

SCUOLA DI SCIENZE  
Dipartimento di Fisica e Astronomia  
Corso di Laurea Magistrale in Astrofisica e Cosmologia

Feedback da AGN e cinematica del gas ionizzato  
nella galassia a  $z \sim 2$  GMASS 0953

Tesi di Laurea

Presentata da:  
**Federica Loiacono**

Relatore:  
**Chiar.mo Prof. Andrea Cimatti**

Correlatori:  
**Prof. Filippo Fraternali**  
**Dott.ssa Margherita Talia**

*Ai miei genitori,  
per avermi insegnato  
l'amore per la libertà  
e per la conoscenza*

«O donna in cui la mia speranza vige,  
e che soffristi per la mia salute  
in inferno lasciar le tue vestige,  
di tante cose quant'ì ho vedute,  
dal tuo podere e da la tua bontate  
riconosco la grazia e la virtute.  
Tu m'hai di servo tratto a libertate  
per tutte quelle vie, per tutt'ì modi  
che di ciò fare avei la potestate.  
La tua magnificenza in me custodi,  
sì che l'anima mia, che fatt'hai sana,  
piacente a te dal corpo si disnodi».  
Così orai; e quella, sì lontana  
come pareva, sorrise e riguardommi;  
poi si tornò all'eterna fontana.

Paradiso XXXI, 79-93

# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>5</b>
<b>1 L'evoluzione delle galassie nella cosmologia <math>\Lambda</math>CDM</b>	<b>6</b>
1.1 Le modalità di crescita delle galassie: mergers e inflows di gas freddo .	7
1.2 La co-evoluzione di galassie e buchi neri: il ruolo del feedback da AGN	9
1.2.1 Outflow . . . . .	11
1.3 Le galassie early-type: proprietà ed evoluzione . . . . .	13
<b>2 La galassia GMASS 0953</b>	<b>18</b>
2.1 La survey GMASS . . . . .	19
2.2 Le osservazioni multi-banda: evidenza di un AGN di Tipo 2 . . . . .	22
2.3 Risultati di lavori precedenti . . . . .	27
2.4 La spettroscopia nel vicino infrarosso . . . . .	28
2.4.1 Le osservazioni e i dati GNIRS . . . . .	29
2.4.2 Le osservazioni e i dati SINFONI . . . . .	30
<b>3 Analisi dello spettro GNIRS</b>	<b>32</b>
3.1 Analisi delle righe e del continuo . . . . .	33
3.1.1 $H\beta$ e [O III] $\lambda\lambda 4959,5007$ . . . . .	35
3.1.2 [N II] $\lambda\lambda 6548,6584$ e $H\alpha$ . . . . .	39
3.1.3 [S II] $\lambda\lambda 6716,6731$ . . . . .	41
3.2 Estinzione dalla polvere . . . . .	44
3.3 Tasso di formazione stellare . . . . .	46
3.4 Densità elettronica . . . . .	48
<b>4 Analisi dei dati SINFONI</b>	<b>52</b>
4.1 Analisi delle righe e del continuo . . . . .	53
4.1.1 [O III] $\lambda\lambda 4959,5007$ e $H\alpha$ . . . . .	53
4.1.2 Continuo . . . . .	58
4.1.3 Outflow di [O III] $\lambda\lambda 4959,5007$ . . . . .	63
4.2 Registrazione sull'immagine HST . . . . .	66
<b>5 Studio della cinematica del gas ionizzato</b>	<b>69</b>
5.1 Diagrammi posizione-velocità . . . . .	70
5.2 Derivazione della curva di rotazione e del profilo di dispersione di velocità	74
5.2.1 Modello tilted-ring 3D . . . . .	74
5.2.2 Modello con densità normalizzata localmente . . . . .	76
5.2.3 Modello con densità azimutale . . . . .	81
5.3 Derivazione della massa dinamica . . . . .	89

## INDICE

---

5.4	Calcolo del parametro di Toomre $Q$ . . . . .	90
<b>6</b>	<b>L'impatto del feedback da AGN su GMASS 0953</b>	<b>93</b>
6.1	Stima della velocità: evidenza di un outflow provocato da un AGN . . .	94
6.2	Stima della massa dell'outflow . . . . .	97
6.3	Stima del tasso di espulsione e del mass loading factor . . . . .	101
<b>7</b>	<b>Conclusioni e sviluppi futuri</b>	<b>103</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>106</b>

# Introduzione

Numerosi studi hanno mostrato che i nuclei galattici attivi (AGN) possono giocare un ruolo importante nell'evoluzione delle galassie. In particolare, si ritiene che l'attività AGN possa avere un impatto significativo sull'evoluzione delle galassie sferoidali di grande massa, che hanno cessato l'attività di formazione stellare già a  $1 < z < 2$ . Diverse osservazioni hanno infatti rivelato espulsioni di gas (*outflow*) dalle regioni nucleari delle galassie provocate dai venti e/o dalla pressione di radiazione sprigionati dagli AGN, che possono ridurre in maniera drastica il combustibile necessario per la nascita delle stelle, favorendo l'evoluzione passiva dei sistemi in cui gli outflow sono in atto. In questo contesto, abbiamo deciso di studiare la sorgente GMASS 0953, una galassia *star-forming* di grande massa a  $z \sim 2$  che ospita un nucleo galattico attivo, utilizzandola come una sorta di "laboratorio" per chiarire l'impatto che un AGN può avere sulla galassia ospitante. GMASS 0953 presenta infatti un outflow di gas ionizzato, rivelato dalla nostra analisi su dati spettroscopici (sia *long slit* che a campo integrale) nel vicino infrarosso (*rest-frame* visibile), del quale abbiamo studiato le proprietà per comprendere se l'espulsione di gas possa competere con l'attività di formazione stellare della galassia: l'obiettivo di questo lavoro è infatti stabilire se GMASS 0953 rappresenti un possibile progenitore di una galassia sferoidale che cessa la propria attività di formazione stellare quando l'Universo ha meno di 6 Gyr ( $z \sim 1$ ). Parallelamente, grazie alla disponibilità di dati di spettroscopia a campo integrale, abbiamo studiato la cinematica del gas ionizzato presente in questo sistema. La nostra analisi ha evidenziato la presenza di un disco per il quale abbiamo estratto la curva di rotazione, che ci ha consentito di quantificare la massa dinamica della galassia.

Il lavoro è strutturato nel modo che segue: nel capitolo 1 illustreremo il panorama di formazione ed evoluzione delle galassie secondo l'attuale modello cosmologico, focalizzando l'attenzione sulle connessioni tra galassie e AGN e sullo scenario evolutivo delle galassie ellittiche massicce. Il capitolo 2 è dedicato invece alla descrizione della galassia GMASS 0953, oggetto di questo studio, di cui proporremo sia i dati fotometrici che quelli spettroscopici al momento disponibili; in particolare introdurremo i dati spettroscopici nel vicino infrarosso, realizzati dagli spettrografi GNIRS e SINFONI, sui quali abbiamo svolto la nostra analisi. I capitoli 3 e 4 sono riservati allo studio delle righe in emissione del gas ionizzato, che ha evidenziato la presenza di un outflow visibile dalle transizioni di [O III]  $\lambda\lambda 4959, 5007$ . Nel quinto capitolo sarà trattata la cinematica su grande scala della riga di [O III]  $\lambda 5007$  mentre nel capitolo 6 discuteremo l'impatto che l'outflow ha sulla galassia. Saranno infine presentati i possibili sviluppi di questo lavoro.

# Capitolo 1

## L'evoluzione delle galassie nella cosmologia $\Lambda$ CDM

Secondo il modello cosmologico attuale ( $\Lambda$ CDM, *Cold Dark Matter* con costante cosmologica  $\Lambda$ ) le galassie si formano dal collasso della materia barionica negli aloni di materia oscura (Coles & Lucchin, 2002). Dopo essersi disaccoppiati dalla radiazione ( $z_{\text{dec}} \sim 10^3$ ), i barioni cadono nelle buche di potenziale generate dalla materia oscura e la temperatura del gas viene portata a quella viriale degli aloni. Con il passare del tempo le galassie crescono sia tramite il progressivo raffreddamento del gas contenuto in ciascun alone sia fondendosi tra loro attraverso i *mergers*, che possono avvenire fra oggetti di massa simile (*major mergers*) o con una massa molto diversa (*minor mergers*).

La trattazione teorica del processo di formazione delle galassie e delle fasi iniziali di evoluzione risulta particolarmente complessa a causa dei numerosi processi che caratterizzano la fisica dei barioni. Essa richiede infatti che si sappia valutare la competizione fra i meccanismi di raffreddamento del gas (*bremstrahlung*, ricombinazione e *scattering* Compton) e quelli di riscaldamento (per esempio la fotoionizzazione) che intervengono quando l'Universo si popola in maniera significativa di sorgenti ionizzanti come le stelle di popolazione III ed i nuclei galattici attivi (AGN) ( $7 < z_{\text{reion}} < 20$ ). E' inoltre necessario quantificare il tasso di mergers delle galassie e degli aloni di materia oscura e conoscere il profilo di densità del gas e della materia non barionica. In più i modelli devono tener conto delle conseguenze del *feedback*, dove con questa espressione si intende l'azione esercitata dagli AGN o dalle stelle OB e dalle esplosioni di supernova sulle galassie, che può inibire o in alcuni casi favorire la formazione stellare (Ishibashi & Fabian, 2014). Manca infine una teoria dettagliata sulla formazione stellare, che al momento è un fenomeno poco compreso soprattutto su scala galattica.

In questo contesto, le osservazioni ad alto *redshift* sono necessarie per porre dei vincoli su come le galassie si evolvono fino a presentare le caratteristiche che mostrano nell'Universo locale. In particolare, numerosi lavori hanno mostrato che a  $1 \lesssim z \lesssim 2$  si verifica la maggior parte della crescita in massa delle galassie (Fontana et al. 2004; Glazebrook et al. 2004; Abraham et al. 2007; Arnouts et al. 2007) mentre intorno a  $z \gtrsim 2$  si colloca il picco della densità di formazione stellare cosmica (Madau et al. 1996; Lilly et al. 1996; Madau & Dickinson 2014) e quello dell'attività AGN (Shankar et al. 2009, Delvecchio et al. 2014). Il periodo cosmico a  $z \sim 1 - 2$  individua anche l'epoca in cui avviene la migrazione delle galassie da irregolari ai tipi morfologici più abbondanti nell'Universo di oggi, ovvero dischi e sferoidi (Mortlock et al. 2013).

## 1.1 Le modalità di crescita delle galassie: mergers e inflows di gas freddo

Il ruolo cruciale che il periodo cosmologico intorno a  $z \sim 2$  riveste nell'evoluzione delle galassie motiva una serie di *surveys* che sono state realizzate per studiare gli oggetti a  $1 \lesssim z \lesssim 3$  come per esempio SINS (Förster Schreiber et al. 2009), GMASS (Kurk et al. 2012) di cui si parlerà nel prossimo capitolo. A queste si aggiungono K20 (Mignoli et al. 2005) e zCOSMOS (Lilly et al. 2007) che considerano anche oggetti locali ( $z \sim 0$ ) fino a  $z \sim 3$ , VVDS (Le Fèvre et al. 2005) che si spinge fino a  $z \sim 6.7$  e VUDS (Le Fèvre et al. 2015), una survey spettroscopia di galassie a  $2 < z \lesssim 6$ .

In particolare le questioni salienti che al momento riguardano l'evoluzione delle galassie sono quando e come esse hanno formato la maggior parte della loro massa e qual è il ruolo giocato dal feedback degli AGN, in particolare nell'evoluzione delle galassie sferoidali massicce ( $M_\star \gtrsim 10^{11} M_\odot$ ) che hanno formato la maggior parte delle stelle già a  $z \sim 0.7$ . Queste tematiche saranno illustrate nelle tre sezioni successive.

## 1.1 Le modalità di crescita delle galassie: mergers e inflows di gas freddo

Secondo il modello cosmologico  $\Lambda$ CDM gli aloni di materia oscura accrescono la loro massa facendo *merging* tra loro (es. Lacey & Cole 1993; Kauffmann & White 1993) e l'Universo si popola progressivamente di strutture più massicce in quello che viene detto *clustering gerarchico*. Questo scenario suggerisce che i mergers, ed in particolare i major mergers tra oggetti di massa simile, possano giocare un ruolo fondamentale nell'evoluzione delle galassie. Ci sono diverse evidenze osservative di major mergers a  $z \gtrsim 2$  (Tacconi et al. 2006, 2008) ed alcune simulazione numeriche mostrano come essi siano un ingrediente importante nell'evoluzione delle galassie (Steinmetz & Navarro 2002). Anche alcuni modelli elaborati prima della cosmologia  $\Lambda$ CDM ricorrono al merger di due galassie a disco per spiegare la formazione delle galassie sferoidali (Toomre & Toomre 1972; Toomre 1974, 1977); in particolare i mergers possono indurre episodi di tipo *starburst* nei quali si registrano tassi di formazione stellare (SFRs) che arrivano anche a  $1000 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ , i quali rendono le galassie ospitanti a  $z > 1$  osservabili nel sub-millimetrico (Sub-Millimeter Galaxies, abbreviato con SMGs).

Tuttavia negli ultimi anni i risultati di alcune osservazioni e di diverse simulazioni numeriche suggeriscono che i major mergers non costituiscono il meccanismo privilegiato nella crescita delle galassie. Per esempio, dal lavoro di Rodighiero et al. (2011) si evince che le galassie di tipo starburst, che sono interpretate come indotte da un major merger, rappresentano solo il 2% delle galassie che formano stelle a  $z \sim 2$  e spiegano solo il 10% della densità di SFR cosmica a quel redshift. Allo stesso modo, l'esistenza di una correlazione fra la massa stellare e lo SFR (Figura 1.1) per le galassie *star-forming* (SFGs, con SFR fino a poche centinaia di masse solari l'anno) a  $1.4 < z < 2.5$  (Daddi et al. 2007) suggerisce che nelle SFGs la formazione stellare sia sostenuta da un meccanismo più continuo, come si verificherebbe nel caso di un *inflow* di gas freddo, molto efficiente nel formare la maggior parte della massa stellare, piuttosto che dai fenomeni estremi che sono associati ai mergers, in cui la maggior parte della riserva di gas di una galassia viene convertita in stelle tramite dei *burst* di formazione stellare, in un tempo scala confrontabile con il tempo dinamico<sup>1</sup> della galassia (Tacconi et al. 2006).

---

<sup>1</sup>Per tempo dinamico  $t_{\text{dyn}}$  si intende un tempo scala associato ad una galassia e solitamente è definito come  $t_{\text{dyn}} = R/v_c$  dove  $R$  è il raggio della galassia e  $v_c$  la velocità circolare a quel raggio. Per il campione di Tacconi et al. 2006 esso è  $\sim 10^8$  yr.

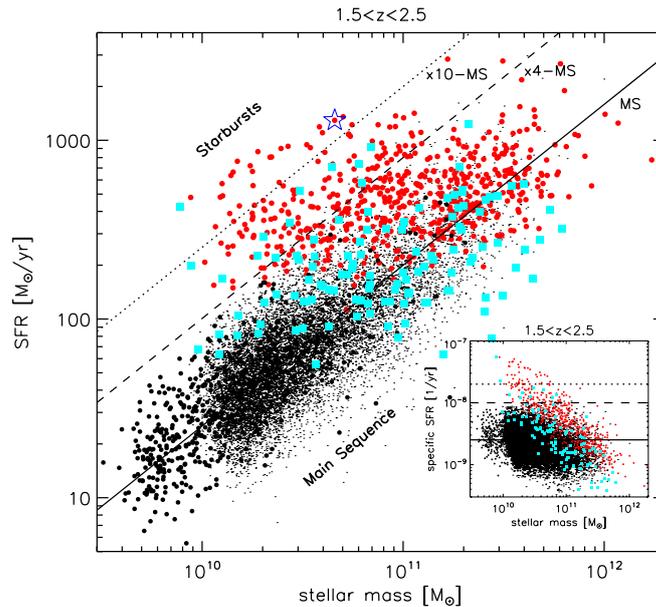


Figura 1.1: Relazione tra massa stellare e SFR a  $1.5 < z < 2.5$ . I punti neri sono galassie star-forming selezionate in banda K e i punti colorati sono galassie selezionate nell'infrarosso da dati Herschel-PACS a  $z \sim 2$ . La linea nera indica la *main sequence* (MS) delle galassie a  $z \sim 2$  definita da Daddi et al. (2007), sulla quale giace la maggior parte delle galassie star-forming a quel redshift. Si noti lo scarso numero di oggetti presente nella regione delle galassie starburst. Immagine tratta da Rodighiero et al. (2011).

Questo scenario è compatibile con i risultati di alcune simulazioni numeriche che hanno mostrato come gli aloni di materia oscura possano essere penetrati da filamenti di gas freddo che sono in grado di sostenere gli alti valori dello SFR misurati nelle galassie star-forming a  $z \gtrsim 2$ , mentre i mergers spiegano le proprietà delle SMGs (Dekel et al. 2009). Questi risultati si accordano a quelli di Genel et al. (2008), che aggiungono come i mergers da soli non siano sufficienti per trasformare i dischi che popolano l'Universo a  $z \sim 2$  in galassie sferoidali a  $z \sim 0$  e per ridurre le alte densità superficiali misurate nelle SMGs a  $z \sim 2$  nello stesso intervallo temporale.

Un'altra evidenza osservativa che ridimensiona il ruolo dei mergers nell'evoluzione delle galassie emerge dalle caratteristiche degli oggetti della survey SINS (Förster Schreiber et al. 2006, 2009) che contiene galassie star-forming a  $1 < z < 3$  studiate con la spettroscopia a campo integrale e di cui si parlerà nel capitolo 2. In particolare, l'analisi delle proprietà cinematiche di numerose galassie con  $1.5 < z < 2.5$  e massa stellare  $M_* > 10^{10} M_\odot$  rivela che i 2/3 degli oggetti del campione sono caratterizzati da un disco in rotazione<sup>2</sup> e non presentano i segni di un merger.

Da quanto detto emerge uno scenario piuttosto variegato riguardo alla crescita in massa delle galassie e il fatto più plausibile è che entri in gioco una combinazione di più meccanismi, come riportato da Naab et al. (2014) riguardo alla formazione e all'evoluzione delle galassie sferoidali. Secondo questo lavoro infatti, la crescita di queste galassie è

<sup>2</sup>La frazione di oggetti dominati da rotazione è salita all'83% dopo il lavoro di Wisnioski et al. (2015).

## 1.2 La co-evoluzione di galassie e buchi neri: il ruolo del feedback da AGN

suddivisa in due fasi: un primo stadio, che si svolge a  $2 < z < 6$ , e che è dominato da un inflow di gas freddo e dalla formazione stellare che avviene a partire da questo gas ed una seconda fase ( $0 < z < 3$ ) dominata dall'accrescimento di stelle formate in altre galassie (es. Meza et al. 2003; Naab et al. 2007).

Tuttavia in questa discussione non è stato menzionato il ruolo del feedback degli AGN nell'evoluzione delle galassie, il quale potrebbe avere un impatto sulla loro crescita in massa come si vedrà nelle due sezioni successive.

## 1.2 La co-evoluzione di galassie e buchi neri: il ruolo del feedback da AGN

Negli ultimi vent'anni numerose osservazioni hanno riscontrato l'esistenza di relazioni di scala fra le galassie e i buchi neri supermassicci (*supermassive black holes*, SMBHs) che risiedono nei loro nuclei. Queste relazioni legano per esempio la massa del buco nero  $M_{\text{BH}}$  alla massa dello sferoide  $M_{\text{sph}}$  con  $M_{\text{BH}} \sim 10^{-3} M_{\text{sph}}$  (Magorrian et al. 1998; Marconi & Hunt 2003), dove per sferoide si intende l'intera galassia nel caso in cui si tratti di un'ellittica oppure il *bulge* se la galassia considerata è una spirale, o alla dispersione di velocità  $\sigma$  delle stelle valutata entro il raggio efficace<sup>3</sup> ( $M_{\text{BH}} \propto \sigma^5$  per Ferrarese & Merritt 2000;  $M_{\text{BH}} \propto \sigma^4$  per Gebhardt et al. 2000). Queste relazioni suggeriscono che esista una connessione fra la crescita dei buchi neri e delle galassie e pertanto nelle ricerche attuali si è fatta strada l'idea di una co-evoluzione di questi oggetti. In particolare, si crede che nell'instaurarsi di queste relazioni giochino un ruolo fondamentale le fasi di attività che un buco nero può sperimentare nel corso della sua evoluzione, a causa dell'accrescimento di materiale proveniente dalla galassia. Un nucleo galattico all'interno del quale si verifica questo processo viene detto nucleo galattico attivo (AGN) ed è caratterizzato da luminosità che superano anche i  $10^{46}$  erg s<sup>-1</sup>. La tipologia di AGN riscontrata in natura è molto varia e una trattazione esaustiva delle loro caratteristiche esula dagli scopi di questo lavoro. Al momento ci basti sapere che l'emissione di questi oggetti interessa diverse regioni dello spettro elettromagnetico ed in particolare la banda X, ed è caratterizzata da forti righe in emissione con FWHM (*Full Width Half Maximum*)  $\sim 10^2$  km/s (righe "strette") e  $\sim 10^3 - 10^4$  km/s (righe "larghe") nel caso degli AGN di Tipo 1 e dalle sole righe strette nel caso degli AGN di Tipo 2, nei quali la visione delle righe larghe è impedita da materiale oscurante (toro di polvere) situato lungo la linea di vista (Bianchi et al. 2012). Sugli AGN di Tipo 2 torneremo nel prossimo capitolo in quanto la galassia GMASS 0953, sulla quale è incentrato questo lavoro di tesi, ospita un AGN di questa tipologia.

Il processo di accrescimento su oggetti compatti che caratterizza i nuclei galattici attivi detiene tra le più alte efficienze  $\epsilon$  di conversione di materia in energia con valori di  $\epsilon$  che arrivano a 0.1; per fare un confronto le reazioni nucleari che avvengono nelle stelle hanno  $\epsilon \sim 0.007$ , da cui si spiegano le alte luminosità osservate negli AGN. Svolgendo un semplice conto si trova che l'energia irraggiata durante la crescita del buco nero  $E_{\text{AGN}}$  supera l'energia gravitazionale dello sferoide  $E_{\text{grav}}$ , e pertanto è possibile che l'accrescimento sul buco nero abbia delle ripercussioni su di esso. L'energia  $E_{\text{AGN}}$  si può esprimere come  $E_{\text{AGN}} = \epsilon M_{\text{BH}} c^2$  mentre l'energia  $E_{\text{grav}}$  può essere scritta applicando il teorema del viriale ed è pari a  $|E_{\text{grav}}| = M_{\text{sph}} \sigma^2$ . Se utilizziamo la relazione

<sup>3</sup>Per raggio efficace  $R_e$  si intende quel valore del raggio tale che, detta  $L$  la luminosità della galassia, si ha  $L(R_e) = \frac{1}{2} L$

## 1.2 La co-evoluzione di galassie e buchi neri: il ruolo del feedback da AGN

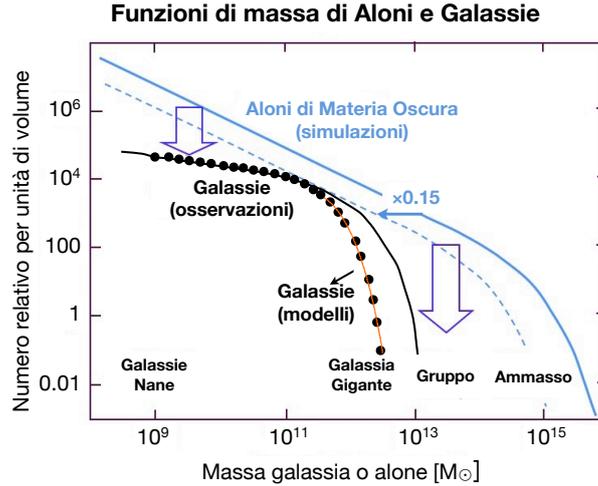


Figura 1.2: La figura mostra il numero di galassie e di aloni di materia oscura per  $\text{kpc}^3$  in funzione della massa. La linea azzurra più esterna si riferisce alla materia oscura, mentre quella tratteggiata mostra l'andamento che la funzione di massa della materia barionica avrebbe se tutti i barioni collassassero a formare stelle. Essa è stata ottenuta moltiplicando la funzione di massa degli aloni per un fattore  $\Omega_b/\Omega_{\text{DM}} \sim 0.15$ . I punti neri definiscono la funzione di massa osservata per le galassie, mentre i modelli che includono il feedback sono indicati dalla linea nera (solo feedback stellare) e dalla linea rossa (feedback da AGN). Si noti la riproduzione delle osservazioni da parte di questi ultimi modelli. Immagine adattata da A. Marconi, *I buchi neri*, Bologna, Il Mulino, 2013.

$M_{\text{BH}} \sim 10^{-3} M_{\text{sph}}$  e consideriamo un valore di  $\sigma \sim 300 \text{ km s}^{-1}$  tipico delle galassie massicce, si trova che  $E_{\text{AGN}} \sim 10^2 E_{\text{grav}}$ . L'energia dell'AGN può dunque facilmente superare l'energia di legame della galassia e giocare un ruolo significativo nella sua evoluzione. All'azione che il buco nero esercita su una galassia nelle fasi di attività viene dato il nome di *feedback* da AGN e costituisce ad oggi il meccanismo più ampiamente riconosciuto per spiegare le relazioni di scala osservate tra questi oggetti (es. Granato et al. 2004; Di Matteo et al. 2005). Un'altra evidenza a favore del fatto che il feedback degli AGN possa rivestire un ruolo cruciale nell'evoluzione delle galassie deriva dall'andamento della funzione di massa osservata della materia barionica (Figura 1.2). La funzione di massa rappresenta la densità numerica di oggetti presenti nell'Universo in funzione della massa e la sua riproduzione costituisce un test cruciale per i modelli di formazione ed evoluzione delle galassie. Dal confronto fra la funzione di massa osservata delle galassie (punti neri) e quella degli aloni di materia oscura derivata dalle simulazioni numeriche (linea azzurra) emerge che nell'Universo sono presenti meno galassie di piccola e di grande massa rispetto a quelle che si avrebbero se tutta la materia barionica presente negli aloni collassasse a formare stelle (linea azzurra tratteggiata). Si è pensato dunque a dei possibili meccanismi che siano capaci di inibire la formazione stellare. Uno di questi è il riscaldamento provocato dalle stelle di tipo OB e dalle esplosioni di supernova (SN), che riduce in maniera drastica il gas freddo necessario per la formazione stellare. Allo stesso modo, la radiazione emessa dall'AGN fotoionizza il gas e l'energia liberata durante l'accrescimento può o riscaldarlo tramite *shocks* o rimuoverlo dalla galassia come si vedrà nel paragrafo 1.2.1, limitando la crescita in massa delle galassie. L'inclusione di questi processi nei modelli consente di riprodurre

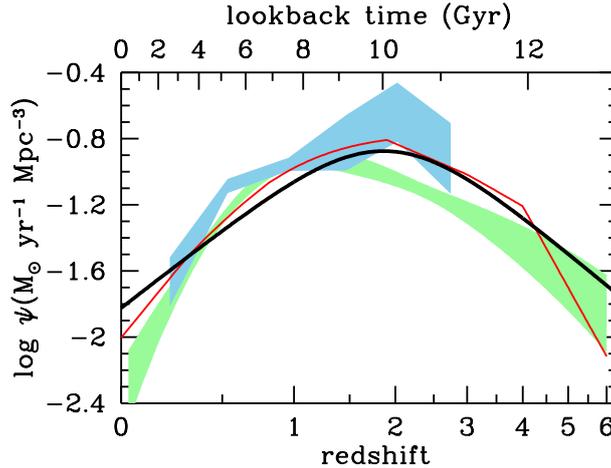


Figura 1.3: Confronto fra il tasso di formazione stellare per  $\text{Mpc}^3$  (linea nera, best-fit di Madau & Dickinson 2014) e il tasso di accrescimento sui buchi neri ricavato da Shankar et al. 2009 (linea rossa), da Delvecchio et al. 2014 (banda celeste) e da Aird et al. 2010 (banda verde) in funzione del tempo cosmico. Il picco per i dati di Shankar et al. 2009 e di Delvecchio et al. 2014 si colloca a  $z \sim 2$  come per lo SFR. Immagine tratta da Madau & Dickinson (2014).

la funzione di massa osservata delle galassie. In particolare il feedback dovuto alle stelle spiega l'andamento della funzione di massa per le galassie meno massicce (linea nera), mentre il feedback degli AGN consente di spiegare perché nell'Universo ci sono meno galassie massicce di quelle che ci si aspetterebbe se tutti i barioni formassero stelle (linea rossa).

Il legame fra le galassie e gli AGN emerge anche se si va a guardare l'evoluzione della densità di SFR (linea nera in Figura 1.3) e del tasso di accrescimento sui buchi neri (bande colorate e linea rossa) nel corso del tempo. Come si vede dalla Figura 1.3 le curve seguono un andamento simile ed il picco si trova a  $z \sim 2$ . Inoltre il lavoro di Mullaney et al. (2012) ha rivelato che per galassie a  $1 < z < 2$  il rapporto fra tasso di accrescimento sul buco nero e SFR si mantiene costante sia rispetto al redshift che rispetto alla massa stellare.

Da quanto detto sinora appare chiaro che l'accrescimento sui buchi neri e l'evoluzione delle galassie sono direttamente collegati, ma i dettagli di come il feedback da AGN possa influenzare la galassia che lo ospita non sono ancora ben compresi e sono pertanto oggetto di ricerca. Nel paragrafo successivo presenteremo alcune osservazioni in cui il feedback da AGN è all'opera.

### 1.2.1 Outflow

Dal punto di vista osservativo le evidenze migliori del fatto che gli AGN possano condizionare la galassia su larga scala si trovano nella presenza di *outflow* (espulsioni di gas dalle regioni centrali della galassia) estesi su scala galattica ( $R > 1 \text{ kpc}$ ). Solitamente gli outflow sono abbastanza comuni nelle galassie star-forming e sono dovuti all'energia sprigionata durante le esplosioni di supernova e dai venti stellari, con velocità tipiche dell'ordine del centinaio di  $\text{km/s}$  (Chevalier & Clegg 1985; Shapley et al. 2003; Talia et al. 2012). Gli outflow provocati dagli AGN hanno invece velocità di solito superiori ai

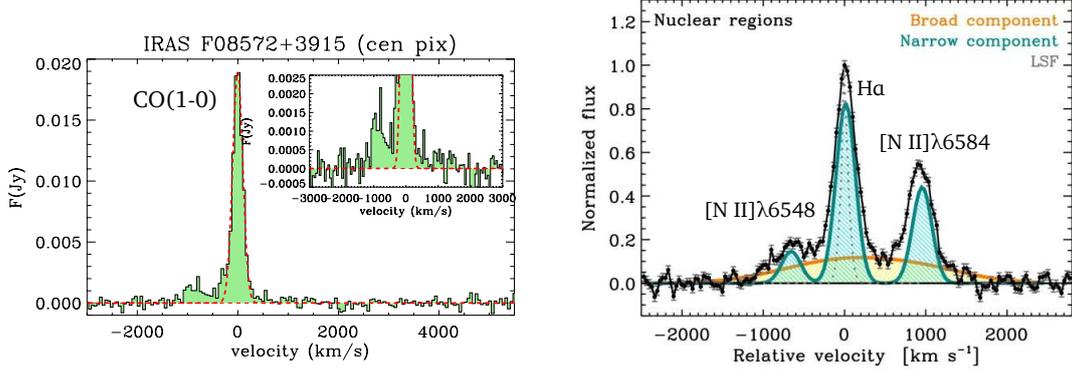


Figura 1.4: Esempi di outflow tratti da Cicone et al. 2014 (a sinistra) e da Förster Schereiber et al. 2014 (a destra). Nella figura a sinistra si noti l’eccesso a velocità negative rispetto alla componente sistemica mentre nella figura a destra si osservi la componente larga (in arancio) sovrapposta alle righe a riposo.

500 km/s e sono dovuti all’interazione con il mezzo esterno dei venti generati dall’AGN (Fabian 2012). La presenza di outflow viene desunta dai profili di riga che appaiono asimmetrici rispetto alla velocità sistemica, dalla presenza di righe spostate verso il blu e in alcuni casi verso il rosso oppure dalla sovrapposizione di componenti larghe sulle righe a riposo con una FWHM che arriva anche a migliaia di km/s. Le velocità in gioco sono in diversi casi superiori alla velocità di fuga (Harrison et al. 2012) e pertanto è possibile che il gas sfugga al campo gravitazionale della galassia. A partire dalla massa dell’outflow  $M_{\text{of}}$  (uno dei modi per derivarla sarà descritto nel capitolo 6) è possibile stimare il tasso di espulsione  $\dot{M}_{\text{of}}$  che, nell’ipotesi di un outflow distribuito uniformemente in una regione sferica o multiconica di raggio  $R_{\text{of}}$ , può essere scritto come  $\dot{M}_{\text{of}} = 3v_{\text{of}}(M_{\text{of}}/R_{\text{of}})$ , dove  $v_{\text{of}}$  è la velocità dell’outflow (Maiolino et al. 2012). Conoscendo il tasso di espulsione è possibile calcolare due quantità chiave per stabilire l’impatto di un outflow su una galassia, ovvero il tempo di svuotamento (*depletion time*)  $\tau_{\text{dep,of}}$ , che costituisce un tempo caratteristico trascorso il quale la galassia viene privata del gas, e il *mass loading factor*  $\eta$ . Supponendo che il gas espulso sia molecolare, ovvero formato prevalentemente da  $H_2$ , possiamo scrivere  $\tau_{\text{dep,of}} = M_{\text{tot}}(H_2)/\dot{M}_{\text{of}}(H_2)$  dove  $M_{\text{tot}}(H_2)$  costituisce la massa totale di  $H_2$  nella galassia<sup>4</sup>. Il mass loading factor è definito come  $\eta = \dot{M}_{\text{of}}(H_2)/\text{SFR}$  ed il suo valore consente di valutare la competizione fra il processo di espulsione del gas freddo e l’attività di formazione stellare. La rimozione di gas da una galassia, ed in particolare di gas che si trovi nella fase molecolare, può rivestire un ruolo cruciale nell’evoluzione delle galassie e soprattutto di quelle sferoidali massicce ( $M_{\star} \gtrsim 10^{11}M_{\odot}$ ), in quanto può arrestarne la formazione stellare provocando l’evoluzione passiva di questi oggetti di cui si parlerà nella sezione 1.3. Numerose osservazioni hanno riportato la presenza congiunta di outflow e di attività AGN. Per esempio Rupke & Veilleux (2011) hanno misurato in un AGN a  $z \sim 0.04$  un outflow con velocità di oltre 1000 km/s e  $\dot{M}_{\text{of}} \sim 420 M_{\odot}\text{yr}^{-1}$ , molto maggiore dello SFR. Cicone et al. (2014) hanno invece rilevato outflow molecolari in galassie starburst (SBs) locali con e senza attività AGN (Figura 1.4). In particolare i valori del mass loading factor sono risultati minori per le galassie senza AGN ( $\eta \sim 1 - 3$ ) mentre nelle

<sup>4</sup>L’utilizzo della relazione qui indicata per il calcolo di  $\tau_{\text{dep,of}}$  vale sotto l’assunzione che l’AGN possa avere accesso a tutto il gas molecolare di massa  $M_{\text{tot}}(H_2)$  presente nella galassia.

### 1.3 Le galassie early-type: proprietà ed evoluzione

---

galassie attive correlano con la luminosità AGN, con  $\eta \sim 100$  nel caso degli AGN più luminosi. Anche i valori del depletion time risultano piuttosto diversi, con  $\tau_{\text{dep}} \sim 10^8$  yr nel caso delle SBs e  $\tau_{\text{dep}}$  che arriva anche a  $10^6$  yr per gli AGN più brillanti. Da questo studio si evince dunque che anche gli outflow dovuti ad un'intensa attività di formazione stellare possono eliminare su tempi scala del centinaio di milioni di anni la riserva di gas freddo presente in una galassia; tuttavia i tempi vengono notevolmente ridotti nel caso sia presente un AGN, a significare il ruolo determinante di quest'ultimo nell'arresto della formazione stellare. Oltre agli outflow molecolari sono state rivelate anche espulsioni di gas ionizzato, come riportato nel lavoro di Harrison et al. (2012). In questo caso, in uno studio effettuato su numerose galassie attive a  $1.4 < z < 3.4$ , sono state rilevati outflow di [O III]  $\lambda\lambda 4959, 5007$  con FWHM  $\sim 700 - 1400$  km/s ed aventi dimensioni tra i 4 e i 15 kpc imputati agli AGN, anche se l'attività di formazione stellare contribuisce in parte all'espulsione. Outflow di gas ionizzato sono stati rivelati anche da Förster Schreiber et al. (2014) (Figura 1.4) con valori di  $\eta \sim 3$  e da Harrison et al. (2014), che hanno trovato outflow estesi al di sopra del kpc nel 70% degli oggetti nel loro campione di AGN vicini ( $z < 0.2$ ) con  $\dot{M}_{\text{of}} \sim 10$  SFR in alcuni casi.

Da quanto detto comprendiamo come gli AGN possano condizionare in maniera significativa l'evoluzione delle galassie attraverso l'espulsione di materiale. Nella sezione successiva sarà presentato lo scenario evolutivo delle galassie ellittiche e si discuterà il ruolo che il feedback da AGN può rivestire nella loro evoluzione.

### 1.3 Le galassie early-type: proprietà ed evoluzione

Le galassie ellittiche, dette anche galassie *early-type* (ETGs), sono le galassie più massicce dell'Universo di oggi e, se si considerano anche i *bulge* delle spirali, esse includono il 75% della massa stellare a  $z \sim 0$  (Renzini 2006). Questa caratteristica rende le ETGs, ed in particolare quelle più massicce ( $M_{\star} \gtrsim 10^{11} M_{\odot}$ ), degli oggetti di fondamentale importanza negli studi sulla crescita in massa delle galassie e pertanto comprenderne l'evoluzione costituisce un obiettivo di primaria importanza delle ricerche attuali. Nonostante si tratti di galassie piuttosto omogenee come appare dalle numerose relazioni di scala presentate (per esempio il piano fondamentale (FP), la relazione colore-magnitudine (CMR), massa-metallicità etc.) e pertanto apparentemente semplici da studiare, lo scenario di formazione e l'evoluzione delle ETGs risulta ancora argomento di acceso dibattito. Secondo il primo modello elaborato nel 1962 da Eggen, Lynden-Bell & Sandage, esse si formano dal collasso rapidissimo di un alone di gas mentre, nello scenario proposto da Toomre & Toomre (1972) e da Toomre (1974, 1977), la loro formazione avviene tramite il merger di due dischi ricchi di gas. Le simulazioni numeriche recenti di Naab et al. (2014) includono elementi di entrambi i meccanismi e prevedono modalità di crescita diverse a seconda del redshift, come descritto nella sezione 1.1. Tuttavia questo modello fa delle assunzioni semplificate sul feedback da AGN che, come spiegato nella sezione precedente, può giocare un ruolo fondamentale nell'evoluzione delle galassie.

Una delle caratteristiche distintive delle ETGs risiede nell'età delle popolazioni stellari. Se si considerano le ellittiche a  $z \sim 0$ , l'attività di formazione stellare è quasi del tutto assente e gli spettri sono dominati da stelle vecchie, con età che vanno da 1 Gyr fino a 13 Gyr. In particolare le ETGs con  $M_{\star} \gtrsim 10^{11} M_{\odot}$  risultano completamente formate a  $z \sim 0.7 - 0.8$  e si sono evolute passivamente fino ad oggi, a differenza delle galassie

### 1.3 Le galassie early-type: proprietà ed evoluzione

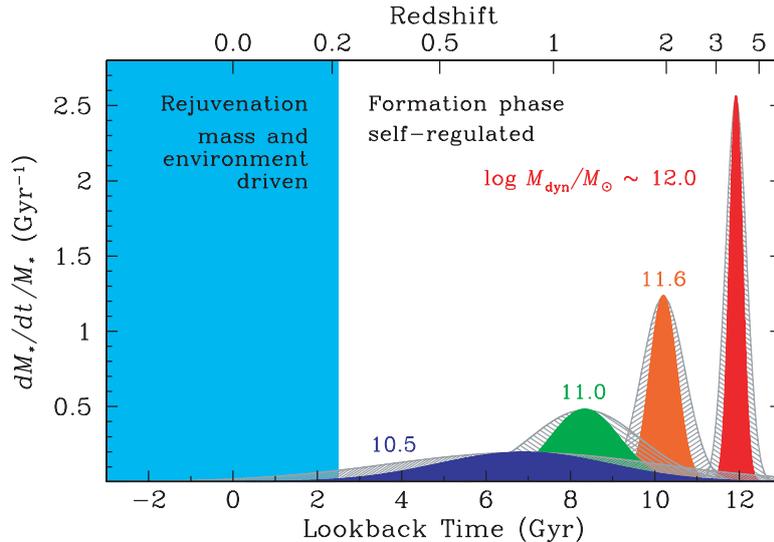


Figura 1.5: Scenario evolutivo delle galassie early-type: tasso di formazione stellare relativo ( $SFR/M_*$ ) in funzione del tempo cosmico. Le galassie più massicce formano la maggior parte delle stelle prima e in un tempo inferiore come si vede dalla posizione del picco e dalla larghezza delle curve. I numeri indicati in figura corrispondono al logaritmo della massa dinamica espressa in  $M_\odot$ . Immagine tratta da Thomas et al. (2010).

meno massicce che presentano episodi di formazione stellare anche a redshift minori (Fontana et al. 2004; Borch et al. 2006; Thomas et al. 2010). Come mostrato in Figura 1.5 anche il redshift a cui si verifica il picco della formazione stellare dipende dalla massa, con le galassie più massicce che formano la maggior parte delle stelle ad un redshift maggiore e in un tempo scala inferiore. A questo scenario evolutivo dipendente dalla massa che contraddistingue le ETGs viene dato il nome di *downsizing* (Cowie et al. 1996) e si mostra apparentemente in contraddizione con il clustering gerarchico, secondo il quale le strutture più massicce sono le ultime a formarsi.

Come detto all’inizio di questa sezione le ETGs massicce costituiscono dei sistemi cruciali per investigare la crescita in massa delle galassie e per questo ci soffermeremo sulla loro evoluzione. Fino ai primi anni del 2000 si credeva che la maggior parte della crescita in massa delle galassie avvenisse a  $z \lesssim 1$  (Baugh et al. 2003; Somerville, Primack & Faber 2001) e pertanto si escludeva la presenza di ETGs massicce ad alto redshift. Tuttavia, la scoperta di galassie con  $M_* \gtrsim 10^{11} M_\odot$  a  $1.6 \lesssim z \lesssim 1.9$  (Cimatti et al. 2004) e a  $1.57 \lesssim z \lesssim 1.85$  (Glazebrook et al. 2004) contraddistinte da popolazioni stellari vecchie (età  $> 1$  Gyr) dimostra che questi oggetti si evolvono più rapidamente ed in un’epoca anteriore rispetto a quel che si credeva in passato. Le caratteristiche spettrali del campione di Cimatti et al. (2004) sono infatti compatibili con popolazioni stellari con età di 1-2 Gyr (assumendo una metallicità solare  $Z = Z_\odot$ ) che corrispondono ad un redshift di formazione  $z_{\text{form}} > 2.5$ . La presenza di galassie passive con  $M_* \sim 10^{10} - 10^{11} M_\odot$  è stata riscontrata anche da Cimatti et al. (2008) nell’intervallo  $1.39 < z < 1.99$ . In questo caso l’età media delle stelle ricavata dagli spettri è sempre di 1 Gyr per una metallicità solare  $Z = Z_\odot$ , che richiede  $z_{\text{form}} \gtrsim 2 - 2.5$  ed un tempo scala per la formazione stellare  $\tau \sim 0.1$  Gyr stimato tramite il fit della SED fotometrica. Un’altra caratteristica emersa da questo lavoro riguarda le dimensioni delle galassie che risultano molto compatte ( $R_e \lesssim 1$  kpc) con una densità superficiale

### 1.3 Le galassie early-type: proprietà ed evoluzione

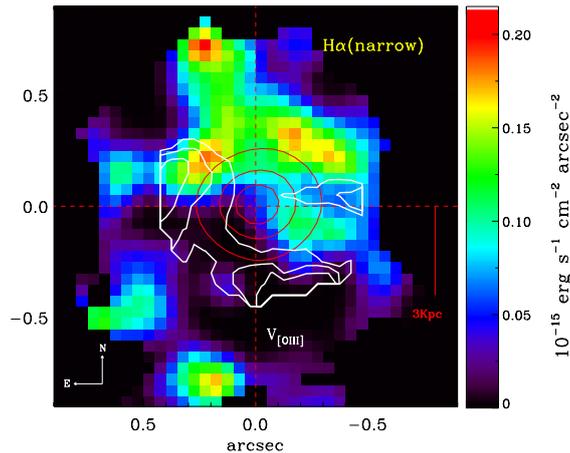


Figura 1.6: Emissione di  $H\alpha$  (colori) e di un outflow di  $[O III] \lambda 5007$  (contorni in bianco) in un quasar a  $z \sim 2.4$ . Si noti l'assenza di  $H\alpha$  che traccia la formazione stellare nella regione in cui è presente l'outflow. I contorni rossi corrispondono all'emissione nel continuo. Immagine tratta da Cano-Díaz et al. (2012).

molto maggiore rispetto alle galassie sferoidali locali di massa simile. Infine, lo studio più recente di Onodera et al. (2015) ha rivelato ETGs massicce ( $\langle M_\star \rangle = 10^{11.4} M_\odot$ ) che non presentano formazione stellare a  $\langle z \rangle = 1.6$ , le cui proprietà suggeriscono un tempo scala per la formazione stellare  $\lesssim 1$  Gyr e  $z_{\text{form}} \sim 2.3$ .

Da quanto detto finora sorgono due domande, ovvero in che modo, quando l'Universo ha meno di un terzo dell'età attuale, possano essersi formate delle strutture aventi massa stellare comparabile con quella delle galassie più massicce dell'Universo locale e quale meccanismo ha determinato l'arresto della formazione stellare, rendendo queste galassie dei sistemi che si evolvono passivamente già a  $\langle z \rangle \sim 1.7$ .

Per quanto riguarda la prima questione, affinché si ottengano delle strutture con  $M_\star \gtrsim 10^{11} M_\odot$  in un periodo breve ( $\tau \sim 0.1$  Gyr, come stimato dalle osservazioni) sono necessari degli alti valori dello SFR ( $\text{SFR} > 100 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ ). Questi valori sono stati misurati in molte galassie star-forming a  $z > 2$  (es. Daddi et al. 2004; Chapman et al. 2005; Berta et al. 2007) che sono state selezionate con criteri diversi. In particolare le SMGs, oltre a presentare SFR di diverse centinaia di masse solari l'anno, possiedono dimensioni e densità superficiali compatibili con quelle delle ellittiche a  $\langle z \rangle \sim 1.7$ . I tempi scala in cui si stima che tutto il gas sia convertito in stelle sono dell'ordine di alcune unità per  $10^8$  yr (Tacconi et al. 2006); queste caratteristiche rendono le SMGs i naturali precursori delle ellittiche passive a  $\langle z \rangle \sim 1.7$ , anche se la loro densità numerica risulta inferiore ( $n \sim 10^{-5} \text{ Mpc}^{-3}$  per le SMGs secondo Chapman et al. 2005 contro  $n \sim 10^{-4} \text{ Mpc}^{-3}$  per le ETGs secondo Daddi et al. 2004). Per quanto riguarda il resto delle galassie star-forming a  $z \gtrsim 2$  si ritiene che alcune di esse possano evolvere in sferoidi o attraverso un merger o tramite processi interni. Alcune osservazioni hanno mostrato che molte delle SFGs a  $z \gtrsim 2$  sono dei dischi instabili (Genzel et al. 2008, Förster Schreiber et al. 2009) e con una distribuzione di brillantezza irregolare che possono subire un processo di frammentazione da cui può formarsi uno sferoide (Genzel et al. 2008). Durante questa fase è possibile che si manifesti un'attività di tipo starburst che converte la maggior parte del gas in stelle in un tempo scala  $\sim 0.1$  Gyr. Tutte queste galassie potrebbero rappresentare dunque i progenitori delle ETGs massicce e

### 1.3 Le galassie early-type: proprietà ed evoluzione

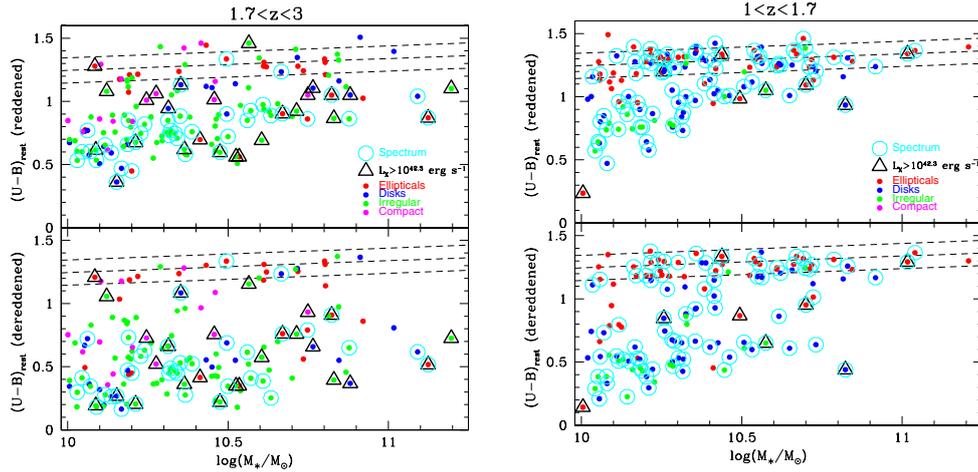


Figura 1.7: Diagrammi colore-massa stellare a  $1.7 < z < 3$  (a sinistra) e a  $1 < z < 1.7$  (a destra) corretti (pannelli in basso) e non corretti per l'estinzione (pannelli in alto). Le linee tratteggiate delimitano la red sequence definita da Cassata et al. (2008). Gli AGN sono indicati dai triangoli. Si noti la riduzione degli AGN passando da  $\langle z \rangle \sim 2.4$  a  $\langle z \rangle \sim 1.4$  e il popolamento della red sequence soprattutto da parte delle galassie ellittiche (punti rossi). Immagine tratta da Cimatti et al. (2013).

da qui deriva l'importanza dello studio delle galassie star-forming a  $z \gtrsim 2$ , come si è cercato di fare in questo lavoro, nell'ottica di comprendere come questi oggetti si siano formati.

Per rispondere alla seconda domanda, ovvero per spiegare perché le ETGs ad alto  $z$  non presentano attività di formazione stellare, il meccanismo maggiormente chiamato in causa è il feedback da AGN. Come visto nella sezione 1.2, gli AGN possono provocare l'espulsione di gas freddo dalla galassia o riscaldarlo tramite shocks e/o fotoionizzazione, eliminando il combustibile primario per la formazione stellare. Un risultato promettente è stato ottenuto da Springel, Di Matteo & Hernquist (2005) che hanno mostrato come il merger di due dischi possa dare luogo ad un fenomeno di tipo starburst che forma una ETG, ma solo l'introduzione del feedback da AGN consente di eliminare il gas residuo, interrompendo bruscamente la formazione stellare. Dallo studio svolto su un quasar<sup>5</sup> a  $z \sim 2.4$  da Cano-Díaz et al. (2012) si nota che nelle regioni in cui è presente un outflow la formazione stellare risulta soppressa, come evidenziato dall'assenza di emissione di  $H\alpha$  (Figura 1.6), a sostegno dell'importanza degli AGN nell'arresto della formazione stellare. L'effetto del feedback per AGN di luminosità moderata (luminosità in banda X 2-10 keV  $L_X < 10^{44.5}$  erg s<sup>-1</sup>) nell'evoluzione delle galassie con  $10^{10}M_\odot < M_\star < 10^{11}M_\odot$  è stato esaminato anche nel lavoro di Cimatti et al. (2013), dove sembra giocare un ruolo importante nella migrazione delle galassie dalla *red sequence* alla *blue cloud* nell'intervallo di redshift tra  $1.7 < z < 3$  e  $1 < z < 1.7$  (Figura 1.7). Con queste due espressioni si intendono due regioni del diagramma colore-log  $M_\star$  che aiutano a distinguere tra galassie passive, ospitate maggiormente dalla red sequence (regione compresa fra le linee tratteggiate in Figura 1.7, Cassata et al. 2008) e galassie star-forming che si trovano per lo più al di sotto di essa

<sup>5</sup>Con questa espressione si intendono gli AGN di più alta luminosità. Tipici valori della luminosità per un quasar sono di  $10^{46}$  erg s<sup>-1</sup>

### 1.3 Le galassie early-type: proprietà ed evoluzione

---

(blue cloud) in quanto hanno  $(U-B)^6$  minore. In particolare da questo studio emerge come, passando da  $\langle z \rangle \sim 2.4$  a  $\langle z \rangle \sim 1.4$ , si verifichi il popolamento della red sequence, i cui oggetti passano dal 22% al 56% del campione, e la concomitante scomparsa degli AGN dalle galassie nella blue cloud e nella *green valley* (regione intermedia con  $U-B = 1.1$ ), dove erano preferibilmente ospitati (92% del campione). Allo stesso modo, passando da  $1.7 < z < 3$  a  $1 < z < 1.7$ , si verifica l'aumento delle galassie sferoidali (dal 17% al 40%), suggerendo che il feedback da AGN possa rivestire un ruolo nella trasformazione morfologica che avviene intorno a  $z \sim 2$ . Negli spettri UV delle galassie attive sono stati rilevati anche degli outflow con velocità fino a oltre -500 km/s come prova del fatto che il feedback da AGN è in azione. L'idea è che questi outflow ripuliscono la galassia di materiale, ed in particolare di gas freddo come visto per le osservazioni di Cicone et al. (2014), arrestando la formazione stellare in oggetti che poi evolvono passivamente, migrando dalla blue cloud alla red sequence.

Nel prossimo capitolo presenteremo uno degli oggetti di questo campione, ovvero GMASS 0953, una galassia in cui il feedback da AGN è in atto e alla quale si è deciso di riservare una trattazione più approfondita, rendendola l'oggetto di studio di questa tesi.

---

<sup>6</sup>Il colore  $(U-B)$  è definito come  $(U-B) = M_U - M_B$  con  $M_U$  e  $M_B$  magnitudini in banda U e in banda B.

# Capitolo 2

## La galassia GMASS 0953

Come abbiamo visto nel capitolo 1, il feedback degli AGN può giocare un ruolo importante nell'evoluzione delle galassie. In particolare, l'espulsione di gas potrebbe costituire uno dei canali di arresto della formazione stellare nelle ETGs massicce, determinando la migrazione di questi oggetti dalla blue cloud alla red sequence intorno a  $z \sim 2$ . Per stabilire l'impatto che il feedback da AGN può avere su una galassia, abbiamo deciso di sottoporre ad un'analisi approfondita GMASS 0953, una galassia star-forming (SFR  $\sim 270 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ) di grande massa ( $M_{\star} \sim 10^{11} M_{\odot}$ ) a  $z \sim 2.226$  che ospita un AGN di Tipo 2. Questa galassia, denominata anche K20-ID5 (dal nome della survey K20 nella quale è stata originariamente selezionata), fa parte della survey GMASS e si contraddistingue per la ricchezza di dati a disposizione, sia fotometrici che spettroscopici, che vanno dal radio alla banda X e che consentono di delineare un quadro dettagliato delle sue caratteristiche. La galassia è stata oggetto di numerosi lavori e il confronto delle osservazioni multi-banda ha permesso di stabilire che presenta un AGN oscurato con  $L_X \sim 10^{43.6} \text{ erg s}^{-1}$ . Come sarà discusso nei capitoli successivi, la nostra analisi degli spettri nel vicino infrarosso di GMASS 0953 ha rivelato la presenza di un outflow di gas ionizzato di cui abbiamo stimato le proprietà (massa, tasso di espulsione, mass loading factor) per quantificare gli effetti del feedback da AGN in un oggetto che non presenta le luminosità estreme dei quasar ( $L_X > 10^{44.5} \text{ erg s}^{-1}$ ). Inoltre, grazie alla disponibilità di dati spettroscopici a campo integrale, abbiamo studiato la cinematica del gas ionizzato, che ci ha permesso di stimare la massa dinamica della galassia e ha evidenziato la presenza di una struttura a disco, della quale abbiamo cercato di valutare la stabilità. Secondo il lavoro di Genzel et al. (2008) a cui si è fatto riferimento nel capitolo 1, studi cinematici sulle galassie a  $z \sim 2$  hanno rivelato la presenza di dischi instabili<sup>1</sup> con attività di formazione stellare intensa, che possono evolvere in sferoidi mediante un meccanismo di frammentazione. Questo scenario potrebbe costituire uno dei canali di formazione delle galassie ellittiche, offrendo un meccanismo alternativo ai major mergers. Come si è detto nell'introduzione, il nostro lavoro vuole inserirsi nell'ambito delle ricerche dei progenitori delle ETGs di grande massa che non presentano attività di formazione stellare quando l'Universo ha meno di 6 Gyr ( $z \sim 1$ ). La galassia GMASS 0953 in virtù del redshift a cui si trova, delle sue proprietà fisiche (es. la massa stellare, l'elevato SFR e la presenza di attività AGN con un outflow) e per la varietà di dati a disposizione costituisce in questo contesto un laboratorio ideale, che abbiamo utilizzato

---

<sup>1</sup>L'instabilità di un disco viene inferita dal valore del parametro di Toomre Q, che dipende da quantità fisiche come la densità superficiale e la dispersione di velocità del gas. Per la sua definizione rigorosa si veda il capitolo 5.

## 2.1 La survey GMASS

---

per capire se un oggetto come questo possa evolvere in una galassia sferoidale passiva a redshift più basso, consistentemente con quelle osservate a  $1 < z < 2$ , mediante l'azione combinata del feedback da AGN, che provoca l'arresto della formazione stellare, e delle instabilità del disco, che possono dare luogo alla formazione di uno sferoide.

In questo capitolo si mostrerà una panoramica dei dati di GMASS 0953. Cominceremo dalla presentazione del progetto di studio di cui fa parte, ovvero la survey GMASS (sezione 2.1) a cui seguirà la descrizione della sorgente e delle sue proprietà, emerse dal confronto dei dati multi-banda (sezione 2.2). Si elencheranno dunque i risultati ottenuti da studi precedenti di questa galassia (sezione 2.3) e si focalizzerà l'attenzione sui dati spettroscopici nel vicino infrarosso (sezione 2.4), la cui analisi sarà riportata nei capitoli successivi.

## 2.1 La survey GMASS

GMASS (Galaxy Mass Assembly ultra-deep Spectroscopy Survey) è un programma di ricerca che si propone di investigare le proprietà ed i meccanismi evolutivi delle galassie massicce a  $1.5 \lesssim z \lesssim 3$ . Questo progetto si avvale di dati spettroscopici ultra profondi ottenuti tramite lo spettrografo ottico FORS2 (FOcal Reducer and low dispersion Spectrograph numero 2, per distinguerlo dal FORS1 in attività fino al 2009) del Very Large Telescope (VLT) presso l'European Southern Observatory (ESO) e di immagini in numerose bande fotometriche provenienti sia da telescopi spaziali come l'Hubble Space Telescope (HST) e Spitzer, che da strumenti a terra (VLT e il telescopio di La Silla da 2.2 m del Max Planck Gesellschaft, MPG/ESO). L'utilizzo della spettroscopia si rivela indispensabile per condurre studi dettagliati sulle galassie, in quanto consente di caratterizzare al meglio le proprietà delle popolazioni stellari, la composizione e la cinematica del gas e di rilevare la presenza di attività AGN e di outflow associati ad essa o alle stelle. Tuttavia nel caso di oggetti a  $z > 1$ , la derivazione di spettri di buona qualità richiede un dispendio di tempo significativo, che è arrivato anche a trenta ore di integrazione per alcune delle galassie osservate nel progetto GMASS, in modo da garantire un rapporto segnale rumore adeguato allo svolgimento di analisi accurate sugli oggetti più brillanti. Come riportato da Kurk et al. (2013), gli obiettivi scientifici del programma si possono riassumere nell'identificazione e nello studio delle galassie sferoidali quiescenti a  $z > 1.5$  e dei loro progenitori a  $z \gtrsim 2$  nell'ottica di comprendere le proprietà fisiche e i processi che regolano la crescita delle galassie massicce ( $M_\star > 10^{10.5} M_\odot$ ) e tracciare l'evoluzione della funzione di massa stellare fino a  $z \sim 3$ . Per perseguire questi obiettivi è stato selezionato un insieme di 1277 galassie tra le immagini a  $4.5 \mu\text{m}$  realizzate dalla InfraRed Array Camera (IRAC) del telescopio spaziale Spitzer in una regione di  $6'.8 \times 6'.8$  del campo GOODS-South (Great Observatories Origins Deep Survey South, <http://www.stsci.edu/science/goods/>) e con una magnitudine limite a  $4.5 \mu\text{m}$   $m_{4.5\mu\text{m}} < 23$  (Figura 2.1). La banda a cui è stata effettuata la selezione, la magnitudine limite e le dimensioni del campo di vista sono state scelte per ragioni specifiche. La luce delle galassie massicce è infatti dominata da stelle vecchie, che emettono soprattutto nell'ottico e nel vicino infrarosso (near-infrared, NIR) e che, per la galassie distanti ( $z > 1.4$ ), viene spostata nel medio infrarosso (MIR) per effetto del redshift; la selezione a  $4.5 \mu\text{m}$  risulta pertanto sensibile alla massa stellare, oltre ad essere meno affetta dall'estinzione dovuta alla polvere. Inoltre, fra le bande campionate da IRAC (3.6, 4.5, 5.8, 8.0  $\mu\text{m}$ ), quella centrata su  $4.5 \mu\text{m}$  offre un ottimo

## 2.1 La survey GMASS

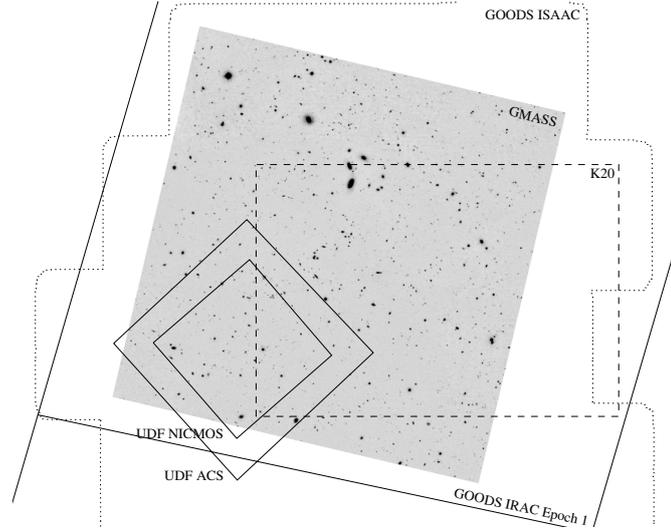


Figura 2.1: Campo della survey GMASS (riquadro in grigio, immagine in banda  $K_s$ ). Esso misura  $6'.8 \times 6'.8$  ed è centrato sulle coordinate  $RA = 3h\ 32m\ 31.3s$  e  $DEC = -27^\circ\ 46'\ 07''$ . La regione è interamente contenuta nel CDFS e nel campo GOODS-South osservato da ISAAC (VLT) e IRAC (Spitzer) e si sovrappone al campo K20 e all'Hubble Ultra Deep Field. Immagine tratta da Kurk et al. (2013).

compromesso in termini di risoluzione spaziale, sensibilità e qualità delle immagini. Il valore della magnitudine limite è legato invece a vincoli osservativi dello spettrografo ed è stato scelto per massimizzare il numero di potenziali target per le osservazioni spettroscopiche. Il campione fotometrico risultante contiene tutte le galassie aventi  $\log(M_*/M_\odot) \gtrsim 9.8$  per gli oggetti a  $z \sim 1.4$  e  $\log(M_*/M_\odot) \gtrsim 10.5$  per quelli a  $z \sim 3$ . Infine, l'area osservata corrisponde al campo di vista del FORS2. Poiché si tratta di una sezione del GOODS-South, essa si trova all'interno del Chandra Deep Field South (CDFS, Giacconi et al. 2002) e pertanto le galassie del progetto dispongono anche di dati in banda X. Aggiungiamo che il campo GMASS si sovrappone parzialmente all'Hubble Ultra Deep Field (UDF) e all'area della survey K20 ed è interamente contenuto nella regione osservata dall'Infrared Spectrometer And Array Camera (ISAAC, Moorwood et al. 1998) del VLT. In più, molti degli oggetti di GMASS fanno parte della survey SINS, che è basata su dati spettroscopici a campo integrale (vedi sezione 2.4). Da quanto è stato appena detto comprendiamo la quantità di dati a disposizione delle galassie della survey GMASS, che si trovano in una delle regioni di cielo migliori per le osservazioni astronomiche a causa della bassa densità di colonna di idrogeno della Via Lattea e dell'assenza di stelle con magnitudine nel visibile  $m_v < 14$ .

Tra le 1277 galassie selezionate tramite la fotometria è stato scelto un campione su cui eseguire le osservazioni spettroscopiche. La scelta di adoperare la spettroscopia nell'ottico deriva dall'assenza di strumenti analoghi a FORS2 nel vicino infrarosso all'epoca della survey GMASS. Le osservazioni nel NIR per oggetti a  $z \sim 2$  consentono infatti di campionare l'emissione nel visibile, che può risultare più interessante nello studio di galassie già evolute, che presentano poco segnale nel rest-frame UV (sistema di riferimento solidale con la galassia) misurato invece dagli spettrografi ottici. Gli spettri sono stati ottenuti per un totale di 250 oggetti, 170 dei quali sono stati pre-selezionati sulla base del redshift fotometrico  $z_{ph} > 1.4$ , mentre i restanti 80 sono stati osservati

## 2.1 La survey GMASS

---

per riempire le slit del FORS2. Lo strumento è stato infatti impiegato nella modalità multi-slit, che consente di osservare più galassie contemporaneamente utilizzando una maschera all'interno della quale sono allocate diverse fenditure. Sono stati adoperati due grism, uno sensibile alle lunghezze d'onda estese al blu, corrispondente all'intervallo spettrale 3000 – 6500 Å, per le galassie con  $z_{\text{ph}} > 2.5$  e colore  $m_z - m_k < 2.3$ , dove  $m_z$  e  $m_k$  sono le magnitudini in banda z e in banda K, ed un grism centrato nell'intervallo 6000 - 11000 Å per le galassie di colore rosso ( $m_z - m_k \geq 2.3$ ) e  $z_{\text{ph}} \leq 2.5$ . Per entrambi i grism il potere risolutivo è pari a  $R = \lambda_c / \Delta\lambda \sim 600$ , dove  $\lambda_c$  è la lunghezza d'onda su cui è centrato ciascun grism e  $\Delta\lambda$  è la minima separazione che può essere risolta dallo spettrografo a  $\lambda = \lambda_c$ . Le fenditure impiegate hanno invece una larghezza di 1" ed una lunghezza di 8" per le galassie di colore blu e di 9" per quelle rosse.

Per quanto riguarda i dati fotometrici, essi sono stati raccolti nell'ottico - UV tramite il FORS1 del VLT (bande B, V, R, I), il Wide-Field Imager (WFI, Baade et al. 1999) del telescopio da 2.2 m dell'ESO/MPG (bande U' e U) e l'Advanced Camera for Surveys (ACS) di HST (bande B, V, I, z) e nel vicino infrarosso<sup>2</sup> dalla camera ISAAC del VLT (bande J, H e K<sub>s</sub>) e dalla Near Infrared Camera and Multi Objects Spectrometer (NICMOS) di HST (bande Y, H). I dati nel MIR provengono da IRAC (immagini da 3.6 a 8.0 μm). A partire da questi dati è stata ricavata la SED (*Spectral Energy Distribution*) fotometrica, che consente di stimare le proprietà delle popolazioni stellari (età, storia di formazione stellare, SFR, massa stellare etc.) mediante il confronto con spettri simulati. I valori dei flussi sono stati estratti in maniera consistente dalle diverse immagini ottenendo per ogni galassia una SED a banda larga che si estende dall'ultravioletto al medio infrarosso.

Gli spettri e i dati fotometrici del progetto GMASS sono stati utilizzati per compiere diversi studi, come quello di Halliday et al. (2008) sulla metallicità delle SFGs a  $z \sim 2$  o di Giavalisco et al. (2011) sull'accrescimento di gas freddo a  $z \sim 1.6$ , oltre ai lavori citati nel capitolo 1 di Cassata et al. (2008) sulla bimodalità nel colore della galassie fino a  $z \sim 2$ , di Cimatti et al. (2008) sulle galassie passive a  $\langle z \rangle \sim 1.7$ , di Talia et al. (2012) sugli outflow stellari delle SFGs e di Cimatti et al. (2013) sulla migrazione delle galassie con attività AGN dalla blue cloud alla red sequence. Inoltre, tramite i dati GMASS, è stato effettuato uno studio sulla morfologia delle galassie e sulla comparsa della sequenza di Hubble a  $2.5 < z < 3$  (Talia et al. 2014).

Nel catalogo GMASS la nostra galassia prende il nome di GMASS 0953. Uno spettro di GMASS 0953, realizzato sempre tramite FORS2, era già stato ottenuto nell'ambito del programma K20, anche se il potere risolutivo è in questo caso più basso ( $R \sim 380$ ). L'oggetto non è stato pertanto riosservato e lo spettro ottico (rest-frame UV) mostrato nella sezione successiva risale al progetto K20, nel quale la prima identificazione spettroscopica della galassia era stata effettuata. La fotometria è stata invece interamente radunata dal progetto GMASS. Provvediamo dunque a descrivere la sorgente commentando una selezione dei dati a disposizione.

---

<sup>2</sup>Si fa notare che per il CDFS sono disponibili nel vicino infrarosso anche le immagini della Cosmic Assembly Near-IR Deep Extragalactic Legacy Survey (CANDELS) realizzate tramite la Wide Field Camera 3 (WFC3) di HST (Koekemoer et al. 2011; Grogin et al. 2011) che hanno risoluzione migliore rispetto a quelle di NICMOS. Un'immagine di GMASS 0953 realizzata nella banda H di WFC3 sarà presentata nella sezione 2.2

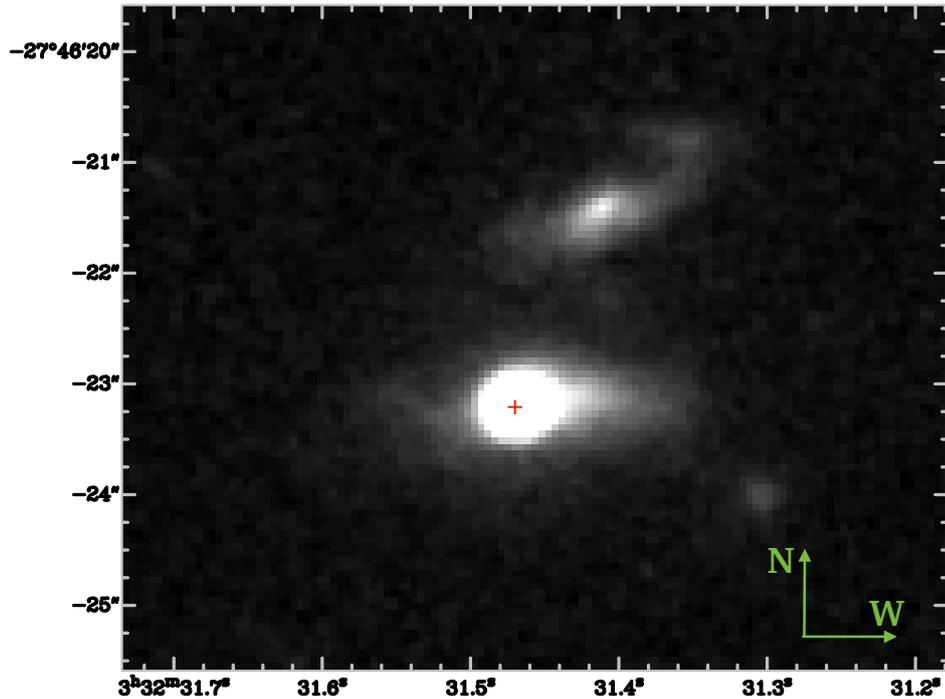


Figura 2.2: Osservazione di GMASS 0953 realizzata dalla camera WFC3 di HST in banda H ( $1.6 \mu\text{m}$ ). GMASS 0953 è la galassia contrassegnata dalla croce, che indica le coordinate del picco di emissione. Si noti la regione centrale che appare compatta ed estremamente brillante sia in questa immagine che in quella in banda z, mostrata nella pagina successiva. Le due galassie in alto, visibili meglio nell'immagine in banda z, si trovano ad un redshift diverso da quello di GMASS 0953.

## 2.2 Le osservazioni multi-banda: evidenza di un AGN di Tipo 2

GMASS 0953 è una galassia che si trova a  $\text{RA} = 3\text{h } 32\text{m } 31.47\text{s}$  e  $\text{DEC} = -27^\circ 46' 23''.21^3$ . Le dimensioni angolari lungo l'asse maggiore sono di quasi 3 secondi d'arco che, per il redshift della sorgente ( $z \sim 2.226$ ), corrispondono a 24 kpc. La massa stellare ( $M_\star \sim 10^{11} M_\odot$ ) e lo SFR<sup>4</sup>  $\sim 270 M_\odot \text{ yr}^{-1}$  collocano questo oggetto sulla main sequence delle galassie definita da Daddi et al. (2007) (Figura 2.3). Essa ospita inoltre un AGN di Tipo 2 ( $L_X \sim 10^{43.6} \text{ erg s}^{-1}$ ) la cui presenza è stata evidenziata dalle osservazioni X, come sarà spiegato a breve.

Dal punto di vista morfologico la galassia è caratterizzata da una regione centrale molto brillante e compatta mentre appare globalmente più diffusa nelle regioni esterne, come si vede dalle due immagini realizzate dal telescopio spaziale Hubble nel vicino infrarosso e nel visibile (Figura 2.2). Le regioni laterali nell'immagine in banda H sono

<sup>3</sup>Le coordinate qui riportate si riferiscono al picco, indicato con una croce, dell'immagine HST in banda H mostrata in Figura 2.2 che è stata utilizzata come riferimento anche per la stima delle dimensioni angolari della sorgente

<sup>4</sup>Lo SFR indicato è stato calcolato sfruttando la luminosità nel lontano infrarosso di GMASS 0953 corretta per la luminosità AGN. La massa stellare deriva invece dal fit dei dati fotometrici GMASS. Per entrambe le stime è stata assunta una IMF di Kroupa (2001).

## 2.2 Le osservazioni multi-banda: evidenza di un AGN di Tipo 2

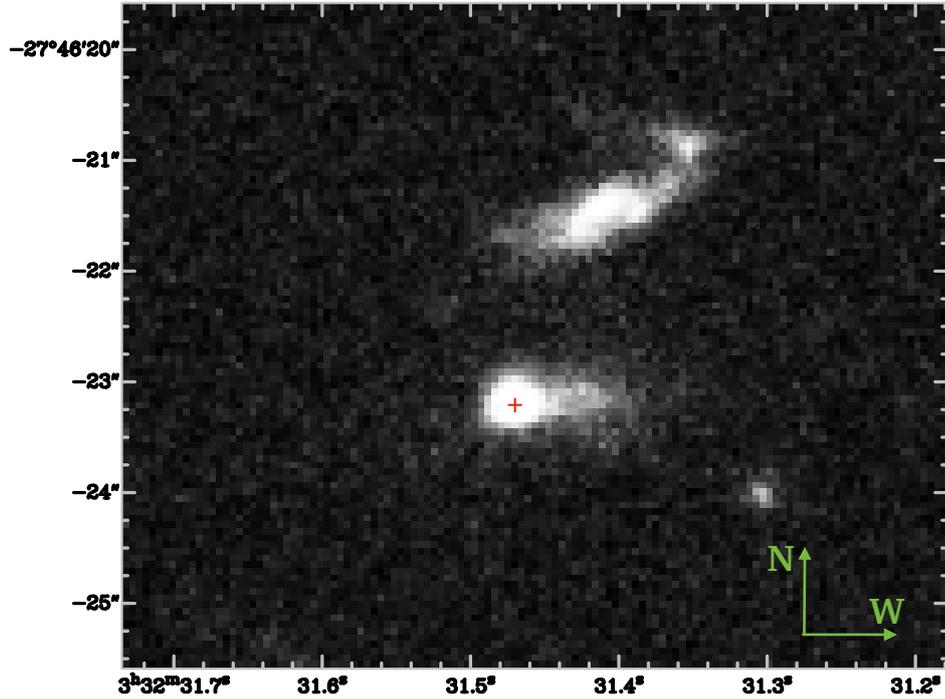


Figura 2.2: Prosecuzione di Figura 2.2. Immagine in banda z (850 nm) di GMASS 0953 realizzata dalla camera ACS di HST. L'emissione appare meno estesa e più asimmetrica rispetto a quella dell'immagine in banda H.

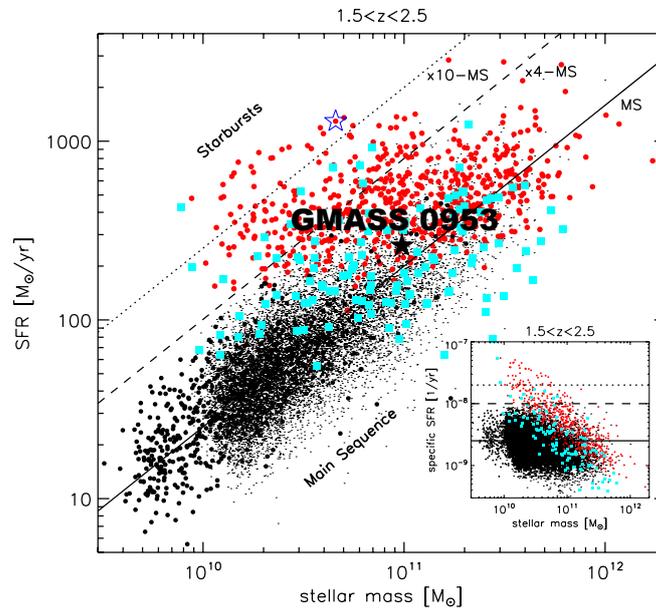


Figura 2.3: Posizione di GMASS 0953 sul diagramma di Rodighiero et al. (2011) che mostra la relazione tra  $M_{\star}$  e SFR. I punti neri sono galassie star-forming selezionate in banda K e i punti colorati sono galassie selezionate nell'infrarosso con dati Herschel-PACS a  $z \sim 2$ . GMASS 0953 si colloca sulla sequenza principale delle galassie definita da Daddi et al. (2007) (linea nera).

## 2.2 Le osservazioni multi-banda: evidenza di un AGN di Tipo 2

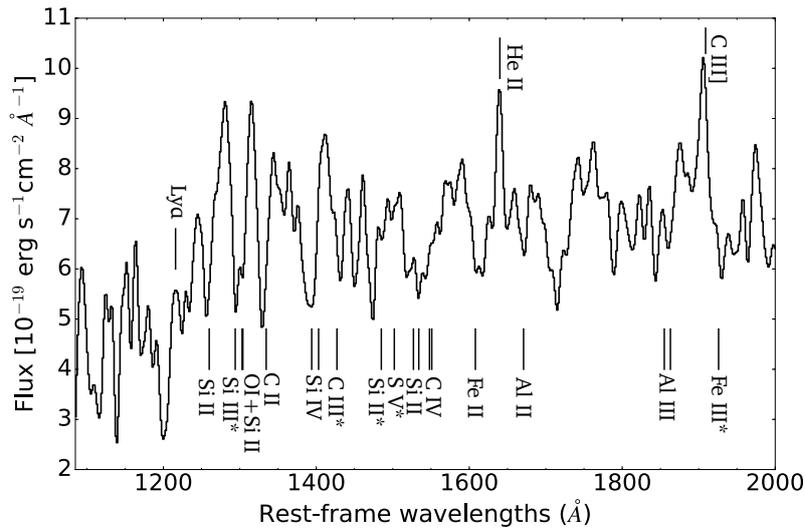


Figura 2.4: Spettro ottico (rest-frame UV) di GMASS 0953 realizzato da FORS2. Sono indicate le principali righe di assorbimento del mezzo interstellare e delle fotosfere stellari; queste ultime sono segnate con un asterisco. In emissione sono invece presenti l'He II  $\lambda 1640$  e il C III]  $\lambda 1909$ .

contraddistinte da una diversa intensità, con l'emissione della parte ovest che appare complessivamente più marcata di quella prodotta nella parte est che, nell'immagine in banda z, risulta pressoché assente. La componente compatta nella regione centrale potrebbe indicare la presenza di un bulge o essere legata all'attività AGN. Tuttavia per pronunciarsi in merito a questa ipotesi è necessario sottoporre le due immagini ad un fit della brillantezza superficiale, che consenta di ottenere indicazioni sulla morfologia della sorgente tramite la derivazione degli indici di Sersic.

Per quanto riguarda le caratteristiche spettrali di GMASS 0953, in Figura 2.4 è mostrato lo spettro ottico realizzato da FORS2 dove, a causa del redshift, è visibile l'emissione UV della galassia. Come riportato da Daddi et al. (2004)<sup>5</sup>, lo spettro è quello tipico di una galassia star-forming, con forti righe di assorbimento prodotte dalle fotosfere delle stelle OB come il Si III  $\lambda 1294$ . Si riconoscono anche numerose righe di assorbimento del mezzo interstellare quali il C II  $\lambda 1334.5$  e l'Al III  $\lambda \lambda 1855, 1863$ . In emissione compaiono solo l'He II  $\lambda 1640$ , la cui origine viene attribuita alle regioni fotoionizzate dalle stelle OB, e il C III]  $\lambda 1909$ . Quest'ultima riga è visibile sia nelle galassie star-forming inattive che in quelle che presentano attività AGN, che può aggiungersi come sorgente di ionizzazione. Gli spettri UV degli AGN sono infatti caratterizzati da righe di metalli ionizzati come il C III]  $\lambda 1909$ , il C IV  $\lambda 1549$ , l'O VI  $\lambda 1033$  e dalla Lyman  $\alpha$  ( $\lambda = 1216$  Å). Tuttavia, l'assenza di elementi altamente ionizzati come il C IV  $\lambda 1549$  e l'O VI  $\lambda 1033$  e la rivelazione della Lyman  $\alpha$  molto debole in emissione rende lo spettro UV di GMASS 0953, in mancanza di dati in altre bande, più compatibile con quello di una galassia star-forming, senza chiari segni di attività AGN.

Come si è detto nel capitolo 1, le galassie attive si suddividono in AGN di Tipo 1, che mostrano negli spettri sia righe larghe che righe strette, e AGN di Tipo 2, in cui

<sup>5</sup>Nel lavoro di Daddi et al. (2004) GMASS 0953 è la galassia indicata con il nome K20-ID5.

## 2.2 Le osservazioni multi-banda: evidenza di un AGN di Tipo 2

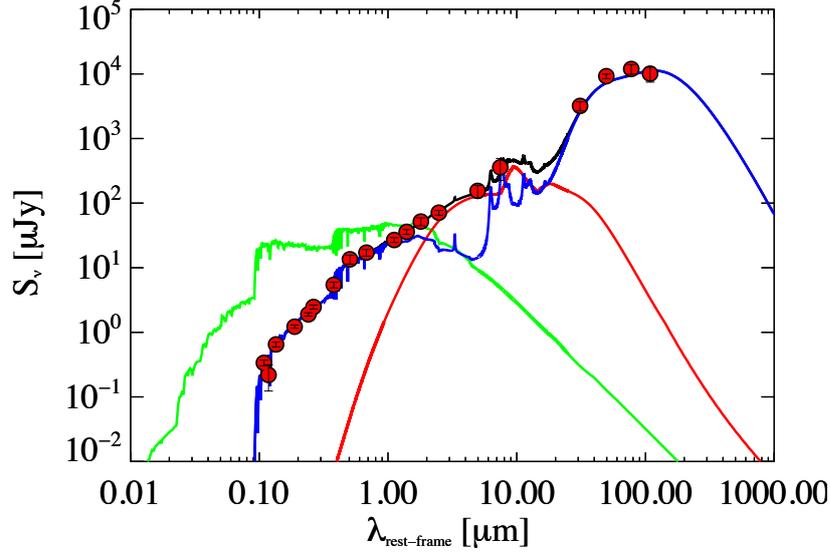


Figura 2.5: SED fotometrica di GMASS 0953. I punti fotometrici sono indicati in rosso. La linea nera rappresenta il best fit (modello totale), mentre le linee colorate rappresentano le diverse componenti. In particolare la linea rossa indica il contributo alla SED da parte dell'AGN mentre la verde e la blu indicano rispettivamente l'emissione stellare non estinta e quella invece oscurata dalla polvere, che riemette la radiazione UV assorbita nel lontano infrarosso.

la visione delle righe larghe è impedita da materiale oscurante lungo la linea di vista, che assorbe i fotoni emessi dall'AGN nella nostra direzione. La radiazione ultravioletta risente in modo particolare dell'estinzione dovuta alla polvere e pertanto è possibile che, nel caso di un AGN oscurato ( $N_{\text{H}} > 10^{22} \text{cm}^{-2}$  dove  $N_{\text{H}}$  è la densità di colonna di idrogeno neutro lungo la linea di vista e costituisce uno dei parametri impiegati per quantificare l'oscuramento di un AGN; in particolare si definiscono AGN *Compton thick* e *Compton thin* quelli con  $N_{\text{H}}$  rispettivamente maggiore e minore di  $10^{24} \text{cm}^{-2}$ ), alcune righe di emissione non compaiono nello spettro, rendendo ardua l'identificazione di attività AGN dai dati nell'UV. In queste situazioni, per capire se un AGN sia o meno presente, si rivela indispensabile il ricorso a dati ad altre lunghezze d'onda; in particolare, le osservazioni in banda X costituiscono uno strumento molto efficace nell'individuazione degli AGN di Tipo 2. I fotoni X infatti, a causa dell'energia elevata ( $E > 0.1 \text{keV}$ ), riescono ad attraversare il materiale oscurante più che in altre bande dello spettro elettromagnetico e per questo lo studio dell'emissione alle alte energie può fornire indicazioni importanti sull'attività nucleare. Utilizzando le osservazioni del CDFS da 4Ms (Xue et al. 2011) Brightman & Ueda (2012) hanno mostrato che lo spettro in banda X di GMASS 0953 risulta compatibile con un AGN di tipo 2 caratterizzato da  $N_{\text{H}} \sim 10^{24} \text{cm}^{-2}$  (valore intermedio tra AGN Compton thin e Compton thick) e con un *photon index*<sup>6</sup>  $\Gamma = 1.9$ , tenendo conto dei quali si ricava una luminosità X intrinseca della sorgente nell'intervallo 2-10 keV pari a  $L_{\text{X } 2-10 \text{keV}} \sim 10^{43.6} \text{erg s}^{-1}$ . Questo valore di  $L_{\text{X}}$  risulta maggiore di  $10^{42.3} \text{erg s}^{-1}$  che, secondo il lavoro di Ranalli et al. (2003), è la luminosità soglia oltrepassata la quale l'attività AGN domina sulla

<sup>6</sup>Per photon index si intende l'esponente della legge di potenza  $N(E) \propto E^{-\Gamma}$  utilizzata per riprodurre l'emissione in banda X degli AGN, dove  $N(E)$  è il numero di fotoni con energia  $E$ .

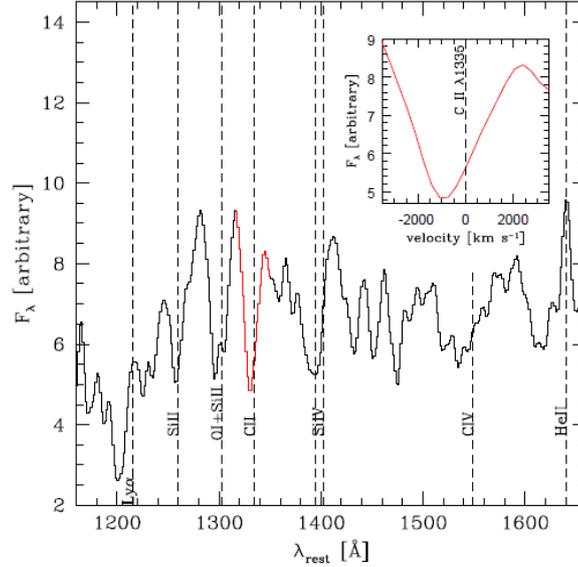


Figura 2.6: Spettro rest-frame UV di GMASS 0953. Si noti la riga in assorbimento del C II  $\lambda 1335$ : il centro della riga appare spostato rispetto alla velocità sistemica della galassia (linea tratteggiata) e indica un moto relativo di circa 800 km/s. Per fissare la velocità sistemica si è usato come riferimento la posizione del picco di He II  $\lambda 1640$ , in quanto si ritiene che le regioni fotoionizzate in cui questo elemento è prodotto siano solidali con le stelle OB della galassia.

formazione stellare. Inoltre, se si converte la luminosità X in SFR utilizzando la relazione di Ranalli et al. (2003) si trova  $\text{SFR} \sim 8000 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$  che è di gran lunga superiore rispetto a quello misurato dalla luminosità nel lontano infrarosso<sup>7</sup>, ad indicare che la sola attività di formazione stellare non può spiegare l'elevato valore della luminosità X. Un'altra evidenza riguardo all'attività AGN di GMASS 0953 viene dall'*hardness ratio* della galassia, che è definito come  $\text{HR} = (H - R)/(H + S)$  dove H e S sono il numero di fotoni in banda hard (2-10 keV) ed in banda soft (0.5-2 keV). Questo per GMASS 0953 è pari a 0.6, molto maggiore rispetto ai valori misurati nelle galassie star-forming che hanno solitamente  $\text{HR} < 0$  (Norman et al. 2004). Infine, una conferma ulteriore sulla presenza di un AGN viene dalle caratteristiche della SED fotometrica (Figura 2.5). Se si sottopongono i punti della SED ad un fit con degli spettri sintetici si trova infatti che la riproduzione dei dati migliora introducendo una componente di AGN, che spiega l'emissione nel MIR (Delvecchio et al. 2014). La radiazione emessa da un AGN infatti riscalda la polvere presente nel materiale oscurante fino a temperature dell'ordine di 1500 K, provocando un eccesso di emissione nel MIR per gli AGN rispetto alle galassie inattive.

Da quanto detto sinora emerge dunque che GMASS 0953 ospita un AGN di Tipo 2; esso ha una luminosità moderata, in quanto la sua luminosità X è inferiore rispetto ai valori misurati nei quasar, che hanno tipicamente  $L_X > 10^{44.5} \text{ erg s}^{-1}$ . Verificata la presenza di un AGN, l'oggetto è stato incluso nello studio di Cimatti et al. 2013 presentato nel capitolo 1, dove sono state analizzate numerose galassie attive a  $\langle z \rangle \sim 2.4$  i cui spettri nel rest-frame UV sono apparentemente privi dei segni di attività AGN. Un'analisi più

<sup>7</sup>La luminosità nel lontano infrarosso viene ritenuta un indicatore attendibile del tasso di formazione stellare in quanto è poco contaminata dall'emissione dell'AGN che nell'infrarosso è presente soprattutto nel MIR, come si dirà di qui a poco.

## 2.3 Risultati di lavori precedenti

---

approfondita dello spettro rest-frame UV di GMASS 0953 condotta da questo studio ha rivelato la presenza di righe di assorbimento allargate e spostate verso il blu rispetto alla lunghezza d'onda sistemica, come si nota dall'ingrandimento in Figura 2.6. A causa dell'alta velocità osservata ( $\Delta v \sim 800 \text{ km s}^{-1}$  rispetto alla velocità sistemica) questo assorbimento è stato interpretato come un outflow provocato dall'AGN, il che significa che anche gli spettri UV possono fornire evidenze indirette di attività AGN molto oscurata attraverso la rilevazione di outflow dalle righe di assorbimento.

Infine, la sorgente è stata osservata anche nel radio e presenta un valore della potenza a 1.4 GHz pari a  $P_{1.4 \text{ GHz}} = 10^{24.84} \text{ W Hz}^{-1}$  (Miller et al. 2008). Esso risulta maggiore di  $10^{22.7} \text{ W Hz}^{-1}$ , che è la potenza superata la quale gli AGN dominano sulle galassie star-forming (Ivison et al. 2010). Negli ultimi mesi sono stati inoltre rilasciati i dati ALMA sul gas molecolare, a cui si accennerà nelle conclusioni.

## 2.3 Risultati di lavori precedenti

Prima di presentare i dati di GMASS 0953 che abbiamo analizzato in questo lavoro (sezione 2.4), riportiamo in questa sezione i risultati di alcuni studi che sono stati condotti su questa galassia. Oltre agli articoli di Daddi et al. (2004), Brightman & Ueda (2012) e Cimatti et al. (2013) citati nella sezione precedente, uno spettro nel vicino infrarosso (vedi sezione 2.4) di GMASS 0953 è stato analizzato da van Dokkum et al. (2005). I rapporti dei flussi di riga di  $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$  e  $[\text{N II}]\lambda 6584/\text{H}\alpha$  misurati in questo studio collocano la galassia nella regione delle Seyfert<sup>8</sup> 2 del diagramma BPT (Baldwin, Phillips & Terlevich, 1981), che consente di individuare il meccanismo di ionizzazione del gas (stelle OB oppure AGN) in base ai rapporti di intensità delle righe nebulari nel visibile (Osterbrock & Ferland 2006). Tuttavia, quando è stato effettuato questo studio, non erano disponibili i dati X che hanno evidenziato l'attività AGN di GMASS 0953; la galassia infatti non era stata rivelata nella banda hard di Chandra nella prima osservazione del CDFS da 1Ms. Il mancato rilevamento della galassia nel range energetico 2-10 keV ha indotto van Dokkum et al. (2005) ad imputare gli alti valori dei rapporti di riga misurati ad uno shock provocato da un forte vento galattico generato dalle esplosioni di supernova e dalla stelle OB (Figura 2.7).

GMASS 0953 è stata oggetto di alcuni lavori del team della survey SINS, condotta adoperando la spettroscopia a campo integrale nel NIR con lo spettrografo SINFONI (vedi sezione 2.4). Essa è stata collocata da Förster Schreiber et al. (2009) a cavallo fra i sistemi dominati da moti caotici e quelli che presentano una rotazione significativa e in questo studio viene fornito un limite superiore per la massa dinamica ( $M_{\text{dyn}} < 58 \times 10^{10} M_{\odot}$ ) calcolato sfruttando il teorema del viriale a partire dalla dispersione di velocità osservata per l' $\text{H}\alpha$  ( $\sigma \sim 281 \text{ km/s}$ ). Newman et al. (2014) hanno invece analizzato i rapporti di intensità delle righe di gas ionizzato risolti spazialmente, dai quali emerge che la regione centrale ( $R < 0''.4$ ) della galassia e le regioni periferiche possano differire nel meccanismo che provoca la ionizzazione, con la formazione stellare che domina nelle regioni esterne e l'AGN che prevale in quelle interne (Figura 2.7). Infine, Förster Schreiber et al. (2014) hanno accennato alla presenza di una componente larga che si sovrappone al complesso di righe di  $\text{H}\alpha$  e  $[\text{N II}]\lambda\lambda 6548, 6584$ , probabilmente associata ad un outflow generato dall'AGN.

---

<sup>8</sup>Le galassie di Seyfert sono AGN di luminosità moderata ( $L \sim 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$ ) che prendono il nome dal loro scopritore Carl Seyfert, il quale identificò i primi AGN studiando le forti righe in emissione nell'ottico.

## 2.4 La spettroscopia nel vicino infrarosso

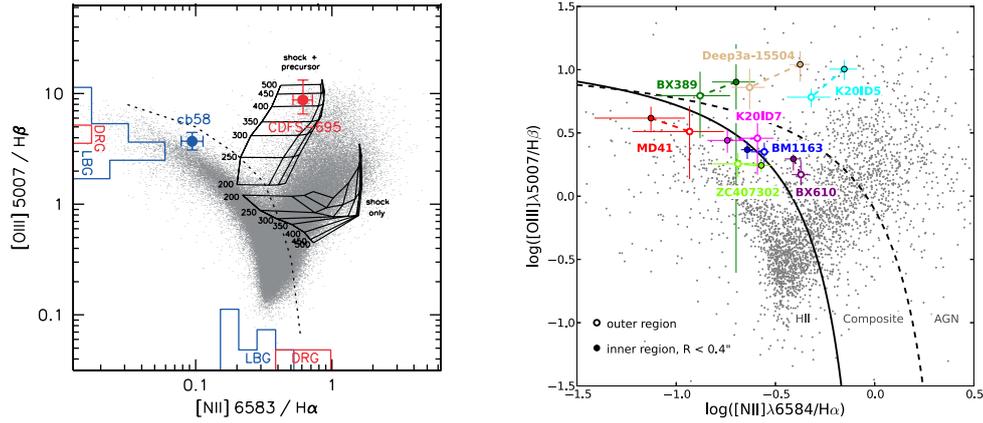


Figura 2.7: Diagrammi diagnostici BPT. Immagine a sinistra: diagramma BPT di van Dokkum et al. (2005). La linea tratteggiata divide le galassie star-forming senza attività AGN (regione a sinistra della riga) da quelle con attività AGN (Kauffmann et al. 2003). GMASS 0953 è qui indicata con il nome con cui figura nel catalogo del CDFS da 1 Ms (CDFS-695). I valori dei rapporti dei flussi di riga sono compatibili con quelli predetti dai modelli di Dopita & Sutherland (1995) nel caso di ionizzazione da shock dovuto a un forte vento galattico. Immagine a destra: BPT di Newman et al. (2014). In questo caso le galassie star-forming si trovano a sinistra della linea nera mentre gli AGN sono a destra della linea nera tratteggiata. La regione fra le due curve presenta delle caratteristiche intermedie fra i due meccanismi di ionizzazione. GMASS 0953, che qui figura con il nome K20-ID5 utilizzato nel lavoro di Daddi et al. (2004), si trova nella regione degli AGN. In particolare si noti come i rapporti dei flussi di riga diminuiscano passando dalle regioni interne (cerchietto azzurro pieno) a quelle esterne (cerchietto vuoto).

Una volta descritto lo scenario attuale di conoscenze su GMASS 0953, provvediamo a presentare nella sezione che segue i dati che sono stati oggetto della nostra analisi.

## 2.4 La spettroscopia nel vicino infrarosso

Come è stato detto nella sezione 2.1, il ricorso alla spettroscopia si rivela indispensabile per caratterizzare al meglio le proprietà delle galassie. In particolare, le osservazioni nel vicino infrarosso per una galassia a  $z \sim 2$  consentono di campionare l'emissione nel visibile, che per le galassie star-forming è contraddistinta dalle righe di numerosi metalli ionizzati come [O III]  $\lambda\lambda 4959, 5007$ , [O II]  $\lambda 3727$ , [N II]  $\lambda\lambda 6548, 6584$ , [S II]  $\lambda\lambda 6716, 6731$  e dalla serie di Balmer. Dalla misura dei flussi di queste righe è possibile stimare numerose quantità fisiche come il tasso di formazione stellare, l'eccesso di colore  $E(B - V)$ , che quantifica l'attenuazione da parte della polvere, la densità elettronica del gas e trarre indicazioni sulla presenza di attività AGN tramite appositi diagrammi diagnostici (vedi sezione 2.3). Inoltre, se si dispone di osservazioni risolte spazialmente come quelle degli spettrografi a campo integrale, la spettroscopia nel NIR permette di mappare la distribuzione spaziale del gas ionizzato e di ottenere informazioni sui moti che lo caratterizzano. Un inconveniente delle osservazioni nel vicino infrarosso deriva dalla presenza di numerose righe in emissione dell'atmosfera (in particolare della molecola di OH) in questa finestra dello spettro elettromagnetico, che possono contaminare il segnale di interesse.

## 2.4 La spettroscopia nel vicino infrarosso

---

A causa della quantità di informazioni potenzialmente contenuta negli spettri nel NIR, in questo lavoro abbiamo deciso di servirci di due set di dati spettroscopi di GMASS 0953 a queste lunghezze d'onda, la cui analisi sarà oggetto dei prossimi capitoli. In primo luogo abbiamo rianalizzato i dati discussi da van Dokkum et al. (2005) realizzati dallo spettrografo GNIRS<sup>9</sup> del telescopio Gemini South; la nostra analisi di questo spettro ad alta risoluzione ( $R \sim 1800$ ) ha rivelato la presenza di un outflow per le transizioni di [O III]  $\lambda\lambda 4959,5007$ , lo studio del quale ci ha permesso di quantificare l'effetto del feedback da AGN su GMASS 0953 provocato dall'espulsione del gas ionizzato. Successivamente, abbiamo adoperato i dati dello spettrografo a campo integrale SINFONI<sup>10</sup> del VLT per condurre uno studio dettagliato sulla cinematica dell'[O III]  $\lambda 5007$  emesso dalla galassia. La nostra analisi ha evidenziato la presenza di un disco in rotazione e ci ha consentito di misurare la massa dinamica di GMASS 0953, come si vedrà nel capitolo 5. I dati SINFONI hanno inoltre confermato la rivelazione dell'outflow di [O III]  $\lambda\lambda 4959,5007$  e ci hanno permesso di ottenere informazioni sulla sua posizione e sulle dimensioni, oltre che sulla distribuzione globale del gas ionizzato nella galassia.

Nei due paragrafi che seguono provvediamo a fornire una descrizione dei due spettrografi e dei relativi set di dati.

### 2.4.1 Le osservazioni e i dati GNIRS

GNIRS (Gemini Near InfraRed Spectrograph) è uno spettrografo che lavora nel vicino infrarosso attualmente al telescopio Gemini North del Gemini Observatory, ma che fino al 2007 è stato operativo al telescopio Gemini South. Questo strumento offre la possibilità di scegliere fra due modalità di spettroscopia: quella *long-slit*, che si avvale di fenditure la cui lunghezza varia tra  $50''$  e  $100''$  e consente di campionare l'emissione in diverse bande (X, J, H, K e parte della L e M) dell'intervallo  $1.0\text{-}5.4 \mu\text{m}$ , e la spettroscopia *cross-dispersed*, che invece opera sul range spettrale  $0.85\text{-}2.5 \mu\text{m}$  utilizzando fenditure di lunghezza compresa fra  $5''$  e  $7''$ . In entrambi i casi il potere risolutivo è pari a  $R \sim 1800$ , ma può essere incrementato fino a  $R \sim 18000$  se si selezionano come finestre di lavoro delle porzioni ridotte delle bande (modalità *long-slit*) o dell'intervallo  $0.85\text{-}2.5 \mu\text{m}$  (modalità *cross-dispersed*). Solitamente la configurazione *cross-dispersed* viene preferita a quella *long-slit*, a meno che la lunghezza della sorgente misuri più di 2-3 secondi d'arco o siano richieste osservazioni in una singola banda (solo H o K, per esempio).

Lo spettrografo possiede tre reticoli (da 10.44 righe/mm, 31.7 righe/mm e 110.5 righe/mm) e permette di scegliere fra due diverse scale spaziali (0.15 o 0.05 secondi d'arco per pixel) a seconda della lente di camera utilizzata. La larghezza delle fenditure varia da  $0''.1$  a  $1''$ . Lo strumento può essere impiegato anche con un modulo di ottica adattiva (Adaptive Optics, AO), che consente di correggere i disturbi introdotti dall'atmosfera, chiamato ALTAIR (ALTitude conjugate Adaptive optics for InfraRed) nell'intervallo  $1.0\text{-}2.5 \mu\text{m}$ .

Per l'osservazione di GMASS 0953 lo spettrografo è stato impiegato nella modalità

---

<sup>9</sup>Lo spettro GNIRS già ridotto di GMASS 0953 è stato reso pubblico da Kriek et al. (2008) e lo si trova al link <http://w.astro.berkeley.edu/~mariska/gnirs/spectra/>.

<sup>10</sup>I dati SINFONI già ridotti per GMASS 0953 sono stati gentilmente forniti da Natascha Förster Schreiber che cogliamo l'occasione di ringraziare assieme al team del Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik (MPE).

## 2.4 La spettroscopia nel vicino infrarosso

cross-dispersed adoperando il reticolo da 32 righe/mm ed un fenditura larga  $0''.68$  e lunga  $6''.2$ , per un tempo totale di esposizione di 5500 s. L'intervallo in lunghezze d'onda campionato è pari a  $1.0\text{-}2.5\ \mu\text{m}$  che corrisponde ad un potere risolutivo  $R \sim 1800$ , e ad ogni pixel dello spettro è associata una larghezza di  $0''.15$  nella dimensione spaziale e di  $5\ \text{\AA}$  in quella spettrale. Purtroppo non è nota l'orientazione della fenditura ma riteniamo che sia verosimilmente inclinata lungo l'asse maggiore della galassia.

Lo spettro ci è stato fornito già ridotto e in esso sono riconoscibili diverse righe in emissione ( $\text{H}\beta$ ,  $[\text{O III}] \lambda\lambda 4959, 5007$ ,  $[\text{N II}] \lambda\lambda 6548, 6584$ ,  $\text{H}\alpha$  e  $[\text{S II}] \lambda\lambda 6716, 6731$ ) la cui analisi viene riportata nel prossimo capitolo.

### 2.4.2 Le osservazioni e i dati SINFONI

SINFONI (Spectrograph for INtegral Field Observations in the Near Infrared, Eisenhauer et al. 2003) è uno spettrografo a campo integrale (Integral Field Unit, IFU) che lavora nell'intervallo  $1.1\text{-}2.45\ \mu\text{m}$  e si trova sul fuoco Cassegrain dell'UT-4 (Unit Telescope numero 4) Yepun del VLT. Esso possiede quattro reticoli che coprono le bande J, H, K e H+K con un potere risolutivo  $R \sim 2000 - 3000 - 4000$  per le bande J, H e K e  $R \sim 1500$  per la banda H+K. Le dimensioni angolari del pixel possono essere selezionate tra  $0.125$ ,  $0.05$  e  $0.0125$  secondi d'arco, che individuano rispettivamente un campo di vista di  $8'' \times 8''$ ,  $3'' \times 3''$  e  $0.8'' \times 0.8''$ . Lo strumento si avvale anche di un modulo di ottica adattiva chiamato MACAO (Multi-Application Curvature Adaptive Optics).

Rispetto alla spettroscopia classica, le osservazioni *integral field* sono dotate di un campo di vista bidimensionale suddiviso in celle, ognuna delle quali individua una regione della sorgente estesa osservata. Il segnale di ciascuna cella viene inviato allo spettrografo che realizza contemporaneamente gli spettri di parti diverse dell'oggetto nel campo di vista dello strumento. Il prodotto finale dell'osservazione è un *data-cube*, ovvero un set di dati tridimensionale, in cui due assi individuano le direzioni spaziali RA e DEC ed il terzo quella spettrale, espressa in lunghezze d'onda e suddivisa in canali. Come già detto, il vantaggio delle osservazioni integral field sta nel fatto che risolvono spazialmente gli oggetti osservati e consentono di mapparne accuratamente la cinematica, comportando un notevole risparmio di tempo rispetto alle osservazioni long-slit, che richiederebbero più puntamenti sulle diverse regioni di una galassia per ottenere un'informazione analoga.

Il campione di dati SINFONI di GMASS 0953 che abbiamo analizzato è costituito da due data-cube già ridotti, che coprono l'intervallo in lunghezze d'onda  $1.5 - 1.7\ \mu\text{m}$  (banda H) e  $1.9 - 2.2\ \mu\text{m}$  (banda K). I dati sono quelli raccolti dalla survey SINS (Spectroscopic Imaging survey in Near-infrared with SINFONI), che conta al suo interno numerose galassie star-forming di grande massa nell'intervallo  $z \sim 1\text{-}3$  (Förster Schreiber et al. 2009). Il potere risolutivo è pari a  $R \sim 2900$  per il data-cube in banda H e a  $R \sim 4500$  per quello in banda K. I due data-cube sono costituiti da 1001 canali, separati fra loro da un intervallo in lunghezza d'onda  $\Delta\lambda = 1.95\ \text{\AA}$  per il data-cube in banda H e  $\Delta\lambda = 2.45\ \text{\AA}$  per quello in banda K. La scala spaziale selezionata è di  $0.125$  secondi d'arco per pixel ed il campo di vista è di  $4'' \times 4''$ . Il tempo totale di esposizione è di 7200 s per il data-cube in banda H e di 9600 s per quello in banda K. Entrambe le osservazioni sono state realizzate senza ottica adattiva e sono pertanto limitate dal *seeing*. La risoluzione spaziale è di  $0''.7$  per i dati in banda H e di  $0''.51$  per quelli in

## 2.4 La spettroscopia nel vicino infrarosso

---

banda K. Vedremo più avanti che la scarsa risoluzione spaziale dell'osservazione può avere delle ripercussioni importanti sulla derivazione delle grandezze cinematiche ed in particolare della dispersione di velocità, come si discuterà nel capitolo 5.

Nei due data-cube sono visibili le righe di  $H\beta$  e  $[O III] \lambda\lambda 4959,5007$  (spettro in banda H) e di  $[N II] \lambda\lambda 6548,6584$  e  $H\alpha$  (spettro in banda K), mentre non è visibile il doppietto di  $[S II] \lambda\lambda 6716,6731$  in quanto il rapporto segnale rumore dei dati SINIFONI risulta inferiore rispetto a quello dello spettro GNIRS; sono inoltre presenti numerosi canali disturbati a causa della sottrazione del cielo. Oltre agli spettri contenenti l'emissione di GMASS 0953, si è fatto uso di due data-cube che coprono gli stessi intervalli spettrali ma campionano una regione di cielo adiacente a quella della sorgente, in cui appare la sola emissione dell'atmosfera. Questi ultimi data-cube sono stati utilizzati per stimare la risoluzione spettrale dell'osservazione in corrispondenza della riga di  $[O III] \lambda 5007$  di cui abbiamo esaminato la cinematica.

Il prossimo capitolo viene dedicato all'analisi dei dati GNIRS mentre i capitoli 4 e 5 sono riservati a quella dei dati SINFONI. In particolare si è fatto uso dei dati GNIRS per misurare i flussi delle righe e per derivare da essi alcune quantità fisiche a causa della migliore qualità dello spettro: il valore del rapporto segnale rumore, calcolato in una regione dello spettro contenente il continuo di GMASS 0953, risulta infatti pari a 2.6 per lo spettro GNIRS e a 1.5 per quello SINFONI. I dati SINFONI sono stati invece impiegati per studiare la cinematica e ricavare informazioni sulla distribuzione spaziale del gas ionizzato.

## Capitolo 3

# Analisi dello spettro GNIRS

Questo capitolo è dedicato all'analisi dei dati GNIRS di GMASS 0953. Come si è detto nel capitolo precedente (sezione 2.4), lo spettro è dotato di un alto potere risolutivo ( $R \sim 1800$ ) e di un rapporto segnale rumore più elevato rispetto allo spettro SINFONI che ci ha permesso di utilizzare le righe in emissione del gas ionizzato per misurare alcune quantità fisiche di GMASS 0953 come per esempio lo SFR, l'eccesso di colore e la densità elettronica del gas ionizzato. In particolare la nostra analisi ha rivelato la presenza di un outflow visibile dalle transizioni di [O III]  $\lambda\lambda 4959,5007$  (sezione 3.1) il cui studio approfondito sarà riportato nel capitolo 6.

Se si guarda la Figura 3.1, che mostra due regioni dello spettro bidimensionale GNIRS di GMASS 0953, è possibile riconoscere l'emissione intensa di [O III]  $\lambda\lambda 4959,5007$ , [N II]  $\lambda\lambda 6548,6584$  e H $\alpha$  e le righe deboli di H $\beta$  e [S II]  $\lambda\lambda 6716,6731$ . Nella regione centrale dell'immagine è visibile il continuo della galassia. Lo spettro è inoltre contraddistinto da numerose righe atmosferiche prodotte dalla molecola di OH. Guardando la figura si

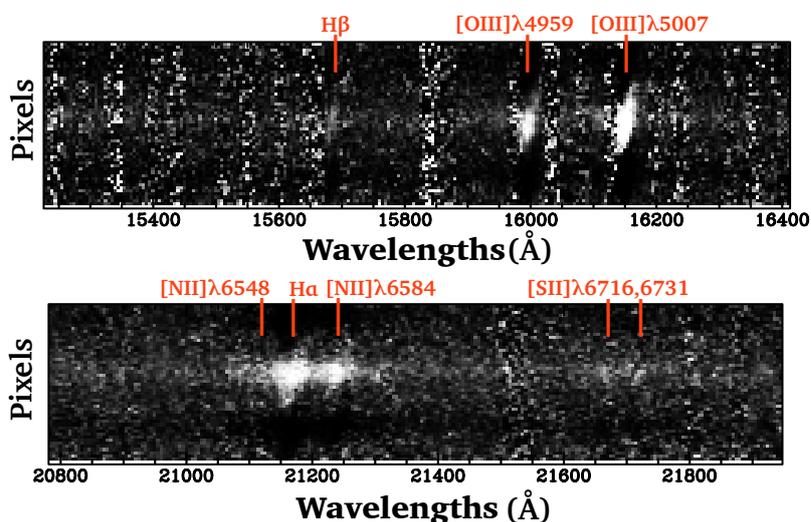


Figura 3.1: Spettro bidimensionale di GMASS 0953 realizzato dallo spettrografo GNIRS. L'asse verticale indica la dimensione spaziale lungo la fenditura mentre l'asse orizzontale definisce quella spettrale. Le righe in emissione della galassia sono segnate in rosso e le linee individuano la lunghezza d'onda centrale di ciascuna riga. Si notino il continuo di GMASS 0953, visibile nella regione centrale dello spettro, e i residui della sottrazione delle numerose righe in emissione di OH dell'atmosfera.

### 3.1 Analisi delle righe e del continuo

---

può notare come le righe di [O III]  $\lambda\lambda 4959,5007$ ,  $H\alpha$  ed [N II]  $\lambda 6584$  risultino inclinate. Tale caratteristica suggerisce che il gas emettente sia in rotazione in quanto regioni opposte della galassia producono radiazione spostata verso il blu o verso il rosso rispetto alla lunghezza d'onda centrale della riga (linea rossa nell'immagine). Questo scenario è stato confermato dall'analisi sui dati SINFONI che si vedrà nei capitoli 4 e 5.

A partire da questo spettro è stato estratto uno spettro unidimensionale, che abbiamo utilizzato per compiere l'analisi delle righe tramite la quale è stato possibile misurare alcune quantità fisiche di GMASS 0953. I dettagli sull'analisi delle righe spettrali vengono presentati nella sezione 3.1 mentre le sezioni 3.2, 3.3, 3.4 sono dedicate rispettivamente alla derivazione dell'estinzione dovuta alla polvere, del tasso di formazione stellare e della densità elettronica del gas ionizzato della galassia.

### 3.1 Analisi delle righe e del continuo

L'analisi dello spettro unidimensionale è stata condotta utilizzando il software IRAF (Image Reduction and Analysis Facility) sviluppato da National Optical Astronomy Observatories (NOAO). In particolare si è fatto uso di una *task* della distribuzione STSDAS (Space Telescope Science Analysis System) chiamata Specfit (Kris 1994), ideata per eseguire fit di spettri unidimensionali, ottenuti da diverse tipologie di strumenti, sfruttando la minimizzazione del  $\chi^2$ .

Per eseguire il fit è necessario fornire al programma due file di input: un primo file, che può essere o un'immagine IRAF unidimensionale oppure un documento in formato ASCII che contenga le lunghezze d'onda dello spettro, i valori dei flussi e gli errori associati ai punti spettrali, e un file di testo nel quale l'utente specifica il modello con cui riprodurre i dati. Il modello può essere costituito da numerose componenti (per esempio una retta, una legge di potenza, delle funzioni gaussiane. In Tabella 3.1 è riportato un elenco delle componenti più significative) che consentono di riprodurre le differenti caratteristiche dello spettro quali il livello del continuo, le righe di emissione e di assorbimento e l'estinzione dalla polvere. Ad ogni componente è associato un insieme di parametri, per ognuno dei quali è necessario fornire nel file di input la seguente lista di valori: una stima iniziale, l'intervallo nel quale è compreso il parametro, lo *stepsize*, ovvero il passo con cui l'algoritmo si muove all'interno dell'intervallo per cercare i valori del parametro che minimizzano il  $\chi^2$  e la tolleranza, che stabilisce la convergenza del fit. In particolare un fit converge quando la variazione del  $\chi^2$  e dei parametri rispetto all'iterazione precedente risulta minore della tolleranza definita per ogni parametro. Infine è necessario specificare se un parametro sia libero, fissato ad un certo valore oppure legato tramite un rapporto specifico al parametro che gli corrisponde in un'altra componente (per esempio, i centri di due righe di cui si conosce la differenza in  $\text{\AA}$ ).

I valori dei parametri che meglio riproducono i dati vengono calcolati dal programma attraverso una minimizzazione non lineare del  $\chi^2$  compiuta attraverso una procedura iterativa, in cui il numero di iterazioni è fissato dall'utente, che si basa su uno fra cinque algoritmi (Numrecipe, Simplex, Marquardt, Gridfit, Alternate). Fra questi l'algoritmo Numrecipe è solitamente il più veloce ed efficace, anche se talvolta la procedura può divergere se la stima iniziale dei parametri è molto lontana dal minimo. Il fit si arresta o quando viene raggiunto il numero di iterazioni specificato dall'utente oppure se viene soddisfatto il livello di tolleranza dichiarato nel file di input. L'output del programma consiste quindi nella lista dei valori dei parametri che minimizzano il  $\chi^2$ , dove gli errori

### 3.1 Analisi delle righe e del continuo

associati sono quelli della matrice di covarianza che corrispondono al livello di confidenza di  $1\sigma$ .

Nel nostro caso, per riprodurre lo spettro ci siamo avvalsi di un continuo lineare<sup>1</sup> (funzione `linear`) mentre le righe in emissione di GMASS 0953 sono state modellate con delle gaussiane (funzione `gaussian`). I parametri relativi a tali componenti sono il flusso a 1000 Å e la pendenza, per la retta associata al continuo, mentre per le gaussiane è necessario specificare l'area sottesa (ovvero il flusso della riga), il centroide in Å, la FWHM in km/s e la *skewness*, che è legata alle proprietà di simmetria della curva (Tabella 3.2). Il profilo gaussiano, infatti, simmetrico per definizione, tramite la funzione `gaussian` può essere eventualmente modificato cambiando il valore della skewness. Per inizializzare i parametri ci siamo avvalsi della task `splot` di IRAF tramite la quale è stato possibile ottenere una stima del livello del continuo nelle regioni dello spettro prive di righe e compiere rapidamente dei fit gaussiani, che ci hanno permesso di fissare i valori iniziali dei flussi, delle FWHM e dei centroidi delle righe di emissione. Sono stati comunque eseguiti dei fit in cui le stime iniziali dei parametri sono state variate attorno ai valori suggeriti da `splot` per verificare che i risultati del fit individuassero effettivamente dei minimi assoluti, non dipendenti dai valori iniziali. Per impostare il range in cui sono compresi i parametri si sono effettuati diversi tentativi, variando i valori estremi dell'intervallo fino a che il minimo calcolato dal fit non è risultato compreso tra di essi. Abbiamo poi definito uno stepsize di 0.5, in quanto si è constatato che per valori del passo attorno a quello scelto l'algoritmo appare più stabile nel calcolo degli errori. Infine, si è fissato il valore della tolleranza a  $10^{-5}$  per tutti i parametri, e la

Funzione	Descrizione
<code>linear</code>	Continuo lineare
<code>power law</code>	Continuo a legge di potenza
<code>broken power law</code>	Continuo a legge di potenza con discontinuità
<code>gaussian</code>	Profilo di riga gaussiano
<code>labsorp</code>	Riga di assorbimento gaussiana
<code>comext</code>	Curva di estinzione

Tabella 3.1: Principali funzioni di Specfit per riprodurre gli spettri unidimensionali.

Funzione	Parametri
<code>linear</code>	Flusso a 1000 Å Pendenza (variazione del flusso per Å)
<code>gaussian</code>	Flusso o area sottesa dalla gaussiana Centroide della riga in Å FWHM della riga in km/s skewness. 1 == gaussiana

Tabella 3.2: Funzioni utilizzate per riprodurre l'emissione in riga e nel continuo di GMASS 0953. Sono indicati i parametri associati a ciascuna componente.

<sup>1</sup>Abbiamo cercato di riprodurre il continuo anche con una legge di potenza, ma nel fit finale si è utilizzato un continuo lineare a causa del valore migliore del  $\chi^2_{\text{dof}}$ .

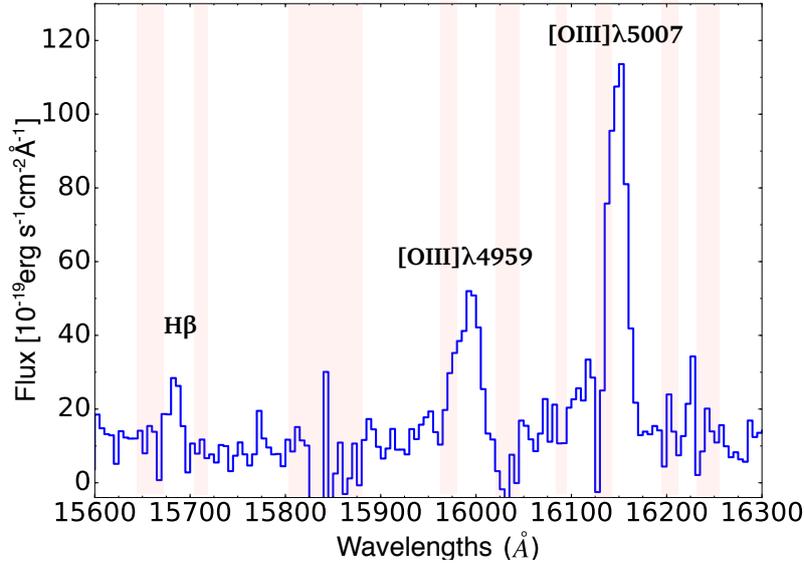


Figura 3.2: Spettro unidimensionale di GMASS 0953 nell’intervallo 15600-16300 Å. Sono visibili le righe di H $\beta$  ( $\lambda \sim 15700$  Å), [O III]  $\lambda\lambda 4959, 5007$  ( $\lambda \sim 16000$  Å) e [O III]  $\lambda 5007$  ( $\lambda \sim 16150$  Å), spostate nel NIR a causa del redshift della galassia. Si notino le numerose righe dell’OH in questa regione dello spettro elettromagnetico (bande rosa); in particolare due di queste righe (a 15975 Å e 16125 Å) contaminano parzialmente le emissioni di [O III]  $\lambda\lambda 4959, 5007$ .

skewness è stata lasciata al valore di default, pari a 1 per un profilo di riga gaussiano. Le righe sono state suddivise in gruppi che abbiamo analizzato mediante due fit eseguiti rispettivamente nell’intervallo 15000 - 17000 Å per le righe di H $\beta$  e [O III]  $\lambda\lambda 4959, 5007$ , e 20190 - 23000 Å per [N II]  $\lambda\lambda 6548, 6584$ , H $\alpha$  e [S II]  $\lambda\lambda 6716, 6731$ . Il numero di iterazioni è stato posto uguale a 100, in modo da garantire la riuscita della minimizzazione, e l’algoritmo di calcolo selezionato è il Numrecipe. L’approccio generale adottato è stato quello di cominciare con un fit in cui tutti i parametri fossero liberi e di vincolare progressivamente i parametri di righe diverse, uguagliando per esempio il loro rapporto ad un valore noto dalla fisica atomica, o per migliorare il valore del  $\chi^2$  oppure per scartare fit che ci sono parsi fisicamente poco plausibili, come si vedrà per esempio nel caso delle componenti strette di [O III]  $\lambda\lambda 4959, 5007$  (paragrafo 3.1.1). L’indicatore della bontà del fit utilizzato è il  $\chi^2_{\text{dof}}$  ( $\chi^2$  ridotto) che è definito come  $\chi^2_{\text{dof}} = \chi^2/N$  dove  $N$  è il numero di gradi di libertà del fit, dato dalla differenza fra il numero dei punti sperimentali e dei parametri liberi. Il valore di  $N$  è pari a 384 per il fit iniziale di [O III]  $\lambda\lambda 4959, 5007$  e H $\beta$  e a 546 per quello di [N II]  $\lambda\lambda 6548, 6584$ , H $\alpha$  e [S II]  $\lambda\lambda 6716, 6731$ . I fit eseguiti sono presentati nei paragrafi che seguono.

#### 3.1.1 H $\beta$ e [O III] $\lambda\lambda 4959, 5007$

Cominciamo mostrando lo spettro unidimensionale di GMASS 0953 nell’intervallo 15500-16300 Å dove appaiono le righe di H $\beta$  e di [O III]  $\lambda\lambda 4959, 5007$ , spostate a queste lunghezze d’onda a causa del redshift della sorgente (Figura 3.2). Si nota subito come l’emissione sia dominata dall’ossigeno ionizzato mentre H $\beta$  risulta molto meno brillante; in questa finestra spettrale sono presenti inoltre numerose righe del cielo. Come è stato detto nella sezione 3.1, le righe sono state modellate inizialmente con tre compo-

### 3.1 Analisi delle righe e del continuo

nenti gaussiane non sottoponendo ad alcun vincolo i parametri che le caratterizzano; il continuo è stato invece riprodotto con una retta. Tuttavia si è deciso di non prendere in considerazione i risultati di questo primo modello a causa delle FWHM di [O III]  $\lambda\lambda 4959,5007$  calcolate dal fit, molto diverse fra loro e incompatibili entro gli errori: i valori delle FWHM risultanti sono infatti di  $(543 \pm 119)$  km/s per [O III]  $\lambda 4959$  e  $(386 \pm 31)$  km/s per [O III]  $\lambda 5007$ . Questa diversità nella larghezza di due righe emesse dall'ossigeno nello stesso stato di ionizzazione riteniamo che sia stata provocata dalla sottrazione del cielo in corrispondenza di [O III]  $\lambda 5007$  ( $\lambda \sim 16125$  Å, vedi Figura 3.2), che potrebbe aver determinato la sottostima della larghezza di questa riga; allo stesso modo l'emissione di OH che si sovrappone a [O III]  $\lambda 4959$  potrebbe aver alterato il profilo di tale riga, allargandone la FWHM in maniera artificiale.

Si è dunque proceduto ad un secondo fit, nel quale sono stati vincolati i centri delle due righe di [O III]  $\lambda\lambda 4959,5007$ , fissando il rapporto tra le lunghezze d'onda delle due transizioni al valore teorico  $\lambda_{4959}/\lambda_{5007} \sim 0.9904$ , con l'effetto di ridurre la FWHM di [O III]  $\lambda 4959$  e di aumentare quella di [O III]  $\lambda 5007$ . Infine è stato effettuato un terzo tentativo, in cui la FWHM delle due transizioni è stata uguagliata. I valori finali dichiarati in Tabella 3.3 sono stati ricavati mediando sui risultati di questi ultimi due fit, sia per quanto riguarda i valori dei parametri che per gli errori associati, in quanto i valori simili del  $\chi^2_{\text{dof}}$  non consentono di propendere per l'uno o per l'altro modello. Il confronto dati-modello è mostrato in Figura 3.3. Il valore del  $\chi^2_{\text{dof}}$  medio è pari a 1.23.

Riga	Flusso ( $10^{-19}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ )	Centro (Å)	FWHM (km/s)
H $\beta$	$278 \pm 58$	$15686.1 \pm 1.4$	$264 \pm 63$
[O III] $\lambda 4959$	$1124 \pm 113$	$15995.74 \pm 0.84$	$439 \pm 43$
[O III] $\lambda 5007$	$2534 \pm 234$	$16150.79 \pm 0.84$	$405 \pm 31$

Tabella 3.3: Valori dei parametri del fit gaussiano di H $\beta$  e [O III]  $\lambda\lambda 4959,5007$ .

A questo punto lo spettro è stato rianalizzato aggiungendo altre due componenti. Si può notare infatti che, a lunghezze d'onda più basse rispetto al centro di [O III]  $\lambda 5007$ , è presente un eccesso di segnale rispetto al continuo (Figura 3.3). Si potrebbe pensare che questa emissione sia riconducibile alla componente brillante già trattata. Tuttavia, l'asimmetria del profilo di riga risultante ci ha indotti a trattare separatamente questa emissione. Un eccesso meno evidente compare in prossimità di [O III]  $\lambda 4959$ , ed anche in questo caso l'emissione risulta spostata verso il blu rispetto alla componente più brillante. Entrambi questi eccessi appaiono nello spettro bidimensionale di GMASS 0953 (Figura 3.5). Abbiamo dunque introdotto due nuove componenti di forma gaussiana per riprodurre le emissioni spostate verso il blu rispetto alle righe già trattate. Sono stati effettuati tre fit, aggiungendo le due componenti al modello in cui i centri e le FWHM delle due righe più brillanti sono tra loro vincolati. Anche in questo caso è stato effettuato un primo fit senza porre alcun vincolo sui parametri delle nuove componenti. Si è proceduto fissando il rapporto tra i centri a 0.9904 ed imponendo successivamente l'uguaglianza delle FWHM. La procedura è stata ripetuta per il modello con le FWHM delle componenti più brillanti libere ed il rapporto fra i centri fissato. Poiché i valori calcolati dai fit per ciascun parametro risultano tutti compatibili entro gli errori ed il  $\chi^2_{\text{dof}}$  non differisce significativamente nei diversi fit, i valori finali dichiarati in Tabella 3.4 sono stati calcolati mediando sui valori di tutti i modelli, così come è stato fatto

### 3.1 Analisi delle righe e del continuo

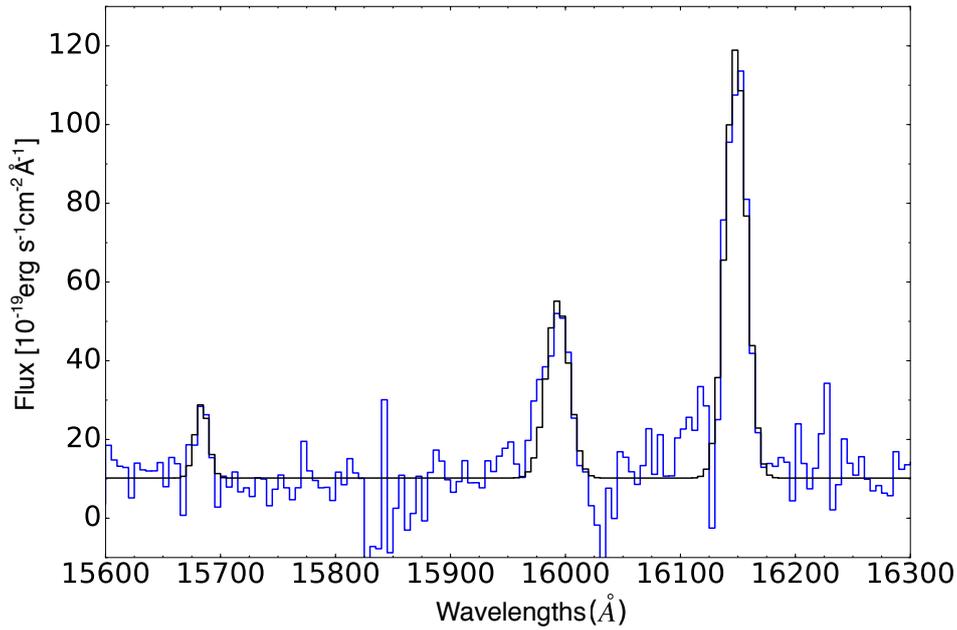


Figura 3.3: Fit gaussiani di  $H\beta$  e  $[O III] \lambda\lambda 4959,5007$ . I dati sono indicati in azzurro mentre il modello totale (continuo più gaussiane) è indicato in nero. Si noti la presenza di due eccessi di segnale intorno a  $15950 \text{ \AA}$  e a  $16100 \text{ \AA}$  non riprodotti dal modello.

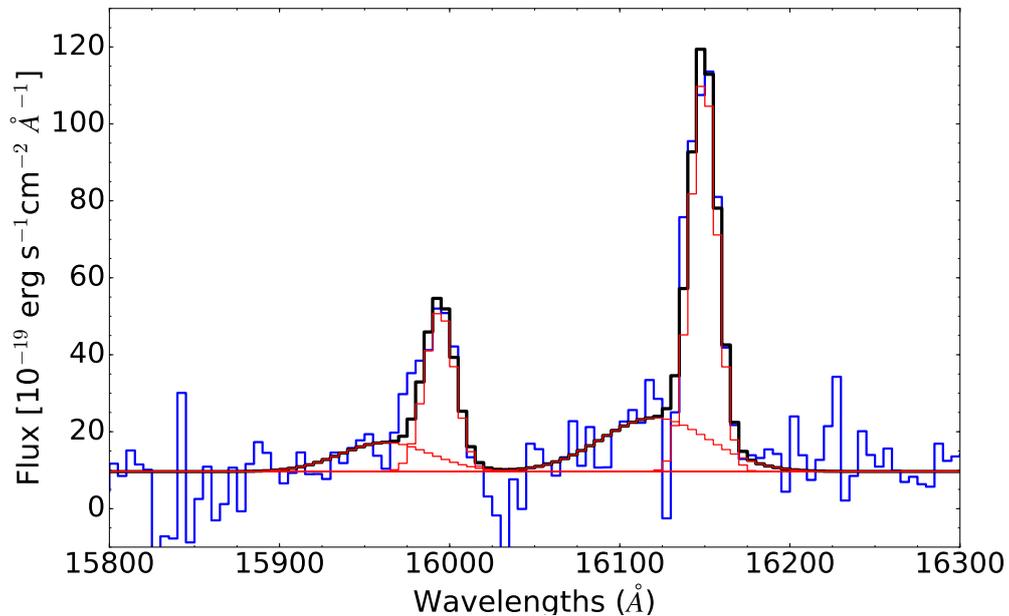


Figura 3.4: Fit di  $[O III] \lambda\lambda 4959,5007$  con l'aggiunta di due componenti larghe. In nero è indicato il modello totale mentre le componenti sono evidenziate in rosso. Gli eccessi spostati verso il blu rispetto alle componenti principali sono adesso riprodotti. L'eccesso residuo intorno a  $15975 \text{ \AA}$  riteniamo sia dovuto alla contaminazione di una riga dell'atmosfera (Figura 3.2).

### 3.1 Analisi delle righe e del continuo

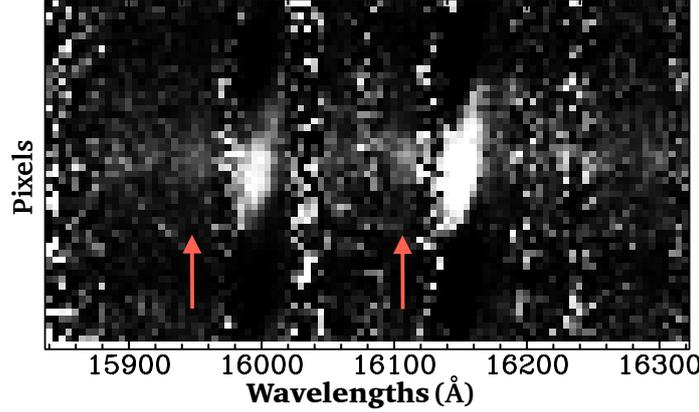


Figura 3.5: Spettro bidimensionale di GMASS 0953 nella regione con le righe di [O III]  $\lambda\lambda 4959,5007$ . Si notino le due emissioni spostate verso il blu accanto alle componenti principali di [O III]  $\lambda\lambda 4959,5007$ .

per gli errori associati e il  $\chi_{\text{dof}}^2$ . In Figura 3.4 è mostrato il modello finale, con le singole componenti in evidenza. Il valore del  $\chi_{\text{dof}}^2$  è pari a 1.01.

Riga	Flusso ( $10^{-19}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ )	Centro (Å)	FWHM (km/s)
[O III] $\lambda 4959$ (stretta)	$936 \pm 125$	$15996.74 \pm 0.78$	$394 \pm 40$
[O III] $\lambda 4959$ (larga)	$501 \pm 157$	$15965 \pm 8$	$1170 \pm 389$
[O III] $\lambda 5007$ (stretta)	$2084 \pm 249$	$16151.8 \pm 0.78$	$354 \pm 31$
[O III] $\lambda 5007$ (larga)	$1099 \pm 262$	$16123 \pm 8$	$1376 \pm 356$

Tabella 3.4: Valori dei parametri del fit gaussiano di [O III]  $\lambda\lambda 4959,5007$  con quattro componenti. Le righe modellate precedentemente sono dette "strette" a causa della FWHM molto minore rispetto a quella delle nuove componenti, indicate invece come "larghe".

Notiamo subito che l'introduzione delle componenti larghe fa diminuire il valore del  $\chi_{\text{dof}}^2$  (da 1.23 a 1.01), a significare una migliore riproduzione dei dati rispetto al modello con due gaussiane. Dal fit eseguito si evince che le componenti spostate verso il blu sono meno brillanti delle componenti modellate precedentemente e hanno una FWHM media di circa 1270 km/s, molto maggiore rispetto a quella delle componenti già trattate ( $\sim 370$  km/s). Per questo motivo da ora in avanti ci riferiremo ad esse indicandole come componenti "larghe", in contrapposizione alle righe più brillanti di [O III]  $\lambda\lambda 4959,5007$  che appaiono invece più strette. La differenza in lunghezze d'onda  $\Delta\lambda$  fra i centri delle componenti larghe e di quelle strette è di circa 30 Å (valore medio), che corrisponde a una differenza in velocità radiale<sup>2</sup>  $\Delta v \sim -557$  km/s. Aggiungiamo infine che l'introduzione delle due componenti larghe ridimensiona i parametri trovati in precedenza per le componenti principali di [O III]  $\lambda\lambda 4959,5007$ ; nella fattispecie, ciò si traduce in una riduzione dei flussi e delle FWHM e in una piccola variazione dei centri delle componenti strette. Come si è detto nel capitolo 1 (sezione 1.2), le righe

<sup>2</sup>La differenza in velocità radiale  $\Delta v$  può essere calcolata tramite la relazione  $\Delta v = c \Delta\lambda/\lambda_c$  dove  $\lambda_c$  è la lunghezza d'onda centrale della componente stretta e  $\Delta\lambda$  è la differenza fra i centri della componente stretta e di quella larga.

### 3.1 Analisi delle righe e del continuo

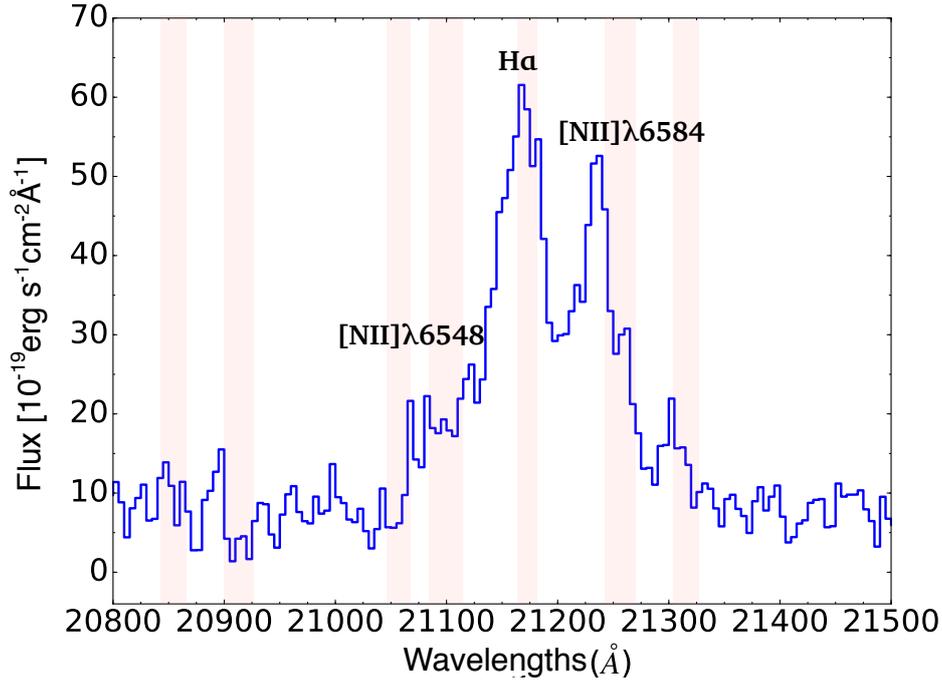


Figura 3.6: Spettro unidimensionale di GMASS 0953 nell'intervallo 20800-21500 Å. Sono visibili le righe di [N II]  $\lambda\lambda 6548, 6584$  a  $\lambda \sim 21100$  e  $21250$  Å e di  $H\alpha$  a  $21150$  Å. Si notino le numerose emissioni dell'atmosfera (bande rosa) che si sovrappongono al complesso di righe ed in particolare a [N II]  $\lambda 6548$ .

larghe spostate verso il blu o verso il rosso rispetto alla lunghezza d'onda sistemica di una galassia sono interpretate come le prove di outflow espulsi da un AGN oppure dai venti stellari; pertanto riteniamo che le due componenti larghe e con  $|\Delta v| > 500$  km/s evidenziate dal nostro fit segnalino la presenza di gas ionizzato in allontanamento da GMASS 0953 visibile dalle transizioni di [O III]  $\lambda\lambda 4959, 5007$  e che invece le righe strette più brillanti siano riconducibili alla galassia nel suo insieme. La rilevazione delle due componenti larghe è stata confermata dall'analisi svolta sui dati SINFONI che ci ha permesso di stabilire la posizione dell'outflow, come si vedrà nel prossimo capitolo. Uno studio approfondito delle proprietà dell'outflow, con la stima di quantità fisiche quali la massa, il tasso di espulsione, il *mass loading factor* e la velocità sarà condotta nel capitolo 6, nel quale abbiamo cercato di quantificare l'impatto che l'espulsione di gas ionizzato può avere su GMASS 0953.

#### 3.1.2 [N II] $\lambda\lambda 6548, 6584$ e $H\alpha$

Successivamente è stato compiuto il fit di  $H\alpha$  e [N II]  $\lambda\lambda 6548, 6584$ . Come appare dalla Figura 3.6, che mostra lo spettro tra 20800 e 21500 Å, le righe della galassia non sono separate; in particolare l'emissione di [N II] a 6548 Å appare molto confusa con l' $H\alpha$ . La regione spettrale in cui si trovano le righe risulta inoltre solcata da numerose emissioni del cielo che contaminano il segnale di GMASS 0953, ed in particolare il profilo di [N II]  $\lambda 6548$ . Ad un residuo della sottrazione del cielo è legata anche l'emissione attorno a 21300 Å.

Dei fit eseguiti viene riportato quello che meglio riproduce i dati e che è stato ricavato

### 3.1 Analisi delle righe e del continuo

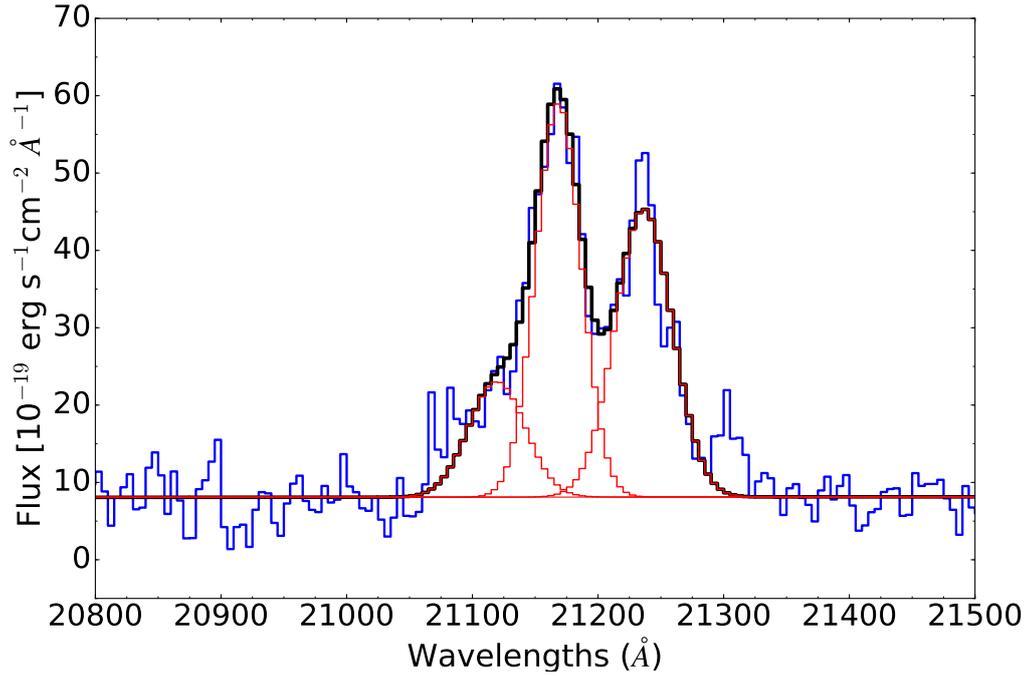


Figura 3.7: Fit di [N II]  $\lambda\lambda 6548, 6584$  e  $H\alpha$ . In nero è indicato il modello totale (continuo più righe) mentre le componenti sono evidenziate in rosso. In questo caso non si evince la necessità di aggiungere una componente larga per riprodurre meglio l'emissione.

nel modo seguente: si è eseguito un fit uguagliando il rapporto dei centri delle due righe dell'azoto al valore teorico  $\lambda_{6548}/\lambda_{6584} \sim 0.9945$  e, a causa dei residui della sottrazione del cielo in corrispondenza di [N II]  $\lambda 6548$  (Figura 3.6), si è deciso di considerare la FWHM di [N II]  $\lambda 6584$  trovata da questo fit come indicativa della larghezza delle righe di azoto. Si è dunque proceduto eseguendo un secondo fit in cui le FWHM di entrambe le righe sono state uguagliate alla FWHM di [N II]  $\lambda 6548$  calcolata dal primo fit. Questo modello è riportato in Figura 3.7 ed i valori dei parametri sono in Tabella 3.5. Il  $\chi^2_{\text{dof}}$  risulta pari a 1.01.

Riga	Flusso ( $10^{-19} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ )	Centro ( $\text{\AA}$ )	FWHM (km/s)
[N II] $\lambda 6548$	$847 \pm 107$	$21122.1 \pm 1.7$	$756 \pm 78$
$H\alpha$	$2312 \pm 108$	$21171.06 \pm 0.96$	$604 \pm 30$
[N II] $\lambda 6584$	$2120 \pm 149$	$21238.9 \pm 1.7$	$756 \pm 78$

Tabella 3.5: Valori dei parametri del fit gaussiano di [N II]  $\lambda\lambda 6548, 6584$  e  $H\alpha$ .

Dai valori dei flussi riportati in Tabella 3.5 notiamo come l'emissione sia dominata da  $H\alpha$  e da [N II]  $\lambda 6584$ , nonostante il picco di questa riga non sia stato riprodotto dal modello. Le FWHM di tutte e tre le righe risultano maggiori rispetto a quelle di [O III]  $\lambda\lambda 4959, 5007$  e  $H\beta$ , anche se la sovrapposizione delle tre emissioni complica la discussione di questo parametro. Per questo complesso di righe, a differenza di quel che è accaduto per [O III]  $\lambda\lambda 4959, 5007$ , a seguito di svariati tentativi l'aggiunta di una

### 3.1 Analisi delle righe e del continuo

componente larga non si è rivelata necessaria per riprodurre meglio l'emissione. Il flusso di  $H\alpha$  è stato utilizzato per quantificare l'estinzione da parte della polvere e lo SFR di GMASS 0953, come si vedrà nelle sezioni 3.2 e 3.3.

#### 3.1.3 [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731$

Per finire, è stato effettuato il fit delle righe di [S II]  $\lambda\lambda 6716, 6731$ . Dal rapporto dei flussi di queste due transizioni è infatti possibile misurare la densità elettronica del gas, come sarà illustrato nella sezione 3.4. In questo caso proponiamo lo spettro di GMASS 0953 nell'intervallo 21350-22000 Å con evidenziate le righe del cielo (Figura 3.8); in

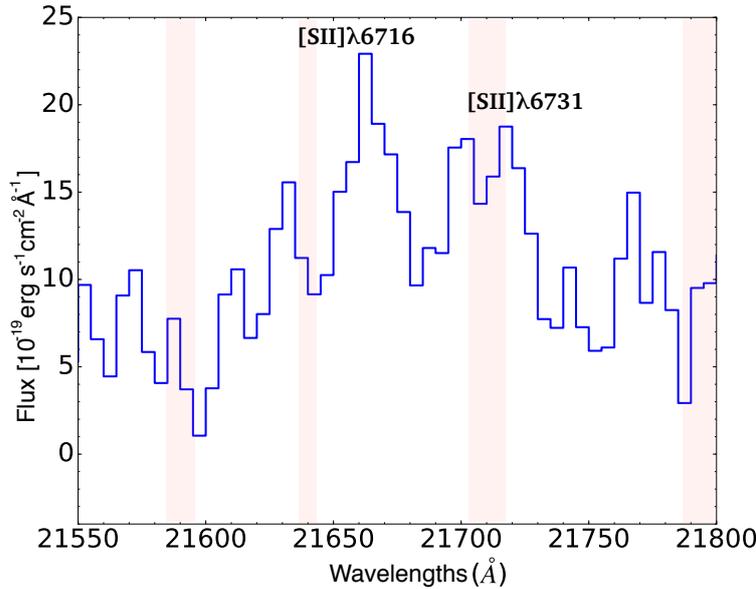


Figura 3.8: Spettro unidimensionale di GMASS 0953 nell'intervallo 21550 - 21800 Å. Sono visibili le righe di [S II]  $\lambda\lambda 6716, 6731$ . Si notino le numerose emissioni dell'atmosfera (bande rosa); in particolare una riga dell'OH si sovrappone a [S II]  $\lambda 6731$ .

particolare appare evidente la contaminazione di [S II]  $\lambda 6731$  ad opera di una riga dell'atmosfera.

Per il doppietto dello zolfo vengono presentati due fit. Nel primo è stato vincolato il rapporto fra i centri delle due righe al valore teorico  $\lambda_{6716}/\lambda_{6731} \sim 0.9977$  (Tabella 3.6 e Figura 3.9, pannello in alto). Nel secondo modello si è deciso di uguagliare entrambe le FWHM dello zolfo al valore della FWHM di [S II]  $\lambda 6716$  calcolato nel primo fit. Si è ritenuta infatti poco attendibile la FWHM di [S II]  $\lambda 6731$  a causa della sovrapposizione di una riga del cielo di cui si è detto precedentemente. I valori dei parametri sono in Tabella 3.7 ed il modello in Figura 3.9 (pannello in basso). Il valore del  $\chi^2_{\text{dof}}$  per entrambi i modelli è di 0.86.

Si noti come passando da un fit all'altro si verifichi un abbassamento del flusso di [S II]  $\lambda 6731$ , anche se i due valori risultano compatibili entro gli errori. I valori dei flussi per le transizioni di [S II]  $\lambda\lambda 6716, 6731$  sono particolarmente importanti in quanto il loro rapporto fornisce una misura della densità elettronica del gas ionizzato in GMASS

### 3.1 Analisi delle righe e del continuo

---

Riga	Flusso ( $10^{-19}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ )	Centro (Å)	FWHM (km/s)
[S II] $\lambda$ 6716	$307 \pm 58$	$21665.4 \pm 1.8$	$319 \pm 79$
[S II] $\lambda$ 6731	$327 \pm 73$	$21715.4 \pm 1.8$	$413 \pm 92$

Tabella 3.6: Valori dei parametri del fit gaussiano di [S II]  $\lambda\lambda$ 6716,6731. In questo caso la FWHM delle due gaussiane è stata lasciata libera e la riga a 6731 Å risulta più larga di quella a 6716 Å.

Riga	Flusso ( $10^{-19}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ )	Centro (Å)	FWHM (km/s)
[S II] $\lambda$ 6716	$307 \pm 58$	$21665.4 \pm 1.8$	$319 \pm 79$
[S II] $\lambda$ 6731	$282 \pm 59$	$21715.7 \pm 1.7$	$319 \pm 79$

Tabella 3.7: Valori dei parametri del fit gaussiano di [S II]  $\lambda\lambda$ 6716,6731. In questo caso le FWHM delle due gaussiane sono state uguagliate alla FWHM della riga a 6716 Å calcolata dal fit precedente.

0953 (si veda la sezione 3.4) che ci ha permesso di stimare la massa dell'outflow espulso dalla galassia.

### 3.1 Analisi delle righe e del continuo

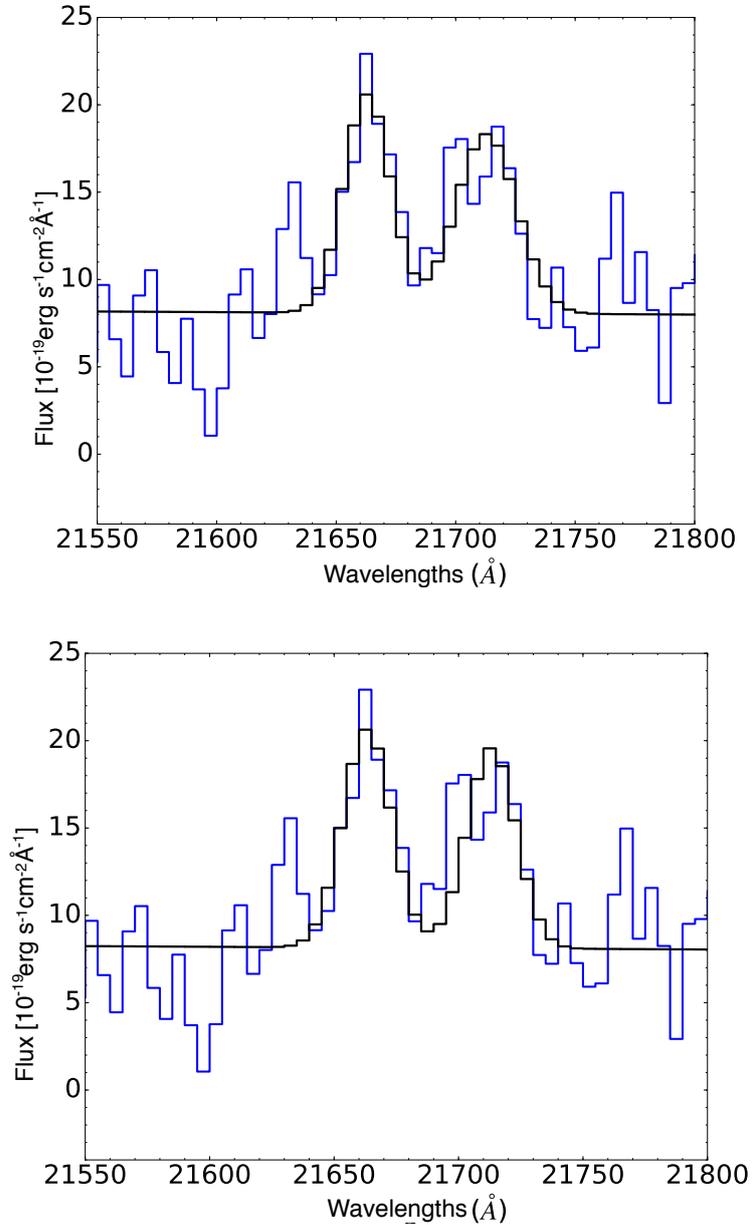


Figura 3.9: Fit di [S II]  $\lambda\lambda 6716,6731$ . I dati sono indicati in azzurro mentre il modello totale è indicato in nero. Nella figura in alto è mostrato il modello in cui sono stati vincolati solo i centri delle due righe, mentre nella figura in basso le FWHM delle gaussiane sono state uguagliate alla FWHM di [S II]  $\lambda 6716$ ; La FWHM maggiore di [S II]  $\lambda 6731$  calcolata dal primo fit riteniamo infatti sia contaminata dall'emissione dell'atmosfera che si sovrappone a questa riga a 21700 Å.

## 3.2 Estinzione dalla polvere

A partire dai flussi di  $H\alpha$  e  $H\beta$  è possibile stimare l'estinzione da parte della polvere in GMASS 0953. Quantificare l'attenuazione dovuta alla polvere si rivela infatti necessario per risalire alla luminosità intrinseca delle righe ed in particolare a quella dell' $H\alpha$ , dalla quale abbiamo stimato il tasso di formazione stellare della galassia, e dell'outflow di [O III]  $\lambda 5007$ , che ci ha permesso invece di ricavare la massa del gas ionizzato espulso da GMASS 0953 (capitolo 6).

In generale, la differenza fra magnitudine osservata  $m(\lambda)$  e magnitudine intrinseca  $m_0(\lambda)$  dell'emissione ad una certa lunghezza d'onda  $\lambda$  può essere scritta come

$$m(\lambda) - m_0(\lambda) = -2.5 \log \frac{F(\lambda)}{F_0(\lambda)} \quad (3.1)$$

dove  $F(\lambda)$  e  $F_0(\lambda)$  sono rispettivamente il flusso osservato ed il flusso intrinseco della sorgente. Nel caso in cui il flusso osservato sia attenuato dalla polvere, possiamo scrivere  $m(\lambda) = m_0(\lambda) + A_\lambda$  dove  $A_\lambda$  è l'estinzione in magnitudini alla lunghezza d'onda  $\lambda$ . L'estinzione può essere espressa come  $A_\lambda = k(\lambda)E(B - V)$  dove  $k(\lambda)$  è un parametro che dipende dalla curva di estinzione adottata, che quantifica l'attenuazione da parte della polvere in funzione di  $\lambda$ , ed  $E(B - V)$  è l'eccesso di colore o *reddening*<sup>3</sup>. Sostituendo queste grandezze nella (3.1) troviamo la seguente relazione tra flusso osservato e flusso intrinseco

$$F(\lambda) = F_0(\lambda) \times 10^{-0.4A_\lambda} = F_0(\lambda) \times 10^{-0.4k(\lambda)E(B-V)} \quad (3.2)$$

L'eccesso di colore  $E(B - V)$  è una grandezza comunemente utilizzata per quantificare l'estinzione della polvere e può essere calcolato a partire dalla (3.2) utilizzando il rapporto dei flussi di riga di  $H\alpha$  e  $H\beta$ . Se infatti riscriviamo la (3.2) per  $H\alpha$  e  $H\beta$ , dividendo membro a membro le due espressioni si ottiene

$$\frac{F(H\alpha)}{F(H\beta)} = \frac{F_0(H\alpha)}{F_0(H\beta)} 10^{0.4E(B-V)[k(H\beta)-k(H\alpha)]} \quad (3.3)$$

da cui, risolvendo per  $E(B - V)$ , troviamo

$$E(B - V) = \frac{\log R_{\alpha\beta}}{0.4[k(H\beta) - k(H\alpha)]} \quad (3.4)$$

dove

$$R_{\alpha\beta} = \frac{[F(H\alpha)/F(H\beta)]}{[F_0(H\alpha)/F_0(H\beta)]}$$

Il rapporto fra i flussi  $F_0(H\alpha)$  e  $F_0(H\beta)$  è noto dai modelli di fotoionizzazione delle regioni H II. Per una tipica regione di idrogeno fotoionizzato ( $T = 10^4$  K) esso è uguale a 2.87 (Osterbrock 1989). Per quanto riguarda i valori di  $k(\lambda)$  da sostituire nella (3.4) per ricavare  $E(B - V)$ , abbiamo utilizzato la curva di estinzione di Calzetti et al. (2000). Essa è stata derivata empiricamente studiando l'emissione nel lontano infrarosso di alcune galassie starburst a  $z \sim 0$  e viene comunemente impiegata per

<sup>3</sup>L'eccesso di colore è una quantità sempre positiva definita come  $E(B - V) = (B - V) - (B - V)_0 \geq 0$ , dove  $(B - V)$  e  $(B - V)_0$  rappresentano rispettivamente la differenza fra la magnitudine in banda B e quella in banda V osservata ed intrinseca

### 3.2 Estinzione dalla polvere

modellare l'emissione della polvere nelle galassie star-forming a  $z > 2$  a causa delle analogie che accomunano le SFGs ad alto  $z$  alle regioni centrali delle SBs locali (es. lo SFR per unità di area, la forma del continuo stellare e degli assorbimenti nell'UV, come evidenziato dai lavori di Steidel et al. 1996 e Pettini et al. 1998). I parametri  $k(\lambda)$  della curva di estinzione possono essere ricavati dalle relazioni

$$k(\lambda) = 2.658 (-1.857 + 1.040/\lambda) + 4.05 \quad (3.5)$$

per  $0.63 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 2.20 \mu\text{m}$

$$k(\lambda) = 2.659 (-2.156 + 1.509/\lambda - 0.198/\lambda^2 + 0.011/\lambda^3) + 4.05 \quad (3.6)$$

per  $0.12 \mu\text{m} \leq \lambda < 0.63 \mu\text{m}$

dalle quali si trova  $k(\text{H}\alpha) \sim 3.32$  e  $k(\text{H}\beta) \sim 4.59$ , ovvero, a parità di flusso intrinseco, tra le due righe l' $\text{H}\beta$  risulta più estinta, come si vede sostituendo i valori di  $k(\lambda)$  nella (3.2). Sostituendo questi valori nella (3.4) e utilizzando i flussi di  $\text{H}\alpha$  e  $\text{H}\beta$  determinati dal nostro fit, si trova un valore dell'eccesso di colore pari a

$$E(B - V) = 0.9 \pm 0.2$$

dove l'errore associato è stato propagato da quello sui flussi. L'utilizzo della (3.4) per il calcolo di  $E(B - V)$  presuppone che la differenza rispetto al valore teorico del rapporto dei flussi di  $\text{H}\alpha$  e  $\text{H}\beta$  dipenda esclusivamente dall'effetto della polvere. Tuttavia possono intervenire anche altri fattori che modificano il rapporto osservato. Entrambe le emissioni sono infatti contaminate dagli assorbimenti stellari che possono attenuare in maniera diversa il flusso delle due righe. Per popolazioni stellari di età compresa fra 0.2 e 2 Gyr, compatibili con quelli di una galassia star-forming come GMASS 0953 (Förster Schreiber et al. 2004; Daddi et al. 2004), gli assorbimenti stellari per la serie di Balmer hanno larghezze equivalenti  $\text{EW} = (4 \pm 1) \text{ \AA}$  (van Dokkum et al. 2005). La larghezza equivalente è una quantità utilizzata per stimare l'intensità di una riga (in assorbimento o in emissione) rispetto al livello del continuo che è definita come

$$\text{EW} = \int \frac{F_c - F(\lambda)}{F_c} d\lambda$$

dove  $F_c$  rappresenta il flusso del continuo in corrispondenza della riga e  $F(\lambda)$  è il flusso della riga alla lunghezza d'onda  $\lambda$ . Essa corrisponde in pratica all'intervallo in lunghezza d'onda sul quale bisogna integrare il continuo per ottenere un flusso uguale a quello della riga.

Nota la larghezza equivalente, l'intensità degli assorbimenti stellari alle lunghezze d'onda di  $\text{H}\alpha$  e  $\text{H}\beta$  può essere facilmente ottenuta una volta che si conosce il valore del continuo  $F_c(\lambda)$  in corrispondenza delle due righe. Esso è stato calcolato utilizzando la relazione

$$F_c(\lambda) = F_c(1000) + m\lambda \quad (3.7)$$

dove  $F_c(1000)$  e  $m$  sono rispettivamente il flusso del continuo a  $1000 \text{ \AA}$  e la pendenza della retta con cui è stato riprodotto nei fit descritti nei paragrafi 3.1.1 e 3.1.2. Sostituendo nella (3.7) le lunghezze d'onda dei centri delle righe di  $\text{H}\alpha$  e  $\text{H}\beta$  e i valori di  $F_c(1000)$  e  $m$  calcolati dal fit, si ottiene il livello del continuo in corrispondenza delle due righe

$$F_c(\text{H}\beta) = (10.2 \pm 2.7) \times 10^{-19} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$$

### 3.3 Tasso di formazione stellare

$$F_c(\text{H}\alpha) = (8.1 \pm 3.1) \times 10^{-19} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$$

dove gli errori sono stati calcolati propagando le incertezze associate a  $F_c(1000)$ ,  $m$  e ai centri di  $\text{H}\alpha$  e  $\text{H}\beta$ . Se assumiamo che il continuo sia costante lungo tutta la larghezza equivalente EW, l'intensità degli assorbimenti stellari  $F_{\text{abs}}(\lambda)$  in corrispondenza di  $\text{H}\alpha$  e  $\text{H}\beta$  si trova semplicemente moltiplicando EW per  $F_c(\lambda)$ . Sommando i valori così ottenuti di  $F_{\text{abs}}(\text{H}\alpha)$  e  $F_{\text{abs}}(\text{H}\beta)$  ai flussi di riga stimati dal fit si trovano infine i flussi corretti per gli assorbimenti delle popolazioni stellari

$$F_{\text{corr}}(\text{H}\beta) = (319 \pm 86) \times 10^{-19} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$$

$$F_{\text{corr}}(\text{H}\alpha) = (2344 \pm 129) \times 10^{-19} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$$

Notiamo che le due righe subiscono una correzione diversa, con un aumento del flusso rispetto ai valori calcolati dal fit di un fattore  $\sim 1.15$  per  $\text{H}\beta$  e di  $\sim 1.01$  per  $\text{H}\alpha$ . I valori ottenuti possono essere sostituiti nella (3.4) per calcolare nuovamente  $E(B-V)$  che adesso risulta pari a

$$E(B-V) = 0.8 \pm 0.3$$

dunque non significativamente diverso dal risultato ottenuto in precedenza. Questo valore elevato di  $E(B-V)$  risulta consistente con quello determinato da van Dokkum et al. (2005) per GMASS 0953 usando i flussi di  $\text{H}\alpha$  e  $\text{H}\beta$  e che è pari a  $E(B-V) = 0.8_{-0.2}^{+0.3}$  ed è superiore rispetto a quello misurato da Daddi et al. (2004) dal continuo ottico e UV (rest-frame) che è  $\sim 0.4$ .

### 3.3 Tasso di formazione stellare

Il tasso di formazione stellare di GMASS 0953 può essere misurato a partire dalla luminosità di  $\text{H}\alpha$  tramite la relazione di Kennicutt (1998)

$$\text{SFR}_{\text{H}\alpha} [\text{M}_{\odot} \text{yr}^{-1}] = 7.9 \times 10^{-42} L(\text{H}\alpha) [\text{erg s}^{-1}] \quad (3.8)$$

L'emissione dell' $\text{H}\alpha$ , infatti, costituisce un tracciante dello SFR in quanto viene emessa per ricombinazione nelle regioni fotoionizzate dalle stelle OB. L'utilizzo della (3.8) è valido se l'emissione di  $\text{H}\alpha$  è dovuta esclusivamente alla formazione stellare e tale relazione è stata derivata assumendo una funzione di massa iniziale (*initial mass function*, IMF) di Salpeter<sup>4</sup> (1955), metallicità di tipo solare e che la riga sia prodotta per ricombinazione (Caso B) ad una temperatura di  $10^4$  K. Inoltre, essa non tiene conto dell'estinzione e pertanto, in presenza di polvere, la luminosità della riga deve essere corretta per questo effetto. Vedremo tuttavia che per GMASS 0953 la luminosità di  $\text{H}\alpha$  non costituisce un indicatore affidabile dello SFR a causa del contributo dell'AGN nella produzione di questa riga, come è emerso dalla discrepanza fra  $\text{SFR}_{\text{H}\alpha}$  e quello derivato mediante procedure non affette dalla contaminazione dell'AGN.

Per il calcolo della luminosità di  $\text{H}\alpha$  si è fatto uso della relazione  $L_0(\text{H}\alpha) = 4\pi d_L^2 F_0(\text{H}\alpha)$  con  $d_L = 18037.9$  Mpc distanza di luminosità a  $z \sim 2.226$ . Il flusso intrinseco di  $\text{H}\alpha$   $F_0(\text{H}\alpha)$  è stato ottenuto tramite la (3.2) adoperando il flusso di  $\text{H}\alpha$   $F_{\text{corr}}(\text{H}\alpha)$  corretto per gli assorbimenti stellari e il valore di  $E(B-V) \sim 0.8$ . Il valore del flusso intrinseco della riga, della luminosità e dello SFR sono riportati in Tabella 3.8.

Gli errori associati alle misure sono stati propagati da quelli sui flussi. Il valore ot-

<sup>4</sup>La IMF è una funzione empirica che descrive la distribuzione delle masse iniziali in una popolazione di stelle. Per Salpeter essa ha una forma del tipo  $\xi(m) \propto m^{-2.35}$  dove  $\xi(m)$  è la probabilità che si formi una stella di massa  $m$ .

### 3.3 Tasso di formazione stellare

$E(B - V)$	$F_0(\text{H}\alpha)$ ( $10^{-19} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ )	$L_0(\text{H}\alpha)$ ( $\text{erg s}^{-1}$ )	SFR ( $\text{M}_\odot \text{yr}^{-1}$ )
$0.8 \pm 0.3$	$27062 \pm 2635$	$(1.0 \pm 0.1) \times 10^{44}$	$790 \pm 79$

Tabella 3.8: Eccesso di colore, flusso e luminosità di  $\text{H}\alpha$  corretta per l'estinzione e tasso di formazione stellare di GMASS 0953, assumendo una IMF di Salpeter.

tenuto dello SFR è pari a circa  $790 \text{ M}_\odot \text{yr}^{-1}$ ; per fare un confronto, se non avessimo corretto la luminosità della riga per l'attenuazione della polvere, esso avrebbe avuto un valore molto minore ( $\sim 71 \text{ M}_\odot \text{yr}^{-1}$ ). L'errore associato allo SFR dichiarato in Tabella 3.8 deriva da quello su  $F_0(\text{H}\alpha)$ , ma ad esso bisogna aggiungere un'incertezza pari a circa il 30% dovuta alla calibrazione di Kennicutt (1998) per la (3.8).

L'utilizzo della (3.8) per stimare lo SFR rappresenta solo uno dei possibili modi in cui questa quantità può essere misurata. Altri indicatori del tasso di formazione stellare sono per esempio l'emissione nel continuo UV di una galassia, che viene prodotta principalmente dalle stelle giovani di tipo OB, e la luminosità nel lontano infrarosso; inoltre, anche il fit della SED fotometrica consente di valutare questa quantità. La luminosità nel lontano infrarosso (*far-infrared*, FIR) costituisce un tracciante dello SFR in quanto le stelle OB e le esplosioni di supernova riscaldano la polvere della galassia, che riemette la radiazione assorbita alle lunghezze d'onda  $10 - 300 \mu\text{m}$ . Per GMASS 0953 il valore dello SFR ricavato dalla luminosità nel lontano infrarosso  $L_{\text{FIR}}$ <sup>5</sup> è pari a  $\text{SFR}_{\text{FIR}} \sim 270 \text{ M}_\odot \text{yr}^{-1}$ , molto minore dunque dello  $\text{SFR}_{\text{H}\alpha}$ . La luminosità nel FIR costituisce in generale un indicatore affidabile dello SFR in quanto, nel caso di galassie che ospitano un AGN, essa è poco contaminata dall'attività del nucleo poiché, come si è detto nel capitolo 2, la polvere riscaldata dall'AGN emette principalmente nel medio infrarosso. Per GMASS 0953 l'assenza di contaminazione nel FIR da parte dell'AGN è stata confermata dalla decomposizione della SED fotometrica in tre componenti (stelle, polvere e AGN; si veda la Figura 2.5 del capitolo 2) che ha evidenziato la mancanza di segnale rilevante dell'AGN in questa banda; pertanto riteniamo che quella ricavata dal FIR sia una stima attendibile dello SFR della galassia.

Lo SFR può essere misurato anche sottoponendo la SED fotometrica ad un fit con degli spettri sintetici, lasciando lo SFR come parametro libero. Dai dati fotometrici della survey GMASS si è trovato un valore del tasso di formazione stellare pari a  $\text{SFR}_{\text{SED}} \sim 390 \text{ M}_\odot \text{yr}^{-1}$ . Esso è stato derivato applicando alla SED i modelli di sintesi di Maraston (2005), la curva di estinzione di Calzetti et al. (2000) e assumendo una metallicità di tipo solare e una IMF di Kroupa (2001). Di solito anche lo SFR derivato dalle SED fotometriche che si estendono dall'UV al NIR, come quella della survey GMASS, può essere contaminato dall'AGN, la cui emissione va a sommarsi a quella stellare nelle diverse bande. Tuttavia, nel caso degli AGN di Tipo 2 come GMASS 0953, è possibile che gran parte della radiazione emessa dal nucleo sia assorbita nell'ottico-UV e che dunque il contributo dell'AGN alla SED sia poco significativo, come è testimoniato dalla consistenza di  $\text{SFR}_{\text{FIR}}$  e  $\text{SFR}_{\text{SED}}$  entro gli errori<sup>6</sup>, che am-

<sup>5</sup>La luminosità nel FIR è stata ricavata decomponendo la SED fotometrica della galassia tramite il codice MAGPHYS (da Cunha et al. 2008) modificato per includere la componente di AGN (Berta et al. 2013) seguendo l'approccio adottato da Delvecchio et al. 2014 nello studio di galassie attive e inattive a  $0 < z < 3$ . La SED nel FIR di GMASS 0953 è ben vincolata grazie ai dati Herschel-PACS (Magnelli et al. 2013) e Herschel-SPIRE (Wang et al. 2014).

<sup>6</sup>Le incertezze legate allo  $\text{SFR}_{\text{FIR}}$  derivano fondamentalmente dalla calibrazione di Kennicutt (1998), che consente di convertire la luminosità nel FIR in SFR; quelle su  $\text{SFR}_{\text{SED}}$  derivano invece da

### 3.4 Densità elettronica

montano a circa il 30% per ogni misura. Sia lo  $\text{SFR}_{\text{FIR}}$  che lo  $\text{SFR}_{\text{SED}}$  di GMASS 0953 sono stati ricavati assumendo una IMF diversa da quella di Salpeter, che invece è stata utilizzata da Kennicutt (1998) per la derivazione della (3.8). Entrambi si basano infatti su una IMF di Kroupa. Per confrontare lo SFR derivato dall' $\text{H}\alpha$  con lo  $\text{SFR}_{\text{FIR}}$  e  $\text{SFR}_{\text{SED}}$  è dunque necessario riscaldare il nostro valore per la scelta dell'IMF in modo da rendere le tre stime consistenti<sup>7</sup>; in particolare, se si assume una IMF di Kroupa, si trova  $\text{SFR}_{\text{H}\alpha} \sim 521 \text{ M}_{\odot}\text{yr}^{-1}$ . Questo valore risulta dunque maggiore rispetto allo SFR misurato con gli altri metodi, sebbene anche in questo caso si debba tener conto dell'incertezza del 30% dovuta alla calibrazione di Kennicutt (1998). Tale disaccordo nella stima dello SFR potrebbe essere legato al fatto che per GMASS 0953 l'emissione di  $\text{H}\alpha$  è dovuta non solo alla formazione stellare ma anche all'attività AGN. La presenza di un AGN offre infatti una sorgente di ionizzazione che si aggiunge alle stelle OB, provocando un aumento dei fotoni  $\text{H}\alpha$  emessi per ricombinazione. Pertanto, l'utilizzo della luminosità di questa riga come tracciante della formazione stellare comporta una sovrastima dello SFR in quanto stiamo attribuendo alle stelle OB una produzione di fotoni fotoionizzanti maggiore di quella effettiva. Tra le tre stime dello SFR riteniamo dunque quella derivata dalla luminosità dell' $\text{H}\alpha$  la meno affidabile.

IMF	$\text{SFR}_{\text{FIR}}$ ( $\text{M}_{\odot}\text{yr}^{-1}$ )	$\text{SFR}_{\text{SED}}$ ( $\text{M}_{\odot}\text{yr}^{-1}$ )	$\text{SFR}(\text{H}\alpha)$ ( $\text{M}_{\odot}\text{yr}^{-1}$ )
Salpeter	409	591	790
Kroupa	270	390	521

Tabella 3.9: Valori del tasso di formazione stellare di GMASS 0953 derivato con metodi diversi e per diverse IMF.

### 3.4 Densità elettronica

La densità elettronica del gas nebulare può essere misurata attraverso il rapporto dei flussi di riga di [S II]  $\lambda\lambda 6716, 6731$ . La conoscenza di questa quantità è risultata importante ai fini del nostro lavoro in quanto ci ha permesso di stimare la massa dell'outflow di [O III]  $\lambda\lambda 4959, 5007$  come si spiegherà nel capitolo 6. I livelli energetici da cui derivano le emissioni di [S II] a 6716 e 6731 Å sono caratterizzati da energie molto simili per cui, fissata la temperatura  $T$  del gas, essi hanno la stessa probabilità di essere popolati dalle eccitazioni collisionali. Per metalli come lo zolfo, il meccanismo dominante di eccitazione è dato infatti dall'urto fra gli elettroni atomici e gli elettroni liberi nel gas che, tramite il trasferimento della loro energia cinetica ( $\sim k_B T$ , dove  $k_B$  è la costante di Boltzmann), portano gli elettroni atomici in uno stato di energia maggiore rispetto a quello occupato prima dell'interazione. La diseccitazione spontanea degli elettroni provoca quindi l'emissione in riga. Tuttavia, nonostante l'energia simile, i due stati dello zolfo sopracitati differiscono per un importante parametro, ovvero la *vita media*, e proprio dal diverso valore di questa grandezza deriva la possibilità di utilizzare il rapporto dei flussi delle due righe quale tracciante della densità elettronica, come si

errori sistematici legati al fit della SED.

<sup>7</sup>Il fattore moltiplicativo che consente di riscaldare lo SFR è pari a 0.66, nel caso in cui si passi dalla IMF di Salpeter a quella di Kroupa (Madau & Dickinson 2014).

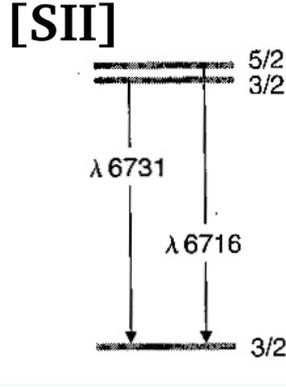


Figura 3.10: Livelli energetici dello zolfo da cui derivano le transizioni a 6716 e 6731 Å.

vedrà a breve. Essa, che indicheremo con  $\tau$ , rappresenta il tempo trascorso il quale gli elettroni ospitati in un certo livello energetico si diseccitano transitando in uno stato con energia inferiore, provocando l'emissione di un fotone. Per lo stato  ${}^2D_{5/2}$ , da cui deriva l'emissione di fotoni a 6716 Å, questo parametro è uguale a  $\tau_{5/2} \sim 3846$  s mentre si ha  $\tau_{3/2} \sim 1136$  s per il  ${}^2D_{3/2}$ , che invece dà origine alla transizione a 6731 Å. Il valore della vita media ha un peso significativo nei processi di emissione. Più alto è infatti il valore di  $\tau$  e più è probabile che gli elettroni che popolano il livello vengano diseccitati collisionalmente, a discapito dell'emissione in riga. Il numero delle diseccitazioni collisionali è legato alla densità elettronica  $n_e$  del gas: maggiore è la densità, più sono frequenti le collisioni. In particolare ad ogni transizione è associato un valore di  $n_e$  chiamato *densità critica*  $n_c$ , che separa il regime in cui dominano le diseccitazioni collisionali ( $n_e > n_c$ ) da quello in cui prevale l'emissione spontanea ( $n_e < n_c$ ). Per le transizioni di [S II] a 6716 e 6731 Å i valori della densità critica sono molto diversi ( $n_{c,\lambda 6716} \sim 10^2$  cm $^{-3}$  e  $n_{c,\lambda 6731} \sim 10^4$  cm $^{-3}$ ); per lo stato con vita media maggiore ( ${}^2D_{5/2}$ ) infatti anche valori bassi di  $n_e$  possono contribuire significativamente alla diseccitazione dei livelli mentre per lo stato con vita media inferiore, responsabile dell'emissione a 6731 Å, la densità dovrà raggiungere un valore più elevato affinché gli urti prevalgano sulle diseccitazioni radiative. Il rapporto di intensità delle due righe  $F_{\lambda 6716}/F_{\lambda 6731}$  dunque varierà sensibilmente in funzione della densità elettronica del gas. Nel caso in cui  $n_e < n_{c,\lambda 6716}$  per entrambe le transizioni domina l'emissione spontanea e il rapporto dei flussi dipenderà esclusivamente dal numero di elettroni che popolano gli stati  ${}^2D_{5/2}$  e  ${}^2D_{3/2}$ , ovvero dal peso statistico  $\omega$  di ciascun livello. Esso, nel caso dello stato  ${}^2D_{5/2}$ , è uguale a  $\omega_{5/2} = 6$  mentre per il  ${}^2D_{3/2}$  è pari a  $\omega_{3/2} = 4$ ; si avrà quindi

$$\frac{F_{\lambda 6716}}{F_{\lambda 6731}} \sim \frac{\omega_{5/2}}{\omega_{3/2}} \sim 1.5$$

con la transizione a 6716 Å che risulta favorita. Con l'aumentare della densità, non appena  $n_e$  diventa maggiore di  $n_{c,\lambda 6716}$ , le diseccitazioni collisionali diventano dominanti per la transizione a 6716 Å. Questo provoca un calo dell'intensità della riga con una conseguente diminuzione del rapporto dei flussi fino a che  $n_e$  non supera  $n_{c,\lambda 6731}$ . Per  $n_e > n_{c,\lambda 6731}$  anche l'intensità della transizione a 6731 Å comincia a calare e il rapporto delle due righe torna ad assumere un valore costante che stavolta dipende, oltre che dai pesi statistici dei livelli energetici, anche dalle loro vite medie: a parità di  $n_e$  lo

### 3.4 Densità elettronica

stato con  $\tau$  maggiore risulterà infatti maggiormente penalizzato nell'emissione in riga. Il rapporto dei flussi in questo caso è uguale a

$$\frac{F_{\lambda 6716}}{F_{\lambda 6731}} \sim \frac{\omega_{5/2} \tau_{3/2}}{\omega_{3/2} \tau_{5/2}} \sim 0.44$$

L'andamento dei rapporti di riga di [S II] appena commentato è riportato nel grafico in Figura 3.11, dove il rapporto dei flussi in funzione della densità è stato calcolato risolvendo le equazioni dell'equilibrio statistico che governano il tasso di eccitazioni e diseccitazioni di un certo livello energetico. Dal rapporto di intensità delle transizioni di [S II] a 6716 e 6731 Å è dunque possibile misurare la densità elettronica del gas nell'intervallo  $10^2 \text{ cm}^{-3} < n_e < 10^4 \text{ cm}^{-3}$ , ovvero dove il rapporto  $F_{\lambda 6716}/F_{\lambda 6731}$  varia sensibilmente in funzione dalla densità.

I rapporti dei flussi di riga che risultano dai due fit sul doppietto di [S II]  $\lambda\lambda 6716, 6731$  descritti nel paragrafo 3.1.3 sono i seguenti:

$$\left[ \frac{F_{\lambda 6716}}{F_{\lambda 6731}} \right]_1 = 0.94 \pm 0.39 \quad ; \quad \left[ \frac{F_{\lambda 6716}}{F_{\lambda 6731}} \right]_2 = 1.09 \pm 0.43$$

Essi risultano compatibili entro gli errori e non denotano un valore diverso di  $n_e$  in quanto, come si vede dalla Figura 3.11, si accordano entrambi a una densità elettronica  $n_e \sim 500 \text{ cm}^{-3}$ . Questo valore è compatibile con i valori di  $n_e$  misurati nella NLR<sup>8</sup> degli AGN (Greene et al. 2011, Carniani et al. 2015). Il valore della densità elettronica del gas è stato utilizzato per stimare la massa dell'outflow di [O III]  $\lambda 5007$ , come si vedrà nel capitolo 6.

---

<sup>8</sup>Per NLR (narrow line region) si intende la regione da cui ha origine l'emissione delle righe strette in un AGN.

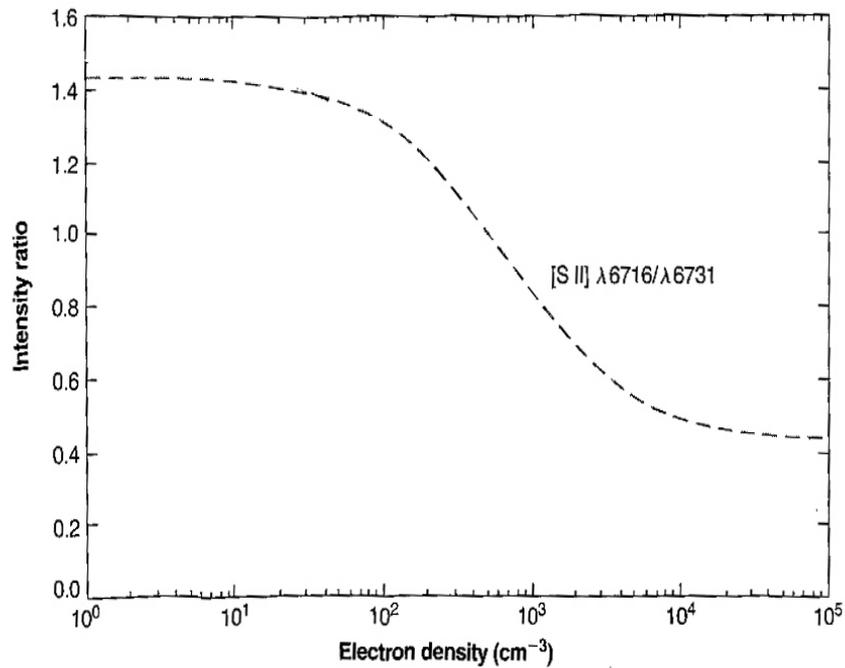


Figura 3.11: Rapporto fra i flussi di [S II]  $\lambda 6716$  e [S II]  $\lambda 6731$  in funzione della densità elettronica. Esso fornisce un indicatore della densità elettronica nel regime  $10^2 < n_e < 10^4 \text{ cm}^{-3}$  (regione centrale del grafico). L'andamento della curva è stato ricavato per  $T \sim 10^4 \text{ K}$  in quanto le equazioni dell'equilibrio statistico che governano la popolazione dei livelli energetici mostrano una dipendenza dalla temperatura  $\propto T^{\frac{1}{2}}$ . A temperature diverse, la forma della curva risulta pressoché corretta se si moltiplicano i valori dell'asse delle ascisse per il fattore  $(10^4/T)^{\frac{1}{2}}$ . Immagine adattata da Osterbrock & Ferland (2006).

# Capitolo 4

## Analisi dei dati SINFONI

Come si è detto nel capitolo 2, abbiamo utilizzato lo spettro GNIRS di GMASS 0953 per compiere dei fit sulle righe in emissione della galassia e per derivare alcune quantità fisiche (capitolo 3) mentre i dati SINFONI (capitolo 2, sezione 2.4) sono stati impiegati per ricavare informazioni sulla distribuzione spaziale del gas ionizzato, in particolare dell'outflow di [O III]  $\lambda\lambda 4959,5007$ , e soprattutto per compiere uno studio sulla cinematica della riga di [O III]  $\lambda 5007$  (componente stretta nel fit del capitolo precedente). A quest'ultimo argomento sarà dedicato l'intero capitolo 5.

Le righe visibili nei due data-cube sono  $H\beta$ , [O III]  $\lambda\lambda 4959,5007$ ,  $H\alpha$  e [N II]  $\lambda\lambda 6548-6584$ , come si vede dagli spettri in Figura 4.1 che sono stati estratti dalla regione del data-cube contenente la galassia. In particolare ci siamo focalizzati sulle righe brillanti di [O III]  $\lambda\lambda 4959,5007$  e  $H\alpha$ , per le quali abbiamo ricavato delle mappe di flusso totale (paragrafo 4.1.1) che contengono il segnale della riga integrato sui canali in cui ne compare l'emissione, e sull'outflow di [O III]  $\lambda\lambda 4959,5007$ , la cui rilevazione è stata confermata dalla nostra analisi dello spettro SINFONI che ci ha permesso di localizza-

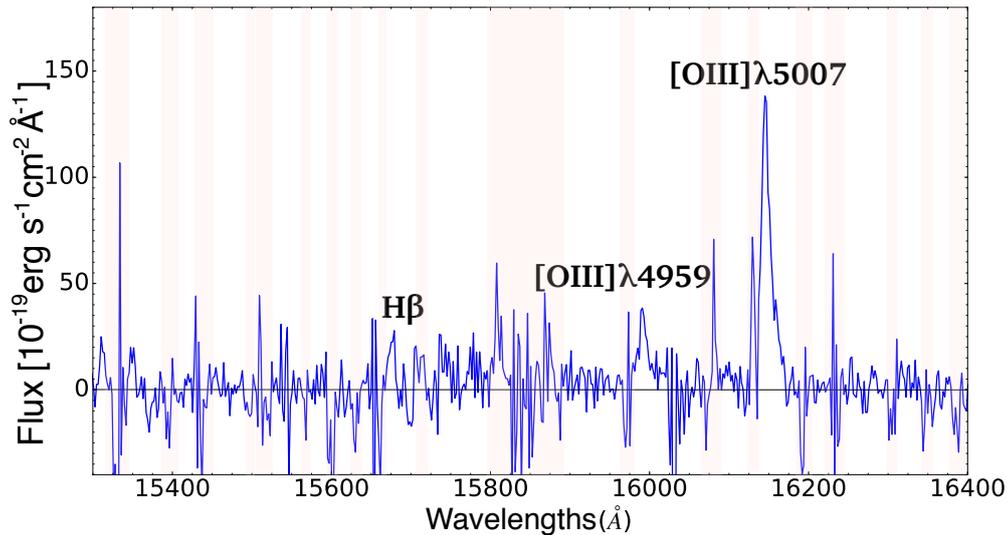


Figura 4.1: Spettro SINFONI di GMASS 0953 nell'intervallo 15300-16400 Å estratto dalla regione del data-cube in banda H contenente la galassia. Sono visibili le righe di  $H\beta$  e [O III]  $\lambda\lambda 4959,5007$ . I riquadri in rosa indicano le righe del cielo; esse sono state ricavate da un data-cube registrato su una regione adiacente a quella di GMASS 0953, nel quale il cielo non è stato sottratto (capitolo 2, paragrafo 2.4.2).

## 4.1 Analisi delle righe e del continuo

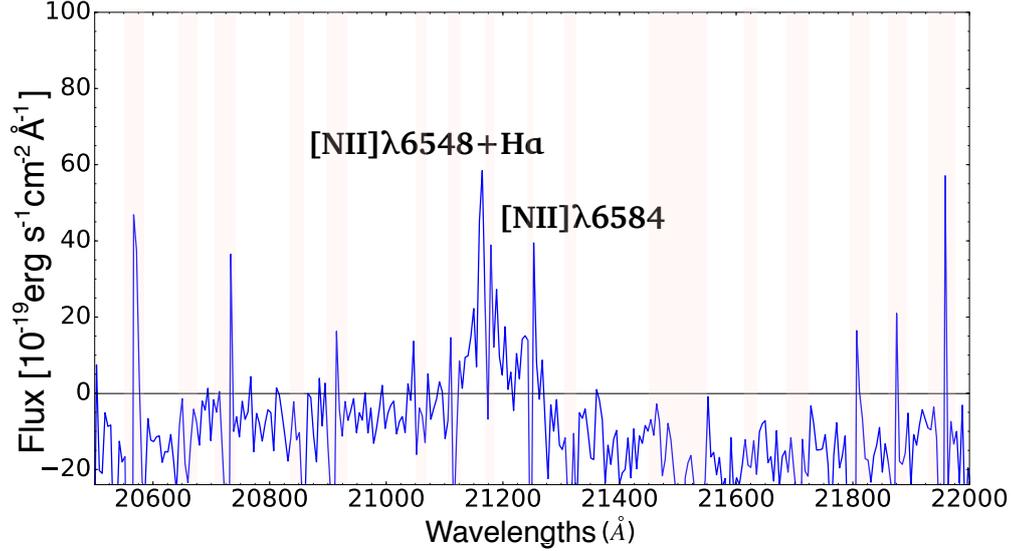


Figura 4.1: Seguito di Figura 4.1. Spettro estratto dal data-cube in banda K nell'intervallo 20500-22000 Å. Sono visibili le righe di  $H\alpha$  e  $[N II] \lambda\lambda 6548, 6584$ .

re questa componente (paragrafo 4.1.3). Oltre all'emissione in riga, abbiamo trattato anche il continuo di GMASS 0953 (paragrafo 4.1.2), che ci è servito sia per fissare il centro della galassia, necessario per lo studio della cinematica, sia per correggere le coordinate dei data-cube in modo da rendere confrontabili le mappe con l'immagine HST in banda H (capitolo 2, sezione 2.2). Si è notato infatti che i data-cube, in fase di riduzione, non sono stati correttamente registrati sulla regione di cielo in cui si trova GMASS 0953, e pertanto si è provveduto a riposizionarli prendendo l'immagine HST come riferimento. Di questo si parlerà nell'ultima sezione del capitolo.

Tutte le immagini mostrate nel capitolo sono state prodotte con il software KVIS della distribuzione Karma (Gooch 1996) e le analisi sui data-cube sono state condotte tramite GIPSY (Groningen Imaging Processing SYstem, van der Hulst et al. 1992), un software che consente di eseguire numerose operazioni sui dati IFS.

## 4.1 Analisi delle righe e del continuo

### 4.1.1 $[O III] \lambda\lambda 4959, 5007$ e $H\alpha$

Cominciamo mostrando l'emissione di  $[O III] \lambda 5007$  (componente stretta), che rappresenta la riga più brillante del data-cube in banda H (Figura 4.2). Per  $[O III] \lambda 5007$ , a differenza di quel che sarà fatto per  $[O III] \lambda 4959$  e  $H\alpha$ , proponiamo tutti i canali in cui è presente l'emissione a causa dell'importanza che questa riga riveste nel nostro lavoro: i canali associati a tale transizione dell'ossigeno ionizzato sono stati infatti utilizzati per compiere lo studio della cinematica come si vedrà nel prossimo capitolo. I contorni nelle immagini corrispondono ai livelli di  $\pm 2$ ,  $\pm 4$ ,  $8\sigma$  dove, come valore di  $\sigma$ , si è considerata la media delle deviazioni standard del fondo nei canali senza righe della galassia e senza la sottrazione del cielo. Essi sono stati individuati ispezionando il data-cube manualmente ed il valore di  $\sigma$  risultante è di  $1.7 \times 10^{-20} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$ . La riga

## 4.1 Analisi delle righe e del continuo

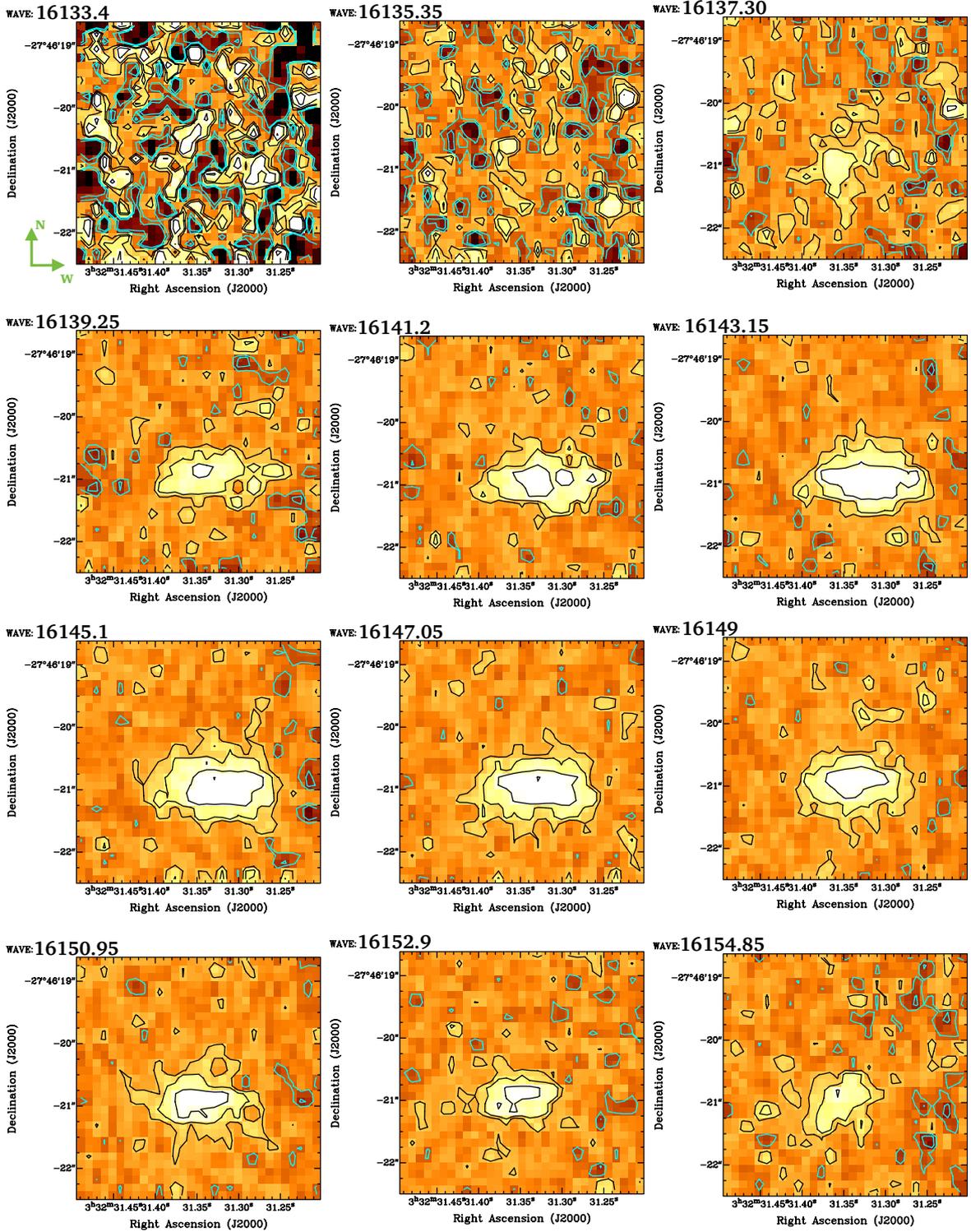


Figura 4.2: Emissione di  $[O III] \lambda 5007$  : canali da 16133 Å a 16155 Å. I livelli dei contorni sono a  $\pm 2, \pm 4, 8\sigma$ , con i contorni negativi in azzurro. Le regioni in bianco sono quelle dotate di flusso maggiore.

## 4.1 Analisi delle righe e del continuo

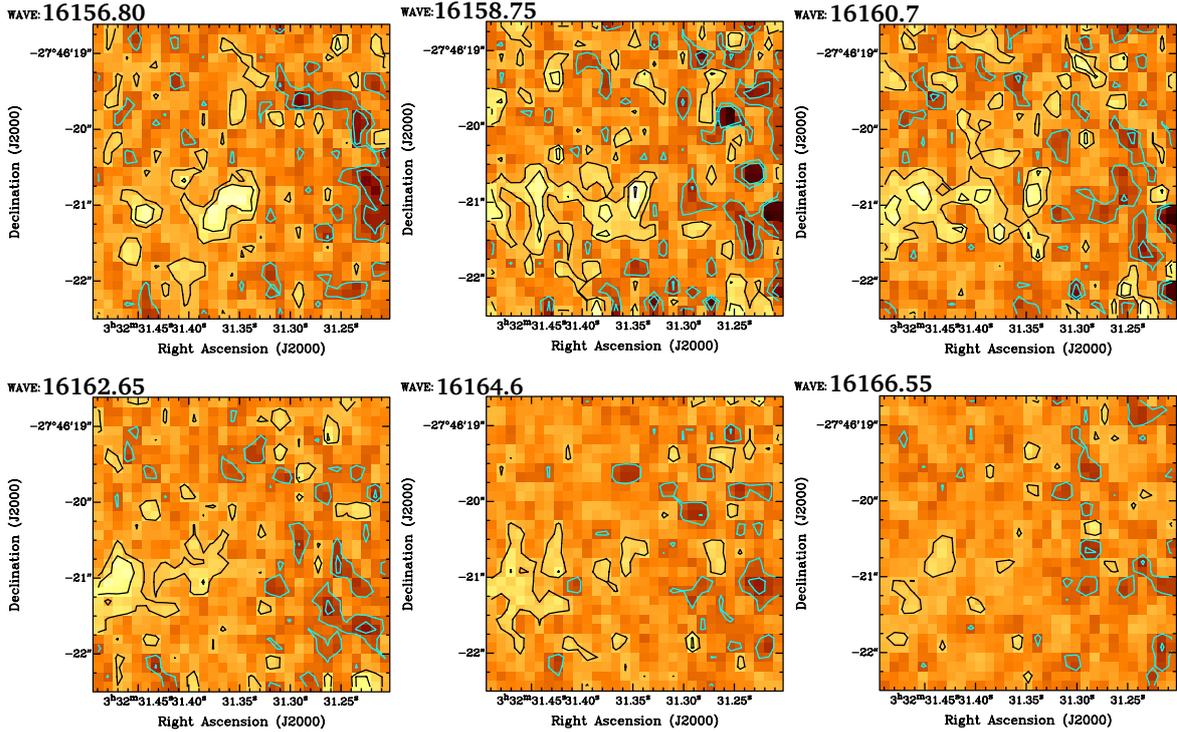


Figura 4.2: Seguito di Figura 4.2. Canali da 16156 Å a 16166 Å.

è visibile da 16137 Å a 16168 Å ma, come si vede dai primi tre canali in Figura 4.2, la sottrazione di una riga dell’atmosfera non consente di stabilire se sia presente del segnale ulteriore a  $\lambda < 16137$  Å. L’emissione non risulta uniforme: essa appare più intensa per  $\lambda < 16154$  Å mentre a lunghezze d’onda maggiori, oltre a verificarsi un abbassamento del flusso, i canali diventano globalmente più disturbati come si vede dall’aumento delle emissioni sparse nel campo di vista del data-cube. Per i canali con  $\lambda > 16158$  Å è inoltre verosimile che parte del segnale della sorgente sia rimasto escluso dall’osservazione in quanto l’emissione termina sul margine sinistro del data-cube.

Notiamo che, con l’aumentare di  $\lambda$ , si verifica uno spostamento della regione emettente nel campo di vista dello strumento. In particolare, se prendiamo come riferimento la lunghezza d’onda del picco di [O III]  $\lambda 5007$  calcolata dal fit sullo spettro GNIRS ( $\lambda_{5007} \sim 16152$  Å), per lunghezze d’onda inferiori a questo valore l’emissione appare concentrata nella regione destra del data-cube mentre, per  $\lambda > 16152$  Å, essa si trova principalmente nella parte sinistra. Sia il flusso non uniforme della riga che l’emissione spostata verso il blu o verso il rosso rispetto a  $\lambda_{5007}$  di regioni diverse di GMASS 0953 sono visibili anche nello spettro GNIRS bidimensionale (Figura 4.3), dove si assiste ad una variazione dell’intensità della riga lungo la fenditura e l’emissione appare inclinata, come si è anticipato nel capitolo precedente. Lo spostamento dell’emissione di [O III]  $\lambda 5007$  nel campo di vista del cubo con l’aumentare della lunghezza d’onda suggerisce che la riga sia emessa da un disco in rotazione<sup>1</sup> e, per questo motivo, ne abbiamo studiato la cinematica come si vedrà nel prossimo capitolo.

<sup>1</sup>La rotazione apparirà più evidente dal diagramma posizione-velocità riportato nel capitolo 5, sezione 5.1

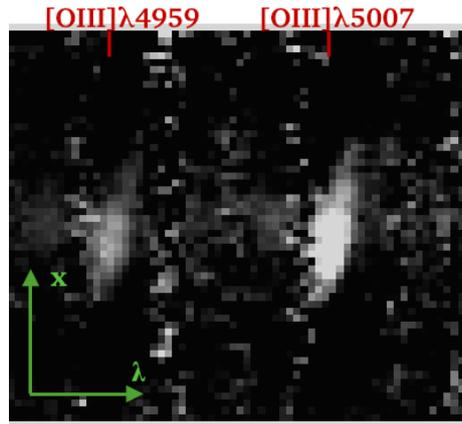


Figura 4.3: Particolare dello spettro bidimensionale GNIRS di GMASS 0953 con in evidenza le righe di [O III]  $\lambda 5007$  e [O III]  $\lambda 4959$ . Si noti la variazione di flusso delle righe lungo l'asse  $x$  e l'inclinazione delle due emissioni.

I canali contenenti l'emissione di [O III]  $\lambda 5007$  sono stati sommati per ricavare una mappa di flusso totale, che mostra la morfologia complessiva della riga (Figura 4.4). L'emissione si estende per circa  $3''$  e si conferma l'andamento già visto per i singoli canali, con la regione ovest che risulta più brillante di quella est. Per ottenere la mappa appena commentata è stato necessario sottoporre il data-cube ad una procedura per selezionare il solo segnale significativo nei canali. Per fare questo si è eliminato in ogni canale con l'emissione di [O III]  $\lambda 5007$  il segnale al di sotto di  $1\sigma$ , mentre tutti gli altri disturbi sono stati rimossi a mano "mascherando", ovvero eliminando, le zone rumorose con la task `pybplot` di GIPSY. In Figura 4.5 è mostrato il confronto fra i canali di partenza e quelli così ottenuti. Tramite un'integrazione dei canali ripuliti dai disturbi è stato possibile dunque generare la mappa con il flusso totale di [O III]  $\lambda 5007$ . La determinazione di  $\sigma$  in una mappa di intensità totale è una questione non banale (Verheijen & Sancisi, 2001). In generale, quando si sommano  $N$  canali, il rumore della mappa di flusso totale  $\sigma_{TOT}$  è dato dalla relazione

$$\sigma_{TOT} = \sigma\sqrt{N} \quad (4.1)$$

dove  $\sigma$  è il rumore nei singoli canali, che viene assunto costante. Tuttavia se, come nel nostro caso, una mappa viene ottenuta dalla somma di canali mascherati, il numero di canali che contribuisce all'emissione di ciascun pixel risulterà inferiore rispetto al numero totale di canali integrati; questo accade perché ogni canale contiene dei pixel in cui il segnale è stato eliminato, che variano di canale in canale, e dunque non contribuiscono alla somma. Pertanto la relazione (4.1) con  $N$  numero totale di canali sommati non funziona, in quanto comporterebbe una sovrastima di  $\sigma_{TOT}$ .

Per avere un'indicazione di  $\sigma_{TOT}$  si è allora proceduto nel seguente modo: abbiamo calcolato per ciascun pixel della mappa totale il numero di canali  $N_{px}$  che contribuisce effettivamente all'emissione e si è considerato come valore di  $N$  da sostituire nella (4.1) il valore medio di  $N_{px}$ . Adoperando quindi la relazione  $\sigma_{TOT} = \sigma\sqrt{N_{px}}$  con il nostro valore di  $\sigma$  abbiamo stimato il rumore per la mappa di [O III]  $\lambda 5007$  e per tutte le mappe di flusso totale. In questo modo abbiamo potuto tracciare i contorni in Figura 4.4.

## 4.1 Analisi delle righe e del continuo

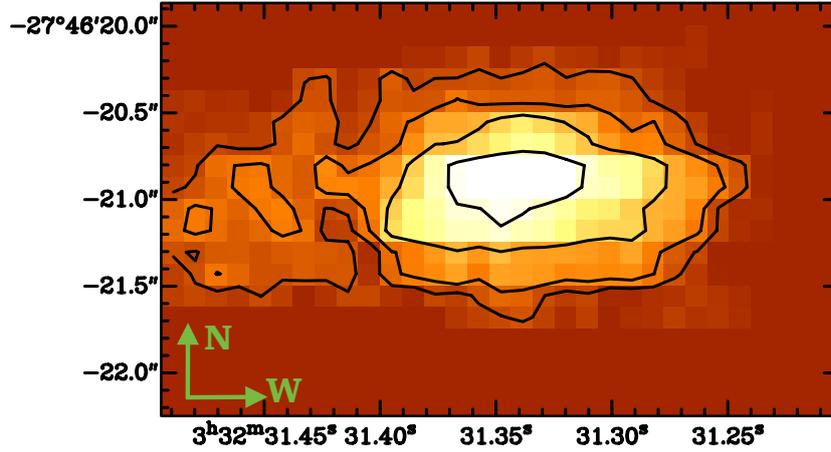


Figura 4.4: Mappa di flusso totale di [O III]  $\lambda 5007$ . I valori dei contorni sono a 3, 6, 12,  $24\sigma$ .

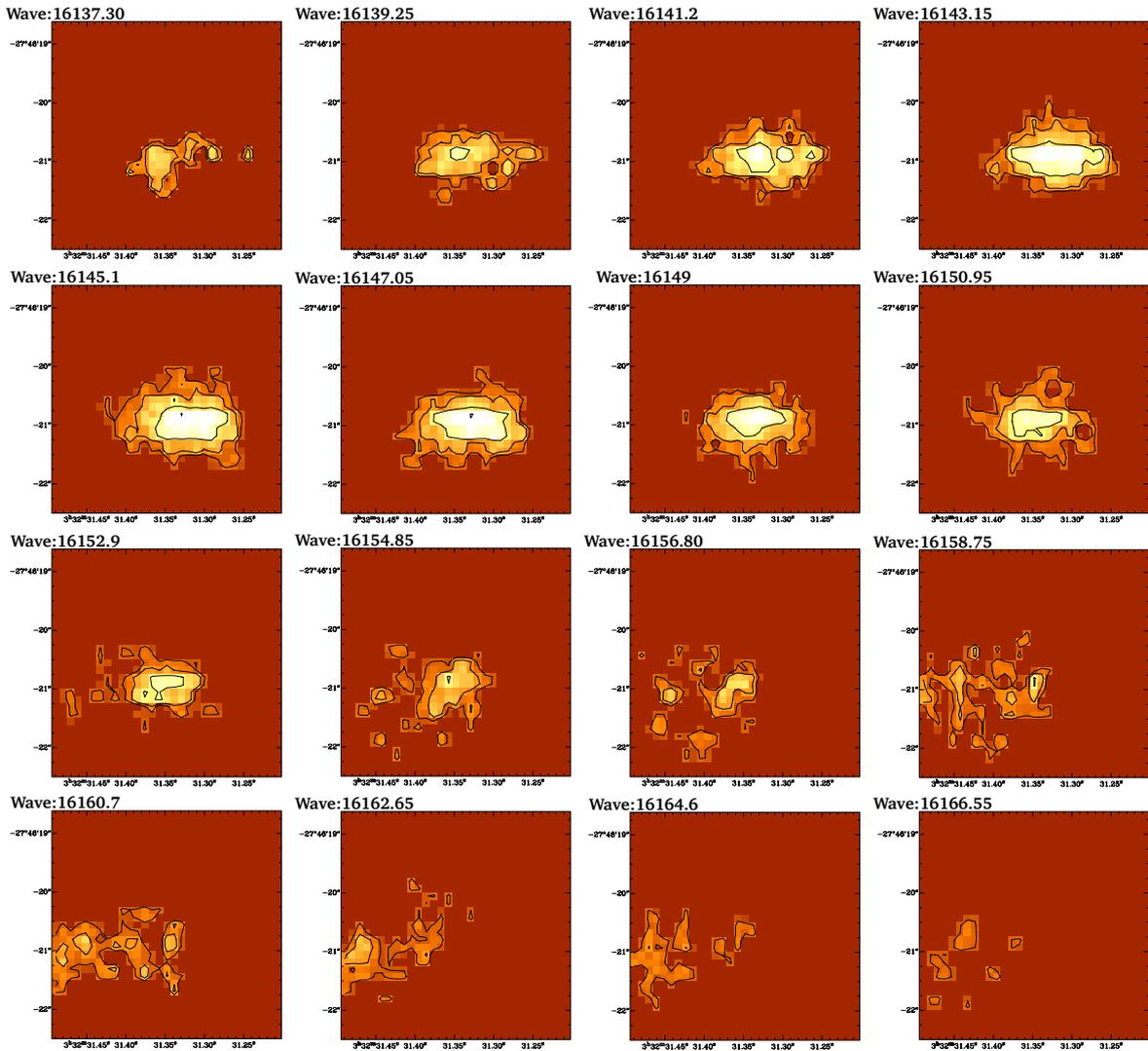


Figura 4.5: Canali mascherati di [O III]  $\lambda 5007$ . I contorni sono a 2, 4,  $8\sigma$ .

## 4.1 Analisi delle righe e del continuo

La procedura di mascheramento alla quale sono stati sottoposti i canali di [O III]  $\lambda 5007$  è stata operata sui canali contenenti l'emissione di [O III]  $\lambda 4959$  (intervallo 15985-16009 Å) e H $\alpha$  (intervallo 21149-21192 Å). Dall'integrazione dei canali mascherati abbiamo ottenuto le mappe di flusso totale mostrate in Figura 4.6. Nel caso di H $\alpha$  alcuni dei canali con l'emissione della riga sono stati esclusi dalla somma a causa della sottrazione del cielo intorno a 21179 Å (Figura 4.1) che si sovrappone al segnale di GMASS 0953. Anche [O III]  $\lambda 4959$  e H $\alpha$  sono prodotte da materiale in rotazione, come si vedrà dai diagrammi posizione-velocità che presenteremo nel prossimo capitolo. Aggiungiamo inoltre che, guardando le mappe in Figura 4.6 e in Figura 4.4, si nota che il massimo dell'emissione di H $\alpha$  appare spostato rispetto a quello di [O III], come si vedrà meglio nel paragrafo successivo.

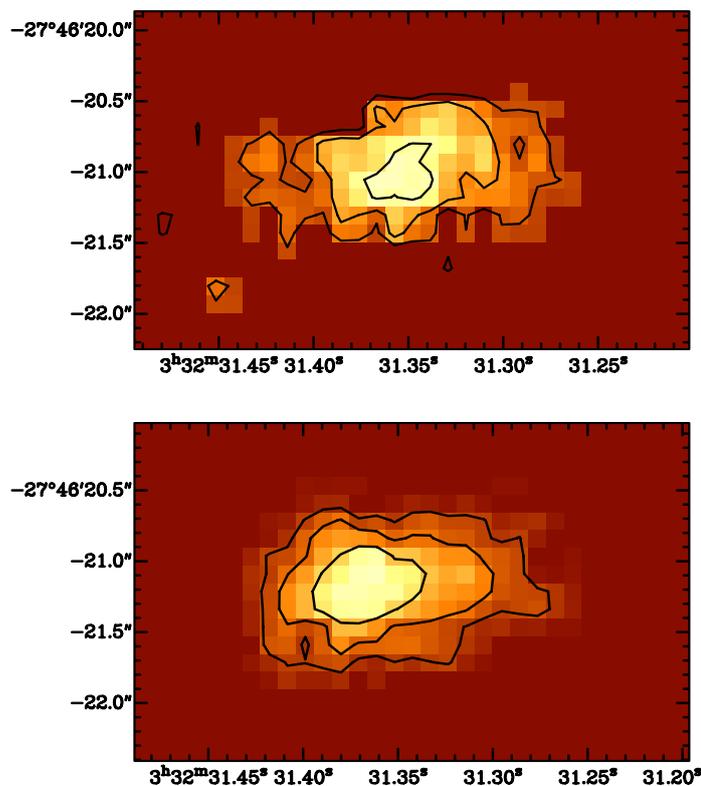


Figura 4.6: Mappe di flusso totale di [O III]  $\lambda 4959$  (immagine in alto) e di H $\alpha$  (immagine in basso). I valori dei contorni sono a 3, 6, 12 $\sigma$

### 4.1.2 Continuo

Come si è detto nel paragrafo 4.1.1, abbiamo utilizzato i canali di [O III]  $\lambda 5007$  per studiare la cinematica del gas. Quando si studia la cinematica di un disco è necessario sapere dove è collocato il suo centro, ovvero il centro della galassia, in modo da fissare un riferimento per interpretare la rotazione (capitolo 5, sezione 5.2). La via più immediata per conoscere questo parametro è svolgere un fit della brillantezza superficiale su un'immagine ad alta risoluzione di GMASS 0953 che metta in evidenza la posizione del picco dell'emissione: esso si trova infatti in corrispondenza del centro della galassia

## 4.1 Analisi delle righe e del continuo

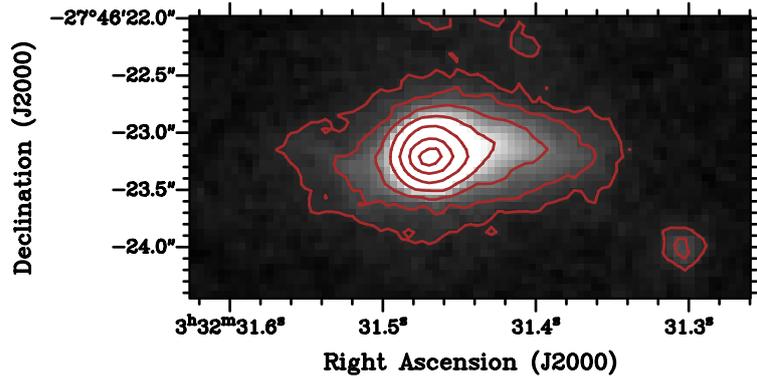


Figura 4.7: Immagine HST in banda H di GMASS 0953. Il contorno più basso è a  $6\sigma$ . Si noti la regione interna estremamente brillante in cui è ben visibile il centro della galassia.

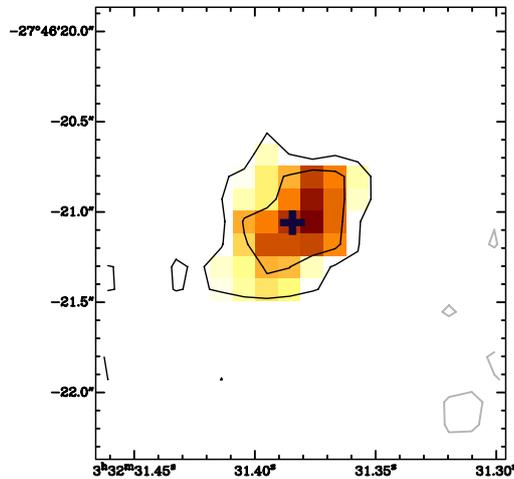


Figura 4.8: Continuo integrato del data-cube in banda H. I livelli dei contorni sono a  $-3$ ,  $3$ ,  $6\sigma$  e la croce indica la posizione del picco dell'emissione. Le coordinate mostrate in questa immagine non sono state ancora corrette (sezione 4.2).

e, nel nostro caso, disponiamo di un'immagine HST realizzata nella stessa banda dei dati SINFONI che può essere impiegata a questo scopo (Figura 4.7). Tuttavia questa strada non è risultata praticabile in quanto, come si è detto all'inizio del capitolo e si vedrà meglio nella sezione 4.2, le coordinate dei data-cube sono sbagliate. Se infatti determinassimo il centro di GMASS 0953 con tale procedura esso si troverebbe al di fuori del campo di vista del data-cube in nostro possesso, e pertanto non offrirebbe un riferimento utile per la cinematica della riga di [O III]  $\lambda 5007$  (si veda più avanti la Figura 4.16 nella sezione 4.2).

Per trovare il centro di GMASS 0953 ci siamo quindi mossi in maniera diversa. Un altro metodo per evidenziare la regione centrale della galassia consiste infatti nel sommare i canali del data-cube senza le righe e senza la sottrazione del cielo in modo da visualizzare l'emissione nel continuo. I data-cube infatti contengono anche il continuo stellare di GMASS 0953, che però appare molto debole nei singoli canali. Tuttavia, sommando tutti i canali senza le righe, è possibile ottenere una mappa con un'emissione significativa in corrispondenza della regione più brillante della galassia, ovvero della

## 4.1 Analisi delle righe e del continuo

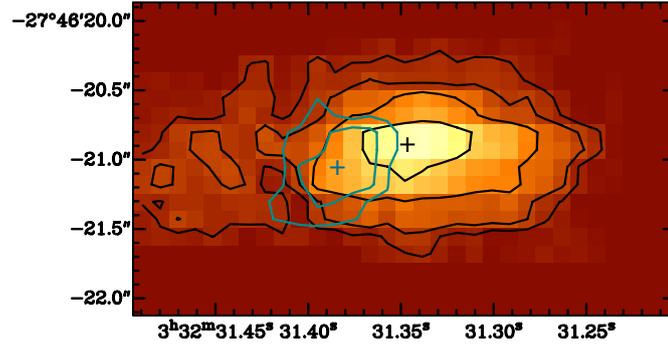


Figura 4.9: Sovrapposizione del continuo (contorni azzurri) sulla mappa di [O III]  $\lambda 5007$  (contorni neri). Le croci indicano le posizioni dei picchi delle due emissioni.

regione centrale nell'immagine HST (Figura 4.8). Le coordinate del centro corrisponderanno dunque a quelle del picco di emissione in questa mappa.

Per ottenere la mappa con l'emissione nel continuo di GMASS 0953 sono state compiute le seguenti operazioni: abbiamo ispezionato il data-cube contenente la riga di [O III]  $\lambda 5007$ , ovvero quello in banda H, selezionando manualmente i canali senza le righe della galassia e senza la sottrazione del cielo e li abbiamo sommati. La mappa di flusso totale risultante è stata quindi sottoposta ad un fit gaussiano bidimensionale che ha calcolato le coordinate del picco

$$(x_0, y_0)_c = (3h\ 32m\ 31.386s, -27^\circ\ 46'\ 21''.05)$$

che abbiamo dunque assunto come centro di GMASS 0953. Queste coordinate sono state impiegate nel fit riportato nel capitolo 5 per modellare la cinematica di [O III]  $\lambda 5007$ .

Le coordinate  $(x_0, y_0)_c$  non ci permettono solo di fissare un riferimento per la cinematica, ma anche di vedere come il gas ionizzato sia distribuito rispetto al centro della galassia: questa operazione può essere compiuta sovrapponendo all'emissione del continuo appena ottenuta le mappe di flusso totale delle righe. In particolare, se consideriamo l'[O III]  $\lambda 5007$ , che costituisce l'emissione dell'ossigeno ionizzato sulla quale ci siamo maggiormente concentrati in questo lavoro, notiamo che il picco della riga è spostato rispetto al centro della galassia (Figura 4.9). Le sue coordinate, stimate tramite un fit gaussiano bidimensionale, sono

$$(x_0, y_0)_{\lambda 5007} = (3h\ 32m\ 31.348s, -27^\circ\ 46'\ 20''.93)$$

Dal confronto con  $(x_0, y_0)_c$  è possibile valutare la distanza in secondi d'arco  $d_x^S$  tra il picco di [O III]  $\lambda 5007$  e il centro della galassia lungo l'ascensione retta<sup>2</sup> che è pari a

$$d_x^S = (0''.55 \pm 0''.031)$$

dove l'errore è stato propagato a partire da quelli associati alle coordinate dei due picchi (espresse in pixel) calcolati dal fit e riportati nella matrice di covarianza. Per

<sup>2</sup>Abbiamo considerato la distanza fra i due picchi lungo l'ascensione retta per confrontarla con la distanza ricavata dai dati GNIRS, come si vedrà poco più avanti; come si è detto nel capitolo 2, ci aspettiamo infatti che la fenditura sia orientata lungo l'asse maggiore di GMASS 0953 che, come si vede dalle immagini HST (capitolo 2, sezione 2.2), è disposto in buona approssimazione lungo RA.

## 4.1 Analisi delle righe e del continuo

convertire la distanza in secondi d'arco si è tenuto conto della dimensione spaziale del pixel che è di  $0''.125$  (capitolo 2, paragrafo 2.4.2). Il valore di  $d_x^S$  corrisponde a circa 4.6 kpc, dove per effettuare la conversione si è tenuto conto del fatto che per il redshift di GMASS 0953 ( $z \sim 2.226$ ) un secondo d'arco corrisponde a circa 8.4 kpc (capitolo 5, sezione 5.2).

La mancata coincidenza fra il picco di [O III]  $\lambda 5007$  e il centro della galassia è stata evidenziata anche dallo spettro GNIRS (Figura 4.10). A causa dell'importanza che questo parametro ha nello studio della cinematica, abbiamo deciso infatti di verificare che lo shift fra il centro della galassia ed il picco della riga fosse confermato anche dagli altri dati a nostra disposizione. In questo caso, per risalire alla posizione del picco del continuo, si è operato nel modo seguente: abbiamo selezionato nello spettro bidimensionale GNIRS le regioni prive di righe di GMASS 0953 e dell'atmosfera (riquadri blu in Figura 4.10) e ne abbiamo sommato l'emissione, ottenendo un vettore di valori i cui elementi contengono il flusso del continuo integrato per ogni pixel della fenditura. La posizione del picco può essere calcolata sottoponendo i valori dei flussi lungo la fenditura ad un fit gaussiano e considerando il punto dell'asse spaziale in cui c'è il picco dell'emissione. Le coordinate di questo punto, espresse in pixel, sono pari a  $(28.78 \pm 0.02)$  pixels dove l'errore è quello calcolato dal fit tramite la matrice di covarianza. Una procedura analoga è stata adoperata per determinare la posizione del picco di [O III]  $\lambda 5007$ , integrando stavolta i flussi contenuti nel riquadro rosso di Figura 4.10.

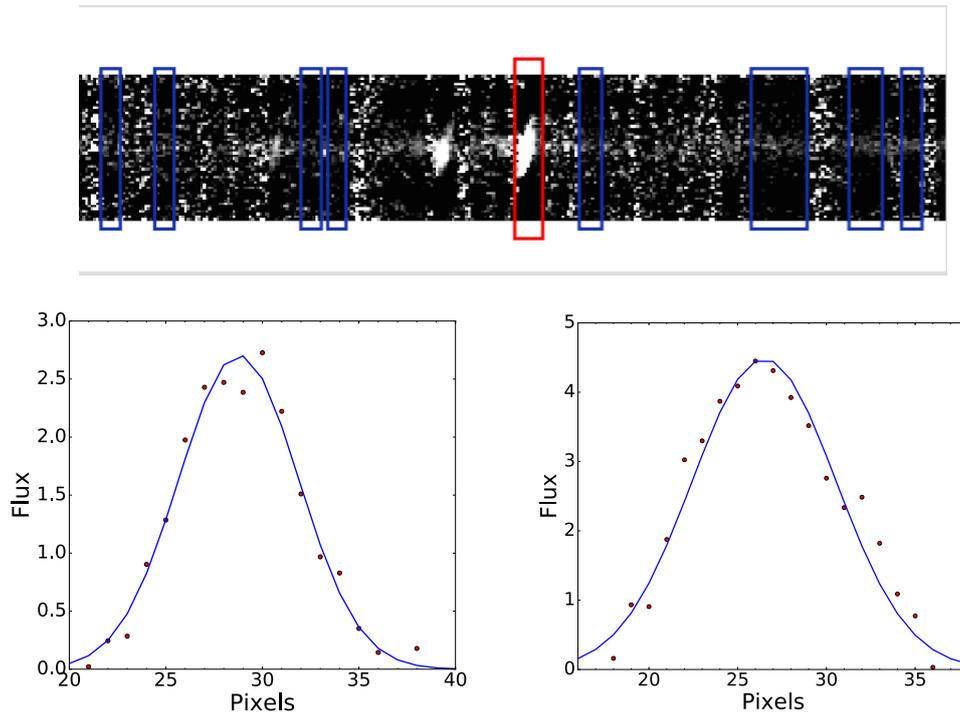


Figura 4.10: In alto: spettro GNIRS bidimensionale. In blu sono evidenziate le regioni selezionate per l'integrazione del continuo mentre in rosso quella corrispondente alla riga di [O III]  $\lambda 5007$ . In basso a sinistra: fit gaussiano del continuo integrato. Il picco si trova a  $(28.78 \pm 0.02)$  pixels. A destra: fit gaussiano dell'emissione integrata di [O III]  $\lambda 5007$ . Il picco è a  $(26.49 \pm 0.13)$  pixels.

## 4.1 Analisi delle righe e del continuo

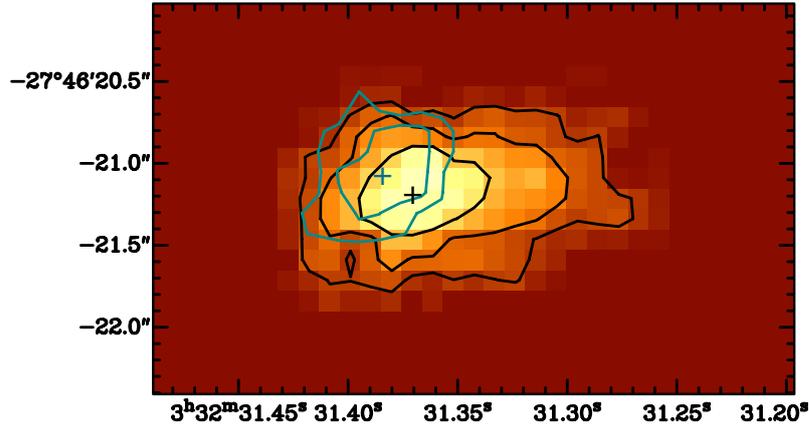


Figura 4.11: Sovrapposizione del continuo (contorni azzurri) sulla mappa di  $H\alpha$  (contorni neri). Le croci indicano le posizioni dei picchi delle due emissioni. Il picco di  $H\alpha$  si trova a  $RA=3h\ 32m\ 31.371s$  e  $DEC=-27^\circ\ 46'\ 21''.21$ .

In questo caso le coordinate sono  $(26.49 \pm 0.13)$  pixels. La distanza tra i due picchi  $d_x^G$  sarà dunque pari a

$$d_x^G = (0''.343 \pm 0''.022)$$

dove, per trasformare i valori in pixel in secondi d'arco, si è tenuto conto della scala spaziale della fenditura, che vede associata ad ogni pixel la lunghezza di  $0''.15$  (capitolo 2, paragrafo 2.4.1). Gli errori sulla distanza sono stati invece propagati da quelli sulle coordinate dei picchi calcolati dal fit, convertendoli poi in secondi d'arco. Espresso in kpc, il valore di  $d_x^G$  risulta pari a circa 2.9 kpc. L'analisi svolta sullo spettro GNIRS dunque conferma lo shift fra il picco di  $[O\ III]\ \lambda 5007$  e il centro della galassia, anche se  $d_x^G$  risulta inferiore rispetto a  $d_x^S$ .

Per quanto riguarda l' $H\alpha$  le cose vanno invece in maniera diversa. Il picco della riga risulta infatti più vicino al centro di GMASS 0953 come evidenziato sia dalla

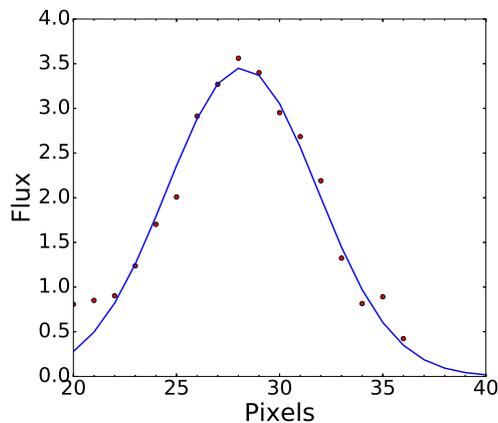


Figura 4.12: Fit gaussiano di  $H\alpha$  realizzato sullo spettro GNIRS bidimensionale. Il picco si trova a  $(28.19 \pm 0.05)$  pixels.

## 4.1 Analisi delle righe e del continuo

sovrapposizione della mappe SINFONI (Figura 4.11) che dal fit gaussiano svolto sullo spettro GNIRS (Figura 4.12) dal quale si trova una distanza fra il picco del continuo e il picco della riga pari a

$$d_x^G(\text{H}\alpha) = (0''.089 \pm 0''.011)$$

corrispondente a circa 0.7 kpc. Facciamo notare tuttavia che il campo di vista del data-cube in banda K, dove si trova l'emissione di  $\text{H}\alpha$ , non è perfettamente coincidente con quello del data-cube in banda H, dal quale invece è stato estratto il continuo (si veda sempre la Figura 4.16 della sezione 4.2). Pertanto per questa riga riteniamo affidabile la distanza calcolata dallo spettro GNIRS mentre non sappiamo se il picco di  $\text{H}\alpha$  indicato in Figura 4.11 si trovi effettivamente in quella posizione o sia di poco spostato. Il fatto che il picco di  $\text{H}\alpha$  sia così vicino al centro di GMASS 0953 potrebbe supportare la contaminazione dell'AGN come sorgente di ionizzazione di questa riga, che abbiamo suggerito per spiegare l'elevato valore dello SFR derivato dall' $\text{H}\alpha$  (capitolo 3, sezione 3.3).

### 4.1.3 Outflow di [O III] $\lambda\lambda 4959,5007$

Dall'analisi dello spettro GNIRS (capitolo 3) abbiamo visto che l'emissione di [O III]  $\lambda\lambda 4959,5007$  è contraddistinta da due componenti: una molto brillante con una FWHM di circa 370 km/s, che è stata trattata nel paragrafo 4.1.1, ed una componente larga (FWHM  $\sim 1270$  km/s), con centroide spostato di  $\Delta\lambda \sim 30 \text{ \AA}$  rispetto al picco della componente brillante, corrispondente ad una differenza di velocità  $\Delta v \sim -557$  km/s (capitolo 3, sezione 3.1) che abbiamo interpretato come un possibile outflow dalla galassia. Questa seconda componente è stata ricercata all'interno del data-cube in banda H

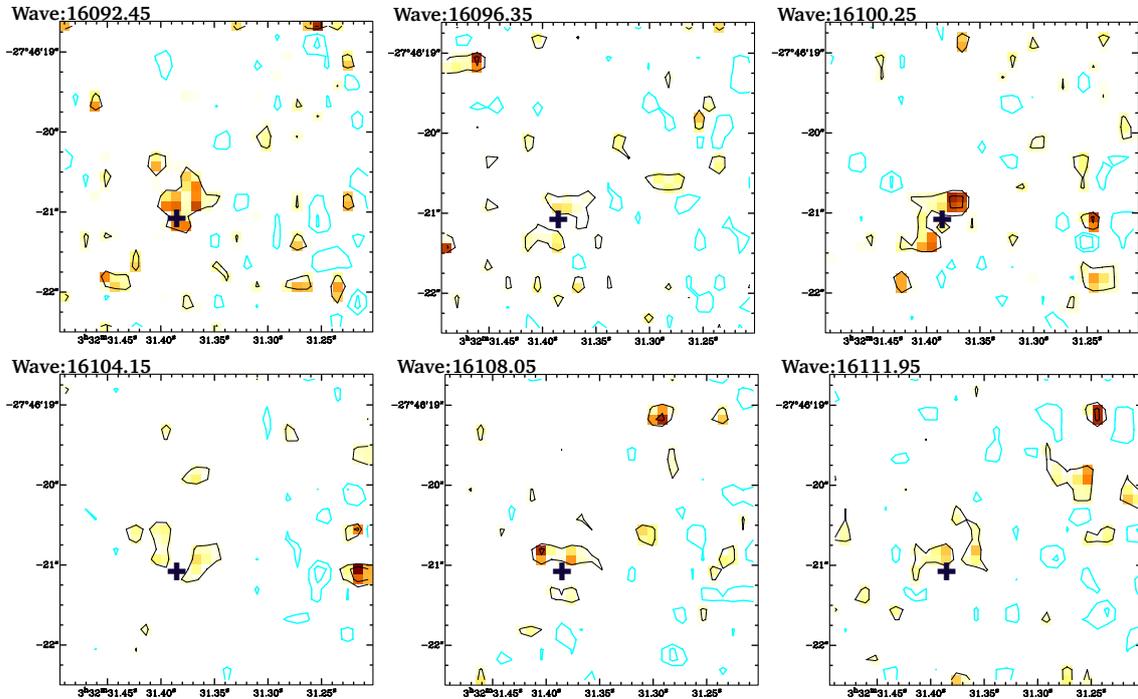


Figura 4.13: Canali con l'outflow di [O III]  $\lambda 5007$ . Essi sono stati sommati due alla volta per meglio evidenziare l'emissione in prossimità del centro di GMASS 0953, indicato con una croce. I livelli dei contorni sono a  $\pm 2$ ,  $\pm 4\sigma$ , con i contorni negativi in azzurro.

## 4.1 Analisi delle righe e del continuo

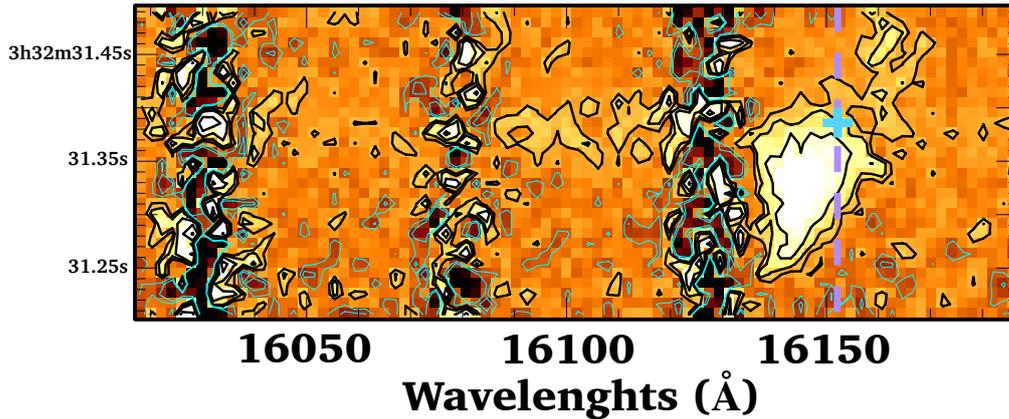


Figura 4.14: Emissione della componente principale e della componente larga di [O III]  $\lambda 5007$  lungo l'asse maggiore di GMASS 0953. Il livello dei contorni è a  $\pm 2$ ,  $\pm 4$ ,  $8\sigma$ . Si noti l'emissione presente tra 16090 Å e 16120 Å. Le bande verticali a 16030, 16080 e 16130 Å sono dovute alla sottrazione del cielo. La linea viola indica la lunghezza  $\lambda_{\text{sys}}$  della componente principale di [O III]  $\lambda 5007$ , che si riferisce alla velocità sistemica di GMASS 0953 (il modo per calcolare  $\lambda_{\text{sys}}$  sarà riportato nel capitolo 5), mentre la croce indica il centro della galassia.

alle lunghezze d'onda in cui è presente nello spettro GNIRS, investigando in particolare l'intervallo fra 16100 Å e 16125 Å per [O III]  $\lambda 5007$  e quello fra 15935 Å e 15965 Å per [O III]  $\lambda 4959$ .

Per quanto riguarda l'[O III]  $\lambda 5007$ , si è notato che i canali tra 16092 Å e 16113 Å presentano sistematicamente un segnale debole in prossimità del centro della galassia (Figura 4.13). Questa emissione si nota anche se si guarda la Figura 4.14 dove viene mostrata l'emissione delle due componenti di [O III]  $\lambda 5007$  lungo l'asse maggiore della galassia in funzione della lunghezza d'onda. Al di sopra di 16113 Å non è stato invece rilevato segnale utile a causa della sottrazione di una riga del cielo. Per verificare la significatività del segnale rispetto al continuo, abbiamo sommato i canali in Figura 4.13 e l'emissione risultante è stata confrontata con una mappa ottenuta sommando lo stesso numero di canali situati nelle vicinanze della riga ma con la sola emissione nel continuo. Le due mappe sono mostrate in Figura 4.15 (pannelli in alto). In particolare, il confronto dei contorni evidenzia la significatività della componente larga di [O III]  $\lambda 5007$  per la quale è possibile tracciare il contorno a  $6\sigma$ , a differenza di quel che accade per il continuo (contorno a  $2\sigma$ ). La stessa operazione è stata compiuta per la riga di [O III]  $\lambda 4959$ , sommando stavolta i canali tra 15934 e 15959 Å (Figura 4.15, pannello in basso a sinistra). In questo caso, l'emissione risulta più debole rispetto a quella di [O III]  $\lambda 5007$ , ma è tuttavia possibile tracciare i contorni a  $4\sigma$  diversamente da quel che avviene per il continuo integrato sullo stesso numero di canali.

Lo spettro SINFONI ci fornisce dunque una conferma riguardo all'outflow di [O III]  $\lambda\lambda 4959, 5007$  rilevato dal fit sullo spettro GNIRS e ci dà informazioni sulla sua posizione. Esso occupa una regione circoscritta rispetto alle componenti strette di [O III]  $\lambda\lambda 4959, 5007$  e si trova leggermente al di sopra del picco del continuo e dunque del centro della galassia. La vicinanza al centro potrebbe suggerire un legame fra l'outflow e l'attività AGN di GMASS 0953. In particolare abbiamo utilizzato le mappe mostrate in questa sezione per stimare le dimensioni dell'outflow, in modo da calcolare il tasso

## 4.1 Analisi delle righe e del continuo

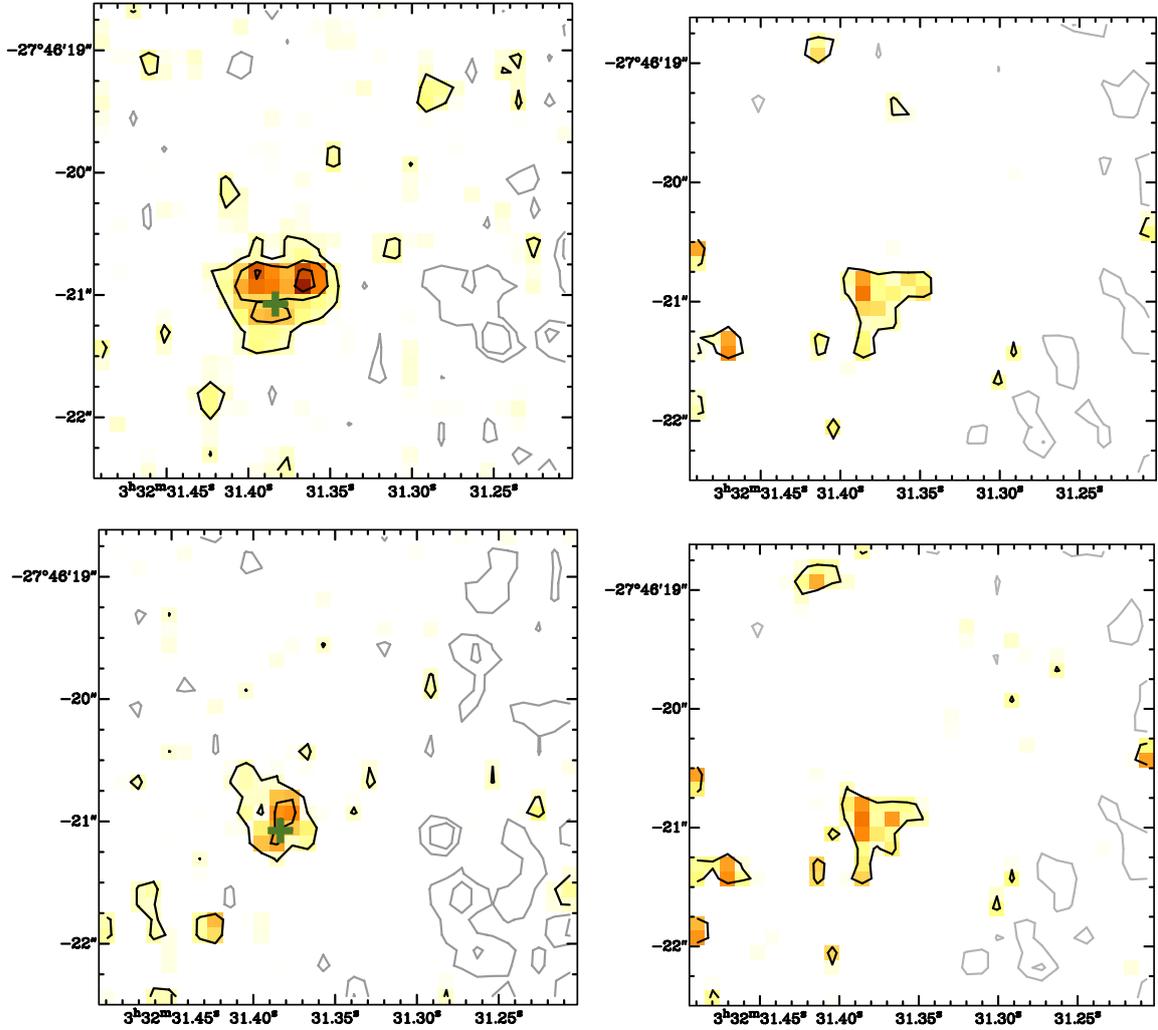


Figura 4.15: Mappe dell'outflow di [O III]  $\lambda 5007$  (pannello in alto a sinistra) e di [O III]  $\lambda 4959$  (pannello in basso a sinistra). Nei pannelli a destra è riportata l'emissione del continuo integrato sullo stesso numero di canali utilizzati per l'outflow di [O III]  $\lambda 5007$  (in alto) e di [O III]  $\lambda 4959$  (in basso). I contorni sono a  $\pm 2$ ,  $\pm 4$  e  $6\sigma$ , dove il valore di  $\sigma$  è stato calcolato dalle mappe del continuo in una regione con il fondo uguale a zero. La croce verde indica il centro di GMASS 0953. Si noti in particolare la significatività dell'outflow di [O III]  $\lambda\lambda 4959,5007$  rispetto all'emissione nel continuo.

## 4.2 Registrazione sull'immagine HST

di espulsione di gas ionizzato dalla galassia come si vedrà nel capitolo 6.

## 4.2 Registrazione sull'immagine HST

Durante l'analisi abbiamo notato che i data-cube, in fase di riduzione, non sono stati correttamente registrati sulla posizione di GMASS 0953 (Figura 4.16). Questo fatto impedisce di confrontare le mappe di flusso totale ed in particolare quelle di [O III]  $\lambda 5007$ , che costituisce la riga sulla quale ci siamo maggiormente focalizzati sia per lo studio della cinematica che per la misura delle proprietà dell'outflow, con le immagini fotometriche della galassia. Per confrontare le mappe di [O III]  $\lambda 5007$  con le immagini HST è stato dunque necessario riposizionare il data-cube contenente la riga (banda H)

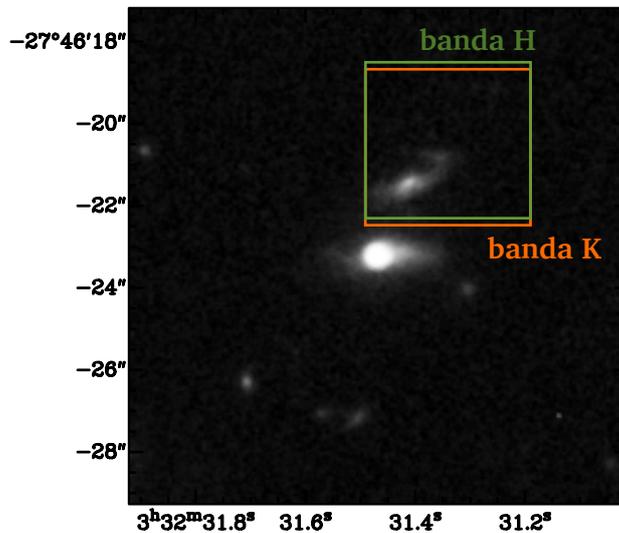


Figura 4.16: Immagine HST in banda H con sovrapposte le regioni coperte dal data-cube in banda H (riquadro verde) e da quello in banda K (riquadro arancione). Si noti come i campi di vista dei due data-cube non siano perfettamente coincidenti.

sulla regione di cielo corretta.

Come operazione preliminare si è verificato che l'oggetto presente nel campo di vista indicato in Figura 4.16 si trovasse ad un redshift diverso da quello di GMASS 0953. Effettuato questo controllo, abbiamo corretto le coordinate prendendo come riferimento la posizione del picco di emissione nell'immagine HST in banda H e del picco del continuo ottenuto dal data-cube (paragrafo 4.1.2). L'immagine HST mostrata in Figura 4.16 è stata infatti realizzata nella medesima banda del data-cube con le emissioni di [O III]  $\lambda\lambda 4959, 5007$  e  $H\beta$  da cui abbiamo estratto il continuo; pertanto, ci aspettiamo che le coordinate del picco del continuo ricavato dal data-cube e del picco di emissione di questa immagine debbano coincidere, in quanto rappresentano la medesima emissione.

Analogamente a quanto si è fatto per le mappe di flusso totale viste in precedenza, le coordinate del picco di emissione nell'immagine del telescopio Hubble sono state determinate tramite un fit gaussiano bidimensionale. Esse sono pari a

$$(x_0, y_0)_{\text{HST}} = (3\text{h } 32\text{m } 31.47\text{s}, -27^\circ 46' 23''.21)$$

## 4.2 Registrazione sull'immagine HST

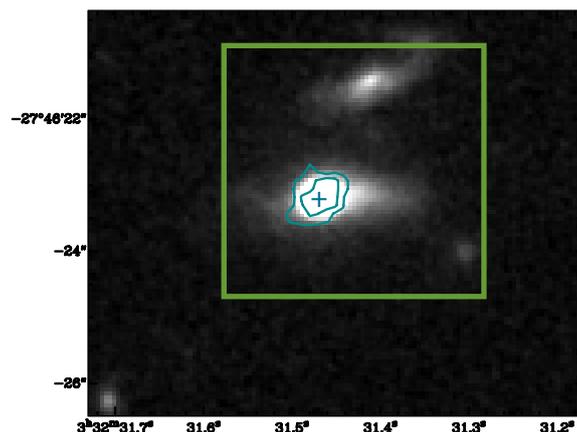


Figura 4.17: Sovrapposizione del continuo integrato sull'immagine HST in banda H. L'asterisco indica la posizione del picco del continuo che dopo la registrazione coincide con il picco dell'immagine HST. In verde è tracciato il campo di vista del data-cube in banda H dopo la registrazione.

Le coordinate del data-cube in banda H sono state quindi riscalate in modo da far coincidere  $(x_0, y_0)_{\text{HST}}$  e  $(x_0, y_0)_{\text{C}}$ . Il risultato della procedura è mostrato in Figura 4.17. A questo punto è possibile confrontare l'immagine fotometrica con l'emissione globale delle righe di [O III]  $\lambda 5007$ . Dalla Figura 4.18, che mostra la componente estesa della riga, notiamo che esiste una corrispondenza tra la regione poco brillante di [O III]  $\lambda 5007$  e la zona dotata di minore intensità nell'immagine HST in banda H (regione est di GMASS 0953). Per quanto riguarda le dimensioni dell'emissione di [O III]  $\lambda 5007$  rispetto a quelle della galassia, bisogna invece tener conto della diversa PSF delle due

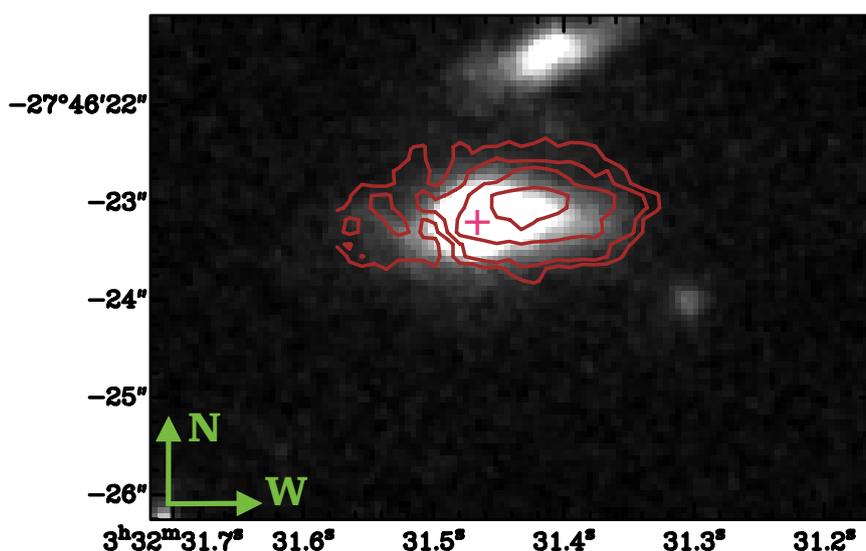


Figura 4.18: Sovrapposizione della mappa di flusso totale di [O III]  $\lambda 5007$  sull'immagine HST in banda H. L'asterisco indica la posizione del centro di GMASS 0953.

## 4.2 Registrazione sull'immagine HST

---

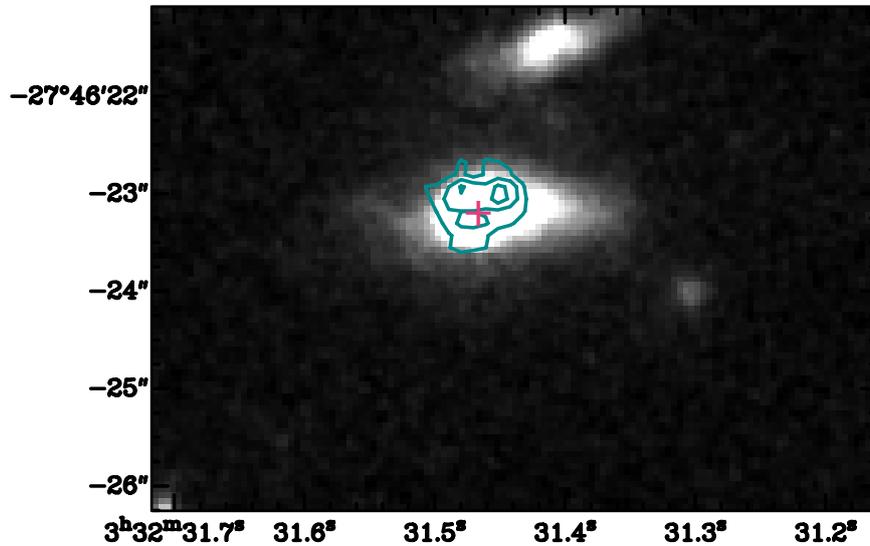


Figura 4.19: Sovrapposizione dell'outflow di [O III]  $\lambda 5007$  sull'immagine HST in banda H. L'asterisco indica la posizione del centro di GMASS 0953.

mappe. Se infatti l'immagine HST è caratterizzata da una risoluzione di  $0''.1$ , l'emissione di [O III]  $\lambda 5007$  appare distribuita su tutta la galassia a causa della risoluzione spaziale di SINFONI (circa  $0''.7$  per il data-cube in banda H) che allarga artificialmente l'emissione della riga. Concludiamo il capitolo mostrando la sovrapposizione dell'outflow di [O III]  $\lambda 5007$  sull'immagine HST (Figura 4.19).

## Capitolo 5

# Studio della cinematica del gas ionizzato

Lo studio della cinematica del gas consente di ottenere numerose informazioni sulle proprietà delle galassie. Esso permette di fare luce sui meccanismi che ne regolano l'evoluzione e, nel caso dei dischi, offre l'opportunità di stimare, attraverso le curve di rotazione, il contenuto di materia oscura. Le curve di rotazione costituiscono infatti uno strumento efficace per misurare la massa dinamica delle galassie e consentono di quantificare il contributo relativo di materia luminosa e oscura attraverso la decomposizione nelle diverse componenti (es. van Albada et al. 1985). Inoltre, tramite la misura della velocità di rotazione, è possibile porre dei vincoli su relazioni di scala come la Tully-Fisher (Tully & Fisher 1977) e quantificare il momento angolare delle galassie e come esso evolva nel tempo (Romanowsky & Fall 2012).

Nel caso di oggetti a  $z \sim 1-3$  lo studio della cinematica risulta di particolare importanza in quanto consente di trarre delle indicazioni sui meccanismi evolutivi specialmente degli oggetti massicci: sapere se le galassie siano dominate da moti caotici oppure presentino una componente di rotazione significativa ( $V/\sigma > 1$ ) può infatti essere d'aiuto per chiarire se la crescita di questi oggetti sia dominata da fenomeni come i major mergers o piuttosto dall'accrescimento di gas freddo (es. Steinmetz & Navarro 2002; Dekel et al. 2009; Lilly et al. 2013). Infine, le misure della dispersione di velocità consentono di valutare la stabilità dei dischi (Toomre 1964) aprendo scenari interessanti sull'evoluzione di eventuali strutture instabili (Genzel et al. 2008): uno dei meccanismi di formazione delle galassie sferoidali potrebbe essere infatti rappresentato dalla frammentazione di dischi instabili a  $z \gtrsim 2$  (si veda la sezione 1.1 del capitolo 1 e l'introduzione del capitolo 2).

Come anticipato nel capitolo 4, l'emissione di [O III]  $\lambda\lambda 4959,5007$  e di  $H\alpha$  suggerisce che in GMASS 0953 sia presente un disco in rotazione. Abbiamo pertanto deciso di studiarne la cinematica per quantificare la massa dinamica della galassia, per misurare il rapporto ( $V/\sigma$ ) e per valutare la stabilità di un disco a  $z \sim 2$  tramite l'applicazione del criterio di stabilità di Toomre (sezione 5.4). Vedremo tuttavia che se per quanto riguarda la massa dinamica è stato possibile definire un limite inferiore, la nostra stima del rapporto ( $V/\sigma$ ) e del parametro di Toomre  $Q$ , che quantifica la stabilità di un disco, risulta affetta da numerose incertezze a causa dei problemi incontrati con la derivazione della dispersione di velocità del gas (sezione 5.2). La derivazione di  $Q$  risulta ulteriormente complicata dal fatto che non conosciamo la componente gassosa

## 5.1 Diagrammi posizione-velocità

dominante del disco di GMASS 0953, come sarà discusso nella sezione 5.4.

Nella sezione 5.1 presenteremo i diagrammi posizione-velocità di [O III]  $\lambda\lambda 4959,5007$  e di  $H\alpha$  e successivamente ci soffermeremo sull'analisi della riga di [O III]  $\lambda 5007$  dalla quale abbiamo estratto la curva di rotazione di GMASS 0953 e il profilo di dispersione di velocità (sezione 5.2). La sezione 5.3 è invece dedicata alla derivazione della massa dinamica ed al confronto con la massa stellare, mentre nella sezione 5.4 verrà discussa l'applicazione del criterio di stabilità di Toomre a GMASS 0953.

### 5.1 Diagrammi posizione-velocità

Per cominciare lo studio della cinematica è stato necessario convertire le lunghezze d'onda dei canali del data-cube in velocità. La separazione in velocità  $\Delta v$  tra due canali può essere calcolata tramite la relazione  $\Delta v = c (\Delta\lambda/\lambda_{sys})$  dove  $\Delta\lambda$  rappresenta la separazione in lunghezza d'onda fra due canali, pari a  $1.95 \text{ \AA}$  per il data-cube in banda H e a  $2.45 \text{ \AA}$  per quello in banda K, e  $\lambda_{sys}$  è la lunghezza d'onda che corrisponde alla velocità sistemica di GMASS 0953. Questa si ottiene solitamente dal profilo di riga globale, il quale mostra l'intensità della riga in funzione della lunghezza d'onda.

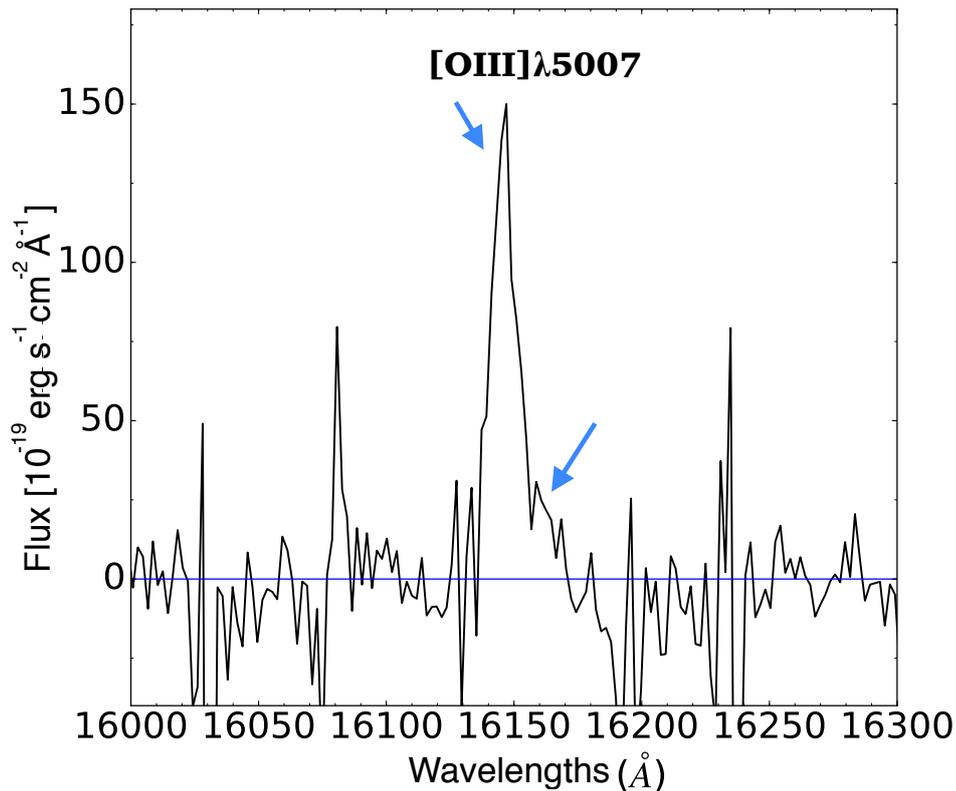


Figura 5.1: Spettro unidimensionale di GMASS 0953 tra 16000 e 16300  $\text{\AA}$  estratto dalla regione del data-cube in banda H contenente la galassia. Si noti in particolare il profilo di riga di [O III]  $\lambda 5007$  che è caratterizzato da due picchi dotati di diversa intensità indicati dalle frecce. Le "emissioni" a 16080  $\text{\AA}$  e a 16230  $\text{\AA}$  sono legate alla sottrazione del cielo.

## 5.1 Diagrammi posizione-velocità

Esso è contraddistinto da due picchi (Figura 5.1), come succede per i dischi in rotazione: essi sono prodotti infatti dalle regioni del disco in avvicinamento (picco a lunghezze d'onda inferiori) e in allontanamento (picco a lunghezze d'onda maggiori). Nel nostro caso, tuttavia, i due picchi sono caratterizzati da intensità molto diverse, a causa della distribuzione non omogenea di [O III]  $\lambda 5007$  in GMASS 0953 (capitolo 4, sezione 4.1). La  $\lambda_{\text{sys}}$  solitamente viene scelta considerando la media tra i valori di  $\lambda$  nelle ali del profilo di riga che corrispondono a un flusso pari al 20% di quello di ciascun picco. Nel nostro caso abbiamo considerato le lunghezze d'onda che individuano il 50% di intensità dei due picchi ed il valore ottenuto per  $\lambda_{\text{sys}}$  è risultato pari a 16152.025 Å. Se si sostituisce questo valore nella relazione per  $\Delta v$ , si ottiene per [O III]  $\lambda 5007$  una separazione in velocità  $\Delta v$  dei canali pari a 36.6 km/s.

A partire da  $\lambda_{\text{sys}}$  si può calcolare il redshift  $z$  di GMASS 0953 tramite la relazione  $z = \frac{\lambda_{\text{sys}} - \lambda_{\text{rest}}}{\lambda_{\text{rest}}} = 2.226$ , dove  $\lambda_{\text{rest}}$  costituisce la lunghezza d'onda a riposo di [O III]  $\lambda 5007$ . Ponendo  $\lambda_{\text{sys}}$  uguale a zero e convertendo le larghezze dei canali  $\Delta\lambda$  in  $\Delta v$ , è possibile ottenere un data-cube in velocità centrato su [O III]  $\lambda 5007$ , dove i valori negativi della velocità identificano le regioni del disco in avvicinamento (*approaching*) mentre i valori positivi si riferiscono a quelle in allontanamento (*receding*).

In maniera simile sono stati prodotti due data-cube centrati sulle righe di [O III]  $\lambda 4959$  e  $\text{H}\alpha$ . In questo caso la  $\lambda_{\text{sys}}$  è stata calcolata tramite la relazione  $\lambda_{\text{sys}} = (1 + z)\lambda_{\text{rest}}$  dove  $\lambda_{\text{rest}}$  è la lunghezza d'onda a riposo di [O III]  $\lambda 4959$  o di  $\text{H}\alpha$ , ottenendo come separazione in velocità  $\Delta v = 36.2$  km/s per [O III]  $\lambda 4959$  e  $\Delta v = 34.7$  km/s per  $\text{H}\alpha$ .

A partire da questi data-cube è possibile costruire i diagrammi posizione-velocità, che mostrano l'emissione della riga in funzione della velocità osservata  $v_{\text{los}}$  lungo una certa direzione nel piano della galassia. In Figura 5.3 sono mostrati i diagrammi posizione-velocità di [O III]  $\lambda\lambda 4959, 5007$  e di  $\text{H}\alpha$  a DEC=  $-27^\circ 46' 23''.21$ , dove questi valori della declinazione individuano approssimativamente l'asse maggiore della galassia (Figura 5.2). Come già visto per le mappe di flusso totale, l'emissione risulta fortemente

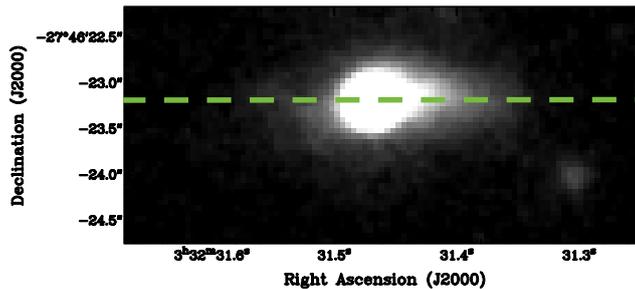


Figura 5.2: Immagine HST in banda H di GMASS 0953 con evidenziato l'asse maggiore da cui sono stati estratti i diagrammi posizione-velocità mostrati in Figura 5.3.

asimmetrica per tutte e tre le righe, con la parte *approaching* (valori negativi della velocità) molto più brillante di quella *receding* (valori positivi della velocità). In particolare, nel caso di [O III]  $\lambda 4959$ , la parte *receding* è solo appena visibile (Figura 5.3 (b)). Per quanto riguarda  $\text{H}\alpha$ , invece, non è chiaro stabilire fino a quali velocità arrivi la parte *approaching* a causa dell'emissione di [N II]  $\lambda 6548$  che, come si è visto dal fit dello spettro GNIRS (capitolo 3, sezione 3.1) si sovrappone parzialmente alla riga (Figura 5.3 (c), in basso). I disturbi visibili in basso nei diagrammi di [O III]  $\lambda\lambda 4959, 5007$

## 5.1 Diagrammi posizione-velocità

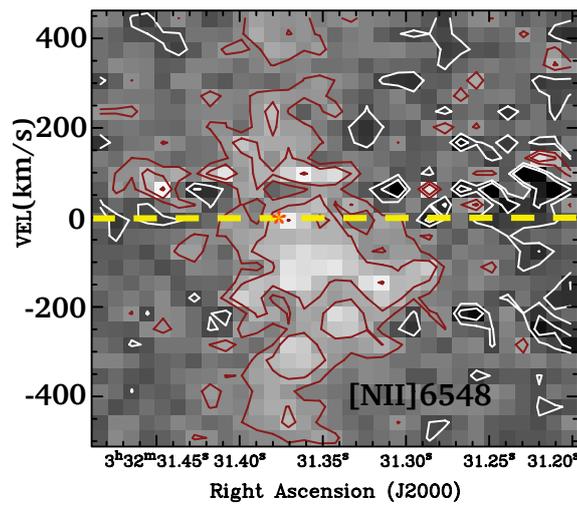
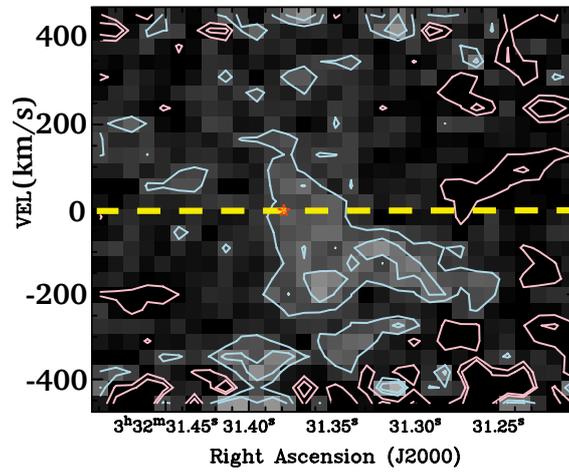
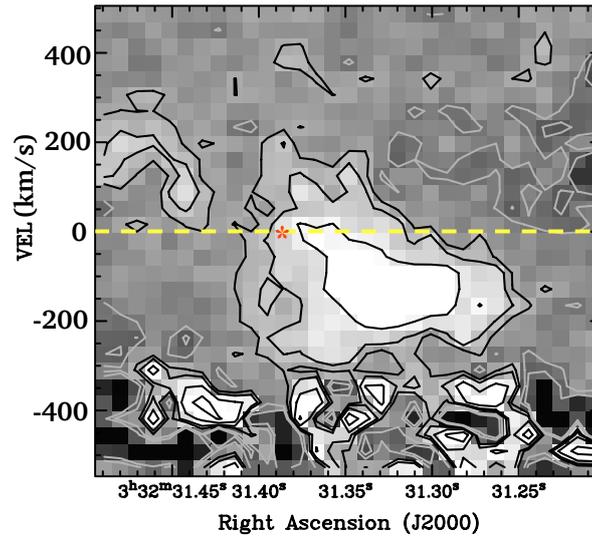


Figura 5.3: Diagrammi posizione-velocità di  $[\text{O III}] \lambda 5007$  (a),  $[\text{O III}] \lambda 4959$  (b) e  $\text{H}\alpha$  (c). I livelli dei contorni sono a  $\pm 2$ ,  $\pm 4$  e  $8\sigma$ . I contorni positivi sono rispettivamente in nero, celeste e rosso. Le linee tratteggiate indicano la velocità sistemica mentre il centro della galassia è indicato con un asterisco.

## 5.1 Diagrammi posizione-velocità

derivano invece dalla sottrazione del cielo (capitolo 4, sezione 4.1) che, per queste due righe, potrebbe nascondere dei canali della parte approaching a velocità più alta.

In tutti e tre i diagrammi posizione-velocità è possibile ravvisare le caratteristiche della rotazione: l'emissione delle righe appare infatti "inclinata", a differenza di quel che accadrebbe per esempio nel caso di un outflow biconico, nel quale un getto punta verso di noi ed uno nel verso opposto (si veda il capitolo 6, sezione 6.1), in cui l'emissione, a causa degli effetti di proiezione, coprirebbe indistintamente tutti i valori della velocità. L'inclinazione delle righe di [O III]  $\lambda\lambda 4959,5007$  è visibile anche dallo spettro GNIRS bidimensionale che abbiamo mostrato in precedenza (Figura 4.3 del capitolo 4). In particolare la parte destra della galassia si muove nella nostra direzione con velocità che arrivano a oltre 250 km/s nel caso di [O III]  $\lambda 5007$ , mentre la parte sinistra si muove nel verso opposto con velocità simili (Figura 5.3 (a)), così come la parte receding di  $H\alpha$  (Figura 5.3 (c)). I valori delle dispersioni osservate superano i 300 km/s nelle regioni centrali per tutte le righe.

Sia i valori della velocità che quelli della dispersione sono tuttavia notevolmente condizionati dal *beam smearing* (Bosma 1978; Begeman 1987). Questo effetto è provocato dalla scarsa risoluzione spaziale dell'osservazione e comporta che il segnale emesso da una regione minore della FWHM della PSF venga diffuso sulle regioni adiacenti a quella di emissione. Tale fenomeno, che si ripete in ogni canale, appiattisce i gradienti di velocità e incrementa la dispersione di velocità osservata per ogni pixel. A questo proposito si veda il lavoro di Di Teodoro & Fraternali (2015) dove questo effetto è stato evidenziato con chiarezza.

Dalla sovrapposizione dei diagrammi posizione-velocità delle tre righe (Figura 5.4) si nota come la cinematica globale delle tre emissioni sia piuttosto simile anche se, nel caso di  $H\alpha$ , non sappiamo dire se il diagramma posizione-velocità debba essere traslato leggermente, in quanto la riga proviene da un data-cube diverso rispetto a quello di [O III]  $\lambda\lambda 4959,5007$ , che non è centrato sulle stesse coordinate (capitolo 4, sezione 4.2).

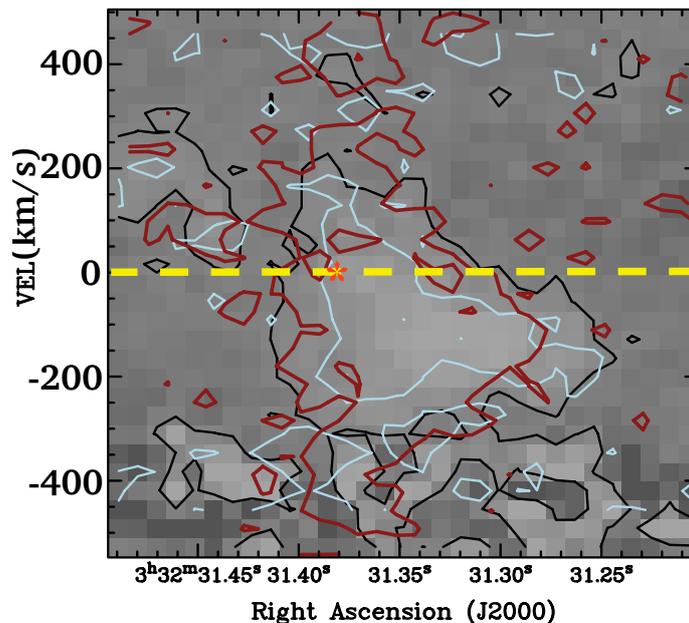


Figura 5.4: Sovrapposizione diagrammi posizione-velocità di [O III]  $\lambda 5007$  (nero), [O III]  $\lambda 4959$  (celeste),  $H\alpha$  (rosso). Il livello dei contorni è a  $2\sigma$  per tutte e tre le righe.

## 5.2 Derivazione della curva di rotazione e del profilo di dispersione di velocità

Tra le righe a disposizione si è deciso di utilizzare i dati di [O III]  $\lambda 5007$  per la derivazione della curva di rotazione e del profilo di dispersione di velocità. Questa scelta è stata effettuata in quanto la riga risulta più brillante rispetto a [O III]  $\lambda 4959$  e meno disturbata rispetto all' $H\alpha$ . L'analisi di  $H\alpha$  è complicata ulteriormente dal fatto che la sua emissione è in parte confusa con quella di [N II]  $\lambda 6548$  (Figura 5.3 (c)).

### 5.2.1 Modello tilted-ring 3D

Solitamente, per studiare la cinematica dei dischi, si adoperava il cosiddetto modello *tilted-ring* (Begeman 1987). Questo modello schematizza un disco come un insieme di anelli concentrici di raggio  $R$  e spessore trascurabile, ognuno dei quali è dotato di una inclinazione  $i$ , definita come l'angolo compreso fra la normale al piano della galassia e la linea di vista, e di un angolo di posizione  $\phi$ , che è invece l'angolo compreso tra la direzione del nord e il semiasse maggiore della parte receding della galassia, percorso in senso antiorario. Si assume inoltre che il disco sia *sottile*, ovvero che la velocità di rotazione  $V(R)$  dipenda solo dall'anello a distanza  $R$  e non soffra della contaminazione degli anelli più interni e/o esterni.

Se sono noti i valori di  $i$ ,  $\phi$  e le coordinate del centro degli anelli, la velocità di rotazione  $V(R)$  per ogni anello può essere calcolata a partire dalla velocità osservata  $v_{\text{los}}$  eseguendo un fit della funzione

$$v_{\text{los}}(x, y) = v_{\text{sys}} + V(R) \sin i \cos \theta \quad (5.1)$$

dove  $\theta$  è l'angolo azimutale nel piano della galassia, che è funzione di  $i$ ,  $\phi$  e delle coordinate del centro. L'insieme dei valori di  $v_{\text{los}}(x, y)$  viene detto campo di velocità e può essere estratto dal data-cube in diversi modi. Per esempio, si può utilizzare il momento primo della distribuzione di intensità lungo l'asse delle velocità (Rogstad & Shostak 1971) o può essere ricavato tramite un fit gaussiano del profilo di riga eseguito per ogni pixel (Begeman 1987; Swaters 1999). Tuttavia, l'utilizzo della (5.1) per la determinazione di  $V(R)$  risulta affidabile solo per campi di velocità estratti da dati ad alta risoluzione angolare in quanto non affetti dal beam smearing, che condiziona fortemente i valori di  $v_{\text{los}}$  e dell'allargamento di riga per ogni pixel come anticipato nella sezione 5.1. L'appiattimento dei gradienti di velocità con il conseguente aumento dell'allargamento di riga osservato dovuto alla scarsa risoluzione spaziale rende infatti difficoltosa la derivazione di  $V(R)$ , in quanto parte della velocità di rotazione viene convertita in dispersione osservata<sup>1</sup>. La degenerazione fra questi due parametri diventa via via più drammatica con l'aumentare dell'angolo di inclinazione e se il disco è spesso. Per angoli di inclinazione vicini a  $90^\circ$  (disco quasi *edge-on*), infatti, la riga risulta ulteriormente allargata dalla proiezione della rotazione lungo la linea di vista e, nel caso in cui lo spessore del disco non risulti trascurabile, la sovrapposizione di più anelli lungo la linea di vista che ruotano a velocità diverse incrementa l'allargamento

<sup>1</sup>Con questa espressione si intende l'allargamento della riga osservato, indipendentemente dalle cause dell'allargamento e che dunque può essere condizionato anche da effetti strumentali e di proiezione, a differenza della dispersione intrinseca che nel gas è originata dai moti termici e dalla turbolenza.

## 5.2 Derivazione della curva di rotazione

---

di riga osservato. L'insieme di questi fattori può avere pesanti conseguenze sui valori di  $V(R)$  derivati dalla (5.1) e pertanto sono stati creati degli algoritmi 3D (es. Józsa et al. 2007; Bouché et al. 2015) che consentono di estrarre la velocità di rotazione senza l'utilizzo della (5.1) in modo da limitare l'effetto del beam smearing.

A causa della PSF della nostra osservazione (FWHM  $\sim 0''.7$ ) abbiamo deciso di avvalerci di questo secondo tipo di approccio adoperando il software <sup>3D</sup>Barolo (Di Teodoro & Fraternali 2015). Questo programma estrae i valori di  $V(R)$  e della dispersione di velocità  $\sigma(R)$  confrontando il data-cube dei dati con un data-cube artificiale che simula l'osservazione di un IFU. Per condurre l'analisi il programma costruisce un modello di disco tridimensionale, costituito da  $N$  anelli di spessore  $W$ , per il quale, attraverso una procedura di minimizzazione, vengono calcolati i parametri che meglio riproducono i dati. Questi parametri sono  $V(R)$ ,  $\sigma(R)$ , gli angoli  $i$  e  $\phi$ , le coordinate del centro degli anelli  $(x_0, y_0)$ , la velocità sistemica  $v_{\text{sys}}$ , l'altezza scala del disco  $z_0$  e la densità di colonna  $\Sigma(R)$ . I valori di  $V(R)$  e  $\sigma(R)$  restituiti dal programma sono dunque ottenuti da un confronto diretto con il data-cube, senza ricorrere al passaggio intermedio dell'estrazione del campo di velocità  $v_{\text{los}}(x, y)$  ed evitando dunque le incertezze associate a tale procedura (es. de Blok et al. 2008). Inoltre, una modellizzazione dei dati in tre dimensioni consente di tenere conto della PSF, in quanto essa viene convoluta con il modello di disco prima del confronto con le osservazioni.

Nella sezione successiva presentiamo il fit effettuato con <sup>3D</sup>Barolo, discutendo i parametri usati per caratterizzare il disco di [O III]  $\lambda 5007$  ed i risultati ottenuti. Una scelta da compiere nell'esecuzione del fit riguarda il profilo di densità adoperato per riprodurre i dati. In questo senso il programma offre due opzioni per simulare la distribuzione di brillantezza osservata. Una possibilità sta nell'adozione di un profilo  $\Sigma(R)$  che preveda un unico valore della densità per ogni anello del disco, che viene calcolato dai dati mediando sui valori della densità di colonna di tutti i pixel che costituiscono un anello (profilo di densità *azimutale*). In alternativa, è possibile servirsi di un modello di densità normalizzato *localmente*, attraverso il quale il disco da confrontare con l'osservazione viene costruito imponendo che il flusso in un certo pixel sia uguale al flusso dello stesso pixel (nel data-cube dei dati) integrato su tutti i canali del dataset. Così facendo è possibile produrre dei modelli dell'osservazione la cui distribuzione di brillantezza risulta il più fedele possibile a quella dei dati, in quanto vengono riprodotte le disomogeneità di cui può essere affetto il singolo anello.

Come abbiamo visto nel capitolo 4 (sezione 4.1) e dal diagramma posizione-velocità nella sezione precedente, siamo in presenza di un disco di [O III]  $\lambda 5007$  che presenta una distribuzione di intensità fortemente disomogenea, con la parte approaching che risulta molto più brillante di quella receding. Pertanto, nell'esecuzione del fit, abbiamo deciso di avvalerci del modello di densità normalizzato localmente in quanto l'assunzione di un unico valore di  $\Sigma(R)$  per tutti i punti che caratterizzano un anello ci è sembrata poco rappresentativa della situazione fisica in esame. Dei modelli con un profilo azimutale di densità sono stati invece utilizzati per trarre delle indicazioni sull'inclinazione del disco e per sottoporre a una verifica i valori di  $V(R)$  e  $\sigma(R)$  calcolati dal fit, come verrà illustrato nel paragrafo 5.2.3.

### 5.2.2 Modello con densità normalizzata localmente

#### Definizione dei parametri del disco

Per eseguire il fit con  ${}^3\text{DBarolo}$  si è deciso di considerare un disco formato da cinque anelli di larghezza pari a circa la metà della PSF ( $W = 0''.35$ ) ed i cui raggi vanno da  $0''.175$  a  $1''.575$ . In questo modo è possibile campionare l'intera emissione di [O III]  $\lambda 5007$  almeno nella parte approaching, la cui estensione lungo l'asse maggiore misura quasi  $2''$ . La parte receding misura invece poco meno di  $1''.5$ , ma è probabile che essa sia più estesa in quanto l'emissione finisce esattamente sul bordo del data-cube (capitolo 4, sezione 4.1). Comunque, non si tratta di un problema per il fit in quanto per  $R > 1''.5$  verranno considerati solo i dati della parte approaching. Si noti inoltre che la scelta di campionare dei punti la cui distanza relativa è inferiore alla larghezza della PSF comporta che i valori di  $V(R)$  e  $\sigma(R)$  calcolati per un anello non siano indipendenti da quelli degli anelli vicini. Tale scelta è stata compiuta a causa delle dimensioni angolari ridotte della sorgente che, nel caso avessimo considerato dei punti situati ad una distanza confrontabile con le dimensioni del *beam*, avrebbe consentito la derivazione di  $V(R)$  e  $\sigma(R)$  per due soli punti.

Definiti i raggi degli anelli, il fit è stato eseguito tenendo come unici parametri liberi la velocità di rotazione  $V(R)$  e la dispersione di velocità  $\sigma(R)$ . Per quanto riguarda gli altri parametri, li abbiamo fissati nel seguente modo. Per la posizione del centro abbiamo usato come riferimento le coordinate del picco del continuo integrato riportate nel capitolo 4 (sezione 4.1) mentre la velocità sistemica  $v_{\text{sys}}$  è stata posta uguale a zero come è stato fatto nella sezione 5.1. L'angolo di posizione dell'asse maggiore  $\phi$  è stato scelto esplorando un intervallo di valori compresi fra  $70^\circ$  e  $100^\circ$ , per ciascuno dei quali è stato prodotto un diagramma posizione-velocità. Si è deciso quindi di fissare  $\phi$  a  $94^\circ$  in quanto, in corrispondenza di questo valore, l'emissione della galassia risulta più estesa spazialmente, lasciando dunque supporre che l'asse maggiore sia verosimilmente inclinato secondo quest'angolo. In Figura 5.5 è mostrata la mappa totale di [O III]  $\lambda 5007$  con la direzione individuata da  $\phi = 94^\circ$ .

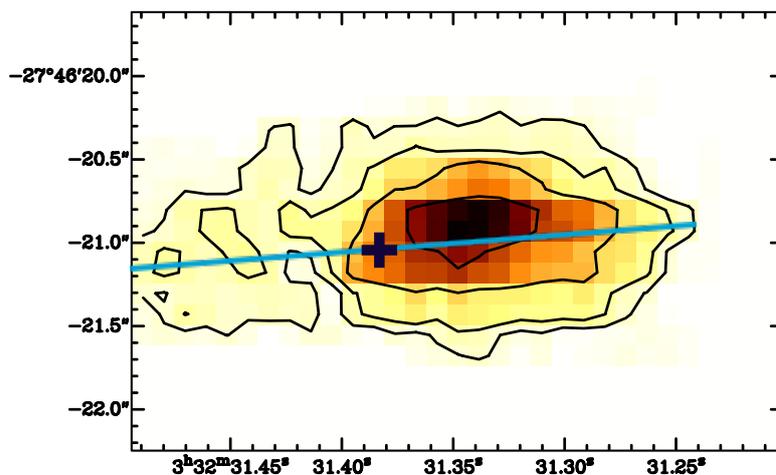


Figura 5.5: Mappa di flusso totale di [O III]  $\lambda 5007$  con indicazione dell'asse maggiore. La croce indica la posizione del picco del continuo, ovvero del centro di GMASS 0953.

## 5.2 Derivazione della curva di rotazione

---

L'inclinazione costituisce invece il parametro più complicato da stimare. Le indicazioni sul valore di  $i$  ci vengono sostanzialmente dalla forma del disco di [O III]  $\lambda 5007$ . Questo infatti appare "schiacciato" lungo la direzione nord-sud (Figura 5.5) e ci sembra pertanto ragionevole che l'inclinazione sia abbastanza alta, verosimilmente compresa fra  $70^\circ$  e  $90^\circ$ . La validità di questa ipotesi è stata confermata dal confronto fra la mappa totale di [O III]  $\lambda 5007$  e alcune mappe artificiali ottenute per angoli di inclinazione fissati. Queste mappe sono state prodotte adoperando un profilo azimutale di densità e pertanto la discussione approfondita della procedura viene rimandata al paragrafo apposito (paragrafo 5.2.3). Come valore dell'angolo di inclinazione si è dunque deciso di scegliere un valore di  $i$  rappresentativo dell'intervallo  $70^\circ$ - $90^\circ$ , fissando  $i$  a  $78^\circ$ .

Infine, per  $z_0$  si è lasciato il valore di default ( $z_0 = 150$  pc) anche se è probabile che il disco abbia uno spessore maggiore. Tuttavia, a causa della PSF dell'osservazione che non consente di risolvere strutture con dimensioni inferiori a 5.8 kpc, riteniamo che la sottostima di  $z_0$  abbia un effetto trascurabile in quanto lo spessore del disco è verosimilmente non risolto dall'osservazione. Fissati tutti i parametri, è stato necessario dichiarare delle informazioni aggiuntive come la distanza di diametro angolare della galassia, che consente di convertire i valori dei raggi da secondi d'arco a kpc, e l'allargamento strumentale spettrale dell'osservazione, espresso in unità di canali.

Per quanto riguarda la risoluzione spettrale, essa è stata calcolata tramite un fit gaussiano delle righe dell'atmosfera situate nelle vicinanze di [O III]  $\lambda 5007$ . Per effettuare questa operazione si è fatto uso di un data-cube registrato in una regione adiacente a quella di GMASS 0953 dal quale non sono state sottratte le righe del cielo (capitolo 2, sezione 2.4). I fit sono stati effettuati sulle righe dell'atmosfera nell'intervallo 16032-16227 Å e come stima dell'allargamento si è deciso di considerare il valore medio tra le deviazioni standard delle gaussiane. Questo, in unità di canali, risulta pari a 1.8, che corrisponde a un  $\Delta v$  di circa 65 km/s per il valore medio delle deviazioni standard. La distanza di diametro angolare  $d_A(z)$  è stata invece calcolata a partire dal redshift della sorgente tramite la relazione  $d_A(z) = d_L(z)/(1+z)^2$ . Per  $z \sim 2.226$  un secondo d'arco corrisponde a circa 8.4 kpc, assumendo i parametri cosmologici  $H_0 = 69.6$  km s $^{-1}$ Mpc $^{-1}$ ,  $\Omega_M = 0.3$  e  $\Omega_\Lambda = 0.7$ .

Le informazioni relative al beam, necessarie al programma per simulare un'osservazione analoga alla nostra, sono state ottenute effettuando un fit gaussiano bidimensionale su una stella standard osservata nella notte in cui sono stati raccolti i dati. Esso ha una FWHM di 0".74 lungo l'asse maggiore e di 0".58 lungo l'asse minore, ed un angolo di posizione di  $94.4^\circ$ .

## 5.2 Derivazione della curva di rotazione

### Risultati

In Figura 5.6 è mostrato un confronto fra i dati (contorni blu) e il modello prodotto dal programma (contorni rossi). I contorni corrispondono ai valori di 2, 4, 8 $\sigma$ . Notiamo che i canali del modello riproducono complessivamente la distribuzione fortemente disomogenea del disco di [O III]  $\lambda 5007$ .

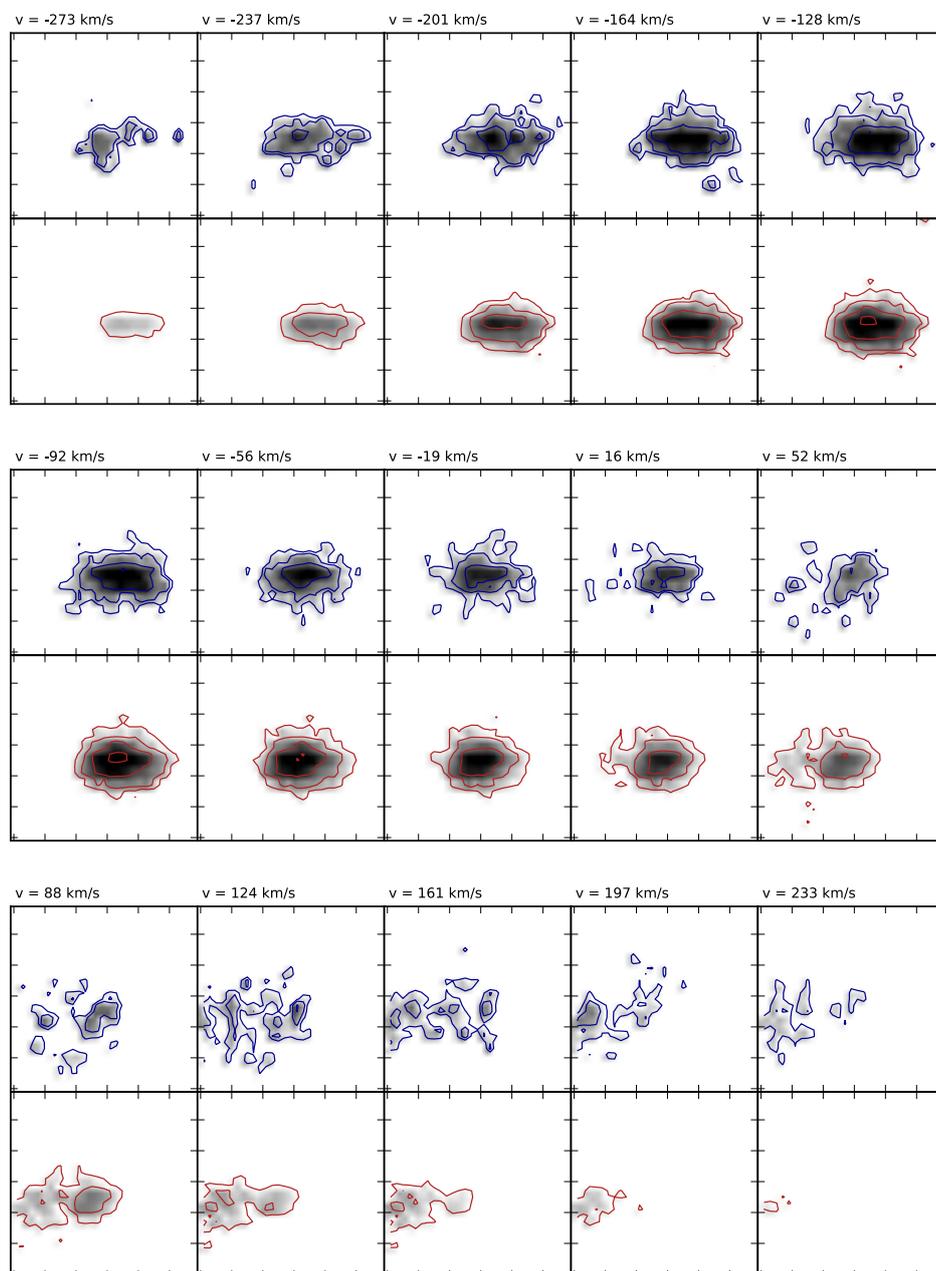


Figura 5.6: Confronto fra i canali con i dati (contorni blu) ed i canali del modello (contorni rossi). I livelli dei contorni sono a 2, 4, 8 $\sigma$ . Per i dati di [O III]  $\lambda 5007$  si è fatto uso dei canali mascherati (capitolo 4, sezione 4.1).

## 5.2 Derivazione della curva di rotazione

In Tabella 5.1 sono invece riportati i valori della velocità di rotazione e della dispersione di velocità dei diversi anelli. La curva di rotazione e il profilo di dispersione di velocità sono in Figura 5.7.

R (arcsec)	R (kpc)	V(R) (km/s)	$\sigma(R)$ (km/s)
0.175	1.47	$162^{+41}_{-46}$	$105 \pm 14$
0.525	4.41	$146^{+25}_{-23}$	$96^2$
0.875	7.35	$152^{+13}_{-15}$	$62 \pm 11$
1.225	10.29	$165^{+17}_{-13}$	$40 \pm 15$
1.575	13.23	$182^{+16}_{-16}$	4

Tabella 5.1: Raggi degli anelli (in secondi d'arco e in kpc) e valori di  $V(R)$  e  $\sigma(R)$ .

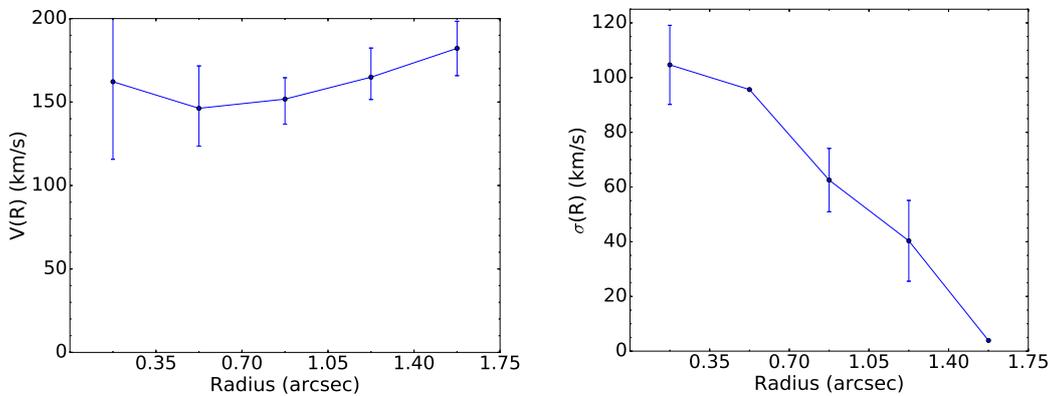


Figura 5.7: Curva di rotazione (a sinistra) e profilo radiale di dispersione di velocità (a destra).

Per verificare i valori di  $V(R)$  e  $\sigma(R)$  corrispondessero effettivamente a dei minimi assoluti, sono stati prodotti dei grafici che mostrano il valore dei residui della procedura di minimizzazione nello spazio dei parametri ( $V(R)$ ,  $\sigma(R)$ ). L'algoritmo utilizzato per modellare i dati presenta infatti l'inconveniente di convergere, in alcune situazioni, su dei minimi locali (Di Teodoro & Fraternali 2015). I grafici, derivati per ogni anello, sono mostrati in Figura 5.8. I minimi assoluti sono identificati dalle zone di colore più scuro che, come si vede dalle immagini, corrispondono sostanzialmente ai valori indicati in tabella.

Come si vede dalla Tabella 5.1 i valori di  $V(R)$  oscillano fra circa 150 km/s e 180 km/s e, tenuto conto delle barre di errore, essi definiscono una curva di rotazione all'incirca piatta. I valori della dispersione, invece, risultano molto elevati nelle regioni centrali e decrescono verso l'esterno. In Figura 5.9 è invece mostrata la sovrapposizione dei diagrammi posizione-velocità dei dati (contorni blu ed emissione in grigio) e del modello (contorni rossi), estratti dall'asse maggiore della galassia. Come già accennato,

<sup>2</sup>Per il secondo e per il quinto anello l'algoritmo non ha calcolato gli errori. Questi vengono stimati dal programma esplorando i valori di  $\sigma(R)$  vicini al minimo nello spazio dei parametri e valutando come cambia il best-fit in base a questi valori. Tuttavia a volte il programma non riesce a calcolare correttamente questa variazione, ma si tratta di un problema legato alla stima degli errori e non al valore di  $\sigma(R)$  calcolato dal fit. Come si nota dai grafici mostrati in Figura 5.8 è lecito aspettarsi

## 5.2 Derivazione della curva di rotazione

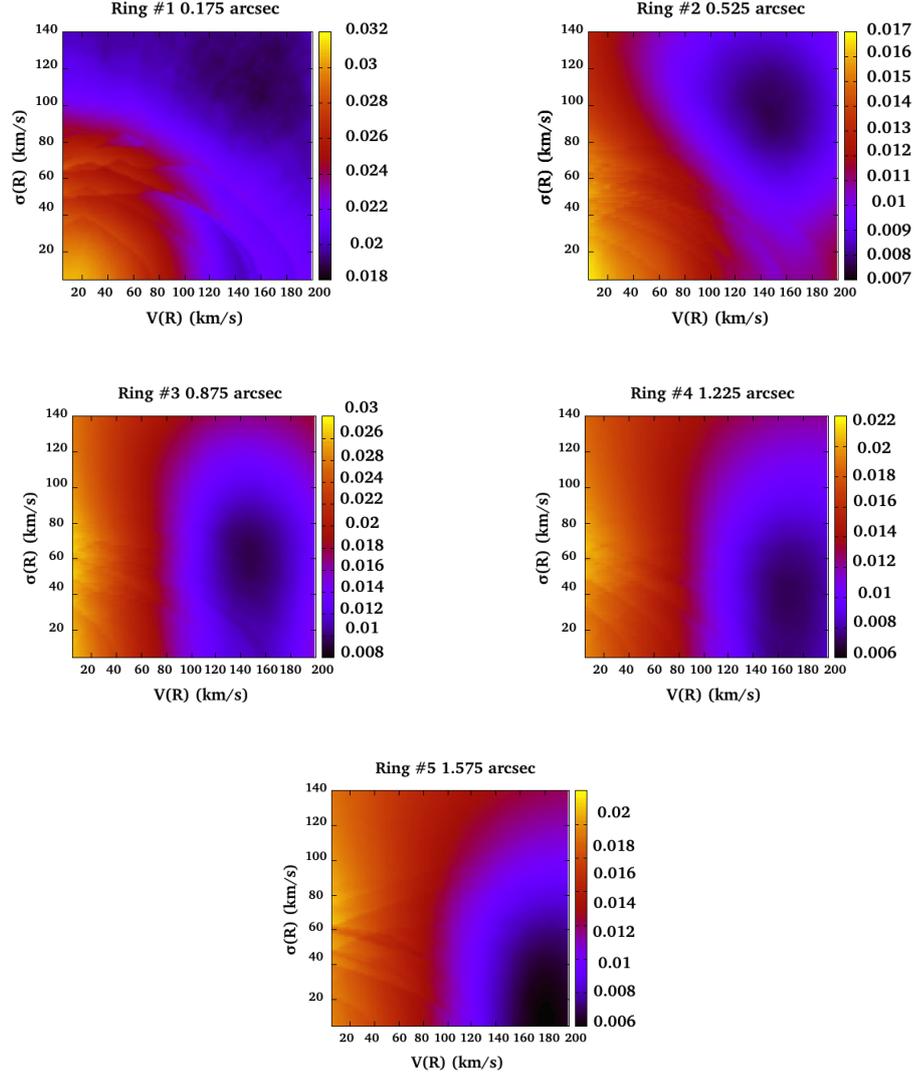


Figura 5.8: Residui nello spazio  $(V(R), \sigma(R))$ . Le regioni più scure individuano i minimi assoluti.

il punto più esterno della curva di rotazione cade al di fuori della parte receding. Dal confronto fra i contorni si nota che la cinematica del disco viene globalmente riprodotta dal modello. Tuttavia, se si guarda la parte approaching, notiamo come il contorno più esterno (livello a  $2\sigma$ ) appaia più largo lungo l'asse delle velocità rispetto ai dati. Questo può significare una dispersione più alta rispetto a quello osservata nella zona tra  $1''.5$  e  $2''$  e delle velocità maggiori di  $v_{\text{los}}$  intorno a  $1''$ . Tuttavia, a causa della riga dell'atmosfera situata in corrispondenza dei canali a più alta velocità della parte approaching (Figura 5.3 (a)), è possibile che il segnale della galassia si estenda oltre il contorno a  $2\sigma$  dei dati, e pertanto l'eccesso previsto dal modello nella parte bassa del diagramma potrebbe essere verosimile.

Se ci spostiamo nelle regioni centrali (valori tra  $-0''.5$  e  $0''.5$ ) si nota invece come il modello non si accordi ai dati, sottostimando le alte velocità approaching osservate

che l'errore per il secondo anello sia simile a quelli per il primo, terzo e quarto punto, mentre la determinazione di  $\sigma(R)$  del quinto anello appare più incerta.

## 5.2 Derivazione della curva di rotazione

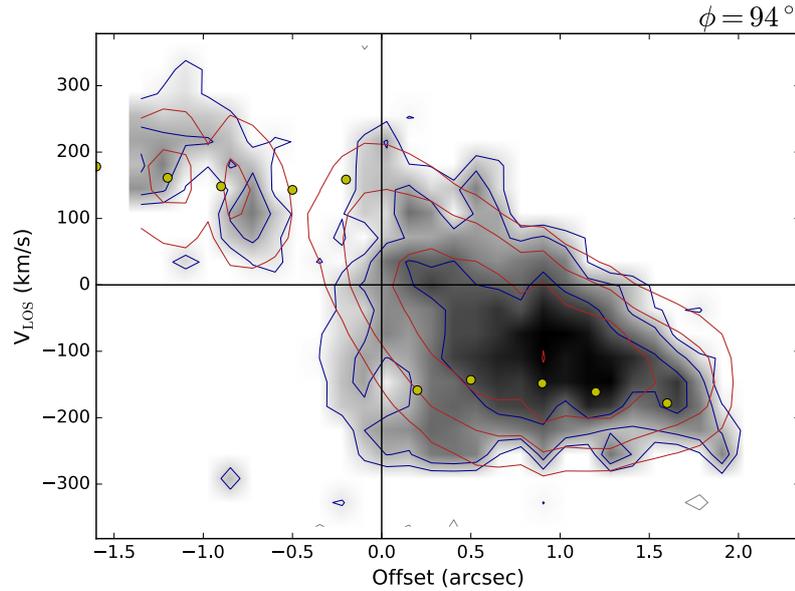


Figura 5.9: Modello normalizzato localmente: diagramma posizione-velocità. I contorni sono a 2, 4, 8  $\sigma$ . I punti in giallo indicano la velocità di rotazione proiettata lungo la linea di vista.

(oltre -200 km/s). La mancata riproduzione di questa regione può avere un peso significativo sui valori di  $V(R)$  e di  $\sigma(R)$  dell'anello più interno, che potrebbero risultare sottostimati a causa di questo effetto.

### 5.2.3 Modello con densità azimutale

A causa delle differenze fra i dati ed il modello emerse dal confronto dei diagrammi posizione-velocità, abbiamo provato a vedere che cosa accadesse passando da un modello in cui la densità è stata normalizzata localmente ad uno in cui viene adottato un profilo di densità azimutale  $\Sigma(R)$ . Questo modello è stato costruito fissando  $V(R)$  e

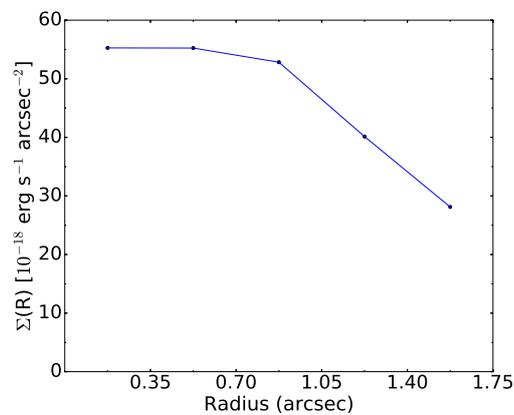


Figura 5.10: Profilo di brillantezza superficiale  $\Sigma(R)$  di [O III]  $\lambda 5007$ . Il profilo risulta all'incirca piatto fino a  $0''.7$  e poi decresce verso l'esterno. L'appiattimento nelle regioni centrali potrebbe essere artificiale a causa della larghezza della PSF ( $\sim 0''.7$ ).

## 5.2 Derivazione della curva di rotazione

$\sigma(R)$  ai valori trovati dal fit descritto in precedenza mentre il profilo di densità è stato ricavato dal profilo di brillantezza superficiale applicando la task `ellint` di GIPSY alla mappa di flusso totale di [O III]  $\lambda 5007$  (Figura 5.10). Tutti gli altri parametri sono stati tenuti uguali a quelli del fit. In Figura 5.11 è mostrato il confronto fra i dati ed il nuovo modello.

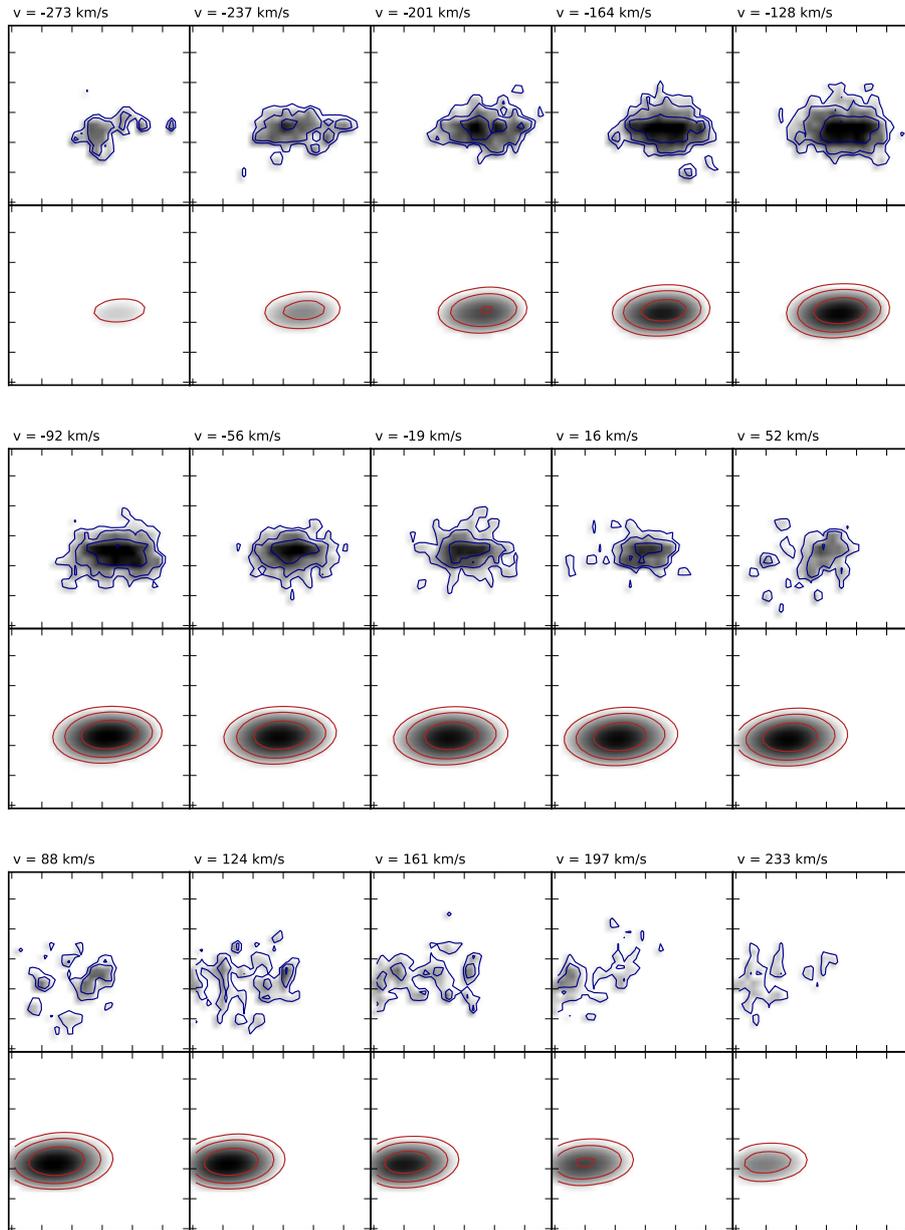


Figura 5.11: Modello con densità azimutale: confronto fra i canali con i dati (contorni blu) ed i canali del modello (contorni rossi). I livelli dei contorni sono a 2, 4, 8  $\sigma$ . Si noti come con questo modello non vengano riprodotte le disomogeneità della distribuzione di brillantezza osservata.

## 5.2 Derivazione della curva di rotazione

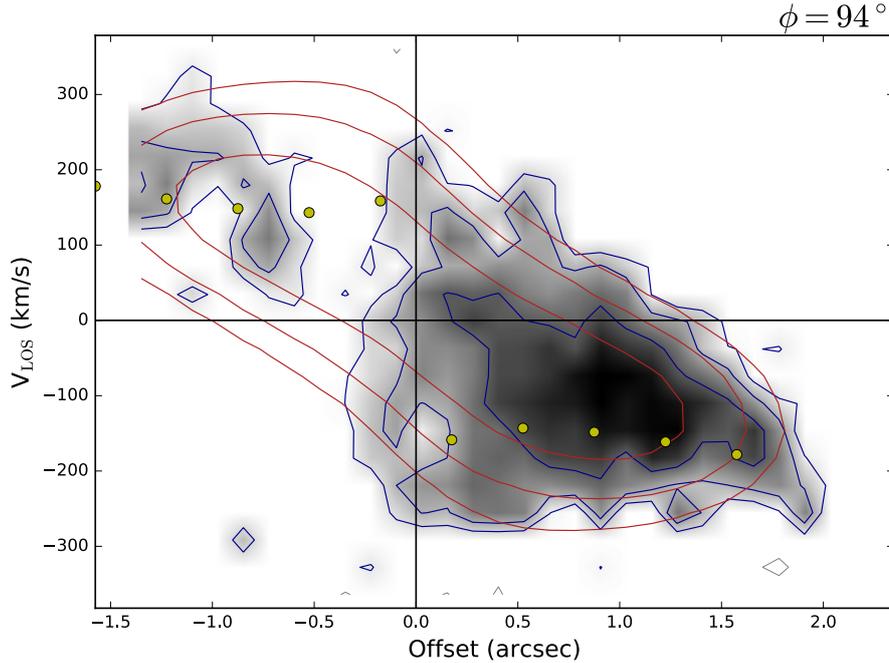


Figura 5.12: Modello azimutale: confronto tra i diagrammi posizione-velocità. I contorni in blu si riferiscono ai dati mentre quelli in rosso al modello. I livelli dei contorni sono a 2, 4, 8  $\sigma$ .

Si noti la differenza dei canali artificiali rispetto a quelli del modello precedente, che adesso non riproducono i dettagli nella distribuzione del gas. Il modello qui utilizzato è infatti totalmente asimmetrico e pertanto non riproduce le disomogeneità di cui può essere affetto il singolo anello ma assegna ad esso un valore medio della densità.

In Figura 5.12 è invece mostrato il diagramma posizione-velocità. Anche un modello totalmente assisimmetrico, costruito con i valori di  $V(R)$  e di  $\sigma(R)$  calcolati dal fit, riproduce dunque la forma globale del diagramma posizione-velocità. Come si nota dai contorni rossi, l'adozione di un profilo di densità azimutale assegna la stessa distribuzione di brillantezza alla parte approaching e a quella receding del disco, con l'effetto di introdurre segnale nelle zone della parte receding dove non è presente emissione.

Se ci soffermiamo sulla regione centrale della parte approaching notiamo che con questo modello migliora significativamente la riproduzione dell'emissione, anche se una piccola parte del segnale continua ad essere tralasciata. Questo miglioramento è probabilmente legato al valore di  $\Sigma(R)$  dell'anello più interno che adesso è più brillante delle regioni esterne (Figura 5.10) a differenza di quel che accadeva con il modello normalizzato localmente. Con la normalizzazione locale la maggior parte del flusso era infatti verosimilmente concentrata negli anelli intorno a  $1''$  (regioni più brillanti del diagramma posizione-velocità) che dopo l'operazione di media azimutale raccolgono meno flusso.

A questo punto si è deciso di utilizzare dei modelli con un profilo azimutale di densità per verificare quanto i valori di  $V(R)$  e di  $\sigma(R)$  trovati dal fit fossero affidabili. Nonostante si sia fatto uso di una modellizzazione tridimensionale dei dati, la presenza del forte beam smearing nella nostra osservazione ci spinge ad essere cauti nei confronti dei

## 5.2 Derivazione della curva di rotazione

valori di  $V(R)$  e di  $\sigma(R)$ . Pertanto, si è deciso di sottoporli ad un controllo. Un modo per vagliare l'attendibilità dei punti di una curva di rotazione e del profilo radiale di dispersione di velocità consiste nel produrre dei nuovi data-cube modello, all'interno dei quali  $V(R)$  e  $\sigma(R)$  calcolate dal fit sono sottoposte ad una variazione, e nel verificare, attraverso un controllo visivo del diagramma posizione-velocità, se con valori diversi di  $V(R)$  e di  $\sigma(R)$  si ottenga un miglioramento oppure un peggioramento nella riproduzione dei dati. Una procedura di questo tipo è stata utilizzata da Swaters (1999) e da Swaters et al. (2009) per correggere l'effetto del beam smearing in osservazioni di galassie nane a bassa risoluzione.

Il controllo è stato effettuato su tutti gli anelli e per ciascuno di essi abbiamo variato un solo parametro alla volta (o  $V(R)$  o  $\sigma(R)$ ), fissando  $V(R)$  e  $\sigma(R)$  degli altri anelli ai valori calcolati dal fit. Siamo partiti dal primo anello: in questo caso si è trovato che sia un aumento che una diminuzione di  $V(R)$  o di  $\sigma(R)$  non apporta dei cambiamenti significativi al modello. In Figura 5.13 sono mostrati i diagrammi posizione-velocità ottenuti imponendo per il primo punto un valore di  $V(R)$  di 220 km/s (Figura 5.13(a)) e 50 km/s (Figura 5.13 (b)) e  $\sigma(R)$  uguale a 200 km/s (Figura 5.13 (c)) e 10 km/s (Figura 5.13 (d)). In particolare si noti come anche una velocità di 50 km/s o una di-

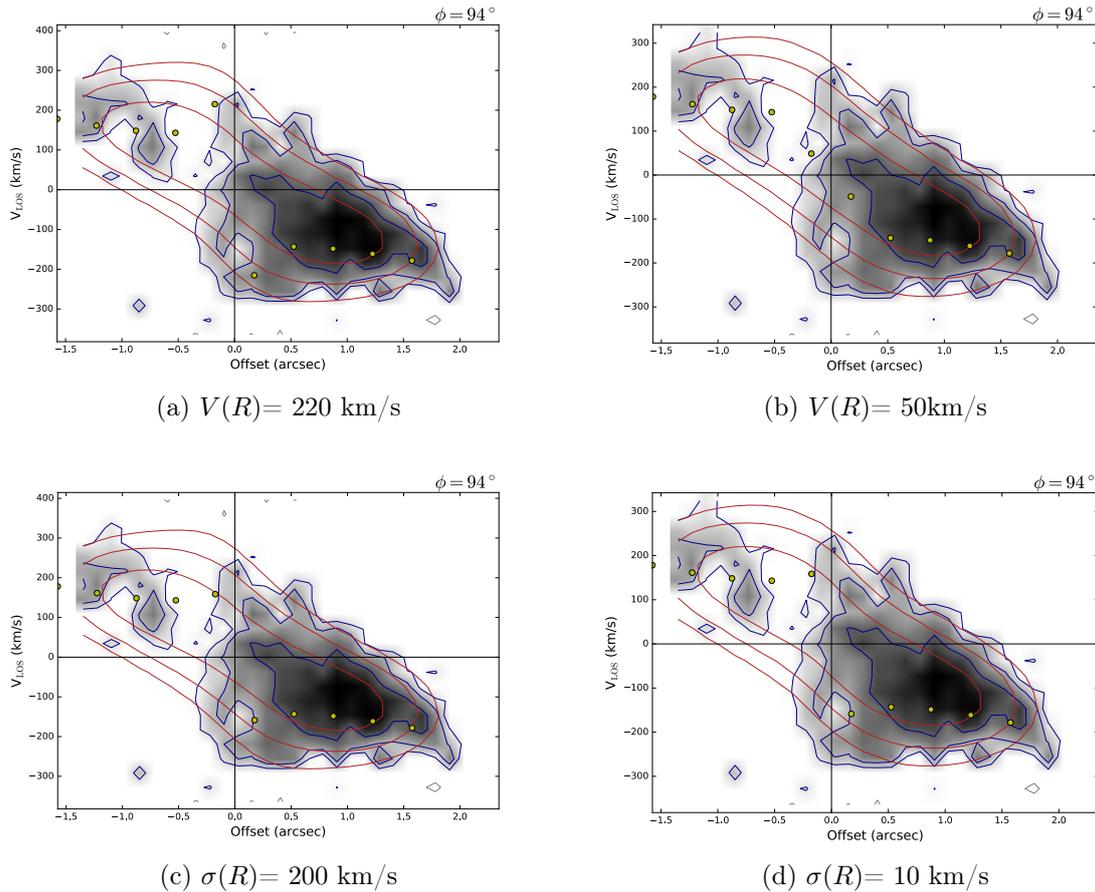


Figura 5.13: Diagrammi posizione-velocità con  $V(R)$  e  $\sigma(R)$  modificate per il primo anello.

spersione di 10 km/s siano in grado di riprodurre i dati. Questo significa che il modello è poco sensibile ai valori di  $V(R)$  e di  $\sigma(R)$  del primo anello. Crediamo che questo effetto sia legato alla scarsa risoluzione spaziale dell'osservazione. Stiamo infatti consi-

## 5.2 Derivazione della curva di rotazione

derando un anello la cui larghezza ( $\sim 0''.35$ ) si trova dentro l'elemento di risoluzione e pertanto ci aspettiamo che, a causa del beam smearing, l'emissione nella parte centrale dipenda anche da anelli diversi dal primo.

Successivamente abbiamo sottoposto il secondo anello a dei controlli analoghi. Ricordiamo che in questo caso i valori trovati dal fit erano di circa 150 km/s per la velocità e di 95 km/s per la dispersione. In questo caso, il modello si è mostrato un po' più sensibile alla variazione dei parametri, anche se notiamo come sia una  $\sigma(R)$  di 10 km/s (Figura 5.14 (d)) che una  $V(R)$  di 50 km/s (Figura 5.14 (b)) non alterino la riproduzione dei dati in maniera sostanziale. Se consideriamo invece dei valori elevati per entrambe le quantità ( $V(R) \sim 220$  km/s e  $\sigma(R) \sim 220$  km/s) viene migliorata leggermente la riproduzione dei dati nella regione centrale (Figura 5.14 (a) e Figura 5.14(c)), a significare che l'emissione al centro è condizionata da anelli diversi dal primo. Questo risultato tuttavia non sorprende in quanto il secondo anello ha un raggio pari a circa tre quarti della FWHM del beam e pertanto l'emissione centrale risulta sensibile ad esso.

Comunque, poiché l'utilizzo di  $V(R)$  o di  $\sigma(R)$  basse per il secondo anello non condi-

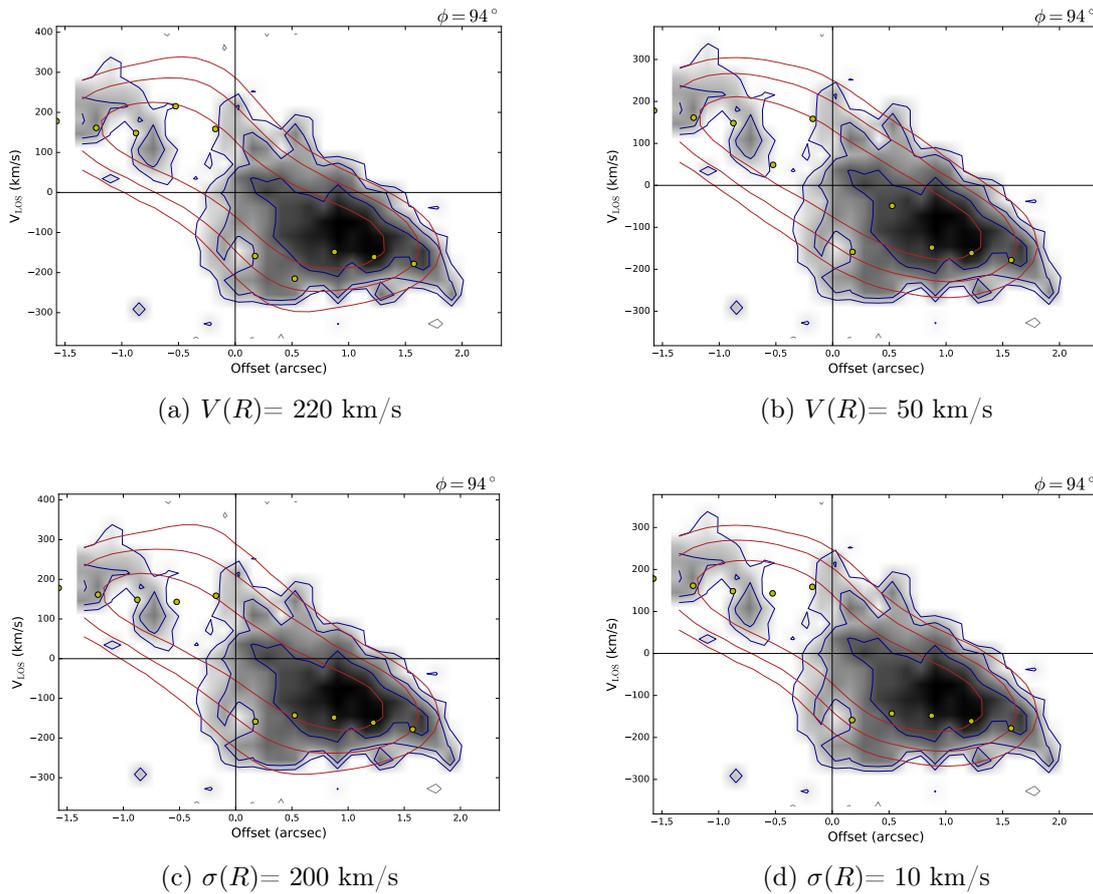


Figura 5.14: Diagrammi posizione-velocità con  $V(R)$  e  $\sigma(R)$  modificate per il secondo anello.

zione in maniera troppo drastica la forma del modello, sarebbe il caso che si riflettessero sugli errori che diamo ai valori di  $V(R)$  e di  $\sigma(R)$  per il primo e il secondo anello (Tabella 5.1).

## 5.2 Derivazione della curva di rotazione

Estendendo questi controlli agli anelli successivi si è trovato che muovendosi verso l'esterno del disco, i valori della velocità di rotazione calcolati dal fit diventano via via più credibili in quanto una loro alterazione modifica il modello in maniera sostanziale. Si guardi per esempio la Figura 5.15, dove appaiono tre modelli ottenuti imponendo una  $V(R)$  di 50 km/s per il terzo (Figura 5.15 (a)), il quarto (Figura 5.15 (b)) e il quinto punto (Figura 5.15 (c)).

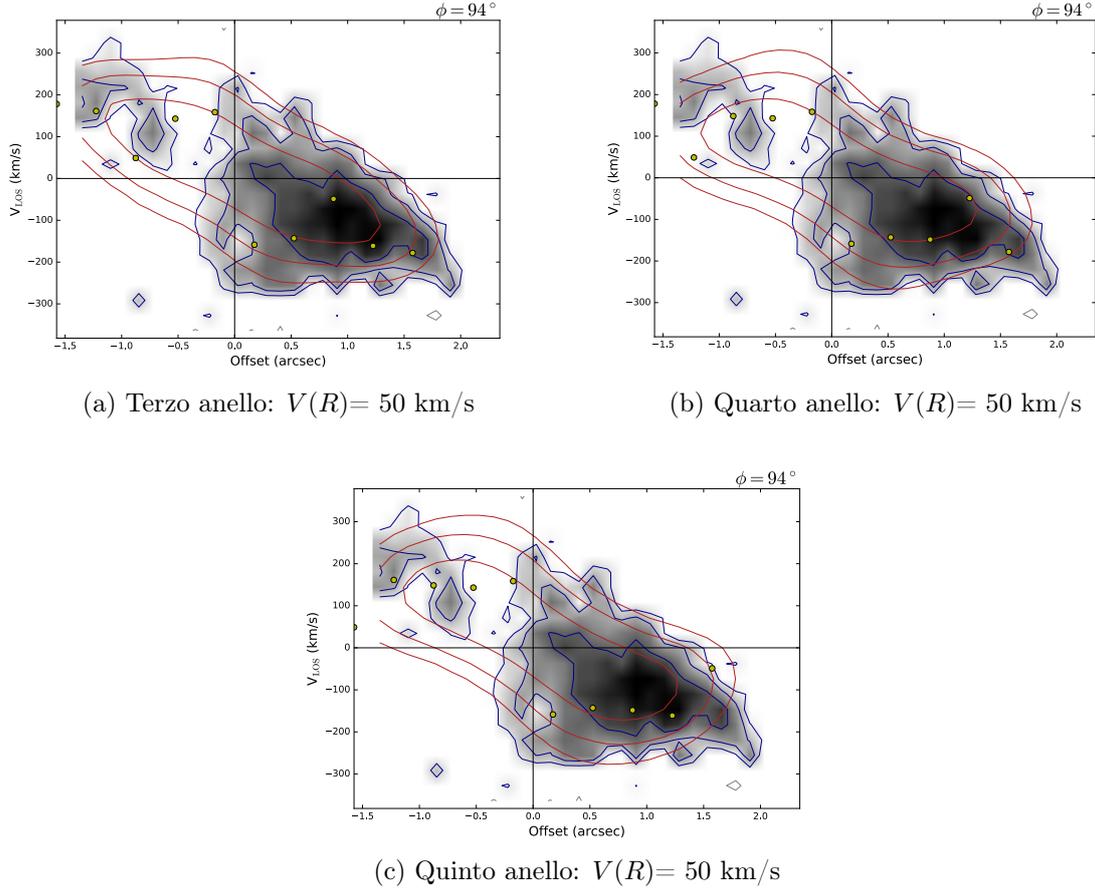


Figura 5.15: Diagrammi posizione-velocità con  $V(R) = 50$  km/s per il terzo (a), il quarto (b) e il quinto anello (c).

Per quanto riguarda i valori della dispersione di velocità, si è trovato che valori di  $\sigma(R)$  di 10 km/s o di 100 km/s per il terzo e per il quarto anello (i valori calcolati dal fit erano rispettivamente di 62 km/s e 40 km/s) non apportano dei cambiamenti al modello (Figura 5.16, primi quattro pannelli), così come esso non viene alterato se si utilizza una  $\sigma(R)$  di 100 km/s per il quinto anello (valore del fit  $\sigma(R) \sim 4$  km/s) come si vede in Figura 5.16 (e).

Al termine di questa analisi, si è deciso di considerare affidabili solo i valori della velocità di rotazione degli ultimi tre anelli; la dispersione appare invece dominata dall'effetto combinato del beam smearing, della risoluzione spettrale ( $\sim 65$  km/s) e dalle incertezze sull'inclinazione per tutti i punti. Per quanto riguarda gli anelli più interni, sono necessarie delle osservazioni a più alta risoluzione spaziale che consentano di fare chiarezza

## 5.2 Derivazione della curva di rotazione

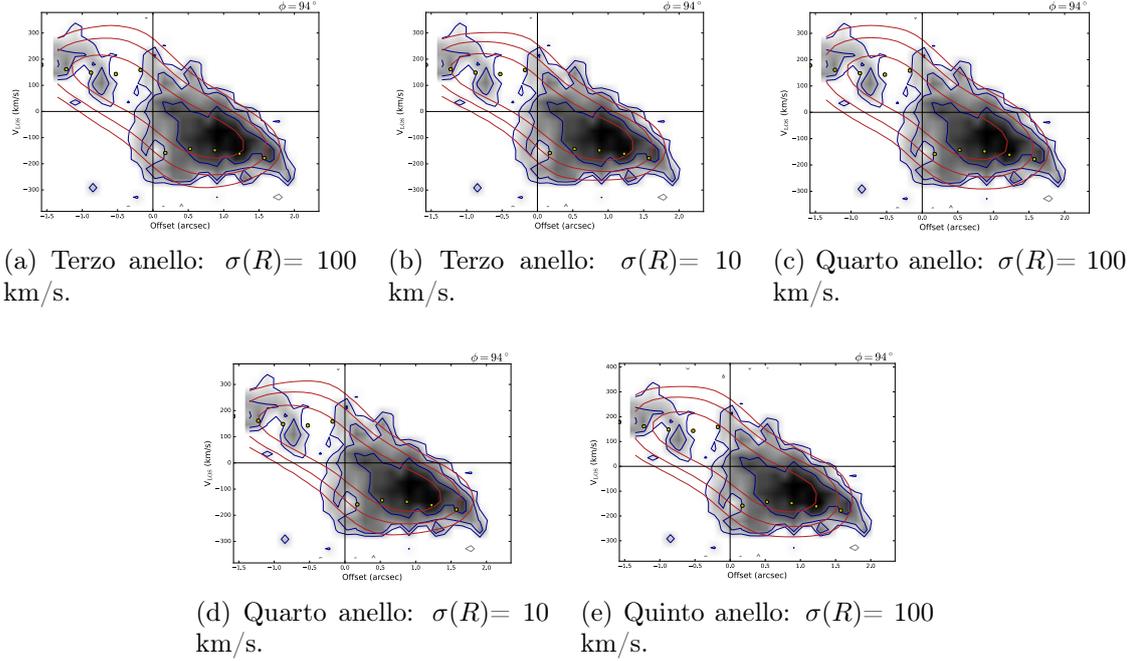


Figura 5.16: Diagrammi posizione-velocità con  $\sigma(R)$  modificata per gli ultimi tre anelli.

sulla cinematica delle regioni al di sotto di 4.5 kpc. Comunque, se venisse confermata la mancata riproduzione della regione centrale da parte di un modello costruito con dati migliori, questo fatto potrebbe suggerire la presenza di una componente non assimilabile ad un disco che si trova nella parte centrale della galassia. L'analisi congiunta dello spettro GNIRS e del data-cube SINFONI ha evidenziato la presenza di una componente che abbiamo interpretato come outflow localizzata nel centro di GMASS 0953 (capitolo 4, sezione 4.1) e la cui emissione, se si considera come riferimento il fit della componente larga di [O III]  $\lambda 5007$  (capitolo 3, sezione 3.1), si sovrappone a quella dei primi canali della parte approaching del disco. Questa componente potrebbe contribuire al segnale che vediamo nella parte bassa del diagramma posizione-velocità, che non viene previsto dal modello di disco. L'unico modo per migliorare la riproduzione di tale emissione con il nostro modello è quello di forzare i valori di  $V(R)$  dei primi due punti a 220 km/s (Figura 5.17, pannello a sinistra) o imporre dispersioni di velocità di 250 km/s (Figura 5.17, a destra). Velocità molto elevate nella parte centrale di una

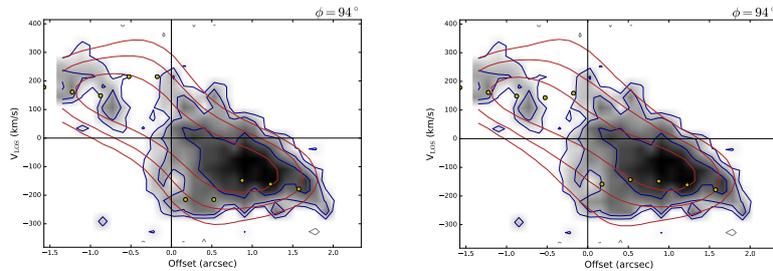


Figura 5.17: Diagrammi posizione-velocità con  $V(R)=220$  km/s (pannello a sinistra) e  $\sigma(R)=250$  km/s (pannello a destra) per i primi due anelli.

## 5.2 Derivazione della curva di rotazione

---

galassia sono in molti casi associate alla presenza di un bulge (es. Noordermeer et al. 2007). In tal senso, un fit della brillantezza superficiale condotto sull'immagine HST in banda H potrebbe essere d'aiuto nel chiarire se nel centro di GMASS 0953 sia presente una componente di questo tipo. Tuttavia, questo va al momento al di là degli scopi di questo lavoro.

I valori di  $V(R)$  degli ultimi tre punti sono stati utilizzati per il calcolo della massa dinamica della galassia, come verrà descritto nella sezione 5.3. Per quanto riguarda la dispersione abbiamo detto che, a causa del beam smearing, i valori calcolati dal fit devono essere trattati con cautela. La determinazione del rapporto  $(V/\sigma)$  di GMASS 0953 risulta dunque molto incerta. Se consideriamo come valore rappresentativo della dispersione la media di  $\sigma(R)$  del terzo e del quarto anello<sup>3</sup>, si ottiene  $\bar{\sigma}(R) \sim 51$  km/s, che ci consente di fornire una stima indicativa di  $(\bar{V}/\bar{\sigma}) \sim 3$ , dove come valore di  $\bar{V}$  si è considerata la media fra le velocità di rotazione degli ultimi tre anelli ( $\bar{V} \sim 166$  km/s) in quanto la curva di rotazione di GMASS 0953 è all'incirca piatta. Il rapporto  $(\bar{V}/\bar{\sigma})$  indica che GMASS 0953 è un sistema dominato dalla rotazione e il valore trovato si accorda a quelli determinati da Genzel et al. (2008) in un campione di galassie a  $z \sim 2$  della survey SINS. Ribadiamo tuttavia che, a causa delle incertezze su  $\sigma(R)$  evidenziate dai nostri controlli su questo parametro, non è possibile pronunciarsi in maniera definitiva in merito al rapporto  $(V/\sigma)$  di GMASS 0953. Lo stesso vale per la stima del parametro di Toomre  $Q$ , nella quale abbiamo utilizzato  $\bar{\sigma}(R)$  come valore orientativo della dispersione di velocità come si vedrà nella sezione 5.4.

### Discussione dell'angolo di inclinazione

Come anticipato nel paragrafo 5.2.1, a partire dal profilo di densità  $\Sigma(R)$  si possono trarre delle informazioni sull'angolo di inclinazione di GMASS 0953. Ricorrendo ad un profilo di densità azimutale è infatti possibile produrre delle mappe di flusso totale del disco per diversi valori di  $i$  e, dal confronto con la mappa totale di [O III]  $\lambda 5007$  ottenuta integrando i dati, si può avere un'indicazione delle inclinazioni più probabili. In Figura 5.18 sono mostrate le sovrapposizioni delle mappe per diversi valori dell'angolo di inclinazione. I contorni in rosso si riferiscono al modello mentre quelli in nero ai dati. Dalle immagini si nota come valori bassi dell'inclinazione ( $i \sim 50^\circ$ - $60^\circ$ ) siano esclusi e che i valori di  $i$  più verosimili sono maggiori di  $70^\circ$ . Il valore di  $78^\circ$  gradi è stato scelto dunque come valore rappresentativo dell'intervallo  $70^\circ$ - $90^\circ$ .

---

<sup>3</sup>Abbiamo considerato i valori di  $\sigma(R)$  di questi due anelli in quanto quelli del primo e del secondo si trovano dentro l'elemento di risoluzione mentre  $\sigma(R)$  dell'ultimo anello appare completamente indeterminata.

### 5.3 Derivazione della massa dinamica

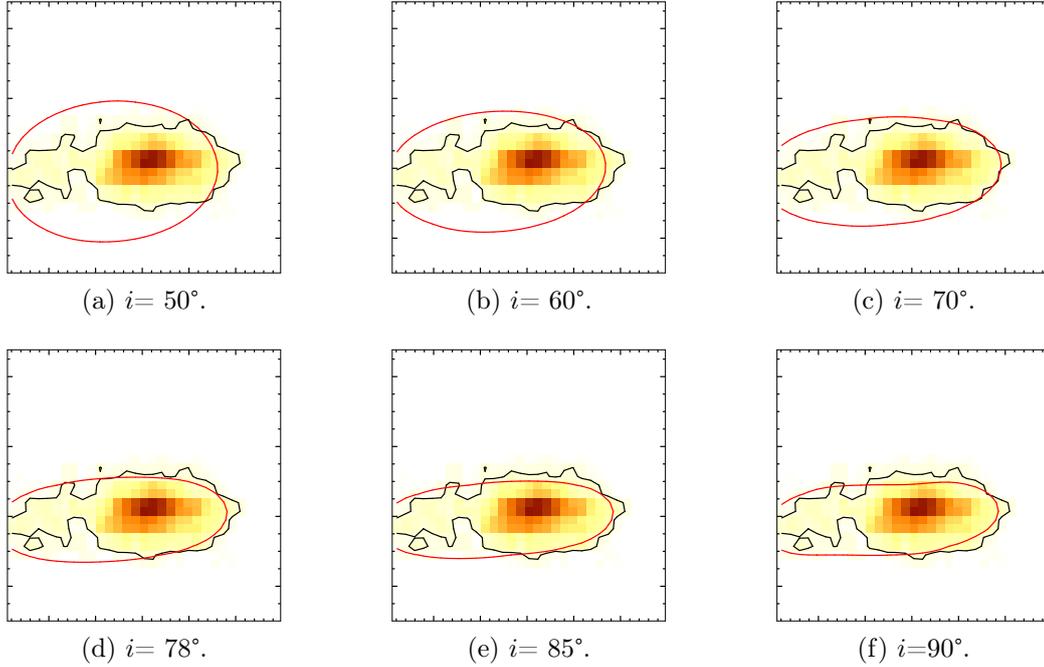


Figura 5.18: Confronto fra le mappe di flusso totale del disco (contorno in nero) e del modello (contorni in rosso). Sono mostrati solo i contorni a  $4\sigma$ .

### 5.3 Derivazione della massa dinamica

I valori della velocità di rotazione derivati nella sezione 5.2 sono stati utilizzati per ricavare una stima della massa dinamica di GMASS 0953. Essa, nell'ipotesi di moto circolare, può essere calcolata mediante la seguente relazione

$$M_{\text{dyn}}(< R) = \frac{RV_c^2}{G} \quad (5.2)$$

dove  $M_{\text{dyn}}(< R)$  è la massa entro il raggio  $R$  e  $V_c$  è la velocità circolare a distanza  $R$ . Questa relazione è valida nel caso di simmetria sferica ma, nel caso di un disco, le variazioni dalla (5.2) sono contenute entro il 10-20%. In teoria, per calcolare la massa dinamica dalla (5.2), sarebbe necessario disporre del valore della velocità circolare, che tuttavia non è a noi noto. La velocità di rotazione derivata dal fit è infatti determinata non solo da effetti gravitazionali ma conta al suo interno anche moti caotici potenzialmente importanti dovuti all'agitazione termica del gas e soprattutto alla turbolenza, sui quali non possiamo tuttavia pronunciarsi in quanto  $\sigma(R)$  è completamente indeterminata. Per un gas che si trovi a una certa temperatura, la relazione che intercorre tra velocità di rotazione  $V(R)$  e potenziale gravitazionale  $\Phi$  è data dalla componente radiale dell'equazione di Eulero

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho \sigma^2(R)}{\partial R} = -\frac{\partial \Phi}{\partial R} + \frac{V^2(R)}{R} \quad (5.3)$$

dalla quale, sostituendo  $V_c = \sqrt{R \frac{\partial \Phi}{\partial R}}$ , si ottiene

$$V_c^2 - V^2(R) = -\frac{R}{\rho} \frac{\partial \rho \sigma^2(R)}{\partial R} = -R \sigma^2(R) \frac{\partial \log(\rho \sigma^2(R))}{\partial R} = V_A^2 \quad (5.4)$$

## 5.4 Calcolo del parametro di Toomre $Q$

dove  $V_A$  è la correzione da apportare a  $V(R)$  per ottenere  $V_c$  da sostituire nella (5.2). Essa viene detta *asymmetric drift correction* (Binney & Tremaine 2008).

Tuttavia l'utilizzo della (5.4) presuppone la conoscenza della dispersione di velocità ed assume una densità che dipenda solo dalla coordinata  $R$ , assunzione che nel nostro caso non vale in quanto la parte receding risulta molto meno brillante di quella approaching. Per questi due motivi non è stato possibile applicare questa correzione e pertanto la nostra stima fornisce solo un limite inferiore per la massa dinamica della galassia in quanto  $V(R) = \sqrt{V_c^2 - V_A^2} < V_c$ .

Per quanto riguarda il valore della velocità da sostituire nella (5.2), poiché i risultati del nostro fit si accordano ad una curva di rotazione piatta, si è deciso di considerare come velocità il valore medio di  $V(R)$  degli ultimi tre anelli. Come valore di  $R$  invece si è considerato il raggio dell'anello più esterno, che è di circa 13 kpc, ottenendo

$$M_{\text{dyn}}(< R) > \frac{R\bar{V}^2(R)}{G} = (8.5 \pm_{-1.5}^{+1.6}) \times 10^{10} M_{\odot}$$

Questo valore<sup>4</sup> risulta inferiore rispetto alla massa stellare stimata dal fit della SED fotometrica del progetto GMASS. Essa è stata derivata assumendo una storia di formazione stellare (*star formation history*, SFH) che cala esponenzialmente nel tempo, la curva di estinzione di Calzetti et al. (2000), una IMF di Kroupa e utilizzando i modelli di sintesi delle popolazioni stellari di Maraston (2005) con metallicità solare. Il suo valore è pari a

$$M_{\star} \approx 1.26 \times 10^{11} M_{\odot}$$

Le incertezze in gioco per il valore di  $M_{\star}$  sono però dell'ordine del 30%; pertanto  $M_{\text{dyn}}$  e  $M_{\star}$  individuano sostanzialmente lo stesso valore. Comunque, un confronto accurato tra  $M_{\text{dyn}}$  e  $M_{\star}$  richiederebbe che la massa stellare sia valutata entro lo stesso raggio che abbiamo utilizzato per stimare la massa dinamica, mentre è verosimile che  $M_{\star}$  si riferisca ad una regione più estesa in quanto si basa su fotometria integrata su tutta l'emissione di GMASS 0953. Ribadiamo inoltre che la nostra stima di  $M_{\text{dyn}}$  costituisce solo un limite inferiore per la massa dinamica in quanto non è stato possibile apportare la correzione per l'*asymmetric drift* che comporta un aumento della velocità da sostituire nella (5.2), con una conseguente crescita di  $M_{\text{dyn}}$ . Infine, la nostra stima di  $V(R)$  potrebbe essere condizionata dalla sottrazione del cielo in corrispondenza dei primi canali della parte approaching di GMASS 0953 (Figura 5.3 (a) della sezione 5.1 e Figura 4.2 del capitolo precedente). E' possibile infatti che la sottrazione del cielo nasconda i canali della regione in avvicinamento a velocità più elevata, provocando dunque una sottostima di  $V(R)$ . La parte receding di GMASS 0953 non ci offre un aiuto in questo senso a causa dell'emissione molto scarsa, come si può notare guardando le stesse figure.

## 5.4 Calcolo del parametro di Toomre $Q$

Secondo il lavoro di Toomre (1964) la stabilità di un disco gassoso dipende dai valori assunti dal parametro  $Q$ , che esprime sostanzialmente il rapporto fra l'energia cinetica  $E_{\text{kin}}$  e l'energia gravitazionale  $E_{\text{grav}}$  del disco. Esso è definito come

$$Q = \frac{k\sigma_{\text{gas}}}{\pi G \Sigma_{\text{gas}}} \sim \frac{E_{\text{kin}}}{E_{\text{grav}}} \quad (5.5)$$

<sup>4</sup>Nel caso si consideri solo la velocità di rotazione dell'ultimo punto per il calcolo di  $M_{\text{dyn}}$  si trova  $M_{\text{dyn}}(< R) > (1.02 \pm 0.18) \times 10^{11} M_{\odot}$

## 5.4 Calcolo del parametro di Toomre $Q$

dove  $k$  è la frequenza di epicyclo, data da  $k = \left( R \frac{d\Omega(R)^2}{dR} + 4\Omega(R)^2 \right)$  con  $\Omega(R)$  velocità angolare del disco al raggio  $R$ , e  $\sigma$  e  $\Sigma_{\text{gas}}$  sono rispettivamente la dispersione di velocità e la densità superficiale del gas. In particolare, nel caso in cui  $Q > 1$ , il disco risulta stabile in quanto il termine cinetico domina su quello gravitazionale e impedisce il collasso della struttura. Al contrario, se  $Q < 1$  il disco diventa instabile e si frammenta in strutture più piccole. Secondo Genzel et al. (2008) la frammentazione può generare delle nubi ad alta densità con elevati SFR che, a causa della frizione dinamica (Binney & Tremaine 2008) con il mezzo esterno a più bassa densità, possono migrare verso il centro della galassia a formare uno sferoide centrale. Pertanto, investigare la stabilità di un disco risulta una questione interessante nell'ambito dei modelli di evoluzione delle galassie.

Comunque, bisogna dire che l'espressione (5.5) è stata derivata nell'ambito della teoria perturbativa dei dischi e si basa sull'assunzione di un disco infinitamente sottile, formato da gas autogravitante che è sottoposto a perturbazioni assisimmetriche. Pertanto l'applicazione del criterio di stabilità di Toomre ad un disco galattico risulta non banale (si veda a tale proposito il lavoro di Romeo et al. 2013).

Per valutare la stabilità del disco di GMASS 0953 si è operato nel seguente modo: abbiamo determinato la frequenza di epicyclo  $k$  in corrispondenza di  $R = 13.23$  kpc, che individua il punto più esterno della curva di rotazione, assumendo una velocità costante pari a  $\bar{V}$ . Il valore trovato risulta pari a  $k = 17.7 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ . Come dispersione di velocità abbiamo invece utilizzato  $\bar{\sigma}(R) = 51 \text{ km/s}$ . Per quanto riguarda la densità superficiale di gas  $\Sigma_{\text{gas}}$ , abbiamo misurato dalla mappa SINFONI di [O III]  $\lambda 5007$  il flusso contenuto nel disco fino a 13 kpc e lo abbiamo convertito nella massa di gas ionizzato presente nel disco  $M_{\text{disk}}^{\text{ion}}$  tramite una procedura che sarà illustrata nel dettaglio nella sezione 6.2 del capitolo 6, in quanto ci ha permesso di stimare la massa dell'outflow di gas ionizzato espulso da GMASS 0953. Il valore<sup>5</sup> di  $\Sigma_{\text{gas}}$  è stato dunque calcolato semplicemente dalla relazione  $\Sigma_{\text{gas}} = M_{\text{disk}}^{\text{ion}}/\pi R^2$ , da cui si trova  $\Sigma_{\text{gas}} \sim 0.3 \text{ M}_{\odot} \text{pc}^{-2}$ . Sostituendo nella (5.5) le quantità appena descritte si ottiene la seguente stima del parametro di Toomre

$$Q \sim 225$$

Stando a questo valore elevato di  $Q$  il disco di GMASS 0953 risulterebbe enormemente stabile. Tuttavia, per una corretta determinazione di questo parametro, bisognerebbe tener conto non solo del gas ionizzato contenuto nella galassia ma della componente che, in prima approssimazione, può considerarsi autogravitante, ovvero quella dominante in massa. In particolare, nelle galassie star-forming a  $z \sim 2$  il gas molecolare può rappresentare una frazione significativa del gas totale contenuto in una galassia (Daddi et al. 2010). L'inclusione di questa componente nel calcolo di  $\Sigma_{\text{gas}}$  comporterebbe un incremento della densità superficiale del gas, con una diminuzione di  $Q$  che al momento non sappiamo quantificare. Per questo motivo riteniamo la nostra stima di  $Q$  incapace di fornire delle indicazioni sulla stabilità del disco. Se invece si utilizzasse il gas molecolare bisognerebbe comunque ripetere lo studio della cinematica in quanto non è detto che questa componente condivida la dispersione di velocità determinata dall'[O

<sup>5</sup>Si fa notare che questo valore di  $\Sigma_{\text{gas}}$  è stato calcolato correggendo il flusso di [O III]  $\lambda 5007$  per l'estinzione della polvere. Nel caso in cui si consideri il flusso non corretto il valore della densità superficiale di gas ionizzato scende a  $\Sigma_{\text{gas}} \sim 0.01 \text{ M}_{\odot} \text{pc}^{-2}$  che comporta  $Q \sim 5855$ . Per approfondire la discussione sulle variazioni sulla massa di gas ionizzato apportate dalla correzione per l'estinzione si guardi il capitolo 6, sezione 6.2

## 5.4 Calcolo del parametro di Toomre $Q$

---

III]  $\lambda 5007$  da sostituire nella (5.5). I primi suggerimenti sul fatto che la cinematica del gas molecolare di GMASS 0953 possa essere diversa da quella di [O III]  $\lambda 5007$  ci vengono dai dati ALMA sul CO (6-5) da poco disponibili su questa galassia e a cui si accennerà nella sezione dedicata ai possibili sviluppi di questo lavoro. Infine, facciamo notare che in questa discussione non si è fatto riferimento al contenuto stellare di GMASS 0953 che aggiunge un contributo ulteriore alla scrittura di  $Q$  e che, come si è visto dal confronto fra  $M_\star$  e  $M_{\text{dyn}}$ , probabilmente risulta la componente dominante della galassia.

## Capitolo 6

# L'impatto del feedback da AGN su GMASS 0953

In questo capitolo discuteremo l'impatto che l'outflow di [O III] rivelato nello spettro GNIRS e nel data-cube SINFONI ha su GMASS 0953. Come si è detto nel capitolo 1 (sezione 1.3), uno dei maggiori interrogativi che si pongono le ricerche attuali è quale meccanismo arresti la formazione stellare nelle galassie sferoidali di grande massa, che si evolvono passivamente già a  $1 < z < 2$ . In questo contesto gli outflow provocati dagli AGN possono rivestire un ruolo cruciale. Essi sono estesi su scale del kpc con velocità maggiori di 500 km/s (Fabian 2012) e sono caratterizzati da valori del tasso di espulsione che può superare di diverse volte lo SFR, come si è visto nel capitolo 1 ad esempio per gli outflow di Cicone et al. (2014); pertanto, attraverso la rimozione di gas disponibile per la formazione stellare, essi potrebbero ridurre in maniera significativa lo SFR di una galassia. Osservazioni di outflow con le caratteristiche appena citate costituiscono ad oggi la migliore evidenza del feedback da AGN in azione, che rappresenta il meccanismo maggiormente chiamato in causa per spiegare l'arresto della formazione stellare nelle galassie early-type di grande massa, determinandone la migrazione dalla blue cloud alla red sequence già a  $z \gtrsim 1.7$  (Cimatti et al. 2013).

Come si è visto nei capitoli precedenti, GMASS 0953 costituisce una galassia star-forming di grande massa ( $M_* \sim 10^{11} M_\odot$ ) che ospita un AGN oscurato; in particolare l'analisi congiunta dei dati GNIRS e SINFONI ha rivelato la presenza di un outflow visibile dalle transizioni di [O III]  $\lambda\lambda 4959, 5007$  localizzato in prossimità del centro della galassia. A causa delle alte velocità osservate nello spettro GNIRS ( $|\Delta v| > 500$  km/s) e per la posizione evidenziata dal data-cube di SINFONI, riteniamo che l'outflow sia connesso all'attività AGN della galassia, come sarà spiegato nella sezione 6.1 di questo capitolo. Inoltre abbiamo cercato di valutare quantità come la massa dell'outflow  $M_{\text{of}}$  (sezione 6.2), il tasso di espulsione  $\dot{M}_{\text{of}}$  e il mass loading factor  $\eta$  per quantificare l'impatto dell'outflow su GMASS 0953, chiedendoci in primo luogo se esso possa avere degli effetti sull'attività di formazione stellare (sezione 6.3). Una delle domande che ci siamo posti in questo lavoro è infatti: può GMASS 0953 rappresentare un progenitore di una galassia early-type che termina la formazione stellare a  $1 < z < 2$ ? Per rispondere a questa domanda una misura delle proprietà dell'outflow risulta fondamentale. Vedremo tuttavia che non è stato possibile pronunciarsi in maniera definitiva riguardo a questo interrogativo a causa di alcune incognite (es. presenza o meno di attenuazione della luminosità di [O III] da parte della polvere e ignoranza sulla geometria dell'outflow) che non consentono di ottenere stime definitive di quantità come il tasso di espulsione,

che risulta cruciale per stabilire l’impatto del feedback da AGN su una galassia. Nell’analisi qui presentata ci siamo soffermati sulla componente larga di [O III]  $\lambda 5007$  in quanto rappresenta la riga più brillante in cui è stato rivelato l’outflow; in particolare ci siamo serviti del flusso e della velocità evidenziate dal fit sullo spettro GNIRS per la determinazione della massa di gas ionizzato espulso e del tasso di espulsione  $\dot{M}_{\text{of}}$  mentre i dati SINFONI stati impiegati per la determinazione del raggio dell’outflow, anch’esso necessario per la stima di  $\dot{M}_{\text{of}}$ .

## 6.1 Stima della velocità: evidenza di un outflow provocato da un AGN

Cominciamo parlando della velocità della componente larga di [O III]  $\lambda 5007$ . In particolare vedremo che l’alta velocità osservata rende l’outflow di GMASS 0953 compatibile con quelli espulsi dagli AGN piuttosto che con le espulsioni di massa legate ai venti stellari o alle esplosioni di supernova (capitolo 1, paragrafo 1.2.1). Stando al fit gaussiano descritto nel capitolo 3, la componente larga di [O III]  $\lambda 5007$  copre un range di lunghezze d’onda compreso fra  $16050 \text{ \AA}$  e  $16200 \text{ \AA}$  che corrisponde ad una FWHM di  $1376 \text{ km s}^{-1}$  (Figura 6.1). Valori della FWHM come questi sono compatibili con quelli misurati da Harrison et al. (2012) in numerose galassie attive a  $1.4 < z < 3.4$  e da Brusa et al. (2015) in un campione di AGN oscurati a  $z \sim 1.5$ . Negli outflow provocati dagli AGN la motivazione fisica che si cela dietro larghezze così ampie è legata a diversi fattori: non è detto infatti che la sorgente espella il materiale sempre alla stessa velocità e, anche se così fosse, l’interazione con un mezzo esterno non omogeneo può generare dei gradienti di velocità; a questo si sommano gli effetti di proiezione che accrescono la dispersione lungo la linea di vista.

Per stimare la velocità media  $\Delta v_{\text{of}}$  a cui si muove l’outflow possiamo utilizzare lo shift in lunghezza d’onda  $\Delta\lambda = \lambda_{\text{of}} - \lambda_c$  fra le lunghezze d’onda dei picchi della componente larga  $\lambda_{\text{of}}$  e della componente stretta  $\lambda_c^1$  di [O III]  $\lambda 5007$  derivati dal fit sullo spettro GNIRS. La velocità media dell’outflow  $\Delta v_{\text{of}}$  sarà data quindi dalla relazione  $\Delta v_{\text{of}} = c \Delta\lambda/\lambda_c$ , da cui si trova

$$|\Delta v_{\text{of}}| = (535 \pm 163) \text{ km s}^{-1}$$

dove gli errori associati sono stati propagati da quelli sulle lunghezze d’onda  $\lambda_{\text{of}}$  e  $\lambda_c$  calcolati dal fit. Questa velocità è di nuovo compatibile con quelle misurate negli outflow provocati dagli AGN; in particolare valori di questo tipo sono stati rilevati in alcuni AGN di Tipo 2 del campione di Cimatti et al. (2013) ed in galassie attive a  $1 < z < 3$  da Nesvadba et al. (2006) e Hainline et al. (2011).

Riteniamo dunque che, a causa della velocità e della FWHM osservate, l’outflow di [O III]  $\lambda 5007$  di GMASS 0953 sia stato provocato dall’attività AGN della galassia. Abbiamo detto nel capitolo 1 che anche nelle galassie star-forming inattive sono frequenti

<sup>1</sup>In teoria per il calcolo della differenza in velocità fra l’outflow e la galassia ci si dovrebbe servire della lunghezza d’onda  $\lambda_{\text{sys}}$  corrispondente alla velocità sistemica di GMASS 0953, che abbiamo determinato dal profilo della componente stretta di [O III]  $\lambda 5007$  (capitolo 5, sezione 5.1). Tuttavia, poiché  $\lambda_{\text{sys}}$  è stata stimata dallo spettro SINFONI, abbiamo deciso di utilizzare  $\lambda_c$  calcolata dal fit sullo spettro GNIRS come riferimento per lo zero della velocità, in quanto dati provenienti da strumenti diversi possono presentare delle differenze nella calibrazione in lunghezza d’onda (Brusa et al. 2015). Non è stato possibile stimare  $\lambda_{\text{sys}}$  dai dati GNIRS in quanto in questo spettro i due picchi necessari per la derivazione di  $\lambda_{\text{sys}}$  non sono visibili.

## 6.1 Stima della velocità

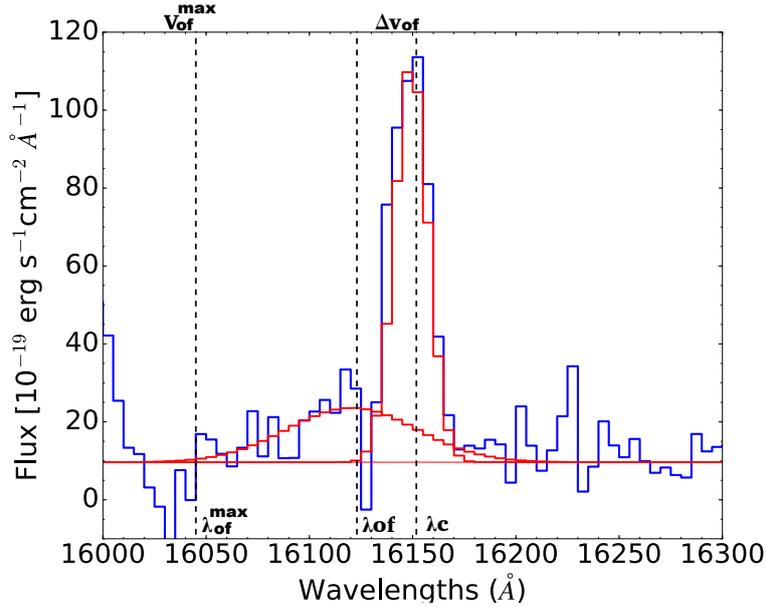


Figura 6.1: Fit della componente larga e della componente stretta di [O III]  $\lambda 5007$  effettuato sullo spettro GNIRS. I dati sono indicati in azzurro mentre il modello è mostrato in rosso. Sono indicate le lunghezze d'onda dei picchi  $\lambda_{of}$  e  $\lambda_c$  delle due componenti di [O III]  $\lambda 5007$  a partire dalle quali è stata calcolata la differenza in velocità  $\Delta v_{of}$  e la lunghezza d'onda  $\lambda_{of}^{max}$  a cui corrisponde la massima velocità dell'outflow  $v_{of}^{max}$ .

outflow associati ai venti stellari o alle esplosioni di supernova; in questi casi tuttavia le velocità tipiche misurate sono dell'ordine di 100 km/s (Shapley et al. 2003; Steidel et al. 2010; Talia et al. 2012), dunque inferiori rispetto al nostro valore. Certamente, in una galassia con uno SFR  $\sim 270 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$  come GMASS 0953, anche la formazione stellare contribuisce all'espulsione di gas ionizzato visibile dalla transizione di [O III]  $\lambda\lambda 4959, 5007$ ; tuttavia, l'alta velocità osservata ci induce a credere che l'AGN ospitato nella galassia offra un contributo determinante all'allontanamento del gas. Questa interpretazione è avvalorata dalla posizione della componente larga di [O III]  $\lambda 5007$  (Figura 6.2). Essa si estende per alcuni kpc e si trova in prossimità del centro di GMASS 0953, e dunque anche la collocazione spaziale suggerisce una possibile connessione con l'attività AGN della galassia. L'esistenza di un outflow con velocità maggiore di 500 km/s ed esteso per diversi kpc rende dunque GMASS 0953 un sistema in cui il feedback da AGN è potenzialmente in azione e pertanto diventa interessante valutare l'impatto che esso ha sulla galassia tramite la derivazione del tasso di espulsione  $\dot{M}_{of}$ , come si vedrà nella sezione 6.3.

Nota la velocità media dell'outflow, può essere interessante confrontarla con la velocità di fuga  $v_f$  di GMASS 0953. In generale il calcolo della velocità di fuga risulta non banale in quanto dipende dal profilo di densità totale della galassia (Binney & Tremaine, 2008). In prima approssimazione, data una galassia di raggio  $R$  ed indicata con  $M(R)$  la massa che si trova entro quel raggio, una stima di  $v_f$  può essere fornita dalla relazione

$$v_f = \sqrt{\frac{2GM(R)}{R}} \quad (6.1)$$

## 6.1 Stima della velocità

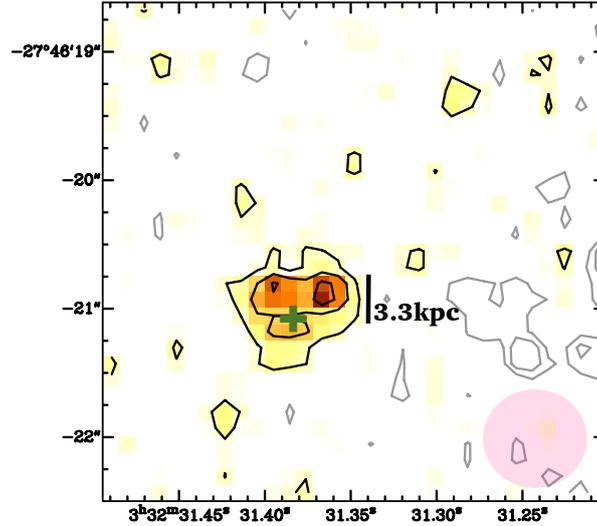


Figura 6.2: Mappa dell’outflow di [O III]  $\lambda 5007$  ricavata dai dati SINFONI. Sono indicati il centro della galassia (croce verde) ed il valore della raggio  $R_{\text{of}} = 3.3$  kpc che nella sezione successiva abbiamo utilizzato come stima del raggio dell’outflow. In basso a destra sono mostrate le dimensioni del beam.

Se consideriamo  $R \sim 13$  kpc, che corrisponde al punto più esterno della curva di rotazione, e sostituiamo al posto di  $M(R)$  la massa dinamica determinata nel capitolo 5, si ottiene per la velocità di fuga da GMASS 0953 un valore pari a

$$v_f \sim 235 \text{ km/s}$$

In particolare risulta  $\Delta v_{\text{of}} > v_f$  a significare che l’outflow potrebbe avere una velocità sufficiente per sfuggire al campo gravitazionale di GMASS 0953. Questo fatto può avere delle conseguenze importanti sulla formazione stellare: se infatti il gas non ricade sulla galassia, l’espulsione di materiale può ridurre il combustibile necessario alla nascita di nuove stelle e dunque giocare un ruolo importante nella riduzione dello SFR di GMASS 0953. Facciamo notare tuttavia che la nostra è sola una stima semplificata di  $v_f$  almeno per due motivi: il primo è che l’outflow si trova in prossimità del centro della galassia e pertanto è possibile che la velocità di fuga dalle regioni centrali di GMASS 0953 sia maggiore del nostro valore di  $v_f$ . Il secondo motivo è che la (6.1) non tiene conto del campo gravitazionale esercitato dall’alone di materia oscura che si trova oltre 13 kpc, che può comportare un aumento della velocità fino a valori dell’ordine di 500-1000 km/s (Greene et al. 2011; Harrison et al. 2012). Infine, ammesso che il gas superi la velocità di fuga, l’interazione con il mezzo esterno può decelerarlo, provocandone la ricaduta sulla galassia.

D’altro canto, la velocità caratteristica dell’outflow potrebbe essere maggiore di  $\Delta v_{\text{of}}$  a causa degli effetti di proiezione: abbiamo accesso infatti alla sola componente radiale della velocità. La direzione in cui viene espulso il gas ionizzato non è purtroppo un parametro a noi accessibile in quanto le mappe che abbiamo realizzato con i dati SINFONI, pur permettendoci di localizzare l’emissione della componente larga di [O III]  $\lambda 5007$ , non ci consentono tuttavia di caratterizzare nel dettaglio la geometria dell’emissione. Pertanto, sulla direzione dell’outflow e sulla sua velocità intrinseca possiamo fare solo delle supposizioni. In mancanza di dati migliori possiamo ipotizzare

## 6.2 Stima della massa dell'outflow

per l'outflow di [O III]  $\lambda 5007$  una struttura geometrica semplice, come quella assunta da Carniani et al. (2015) e Harrison et al. (2012), nella quale il materiale viene espulso in direzione più o meno perpendicolare a quella del disco ed è distribuito in una regione biconica (Figura 6.3). Si ritiene infatti che il gas espulso da un AGN sia confinato perpendicolarmente al piano della galassia in quanto non può propagarsi attraverso il disco a causa della densità più elevata (Zubovas & King 2012). Questo significa che  $\Delta v_{\text{of}}$  costituirebbe un valore prossimo alla velocità intrinseca dell'outflow solo se una galassia fosse approssimativamente *face-on*, ovvero con un angolo di inclinazione piccolo rispetto alla linea di vista. Nel nostro caso abbiamo visto che il disco di [O III]  $\lambda 5007$  ha un'inclinazione verosimilmente compresa tra  $70^\circ$  e  $90^\circ$  (capitolo 5, sezione 5.2). Pertanto, nell'assunzione che l'outflow di [O III]  $\lambda 5007$  abbia la geometria semplice qui descritta, ci aspettiamo che la sua velocità intrinseca sia maggiore di  $\Delta v_{\text{of}}$ . Potremmo prendere allora come velocità rappresentativa<sup>2</sup> dell'outflow quella che corrisponde alla lunghezza d'onda  $\lambda_{\text{of}}^{\text{max}}$  indicata in (Figura 6.1), ovvero la velocità massima  $v_{\text{of}}^{\text{max}}$ , nell'ipotesi che essa sia prodotta da una piccola parte dell'outflow che punta nella nostra direzione e che l'emissione a velocità minori sia imputata ad effetti di proiezione, seguendo l'approccio adottato da Cano-Díaz et al. (2012), Brusa et al. (2015), Cresci et al. (2015). La velocità che si trova in questo caso è pari a

$$v_{\text{of}}^{\text{max}} \sim 1891 \text{ km/s}$$

molto maggiore dunque della velocità di fuga da GMASS 0953.

Vedremo nella sezione successiva che l'assunzione di un modello geometrico che descriva l'outflow è necessaria per stimare grandezze come l'outflow rate  $\dot{M}_{\text{of}}$ , ovvero la quantità di gas espulso in un certo periodo di tempo che, come abbiamo detto nel capitolo 1, è un parametro chiave per quantificare la riduzione di gas in una galassia e per valutare la competizione con lo SFR. Le velocità trovate in questa sezione sono state impiegate in quella successiva per stimare  $\dot{M}_{\text{of}}$  in modo da fornire un limite inferiore e superiore alla quantità di gas ionizzato espulso da GMASS 0953.

## 6.2 Stima della massa dell'outflow

Il primo passo per valutare l'impatto del feedback da AGN su una galassia consiste nel calcolo della massa di gas ionizzato espulso, che può essere stimata dalla luminosità della componente larga di [O III]  $\lambda 5007$ . Per i conti svolti in questa sezione ci siamo rifatti all'approccio adottato da Cano-Díaz et al. (2012) e Carniani et al. (2015) nella modellizzazione di un outflow visibile in [O III]  $\lambda 5007$  in alcuni quasar a  $z \sim 2.4$ . La luminosità di [O III]  $\lambda 5007$  può essere scritta come

$$L_{[\text{O III}]} = \epsilon_{\lambda 5007} f V_{\text{of}} \quad (6.2)$$

dove  $\epsilon_{\lambda 5007}$  è l'emissività<sup>3</sup> della riga,  $V_{\text{of}}$  il volume occupato dall'outflow di gas ionizzato e  $f$  il *filling factor*, che è definito come il rapporto fra il volume occupato dalle nubi che emettono [O III]  $\lambda 5007$  e il volume dell'intero gas ionizzato: facciamo l'ipotesi infatti che la transizione a  $5007 \text{ \AA}$  venga prodotta solo da una frazione del gas ionizzato espulso

<sup>2</sup>Si noti che, nel caso si correggesse per l'angolo di inclinazione della galassia  $i = 78$  utilizzato nella modellizzazione della cinematica di [O III]  $\lambda 5007$  (capitolo 5), la velocità dell'outflow risulterebbe pari a  $v_{\text{of}} = \Delta v_{\text{of}} / \cos i \sim 2500 \text{ km/s}$

<sup>3</sup>Per emissività si intende l'energia emessa per unità di tempo e di volume

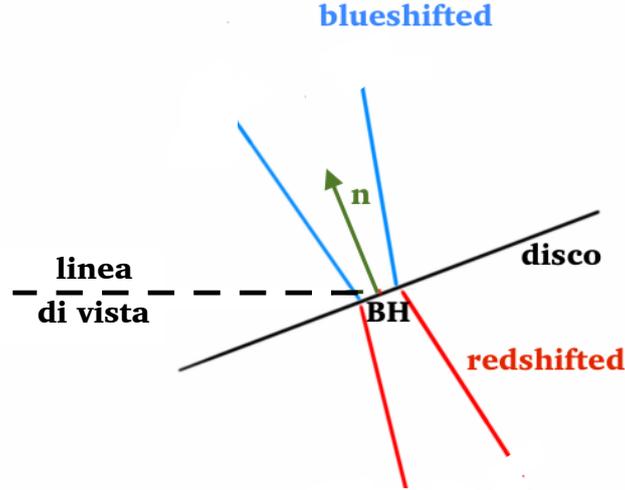


Figura 6.3: Geometria di un modello semplice di outflow. I getti di materiale sono confinati in due coni che partono dal buco nero centrale e si muovono in direzione approssimativamente perpendicolare al piano della galassia (indicata dal vettore  $\mathbf{n}$ ). La radiazione emessa dai due getti apparirà rispettivamente spostata verso il blu o verso il rosso a seconda che il materiale stia puntando verso di noi oppure si muova nel verso opposto. In quest'ultimo caso la radiazione spostata verso il rosso non è spesso visibile in quanto può essere oscurata dal disco.

da GMASS 0953, distribuita in nubi, che occupa un volume pari a  $fV_{\text{of}}$ . L'emissività di una riga è in generale un parametro che dipende dalla temperatura  $T$  del gas, dalla popolazione del livello da cui ha origine la transizione e dalla densità numerica degli elettroni, oltre che dall'energia associata alla riga. Inoltre, nella scrittura della (6.2), abbiamo assunto che  $\epsilon_{\lambda 5007}$  sia costante su tutto il volume da cui deriva l'emissione di [O III]  $\lambda 5007$ . Per questo parametro si è utilizzato il valore stimato da Cano-Díaz et al. (2012), calcolato assumendo una temperatura di  $10^4$  K e che è pari a

$$\epsilon_{\lambda 5007} = 1.11 \times 10^{-9} h\nu_{\lambda 5007} n_{\text{O}^{2+}} n_e \quad [ \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3} ] \quad (6.3)$$

dove  $n_{\text{O}^{2+}}$  è la densità numerica dell'ossigeno ionizzato due volte ed  $n_e$  è la densità elettronica. La densità numerica di  $\text{O}^{2+}$  può essere riscritta come

$$n_{\text{O}^{2+}} = \frac{n_{\text{O}^{2+}}}{n_{\text{O}}} \frac{n_{\text{O}}}{n_{\text{H}}} \frac{n_{\text{H}}}{n_e} n_e \quad (6.4)$$

dove  $n_{\text{O}}$  ed  $n_{\text{H}}$  sono le densità numeriche dell'ossigeno e dell'idrogeno.

Se assumiamo che la maggior parte dell'ossigeno nell'outflow si trovi nella forma  $\text{O}^{2+}$  si ha che  $n_{\text{O}^{2+}}/n_{\text{O}} \approx 1$ . La densità elettronica può essere invece espressa come  $n_e \approx n_{\text{H}^+} + 1.5n_{\text{He}}$  dove il fattore 1.5 deriva dall'aver considerato una miscela di elio costituita per metà da  $\text{He}^+$  e per metà da  $\text{He}^{++}$  (Osterbrock & Ferland 2006). Tenendo conto che la densità numerica dell'elio ionizzato  $n_{\text{He}}$  è in buona approssimazione uguale a  $0.1n_{\text{H}^+}$ , nell'ipotesi che  $n_{\text{H}} \approx n_{\text{H}^+}$ , possiamo scrivere il rapporto  $n_{\text{H}}/n_e \approx n_{\text{H}^+}/n_e \approx (1.15)^{-1}$ , ottenendo per la (6.4) l'espressione

$$n_{\text{O}^{2+}} = \frac{n_{\text{O}}}{n_{\text{H}}} (1.15)^{-1} n_e \quad (6.5)$$

## 6.2 Stima della massa dell'outflow

Il rapporto fra  $n_O$  ed  $n_H$  può invece essere scritto nel modo seguente

$$\frac{n_O}{n_H} = \left( \frac{n_O}{n_H} \right)_{\odot} \frac{n_O}{n_H} \left( \frac{n_O}{n_H} \right)^{-1} = 10^{\log\left(\frac{n_O}{n_H}\right)_{\odot}} 10^{\left[\frac{O}{H}\right]} \quad (6.6)$$

dove  $\left(\frac{n_O}{n_H}\right)_{\odot}$  costituisce il rapporto fra le densità numeriche di ossigeno e idrogeno del sole, ovvero l'abbondanza di ossigeno nel sole, e la metallicità è definita come  $\left[\frac{O}{H}\right] \equiv \log\left(\frac{n_O}{n_H}\right) - \log\left(\frac{n_O}{n_H}\right)_{\odot}$ . Se consideriamo un valore dell'abbondanza di ossigeno del sole  $\left(\frac{n_O}{n_H}\right)_{\odot} \approx 4.9 \times 10^{-4}$  (Asplund 2009), sostituendo la (6.5) e la (6.6) nella (6.3) si ottiene per la luminosità di [O III]  $\lambda 5007$  l'espressione

$$L_{[\text{O III}]} = 4.727 \times 10^{-13} h\nu_{\lambda 5007} n_e^2 10^{\left[\frac{O}{H}\right]} fV_{\text{of}} \quad [\text{erg s}^{-1}] \quad (6.7)$$

La massa del gas ionizzato  $M_{\text{of}}$  delle nubi che emettono [O III]  $\lambda 5007$  è data essenzialmente da

$$M_{\text{of}} = (n_{H^+} m_p + n_{\text{He}} m_{\text{He}}) fV_{\text{of}} \quad (6.8)$$

dove  $m_p$  e  $m_{\text{He}}$  sono le masse del protone e dell'elio ionizzato e si sta trascurando la massa delle specie atomiche più pesanti dell'elio. Poiché, come si è detto prima,  $n_{\text{He}} \approx 0.1 n_{H^+}$  e  $m_{\text{He}} \approx 2m_p$ , tenendo conto del rapporto dichiarato in precedenza  $n_{H^+}/n_e \approx (1.15)^{-1}$ , si ottiene per la (6.8) l'espressione

$$M_{\text{of}} = 1.04 n_e m_p fV_{\text{of}} \quad (6.9)$$

Uguagliando il valore di  $fV$  della (6.7) e della (6.9) si ottiene la relazione che lega la massa del gas ionizzato contenuto nell'outflow a  $L_{[\text{O III}]}$

$$M_{\text{of}} = \frac{1.04 m_p}{4.727 \times 10^{-13} h\nu_{\lambda 5007} n_e 10^{\left[\frac{O}{H}\right]}} L_{[\text{O III}]} \quad [\text{g}] \quad (6.10)$$

Nota dunque la luminosità dell'outflow di [O III]  $\lambda 5007$ , la densità elettronica e l'abbondanza di ossigeno è possibile stimare la massa dell'outflow espulso da GMASS 0953. Per quanto riguarda  $n_e$  abbiamo utilizzato il valore misurato dai rapporti dei flussi delle righe di [S II]  $\lambda\lambda 6716, 6731$  emesse dalla galassia (capitolo 3, sezione 3.4). Facciamo notare che la densità elettronica dell'outflow potrebbe essere diversa rispetto a quella calcolata dal fit: le righe sono state prodotte infatti dalla galassia e pertanto è possibile che l'outflow abbia una densità differente. Tuttavia, poiché l'outflow non è visibile da queste transizioni, abbiamo usato  $n_e$  della galassia come valore rappresentativo.

La luminosità  $L_{[\text{O III}]}$  è stata invece derivata a partire dal flusso dell'outflow  $F_{[\text{O III}]}$  calcolato dal fit sullo spettro GNIRS (capitolo 3, sezione 3.1) tramite la relazione  $L_{[\text{O III}]} = F_{[\text{O III}]} 4\pi d_L^2$  dove  $d_L$  è la distanza di luminosità di GMASS 0953, pari a circa 18037.9 Mpc. In particolare ci siamo chiesti se il flusso dell'outflow andasse corretto o meno per l'estinzione dalla polvere. Come si è visto nel capitolo 3 (sezione 3.2), l'eccesso di colore  $E(B - V) = 0.8$  rende GMASS 0953 un sistema molto oscurato. Tuttavia, la mancanza totale di informazioni riguardo alla distribuzione della polvere nella galassia non ci consente di dire se la radiazione emessa dall'outflow sia attenuata in maniera significativa. Se la polvere fosse distribuita soprattutto in prossimità del disco è plausibile che, essendo l'angolo di inclinazione della galassia elevato, i grani presenti lungo la linea di vista intercettino l'outflow, attenuandone dunque il flusso in

## 6.2 Stima della massa dell'outflow

maniera non trascurabile. Allo stesso modo potrebbe accadere che l'outflow espella la polvere dalle regioni centrali della galassia (Ishibashi & Fabian, 2014) o sia già uscito dal disco e, in una situazione di questo genere, la correzione per l'estinzione comporterebbe invece una sovrastima del flusso intrinseco. A causa della nostra ignoranza in merito alla distribuzione della polvere in GMASS 0953 abbiamo deciso dunque di calcolare  $M_{\text{of}}$  e  $\dot{M}_{\text{of}}$  sia correggendo il flusso osservato  $F(\lambda)$  per l'estinzione tramite la relazione  $F_0(\lambda) = F(\lambda) \times 10^{0.4k(\lambda)E(B-V)}$  (capitolo 3, sezione 3.2) sia senza apportare la correzione. Vedremo che correggere o meno per l'estinzione comporta delle differenze notevoli nelle misure: utilizzando la curva di estinzione di Calzetti et al. 2000 per la stima di  $k([\text{O III}]\lambda 5007) = 4.46$ , l'eccesso di colore  $E(B-V) = 0.8$  e il flusso calcolato dal fit sullo spettro GNIRS, troviamo infatti  $F_{0,[\text{O III}]}$   $= (29390 \pm 9251) \times 10^{-19} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ , con un aumento del flusso di un fattore ventisei rispetto a quello non corretto per l'estinzione  $F_{[\text{O III}]}$   $= (1099 \pm 262) \times 10^{-19} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ . La differenza di quasi un fattore trenta tra le quantità derivate nel caso in cui si corregga per l'estinzione e nel caso non corretto si manterrà in tutte le stime successive, come si vedrà dai valori della luminosità di  $[\text{O III}]\lambda 5007$  ( $L_{0,[\text{O III}]}$   $= 1.1 \times 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$  nel caso in cui si tenga conto dell'attenuazione della polvere e  $L_{[\text{O III}]}$   $= 4.3 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$  nel caso non corretto), della massa di gas ionizzato espulso e del tasso di espulsione.

Per finire, l'abbondanza di ossigeno in GMASS 0953 non è un parametro a noi noto. Un modo per misurare il rapporto ( $n_{\text{O}}/n_{\text{H}}$ ) in una galassia prevede l'utilizzo del rapporto dei flussi di  $[\text{N II}]\lambda 6584$  e  $\text{H}\alpha$  adoperando la relazione di Pettini & Pagel (2004). Tuttavia questa relazione è stata calibrata per le galassie star-forming senza attività AGN, e pertanto essa non è utilizzabile per GMASS 0953; in particolare, la presenza di un AGN tende ad aumentare il rapporto  $F_{\text{NII}\lambda 6584}/\text{H}\alpha$ , comportando una sovrastima dell'abbondanza ( $n_{\text{O}}/n_{\text{H}}$ ). Un altro approccio per derivare ( $n_{\text{O}}/n_{\text{H}}$ ) consiste nell'utilizzo della relazione massa-metallicità. Se si considera il lavoro di Wuyts et al. (2016) realizzato su un campione di galassie star-forming con lo spettrografo a campo integrale KMOS<sup>3D</sup>, ad un oggetto con massa stellare  $M_{\star} \sim 10^{11} M_{\odot}$  a  $1.9 < z < 2.7$  come GMASS 0953 corrisponde un valore<sup>4</sup> di ( $n_{\text{O}}/n_{\text{H}}$ )  $\sim 4.47 \times 10^{-4}$ , molto simile dunque all'abbondanza di ossigeno solare di Asplund et al. (2009) ( $(n_{\text{O}}/n_{\text{H}})_{\odot} \approx 4.9 \times 10^{-4}$ ). Abbiamo dunque utilizzato questo valore di ( $n_{\text{O}}/n_{\text{H}}$ ) come indicatore dell'abbondanza di ossigeno in GMASS 0953. Così facendo, il termine  $10^{[\frac{\text{O}}{\text{H}}]}$  da sostituire nella (6.10) risulta  $\sim 0.9$ .

A questo punto discutiamo i valori di  $M_{\text{of}}$  e quelli di  $\dot{M}_{\text{of}}$  ottenuti sia correggendo il flusso di  $[\text{O III}]\lambda 5007$  per l'estinzione sia non apportando alcuna correzione. Nel primo caso troviamo un valore del gas ionizzato espulso pari a

$$M_{\text{of}} \sim 1.2 \times 10^8 M_{\odot}$$

Nel caso in cui non si consideri l'attenuazione dovuta alla polvere,  $M_{\text{of}}$  risulta invece

$$M_{\text{of}} \sim 4.3 \times 10^6 M_{\odot}$$

La massa in sè è però un parametro che dice poco: più interessante è stimare il tasso con cui il gas viene espulso dalla galassia in modo da confrontarlo con lo SFR, per capire

<sup>4</sup>Se si utilizzasse come indicatore dell'abbondanza di ossigeno il rapporto dei flussi  $F_{\text{NII}\lambda 6584}/\text{H}\alpha$  calcolati dal fit sullo spettro GNIRS, a causa della contaminazione dell'AGN si troverebbe invece un'abbondanza di ossigeno maggiore pari a ( $n_{\text{O}}/n_{\text{H}}$ )  $\sim 7.94 \times 10^{-4}$ .

### 6.3 Stima del tasso di espulsione e del mass loading factor

se la rimozione di materiale dalla galassia può competere con l'attività di formazione stellare e dunque se il feedback da AGN ha delle ripercussioni su GMASS 0953. La stima di questa quantità viene riportata nella sezione successiva.

### 6.3 Stima del tasso di espulsione e del mass loading factor

Il calcolo del tasso di espulsione  $\dot{M}_{\text{of}}$  richiede l'assunzione di un modello geometrico per l'outflow di gas ionizzato. Per semplicità, come si è detto nella sezione 6.1, abbiamo considerato che l'outflow di [O III]  $\lambda 5007$  sia distribuito in una regione conica dotata di un angolo di apertura  $\Omega$  che si estende per un raggio  $R_{\text{of}}$ . Seguendo l'approccio di Cano-Díaz et al. (2012) possiamo dunque scrivere  $\dot{M}_{\text{of}}$  come

$$\dot{M}_{\text{of}} = \rho v_{\text{of}} \Omega R_{\text{of}}^2 \quad (6.11)$$

dove  $\rho$  è la densità di massa del gas ionizzato. Supponendo che l'outflow occupi un volume  $V_{\text{of}} = \frac{4}{3}\pi R_{\text{of}}^3 \frac{\Omega}{4\pi}$  ed esprimendo  $\rho$  semplicemente come  $\rho = M_{\text{of}}/V_{\text{of}}$ , possiamo riscrivere la (6.11)

$$\dot{M}_{\text{of}} = 3M_{\text{of}} \frac{v_{\text{of}}}{R_{\text{of}}} \quad (6.12)$$

In particolare vediamo come  $\dot{M}_{\text{of}}$  dipenda dall'estensione dell'outflow  $R_{\text{of}}$  e dalla velocità del gas. Per quanto riguarda  $R_{\text{of}}$ , le dimensioni dell'outflow sono state stimate tramite un fit gaussiano bidimensionale effettuato sulla mappa della componente larga di [O III]  $\lambda 5007$  ottenuta con i dati SINFONI (Figura 6.2 della sezione precedente). Poiché le dimensioni dell'emissione risultano di poco superiori alla PSF, il valore di  $R_{\text{of}}$  è stato calcolato tramite la relazione  $R_{\text{of}} = \sqrt{\Delta_{\text{of}}^2 - \Delta_{\text{PSF}}^2}$  dove  $\Delta_{\text{of}}^2$  e  $\Delta_{\text{PSF}}^2$  rappresentano rispettivamente la FWHM dell'outflow calcolata dal fit e la FWHM della PSF. Esso, convertito in kpc, risulta pari a circa 3.3 kpc. Facciamo notare tuttavia che la determinazione di  $R_{\text{of}}$  è certamente condizionata dalla bassa risoluzione spaziale, che allarga l'emissione di [O III]  $\lambda 5007$  in maniera artificiale e non ci consente di stimare questo parametro in maniera accurata. Per quanto riguarda invece la velocità da sostituire nella (6.12), abbiamo utilizzato i valori di  $\Delta v_{\text{of}}$  e di  $v_{\text{of}}^{\text{max}}$  calcolati nella sezione precedente che ci hanno consentito di ricavare rispettivamente un limite inferiore e un limite superiore per  $\dot{M}_{\text{of}}$ .

Cominciamo considerando il caso in cui  $M_{\text{of}}$  sia stato calcolato utilizzando la luminosità di [O III]  $\lambda 5007$  corretta per l'estinzione. Prendendo come velocità dell'outflow i valori di  $\Delta v_{\text{of}}$  e  $v_{\text{of}}^{\text{max}}$  e sfruttando la (6.12) possiamo fissare gli estremi dell'intervallo in cui è compreso il tasso di espulsione di GMASS 0953 con

$$58 M_{\odot} \text{yr}^{-1} \lesssim \dot{M}_{\text{of}} \lesssim 202 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$$

Tramite questi valori può essere interessante stimare il mass loading factor  $\eta$  (capitolo 1, sezione 1.2) definito come il rapporto  $\dot{M}_{\text{of}}/\text{SFR}$ , che permette di valutare la competizione fra rimozione di gas e formazione stellare in GMASS 0953. Utilizzando lo  $\text{SFR}_{\text{FIR}} \sim 270 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$  che, come si è detto nel capitolo 3, riteniamo costituisca la stima più affidabile dello SFR di GMASS 0953, si trova che esso varia nell'intervallo  $0.2 \lesssim \eta \lesssim 0.75$ . L'outflow rate risulta dunque inferiore rispetto allo SFR; tuttavia, nel caso si consideri  $v_{\text{of}}^{\text{max}}$  per il calcolo di  $\dot{M}_{\text{of}}$ , vediamo come il tasso di espulsione sia pari

### 6.3 Stima del tasso di espulsione e del mass loading factor

---

al 75% dello SFR e dunque l'espulsione di gas può competere in maniera significativa con la formazione stellare, limitando la quantità di gas presente nella galassia. A maggior ragione se si considera che  $\dot{M}_{\text{of}}$  tiene conto del solo gas ionizzato espulso da GMASS 0953, mentre il gas totale spazzato via è verosimilmente maggiore.

Lo scenario appena discusso varia tuttavia in maniera drastica nel caso in cui si consideri la luminosità di [O III]  $\lambda 5007$  non corretta per l'estinzione. In base al valore di  $v_{\text{of}}$  il tasso di espulsione risulta compreso nell'intervallo

$$2 M_{\odot}\text{yr}^{-1} \lesssim \dot{M}_{\text{of}} \lesssim 7 M_{\odot}\text{yr}^{-1}$$

dunque molto minore rispetto allo SFR di GMASS 0953, con valori del  $\eta$  che oscillano tra 0.007 e 0.03 dai quali sembra che lo SFR non possa essere condizionato in maniera importante dall'outflow.

I valori di  $\dot{M}_{\text{of}}$  da noi ottenuti non ci consentono dunque di pronunciarci in maniera definitiva sull'impatto che il feedback da AGN può avere su GMASS 0953. L'ignoranza sulla distribuzione della polvere nella galassia costituisce la maggiore fonte di incertezza, che non permette di stimare se e come la luminosità di [O III]  $\lambda 5007$  vada corretta. Inoltre, per caratterizzare meglio le proprietà dell'outflow, sarebbe necessario disporre di osservazioni a più alta risoluzione che consentano di conoscere la geometria dell'emissione (es. direzione dell'outflow, raggio fino al quale si estende) in modo da ottenere dei valori più affidabili di  $R_{\text{of}}$  e  $v_{\text{of}}$  da usare per il calcolo di  $\dot{M}_{\text{of}}$ . Infine, anche la metallicità della galassia, che noi abbiamo ottenuto da una relazione di scala, potrebbe assumere un valore diverso così come la densità elettronica  $n_e$ .

La nostra analisi dunque non ci consente di dire se l'espulsione di materiale sia in grado di ridurre in maniera drastica la formazione stellare in GMASS 0953; in particolare non possiamo stabilire se GMASS 0953 costituisca un possibile progenitore di una galassia che terminerà la propria formazione stellare a  $1 < z < 2$ , ovvero nello momento cosmico in cui la maggior parte delle ETGs di grande massa non presenta più episodi di formazione stellare (Thomas et al. 2010). Ribadiamo tuttavia che la nostra analisi fa riferimento al solo gas ionizzato contenuto in GMASS 0953 e non al gas molecolare, che rappresenta il combustibile primario per la formazione stellare. In questo senso, tramite i dati ALMA da poco disponibili per questa galassia, stiamo esplorando l'esistenza di un outflow di gas molecolare tracciato dalla transizione rotazionale del CO(6-5) per investigare appieno l'impatto del feedback da AGN su GMASS 0953.

# Capitolo 7

## Conclusioni e sviluppi futuri

Tramite questo lavoro abbiamo cercato di studiare l'impatto che il feedback da AGN può avere su una galassia star-forming di grande massa a  $z \sim 2$ . L'analisi congiunta dei dati GNIRS e di quelli SINFONI ha rivelato la presenza di un outflow di gas ionizzato esteso su scala del kpc e visibile dalle righe di [O III]  $\lambda\lambda 4959, 5007$ , spostate verso il blu con  $|\Delta v| > 500$  km/s rispetto alla velocità sistemica, che è connesso all'attività AGN di GMASS 0953. Abbiamo stimato quantità come il tasso di espulsione e il mass loading factor per stabilire se la rimozione di gas possa condizionare l'attività di formazione stellare di GMASS 0953. Tuttavia, a causa della nostra ignoranza sulla distribuzione della polvere nella galassia e sulla geometria dell'outflow, non siamo riusciti a pronunciarci in maniera definitiva su tale questione. I valori del tasso di espulsione che abbiamo misurato oscillano infatti tra le poche e le centinaia di masse solari l'anno, e questo non ci consente di dire se l'espulsione di gas possa limitare lo SFR di GMASS 0953, rendendo questa galassia un sistema che si evolve passivamente a  $1 < z < 2$ . Parallelamente abbiamo mostrato che GMASS 0953 ospita un disco caratterizzato da una curva di rotazione all'incirca piatta ( $V(R) \sim 166$  km/s) e da un rapporto ( $V/\sigma$ )  $\sim 3$ . Pertanto, questo oggetto va ad arricchire la popolazione di dischi che abitano l'Universo a  $z \sim 2$  (Wisnioski et al. 2015). La nostra analisi della riga di [O III]  $\lambda 5007$  ha tuttavia evidenziato i limiti delle osservazioni spettroscopiche a campo integrale senza ottica adattiva per una galassia a  $z \sim 2$ . Pur avendo fatto uso di un software che tende a minimizzare gli effetti del beam smearing, la scarsa risoluzione spaziale dell'osservazione SINFONI rende la dispersione di velocità da noi ottenuta un parametro incerto e le difficoltà sollevate dalla nostra analisi ci spingono ad essere cauti verso i valori del rapporto ( $V/\sigma$ ) determinati da dati di questo tipo.

Riteniamo che questo lavoro possa essere ampliato sotto diversi punti di vista. Recentemente abbiamo ottenuto per questa sorgente i dati ALMA con le transizioni rotazionali del CO(3-2) e CO(6-5). Un'analisi preliminare dell'emissione di CO(6-5) rivela che anche questa riga potrebbe essere stata prodotta da gas in rotazione (Figura 7.1). L'emissione appare concentrata nella regione centrale di GMASS 0953 e mostra una maggiore estensione in velocità rispetto a [O III]  $\lambda 5007$ . Le alte velocità nelle regioni centrali potrebbero suggerire l'esistenza di un bulge (Noordermeer et al. 2007) e pertanto riteniamo sia utile approfondire l'analisi di questi dati. Tramite la stessa riga stiamo esplorando l'esistenza di un outflow di gas molecolare, il cui studio potrebbe essere molto utile per integrare la nostra stima del tasso di espulsione del gas ionizzato con la quantità di gas molecolare rimosso da GMASS 0953. Il gas molecolare costituisce infatti il combustibile primario per la formazione stellare e quantificarne la

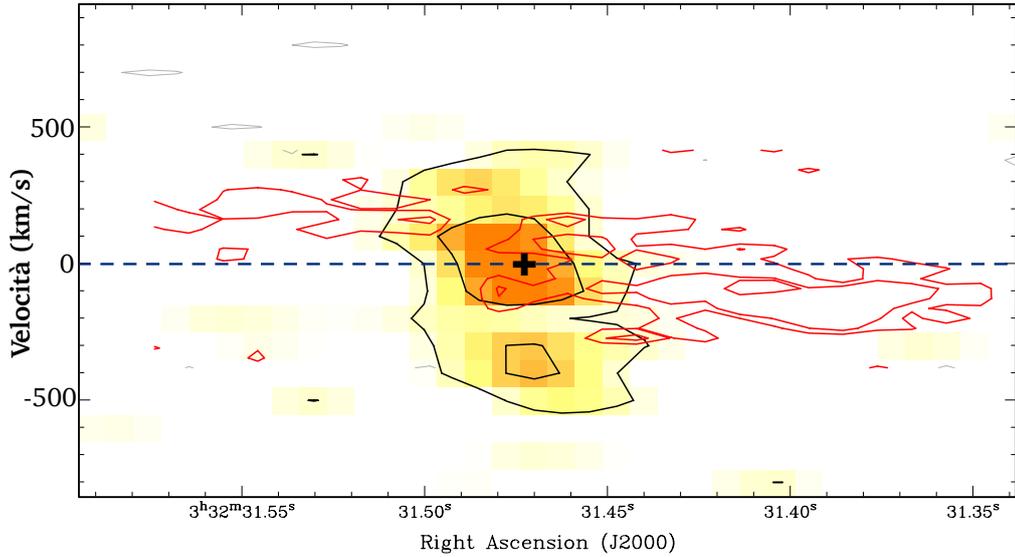


Figura 7.1: Diagramma posizione-velocità del CO(6-5) estratto dall'asse maggiore di GMASS 0953 con sovrapposta l'emissione di [OIII]  $\lambda$ 5007. Il livello dei contorni è a  $\pm 2$ ,  $\pm 4$ ,  $8\sigma$ . L'emissione della riga è confinata nelle regioni centrali di GMASS 0953 e appare inclinata, suggerendo la presenza di rotazione; si noti in particolare la maggiore estensione in velocità del CO(6-5) rispetto all'[OIII]  $\lambda$ 5007.

massa spazzata via dalla galassia costituisce un punto cruciale, se si vuole comprendere appieno l'impatto del feedback da AGN su GMASS 0953.

Indicazioni di outflow sono state fornite anche dallo spettro ottico (rest-frame UV) realizzato da FORS 2 (capitolo 2, sezione 2.2), nel quale sono presenti righe di assorbimento con centroide spostato di circa -800 km/s rispetto alla velocità sistemica. L'analisi delle proprietà di queste righe può essere perfezionata tramite i dati ad alta risoluzione ( $R \sim 2000$ ) ottenuti con MUSE, da poco disponibili per GMASS 0953. Essi consentono di derivare delle misure più accurate degli shift in velocità e di mappare la distribuzione spaziale di queste emissioni, che sono prodotte da atomi che si trovano in uno stato basso di ionizzazione. Lo studio di queste righe (es. C II  $\lambda$ 1334, Si II  $\lambda$ 1260) permetterebbe dunque di rivelare espulsioni di gas in una fase di ionizzazione più bassa rispetto a quella tracciata dall'[O III]  $\lambda$ 5007. Sarebbe interessante inoltre osservare GMASS 0953 anche con X-SHOOTER, uno spettrografo in grado di realizzare spettri ad alta risoluzione dall'UV all'ottico (sistema di riferimento solidale con GMASS 0953) in un'unica osservazione. Questo consentirebbe di osservare simultaneamente le righe larghe, prodotte da fasi di ionizzazione diverse dell'outflow, evitando gli offset in velocità che possono derivare dalle osservazioni di strumenti diversi (Brusa et al. 2015).

Per quanto riguarda la cinematica, oltre allo spettro SINFONI, GMASS 0953 dispone delle osservazioni a campo integrale dello spettrografo KMOS. La galassia è stata infatti inclusa nel programma KMOS<sup>3D</sup> (Wisnioski et al. 2015) e sono state rese pubbliche le osservazioni per l'H $\alpha$  effettuate da questo strumento. Sarebbe interessante indagare se tramite questi dati si ottengono valori più affidabili della dispersione di velocità e se si

---

riesce a fare luce su  $\sigma(R)$  e  $V(R)$  delle regioni centrali, che sono rimaste indeterminate nella nostra trattazione.

Infine, l'investigazione delle regioni centrali di GMASS 0953 può essere approfondita mediante un'analisi della brillantezza superficiale nelle immagini HST (dati ACS e WFC3) per comprendere se la galassia ospita una componente non assimilabile ad un disco, ovvero un bulge, che potrebbe spiegare la mancata riproduzione della regione centrale del diagramma posizione-velocità di [O III]  $\lambda 5007$  con il nostro modello di disco (si guardi per esempio la Figura 5.12 del capitolo 5).

In generale riteniamo che sia utile estendere studi di singole galassie, come quello condotto in questo lavoro, a vasti campioni di oggetti a  $1 < z < 3$ : questo costituisce infatti un periodo cosmico cruciale per comprendere l'evoluzione delle galassie in quanto si verifica il picco dell'attività di formazione stellare e dell'attività AGN (Madau & Dickinson, 2014) ed avviene la maggior parte della loro crescita in massa (Glazebrook et al. 2004). In questo contesto lo studio approfondito di singole sorgenti, che si avvalga di dati spettroscopici ad alta risoluzione, si rivela indispensabile per fare luce sul ruolo del feedback da AGN nell'evoluzione delle galassie. Soprattutto, può aiutare a chiarire i processi evolutivi delle galassie sferoidali massicce, per le quali il meccanismo di formazione e di arresto della formazione stellare risulta ad oggi non compreso.

# Bibliografia

I lavori maggiormente consultati per scrivere questa tesi sono:

Begeman K. G., 1987, tesi di dottorato: "HI Rotation Curves of Spiral Galaxies", Kapteyn Institute;

Binney, J., & Tremaine, S. 2008, Galactic Dynamics (2nd ed.; Princeton: Princeton Univ. Press);

Cano-Díaz, M., Maiolino, R., Marconi, A., et al. 2012, "Observational evidence of quasar feedback quenching star formation at high redshift", A&A, 537, L8;

Carniani, S., Marconi, A., Maiolino, R., et al. 2015, "Ionised outflows in  $z \sim 2.4$  quasar host galaxies", A&A, 580, 102;

Cimatti, A., Daddi, E., Renzini, A., et al. 2004, "Old Galaxies in the Young Universe", Natur, 430, 184;

Cimatti, A., Cassata, P., Pozzetti, L., et al. 2008, "GMASS ultradeep spectroscopy of galaxies at  $z \sim 2$ : II. Superdense passive galaxies: how did they form and evolve?", A&A, 482, 21;

Cimatti, A., Brusa, M., Talia, M., et al. 2013, "Active galactic nucleus feedback at  $z \sim 2$  and the mutual evolution of active and inactive galaxies", ApJL, 779, L13;

Daddi, E., Cimatti, A., Renzini, A., et al. 2004, "Near-infrared bright galaxies at  $z \sim 2$ . Entering the spheroid formation epoch?", ApJ, 600, 127;

Di Teodoro E. M., Fraternali F., 2015, "<sup>3D</sup>Barolo: a new 3D algorithm to derive rotation curves of galaxies", MNRAS, 451, 3021;

Förster Schreiber, N. M., Genzel, R., Bouché, N., et al. 2009, "The SINS survey: SINFONI integral field spectroscopy of  $z \sim 2$  star-forming galaxies", ApJ, 706, 1364;

Förster Schreiber, N. M., Genzel, R., Newman, S. F., et al. 2014, "The SINS/zC-SINF survey of  $z \sim 2$  galaxies kinematics: evidence for powerful active galactic nucleus-driven nuclear outflows in massive star-forming galaxies", 787, 38;

Genzel, R., Burkert, A., Bouché, N., et al. 2008, "From rings to bulges: evidence for rapid secular galaxy evolution at  $z \sim 2$  from integral field spectroscopy in the SINS

## Bibliografia

---

survey", *ApJ*, 687, 59;

Harrison, C. M., Alexander, D. M., Swinbank, A. M., et al. 2012, "Energetic galaxy-wide outflows in high-redshift ultraluminous infrared galaxies hosting AGN activity", *MNRAS*, 426, 1073;

Harrison, C. M., Alexander, D. M., Mullaney, J. R., & Swinbank, A. M. 2014, "Kiloparsec-scale outflows are prevalent among luminous AGN: outflows and feedback in the context of the overall AGN population", *MNRAS*, 441, 3306;

Kurk, J., Cimatti, A., Daddi, E., et al. 2013, "GMASS ultradeep spectroscopy of galaxies at  $z \sim 2$ : VII. Sample selection and spectroscopy", *A&A*, 549, 63;

Newman, S. F., Buschkamp, P., Genzel, R., et al. 2014, "Nebular excitation in  $z \sim 2$  star-forming galaxies from the SINS and LUCI surveys: the influence of shocks and active galactic nuclei", *ApJ*, 781, 21;

Osterbrock, D. E. & Ferland, G. J., 2006, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei* (2nd edition; Sausalito, CA: University Science Books);

Renzini, A. 2006, "Stellar population diagnostic of elliptical galaxy formation", *ARA&A*, 44, 141;

Swaters, R. A., Sancisi, R., van Albada, T. S., van der Hulst, J. M. 2009, "The rotation curves shapes of late-type dwarf galaxies", *A&A*, 493, 871;

van Dokkum, P. G., Kriek, M., Rodgers, B., Franx, M. & Puxley, P. 2005, "Gemini near-infrared spectrograph observations of a red star-forming galaxy at  $z = 2.225$ : evidence of shock ionization due to a galactic wind", *ApJL*, 622, L13.

A questi si aggiungono:

Abraham, R. G., McCarthy, P. J., Mentuch, E., et al. 2007, *IAUS*, 235, 345;

Aird, J., Nandra, K., Laird, E., S., et al. 2010, *MNRAS*, 401, 2531;

Arnouts, S., Walcher, C. J., Le Fèvre, O., et al. 2007, *A&A*, 476, 137;

Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., Scott, P. 2009, *ARA&A*, 47, 481;

Baade, D., Meisenheimer, K., Iwert, O., et al. 1999, *The Messenger*, 95, 15;

Baldwin, J. A., Phillips, M. M. & Terlevich, R., 1981, *PASP*, 93, 5;

Berta, S., Lonsdale, C. J., Siana, B., et al. 2007, *A&A*, 2007, 467, 565;

Berta, S., Lutz, D., Santini, P., et al. 2013, *A&A*, 551,100;

Bianchi, S., Maiolino, R., Risaliti, G., 2012, *AdAst*, ID 782030;

Borch, A., Meisenheimer, K., Bell, E., et al. 2006, *A&A*, 453, 869;

Bosma A., 1978a, PhD thesis, PhD Thesis, Groningen Univ., (1978);

Bouché, N., Carfantan, H., Schroetter, I., Michel-Dansac, L., Contini, T. 2015, *AJ*, 150, 92;

Brightman, M., & Ueda, Y. 2012, *MNRAS*, 423, 702;

Brusa, M., Bongiorno, A., Cresci, G., et al. 2015, *MNRAS*, 446, 2394;

Brusa, M., Feruglio, C., Cresci, G., et al. 2015, *A&A*, 578, 11;

## Bibliografia

---

- Calzetti, D., Armus, L., Bohlin, R. C., et al. 2000, *ApJ*, 533, 682;  
Cassata, P., Cimatti, A., Kurk, J., et al. 2008, *A&A*, 483, L39;  
Chabrier, G. 2003, *PASP*, 115, 763;  
Chapman, S., Blain, A. W., Smail, I., & Ivison, R. J. 2005, *ApJ*, 622, 772;  
Chevalier, R. A., & Clegg, A. W. 1985, *Natur*, 317, 44;  
Cicone, C., Maiolino, R., Sturm, E., et al. 2014, *A&A*, 562, A21;  
Coles, P., Lucchin, F., 2002, *Cosmology - The Origin and Evolution of Cosmic Structure* (2nd ed.; John Wiley & Sons);  
Cowie, L. L., Songaila, A., Hu, E. M., & Cohen, J. G. 1996, *ApJ*, 112, 839;  
Cresci, G., Mainieri, V., Brusa, M., et al. 2015, *ApJ*, 799, 82;  
da Cunha, E., Charlot, S., Elbaz, D. 2008, *MNRAS*, 388, 1595;  
Daddi, E., Dickinson, M., Morrison, G., et al. 2007, *ApJ*, 670, 156;  
Daddi, E., Bournaud, F., Walter, F., et al. 2010, *ApJ*, 713, 686;  
de Blok W. J. G., Walter F., Brinks E., Trachternach C., Oh S.-H., Kennicutt, Jr. R. C., 2008, *AJ*, 136, 2648;  
Dekel, A., Brinboim, Y., Engel, G., et al. 2009, *Natur*, 457, 451;  
Delvecchio, I., Gruppioni, C., Pozzi, F., et al. 2014, *MNRAS*, 439, 2736;  
Di Matteo, T., Springel, V. & Hernquist, L. 2005, *Nature*, 433, 604;  
Di Teodoro E. M., Fraternali F. & Miller, S. H. 2016, *A&A*, 594, 77;  
Dopita, M. A., & Sutherland, R. S. 1995, *ApJ*, 455, 468;  
Eggen O. J., Lynden-Bell D., Sandage A. R., 1962, *ApJ*, 136, 748;  
Eisenhauer, F., Tecza, M., Thatte, N., et al. 2003, *The Messenger*, 113, 17;  
Fabian, A. C. 2012, *ARA&A*, 50, 455;  
Ferrarese, L., Merritt, D., 2000, *ApJ*, 539, 9;  
Fontana, A., Pozzetti, L., Donnarumma, I., et al. 2004, *A&A*, 424, 23;  
Förster Schreiber, N. M., van Dokkum, P. G., Franx, M., et al. 2004, *ApJ*, 616,40;  
Förster Schreiber, N. M., Genzel, R., Lehnert, M. D., et al. 2006, *ApJ*, 645, 1062;  
Gebhardt, K., Bender, R., Bower, G., et al. 2000, *ApJ*, 539, 13;  
Genel, S., Genzel, R., Bouché, N., et al. 2008, *ApJ*, 688, 789;  
Giacconi, R., Zirm, A., Wang, J., et al. 2002, *ApJS*, 139, 369;  
Giavalisco, M., Vanzella, E., Salimbeni, S., et al. 2011, *ApJ*, 743, 95;  
Glazebrook, K., Abraham, R. G., McCarthy, P. J., et al. 2004, *Natur*, 430, 181;  
Gooch, R., 1996, *ASPC*, 101, 80;  
Granato, G., De Zotti, G., Silva, L., et al. 2004, *ApJ*, 600, 580;  
Greene J. E., Zakamska N. L., Ho L. C., Barth A. J., 2011, *ApJ*, 732, 9;  
Grogin, N. A., Kocevski, D. D., Faber, S. M., et al. 2011, *ApJS*, 197, 35;  
Hainline L. J., Blain A. W., Smail I., Alexander D. M., Armus L., Chapman S. C., Ivison R. J., 2011, *ApJ*, 740, 96;  
Halliday, C., Daddi, E., Cimatti, A., et al. 2008, *A&A*, 479, 417;  
Ishibashi W., Fabian A. C., 2014, *MNRAS*, 441, 1474;  
Ivison, R. J., Magnelli, B., Ibar, E., et al. 2010b, *A&A*, 518, L31;  
Lacey, C., Cole, S., 1993, *MNRAS*, 262, 627;  
Le Fèvre, O., Vettolani, G., Garilli, B., et al. 2005, *A&A*, 439, 845;  
Le Fèvre, O., Tasca, L. A. M., Cassata, P., et al. 2015, *A&A*, 576, 79;  
Lilly, S. J., Le Fevre, O., Hammer, F., Crampton, D., 1996, *ApJ*, 460, L1;  
Lilly, S. J., Le Fèvre, O., Renzini, A., et al. 2007, *ApJS*, 172, 70;  
Lilly, S. J., Carollo, C. M., Pipino, A., Renzini, A., & Peng, Y. 2013, *ApJ*, 772, 119;  
Józsa G. I. G., Kenn F., Klein U., Oosterloo T. A., 2007, *A&A*, 468, 731;

## Bibliografia

---

- Kauffmann, G., White, S. D. M., 1993, MNRAS, 261, 921;  
Kauffmann, G., Heckman, T. M., Tremonti, C., et al. 2003, MNRAS, 346, 1055;  
Kennicutt, Jr., R. C. 1998, ARA&A, 36, 189;  
Koekemoer, A. M., Faber, S. M., Ferguson, H. C., et al. 2011, ApJS, 197, 36;  
Kriss, G., 1994, ASPC, 61, 437;  
Kroupa, P. 2001, MNRAS, 322, 231;  
Madau, P., Ferguson, H. C., Dickinson, M. E., et al. 1996, MNRAS, 283, 1388;  
Madau, P., & Dickinson, M. 2014, ARA&A, 52, 415;  
Magnelli, B., Popesso, P., Berta, S., et al. 2013, A&A, 553, 132;  
Magorrian, J., Tremaine, S., Richstone, D., et al. 1998, AJ, 115, 2285;  
Maiolino, R., Gallerani, S., Neri, R., et al. 2012, MNRAS, 425, L66;  
Maraston, C. 2005, MNRAS, 362, 799;  
Marconi A., I buchi neri, Bologna, Il Mulino, 2013;  
Marconi, A., & Hunt, L. K. 2003, ApJ, 589, L21;  
Meza, A., Navarro, J. F., Steinmetz, M., Eke, V. R., 2003, ApJ, 590, 619;  
Mignoli, M., Cimatti, A., Zamorani, G., et al. 2005, A&A, 437, 883;  
Miller, N. A., Fomalont, E. B., Kellermann, K. I., et al. 2008, ApJS, 179, 114;  
Moorwood, A., Cuby, J.-G., Biereichel, P., et al. 1998, The Messenger, 94, 7;  
Mortlock, A., Conselice, C. J., Hartley, W., et al. 2013, MNRAS, 433, 1185;  
Mullaney, J. R., Daddi, E., Béthermin, M., et al. 2012, ApJ, 753, 30;  
Naab, T., Johansson, P. H., Ostriker, J. P., Efstathiou, G., 2007, ApJ, 658, 710; Naab, T., Oser, L., Emsellem, E., et al. 2014, MNRAS, 444, 3357;  
Nesvadba N. P. H., Lehnert M. D., Eisenhauer F., Gilbert A., Tecza M., Abuter R., 2006, ApJ, 650, 693;  
Noordermeer, E., van der Hulst, J. M., Sancisi, R., Swaters, R. S., van Albada, T. S. 2007, MNRAS, 376, 1513;  
Norman, C., Ptak, A., Hornschemeier, A., et al. 2004, ApJ, 607, 721;  
Onodera, M., Carollo, C. M., Renzini, A., et al. 2015, ApJ, 808, 161;  
Pettini, M., Kellogg, M., Steidel, C. C., Dickinson, M., Adelberger, K. L., & Giavalisco, M. 1998, ApJ, 508, 539;  
Pettini, M., Pagel, B. E. J., 2004, MNRAS, 348, 59;  
Ranalli, P., Comastri, A., & Setti, G. 2003, A&A, 399, 39;  
Rodighiero, G., Daddi, E., Baronchelli, I., et al. 2011, ApJL, 739, L40;  
Rogstad D. H., Shostak G. S., 1971, A&A, 13, 99;  
Romanowsky, A., J., Fall, S. M. 2012, ApJS, 203, 17;  
Romeo, A. B., Falstad, N. 2013, MNRAS, 433, 1389;  
Rupke, D. S. N., Veilleux, S., 2011, ApJL, 729, L27;  
Salpeter, E. E., 1955, ApJ, 121, 161;  
Shankar, F., Weinberg, D. H., Miralda-Escudé, J., 2009, ApJ, 690, 20;  
Shapley, A. E., Steidel, C. C., Pettini, M., & Adelberger, K. L. 2003, ApJ, 588, 65;  
Silk, J., Rees, M. J., 1998, A&A, 331, L1;  
Somerville, R. S., Primack, J. R., Faber, S. M., 2001, MNRAS, 320, 504;  
Springel, V., Di Matteo, T., Hernquist, L., 2005, ApJ, 620, 79;  
Steidel, C. C., Giavalisco, M., Pettini, M., Dickinson, M., & Adelberger, K. L. 1996, ApJ, 462, L17;  
Steinmetz, M., & Navarro, J. F. 2002, NewA, 7, 155;  
Swaters R. A., 1999, PhD thesis, , Rijksuniversiteit Groningen;  
Tacconi, L., Neri, R., Chapman, S. C., et al. 2006, ApJ, 640, 228;

## Bibliografia

---

- Tacconi, L. J., Genzel, R., Smail, I., et al. 2008, 680, 246;  
Talia, M., Mignoli, M., Cimatti, A., et al. 2012, A&A, 539, 61;  
Talia, M., Cimatti, A., Mignoli, M., et al. 2014, A&A, 562, 113;  
Thomas, D., Maraston, C., Schawinski, K., Sarzi, M., & Silk, J. 2010, MNRAS, 404, 1775;  
Toomre, A., 1964, ApJ, 139, 1217;  
Toomre, A., 1974, in IAU Symp. 58: The Formation and Dynamics of Galaxies, p. 347;  
Toomre, A., 1977, in Evolution of Galaxies and Stellar Populations, p. 401;  
Toomre, A., Toomre J., 1972, ApJ, 178, 623;  
Tully, R. B. & Fisher, J. R. 1977, A&A, 54, 661;  
van Albada, T. S., Bahcall, J. N., Begeman, K., Sancisi, R., 1985, ApJ, 295, 305;  
van der Hulst, J. M., Terlouw, J. P., Begeman, K. G., Zwitter, W., & Roelfsema, P. R. 1992, ASPC, 25, 131;  
van Dokkum, P. G., Kriek, M., Rodgers, B., Franx, M. & Puxley, P. 2005, ApJL, 622, L13;  
Verheijen, M. A. W., Sancisi, R., 2001, A&A, 370, 765;  
Wang, L., Viero, M., Clarke, C., et al. 2014, MNRAS, 444, 2870;  
Wuyts, E., Wisnioski, E., Fossati, M., et al. 2016, ApJ, 827, 74;  
Xue, Y. Q., Luo, B., Brandt, W. N., et al. 2011, ApJS, 195, 10;  
Zubovas, K., & King, A. 2012, ApJ, 745, L34.