 2015). Le relazioni tra il continuo e le righe di emissione sono più complesse e richiedono l'analisi completa delle curve di luce ottiche che è attualmente in corso.

In conclusione il telescopio Galileo dell'Osservatorio Astrofisico di Asiago risulta adeguato per effettuare osservazioni spettroscopiche nell'ottico di nuclei galattici attivi come NGC 5548 e potrà essere utilizzato in futuro sia per estendere la campagna di osservazione di NGC 5548 che per intraprendere osservazioni sistematiche di altre galassie attive.

Bibliografia

- [1] Aller, M. C., & Richstone, D. O. 2007, *ApJ*, 665, 120
- [2] Begelman, M. C., Volonteri, M., & Rees, M. J. 2006, *MNRAS*, 370, 289
- [3] Beifiori, A., Courteau, S., Corsini, E. M., & Zhu, Y. 2012, *MNRAS*, 419, 2497
- [4] Bertola, F., Cappellari, M., Funes, J. G., et al. 1998, *ApJ*, 509, L93
- [5] Böker, T., Laine, S., van der Marel, R. P., et al. 2002, *AJ*, 123, 1389
- [6] Braatz, J. A., Wilson, A. S., & Henkel, C. 1994, *ApJ*, 437, L99
- [7] Cackett, E. M., & Horne, K. 2006 *MNRAS*, 365, 1180
- [8] Côté, P., Piatek, S., Ferrarese, L., et al. 2006, *ApJS*, 165, 57
- [9] Dalla Bontà, E., Ferrarese, L., Corsini, E. M., et al. 2009, *ApJ*, 690, 537
- [10] De Rosa, G., Peterson, B. M., Ely, J., et al. 2015, *ApJ*, in stampa (arXiv:1501.05954v1)
- [11] Edelson, R., Gelbord, J. M., Horne, K., et al. 2015, *ApJ*, in stampa (arXiv:1501.05951v1)
- [12] Feoli, A., & Mancini, L. 2009, *ApJ*, 703, 1502
- [13] Ferrarese, L., Côté, P., Dalla Bontà, E., et al. 2006, *ApJ*, 644, L21
- [14] Ferrarese, L., & Merritt, D. 2000, *ApJ*, 539, L9
- [15] Franceschini, A., Vercellone, S., & Fabian, A. C. 1998, *MNRAS*, 297, 817

- [16] Fryer, C. L., & Kalogera, V. 2001, *ApJ*, 554, 548
- [17] Garcia, A. M. 1993, *A&AS*, 100, 47
- [18] Gebhardt, K., & Thomas, J. 2009, *ApJ*, 700, 1690
- [19] Graham, A. W., & Driver, S. P. 2007, *ApJ*, 655, 77
- [20] Graham, A. W., & Li, I.-Hui 2009, *ApJ*, 698, 812
- [21] Greene, J. E., Ho, L. C., & Barth, A. J. 2008, *ApJ*, 688, 159
- [22] Häring, N., & Rix, H. 2004, *ApJ*, 604, L89
- [23] Herrnstein, J. R., Moran, J. M., Greenhill, L. J., & Trotter, A. S. 2005, *ApJ*, 629, 719
- [24] Kaspi, S., Brandt, W. N., Maoz, D., et al. 2007, *ApJ*, 659, 997
- [25] Kaspi, S., Smith, P. S., Netzer, H., et al. 2000, *ApJ*, 533, 631
- [26] Kormendy, J., & Gebhardt, K. 2001, in *AIP Conf. Ser.* 586, *Relativistic Astrophysics: 20th Texas Symposium*, ed. J. C. Wheeler, & H. Martel (Austin, TX: American Institute of Physics)
- [27] Kormendy, J., & Ho, L. C. 2013, *ARA&A*, 51, 511
- [28] Kormendy, J., & Richstone, D. 1995, *ARA&A*, 33, 581
- [29] Madau, P., & Rees, M. J. 2001, *ApJ*, 551, L27
- [30] Meyer, L., Ghez, A. M., Schödel, R., et al. 2012, *Sci*, 338, 84
- [31] Netzer, H., & Marziani, P. 2010, *ApJ*, 724, 318
- [32] Neufeld, D. A., & Melnick, G. J. 1991, *ApJ*, 368, 215
- [33] Park, D., Kelly, B. C., Woo, J., & Treu, T. 2012, *ApJS*, 203, 6
- [34] Peterson, B. M. 2004, in *IAU Symp.* 222, *The Interplay Among Black Holes, Stars and ISM in Galactic Nuclei*, ed. T. Storchi-Bergmann, L. C. Ho, & H. R. Schmitt (Cambridge: Cambridge University Press), 15
- [35] Peterson, B. M. 2007, *An Introduction to Active Galactic Nuclei* (Cambridge: Cambridge University Press)
- [36] Peterson, B. M. 2014, *SSRv*, 183, 253

- [37] Peterson, B. M., & Bentz, M. C. 2006, *NewAR*, 50, 796
- [38] Peterson, B. M., Berlind, P., Bertram, R., et al. 2002, *ApJ*, 581, 197
- [39] Peterson, B. M., Denney, K. D., De Rosa, G., et al. 2013, *ApJ*, 779, 109
- [40] Peterson, B. M., Wagner, R. M., Crenshaw, D. M., et al. 1983, *AJ*, 88, 926
- [41] Pizzella, A., Corsini, E. M., Dalla Bontà, E., et al. 2005, *ApJ*, 631, 785
- [42] Quinlan, G. D., & Shapiro, S. L. 1990, *ApJ*, 356, 483
- [43] Rasio, F. A., Freitag, M., & Gürkan, M. A. 2004, in *Carnegie Observatories Centennial Symposia, Coevolution of Black Holes and Galaxies*, ed. L. C. Ho (Cambridge: Cambridge University Press)
- [44] Sandage, A., & Bedke, J. 1994, *The Carnegie Atlas of Galaxies* (Washington, DC: Carnegie Institution of Washington)
- [45] Thomas, J., Saglia, R. P., Bender, R., et al. 2014, *ApJ*, 782, 39
- [46] van Dokkum, P. G. 2001, *PASP*, 113, 1420
- [47] Vanden Berk, D.E., Yip, C., Connolly, A., et al. 2004, in *ASP Conf. Ser. 311, AGN Physics with the Sloan Digital Sky Survey*, ed. G.T. Richards, & P. B. Hall (Princeton, NJ: Astronomical Society of the Pacific)
- [48] Veron-Cetty, M.-P., & Veron, P. 2006, *A&A*, 455, 773