

ALMA MATER STUDIORUM  
UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI BOLOGNA

---

SCUOLA DI SCIENZE

Corso di Laurea magistrale in Astrofisica e cosmologia

Dipartimento di Fisica e Astronomia

**La cinematica nel core dell'ammasso globulare  
NGC 6441 da osservazioni SINFONI**

Elaborato Finale

Candidato:

Marco Sieni

Relatore:

Chiar.mo Prof.

Francesco Rosario Ferraro

Co-Relatori:

Prof.ssa Barbara Lanzoni

Dott. Alessio Mucciarelli

Dott.ssa Cristina Pallanca

---

SESSIONE III  
ANNO ACCADEMICO 2014/2015



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
<b>1 Ammassi globulari</b>	<b>3</b>
1.1 Caratteristiche generali . . . . .	4
1.2 Tempo di rilassamento a due corpi . . . . .	6
1.3 Modelli di King . . . . .	7
1.4 Evaporazione, segregazione di massa e core-collapse . . . . .	8
<b>2 Intermediate-mass Black Hole (IMBH)</b>	<b>11</b>
2.1 Definizione . . . . .	11
2.2 Meccanismi di formazione . . . . .	12
2.3 IMBH fingerprints . . . . .	13
2.4 Misura della dispersione di velocità in GC galattici . . . . .	15
<b>3 Spettroscopia a campo integrale</b>	<b>19</b>
3.1 Spettrografi a campo integrale . . . . .	19
3.2 SINFONI . . . . .	22
3.2.1 Concetti di base per ottiche adattive . . . . .	22
3.2.2 Il modulo di ottica adattiva: SINFONI AO MODULE . . . . .	23
3.2.3 SINFONI SPIFFI . . . . .	24
<b>4 Dataset e riduzione dati</b>	<b>27</b>
4.1 Il target Scientifico: NGC 6441 . . . . .	27
4.2 Osservazioni . . . . .	28
4.3 Riduzione dati . . . . .	30
4.3.1 EsoRex e dati raw . . . . .	30
4.3.2 Pipeline utilizzata . . . . .	32
4.3.3 Problemi della pipeline . . . . .	34
<b>5 Fotometria</b>	<b>39</b>
5.1 Introduzione e scopo . . . . .	39
5.2 Operazioni preliminari . . . . .	40
5.2.1 Creazione dello stack . . . . .	40
5.2.2 Utilizzo del catalogo di riferimento . . . . .	41
5.2.3 Preparazione dell'immagine e determinazione della FWHM . . . . .	41
5.3 Procedura utilizzata . . . . .	42

5.3.1	Determinazione iniziale dei centroidi . . . . .	42
5.3.2	Fotometria di apertura e PSF fitting . . . . .	44
5.3.3	Problemi del PSF fitting e soluzioni adottate . . . . .	45
5.4	Selezione delle posizioni finali . . . . .	46
5.4.1	Catalogo finale . . . . .	46
5.4.2	Centroidi interi . . . . .	47
5.5	Determinazione della gravità e della temperatura . . . . .	47
<b>6</b>	<b>Analisi spettroscopica</b>	<b>49</b>
6.1	Estrazione degli spettri . . . . .	49
6.2	Transizioni molecolari . . . . .	50
6.3	Analisi degli spettri . . . . .	50
6.4	Calcolo degli spettri sintetici . . . . .	55
6.5	FXCOR e la cross-correlazione . . . . .	56
6.5.1	Effetto Doppler . . . . .	56
6.5.2	FXCOR . . . . .	57
6.6	Raffinamento degli spettri e calcolo delle velocità radiali . . . . .	60
6.7	Determinazione del SNR . . . . .	64
6.8	Correzione per OFFSET e velocità eliocentrica . . . . .	65
6.8.1	Test sul valore dell'OFFSET . . . . .	67
6.9	Correzione eliocentrica . . . . .	67
6.10	Errore sulla RV . . . . .	69
6.11	Errori relativi alla temperatura e alla chimica del template . . . . .	72
<b>7</b>	<b>Risultati ottenuti</b>	<b>75</b>
7.1	Analisi delle velocità e selezione . . . . .	75
7.2	Velocità sistemica . . . . .	77
7.3	Profilo di dispersione di velocità . . . . .	77
7.4	Contaminazione . . . . .	82
7.5	Ulteriori test svolti . . . . .	86
7.6	Confronto con i modelli e discussione finale . . . . .	90
7.6.1	Limiti di massa per un eventuale IMBH . . . . .	92
7.6.2	Considerazioni sul punto centrale . . . . .	95
7.7	Rotazione . . . . .	97
<b>8</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>105</b>
8.1	Possibili sviluppi futuri . . . . .	107

# Introduzione

Gli ammassi globulari sono le uniche strutture cosmiche in grado di sperimentare su un tempo scala inferiore all'età dell'Universo tutti i fenomeni previsti dall'evoluzione dinamica (come *mass segregation*, frizione dinamica, collasso del core, collisioni stellari). Sebbene siano tra gli oggetti astrofisici maggiormente studiati, ben poco si sa, dal punto di vista osservativo, riguardo alla loro dinamica interna. Per molti anni questi sistemi sono stati descritti attraverso modelli sferici, isotropi e non rotanti, in linea con la loro caratteristica di essere sistemi collisionali, nei quali, quindi, un'eventuale disomogeneità nella distribuzione delle velocità delle stelle dovrebbe essere già stata cancellata. Tuttavia, recenti risultati, sia osservativi che teorici, sembrano evidenziare inaspettate complessità, quali geometrie non sferiche, segnali di rotazione e anisotropia orbitale (e.g., Chen & Chen 2010; Lane et al. 2011; Watkins et al. 2015).

Inoltre le regioni centrali degli ammassi globulari, dove la densità è più alta, rivestono un ruolo particolarmente importante in quanto possibile sede di oggetti esotici (*blue straggler*, binarie X, *millisecond Pulsar*) che potrebbero essere generati da questa intensa attività dinamica. In particolare le regioni centrali potrebbero ospitare buchi neri di massa intermedia con  $M_{BH} \sim 10^3 - 10^5 M_{\odot}$ . Confermare l'esistenza di questi oggetti, avrebbe un forte impatto su un gran numero di problemi astrofisici aperti, tra cui i processi di formazione dei buchi neri super-massicci e la loro coevoluzione con la galassia ospite, l'origine delle *ultraluminous X-ray sources* osservate in alcune galassie vicine, fino alla rilevazione delle onde gravitazionali (Gebhardt et al. 2005).

A questo scopo, e più in generale per chiarire finalmente le proprietà cinematiche e l'evoluzione dinamica degli ammassi globulari, è di fondamentale importanza determinare i profili di dispersione di velocità e di rotazione lungo l'intera estensione radiale del sistema (e in particolare nelle regioni più centrali). La dispersione di velocità può essere determinata dallo studio dei moti propri, dall'allargamento delle righe di uno spettro a luce integrata e dalla distribuzione di velocità ottenuta da stelle individuali. Tuttavia il primo approccio è di difficile applicazione perché ha bisogno di osservazioni con baseline temporali lunghe, alta risoluzione spaziale, e altissima precisione astrometrica (particolarmente difficile da ottenere nelle zone centrali di densità elevata). Gli spettri a luce integrata, dato che gli ammassi globulari sono sufficientemente vicini, possono essere facilmente affetti dal contributo dominante di poche stelle brillanti (Dubath et al. 1997). D'altra parte la tecnica di spettroscopia individuale è resa difficile dalle estreme condizioni di densità stellare al centro degli ammassi e richiede un'elevata risoluzione spaziale. Per risolvere quest'ultimo problema, nel caso dell'ammasso globulare NGC 6388 è stato utilizzato SINFONI, uno spettrografo *integral field unit* che opera in infrarosso (IR) in grado di raggiungere elevate risoluzioni spaziali grazie alle ottiche adattive. Tale lavoro (Lanzoni et al. 2013), contrariamente a quanto concluso precedentemente

sulla base di spettri a luce integrata (Lutzgendorf et al. 2011), ha evidenziato un profilo di dispersione di velocità che esclude la presenza di un buco nero di massa intermedia, mostrando che gli spettri a luce integrata sono affetti da un *bias* prodotto dal contributo dominante di due stelle brillanti con velocità radiale opposta.

Questa tesi si inserisce in un progetto a lungo termine volto a studiare le proprietà cinematiche di un campione di ammassi globulari e fornire una caratterizzazione delle loro proprietà dinamiche, in termine di profili di dispersione di velocità e curve di rotazione.

In questo elaborato viene presentata l'analisi cinematica dell'ammasso globulare NGC 6441, un sistema molto concentrato ( $c = 1.74$ ) e massivo ( $M \simeq 10^6 M_\odot$ ). Come nel caso di NGC 6388, l'analisi è basata sulla determinazione di velocità radiali di stelle individuali. Le velocità sono state misurate per un campione totale di 709 stelle entro 15 arcsec, grazie ad osservazioni ad alta risoluzione spaziale con lo spettrografo SINFONI. Queste misure sono state poi combinate con un campione di velocità radiali di singole stelle nelle regioni più esterne dell'ammasso, ottenute precedentemente con gli spettrografi multi-oggetto KMOS e FLAMES dell'ESO. Tali dati sono stati utilizzati per il calcolo del profilo di dispersione di velocità e per la ricerca di rotazione lungo l'intera estensione radiale nell'ammasso.

L'elaborato è strutturato nel seguente modo:

nel **capitolo 1** vengono riassunte le caratteristiche principali degli ammassi globulari, dei profili di King e dei processi che descrivono l'evoluzione dinamica di questi sistemi stellari.

Nel **capitolo 2** vengono discussi brevemente i buchi neri di massa intermedia, i possibili meccanismi di formazione e quali sono gli osservabili che potrebbero indicarne la presenza.

Nel **capitolo 3** dopo una breve panoramica sugli spettrografi a campo integrale (IFS) viene descritto lo spettrografo SINFONI e il modulo che permette la correzione delle ottiche adattive.

Nel **capitolo 4** si presenta il target scientifico (l'ammasso globulare NGC 6441), il *dataset* osservativo a disposizione e la procedura di riduzione dati che è stata utilizzata.

Il **capitolo 5** descrive l'analisi fotometrica compiuta sul target, in particolare come sono stati ottenuti i centroidi da cui estrarre gli spettri e la determinazione delle proprietà (gravità e temperatura) delle stelle per il calcolo degli spettri sintetici.

Nel **capitolo 6** viene presentata l'analisi spettroscopica del campione di spettri estratti e il metodo di *cross-correlazione* che consente di ottenere le velocità radiali.

Nel **capitolo 7** vengono presentati i risultati ottenuti sul profilo di dispersione di velocità al variare della selezione del campione e i problemi riscontrati; successivamente viene verificata la presenza di rotazione nell'ammasso.

Nel **capitolo 8** sono riassunte le conclusioni ed esposti i possibili sviluppi futuri.

# Capitolo 1

## Ammassi globulari

Gli ammassi globulari (*globular clusters*, GC) sono sistemi stellari autogravitanti a simmetria sferica costituiti da  $10^4$ - $10^6$  stelle. Essi sono considerati, almeno nella nostra Galassia, sistemi di età molto avanzata (compresa tra 10-13 Gyr), comparabile quindi all'età dell'Universo. Molti GC sono estremamente densi e concentrati, con densità stellari centrali (entro i primi pc dal centro) anche di  $\sim 10^6 M_\odot/\text{pc}^3$ .

In prima approssimazione questi sistemi sono esempi di “popolazione stellare semplice” (SSP), ovvero costituiti da stelle singole, nate in un unico evento di formazione stellare e omogenee nella composizione chimica. In realtà negli ultimi decenni molti studi (e.g., Milone et al. 2012) hanno dimostrato che possono contenere una frazione di binarie non trascurabile (20-30%) e che, in quasi tutti gli ammassi studiati dettagliatamente, sono presenti popolazioni stellari caratterizzate da diversa composizione chimica negli elementi leggeri (Piotto 2007, 2009). In ogni caso, le stelle presenti nei GC sono fortemente omogenee nell'abbondanza di Fe, a testimonianza del fatto che la massa di questi sistemi non è (né è mai stata) sufficiente a trattenere gli ejecta delle supernovae e gli unici fenomeni di auto-arricchimento, quindi, hanno riguardato gli elementi leggeri (quali sodio, ossigeno, magnesio, etc). Solo pochissime eccezioni sono note ad oggi. I casi di inomogeneità in ferro più significativa (oltre 1 dex) sono quelli di omega Centauri, nell'alone, e Terzan 5, nel bulge. La spiegazione attualmente più accreditata di questa anomalia è che entrambi questi sistemi siano il remnant di oggetti originariamente più massivi: Omega Centauri sarebbe il remnant del nucleo di una galassia nana accresciuta dall'esterno, mentre Terzan 5 sarebbe ciò che rimane di una delle sotto-strutture massive che hanno contribuito a formare il bulge (Ferraro et al. 2009). Altri casi con dispersione in ferro di minore entità (per esempio, M22 o NGC 3201) sono fortemente dibattuti in letteratura (Mucciarelli et al. 2015 e referenze lì citate).

Le disomogeneità nell'abbondanza degli elementi leggeri implica anche che le popolazioni stellari presenti in un ammasso non sono strettamente coeve, tuttavia la differenza di età è dell'ordine di appena  $\sim 10^8$  anni, cioè due ordini di grandezza inferiore rispetto alla loro età. Per tutti questi motivi l'approssimazione di “popolazione stellare semplice” è comunque valida e questi oggetti rappresentano le strutture cosmiche che si avvicinano di più a questo modello.

## 1.1 Caratteristiche generali

Oggi si ritiene che gli ammassi globulari siano presenti in tutti i tipi di galassie, dalla Via Lattea che ne contiene approssimativamente 150 (Harris, 1996) fino a galassie come M87 che ne contengono circa 13000 (Tamura et al. 2006). In tal senso alcune ricerche recenti suggeriscono che il loro numero sia un tracciatore della massa e della densità della galassia ospite (Mieske, Kupper & Brockamp 2014). Tuttavia studi spettroscopici e fotometrici approfonditi sono disponibili soltanto per i GC della nostra Galassia di cui riassumiamo in seguito le diverse proprietà.

Dal punto di vista della loro distribuzione, nella maggior parte dei casi gli ammassi globulari si trovano nell’alone, dove descrivono orbite molto eccentriche, a distanze dal centro della Galassia ( $R_G$ ) tipicamente inferiori ai 15 kpc. Un parametro importante per i GC è il raggio di metà luce (*half-light radius*;  $r_{hl}$ ) che corrisponde al raggio della sfera contenente metà della luminosità totale dell’ammasso. Nella Via Lattea il valore tipico per questo raggio è di circa 3 pc (Harris 2010). Si ritiene che questo parametro segua una relazione empirica con la distanza dal centro  $r_{hl} \approx \sqrt{R_G}$  (Van den Bergh et al. 1991). Le origini di questa correlazione non sono ancora del tutto chiare sebbene siano possibilmente legate o agli effetti del potenziale mareale della Galassia, che può portare, in particolar modo al centro, a perturbazioni e alla parziale distruzione degli ammassi (*tidal stripping*) (Baumgardt & Makino 2003), oppure sono correlate alla dimensione dell’ammasso e/o alla densità del gas primordiale (e.g, Elmegreen 2008).

Nella nostra galassia i GC sono tra i sistemi più vecchi conosciuti per cui la determinazione della loro età fornisce importanti vincoli sull’epoca di formazione della nostra Galassia e sull’età dell’Universo stesso.

La loro età assoluta è determinabile in base alla magnitudine intrinseca del punto di *turnoff* in cui stanno evolvendo le stelle di Sequenza Principale ( $\sim 0.7 - 0.8M_\odot$ ). La corretta determinazione di questo valore richiede la conoscenza di varie quantità con grande precisione, tra cui la metallicità, l’abbondanza di elio e il modulo di distanza. Nonostante queste difficoltà al 90-95% di questi sistemi nella Via Lattea è in genere attribuita un’età di 13 Gyr (McLaughlin & van der Marel 2005). A differenza di quella assoluta, l’età relativa dei GC all’interno della nostra Galassia può essere determinata con maggiore precisione (Stetson et al 1996). Possono essere identificati tre gruppi di GC in base all’età: un gruppo molto popoloso di ammassi tendenzialmente vecchi e *metal poor* che si trova nell’alone, una popolazione (il 15-17% del totale) leggermente più giovane e più *metal rich* che si trova principalmente nel bulge e un gruppo di GC più giovani ma di metallicità intermedia (figura 1.1). Possiamo considerare che la dispersione delle età tra i GC sia molto piccola, dell’ordine del Gyr. Questo risultato è considerato oggi a sostegno del modello di formazione della Galassia “a doppio infall” che prevede un primo collasso della nube protogalattica che dà origine all’alone e ai GC, che di conseguenza sono coevi alla Galassia stessa, e successivamente ad un secondo collasso del gas rimanente nelle regioni più interne che va così a costituire il bulge.

Nella nostra galassia i GC possono essere divisi in due sottosistemi associati al disco e all’alone (Ashman & Zepf 2008) discriminabili oltreché dalla distanza dal centro galattico anche dalla metallicità e dalla morfologia dell’*horizontal branch* (HB) nel diagramma colore magnitudine. In particolare è noto (Harris 1976) che l’alone ospita prevalentemente ammassi poveri di metalli ( $[Fe/H] \sim -2.2$ ) mentre quelli associabili alle regioni del bulge sono caratterizzati da valori di metallicità più elevata (fino a  $[Fe/H] \sim 0.1$ ). La distribuzione della metallicità per



per gli ammassi della nostra Galassia appare dunque bimodale con picchi a  $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -1.6$  e  $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -0.6$  ed è riportata in figura 1.2.

Vedremo nel prossimo capitolo che per tutte le proprietà elencate, i GC possono essere considerati dei laboratori unici per comprendere un gran numero di processi dinamici, i quali, a differenza delle galassie, avvengono su scale temporali inferiori all'età dell'Universo, come il rilassamento a due corpi, la segregazione di massa, i *merging* stellari e il *core-collapse*.

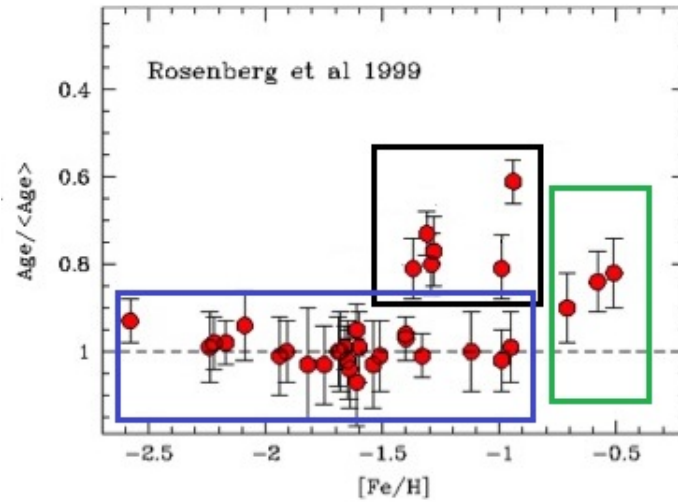


FIGURA 1.1: Distribuzione delle età (normalizzate rispetto all'età media) in funzione della metallicità per alcuni GC galattici. Si nota che la maggior parte dei GC ha metallicità  $[\text{Fe}/\text{H}] < -1$  ed è essenzialmente coeva (riquadro blu), un secondo gruppo si trova ad alta metallicità ( $[\text{Fe}/\text{H}] > -1$ ) ed età intermedie (riquadro verde), ed un terzo gruppo ha metallicità  $-1.5 < [\text{Fe}/\text{H}] < -1$  ed è significativamente più giovane (riquadro nero).

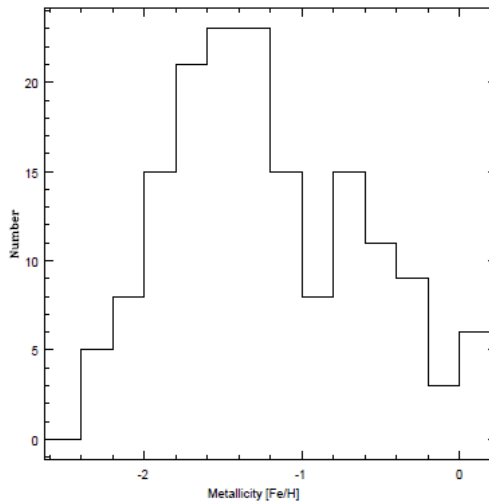


FIGURA 1.2: Distribuzione dei GC galattici in funzione del  $[\text{Fe}/\text{H}]$ , si può notare la bimodalità dalla presenza dei due picchi principali a  $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -1.6$  e  $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -0.6$  (Harris 2010).

## 1.2 Tempo di rilassamento a due corpi

Il rilassamento collisionale o rilassamento a due corpi è il meccanismo evolutivo fondamentale per spiegare dal punto di vista dinamico come si comportano le stelle di un ammasso globulare. Teorizzato prima da Jeans nel 1929 e successivamente sviluppato da Chandrasekhar nel 1942, è definito come il tempo necessario affinché le reciproche interazioni gravitazionali tra coppie di stelle modifichino in maniera significativa le orbite iniziali portando ad una distribuzione delle velocità quasi Maxwelliana. Affinché questo processo diventi significativo e il sistema perda ogni memoria del proprio stato precedente, deve trascorrere un tempo pari a (*Spitzer 1987 Eq 2-62*):

$$t_{2b} = \frac{0.065 \langle v^2 \rangle^{3/2}}{\rho \langle m \rangle G^2 \ln \Lambda}$$

dove  $\rho$  è la densità di massa nell'ammasso,  $\langle m \rangle$  la massa media,  $\langle v^2 \rangle$  è il valor medio (pesato sulla massa) delle velocità quadratiche,  $\ln \Lambda$  è il Logaritmo di Coulomb (approssimabile come  $0.4N$ , con  $N$  numero di stelle) e  $G$  la costante gravitazionale. Introducendo il cosiddetto “tempo di attraversamento” ( $t_{cross}$ ; *crossing time*), definito come il rapporto tra le dimensioni caratteristiche dell'ammasso e la velocità media delle stelle, e supponendo equilibrio viriale, l'equazione precedente si semplifica come:

$$t_{2b} \cong \frac{0.1N}{\ln N} t_{cross}$$

un sistema per il quale il tempo di rilassamento a due corpi è molto minore dell'età, ovvero  $t_{2b} \ll t_{age}$ , si dice collisionale. In tal caso gli scambi di energia cinetica tra le stelle sono efficienti e la distribuzione delle velocità è simile alla Maxwell-Boltzman. Se invece vale  $t_{2b} \gg t_{age}$  si ha un sistema non collisionale dove ciascuna stella risente solo del potenziale medio generato da tutte le altre.

Gli ammassi globulari sono sistemi molto popolosi e con un'età tipica di 10 Gyr. Dalle loro proprietà possiamo dedurre un tempo di rilassamento nell'ordine di  $10^7 - 10^8$  anni quindi possono essere considerati dei sistemi collisionali. Se consideriamo una distribuzione di velocità di tipo Maxwell-Boltzman in ogni punto del sistema, si ottiene un modello dinamico con massa totale ed estensione infinite chiamato “sfera isoterma”. Questa approssimazione tuttavia non descrive pienamente gli ammassi globulari reali. Infatti, questi sono sistemi finiti nei quali alcune stelle, per via della velocità di fuga finita e per le interazioni mareali con la nostra Galassia, vengono perdute e non possono più essere considerate gravitazionalmente legate ad essi. Per questi motivi, vengono utilizzati dei modelli che possano tenere conto della finitezza di questi sistemi e descriverne le caratteristiche, tra questi analizzeremo i modelli di King.

## 1.3 Modelli di King

A partire dagli anni '60 vennero ipotizzati un gran numero di modelli matematici per ottenere una descrizione del comportamento cinematico degli ammassi stellari che avesse riscontro a livello osservativo. Quelli che ebbero maggior successo furono i modelli di King del 1966, che incorporano tre processi dinamici essenziali: l'equilibrio dinamico, gli effetti delle interazioni gravitazionali tra coppie di stelle che portano ad una distribuzione di tipo Maxwell-Boltzman e l'aggiunta di un *cut-off* in energia per tenere conto dell'estensione finita del sistema. Nell'approssimazione sferica e isotropa, la funzione di distribuzione che descrive questo modello può essere scritta come:

$$f(E) = \begin{cases} C(e^{-E/\sigma} - 1) & \text{se } E < 0 \\ 0 & \text{se } E \geq 0 \end{cases}$$

dove  $E$  è l'energia per unità di massa definita come:

$$E = \frac{v^2}{2} + \Psi(r)$$

con  $\Psi(r)$  che indica il potenziale medio, reso nullo alla distanza dove viene raggiunta la velocità di fuga e oltre la quale le stelle non appartengono più al sistema;  $C$  è una costante che dipende dalla densità del sistema e  $\sigma$  è un parametro connesso alla dispersione di velocità. Per questi modelli, il profilo di densità dell'ammasso è caratterizzato da un core centrale a densità costante e una zona esterna che decresce monotonicamente con la distanza. Introduciamo brevemente i parametri fondamentali che caratterizzano questi modelli dinamici:

- raggio di core  $r_c$ : denota la distanza a cui la densità proiettata diventa pari alla metà del valore centrale.
- Raggio di metà massa  $r_h$ : quello che contiene metà della massa totale del sistema.
- Raggio mareale  $r_t$ : oltre il quale il potenziale gravitazionale della Galassia non può essere più trascurato e le stelle non risultano più appartenere all'ammasso.
- Raggio di King  $r_0$ : che è la lunghezza scala di riferimento del sistema e corrisponde al punto dove la distribuzione di densità "piega"; in genere è abbastanza simile al raggio di core e tende ad esso per i modelli di maggiore concentrazione.

La forma del profilo di densità è unicamente determinata da un singolo parametro adimensionale che può essere ottenuto da diverse combinazioni dei parametri precedenti: questo può essere o il parametro  $W_0$  o il parametro di concentrazione  $c$ . Il primo è proporzionale al potenziale gravitazionale centrale del sistema mentre il secondo è definito come il logaritmo del rapporto tra il raggio mareale e il raggio di King, ovvero  $c = \log \frac{r_t}{r_0}$ . Quindi il parametro di concentrazione assume valori tanto maggiori quanto più il core è piccolo rispetto alle dimensioni totali del GC (figura 1.3).

Il modello di King e i corrispondenti parametri strutturali di best fit per un dato ammasso globulare, vengono ottenuti dal confronto con il profilo di densità proiettata (numero di stelle per area) o con il profilo di brillantezza superficiale.

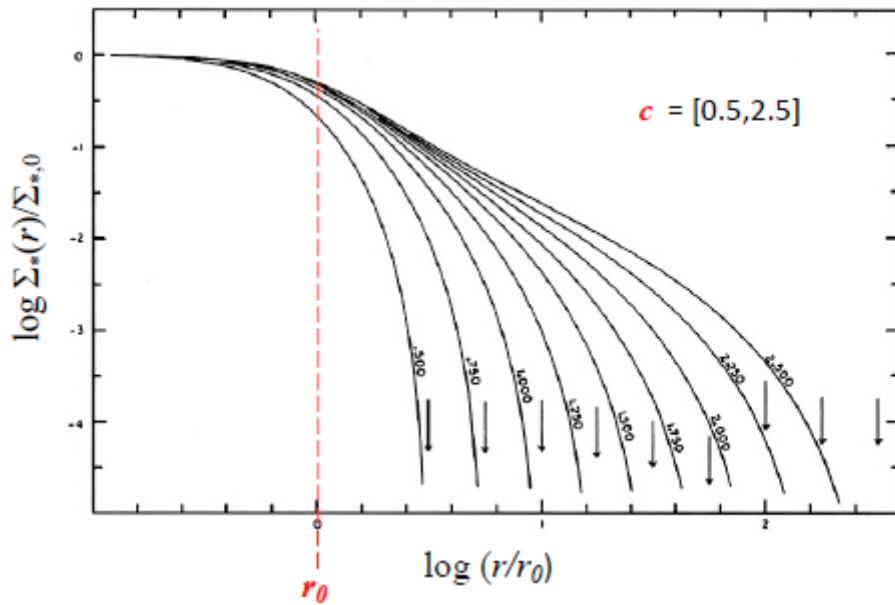


FIGURA 1.3: Famiglia di profili di King (King 1966) al variare del parametro  $c$  con valori crescenti da sinistra verso destra mantenendo fisso il raggio di King  $r_0$  (riga tratteggiata verticale), le frecce nere indicano la posizione del raggio di troncamento  $r_t$ .

## 1.4 Evaporazione, segregazione di massa e core-collapse

In un sistema collisionale gli incontri casuali tra le stelle presenti portano queste ultime a non tenere traccia delle proprie orbite iniziali. In altri termini, l'energia cinetica distribuita inizialmente nel sistema in maniera anisotropa, a seguito delle collisioni, in un tempo di rilassamento  $t_{2b}$ , viene ridistribuita isotropicamente.

Considerando un gran numero di interazioni gravitazionali, ripetuti incontri casuali portano all'equipartizione dell'energia cinetica ( $E = \frac{1}{2}mv^2$ ) tra le componenti del sistema. Questo comporta che le stelle di massa maggiore, a seguito degli urti, posseggano velocità inferiori rispetto a quelle di massa minore, per cui si hanno contemporaneamente due fenomeni:

da una parte il processo noto come “segregazione di massa” per cui le stelle più massive, perdendo energia cinetica a favore delle più leggere, si assestano su orbite con contributo energetico totale inferiore e quindi più vicine al centro dell'ammasso; dall'altro possiamo avere che, tra le stelle meno massive, l'aumento di velocità le porti ad avere un valore complessivo di energia  $> 0$  e quindi a non appartenere più al sistema. Le stelle dell'ammasso vengono quindi disperse nel campo galattico in un processo che si esaurisce in un tempo pari a circa 100 volte il tempo di rilassamento; tuttavia il fenomeno può anche essere accelerato dalla presenza di eventuali shock mareali dovuti all'interazione con la galassia ed è chiamato “evaporazione gravitazionale”.

Essendo i GC dei sistemi virializzati, la perdita di energia dovuta all'evaporazione delle componenti li porta a contrarsi e a scaldarsi cinematicamente. Il risultato di questo nuovo assestamento comporta un maggior numero di interazioni gravitazionali e quindi conseguentemente, un'accelerazione del processo di evaporazione stesso. Questo meccanismo iterativo porterebbe ad un inarrestabile aumento della densità, che raggiungerebbe valori infiniti nelle

regioni centrali e quindi al collasso del core. Si ritiene però che il processo sia fortemente rallentato dalla presenza di sistemi binari stretti (Hills 1975). Questi forniscono al sistema l'energia cinetica necessaria per compensare la dissipazione e una contrazione ulteriore dell'ammasso stesso: cinematicamente, quando le binarie subiscono un incontro ravvicinato con una stella, avviene un trasferimento di energia a favore di quest'ultima che si traduce in un restringimento delle orbite tra le due componenti, quindi sostanzialmente le binarie si comportano come una fonte di energia che tende ad espandere il core. Le loro interazioni sono efficaci proprio perché rispetto alle stelle singole hanno una maggiore sezione d'urto e perché, avendo una massa maggiore, hanno subito la segregazione di massa e si posizionano nelle regioni più interne.

Per via di questi meccanismi, un eventuale collasso del core non porta a conseguenze così estreme nei parametri centrali, ma arriva comunque ad aumentare la concentrazione dell'ammasso, e porta ad un profilo di densità non più piatto ma descrivibile da una legge di potenza e una cuspid (figura 1.4) espressa dalla relazione:

$$\Sigma(r) \propto r^\alpha$$

dove  $\Sigma(r)$  è la densità superficiale e  $-1 < \alpha < -0.7$ .

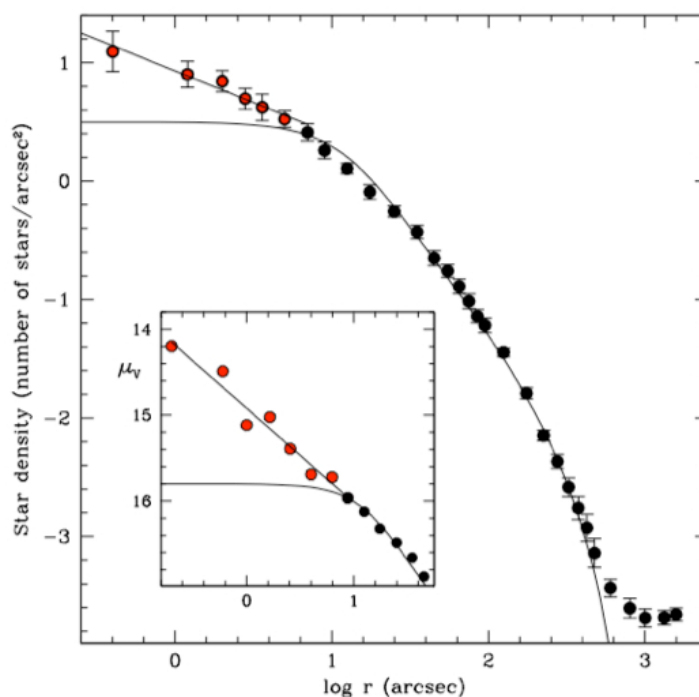


FIGURA 1.4: Il profilo di densità di M30 ben riprodotto nelle regioni interne (punti rossi) da una legge di potenza che rappresenta l'andamento in caso di collasso del core.

Il criterio maggiormente adottato per distinguere gli ammassi globulari che hanno già subito il collasso del core, da quelli che sono in una fase evolutiva precedente è basato sulla forma del profilo di densità: se si osserva una ripida cuspidale centrale e il parametro di concentrazione di King è maggiore di 2, si ritiene che l'ammasso sia in una fase di *post core-collapse* (e.g., Meylan & Heggie 1997). Secondo questo criterio, si stima che i GC facenti parte di questa categoria siano circa il 15 – 20% del totale. Recenti simulazioni numeriche, tuttavia, suggeriscono che anche ammassi con core piatto (come in un modello di King standard) potrebbero avere già subito il collasso del core e si troverebbero in una fase di “rimbalzo” successiva. (e.g., Heggie & Giersz 2008).

## Capitolo 2

# Intermediate-mass Black Hole (IMBH)

### 2.1 Definizione

L'esistenza di buchi neri di massa intermedia (IMBHs) con masse comprese tra  $10^2 - 10^5 M_\odot$  è ancora oggetto di forte dibattito scientifico. Questa classe di oggetti è stata predetta dal punto di vista teorico ed è ritenuta di particolare importanza astrofisica per molteplici ragioni:

- esiste un *gap* di 3 ordini di grandezza in massa tra i buchi neri stellari (SBHs, con masse generalmente  $\leq 20M_\odot$ ) e i buchi neri supermassicci (SMBHs, con  $10^6 M_\odot \leq M \leq 10^9 M_\odot$ ). Sembra quindi ragionevole supporre che esistano anche buchi neri con valori di massa intermedi:  $10^2 M_\odot \leq M \leq 10^5 M_\odot$ .
- Potrebbero essere i progenitori dei SMBHs. Infatti, *merging* ripetuti di IMBHs potrebbero spiegare l'osservazione di Quasar a redshift elevato ( $z > 6$ ) mentre un numero sufficientemente grande di *merging* di SBHs in tempi così brevi non è affatto plausibile.
- Sono dei candidati ideali per spiegare le *ultraluminous Xray sources* (ULX), osservate nelle galassie vicine, senza dover ipotizzare tipi di accrescimento in regime *super-Eddington*. Infatti per avere luminosità X tali per cui  $L_x > 10^{40} \text{erg/s}$  in regime di Eddington, è necessario un accrescimento su oggetti compatti di almeno  $10^2 M_\odot$ .
- Sono considerati (Carr et al. 1994) una possibile soluzione per spiegare la materia oscura barionica mancante nell'universo.

I GC sembrano essere gli ambienti più adatti per la formazione e l'esistenza di questa classe di oggetti per due motivazioni principali:

- Se consideriamo la “relazione di Magorrian” (Magorrian et al. 1998) che lega la massa dei SMBH alla galassia ospite  $M_{bh} \simeq 10^{-3} M_{gal}$  e la estropoliamo alle più basse masse, abbiamo che il regime di massa degli ambienti “ospite” di un buco nero di massa intermedia è di  $10^5 - 10^6 M_\odot$ , ovvero quello tipico dei GC.

- Secondo alcuni modelli (Portegies Swart et al. 2004), le condizioni di elevata densità centrale degli ammassi, soprattutto nelle prime fasi evolutive del sistema, permettono processi di *merging* a catena di stelle massicce ( $M > 50M_{\odot}$ ) che possono spiegare la formazione per gli IMBHs.

## 2.2 Meccanismi di formazione

Gli scenari di formazione proposti per questi oggetti peculiari sono molteplici. Abel Bryan & Normann (2000) ipotizzano che gli IMBHs possono essersi originati in seguito al collasso di stelle di popolazione III con  $M > 260M_{\odot}$ , ancora in fase di Sequenza Principale.

Miller & Hamilton 2002 invece ritengono che un BH stellare di  $50M_{\odot}$  per la segregazione di massa, si collochi in breve tempo al centro dell'ammasso; dopodiché, successive collisioni con altri BH stellari potrebbero portare al raggiungimento di masse nell'ordine di  $10^3M_{\odot}$  in un tempo paragonabile a quello di Hubble.

Un altro scenario proposto consiste nella perdita di momento angolare da parte del gas interstellare nei GC quando questo è soggetto ad una elevata pressione di radiazione (Kawakatu & Umemura 2005). Se l'ammasso ha massa sufficiente, da cui deriverebbero condizioni di pressione di radiazione adeguate, l'accrescimento mediante il gas permetterebbe ad un BH stellare di raggiungere nel tempo masse molto elevate.

Un ultimo interessante meccanismo è proposto da Portegies Zwart 2004; Freitag 2007. Da simulazioni numeriche è stato ottenuto che in un core ad alta densità, le stelle molto massicce ( $50 - 100M_{\odot}$ ) possono essere soggette ad un'efficiente segregazione di massa che le colloca nel nucleo dell'ammasso mentre stanno ancora evolvendo in Sequenza Principale. Abbiamo allora un numero sempre crescente di collisioni e *merging* che portano alla formazione e all'immediato collasso di una stella di  $10^{-3}M_{cluster}$ , generando così un IMBH.



## 2.3 IMBH fingerprints

Possiamo dunque chiederci quali siano gli osservabili (*fingerprints*) che ci dovremmo aspettare di fronte alla presenza di un IMBH negli ammassi globulari e quali difficoltà incontreremmo a livello pratico nella loro determinazione.

- *Alterazioni nel profilo di densità.* Un IMBH aumenta la profondità della buca di potenziale di un ammasso causando un incremento della densità stellare nelle zone centrali e quindi delle interazioni gravitazionali a due o più corpi. Si ha dunque una produzione di energia che porta ad un’espansione del core nelle regioni più interne e quindi ad una concentrazione intermedia  $c \simeq 1.5$ . Nel profilo di densità si ha conseguentemente una cuspidale ben descritta da una legge di potenza più piatta ( $\Sigma \propto r^\alpha$ , con  $\alpha > -0.3$ ) rispetto a quella che ci si aspetta in configurazioni collassate (con indice  $\alpha \simeq -0.7$ ). Tuttavia è bene notare che queste caratteristiche non sono così stringenti. Infatti simulazioni N-corpi (Trenti et al. 2010) mostrano che, sotto determinate condizioni iniziali, si può comunque avere una legge di potenza “appiattita” in fasi di pre-collasso e di collasso del core. Oltretutto vale lo stesso anche in GC già collassati, dove è sufficiente avere una piccola frazione di binarie ( $> 3\%$ ) per avere una fonte di energia alternativa capace di produrre lo stesso profilo di densità atteso in presenza di un IMBH. Altro problema consiste nella corretta stima del centro di gravità dell’ammasso: infatti un piccolo errore nella determinazione di quest’ultimo può produrre un andamento apparentemente piatto anche in presenza di una cuspidale.
- *Alterazioni nel profilo di dispersione di velocità:* se consideriamo al centro dell’ammasso un buco nero di massa  $M_{BH}$  possiamo stimare il suo raggio di influenza come:

$$r_{BH} = \frac{GM_{BH}}{\sigma^2}$$

dove  $G$  è la costante di gravitazione universale e  $\sigma$  è la dispersione di velocità delle stelle subito al di fuori della sfera di influenza del buco nero. Le stelle all’interno di questo raggio risentono principalmente dell’influenza gravitazionale del BH e seguono un profilo di dispersione di velocità di tipo “kepleriano” caratterizzato da una ripida risalita nelle regioni centrali. L’analisi cinematica all’interno di questo raggio, soprattutto per basse  $M_{BH}$  è difficoltosa: infatti, considerando un caso con  $M_{BH} \simeq 10^3 M_\odot$  in un ammasso con distanza di 10 kpc da noi, questo raggio corrisponderebbe a un valore inferiore al secondo d’arco. La determinazione della dispersione di velocità delle stelle in una regione così piccola e centrale dei GC è al limite delle capacità dell’attuale strumentazione astronomica e richiede un’elevatissima risoluzione spaziale.

Il profilo di dispersione di velocità si può ottenere, dal punto di vista teorico (come descritto in Lanzoni et al. 2007) risolvendo l’equazione sferica di Jeans utilizzando come input il profilo di densità determinato precedentemente e considerando un oggetto puntiforme di massa variabile al centro dell’ammasso. Come risultato si ottiene una famiglia di profili di dispersione di velocità che, una volta comparati con le osservazioni, restituiscono la massa del BH centrale (si veda come esempio la figura 2.1).

- Altri osservabili possono essere ad esempio: la presenza di stelle accelerate ad alta velocità per via di scattering ravvicinati con il BH centrale nei casi in cui questo si trovi legato strettamente ad un'altra stella massiccia; inibizione della segregazione di massa dovuta all'espansione del core; un valore relativamente grande e universale del rapporto tra il raggio di core e il raggio di metà massa e l'emissione X e Radio per via di fenomeni di accrescimento. Tuttavia gli stessi osservabili elencati potrebbero essere presenti considerando interazioni con altri oggetti collassati e per quanto riguarda le emissioni X e Radio, essendo i GC sistemi poveri di gas, risultano difficili da rilevare.

In conclusione sono stati proposti vari possibili indicatori della presenza di un IMBH nel centro di un GC. Tuttavia, le predizioni non sembrano univoche e per confermare l'esistenza di un IMBH sarebbe necessario che diversi di questi indicatori vengano trovati simultaneamente e che convergano sugli stessi valori di massa.

Per i risultati ottenuti in questo elaborato ci concentreremo maggiormente sulla seconda *fingerprint* osservabile, ovvero sul profilo di dispersione di velocità e su come questo possa essere determinato.

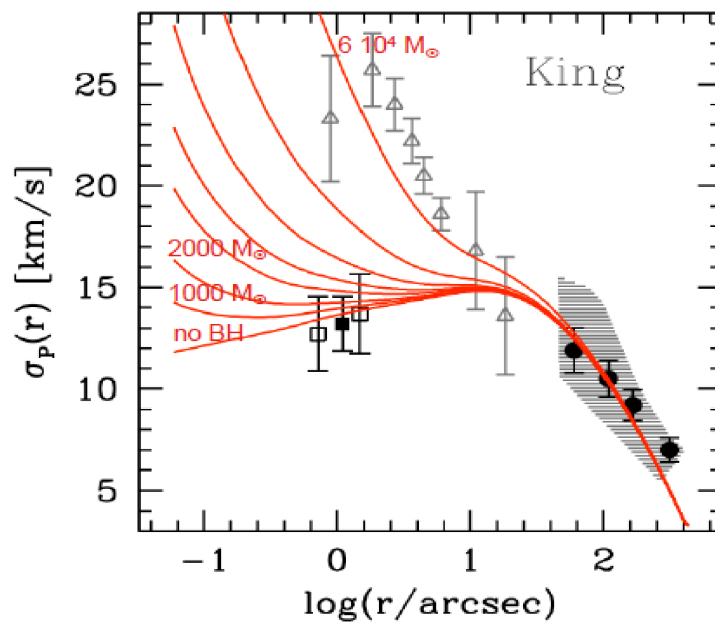


FIGURA 2.1: Il profilo di dispersione di velocità osservato per NGC 6388 (quadrati e cerchi da Lanzoni et al. 2013, triangoli da Lutzgendorf et al. 2011) con sovrapposte come linee rosse continue le famiglie di modelli di Jeans ricavate dal profilo di densità osservato e assumendo una diversa massa per il black hole centrale. Si noti che aumentando la massa del IMBH la risalita nelle regioni centrali risulta più evidente.

## 2.4 Misura della dispersione di velocità in GC galattici

Per determinare il profilo di dispersione di velocità  $\sigma(r)$  di un ammasso globulare galattico (le cui stelle sono risolte e nel quale non vi è alcun contenuto significativo di gas) possono essere utilizzati tre diversi metodi di indagine.

A livello spettroscopico possiamo avere la “tecnica a luce integrata”, che si basa sulla misura dell’allargamento delle righe di uno spettro stellare medio a diverse distanze radiali dal centro dell’ammasso. Questo approccio fa uso in genere di *integral field spectrographs* (IFS) a fibre o fibre equipaggiate con lenslet (si veda il paragrafo 3.1) in osservazioni *ground-based* le quali, non avendo correzione per ottiche adattive, sono in condizioni limitate dal *seeing*. Dato che ogni fibra riceve la luce delle stelle indistinte presenti nella zona di cielo che questa ricopre, lo spettro acquisito sarà dovuto ad una sovrapposizione di tanti spettri con diversa velocità. Per effetto Doppler si avrà quindi una diversa posizione delle righe di assorbimento, che si traduce osservativamente in uno spettro medio dove l’allargamento di una *feature*, presa come riferimento, dipende dalla dispersione di velocità dei singoli contributori.

Per aumentare la statistica e il rapporto segnale-rumore vengono mediati insieme tutti gli spettri estratti dai pixel che fanno parte di una certa regione, solitamente compresa tra due anelli di diverso raggio. Nell’operazione di media viene spesso utilizzato un algoritmo di *sigma-clipping* per escludere gli spettri troppo diversi fra di loro o contaminati da eventuali raggi cosmici (Lutzegendorf et al. 2011, 2012). Una volta ottenuto lo spettro medio, si seleziona una *feature* in assorbimento che sia molto evidente anche nelle stelle più deboli, ad esempio il tripletto del calcio ( $\sim 850$  nm), e si deconvolve l’allargamento per gli effetti di risoluzione strumentale e per effetti secondari di rotazione dell’ammasso per ottenere la  $\sigma$  intrinseca di quella regione.

I vantaggi di questa tecnica consistono nell’essere utilizzabile facilmente da terra anche in condizioni limitate dal *seeing*, tuttavia, a differenza di quanto avviene in galassie lontane, nel caso degli ammassi galattici è soggetta ad un importante *bias* chiamato *shot noise*. Infatti, poiché per la vicinanza di questi oggetti il campo di vista include al suo interno un piccolo numero di stelle, uno spettro integrato è facilmente dominato dal contributo di poche stelle brillanti. In questo caso la  $\sigma$  misurata non è rappresentativa della distribuzione di velocità complessiva di quella regione, ma risente in larga parte della velocità radiale delle stelle più luminose. Questo problema può, ad esempio, dare luogo a sovrastime della  $\sigma$  quando si hanno poche stelle dominanti con grandi differenze di velocità (un esempio è quello dell’ammasso NGC 6388, Lutzegendorf 2011, Lanzoni 2013, mostrato in figura 2.2).

Un possibile modo per risolvere (o almeno alleviare) questo problema (Lutzegendorf et al. 2011, 2012) consiste nell’utilizzare un’immagine fotometrica ad alta risoluzione per modellare il profilo di luce di ogni stella (Point Spread Function; PSF) con una gaussiana, con allargamento pari alla risoluzione dello strumento, e riscalandola sul flusso totale. Si ottiene come informazione finale il contributo al flusso all’interno di ogni *spaxel*, in termini percentuali, dovuto ad ogni stella circostante. Infine si scartano tutti quegli *spaxel* il cui flusso è dominato dal contributo di una o poche stelle, e si procede poi alla determinazione della dispersione di velocità dall’allargamento delle righe dello spettro ottenuto combinando i soli *spaxel* “non contaminati”. La figura 2.3 illustra questa procedura per il caso di NGC 2808: gli *spaxel* “contaminati” sono segnati con una crocetta bianca nella mappa di velocità (da Lutzegendorf et al. 2012). Come si può notare dalla stessa figura, con questa tecnica la rimozione degli *spaxel* in corrispondenza delle stelle brillanti può effettivamente limitare il problema,

ma non rimuove completamente il *bias* in quanto molti *spaxel* adiacenti continuano ad essere dominati dalle ali della PSF delle stelle dominanti.

D'altra parte la rimozione di tutti gli *spaxel* "contaminati" lascerebbe un numero troppo piccolo di *spaxel* "non contaminati" su cui fare la misura.

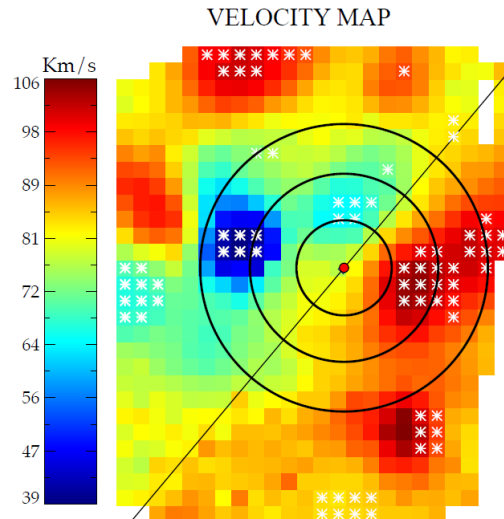


FIGURA 2.2: La mappa di velocità di NGC 6388 (Lutzegendorf et al 2011) dove si notano due stelle con velocità molto diverse fra di loro (contraddistinte da una macchia blu e una rossa vicino al centro). La correzione per lo *shot noise* esclude gli *spaxel* contrassegnati dalle crocette bianche, ma diversi altri *spaxel* nei dintorni sembrano comunque fortemente dominati dalla luce di queste due stelle brillanti. Utilizzare questi spettri per la determinazione della dispersione di velocità centrale porta ad una severa sovrastima del valore vero (Lanzoni et al 2013).

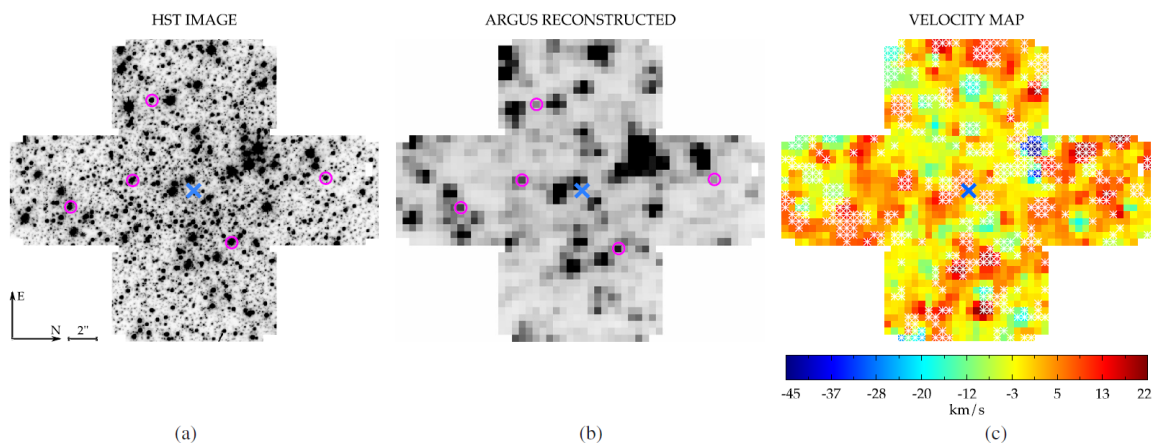


FIGURA 2.3: In figura abbiamo come esempio le mappe utilizzate da Lutzegendorf et al (2012) nel caso di NGC 2808 per la correzione dello *shot noise*. Viene utilizzata inizialmente l'osservazione ad alta risoluzione del Telescopio Spaziale Hubble (pannello di sinistra); da qui si costruisce un'immagine degradata alla risoluzione dello strumento (in questo caso FLAMES in ARGUS mode; pannello centrale); infine, le informazioni ottenute dalle immagini fotometriche vengono utilizzate per rimuovere dalla mappa delle velocità gli *spaxel* contaminati dal contributo di poche stelle (crocette bianche nel pannello di destra).

L'altro approccio possibile, utilizzato in questo lavoro di tesi, consiste nel derivare la  $\sigma(r)$  misurando le velocità delle singole stelle lungo la linea di vista. Sebbene questo metodo non risenta di *bias* come lo *shot noise* è di difficile applicabilità. Infatti per studiare la dispersione di velocità delle regioni più interne degli ammassi, le più interessanti dal punto di vista dinamico ma anche le più dense, è necessaria una spettroscopia ad altissima risoluzione spaziale al fine di evitare sovrapposizioni di spettri (*blend*).

Oltretutto, un'altra condizione fondamentale per l'utilizzo di questo metodo consiste nel ricavare un elevato numero di spettri per avere un campione statisticamente significativo per il calcolo di  $\sigma(r)$ .

Questi due requisiti vengono soddisfatti dagli spettrografi IFS con correzione per ottiche adattive, descritti più ampiamente nel capitolo 3, che permettono di raggiungere un'elevata risoluzione spaziale non essendo limitati dal *seeing*.

Come verrà esposto più ampiamente nel paragrafo 6.5, la derivazione della velocità lungo la linea di vista viene ottenuta paragonando le lunghezze d'onda di alcune bande di assorbimento fotosferiche con quelle di un opportuno spettro sintetico a velocità zero.

E' da notare che i metodi spettroscopici descritti precedentemente offrono una stima della dispersione di velocità solo lungo la linea di vista e non possono quindi dare alcuna informazione su un'eventuale anisotropia orbitale nell'ammasso. Per avere anche un'informazione sulle velocità nelle altre due direzioni, e quindi sul piano del cielo, vengono utilizzati i moti propri. In questo ultimo metodo, facendo uso di fotometria ad alta risoluzione e di osservazioni a *baseline* temporali lunghe, se è nota con precisione la distanza dell'ammasso, è possibile risalire alle velocità delle componenti osservando il loro spostamento nel piano del cielo e considerando l'intervallo di tempo tra le diverse osservazioni. Una volta ottenute le velocità per ogni stella, si procede al raggruppamento di queste ultime in diversi *bin* radiali e al calcolo dei profili di dispersione di velocità nelle due dimensioni sul piano del cielo. Questo approccio, tuttavia, richiede elevatissime precisioni fotometriche e astrometriche, oltre che *baseline* temporali di alcuni anni. Al momento, quindi, è applicabile solo per un numero limitato di ammassi globulari e solo per le loro regioni centrali, opportunamente campionate da osservazioni con il Telescopio Spaziale Hubble (HST).



## Capitolo 3

# Spettroscopia a campo integrale

La spettroscopia a campo integrale, detta anche spettroscopia 3D, è una tecnica introdotta nell'ambito astronomico solo una ventina di anni fa. A differenza della spettroscopia classica a fenditura (detta anche spettroscopia 2D), che permette di ottenere spettri lungo una sola direzione spaziale, quella a campo integrale permette di ottenere simultaneamente spettri su un'area completa di cielo, e risulta particolarmente vantaggiosa nello studio di sorgenti estese o di campi stellari molto densi.

In spettroscopia 2D il dato osservativo viene codificato in forma di matrice bidimensionale  $XY$ : il vettore  $X$  campiona i conteggi in funzione della lunghezza d'onda, il vettore  $Y$  campiona la direzione spaziale lungo la quale è disposta la fenditura. In spettroscopia 3D il dato osservativo viene invece codificato in forma di cubo  $XYZ$  (*data-cube*; figura 3.2): i vettori  $X$  e  $Y$  campionano l'area di cielo osservata e il vettore  $Z$  i conteggi in funzione della lunghezza d'onda.

### 3.1 Spettrografi a campo integrale

Gli spettrografi a campo integrale (Integral Field Spectrographs; IFS) sono strumenti complessi costituiti da due moduli principali: lo spettrografo vero e proprio e il sistema ottico (detto Integral Field Unit; IFU) che raccoglie la luce appartenente all'area di cielo campionata sul piano focale del telescopio e la riorganizza in una configurazione geometrica ottimale per essere poi dispersa e focalizzata sul rivelatore all'interno dello spettrografo.

Tipicamente gli IFUs utilizzano una delle seguenti tre configurazioni ottiche: *array di microlenti*, fascio di fibre o *image slicer* (si veda figura 3.1):

- *array di microlenti (MicroLens Array; MLA)*: questo sistema ottico divide l'immagine sul piano focale del telescopio in tante sotto-immagini, ciascuna delle quali viene poi dispersa e focalizzata in un punto diverso del rivelatore all'interno dello spettrografo. La limitazione principale di questa configurazione è in genere la limitata copertura spettrale, necessaria ad evitare la sovrapposizione degli spettri relativi a regioni contigue dell'immagine.

- Fascio di fibre: questo sistema utilizza un fascio di fibre ottiche per campionare l'area di cielo osservata. Ognuna di esse trasferisce la luce alla fenditura dello spettrografo, ottenendo così tanti spettri quante sono le fibre utilizzate. Siccome in genere le fibre hanno sezione circolare, l'area di cielo non viene completamente campionata. Per ovviare a questo problema, il fascio di fibre può essere accoppiato ad un array di lenti che campionano contigualmente il campo di vista e che focalizzano la luce direttamente nei centri delle fibre stesse.
- *Image-slicer*: questo sistema ottico è costituito da un insieme di specchi che divide l'immagine sul piano focale del telescopio in tante strisce sottili (*slices*) e le riflette in direzioni differenti. Un secondo sistema di specchi riposiziona le singole strisce lungo una fenditura virtuale e la luce così ricampionata viene poi dispersa e focalizzata sul rivelatore all'interno dello spettrografo. In questa configurazione la risoluzione spaziale in una direzione è data dalla PSF strumentale, nell'altra direzione è determinata dalla larghezza della striscia.  
L'IFS SINFONI utilizzato per ottenere i dati in questo elaborato, fa uso di un *image-slicer* ed è descritto con maggiore dettaglio nel paragrafo successivo.

I dati grezzi ottenuti da un IFS di solito consistono in decine o migliaia di spettri collassati in lunghezza d'onda e disposti sul piano del detector: ognuno di questi è originato da un elemento individuale dell'IFU che viene chiamato pixel spaziale o *spaxel*, per differenziarlo dal pixel appartenente al detector.

Alla fine della procedura di riduzione, che dipende dallo strumento utilizzato, il prodotto finale di un IFU è il *data-cube* (figura 3.2) che è costituito da tre diversi assi dove i primi due rappresentano le coordinate spaziali X e Y mentre il terzo è la lunghezza d'onda d'osservazione.



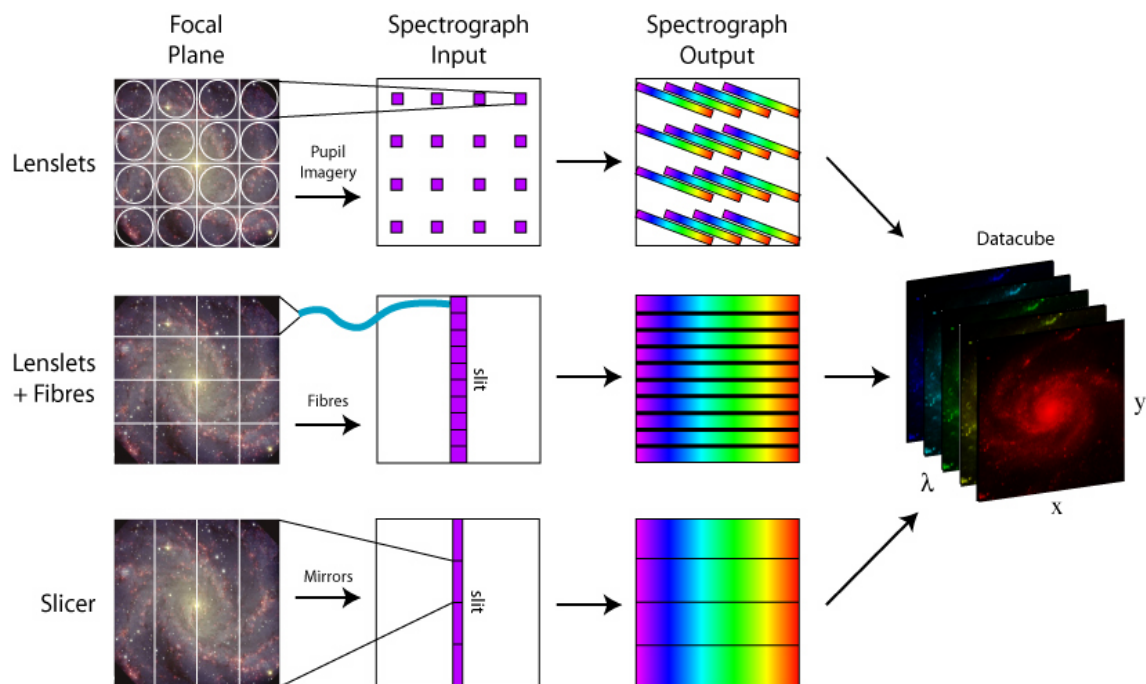


FIGURA 3.1: Le tre configurazioni possibili di IFU: dall'alto verso il basso: lo schema di un sistema MLA, sistemi che fanno uso di microlenti e di fibre ottiche e infine l'*image slicer*.

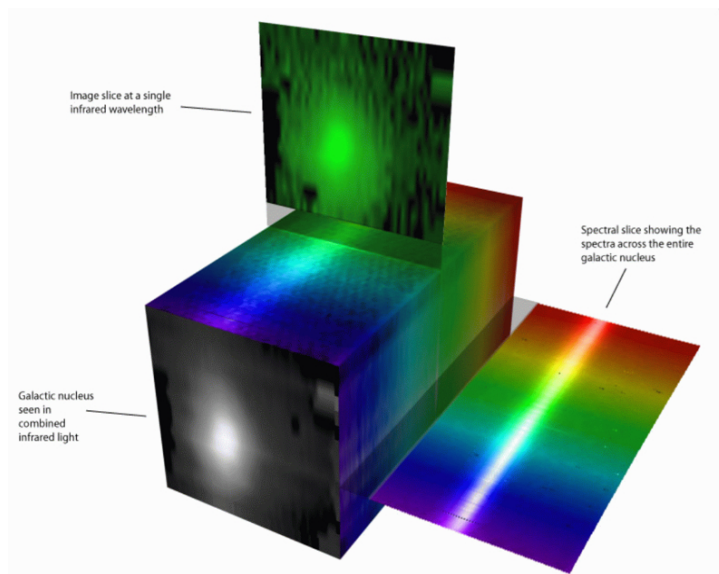


FIGURA 3.2: Concetto di *data-cube*.

## 3.2 SINFONI

L'IFS utilizzato in questo elaborato è SINFONI (SINgle Faint Object Near-IR Investigation) uno spettrografo a campo integrale che opera nel vicino infrarosso ( $1.1 - 2.45 \mu\text{m}$ ) installato sull'unità UT4 (Yepun) dell'ESO Very Large Telescope (VLT). Lo strumento è dotato di un sistema di ottiche adattive (SINFONI AO MODULE) simile al sistema MACAO (Multi-Application Curvature Adaptive) e di un IFU di tipo *image-slicer* (SPIFFI).

Grazie alle ottiche adattive SINFONI è ad oggi uno dei pochi IFS in grado di ottenere una risoluzione spaziale sufficiente per risolvere individualmente le stelle nelle regioni più interne (e dense) degli ammassi globulari, e quindi, è lo strumento ideale per misurare la dispersione di velocità analizzando gli spettri di stelle individuali.

### 3.2.1 Concetti di base per ottiche adattive

Le osservazioni astronomiche da Terra, che possono essere effettuate da grandi telescopi come il VLT, sono fortemente limitate dalla presenza dell'atmosfera. Infatti questa si comporta come un mezzo caratterizzato da gradienti di temperatura che causano lo spostamento di grandi masse d'aria e variazioni nella densità. In termini pratici si ha un cambiamento dell'indice di rifrazione sia nel tempo sia a seconda della linea di vista, che comporta fluttuazioni del cammino ottico di un raggio di luce incidente. Questo significa che un fronte d'onda coerente, attraversando l'atmosfera subisce variazioni casuali della fase che portano ad una sua deformazione. Quando la luce della sorgente astronomica raggiungerà l'osservatore, il risultato sarà dunque un'immagine fortemente degradata; questo fenomeno prende il nome di *seeing atmosferico*. L'effetto dipende da quanto sono estese spazialmente le masse d'aria responsabili della distorsione del fronte d'onda, e quindi è trascurabile entro la loro dimensione  $r_0$  detta anche parametro di Fried. Dato che questa dimensione è nota e tende a crescere con la lunghezza d'onda, possiamo stimare la risoluzione spaziale di un telescopio limitato dal *seeing* come  $R \sim \lambda/r_0$  con  $r_0 \sim \lambda^{6/5}$ . Nel NIR ( $\lambda \sim 2.2 \mu\text{m}$ ) abbiamo che  $r_0 \sim 60 \text{ cm}$ , di conseguenza possiamo stimare una risoluzione spaziale attorno al secondo d'arco.

Se invece calcolassimo la risoluzione di un telescopio da 8 metri come il VLT nel NIR ( $\lambda \sim 2.2 \mu\text{m}$ ) senza considerare il *seeing*, avremmo sostanzialmente un ordine di grandezza in meno: al limite di diffrazione, la luce di una sorgente puntiforme si distribuirebbe come un disco di Airy e quindi si raggiungerebbero  $\sim 0.057 \text{ arcsec}$ .

Un altro parametro importante da tenere in considerazione è il tempo entro il quale il fronte d'onda può essere considerato circa uguale a se stesso, detto tempo di coerenza  $t_0$ . Questo dipende dalla dimensione delle celle atmosferiche e dalla velocità con cui si spostano ed è quindi definito come  $t_0 = r_0/V$ , con V che rappresenta la velocità del vento.

Lo scopo delle ottiche adattive è sfruttare queste informazioni per correggere gli effetti del *seeing atmosferico* e riuscire ad ottenere una risoluzione spaziale più vicina possibile al limite di diffrazione. Per valutare la qualità dell'immagine finale ottenuta si utilizza il *rapporto di Strehl* (Strehl Ratio;SR). Questo è definito come il rapporto tra il picco della PSF in presenza di aberrazioni, quali il *seeing*, e il picco della PSF al limite di diffrazione, di conseguenza può assumere valori tanto più vicini ad 1 tanto migliore è la qualità dell'immagine.

### 3.2.2 Il modulo di ottica adattiva: SINFONI AO MODULE

Le ottiche adattive hanno lo scopo di riportare le immagini delle sorgenti astronomiche ad un livello vicino al limite di diffrazione, correggendo le distorsioni dovute alla turbolenza atmosferica. Questi sistemi, concepiti per la prima volta da Babcock nel 1953, permettono ai telescopi *ground-based* di raggiungere una risoluzione spaziale comparabile a quella dei telescopi che si trovano fuori dall'atmosfera terrestre, come HST.

Il sistema AO (*Adaptive Optics*) di SINFONI opera una correzione in tempo reale del fronte d'onda per trasmetterlo in seguito allo spettrografo IFU (SPIFFI). Per far questo si può basare o sull'analisi del fronte d'onda (Wave front; WF) di una stella di riferimento (NGS, *Natural Guide Star*) oppure su quello di una stella artificiale (LGS, *Laser Guide Star*) creata in alta atmosfera con l'ausilio di un laser. Solitamente la scelta della stella di riferimento deve essere fatta in modo che questa non sia troppo distante dalla sorgente di osservazione ( $< 10''$  per SINFONI), per far sì che lo strato atmosferico campionato lungo la linea di vista sia più simile possibile a quello del target. Un'altra condizione rilevante per avere AO di buona qualità, e quindi elevato SR, consiste nell'avere una stella di riferimento brillante ( $R < 14\text{mag}$ ), se entrambe le condizioni sono rispettate, usando una NGS si può arrivare a rapporti di Strehl maggiori del 30%. Qualora non sia disponibile una stella con queste caratteristiche, l'eccitazione di atomi di sodio in atmosfera permette l'utilizzo di una LGS, in tal caso si può arrivare ad un SR compreso tra il 10-20%. Una volta ottenuta la giusta sorgente di analisi per il fronte d'onda, la luce percorre il seguente schema ottico mostrato in figura (3.3).

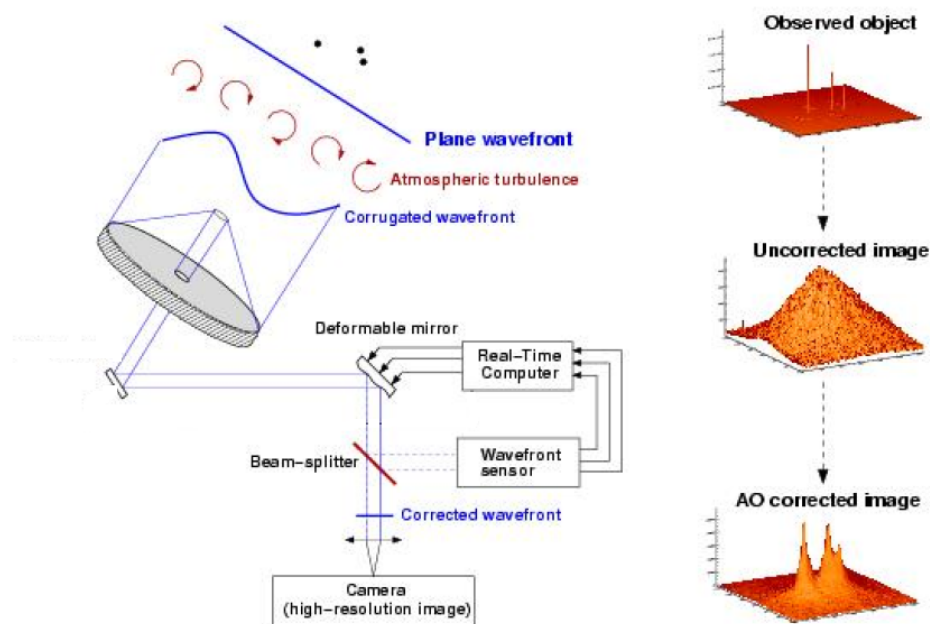


FIGURA 3.3: Schema generale di un sistema di ottiche adattive.

Il fronte d'onda incide su uno specchio primario piatto, successivamente su un parabolico e arriva ad uno specchio deformabile (*Deformable Mirrors*; DM) da 60 attuatori. Il raggio viene poi separato nella componente IR e visibile; la prima è diretta a SPIFFI mentre la seconda giunge ad un sensore d'onda (Wave Front Sensor; WFS) che ne analizza la distorsione e calcola la correzione in tempo reale da applicare al DM. Si forma così un ciclo iterativo che porta ogni volta lo specchio deformabile a compensare il più possibile le distorsioni del fronte incidente e lo spettrografo IFU riceve la radiazione riprocessata da analizzare.

Nel caso specifico di SINFONI abbiamo un sensore d'onda a curvatura (WFS), realizzato analogamente ai sistemi MACAO del VLTI e CRIRES, questo opera nel seguente schema: Nel fuoco del telescopio è disposto uno specchio a curvatura variabile (o membrana) che vibra alla frequenza di campionamento del fronte d'onda. Mentre oscilla avanti e indietro la luce da questo ritrasmessa arriva ad un *lenslet array* a 60 elementi. In ognuno di essi viene quindi misurata la curvatura locale del WF comparando le distribuzioni di irradianza ottenute dalle diverse posizioni della membrana rispetto al fuoco, dopodiché, queste informazioni vengono trasmesse al computer con una frequenza di 50 Hz. I dati vengono inviati allo specchio deformabile che si distorce in modo opposto rispetto alla forma rilevata del fronte d'onda, permettendone un appiattimento il più accurato possibile.

Le performance delle ottiche adattive di SINFONI dipendono fortemente da un insieme di parametri: in particolare dal numero di *lenslet*, dal numero di attuatori dello specchio deformabile e dalla frequenza con cui il fronte viene misurato e corretto; dipende anche da condizioni osservative quali il *seeing* e la scelta di una appropriata stella di guida.

Si veda la tabella 3.1 per le performance delle ottiche adattive al variare della banda e della magnitudine della stella di guida.

	10Mag	12Mag	14Mag	16Mag	18Mag
K-Band	58%	56%	44%	22%	5%
H-Band	38%	35%	24%	7%	
J-Band	19%	16%	8%		

TABELLA 3.1: Valori del *rapporto di Strehl* al variare della banda e della magnitudine della NGS e in condizioni di seeing pari a 0.65 arcsec.

### 3.2.3 SINFONI SPIFFI

La radiazione IR corretta attraverso le ottiche adattive viene indirizzata al modulo SPIFFI (SPectrometer for Infrared Faint Field Imaging) che è composto schematicamente da un modulo di preottiche, un'*image-slicer*, una ruota di *grating* e infine un detector (figura 3.4).

Inizialmente la luce infrarossa passa attraverso un modulo di pre-ottiche che ha il compito sia di rimuovere il background termico dovuto allo strumento, sia di impostare la *plate scale*, e quindi le dimensioni angolari dell'immagine, attraverso un'apposita ruota di lenti: le configurazioni possibili corrispondono ad una *pixel scale* di 250 mas/px, 100 mas/px e 25 mas/px che corrispondono rispettivamente a campi di vista di 8" x 8", 3" x 3" e 0.8" x 0.8".

Le preottiche focalizzano successivamente la radiazione in quello che si chiama *small slicer* che è caratterizzato da 32 specchi piani che dividono e indirizzano in direzioni diverse altrettante sezioni dell'immagine.

Successivamente le 32 slice vengono disposte adiacentemente l'una all'altra da un secondo sistema di specchi chiamato *big slicer*, formando così una sorta di fenditura artificiale di 31 cm (*pseudo-slit*) i cui elementi sono chiamati *slitlet* (figura 3.5). La luce appartenente alla fenditura viene poi dispersa passando attraverso una ruota di grating intercambiabili controllata elettronicamente.

I grating disponibili coprono le finestre atmosferiche in cui il cielo infrarosso risulta essere quasi trasparente e sono le bande J, H, K e la combinata H&K. Ad ogni differente scelta del grating cambia la dispersione dello spettro e conseguentemente anche la risoluzione spettrale, come è mostrato in tabella 3.2.

Grating parameters & Resolution				
setup	$\lambda_c$	$\lambda$ range	$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$	FWHM
J	$1.25\mu\text{m}$	$1.10\text{-}1.40\mu\text{m}$	2000	4pix
H	$1.65\mu\text{m}$	$1.45\text{-}1.85\mu\text{m}$	3000	3pix
K	$2.20\mu\text{m}$	$1.95\text{-}2.45\mu\text{m}$	4000	2pix
H+K	$1.95\mu\text{m}$	$1.45\text{-}2.45\mu\text{m}$	1500	2pix

TABELLA 3.2: Configurazioni e intervalli spettrali dei vari grating e corrispondente risoluzione spettrale. Per  $\lambda_c$  è intesa la lunghezza d'onda centrale del filtro.

Alla fine la luce dispersa dalla fenditura viene acquisita dal detector, un Rockwell da 2k x 2k pixel Hawaii 2RG array con 64 pixel assegnati per ognuna delle 32 slice. Sul piano del rivelatore, nella regione assegnata ad ogni fetta dell'immagine, viene proiettato perpendicolarmente all'orientazione della fenditura lo spettro appartenente a quella regione (coordinata Z), e parallelamente alla fenditura le informazioni relative ad una direzione spaziale (coordinata X). L'altra direzione spaziale (coordinata Y) viene ottenuta nelle operazioni di riduzione, considerando la posizione di ogni diversa slice nel campo di vista osservato. Tutte queste informazioni permettono la ricostruzione dell'intero *data-cube* (si veda il paragrafo 4.3.2) che conterrà sia l'informazione fotometrica (nelle coordinate X e Y) che quella spettrale (nella coordinata Z).

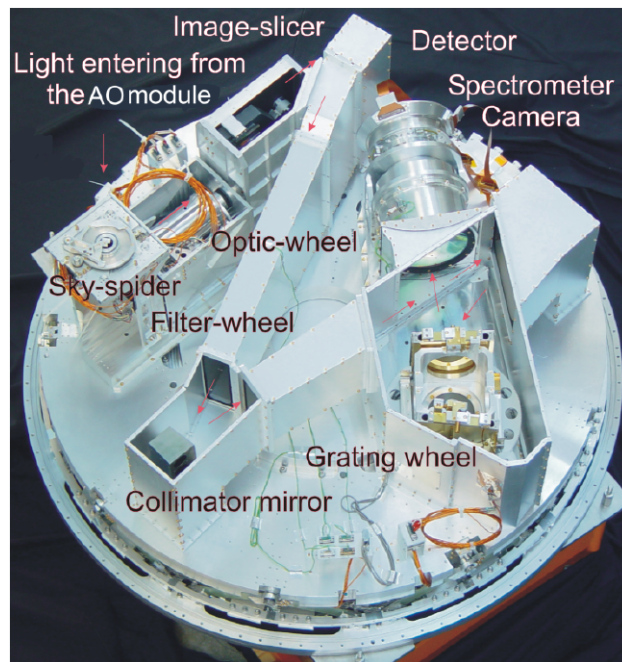
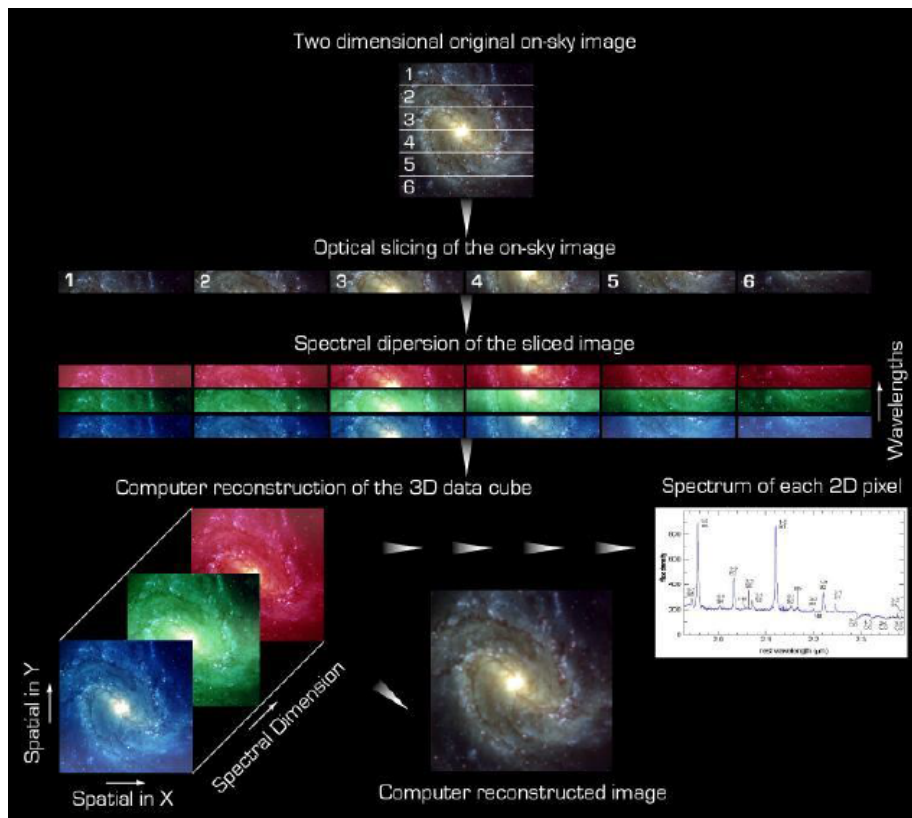


FIGURA 3.4: Schema ottico di SPIFFI.

FIGURA 3.5: Schema del funzionamento di SPIFFI e creazione del *data-cube*.

# Capitolo 4

## Dataset e riduzione dati

### 4.1 Il target Scientifico: NGC 6441

L'ammasso Galattico studiato in questo lavoro di tesi è NGC 6441, scoperto nel 1826 da James Dunlop e localizzato nella costellazione dello Scorpione ad una distanza di circa 11.6 kpc. Il target è stato selezionato insieme ad altri 18 GC ad alta densità nella richiesta di osservazione al VLT intitolata “Unveiling the kinematics in the core of high-density globular clusters with SINFONI” (PI: Ferraro); con lo scopo di utilizzare le ottiche adattive e la spettroscopia individuale per trarre conclusioni sull'esistenza o meno di IMBHs negli ammassi. Dal punto di vista osservativo, NGC 6441 è il settimo ammasso globulare più brillante della Galassia e si trova nelle regioni del bulge a 3.9 kpc dal centro. Quest'ultimo presenta un'estensione di  $7.8'$  (26.31 pc) con un elevato grado di concentrazione ( $c = 1.7$ ) e un raggio di core di 7.6 arcsec (0.43 pc) (Harris MWGC Catalogue, W.E. 1996, AJ, 112, 1487). Gli altri parametri fondamentali dell'ammasso sono riportati in tabella 4.1.

Ra Dec	17.50.13.06 -37.03.05.2	Dispersione di velocità	18.0 km/s
Distanza dal Sole	11.6 Kpc	Tempo di rilassamento	1 Gyr
Età	13.5 Gyr	Radial velocity media	+22.9 km/s
[Fe/H]	-0.47	Concentrazione	1.74
Magnitudine V integrata	7.15 mag	Raggio di core	0.13 arcmin
Tipo spettrale	G2	Raggio di metà luce	0.57 arcmin

TABELLA 4.1: Parametri di NGC 6441 (Harris 2010).



FIGURA 4.1: Immagine HST di NGC 6441.

## 4.2 Osservazioni

I dati utilizzati consistono in un mosaico di 7 campi nella regione centrale di NGC 6441 (si veda la figura 4.2) acquisiti dal telescopio in banda K tra Giugno ed Agosto 2015. I campi sono stati scelti in modo da campionare il più omogeneamente possibile le regioni interne dell'ammasso al fine di ottenere informazioni sulla dispersione di velocità e sulla rotazione. In particolare abbiamo 5 campi più esterni a bassa risoluzione (*low resolution*; LR) di dimensioni  $8'' \times 8''$  (risoluzione 250 mas) con tempi di esposizione di  $300 \times 6$  sec e 2 campi ad alta risoluzione (*high resolution*; HR) con  $3'' \times 3''$  (100 mas) osservati per  $600 \times 6$  sec.

Per le osservazioni, la correzione per ottiche adattive è stata resa possibile osservando 6 diverse NGS selezionate in modo da campionare uniformemente il mosaico.

Per ogni campo sono state acquisite 6 immagini (ognuna da 600 sec per HR e 300 sec per LR) nella sequenza O-S-S-O-O-S-S-O-O-S-S-O, dove O sono le osservazioni del campo e S sono osservazioni di una regione lontana dall'ammasso a circa 10-15' di distanza da esso. Quest'ultima è utilizzata per campionare efficientemente il cielo ed eseguire un'adeguata sottrazione del background, il quale rappresenta il contributo dominante nelle bande *near-infrared* (NIR) rispetto alle sorgenti stellari. Dopo aver acquisito il cielo, il telescopio ritorna sulla posizione dell'oggetto con un piccolo *offset* (*dithering*) (si veda figura 4.4), che è nell'ordine di qualche pixel. Per via di questo fatto, nelle operazioni di riduzione è possibile un ricampionamento dei pixel stessi, che passano così da una forma rettangolare ad una quadrata.



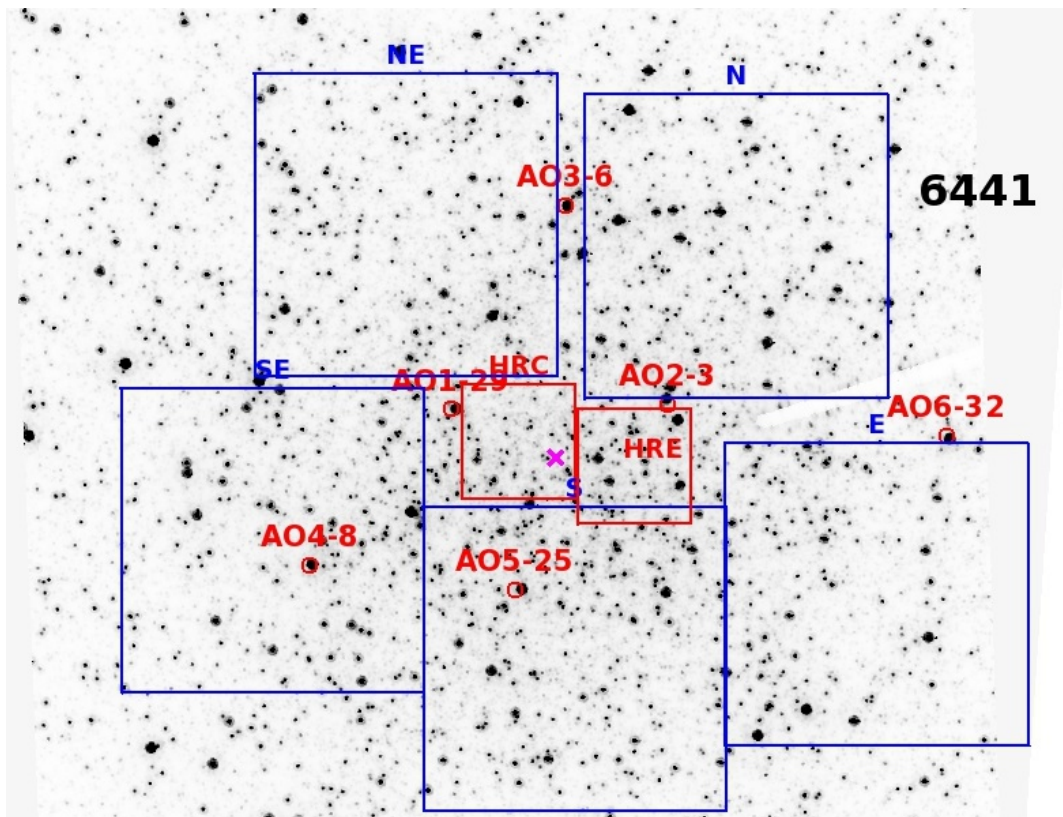


FIGURA 4.2: Posizione dei campi osservati con SINFONI in NGC 6441, rispetto ad un'immagine HST. I 5 campi a bassa risoluzione, tra cui: Nord-Est (LRNE), Nord (LRN), Est (LRE), Sud (LRS), Sud-est (LRSE); sono segnati come quadrati blu, mentre i due ad alta risoluzione: Centrale (HRC), Est (HRE); come quadrati rossi.

### 4.3 Riduzione dati

Si parla di riduzione dati per indicare il processo che permette di rimuovere tutti gli effetti dovuti allo strumento e all'atmosfera e che fornisca un'immagine scientifica adatta all'analisi. Nel caso specifico di uno spettrografo a campo integrale come SINFONI, la riduzione dati deve risolvere i seguenti problemi:

- correggere gli effetti lasciati dal detector, tra cui il suo contributo al segnale misurato, i *bad pixel*, la diversa sensibilità degli elementi del rivelatore e le distorsioni geometriche.
- Calibrare in lunghezza d'onda, ovvero passare correttamente da conteggi per ogni pixel spettrale a conteggi per lunghezza d'onda.
- Ricostruire il campo di vista (Field Of View; FOV) e ottenere il *data-cube* partendo dall'immagine scientifica. Infatti dato che quest'ultima è divisa in 32 *slices*, in questo passaggio è necessario utilizzare le informazioni spettrali e spaziali contenute in ognuna di esse.
- Correggere il contributo di emissione NIR dovuta all'atmosfera, all'emissione di background, al telescopio e allo strumento, utilizzando calibratori e osservazioni in una regione sufficientemente lontana dall'ammasso ma che tenga conto delle stesse condizioni e caratteristiche di emissione.

#### 4.3.1 EsoRex e dati raw

Per la riduzione è stato utilizzato il software EsoRex, un programma a riga di comando che permette di eseguire uno alla volta i diversi passaggi della procedura di riduzione dati (*pipeline*)<sup>1</sup>. Il software legge in input un file ASCII comprendente i dati necessari per ogni passaggio, e attraverso degli algoritmi specifici per ogni tipo di correzione da applicare (*recipes*), ottiene in output dei prodotti che verranno poi applicati alle nostre osservazioni scientifiche.

Oltre alle immagini scientifiche e alle immagini di calibrazione associate ad ogni osservazione, la *pipeline* utilizza alcuni file “statici”, che consistono in tabelle o immagini con informazioni sullo strumento o utili per la riduzione, che vengono acquisiti indipendentemente dalle osservazioni del target. Tra questi abbiamo dei file che indicano la posizione delle *slitlet*, e quindi come si dispongono sul detector le 32 fette dell'immagine in ogni banda spettrale; una tabella contenente le righe di riferimento della lampada per la calibrazione in lunghezza d'onda (LINE\_REF\_TABLE); la mappa di riferimento dei *bad pixel* con le righe e colonne del detector problematiche, e infine una tabella contenente i parametri necessari per la correzione della rifrazione atmosferica (ATM\_REF\_CORR).

Il primo passo consiste nella classificazione e associazione dei dati grezzi a disposizione. Questo viene fatto utilizzando la procedura fortran *x\_pipe*, in grado di estrarre le informazioni che ci servono da ogni file, come la *keyword* OBJECT che ne denota il tipo, il tempo di integrazione (DIT) e il filtro utilizzato nell'osservazione (che nel nostro caso è sempre  $S3_K$ ). Si possono così distinguere diversi tipi di file non ancora “lavorati”, chiamati anche *Raw Frames* (figura 4.3), tra cui:

<sup>1</sup>Nel nostro caso la *pipeline* eseguita da ESOREX è stata sviluppata da ESO specificatamente per SINFONI ed è reperibile all'indirizzo <http://www.eso.org/sci/software/pipelines/>.

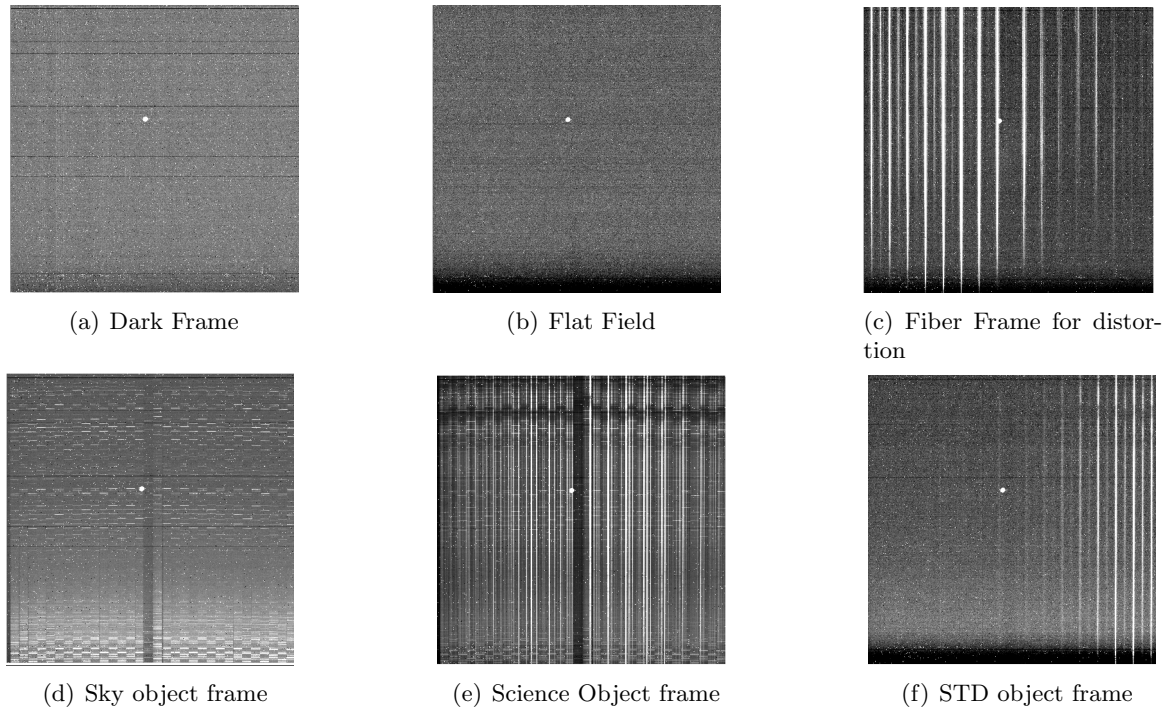


FIGURA 4.3: Esempi di *Raw Frames* del campo HRE: a) Dark Frame; b) Flat Field; c) frame per le distorsioni; d) frame scientifico del Cielo; e) frame del target HRE; f) frame con la stella standard di riferimento (STD).

- *Dark Frames*: ovvero immagini ottenute ad otturatore chiuso dove l'acquisizione mostra il contributo della cosiddetta *corrente di oscurità*: un rumore che si genera nel detector anche quando su di esso non arriva alcun fotone incidente. Il contributo al rumore è dato principalmente dall'amplificazione del segnale digitale e dalla lettura dei pixel del rivelatore. Dato che questo non è costante nel tempo, solitamente si acquisiscono *Dark Frames* in momenti diversi, nel nostro caso ne abbiamo a disposizione tre con 2 sec di integrazione e altri tre da 20 sec.
- *Flat Fields*: sono immagini che devono evidenziare la diversa risposta e sensibilità dei pixel del rivelatore alla radiazione incidente. Si dividono in *Flat Fields Standard*, che mostrano le differenze nella risposta degli elementi del detector nel caso di una illuminazione costante, e in *Linearity Flat Fields*, che indicano se alcuni pixel presenti hanno una risposta non lineare quando vengono esposti ad una radiazione con tempo di esposizione crescente.
- *Fiber Frames*: sono in realtà una serie di immagini di *Flat* ottenute illuminando la prima colonna di ogni *slice* con una fibra ottica. Questi file insieme ad altri saranno necessari per calcolare correttamente le distorsioni dovute alle ottiche e la distanza di ogni *slice* dalla prima presa come riferimento, tutte informazioni necessarie per ricostruire correttamente il campo di vista.

- *Arc Lamp Frames*: sono immagini acquisite illuminando il detector ad otturatore chiuso con una lampada Argon-Neon. Verranno utilizzate nella calibrazione in lunghezza d'onda.
- *Sky Frames*: immagini scientifiche acquisite in una regione sufficientemente distante dal target per rimuovere il contributo del continuo NIR. Dal momento che questo tipo di emissione varia rapidamente nel tempo, è necessario prendere in successione acquisizioni del target e del cielo, del tipo (oggetto-cielo-cielo-oggetto) questo tipo di correzione è detta anche *Sky-Nodding*. Un altro requisito consiste nel fatto che l'osservazione del cielo debba trovarsi lontano dal target di interesse ma non troppo, per non perdere memoria delle condizioni locali dell'emissione, che varia anche spazialmente.
- *Science Frames*: immagini del target scientifico ottenute in 6 diverse osservazioni da 300 sec (per i *low resolution*) o 600 sec (per i *high resolution*), che sono intervallate da altrettante acquisizioni del cielo.
- *Standard Star Frames*: immagini di una stella standard di riferimento (o Standard tellurica; STD), solitamente si tratta di una stella blu, molto calda e brillante in modo che sia quasi del tutto priva di assorbimenti dovuti alla sua fotosfera. Quest'ultima verrà utilizzata per rimuovere dagli spettri le caratteristiche di trasmissione dovute alla nostra atmosfera (si veda il paragrafo 6.6). Nel nostro caso, abbiamo per ogni campo del mosaico una sola osservazione della stella standard, che si trova fuori dal campo di vista del target scientifico, e il suo cielo, con un tempo di acquisizione pari a 2 sec (nei HR) o 4 sec (nei LR).

### 4.3.2 Pipeline utilizzata

La *pipeline* di riduzione utilizzata in questo elaborato è stata affinata a più riprese in maniera da ottenere, come risultato finale, un cubo di immagini dove le singole componenti stellari siano il più possibile discernibili tra di loro e dall'emissione non risolta del fondo.

Questa condizione è fondamentale per i passaggi successivi, quali la determinazione fotometrica delle stelle presenti (Capitolo 5) e l'estrazione di uno spettro di qualità dagli *spaxel* selezionati (Capitolo 6). L'esigenza, infatti, è quella di ottenere una misura della velocità radiale che sia attribuibile con precisione ad una singola stella, e non sia il risultato di uno spettro contaminato dalla luce proveniente da altre componenti stellari.

Come linea guida del processo di riduzione, è stata utilizzata la *pipeline* indicata dal *SINFONI Pipeline User Manual* sul campo HRE, dopodiché basandosi sui problemi riscontrati e su lavori simili è stata ottenuta la procedura di riduzione finale. Come ultimo passaggio, questa procedura è stata tradotta, nella procedura fortran *Xsinfo*, per poi essere utilizzata in maniera automatica su tutti i campi successivi.

Come descritto nel paragrafo 4.3.1, il software EsoRex richiede in input per ogni diversa *recipe* un file ASCII contenente combinazioni di dati *raw* e di output generati dai vari passaggi di riduzione, questo è detto *set-of-frames* (SOF).

La difficoltà iniziale nella costruzione di una procedura di riduzione efficace consiste proprio nell'editare correttamente i SOF, inserendo i dati *raw* ritenuti più opportuni in base al tempo di integrazione e in base al tipo di target scientifico che vogliamo ridurre.

E' possibile riassumere i passaggi principali adottati dalle varie *recipes* di EsoRex come segue:

- *Recipe detlin*: identifica i pixel con una risposta non lineare alla radiazione incidente e genera una mappa con contenuta questa informazione. Ciò viene fatto utilizzando dei *Lynearity Flat Fields*, ottenuti illuminando il detector con diversi tempi di esposizione (1, 9, 18, 27, 36 e 45 sec) e adottando il filtro utilizzato per le immagini scientifiche.
- *Recipe mdark* : genera un *Master Dark* utilizzando set di *Dark Frames* acquisiti con tempi di esposizione di 2 sec e di 30 sec. Questa *recipe* fornisce inoltre una mappa dei pixel "caldi", cioè con un eccesso di conteggi.
- *Recipe mflat*: Questa procedura corregge per le disomogeneità nella sensibilità tra i diversi pixel del detector attraverso l'uso dei *Flat Fields Standard*. La *recipe* calcola un *Master Flat* mediando il set di *Flat Field*. Come ulteriori prodotti, la task genera la mappa dei pixel che non hanno una risposta adeguata all'illuminazione omogenea del detector e utilizza le mappe generate precedentemente per ottenerne una comprendente tutti i pixel problematici (MASTER\_BP\_MAP).
- *Recipe distortion*: corregge le distorsioni dell'immagine proiettata sul detector dovute alle ottiche e calcola la distanza tra le *slices*. Utilizza un gran numero *Fiber Frames*, *Flat Field Frames* e *Arc Lamp Frames* assieme al catalogo con le righe della lampada e altri parametri dello strumento, per calcolarsi due importanti tabelle: la prima contenente i coefficienti polinomiali di distorsione da applicare all'immagine e la seconda con le distanze delle *slices*, calcolate rispetto al bordo della prima.
- *Recipe wavecal*: determina la soluzione di dispersione per ogni *slitlet* per passare da uno spettro in pixel ad uno calibrato in lunghezza d'onda. Per farlo, le righe di emissione trovate in ogni colonna degli *Arc Lamp Frames* vengono confrontate con le posizioni note del catalogo. Per ogni colonna dell'immagine sono dunque computati i coefficienti di un polinomio che rappresenta la trasformazione per passare da pixel a lunghezza d'onda e vengono usati per generare la mappa delle lunghezze d'onda (WAVE\_MAP). Si noti che questo passaggio porterà, a correzione applicata, alla generazione di uno spostamento errato verso il rosso dello spettro finale, di una quantità che considereremo in approssimazione la stessa a tutte le lunghezze d'onda. Si genera quindi un OFFSET per tutti gli spettri contenuti nel cubo (paragrafo 6.8).  
Un'altra caratteristica importante di questa *recipe* è che utilizza gli output precedenti e le nuove informazioni sulla calibrazione in lunghezza d'onda per ottenere con maggiore accuratezza la posizione delle *slitlets*, che servirà nel passaggio successivo per ricostruire il cubo di immagine.
- *Recipe jitter*: applica tutte le correzioni calcolate al target scientifico (o in generale all'oggetto che vogliamo ridurre) creando il *data-cube* finale. Per ogni frame scientifico (in totale ne abbiamo 6 per ogni campo) la *recipe* prende l'osservazione del cielo più vicina temporalmente e gliela sottrae. Vengono poi applicate le correzioni per le distorsioni geometriche, per i *Flat*, *Dark* e infine per i *bad pixel*, per eliminare gli effetti introdotti dallo strumento. E' da notare che in questo passaggio può essere aggiunta, in modo opzionale, la correzione per la rifrazione atmosferica utilizzando il file statico ATM\_REF\_CORR. Nel nostro caso questa correzione è stata applicata soltanto

nei campi ad alta risoluzione poiché negli altri l'effetto è trascurabile. La procedura termina con un ricampionamento dei dati in modo da costruire un cubo calibrato in lunghezza d'onda, in cui ogni piano X Y rappresenta un'immagine monocromatica del FOV osservato.

Dato che il *jitter* costruisce un cubo per ogni acquisizione del target scientifico, il prodotto finale della *pipeline* consiste in sei diversi cubi di immagine per ogni campo del mosaico, dove l'informazione spaziale è contenuta negli assi X e Y e quella spettrale nell'asse Z.

### 4.3.3 Problemi della pipeline

Dato che le sei osservazioni di un dato campo sono intervallate da puntamenti del telescopio in una regione lontana per acquisire il cielo, ogni volta che lo strumento si riposiziona sul campo da studiare viene applicato un piccolo *offset* (*dithering*) nel centraggio del puntamento. Per questo motivo le sei diverse osservazioni, e quindi i sei diversi cubi ottenuti dal *jitter*, sono leggermente disallineati tra di loro (figura 4.4).

L'allineamento viene operato automaticamente, sempre dal *jitter* stesso, attraverso l'utilità *cube\_combine*. Quest'ultima legge negli *header-file* dei sei *data-cube* lo spostamento in pixel rispetto alla prima osservazione acquisita e lo applica ad ognuno di essi. Compiuto l'allineamento, viene fatta una media (pesata sul tempo di integrazione) dei conteggi contenuti in ogni *spaxel* dei sei diversi cubi in modo da ottenere il *data-cube* finale.

Tuttavia è stato notato, in altri lavori analoghi di riduzione, che gli spostamenti tra i singoli cubi tabulati negli *header-file* hanno due problemi principali:

- hanno un'accuratezza che non va oltre mezzo pixel e di conseguenza l'allineamento condotto dalla *pipeline* automatica può risultare troppo approssimato.
- Possono non essere rappresentativi di eventuali problemi nel puntamento del telescopio.

In quest'ultima situazione il telescopio utilizza il valore dello spostamento in pixel tabulato, ma può subire, per qualche ragione, un cambio di puntamento improvviso di cui l'*header-file* non tiene traccia. La *pipeline* automatica allineerà le 6 diverse osservazioni con le coordinate scorrette contenute in questi file e darà luogo ad un cubo finale con dei difetti. Infatti, in questi casi, l'analisi del *data-cube* mediato può mostrare delle copie sbiadite delle stelle brillanti in posizioni errate, dovute al contributo del singolo cubo male allineato.

Altri problemi riscontrati in lavori precedenti sono dovuti a cambiamenti nel puntamento del telescopio avvenuti in una delle 6 singole osservazioni. Dato che stavolta lo spostamento avviene nel tempo di integrazione dell'immagine, l'effetto si traduce in una duplicazione delle stelle in uno dei singoli *data-cube*. L'unica soluzione possibile è controllare manualmente i singoli cubi prima di combinarli fra di loro per evitare di degradare, con l'operazione di media, la qualità del cubo finale.

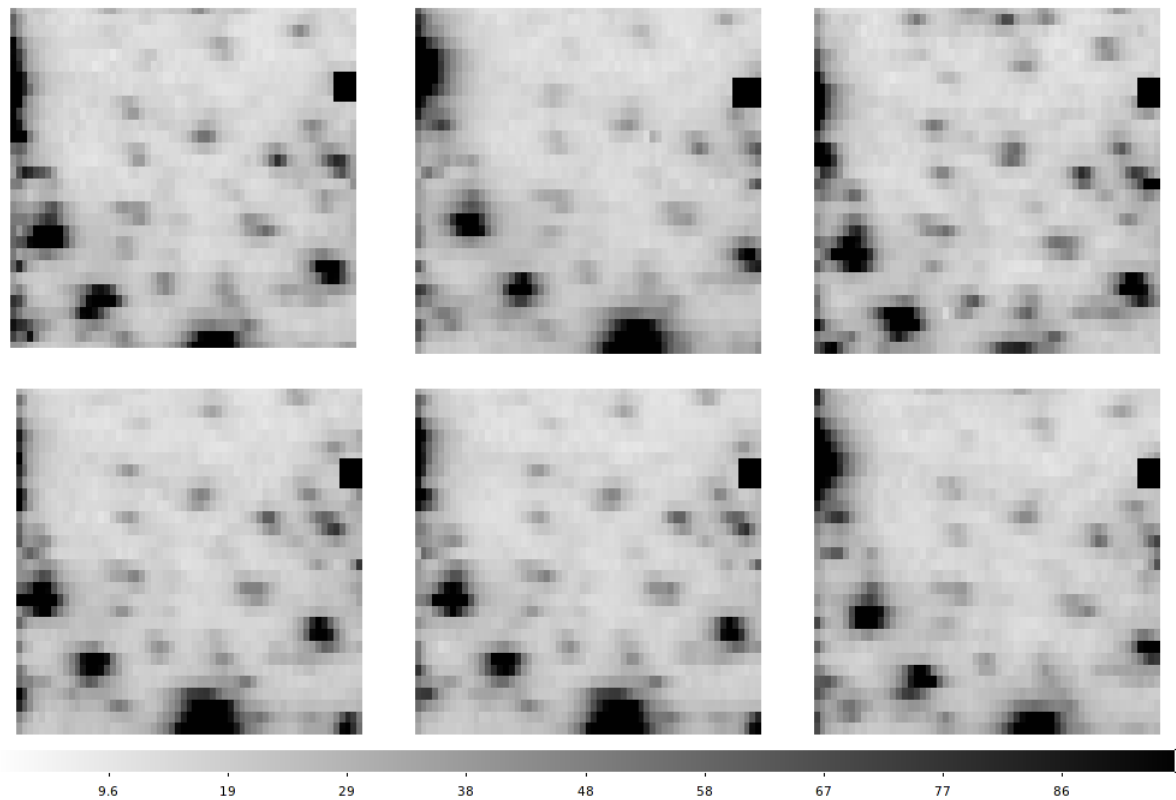


FIGURA 4.4: In figura vengono mostrati come esempio i sei diversi cubi del target ad alta risoluzione HRC. Si noti come questi sei esempi siano leggermente disallineati tra di loro. L'effetto è dovuto ad un piccolo spostamento del telescopio quando questo ritorna sulla posizione del target dopo aver acquisito il cielo.

Nel caso specifico della riduzione dati di NGC 6441 non sono stati notati problemi di disallineamento a seguito del *jitter* o problemi relativi alle singole sei osservazioni di ogni campo. Tuttavia è stato scelto comunque di utilizzare una procedura di allineamento manuale, descritta nel paragrafo successivo, per avere un maggior controllo sul risultato.

Di volta in volta il *data-cube* ottenuto allineando manualmente i cubi è stato comparato con lo stesso prodotto restituito dalla *pipeline* automatica. In base ad alcuni criteri utilizzati analizzando l'immagine, come la distinguibilità di stelle deboli o la distribuzione dei conteggi nei vari *spaxel*, è stato poi selezionato il *data-cube* migliore su cui operare i passaggi successivi.

## Allineamento Manuale

La procedura di allineamento manuale per i sei *data-cube* è caratterizzata da diversi passaggi che vengono eseguiti da uno *script* automatico, essi comprendono:

- La creazione di una immagine di *stack* per ognuno dei 6 diversi cubi. Viene calcolato il valor medio dei conteggi di ogni pixel considerando tutte le immagini monocromatiche contenute nel cubo, in modo da ottenere una semplice immagine fotometrica con assi X e Y e il numero di conteggi in ogni pixel (si veda il paragrafo 5.2.1).
- L'utilizzo del software DAOPHOT (descrizione più ampia nel paragrafo 5.2.3) e in particolare della task FIND per trovare la posizione delle stelle nei singoli *stack* attraverso la fotometria d'apertura. La posizione dei centroidi delle stelle viene affinata successivamente calcolandosi la PSF e utilizzando il software ALLSTAR (si veda il paragrafo 5.3.2).
- Viene trovata la corrispondenza tra le stelle presenti nelle 6 diverse immagini fotometriche attraverso il software *CataXcorr*<sup>2</sup> e sono calcolate le traslazioni in X e in Y per ognuna di esse rispetto ad un'immagine *stack* di riferimento<sup>3</sup>.
- L'utilizzo della *recipe* di EsoRex *cube\_combine*<sup>4</sup>, in cui vengono inseriti i valori delle traslazioni X e Y trovate precedentemente, per allineare i cubi tra di loro.

Le differenze sostanziali e i possibili vantaggi a livello teorico tra la procedura manuale appena descritta e la procedura di allineamento eseguita dalla *pipeline* consistono in:

1. un maggior controllo della procedura di allineamento, che fa uso di valori calcolati sull'effettiva posizione di un gran numero di stelle e non sui valori utilizzati dal telescopio che potrebbero contenere errori.
2. Una migliore accuratezza nell'allineamento, alla prima cifra decimale (quindi a meno di 0.1 pixel) rispetto ai valori del telescopio (accurati a 0.5 pixel).
3. Una correzione ulteriore dell'emissione NIR di *background* attraverso l'implementazione della funzione *scale\_sky* nel *jitter*. Quest'ultima, che è disattivata di default nella *pipeline* automatica, corregge i residui delle righe del cielo nello spettro di ogni *spaxel* prima dell'operazione di media.

---

<sup>2</sup>Il programma è stato sviluppato da P. Montegriffo all'INAF-Osservatorio Astronomico di Bologna col fine di ottenere soluzioni astrometriche di precisione. Il *package* è disponibile all'indirizzo <http://davide2.bo.astro.it/paolo/Main/CataPack.html>.

<sup>3</sup>Per convenzione si è assunta sempre la *stack* del primo cubo osservato durante la sequenza di osservazione come riferimento.

<sup>4</sup>Si noti che la *recipe* è stata resa omogenea al *jitter* introducendo una funzione di *sigma-clipping* che scarta, prima dell'operazione di media, quei pixel diversi dagli altri in conteggi più di  $2\sigma$ .



Tuttavia nonostante i vantaggi elencati nella procedura descritta, è stato sempre eseguito un controllo tra il *data-cube* risultante dall'allineamento automatico (ottenuto con il *jitter*) e quello ottenuto manualmente. In tre casi basandosi sulla qualità dell'immagine, ovvero osservando la distinguibilità delle stelle deboli, la distribuzione dei conteggi e la presenza di eccessi ai bordi, la qualità del cubo risultante è paragonabile a quella del cubo ottenuto dalla *pipeline*. in particolare questo è stato fatto nei campi ad alta risoluzione: HRE, HRC; dove probabilmente il piccolo numero di stelle non restituisce delle trasformazioni molto precise con *CataXcorr*; e nel LRNE, che mostrava degli eccessi di conteggi vicino al bordo sinistro che non appartenevano a nessuna stella. In figura 4.5 sono riportati due diversi esempi significativi in cui è stato scelto il *data-cube* finale più corretto.

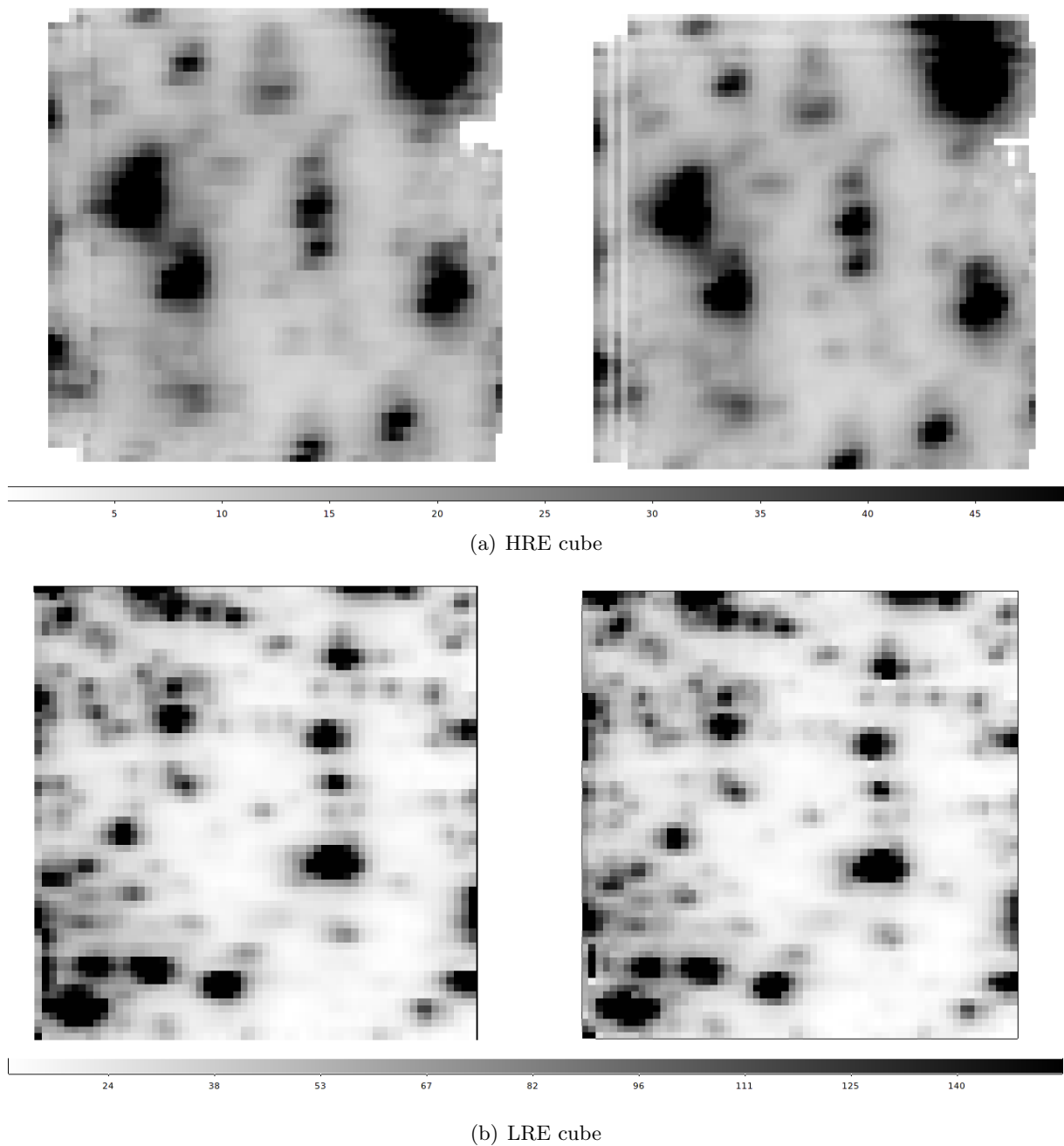


FIGURA 4.5: Nella figura a) è riportato a destra il *data-cube* ottenuto con la *pipeline* automatica, mentre a sinistra quello ottenuto con l' allineamento manuale. Come risulta evidente dalla maggiore nitidezza delle stelle deboli, il risultato automatico mostra una qualità superiore e per questo è stato selezionato. Nella figura b) si nota invece un caso opposto, in cui il risultato ottenuto manualmente (a sinistra) è leggermente migliore di quello automatico (a destra).

# Capitolo 5

## Fotometria

### 5.1 Introduzione e scopo

L'obiettivo di questo capitolo è di illustrare la procedura di analisi fotometrica utilizzata sui diversi campi del mosaico, per ottenere due importanti informazioni:

1. la determinazione accurata dei centroidi relativi alle stelle di cui vogliamo estrarre lo spettro.
2. La stima della loro temperatura e gravità a partire dalle magnitudini associate.

Si noti che la prima informazione è particolarmente importante dal momento che, per ogni stella identificata, vogliamo ottenere uno spettro che sia il meno contaminato possibile da stelle vicine. Infatti, dato che le osservazioni dell'ammasso riguardano regioni centrali molto dense e la risoluzione dello strumento, per quanto elevata, è comunque limitata, ciascun oggetto stellare rilevato in SINFONI potrebbe essere in realtà costituito da più componenti stellari non risolte. In questo caso, facendo l'analisi fotometrica senza utilizzare un catalogo ad alta risoluzione come riferimento, si corre il rischio di identificare quell'oggetto come un'unica stella. Tuttavia lo spettro estratto non apparterebbe ad una singola stella ma conterrebbe le informazioni cinematiche combinate di tutte le componenti non risolte. Potremmo ottenere in questo modo sia una falsa magnitudine  $K$  (non appartenente a nessuna stella), sia una velocità radiale errata perché calcolata utilizzando una "sovrapposizione di spettri", in cui, ognuno di essi, è diversamente traslato per effetto Doppler in base alla propria velocità. L'assegnazione delle magnitudini per le stelle nella nostra immagine deve essere accurata per procurare una giusta stima della loro temperatura e gravità. Infatti, come viene descritto nel paragrafo 6.4, queste due proprietà saranno necessarie per costruire degli spettri teorici (detti sintetici) che meglio rappresentino quelli appartenenti alle stelle stesse.

Per soddisfare le due richieste precedenti è stata dunque elaborata una procedura fotometrica per permettere una migliore identificazione e riconoscimento delle componenti stellari. Questa può essere riassunta brevemente come:

- stima preliminare delle posizioni stellari sul campo SINFONI basandosi su un catalogo esterno ad alta risoluzione ottenuto con HST;
- riposizionamento iterativo dei centroidi attraverso l'analisi fotometrica del campo SINFONI e calcolo delle magnitudini K per le singole stelle identificate;
- selezione degli *spaxel* più adatti per l'estrazione di spettri “non contaminati”;
- calcolo della gravità e della temperatura a partire dalle magnitudini V presenti nel catalogo esterno (o eventualmente a partire dalle K) utilizzando un'isocrona con le proprietà dell'ammasso.

## 5.2 Operazioni preliminari

### 5.2.1 Creazione dello stack

Ai fini dell'analisi è necessario ottenere un'immagine fotometrica per ogni singolo campo del mosaico. Nel nostro caso, questo è possibile a partire dal *data-cube* di SINFONI, “collasando” l'asse delle lunghezze d'onda e conservando l'informazione sui conteggi. Il risultato di questa operazione consiste in un'immagine bidimensionale del campo osservato chiamata (*stack*).

L'operazione di *stacking* è necessaria per aumentare il segnale rumore e quindi evidenziare maggiormente il contributo delle stelle deboli rispetto al fondo, inoltre porta all'eliminazione di raggi cosmici e difetti del detector, che si potrebbero presentare nei singoli piani monocromatici del cubo. A livello tecnico, la creazione dello *stack* viene ottenuta con un software fortran che somma i conteggi presenti in ogni singola slice monocromatica del cubo e poi li divide per il numero totale di piani spettrali. Il risultato finale consiste in un'immagine bidimensionale rappresentativa dei conteggi medi rilevati nel range di lunghezze d'onda di interesse.

Si noti che soprattutto nei cubi a bassa risoluzione, essendo stato osservato uno spostamento della posizione delle stelle di quasi uno *spaxel* procedendo verso il rosso, è stato preferibile ottenere l'immagine di *stack* in un intervallo di lunghezze d'onda più ristretto rispetto all'intero range disponibile ( $1.9 - 2.45 \mu m$ ), evitando così di avere forme stellari troppo allungate nel prodotto finale. Per ottenere lo *stack*, tenendo conto delle zone dello spettro in cui saranno posizionate le bande molecolari utilizzate per il calcolo delle velocità (si veda il paragrafo 6.3), è stato dunque selezionato l'intervallo spettrale  $2.2 - 2.4 \mu m$ .

### 5.2.2 Utilizzo del catalogo di riferimento

Per avere al tempo stesso, posizioni accurate delle stelle nell'ammasso e magnitudini più affidabili, è stato utilizzato un catalogo di riferimento preso dall' "ACS Survey of Globular Clusters"<sup>1</sup> (Sarajedini et al. 2007). Quest'ultimo contiene le coordinate astrometriche (ascensione retta RA e declinazione Dec) delle stelle in base al catalogo 2MASS<sup>2</sup>, e le magnitudini V ed I calibrate sul sistema fotometrico di Johnson.

Da un punto di vista tecnico, il catalogo esterno è stato costruito in base ad immagini dell'ammasso ottenute con il Wide Field Channel (WFC) dell' ACS di HST e in particolare, con l'utilizzo dei filtri F606W (V) e F814W (I). La *plate scale* dello strumento utilizzato è pari a 50 mas/pix, il che lo porta ad avere una risoluzione comparabile a quella dei campi SINFONI HR. Vedremo in seguito come questa caratteristica sarà indispensabile per riportare sui vari campi osservati, e specie su quelli a bassa risoluzione, la posizione corretta delle stelle.

### 5.2.3 Preparazione dell'immagine e determinazione della FWHM

Per l'analisi dello *stack* SINFONI è stato utilizzato come programma di riduzione fotometrica, il software DAOPHOT (Stetson et al. 1987). Utilizzeremo in particolare alcune sue subroutine per ottenere informazioni sulla posizione dei centroidi e sulle magnitudini delle stelle identificate nella nostra immagine bidimensionale.

Per l'utilizzo del programma è necessario modificare i valori dei pixel dello *stack* a cui sono stati assegnati dei conteggi fuori scala, cosa particolarmente evidente ai bordi dell'immagine. Per farlo è stata usata la task del software IRAF *imreplace*, con la quale è stato assegnato il valore di conteggi misurati per il fondo.

Successivamente, come informazione necessaria al software, occorre avere una stima della Full Width Half Maximum (FWHM)<sup>3</sup> di ogni immagine del nostro campo. A questo scopo è stata utilizzata la task di IRAF *daoedit* che restituisce in output questa misura, selezionando direttamente una stella nel campo di vista e fittandone il profilo di luce con una gaussiana. Per avere una misura affidabile della FWHM dello strumento, a livello teorico servirebbe selezionare degli oggetti particolarmente brillanti e isolati in modo da avere un profilo di intensità univoco ed esteso. Questa condizione purtroppo nei campi SINFONI, sia per la risoluzione, sia per l'elevato *crowding* stellare, spesso non si verifica, quindi è stata calcolata la FWHM su una decina di stelle, il più possibilmente isolate, ed è stata fatta una media. I risultati ottenuti sono riportati in tabella 5.1.

<sup>1</sup>La Survey in questione proviene dall'*ACS Globular Cluster Treasury program* (PI: Ata Sarajedini, Università della Florida). Il programma prevede l'utilizzo dell' Advanced Camera for Surveys (ACS), montato su HST, e di uno dei suoi canali più utilizzati, il Wide Field Channel (WFC), con lo scopo di ottenere imaging uniformi di 65 degli ammassi globulari più vicini a noi. I cataloghi comprensivi delle stelle di ogni ammasso sono riportati nei paper di Anderson et al. 2008.

<sup>2</sup>"Two Micron All-Sky Survey", si tratta di una survey del cielo fatta nelle 3 diverse bande infrarosse attorno a 2  $\mu\text{m}$  contenente galassie e ammassi globulari.

<sup>3</sup>Il profilo di luce di una sorgente puntiforme si distribuisce sul detector con una funzione detta Point Spread Function (PSF). Si parla dunque di FWHM per definirne la larghezza a metà altezza.

Campo SINFONI	FWHM stimata
HRC	3.5 pix
HRE	3.5 pix
LRE	2.7 pix
LRNE	2.5 pix
LRS	2.4 pix
LRSE	3.0 pix
LRN	2.5 pix

TABELLA 5.1: Stima delle FWHM ottenute nei diversi campi SINFONI.

### 5.3 Procedura utilizzata

Una volta ottenute le immagini *stack* e la FWHM in ogni campo, sono state eseguite diverse operazioni per assicurare la corretta determinazione dei centroidi delle stelle e delle magnitudini corrispondenti.

#### 5.3.1 Determinazione iniziale dei centroidi

Nella fotometria tradizionale il primo passo consiste nell'individuare la posizione delle stelle nell'immagine attraverso la subroutine FIND di DAOPHOT. Questo strumento individua dei possibili candidati di oggetti stellari fittando, al di sopra di un certo limite di conteggi, i picchi di luminosità usando una gaussiana troncata con FWHM definita precedentemente. Se il fit è accettabile, e quella componente viene riconosciuta come una stella, il programma ne deconvolve il profilo di intensità, restituendo la posizione del picco in pixel. Si ha dunque, come risultato finale, una lista di possibili candidati con le loro posizioni X e Y sull'immagine.

Per questo passaggio devono essere precedentemente stabiliti alcuni importanti parametri di input, come la *threshold*, espressa in unità di sigma rispetto al fondo, oltre la quale il programma possa cercare effettivamente una stella, e i parametri che descrivono eventuali allungamenti o deformazioni della gaussiana utilizzata per la ricerca.

Questo metodo tradizionale permetterebbe di avere una prima approssimazione della posizione delle componenti stellari nel campo SINFONI. Tuttavia nel nostro caso è stato preferibile utilizzare, come punto di partenza per l'individuazione corretta delle componenti stellari sull'immagine, le posizioni già note presenti nel catalogo di riferimento HST. Questa scelta è stata fatta in base a diverse ragioni. Innanzitutto, il catalogo esterno, data la migliore risoluzione delle immagini WFC su cui è stato costruito rispetto ai campi SINFONI (specialmente per i campi LR), dispone di un numero molto elevato di stelle, molto superiore rispetto a quello che si otterrebbe con la subroutine FIND.

Come ulteriore vantaggio, al di là dell'aspetto quantitativo si ha anche un miglioramento qualitativo dei centroidi di partenza. In diversi casi infatti, l'algoritmo del FIND non è in grado di individuare stelle molto ravvicinate tra di loro, poiché tendono a confondersi in un unico oggetto, e di conseguenza, esso considera erroneamente al loro posto un'unica componente stellare.

In altri casi ancora, può succedere che le forme troppo allungate delle stelle, causate dalla correzione non perfetta dovuta alle ottiche adattive, non permettono all'algoritmo di DAO-

PHOT di riconoscerle come tali.

Per tutte queste ragioni, è stato preferibile utilizzare direttamente le coordinate RA e Dec del catalogo esterno e trasformarle nel sistema di coordinate X Y dell'immagine SINFONI (regioni rosse in figura 5.1). Questa operazione consente di avere una prima lista delle stelle del catalogo HST riportate sul nostro *stack*, indicheremo questo file con la desinenza "coo".

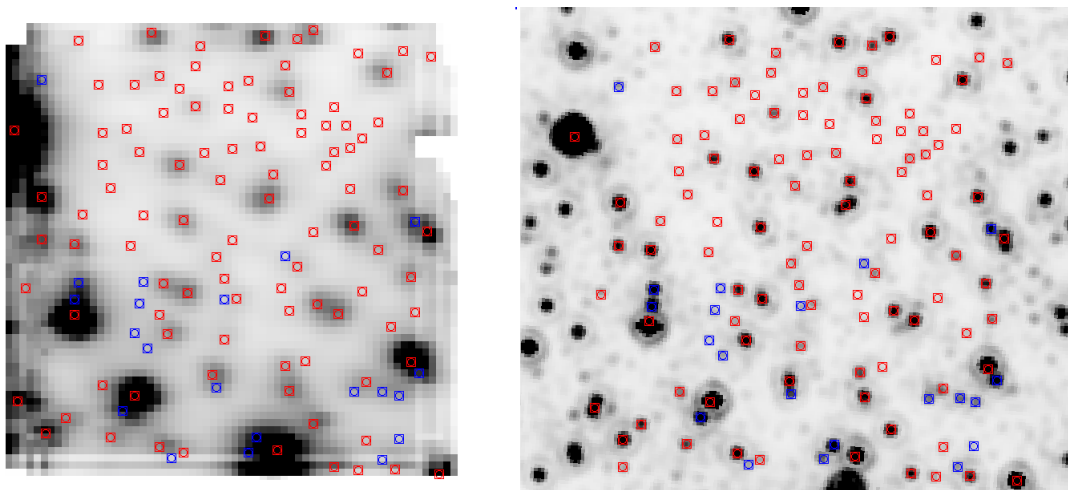


FIGURA 5.1: A sinistra lo *stack* SINFONI del campo HRC mentre a destra lo stesso campo osservato con l'HST High Resolution Channel. Le regioni in rosso rappresentano i centroidi del catalogo esterno mentre in blu abbiamo quelle aggiunte manualmente in base all'immagine HST.

### Problemi riscontrati e miglioramenti

Un problema riscontrato nel catalogo esterno riguarda la completezza dei campi LRS e LRSE. Questi mostrano un deficit di oggetti a causa della *gap* presente tra i due ccd della WFC. Per questa ragione non tutte le stelle dei due *stack* SINFONI in questione possono essere associate a quelle presenti nel catalogo.

Per risolvere questo inconveniente, in questi due campi è stato utilizzato un catalogo alternativo prodotto dall'analisi fotometrica di immagini HST ottenute con l'High Resolution Channel. In questo nuovo catalogo le posizioni e le magnitudini sono state astrometizzate e calibrate nello stesso sistema di riferimento del catalogo esterno utilizzato per gli altri campi.

Un miglioramento applicabile, che è stato introdotto nella prima operazione di identificazione dei centroidi, riguarda invece l'utilizzo di un'immagine di paragone per lo *stack* SINFONI, ottenuta con l'High Resolution Channel di HST. Questa ha infatti una risoluzione pressoché doppia rispetto alla WFC con la quale è stato ottenuto il catalogo esterno, e mostra delle componenti brillanti che non sono risolte nello *stack*. Le coordinate di queste stelle sono state aggiunte manualmente nel file ".coo" (regioni blu in figura 5.1) in modo da avere una maggiore completezza. E' opportuno però tenere a mente due importanti considerazioni:

- la prima è che un'immagine HST utilizzata come riferimento, acquisita in banda V o I, può evidenziare stelle che risultano essere deboli nell'immagine infrarossa di SINFONI o viceversa. Quindi per via di questo fatto il catalogo esterno può rivelarsi incompleto o imperfetto.
- la seconda invece riguarda il fatto che ai fini dell'analisi fotometrica, data la risoluzione dell'immagine infrarossa di *stack*, un'elevata completezza dei centroidi iniziali potrebbe essere comunque limitata dai passaggi successivi di *PSF fitting* (si veda 5.4), e se portata all'estremo potrebbe rivelarsi inutile e temporalmente dispendiosa.

### 5.3.2 Fotometria di apertura e PSF fitting

Per fare analisi fotometrica su campi particolarmente densi come nel centro degli ammassi, si preferisce utilizzare il metodo di *PSF fitting* rispetto alla fotometria di apertura tradizionale. Quest'ultima consiste nel calcolo della magnitudine come somma dei conteggi entro un certo raggio dal centroide della stella (apertura) una volta che è stata rimossa l'emissione del cielo (calcolata su un anello più esterno). In campi densi come nel nostro caso, può succedere che nel raggio selezionato attorno ad una certa stella ricadano le ali del profilo di altre stelle più brillanti, il che porta ad una misura sovrastimata della sua luminosità. Lo stesso problema si può verificare nell'operazione di sottrazione del cielo quando nell'anello esterno entra il contributo luminoso di altre componenti stellari.

Per questi motivi è preferibile utilizzare l'algoritmo di *PSF fitting*, che consiste nel costruire un modello di PSF utilizzando alcune stelle di riferimento, riscalarlo sui conteggi di ogni singola stella individuata precedentemente, e infine sottrarre iterativamente il profilo di intensità da ogni componente stellare per ottenere le magnitudini.

In questo modo, in casi in cui si hanno stelle così vicine da non essere totalmente risolte, l'algoritmo in questione sottrae prima il profilo di luce della stella più brillante e successivamente sottrae il profilo residuo appartenente all'altra stella, restituendo così, il valore corretto delle loro magnitudini.

Per utilizzare la tecnica appena descritta servono due operazioni preliminari:

1. la prima consiste nel calcolarsi le magnitudini di apertura della lista di stelle ottenute dal catalogo esterno. Utilizzeremo come input il file ".coo" precedente con le posizioni X Y dei centroidi iniziali. La subroutine PHOTO di DAOPHOT eseguirà la fotometria d'apertura restituendo le magnitudini in un file ".ap". Quest'operazione ci permette di avere una stima approssimata della brillantezza relativa delle componenti individuate che sarà utile nei passaggi successivi.
2. Un'altra operazione fondamentale è il calcolo del modello di PSF. Questo passaggio è di particolare importanza in quanto determina la forma del profilo di luce da assegnare ad ogni stella e, conseguentemente, che tipo di distribuzione di luminosità sottrarre da ognuna di esse. La PSF, a livello teorico, dovrebbe essere calcolata su stelle che presentino un profilo di intensità chiaro e univoco, quindi che siano sufficientemente brillanti, isolate e non troppo vicine al bordo. Queste condizioni nel nostro caso sono difficili da ottenere e sono state scelte circa tre/quattro stelle per ogni campo, osservando parallelamente un'immagine High Resolution Channel. Quest'ultima ci serve anche per verificare che la stella sia singola e non abbia, ad esempio, un profilo troppo allargato



dalla presenza di stelle vicine di simile luminosità, cosa che non potremmo dedurre dalla sola immagine SINFONI per via della minore risoluzione spaziale.

Una volta selezionate le stelle e riportate con le loro magnitudini di apertura in un file “.lst”, il calcolo del modello viene ottenuto con la subroutine *PSF* di DAOPHOT. Questa è stata lasciata libera di scegliere quale tra i diversi modelli di PSF disponibili si adatti meglio alle stelle selezionate, ovvero, abbia il  $\chi^2$  minore, cercando di fittarle in un raggio definibile dall’utente, il PSF Radius. Un’altra assunzione che abbiamo inserito nel programma riguarda invece il fatto che la PSF non vari spazialmente ma rimanga costante. Nel nostro caso questo è necessario dal momento che non ci sono abbastanza stelle per modellare un profilo di luce variabile spazialmente.

Dopo aver fatto queste operazioni la subroutine restituisce come output una PSF di *best-fit* calcolata per ogni campo, che verrà utilizzata nel passaggio successivo.

Una volta eseguite queste due operazioni preliminari, è stato utilizzato il software ALLSTAR per l’operazione di *PSF fitting*. L’algoritmo utilizzato prende in input la lista dei centroidi e delle magnitudini contenute nel file “.ap” precedente e li convolve con il modello di PSF di *best-fit*. I profili di luminosità risultanti da questa convoluzione, nel caso in cui corrispondano adeguatamente a quelli dell’immagine, vengono sottratti in modo progressivo partendo prima dalle stelle più brillanti e proseguendo fino alle più deboli, calcolando così le magnitudini di tutte le eventuali componenti. Nel caso in cui non venga trovata corrispondenza con il profilo costruito dal programma, il centroide viene automaticamente scartato. Questo processo viene ripetuto in più iterazioni, dove ogni volta vengono spostate leggermente le posizioni dei centroidi attribuite alle stelle. Il programma infatti controlla, ad ogni ciclo, la mappa dei residui, ovvero l’immagine dalla quale sono state sottratte le distribuzioni di intensità riconosciute, e sposta la posizione delle stelle per minimizzare il numero di profili scartati. Ripetuto il processo un certo numero di volte, per le componenti stellari non rigettate viene calcolata la posizione finale del centroide e la magnitudine, che vengono riportate in un file “.als”.

Nella pratica, la procedura descritta è stato ripetuta più volte modificando alcuni parametri per ottenere un’immagine dei residui sufficientemente uniforme. Tra i parametri in questione è stato fatto variare il Fitting Radius, che stabilisce il raggio dentro il quale viene sottratto il profilo di luce, e sono state cambiate le stelle scelte per il calcolo della PSF.

### 5.3.3 Problemi del PSF fitting e soluzioni adottate

E’ stato notato, soprattutto nei campi a bassa risoluzione, che l’algoritmo talvolta rigetta stelle abbastanza isolate, perché non ben fittate dal modello di PSF utilizzato oppure perché considerate troppo deboli. Queste ultime, essendo poco contaminate da altre componenti, potrebbero rappresentare dei buoni candidati spettroscopici per la misura della velocità radiale e quindi sono state aggiunte manualmente.

Il problema principale dovuto all’algoritmo di *PSF fitting* utilizzato, consiste invece in uno spostamento dei centroidi nell’immagine SINFONI talvolta eccessivo rispetto alle posizioni iniziali. Questo fatto può portare, nelle fasi successive in cui si cerca un riscontro con il catalogo esterno, ad una associazione sbagliata con altre componenti stellari vicine.

Per entrambi questi motivi è stato necessario introdurre il passaggio descritto nel paragrafo successivo, al fine di selezionare solo i centroidi non soggetti a questo problema.

## 5.4 Selezione delle posizioni finali

Per selezionare solo i centroidi che non si sono spostati eccessivamente a seguito della task ALLSTAR, sono state utilizzate le subroutine DAOMATCH e DAOMASTER.

La prima task è stata utilizzata per scrivere un file iniziale che contenga le trasformazioni geometriche tra le coordinate del “.als” e quelle del “.coo”. Dal momento che stiamo utilizzando due cataloghi nello stesso sistema di riferimento, ovvero quello nelle coordinate strumentali dell’immagine di *stack*, la matrice iniziale delle trasformazioni è in prima approssimazione quella unitaria<sup>1</sup>. Successivamente viene lanciata la subroutine DAOMASTER che, entro un raggio in pixel scelto dall’utente, applica la matrice delle trasformazioni precedente e trova le associazioni tra le stelle presenti nei due file. Alla fine di questo passaggio, per le componenti associate viene ricalcolata e affinata la trasformazione geometrica precedente, in modo da correggere le piccole distorsioni o rotazioni rilevate. Ripetendo questa operazione a raggi in pixel sempre più piccoli, si ottiene così un campione che comprende solo le stelle del “.als” che hanno una controparte nel “.coo” iniziale, ma con posizioni dei centroidi molto più precise rispetto a quelle originarie.

Le componenti stellari selezionate dal DAOMASTER, e quindi ripulite da eventuali falsi match, a questo punto vengono riscritte in un nuovo file “.coo” e sottoposte nuovamente al *PSF Fitting* che ne restituisce le magnitudini K.

### 5.4.1 Catalogo finale

Una volta ottenuto il catalogo con le misure dei centroidi e delle magnitudini derivate dall’immagine *stack*, è necessario astrometrizzare il campione, e quindi passare dalle coordinate strumentali X, Y alle coordinate assolute RA e Dec. In questo passaggio procediamo quindi ad associare ad ogni stella la corrispondente del catalogo esterno per avere le magnitudini I e V e le trasformazioni delle coordinate nel sistema di riferimento assoluto.

A tale scopo è stato utilizzato il software CataXcorr<sup>2</sup> che calcola le trasformazioni tra i due cataloghi e trova le corrispondenze tra le stelle entro un raggio di tolleranza di circa 2 pixel. Il risultato viene scritto in un file che verrà letto da un’altra applicazione, CataComb<sup>2</sup>, che scriverà il catalogo, completo delle seguenti informazioni per ogni stella: Identificativo, Ra, Dec, X, Y, V, I e magnitudine K.

E’ da notare che il catalogo finale contiene alcune stelle per le quali non è stata trovata una controparte nel catalogo esterno, magari perché incompleto o per mancanza di un’associazione adeguata. Dal momento che queste stelle risulteranno prive delle magnitudini V ed I, è stata fatta un’interpolazione di queste due grandezze a partire dalla K calibrata.

---

<sup>1</sup>In verità può succedere che le coordinate iniziali dei centroidi prese dal catalogo esterno siano leggermente distorte rispetto a quelle delle stelle osservate nell’immagine SINFONI per cui, in questi casi, la matrice iniziale non è a rigore quella unitaria, tuttavia questa verrà comunque raffinata dai cicli iterativi successivi.

<sup>2</sup>Il programma è stato sviluppato da P. Montegriffo all’INAF-Osservatorio Astronomico di Bologna. Il *package* è disponibile all’indirizzo <http://davide2.bo.astro.it/paolo/Main/CataPack.html>.

### 5.4.2 Centroidi interi

La procedura fotometrica permette di calcolare con grande precisione i centroidi delle componenti stellari, si tratta a questo punto di identificare lo *spaxel* del cubo corrispondente per poter procedere all'estrazione dello spettro.

Dal momento che il catalogo finale ottenuto precedentemente possiede delle coordinate frazionarie restituite dall'operazione di *PSF fitting*, per fare questa operazione è stato utilizzato un apposito programma fortran. Il software legge le posizioni dei centroidi e le magnitudini K e seleziona, in una matrice con tutti gli elementi adiacenti alla posizione X Y, lo *spaxel* che contiene il numero maggiore di conteggi. Il programma è stato modificato in modo da garantire una buona selezione degli *spaxel* che permetta di ottenere degli spettri di qualità. A tal fine, nel caso in cui attorno alla stella trovata ne sia presente un'altra di pari brillantezza, poiché lo *spaxel* suggerito dal programma (con più conteggi) si troverebbe sulle ali del profilo della vicina, viene mantenuto quello corrispondente all'intero più vicino, limitando così effetti di "contaminazione".

## 5.5 Determinazione della gravità e della temperatura

La caratterizzazione di ciascuna sorgente in termini di luminosità e colore permette di ottenere una stima della gravità e della temperatura di ciascuna componente. Queste informazioni sono essenziali nella determinazione della profondità delle bande molecolari, e quindi, sono necessarie per la costruzione di sintetici che rappresentino al meglio gli spettri stellari.

In quest'ottica, la temperatura e la gravità sono state calcolate a partire dalle magnitudini V. Queste ultime infatti sono più affidabili rispetto a quelle ricavate direttamente sull'immagine SINFONI, per via della migliore qualità delle immagini HST. Questo è stato verificato anche facendo un confronto tra i diagrammi colore magnitudine (CMD; I,V-I e I,I-K).

Per determinare le temperature è stata scelta un'isocrona<sup>2</sup> di 13 Gyr con  $[Fe/H]=-0.5$ . A questa, è stato successivamente applicato il *reddening* e il modulo di distanza dell'ammasso, in modo che riproducesse la distribuzione delle stelle del catalogo esterno nel piano V,V-I (figura 5.2). A questo punto, ciascuna stella è stata proiettata sull'isocrona (attraverso una proiezione orizzontale) e gli è stata associata una temperatura e una gravità.

E' bene notare che questo metodo può portare ad una stima approssimata delle due quantità. Tuttavia, gli errori commessi sulla determinazione di questi parametri e quindi dello spettro sintetico, porterebbero a piccolissime variazioni nella velocità radiale finale (come si deduce dagli andamenti velocità-temperatura, paragrafo 6.11 & figura 6.15), quindi nel complesso la procedura utilizzata può essere considerata appropriata.

---

<sup>2</sup>L'isocrona in questione è stata ottenuta dal catalogo all'indirizzo <http://basti.oa-teramo.inaf.it/index.html> sviluppato da Pietrinferni, Cassisi, Salaris, Castelli nel 2006.

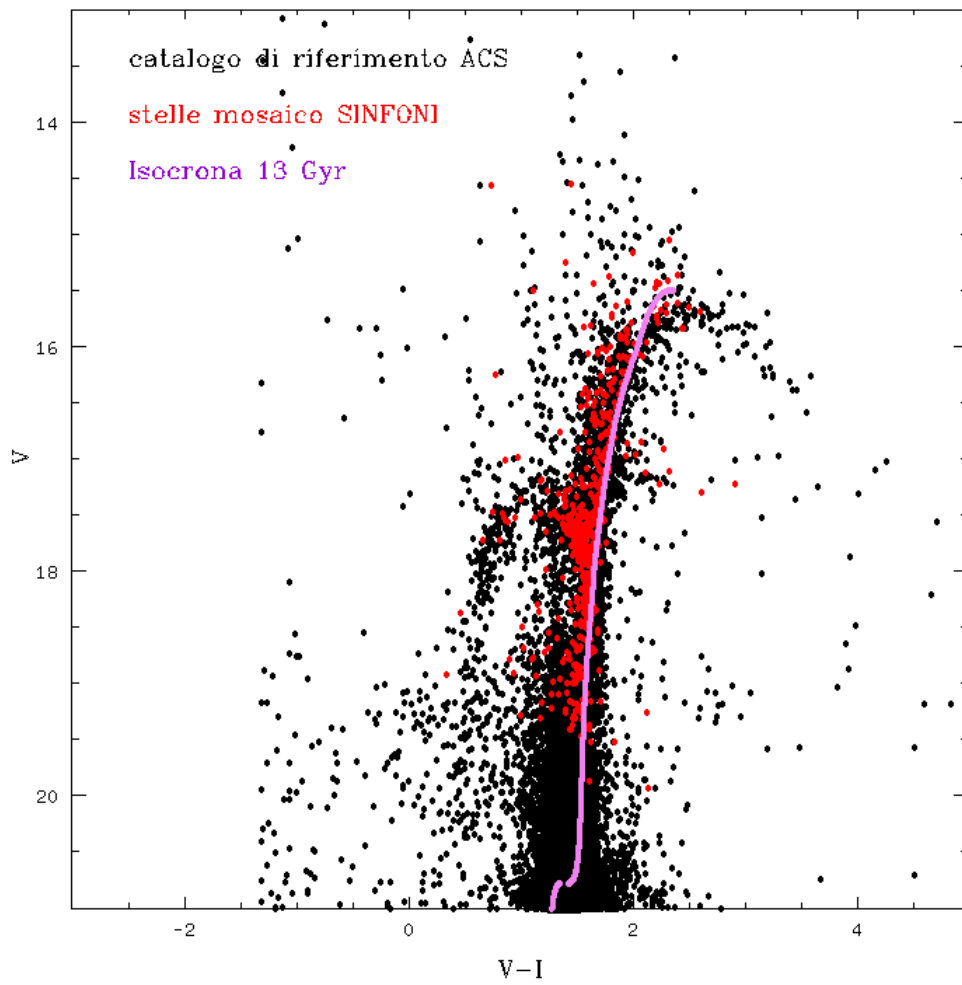


FIGURA 5.2: Il CMD  $V-I$ ,  $V$  di NGC 6441. I punti in nero rappresentano le stelle del catalogo esterno HST, i punti rossi rappresentano le stelle associate al mosaico SINFONI e in violetto è sovrapposta l'isocrona utilizzata da 13 Gyr, dalla quale sono state calcolate gravità e temperatura.

## Capitolo 6

# Analisi spettroscopica

In questo capitolo si descrivono i passaggi che riguardano l'estrazione e l'analisi degli spettri stellari individuali al fine di misurare la velocità radiale (*radial velocity*; RV) per ciascun oggetto. La procedura adottata può essere riassunta come segue:

- estrazione degli spettri dagli *spaxel* individuati con l'analisi fotometrica precedente;
- calcolo di uno spettro sintetico per ogni stella da utilizzare come *template* per la misura della velocità radiale;
- estrazione dello spettro della stella standard di riferimento;
- divisione di ogni spettro stellare per lo spettro della stella standard al fine di rimuovere gli assorbimenti dovuti all'atmosfera terrestre;
- *cross-correlazione* con il software FXCOR tra gli spettri stellari e i *template* per ottenere le velocità radiali;
- correzione delle velocità radiali attraverso la sottrazione dell'OFFSET e l'aggiunta della correzione eliocentrica.

### 6.1 Estrazione degli spettri

Una volta identificato lo *spaxel* più adatto, corrispondente al centroide di ogni stella, si procede all'estrazione del rispettivo spettro monodimensionale. L'estrazione viene svolta da una procedura fortran, che legge, nel dato *spaxel* dell'immagine, il valore dei conteggi attribuiti ad ogni pixel spettrale. Con questa modalità sono stati ottenuti gli spettri stellari nei sette campi SINFONI, per un totale di 709 oggetti.

Questi spettri non sono calibrati in flusso, si estendono da  $1.9 - 2.45 \mu\text{m}$  e sono campionati a passo costante di  $2.45 \text{ \AA}$  per pixel, corrispondenti a circa  $30 \text{ km/s}$ .

## 6.2 Transizioni molecolari

Negli spettri estratti possiamo notare la presenza di estese e profonde bande molecolari nella regione spettrale 23000-24000Å.

Se consideriamo il caso di una molecola con un momento di dipolo intrinseco, abbiamo un sistema caratterizzato da un gran numero di livelli energetici vibrazionali separati da  $10^{-2}$ - $10^{-4}$  ev. Questi livelli contengono a loro volta un insieme di sottolivelli rotazionali con minore separazione energetica. Dato che possiamo considerare sia l'energia vibrazionale che quella rotazionale di una molecola come quantità quantizzate per cui  $E = h\nu$ , abbiamo che il fotone incidente può essere assorbito solo se possiede un'energia pari ad un particolare dislivello energetico. Si noti che la quantità  $E$  dipende fortemente dalle caratteristiche della molecola che stiamo prendendo in esame, come dal suo momento di dipolo intrinseco e dalla massa ridotta. Possiamo esprimere l'energia di questi livelli energetici considerando i numeri quantici  $J$  e  $\nu_{vibr}$  come:

$$E_{vibr} = h\nu_{vibr}(v + 1/2)$$

con  $v = 0, 1, 2, 3, \dots$  e  $\nu_{vibr} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2D}{\mu}}$  dove  $\mu$  rappresenta la massa ridotta della molecola e  $D$  il potenziale di Morse.

$$E_{rot} = J(J + 1) \frac{h^2}{8\pi^2 I}$$

Con  $J = 0, 1, 2, 3, \dots$  e  $I$ , il momento di inerzia.

Considerando che lo spettro di una molecola è la sovrapposizione di livelli rotazionali e vibrazionali, abbiamo un grandissimo numero di transizioni energetiche possibili. Dal momento che questi assorbimenti risultano molto ravvicinati in termini di lunghezza d'onda, ad un livello molto più fine della risoluzione spettrale raggiungibile dallo strumento, il loro effetto si traduce visivamente in un assorbimento continuo che ricopre un ampio intervallo, quindi si osserva come risultato una banda molecolare.

## 6.3 Analisi degli spettri

Gli spettri che andiamo ad analizzare presentano due componenti principali di assorbimento relative a due diversi fenomeni: gli assorbimenti fotosferici, quindi dovuti alla sorgente stellare studiata, e quelli tellurici, causati all'atmosfera terrestre. Queste componenti sono caratterizzate da due diverse velocità radiali: la prima presenta uno spostamento Doppler dovuto alla velocità radiale della sorgente, mentre la seconda si trova nella posizione di laboratorio. Per questo elaborato sarà fondamentale riconoscere entrambe le componenti per ottenere delle importanti informazioni: dalle bande fotosferiche, il comportamento cinematico relativo alle stelle; e dalle telluriche, le eventuali correzioni da applicare alla calibrazione in lunghezza d'onda (OFFSET).

In particolare, le stelle analizzate nel campo SINFONI, come si nota dal CMD (figura 5.2), sono stelle che dal punto di vista evolutivo sono principalmente nella fase di *Red Giant Branch* (RGB). Queste ultime, sono caratterizzate da temperature superficiali abbastanza basse (inferiori ai 4500K), di conseguenza nell'intervallo spettrale considerato troviamo una grande

quantità di bande fotosferiche di origine molecolare che possiamo attribuire a transizioni del monossido di carbonio (CO).

Sovrapposte alle caratteristiche fotosferiche dello spettro, possiamo trovare un elevato numero di righe dovute alla nostra atmosfera. Nel vicino infrarosso (780-2500 nm) la radiazione è principalmente assorbita e poi riemessa per via di transizioni vibrazionali e rotazionali da parte di una piccola frazione di molecole polari presenti, tra cui principalmente  $H_2O$ ,  $O_3$  e  $CO_2$  (figura 6.1). Questi assorbimenti tellurici variano con la distanza zenitale, con l'ammontare della colonna di vapore acqueo, con la latitudine e in base al momento dell'osservazione.

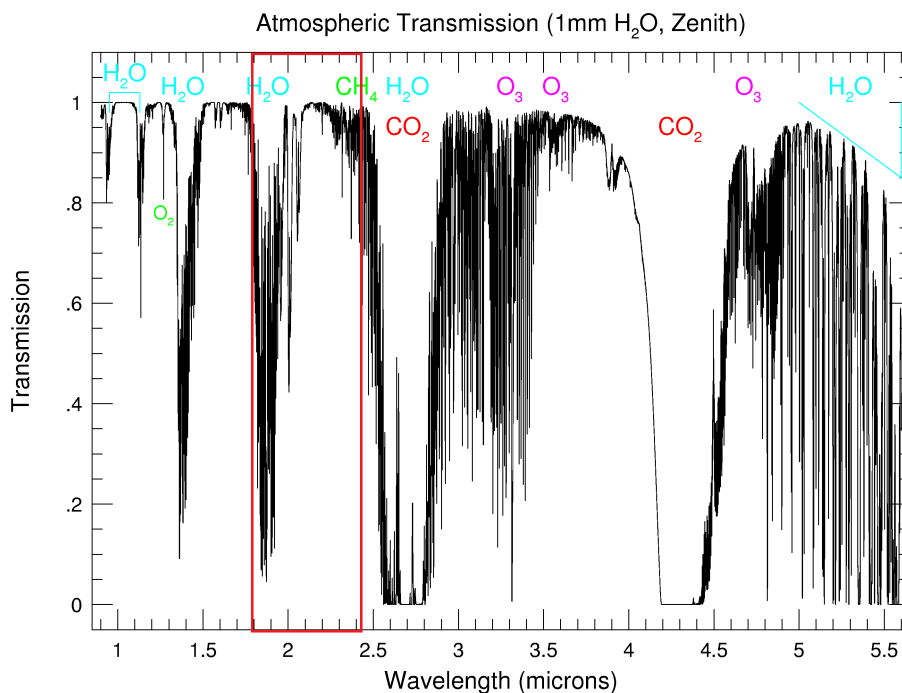


FIGURA 6.1: In figura si mostra la trasmissione atmosferica dovuta alle varie molecole nell'intervallo infrarosso. La finestra rossa identifica l'intervallo coperto dagli spettri SINFONI, dove sono presenti forti assorbimenti dovuti al vapore acqueo.

Nel nostro caso gli spettri presentano un gran numero di bande telluriche attribuibili soprattutto al vapore acqueo. Queste dovranno essere opportunamente selezionate e distinte dalle fotosferiche per eseguire l'analisi spettroscopica. Con questo scopo sono stati utilizzati dei modelli che riproducessero gli assorbimenti atmosferici e tenessero conto della data e del luogo di osservazione. Tali spettri sintetici sono stati calcolati col software TAPAS (Berteaux et al. 2014) che considera l'assorbimento atmosferico dovuto a varie molecole (tra cui  $H_2O$ ,  $O_3$ ,  $O_2$ ,  $CO_2$ ,  $CH_4$ ,  $N_2O$ ) e calcola la trasmittanza nell'intervallo di lunghezze d'onda desiderato.

Per identificare quali bande molecolari sono fotosferiche e quali telluriche, è stato confrontato lo spettro di una stella brillante (quindi ad alto SNR e bassa temperatura) con opportuni sintetici per la sua fotosfera e per l'assorbimento dell'atmosfera terrestre. La figura 6.2 mostra il confronto tra uno spettro SINFONI (nero) di esempio e lo spettro sintetico della sua fotosfera (blu) mentre in figura 6.3 è rappresentato lo stesso spettro SINFONI con sovrapposto il modello di atmosfera (rosso).

Dallo spettro sono state individuate le 3 *CO-bands* fotosferiche riportate in tabella 6.1, riferite in seguito per semplicità come banda 1, banda 2, banda 3. Al fine di misurare la velocità radiale si è deciso di considerare le prime due bande in un'unica finestra (Fotosferica tot) in modo da riprodurre contemporaneamente le due *feature* di assorbimento con un unico modello sintetico. Questo intervallo infatti, come vedremo più ampiamente nel paragrafo 7.2, si mantiene abbastanza indipendente dalla morfologia delle singole bande.

Successivamente sono state selezionate tre finestre attorno alle bande molecolari di  $H_2O$  relative all'atmosfera, scegliendo opportunamente gli intervalli spettrali in maniera da escludere possibili caratteristiche fotosferiche. Queste bande molecolari ci serviranno per determinare l'accuratezza della calibrazione in lunghezza d'onda (paragrafo 6.8) e sono riportate in tabella 6.1 come tellurica 1, 2 e 3.

Banda	Intervallo $\lambda$ ( $\text{\AA}$ )
Fotosferica 1	22920-22970
Fotosferica 2	23210-23270
Fotosferica 3	23510-23545
Fotosferica tot	22900-23300
Tellurica 1	23125-23200
Tellurica 2	23680-23730
Tellurica 3	24300-24400

TABELLA 6.1



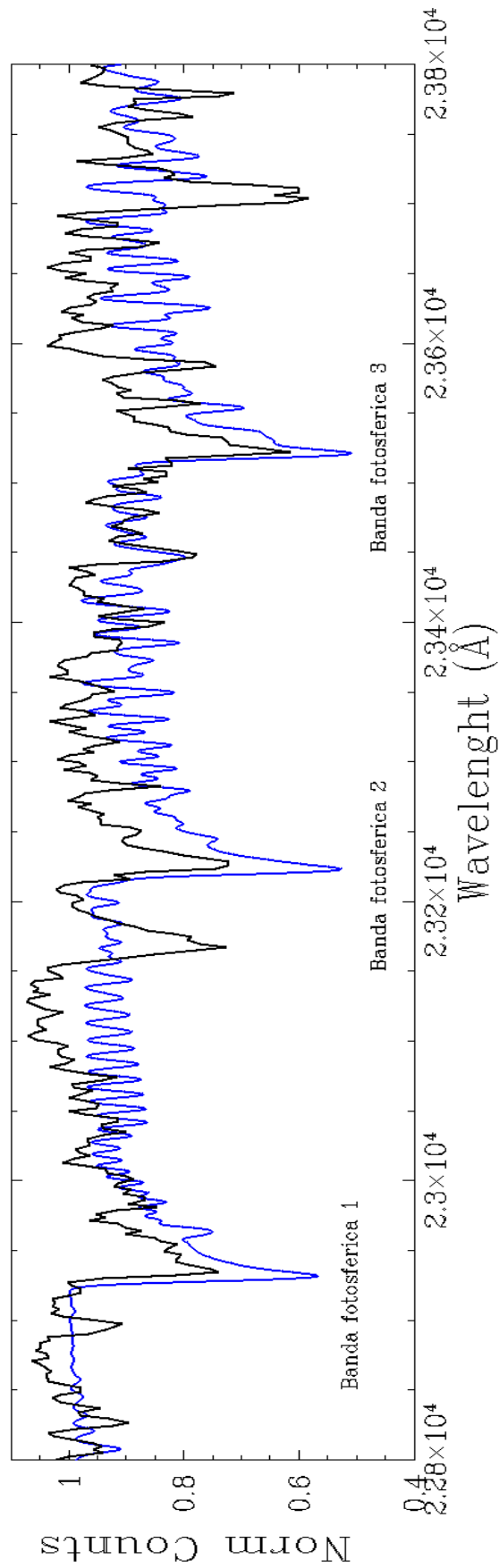


FIGURA 6.2: Nel pannello possiamo osservare lo spettro di una stella brillante di RGB (in nero) con sovrapposto in blu il suo modello fotosferico. Nell'intervallo spettrale mostrato sono state individuate e selezionate le 3 bande fotosferiche riferite in tabella 6.1.

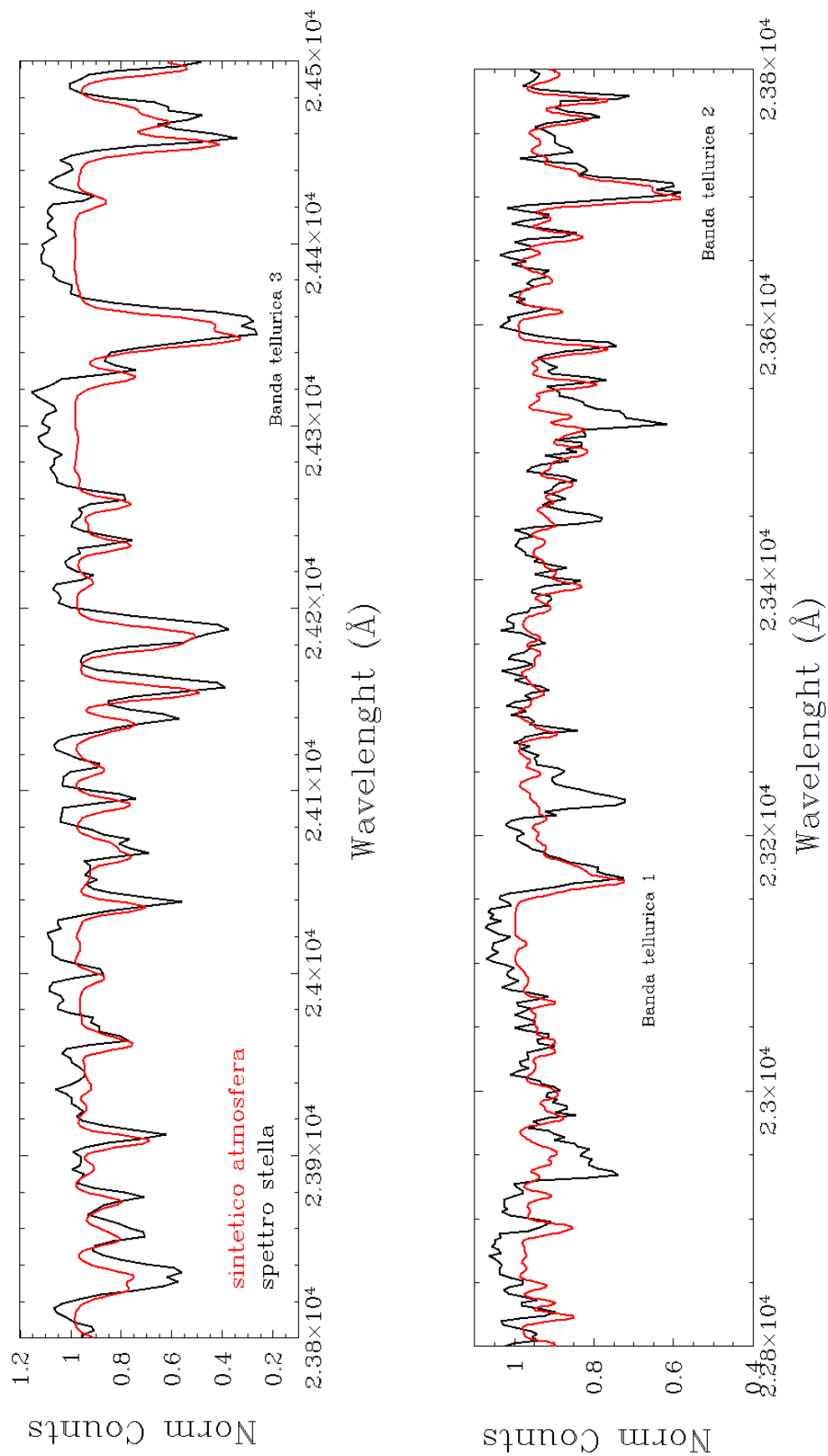


FIGURA 6.3: Nei due pannelli possiamo osservare lo spettro di una stella brillante di RGB (in nero) con sovrapposto in rosso il sintetico di atmosfera. Nei due intervalli spettrali mostrati sono state individuate e selezionate le 3 bande telluriche riferite in tabella 6.1.

## 6.4 Calcolo degli spettri sintetici

Per ottenere la misura delle velocità radiali degli spettri mediante la *cross-correlazione* è necessario utilizzare degli spettri teorici di riferimento a velocità nulla. Questi spettri devono tener conto delle caratteristiche fisiche della stella in modo che possano riprodurre al meglio le transizioni atomiche e molecolari presenti. Ci aspettiamo, infatti, che tanto maggiore è la verosimiglianza tra gli spettri osservati e i sintetici, tanto più accurato sarà il calcolo della velocità radiale mediante la *cross-correlazione*.

La profondità delle bande molecolari fotosferiche è determinata soprattutto dalla temperatura e dalla composizione chimica attribuita alla stella, in secondo luogo è importante anche l'effetto della gravità. Per queste ragioni, come descritto nel paragrafo (5.5), è stata determinata la temperatura e la gravità di ogni singola stella assumendo per ognuna di esse la metallicità dell'ammasso  $[\text{Fe}/\text{H}]=-0.47$  (Harris 2010).

Gli spettri sintetici sono stati calcolati utilizzando i programmi ATLAS9 e SYNTHE, sviluppati da R. L. Kurucz, che forniscono rispettivamente i modelli di atmosfera e il flusso emergente in funzione della lunghezza d'onda. ATLAS9 utilizza modelli atmosferici in *Local thermal Equilibrium* che considerano diversi parametri tra cui: temperatura, gravità superficiale, metallicità e l'arricchimento degli elementi alfa ( $\alpha$ -enhancement). I modelli vengono calcolati includendo un *broadening* aggiuntivo delle righe, che tenga conto dei moti convettivi presenti nell'atmosfera: questo allargamento è parametrizzato con la così detta velocità di turbolenza. Nel caso degli spettri SINFONI, a causa della risoluzione spettrale, tali effetti non sono apprezzabili e quindi tutti gli spettri sono stati calcolati assumendo una turbolenza di 2 km/s, valore ragionevole per stelle di RGB.

SYNTHE richiede invece il range spettrale in cui vogliamo il sintetico, la sua risoluzione e una lista di righe con tutte le transizioni atomiche e molecolari da includere nei possibili assorbimenti. Successivamente, lo spettro ottenuto viene convoluto dal programma stesso con una gaussiana per riportarlo alla risoluzione ( $\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ ) degli spettri osservati.

Nel nostro caso specifico, i sintetici ottenuti riproducono stelle che hanno temperature comprese tra 3750 K (che è stato considerato come limite inferiore ed è stato associato alle stelle più brillanti) e 4900 K e gravità comprese tra  $0.68 < \log g < 3.5$ . Nel calcolo sono state considerate tutte le principali transizioni atomiche e molecolari con l'esclusione delle transizioni di TiO che sono rilevanti a temperature più basse di quelle considerate nei nostri target. Inoltre il sintetico è stato generato limitandosi all'intervallo tra 22000Å a 24000Å, in accordo con la regione dove sono presenti le bande fotosferiche di CO.

Dal momento che le stelle brillanti mostrano un sintetico con bande molecolari molto più profonde di quelle osservate, per queste è stato considerato un arricchimento di N e un decremento del C di una stessa quantità, pari 0.5 dex. Questa scelta è in accordo con l'ipotesi per cui stelle più brillanti del RGB Bump sono ritenute soggette a processi di *extra-mixing* che portano in superficie elementi processati dal ciclo CNO. Questi elementi conducono ad una diminuzione superficiale di C e ad un aumento di N (Gratton et al. 2000)<sup>1</sup> quindi ci aspettiamo che portino a diminuire la profondità delle *CO-bands*. Tuttavia questo arricchimento chimico non risolve completamente il problema e i sintetici mostrano ancora, in diversi casi,

<sup>1</sup>L'articolo in questione esamina le modificazioni chimiche subite da stelle *metal-poor* nella fase di RGB. Le stelle dopo aver superato l'*RGB-Bump* sono soggette a correnti interne che portano in superficie i prodotti del CNO con una conseguente diminuzione del rapporto  $C^{12}/C^{13}$ .

delle bande molecolari troppo profonde (si veda la figura 6.4).

Questo effetto potrebbe essere legato a variazioni di CNO da stella a stella dovute al fenomeno delle anticorrelazioni usualmente osservate negli ammassi globulari. Tuttavia, un *match* non perfetto in termini di profondità tra osservato e sintetico ha un impatto trascurabile nella determinazione delle RV (si veda a riguardo il paragrafo 6.11).

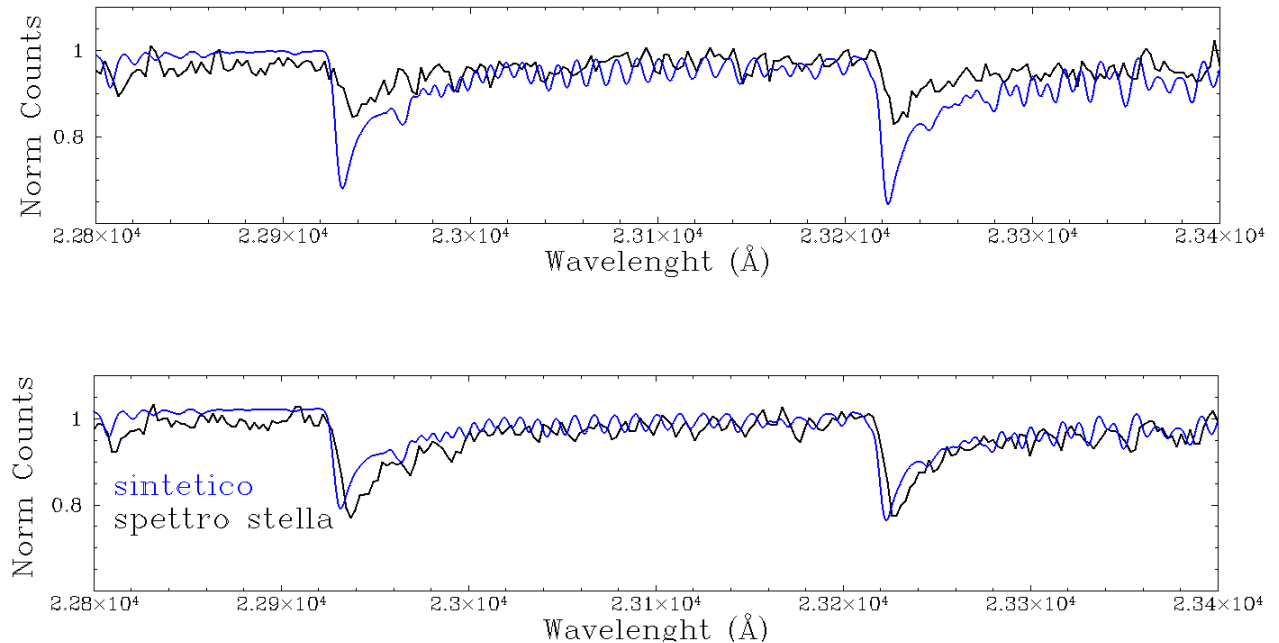


FIGURA 6.4: Nel pannello in alto è riportato in nero lo spettro appartenente ad una stella brillante nell'intervallo fotosferico complessivo con sovrapposto il suo sintetico (in blu). Nonostante l'arricchimento chimico in N e il decremento in C applicato al sintetico, si nota che le bande del *template* sono molto più profonde rispetto allo spettro stellare. Si ipotizza che quest'effetto sia dovuto al fatto che la composizione chimica della stella non è stata perfettamente riprodotta dal modello. Nel pannello in basso, per fare un confronto, è rappresentato uno spettro appartenente ad una stella molto brillante (in nero) che è ben riprodotto dal sintetico (in blu).

## 6.5 FXCOR e la cross-correlazione

### 6.5.1 Effetto Doppler

Le velocità radiali delle stelle analizzate sono state misurate in base allo spostamento del loro spettro dovuto all'effetto Doppler.

Se consideriamo una sorgente in moto, in base alla proiezione del vettore velocità sulla linea di vista dell'osservatore, ovvero alla sua velocità radiale, le onde elettromagnetiche emesse subiranno uno *shift* verso il rosso se la sorgente è in allontanamento o verso il blu se questa è in avvicinamento. L'effetto a livello non-relativistico si limita alla sola componente di velocità radiale ed è quantificabile come:

$$v_r = c \frac{\lambda_o - \lambda_e}{\lambda_e}$$

Nel nostro caso calcoleremo le velocità radiali delle componenti stellari comparando la posizione delle bande molecolari negli spettri osservati con quelle di laboratorio riportate nei sintetici.

### 6.5.2 FXCOR

La determinazione delle velocità radiali è stata eseguita utilizzando il metodo della *cross-correlazione* (Tonry e Davis 1979) utilizzato dal software IRAF FXCOR del pacchetto *rv*. Questa procedura consiste nel moltiplicare i conteggi normalizzati dello spettro di cui vogliamo conoscere la velocità con quelli corrispondenti agli stessi pixel spettrali del sintetico. Il risultato di questa operazione è una funzione prodotto che avrà valori compresi tra 0 e 1 per ogni pixel. Il calcolo viene ripetuto dal software un gran numero di volte spostando a passi di un pixel spettrale il *template*, ottenendo, per ogni traslazione, nuove funzioni prodotto. Integrando tutte queste funzioni in termini del numero di pixel si ottiene, per ognuna di esse, un valore in output che sarà tanto maggiore tanto migliore è la sovrapposizione tra il *template* traslato dal programma e lo spettro osservato.

Se esprimiamo tutti questi valori in funzione dello spostamento in pixel compiuto nei vari prodotti, possiamo ottenere l'andamento della probabilità di *cross-correlazione* (figura 6.6).

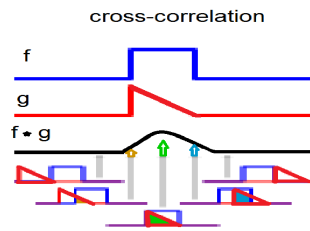


FIGURA 6.5: Esempio di *cross-correlazione* di una funzione  $f$  (blu) con una funzione  $g$  (rosso), in nero si vede la funzione risultante dove ogni suo punto dipende dal grado di sovrapposizione tra le due.

Il valore del *pixel shift* corrispondente alla massima probabilità di correlazione è ottenuto con un fit gaussiano nella regione della funzione attorno al massimo principale. Quest'ultimo è poi convertito in velocità radiale utilizzando la soluzione di dispersione contenuta negli *header-file*. Si noti che il valore del picco della funzione di *cross-correlazione* è indice di quanto la sovrapposizione tra lo spettro e il *template* è buona; tendenzialmente, valori al di sopra di 0.8 rappresentano un match eccellente e in generale, sopra 0.5 sono considerati accettabili. Al valore di velocità ottenuto viene anche assegnato il suo errore, che dipende dalla larghezza della gaussiana del fit e un parametro di qualità dell'interpolazione ( $R$ ) definito come:

$$R = \frac{h}{2\sigma_a}$$

Dove  $2\sigma_a$  è la dispersione della gaussiana ed  $h$  rappresenta l'altezza del picco. Il parametro è dunque elevato per funzioni molto piccate e strette.

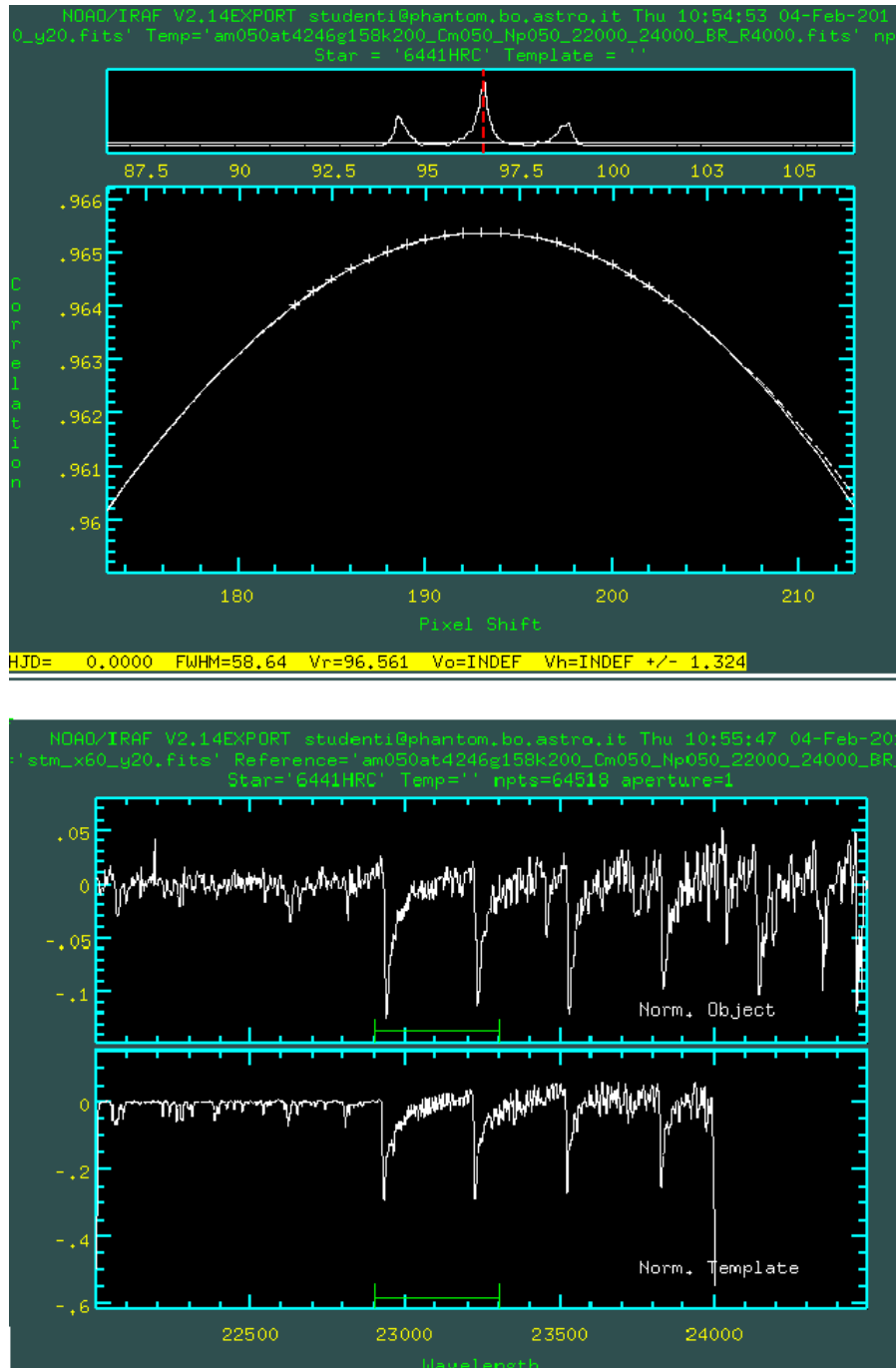


FIGURA 6.6: Nel pannello superiore, la funzione di *cross-correlazione* di FXCOR. Le crocette evidenziate rappresentano i punti utilizzati per il fit. In basso, evidenziato in giallo, abbiamo diversi valori restituiti dal programma a seguito della *cross-correlazione*, tra cui: la velocità radiale calcolata (corrispondente al picco della gaussiana) e la sua FWHM. Nel pannello inferiore, è rappresentato lo spettro esaminato e il sintetico di riferimento con evidenziata la finestra utilizzata per la *cross-correlazione* (in questo esempio questa corrisponde all'intervallo complessivo contenente le prime due *CO-bands*).

E' da notare che gli errori forniti da FXCOR riguardano la qualità del fit del picco di *cross-correlazione* e la possibilità che il programma mal identifichi il picco principale rispetto a picchi secondari. Nel caso degli spettri SINFONI, le principali sorgenti di incertezza nella misura di RV sono il segnale rumore e la dimensione finita del pixel. Per questo, la determinazione degli errori è stata fatta utilizzando una procedura differente e quindi tralasciando le incertezze fornite da FXCOR (si veda paragrafo 6.10).

Affinché FXCOR restituisca un valore affidabile di velocità radiale devono essere impostati correttamente alcuni parametri al suo interno.

In particolare è necessario utilizzare come intervallo in cui effettuare la *cross-correlazione* soltanto quello che contenga le bande fotosferiche, poiché soltanto queste bande contengono le informazioni cinematiche appartenenti alla stella. Se nel range utilizzato venissero incluse anche bande atmosferiche, il programma potrebbe cercare una sovrapposizione con quelle del *template* fotosferico, ed ottenere così, un massimo principale nella funzione di *cross-correlazione* non corrispondente alla velocità radiale della stella.

Un altro parametro importante è quello dello *step di background* ( $b$ ). Il programma utilizza questo valore per selezionare correttamente in altezza i punti della curva di probabilità su cui effettuare il “fit gaussiano”. L’algoritmo effettua varie prove con valori di background multipli interi di  $b$  e mantiene solo i risultati appartenenti al background più elevato. Si noti che, nel nostro caso, il valore del parametro è stato fissato a 0.1 in modo da ottenere il numero maggiore di fit convergenti per i nostri spettri.

Prima di “cross-correlare” lo spettro con il *template*, il programma effettua delle operazioni preliminari selezionabili dall’utente, tra cui la normalizzazione dello spettro osservato e il suo ricampionamento allo stesso passo dello spettro sintetico. La prima operazione viene fatta di default dal programma, dividendo lo spettro per una retta che ne interpola il continuo in maniera da riportarne i conteggi attorno ad 1. Mentre per la seconda, dato che il sintetico ha un numero di punti molto più elevato dello spettro osservato, è stato scelto di ricampionare lo spettro stellare come il *template*. In questo modo, gli spettri hanno lo stesso numero di pixel e non ci sono perdite di qualità nello spettro osservato.

In questo elaborato il software è stato utilizzato con queste impostazioni al fine di ottenere due importanti risultati:

- sono state calcolate le RV di tutte le 709 stelle individuate nel mosaico, “cross-correlando” gli spettri stellari con i loro sintetici nei 4 intervalli fotosferici (tabella 6.1).
- Per ogni singolo *data-cube* è stato calcolato l’OFFSET, “cross-correlando” gli spettri estratti da ogni *spaxel* con i sintetici di atmosfera nelle 3 bande telluriche riportate in tabella 6.1.

## 6.6 Raffinamento degli spettri e calcolo delle velocità radiali

In questo paragrafo si espongono i problemi incontrati nella determinazione delle velocità radiali e come questi siano stati parzialmente risolti utilizzando lo spettro delle stelle standard di riferimento.

In alcuni casi, utilizzando FXCOR sugli spettri estratti dai singoli *data-cube*, è stato notato che le RV calcolate nelle 4 finestre fotosferiche hanno valori molto discrepanti fra di loro, anche di 30 km/s (si veda il pannello sinistro dell'immagine 6.9).

Queste differenze sono di entità molto maggiore rispetto a quanto ci potremmo aspettare: infatti, dal momento che le 4 finestre sono rappresentative dello stesso spettro e della stessa velocità, queste variazioni dovrebbero essere nell'ordine dell'incertezza nella misura delle RV, ovvero in media inferiori a 10-15 km/s (paragrafo 6.10).

Possiamo ipotizzare che questo problema si verifichi per via della morfologia variabile delle bande molecolari che non viene perfettamente riprodotta dallo spettro sintetico. Questo può essere dovuto sia ad un rapporto segnale rumore troppo basso, sia a contaminazioni dello spettro da parte dell'atmosfera.

Dal momento che i diversi intervalli utilizzati per la *cross-correlazione* risultano essere contaminati da assorbimenti tellurici, come si vede in figura 6.8, è stata messa a punto una procedura per rimuovere questi contributi dallo spettro. Questa consiste in:

- definizione di uno spettro ad alto segnale rumore della Standard tellurica, ottenuto mediando insieme spettri estratti da diversi *spaxel*.
- Divisione degli spettri stellari per lo spettro della Standard tellurica al fine di rimuovere gli assorbimenti atmosferici dalle bande fotosferiche.

Il comportamento dell'atmosfera in prossimità delle *CO-bands* utilizzate è ben riportato nello spettro della stella standard di riferimento (STD). Quest'ultima è una stella molto calda, priva delle bande molecolari che caratterizzano le nostre stelle di ammasso, e che tiene conto delle stesse condizioni atmosferiche (e quindi degli stessi assorbimenti) dei target scientifici. Per ogni campo del mosaico abbiamo a disposizione un'osservazione della STD che è stata fatta qualche ora dopo i 6 puntamenti dell'oggetto. L'operazione di riduzione per la Standard tellurica, è stata effettuata analogamente a come descritto in 4.3.2 ma, dal momento che in questo caso abbiamo una sola osservazione, gli *spaxel* dell'immagine rimangono rettangolari.

Il cubo della Standard tellurica può contenere *spaxel* in prossimità della stella che mostrano degli spettri corrotti o dalle *feature* atmosferiche degradate. Per via di questo problema, sono state estratte file *spaxel* per verificare se gli assorbimenti atmosferici nello spettro della stella fossero di buona qualità (figura 6.7). Questo controllo è stato fatto servendosi come paragone, del sintetico di atmosfera, scartando gli spettri della Standard tellurica che fossero troppo diversi da quelli previsti dal modello. Mediando il campione estratto dagli *spaxel* non corrotti, è stato così ottenuto lo spettro finale per la standard di riferimento.

Per verificare se questo fosse soddisfacente, e rimuovesse correttamente gli assorbimenti, lo spettro di una stella brillante è stato diviso per varie prove di spettri medi della STD. Tra i vari risultati ottenuti è stato scelto lo spettro finale migliore, che quindi presentasse le *CO-bands* più simili al sintetico stellare.



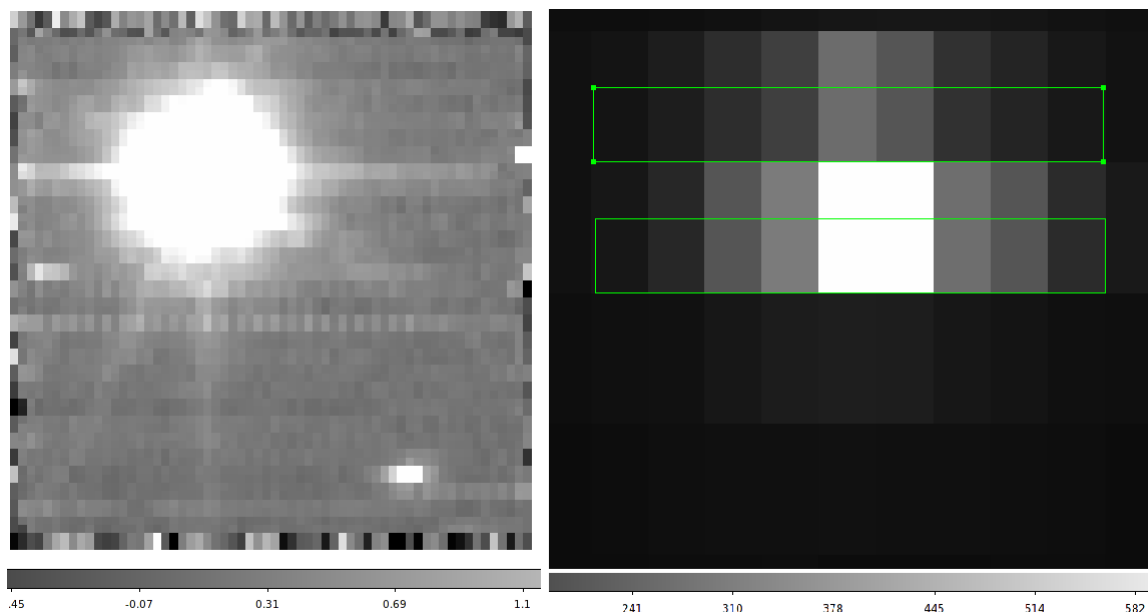


FIGURA 6.7: A sinistra lo *stack* della Standard tellurica associata al campo HRE, a destra un ingrandimento, riscaldato ad alti conteggi degli *spaxel* centrali della stella: le box verdi indicano la selezione degli *spaxel* più luminosi da cui sono stati estratti i diversi spettri analizzati.

Tra le prove effettuate è stata considerata anche la soluzione alternativa che consiste nel dividere gli spettri delle stelle per il modello di atmosfera. Questo, tuttavia, non sempre riesce a riprodurre finemente gli assorbimenti atmosferici presenti che invece comparivano nella STD, per questi motivi questa soluzione non è mai stata adottata.

In conclusione, gli spettri stellari dei diversi *data-cube* sono stati divisi per le proprie stelle standard di riferimento nell'intervallo di lunghezze d'onda tra 22000 e 24500 Å e sono stati "cross-correlati" con i propri sintetici per ottenere le velocità radiali. Come si può notare in figura 6.8, rispetto allo spettro originario (curva nera), lo spettro corretto per la STD (curva rossa) è più somigliante al sintetico di fotosfera (curva oca), il che indica una buona rimozione degli assorbimenti atmosferici.

Come riprova per l'intera operazione, la divisione porta lo scarto tra le velocità relative alle finestre fotosferiche, a diminuire e ad essere più compatibile con l'errore sulle RV. Lo scarto medio tra i valori di velocità è stato calcolato prima e dopo la divisione per la STD per avere una verifica ulteriore del miglioramento della qualità delle velocità ottenute. Gli istogrammi delle velocità delle 4 finestre spettrali sono riportati in figura 6.9 ed è visibile chiaramente che dopo la correzione effettuata, i valori di velocità risultano più coerenti tra di loro.

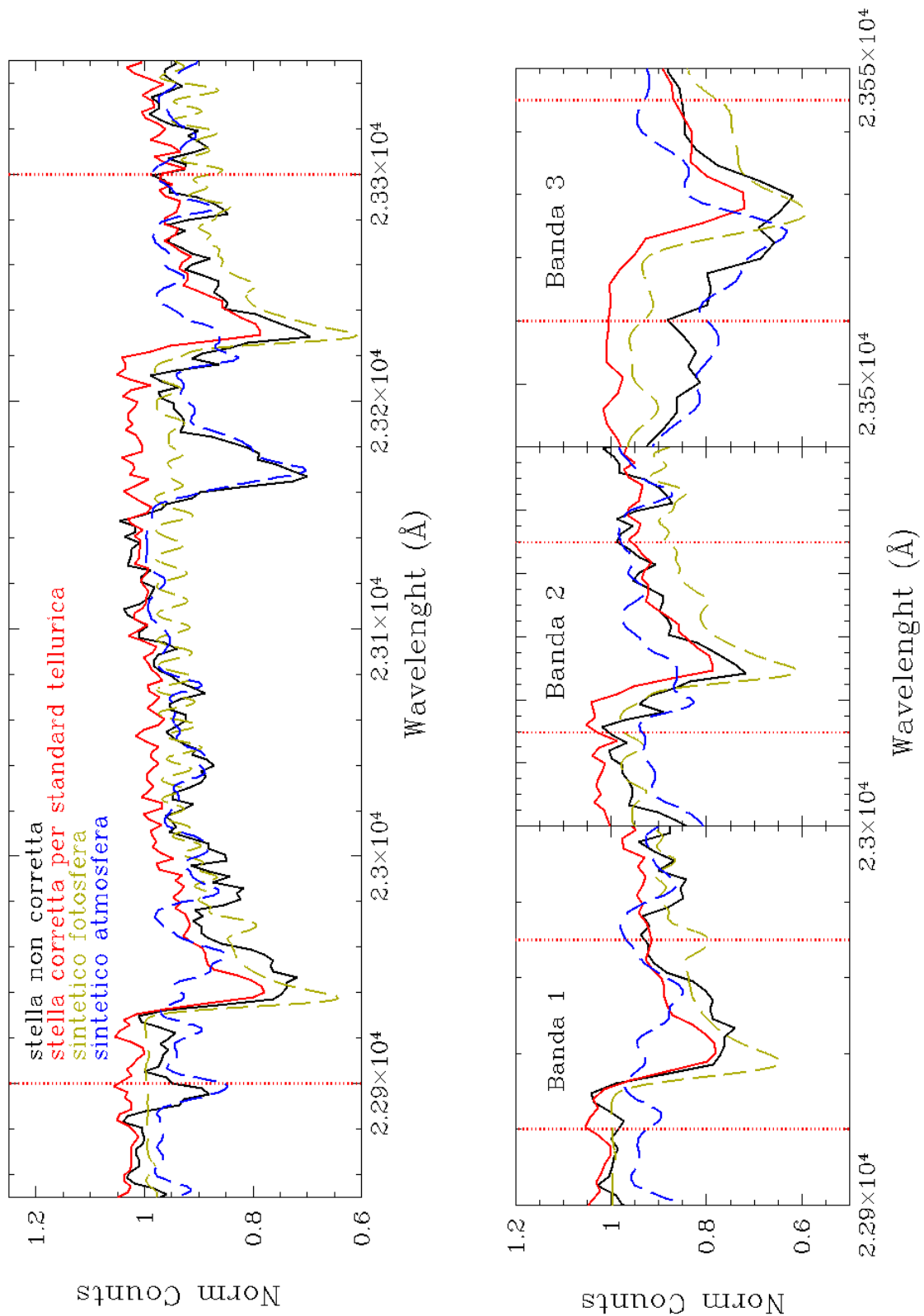


FIGURA 6.8: Nei due pannelli sono rappresentati gli intervalli contenenti le 3 bande fotosferiche selezionate (sotto) e la banda complessiva contenente le prime due (sopra). Lo spettro di una stella campione estratto dal *data-cube* è confrontabile prima (in nero) e dopo la correzione per la standard di riferimento (in rosso). In blu è riportato lo spettro sintetico di atmosfera che mostra dei piccoli assorbimenti nelle bande fotosferiche 1 e 2 ma molto elevati nella banda 3, che è fortemente contaminata. Si noti che, dopo la correzione, lo spettro della stella risulta essere più simile al sintetico fotosferico (curva ocra), il che indica una buona rimozione degli assorbimenti atmosferici.

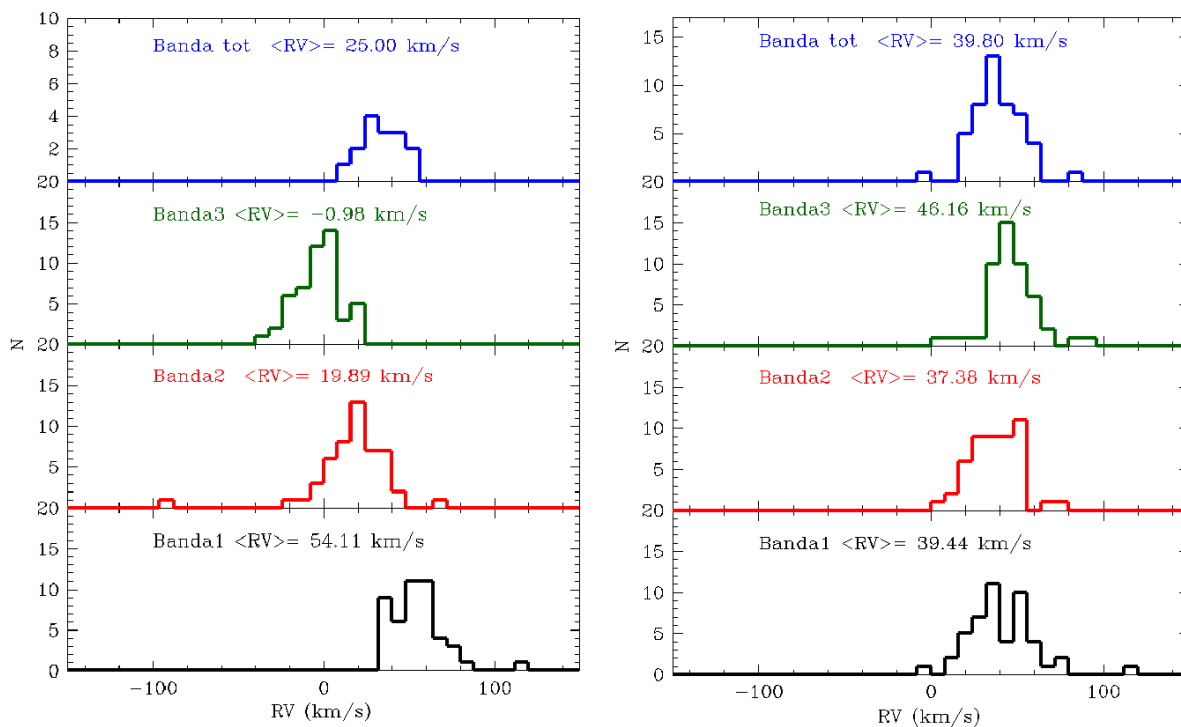


FIGURA 6.9: Nei due pannelli sono riportati gli istogrammi che mostrano la distribuzione delle RV per il cubo HRE dove sono utilizzati diversi colori a seconda delle finestre fotosferiche selezionate. Nel pannello di sinistra sono rappresentate le velocità che si otterrebbero senza correggere gli spettri per la standard di riferimento. Si noti che la banda totale in blu, in questo caso, è inutilizzabile perché troppo contaminata dall'atmosfera e, per questo motivo, possiede nell'istogramma pochi valori convergenti. Nel pannello di destra sono riportate invece le velocità ottenute dopo la correzione degli spettri. Si può notare che in questo caso le mediane delle distribuzioni sono molto più vicine tra di loro (entro l'errore sulle RV) e la finestra complessiva risulta essere in perfetto accordo con le altre.

## 6.7 Determinazione del SNR

Un parametro importante per descrivere la qualità degli spettri ottenuti e per la stima dell'errore sulle velocità radiali (vedi paragrafo 6.10) è il rapporto segnale rumore (*Signal to Noise Ratio*; SNR). Se consideriamo che un rivelatore è in grado di registrare solo una certa frazione dei fotoni provenienti da una sorgente e di convertirli in elettroni, possiamo esprimere il segnale come:

$$S = s \cdot DIT \cdot NDIT = s \cdot t$$

Con  $s$  il numero di elettroni rilevati al secondo, DIT il tempo di esposizione in secondi e NDIT il numero di esposizioni complessive.

Definiamo invece il rumore come il numero di detezioni elettroniche casuali (di diversa origine) che possono influire sulla misurazione del segnale. Questo può essere espresso come la somma quadratica di varie componenti. Se consideriamo le detezioni come eventi indipendenti e utilizziamo la statistica di Poisson, l'errore sul numero di elettroni rilevati, relativi alla sorgente e al cielo, è semplicemente la radice del loro numero totale, per cui si ha un contributo  $\sqrt{N_{object}}$  e  $\sqrt{N_{sky}}$ . A questi va aggiunto quadraticamente il rumore strumentale dovuto alla corrente di oscurità (dark) e l'errore nella lettura del rivelatore (Readout Noise; RON). Per cui il rumore è definibile come:

$$N = \sqrt{N_{object}^2 + N_{sky}^2 + N_{dark}^2 + N_{ron}^2}$$

Nel nostro caso, consideriamo il rumore strumentale trascurabile dopo il processo di riduzione dati. Esplicitando i contributi rimanenti, come:

$$\begin{aligned} N_{object} &= S = s \cdot t \\ N_{sky} &= s_{sky} \cdot n_{pix} \cdot t \end{aligned}$$

dove  $n_{pix}$  è il numero di pixel che ricoprono la PSF della sorgente sul detector e  $s_{sky}$  è il numero di elettroni per secondo e per pixel relativi al cielo; otteniamo dunque un rapporto segnale rumore pari a:

$$\frac{S}{N} \simeq \frac{s \cdot t}{\sqrt{(s_{sky} \cdot n_{pix} \cdot t)^2 + (s \cdot t)^2}}$$

Nel nostro caso specifico, per determinare il segnale rumore degli spettri è stato considerato un intervallo di lunghezze d'onda di continuo, ovvero privo di assorbimenti. A tale scopo sono stati utilizzati spettri normalizzati ad 1 ed è stato stimato il SNR considerando quante volte l'altezza dello spettro (ovvero il suo valor medio  $m$ ) fosse la sua dispersione ( $\sigma$ ).

In realtà questa operazione ci restituisce un SNR moltiplicato per una costante (che nella formula precedente è circa  $1/\sqrt{2}$ ). Infatti, formalmente, questo rapporto dovrebbe essere fatto sul numero di detezioni elettroniche e non sui conteggi. Per questa ragione, avremmo dovuto moltiplicare il numero di fotoni rilevati per il *gain* dello strumento, pari a  $2.3 e^-/ADU$ . Comunque ai fini della nostra analisi ci è sufficiente una misura relativa del SNR e quindi lo possiamo stimare semplicemente come:

$$\frac{S}{N} \propto \frac{m}{\sigma}$$

## 6.8 Correzione per OFFSET e velocità eliocentrica

Per ottenere le velocità radiali finali per le nostre stelle, queste dovranno essere corrette per due diversi effetti. Da una parte abbiamo uno shift di circa 1 pixel nello *zero-point* della calibrazione in lunghezza d'onda (OFFSET). Dall'altra abbiamo l'effetto del moto relativo della Terra rispetto al Sole, la velocità eliocentrica.

Come accennato nel paragrafo 4.3.2, la calibrazione in lunghezza d'onda porta ad uno spostamento degli spettri, che può essere considerato in prima approssimazione "rigido" per tutte le lunghezze d'onda. L'entità di questo effetto dipende sia da come è stata fatta l'interpolazione delle posizioni delle righe della lampada con quelle degli spettri, e sia dalle operazioni di ricampionamento spettrale operate della pipeline. Di conseguenza ci aspettiamo un diverso valore dell'OFFSET per ogni diversa sessione di osservazione, e quindi per ogni campo del mosaico.

Per calcolare l'OFFSET sui singoli *data-cube* sono state considerate le 3 bande di assorbimento telluriche riportate in tabella 6.1. Essendo relative all'atmosfera, queste regioni non dovrebbero risentire dell'effetto Doppler causato dal moto delle stelle, e si dovrebbero trovare nelle posizioni di laboratorio. Per questa ragione ogni genere di spostamento di queste bande dalla loro posizione teorica sarà dovuta soltanto all'OFFSET della calibrazione.

Dal momento che questo *shift* degli spettri può essere espresso in termini di una velocità, è stato utilizzato nuovamente il software FXCOR per determinarne il valore.

Stavolta è stato utilizzato come *template* il sintetico di atmosfera che contiene la posizione di laboratorio delle caratteristiche telluriche esaminate. Al fine di avere una maggiore statistica e, come vedremo in seguito, un errore più piccolo, per il calcolo dell'OFFSET sono stati estratti 3135 spettri da una box di 55x57 *spaxel* che non includesse i bordi dell'immagine.

Le *cross-correlazioni* sono state fatte per ognuna delle 3 finestre telluriche ed è stato stimato il SNR per ogni *spaxel* come descritto nel paragrafo 6.7.

Per ogni campo sono stati ottenuti così gli istogrammi che rappresentano la distribuzione numerica delle velocità di OFFSET per le 3 diverse bande esaminate (alcuni esempi sono riportati in figura 6.10).

Dal momento che le distribuzioni di velocità ottenute dalle bande telluriche 2 e 3 appaiono più simmetriche e con una dispersione minore rispetto alla banda 1, sono stati mediati tra di loro i valori corrispondenti alle loro velocità, ottenendo l'istogramma finale per l'OFFSET (figura 6.11). Di questa nuova distribuzione è stata considerata la mediana, in maniera da non risentire di eventuali *outliers*, ottenendo il valore finale. Poiché non sono stati osservati gradienti dell'OFFSET, o sue distribuzioni particolari in funzione di X e Y, questo valore è stato assunto costante per l'intero *data-cube*. I 7 OFFSET determinati per i campi del mosaico sono riportati in tabella 6.2.

La dispersione della gaussiana nella distribuzione delle velocità di OFFSET ( $\sigma_r$ ) può essere utilizzata per avere una stima dell'errore sulla determinazione di questo valore. In particolare, l'errore commesso nell'assunzione che il valore di OFFSET sia unico per tutti gli *spaxel* del cubo è tuttavia, per l'elevata statistica, molto piccolo e stimabile come:

$$\sigma_{off} = \frac{\sigma_r}{\sqrt{N}}$$

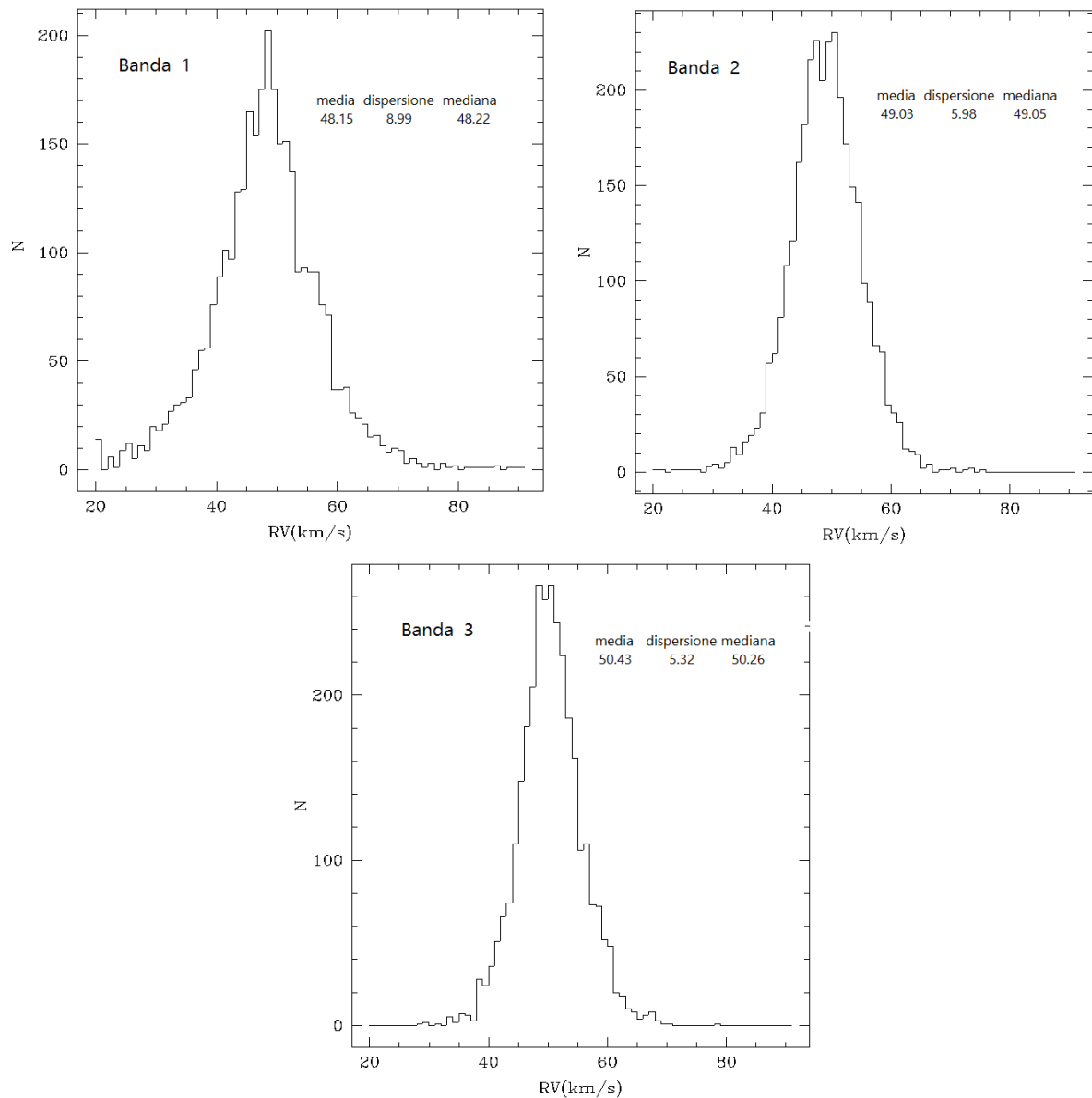


FIGURA 6.10: In figura sono riportati degli esempi di istogrammi delle distribuzioni di velocità di OFFSET per le 3 diverse bande telluriche, con indicate in alto la loro media, dispersione ( $\sigma$ ) e mediana. Come si nota, la banda 1 mostra una dispersione molto più elevata rispetto alle altre due, e quindi non è stata utilizzata nell'operazione di media per ottenere l'istogramma finale.

dove  $\sigma_r$  è la dispersione dei valori dalla media nella distribuzione delle velocità di OFFSET, mentre  $N$  è il numero di misure indipendenti fatte (3135). Dal momento che la misura della  $\sigma_r$  nei vari cubi è sempre compresa tra 4 e 8 km/s, l'errore sull'OFFSET è compreso tra 0.08-0.13 km/s. Vedremo che questa quantità sarà dunque del tutto trascurabile quando considereremo il suo contributo nel calcolo dell'errore sulle RV (6.10). I valori determinati per l'OFFSET e i relativi errori, sono riportati in tabella 6.2.

Campo SINFONI	OFFSET(km/s)	$\sigma_r$ (km/s)	$\sigma_{off}$ (km/s)
HRC	47.84	6.34	0.11
HRE	49.47	4.32	0.08
LRE	34.51	6.46	0.12
LRNE	39.19	7.53	0.13
LRS	39.12	4.34	0.08
LRSE	40.38	7.45	0.13
LRN	43.87	5.41	0.10

TABELLA 6.2

### 6.8.1 Test sul valore dell'OFFSET

Come test di verifica della correttezza dell'OFFSET è stato ricalcolato l'istogramma delle sue velocità facendo delle selezioni in SNR. Come si vede in figura (6.11) il valore mediano della distribuzione risulta molto stabile indipendentemente dal campione di *spaxel* selezionato. Il restringimento delle distribuzioni al variare del SNR è invece dovuto al minore errore compiuto da FXCOR con l'aumentare della qualità degli spettri (si veda 6.10).

Un problema invece incontrato è stato quello relativo all'OFFSET dello spettro della stella standard di riferimento. E' stato trovato che la STD, soprattutto in alcuni campi, mostra uno shift di calibrazione differente da quello calcolato per il *data-cube* scientifico associato. Queste differenze sono contenute, in praticamente tutti i casi, entro 5 km/s, ma nel caso specifico del cubo LRN arriva a 24 km/s.

Dal momento che gli spettri stellari vengono divisi per la STD, se questa presenta un OFFSET significativamente differente da quello misurato nel cubo dell'osservazione scientifica, la divisione può portare ad una deformazione delle bande e quindi, a valori di RV errati.

Per verificare questo effetto, per ogni campo è stata calcolata la differenza tra l'OFFSET della standard di riferimento e quello del *data-cube*, e prima della divisione, è stato eseguito un riallineamento dello spettro della STD a quello delle stelle utilizzando il task di IRAF DOPCOR.

E' stata infine verificata l'ipotesi che l'OFFSET fosse lo stesso per le singole osservazioni, e quindi per i singoli 6 cubi di ogni campo. Effettuando una verifica sui singoli OFFSET del cubo LRN, queste differenze sono nell'ordine di 2-3 km/s, e quindi, non sono considerate rilevanti rispetto all'errore sulla RV.

## 6.9 Correzione eliocentrica

Per ottenere le RV corrette è necessario correggere per il moto relativo della Terra rispetto al Sole. Questo effetto dipende soprattutto da come è orientato il vettore velocità tangenziale all'orbita del nostro pianeta e dal suo angolo con la linea di vista dell'ammasso. Avremmo dunque una diversa correzione eliocentrica a seconda del tempo di osservazione e a seconda di dove si trovi l'osservatorio e l'ammasso. Per calcolare questo valore è stata utilizzata la task di IRAF RVCORR che richiede in input RA e Dec dell'ammasso, l'osservatorio e data e ora dell'osservazione. Le velocità eliocentriche calcolate per ogni campo (tabella 6.3) sono state aggiunte alle velocità radiali con il proprio segno, ottenendo i valori corretti su cui verrà fatta l'analisi cinematica.

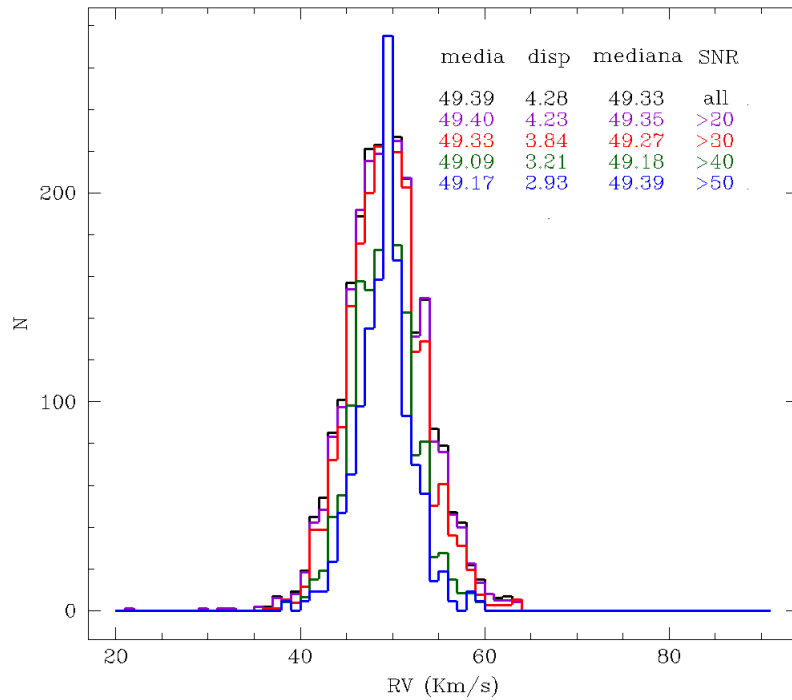


FIGURA 6.11: In figura è riportato un esempio della distribuzione finale delle velocità di OFFSET per diverse selezioni di SNR (vari colori). Si noti che al crescere del SNR la gaussiana rimane piccata all'incirca sullo stesso valore, mentre la sua dispersione  $\sigma$  decresce. La diminuzione dell'errore sull'OFFSET è coerente con la migliore capacità di FXCOR nel determinare il valore corretto di RV (si veda, a proposito, il paragrafo 6.10).

Campo SINFONI	velocità eliocentrica (km/s)
HRC	-25.51
HRE	+14.98
LRRE	-1.86
LRNE	+10.32
LRS	-24.03
LRSE	+0.02
LRN	+14.65

TABELLA 6.3



## 6.10 Errore sulla RV

In questa sezione si espone come è stato calcolato l'errore sulle velocità radiali ottenute con il software FXCOR.

Le principali sorgenti di incertezza nella misura di RV derivano dalla dimensione finita del pixel e dal SNR dello spettro. Per stimare al meglio queste incertezze, e fornire un andamento dell'errore sulle velocità al variare del SNR, è stata utilizzata la seguente procedura:

- è stato selezionato uno spettro sintetico con parametri di temperatura e gravità medi ed è stato ricampionato al *pixel-step* degli spettri SINFONI.
- Utilizzando il software NOISESPEC sono stati generate, con il *metodo Monte Carlo*, 500 riproduzioni del sintetico precedente per 6 valori di SNR (10, 20, 30, 45, 60, 100).
- E' stato utilizzato FXCOR per "cross-correlare", nella finestra fotosferica totale, questi spettri di diverso SNR usando come *template* il sintetico di partenza.
- La dispersione  $\sigma$  di ogni distribuzione di velocità ottenuta, è stata assunta come stima dell'incertezza relativa alla misura di RV per quel valore di SNR. Gli istogrammi delle distribuzioni di velocità, ottenute per ogni campione di spettri simulati ad un dato SNR, sono rappresentati in figura 6.12.
- L'andamento dell'incertezza sulla RV come funzione del SNR è stato poi fittato con una curva esponenziale (figura 6.13), permettendoci così di attribuire ad ogni spettro l'errore compiuto da FXCOR in base al suo SNR.

Si noti che l'operazione di *cross-correlazione* è stata fatta utilizzando un sintetico medio di 4500 K e  $\log g = 2$  affinché fosse ben rappresentativo del campione di stelle ottenuto.

Nei dettagli, il programma NOISESPEC degrada gli spettri sintetici al campionamento di SINFONI (2.4 Å) e genera 500 riproduzioni del sintetico a cui viene aggiunto un rumore poissoniano pari al SNR desiderato. Il rumore aggiunto dal software non è mai uguale a se stesso e viene fatto variare casualmente per tutto il *range* spettrale per ogni singola riproduzione del sintetico. Per i valori di SNR selezionati è stato scelto un campionamento più fine a bassi valori per avere risultati più affidabili dove ci si aspetta che l'errore compiuto da FXCOR sia più grande.

La *cross-correlazione* restituisce come valore medio, riportato nell'istogramma, quello esatto, ovvero zero, dal momento che vengono confrontati dei sintetici nel sistema di laboratorio. Tuttavia è possibile notare che l'allargamento della distribuzione gaussiana delle velocità aumenta col diminuire del SNR, e questo indica maggiore difficoltà da parte di FXCOR nel determinare le RV corrette quando la qualità dello spettro è peggiore (figura 6.12). I punti ottenuti al variare del SNR sono stati fittati dal software online *MyCurveFit* con una funzione esponenziale negativa e rappresentano già l'errore sulla RV che stimiamo come:

$$\sigma_r = \frac{\sigma(SNR)}{\sqrt{N}} = \sigma(SNR)$$

Dove  $\sigma(SNR)$  è l'allargamento della distribuzione di velocità interpolato ad un dato SNR utilizzando la funzione di best fit, mentre il numero di misure N, poiché abbiamo una misura di velocità per ogni stella è pari ad 1. Dal momento che il campione delle 709 stelle esaminato, ha SNR compreso tra 10 e 80, gli errori sulla RV sono compresi tra 1-15 km/s.

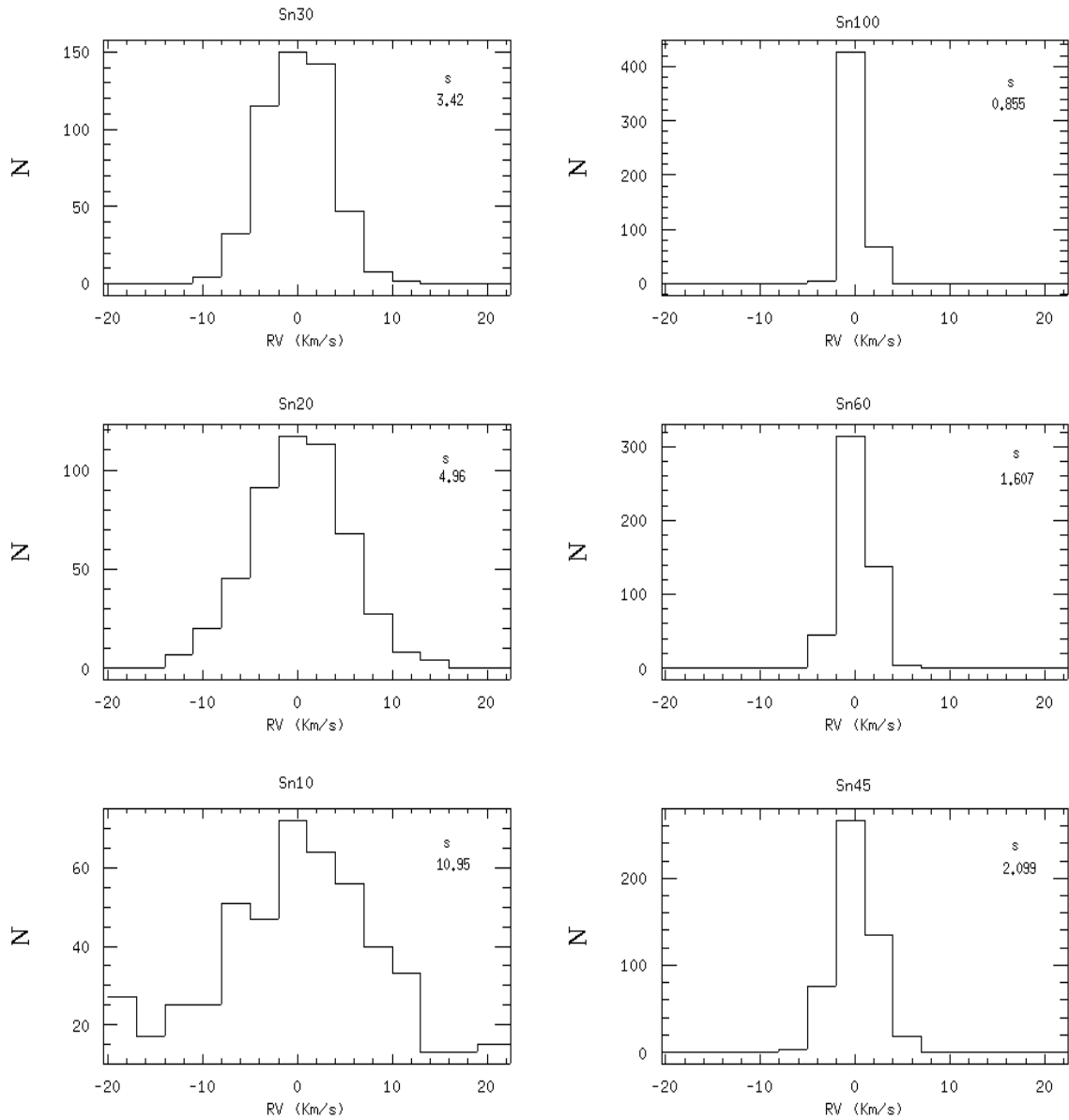


FIGURA 6.12: In figura, i sei istogrammi delle distribuzioni di velocità relative alle diverse scelte di SNR, si noti come il valore della  $\sigma$ , riportato in alto a destra in ogni pannello, cali rapidamente all'aumentare del SNR.

Dal punto di vista formale l'errore sulle velocità dovrebbe tenere conto anche dell'errore sul valore dell'OFFSET, infatti i due errori sarebbero sommati in quadratura come riportato sotto. Tuttavia data la grandissima statistica che si ha nella determinazione dell'OFFSET, a dispetto di quella sulle RV, abbiamo che  $\sigma_{off}$  può essere trascurato e quindi:

$$\sigma_{RV} = \sqrt{(\sigma_{off})^2 + (\sigma_r)^2} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_r}{\sqrt{N}}\right)^2 + (\sigma_r)^2} \sim \sigma_r$$

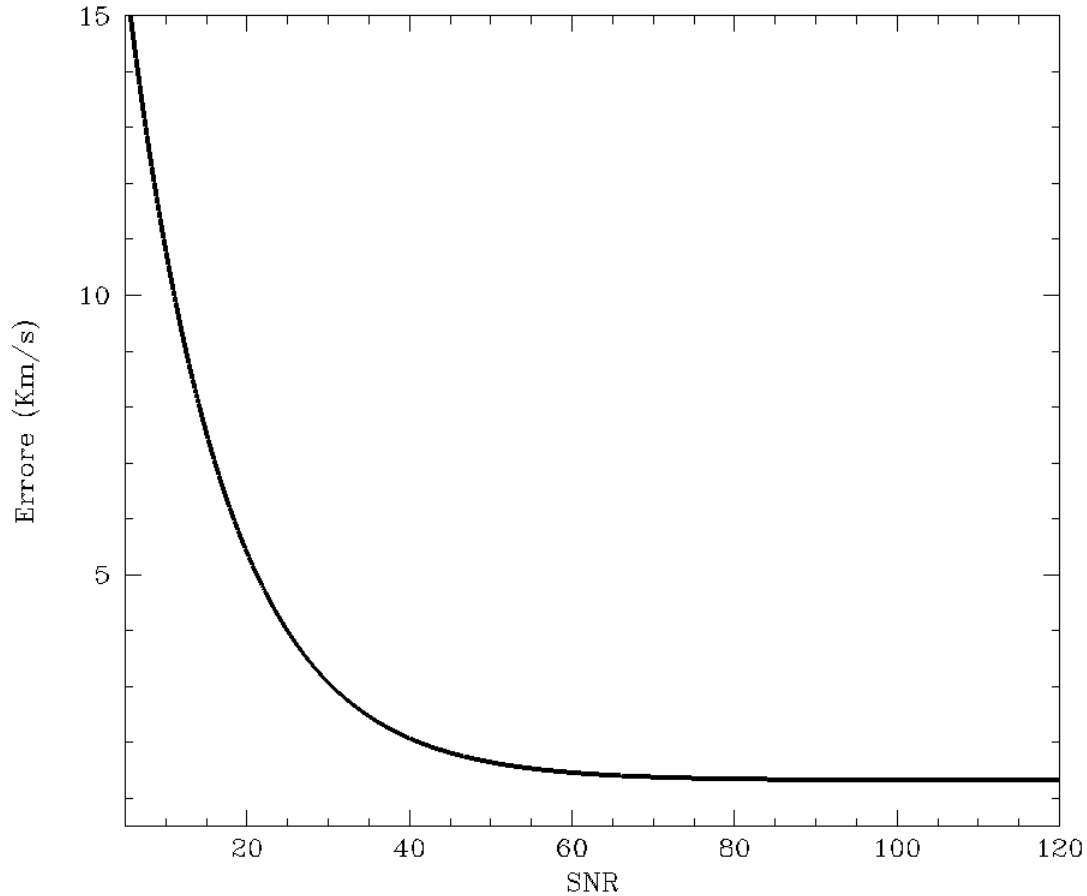


FIGURA 6.13: In figura, la curva nera rappresenta la curva esponenziale di *best-fit* che esprime l'errore sulla RV in funzione del SNR degli spettri. Il fit è stato fatto per i valori di  $\sigma$  ottenuti dalle distribuzioni in figura 6.12, nelle varie selezioni di SNR.

## 6.11 Errori relativi alla temperatura e alla chimica del template

In questo paragrafo vengono presentati alcuni test per stimare l'impatto sulle RV di variazioni di temperatura e di composizione chimica del *template*, ovvero i principali parametri che comportano una variazione della morfologia delle bande molecolari.

Ci si aspetta che aumentando la temperatura di uno spettro sintetico le bande molecolari tendano a diventare sempre meno profonde, analogamente a quanto accade per le righe spettrali. Tuttavia, poiché le bande sono il risultato di un gran numero di transizioni energetiche non risolte, l'effetto della temperatura e della chimica può portare ad inibire o favorire qualcuna di queste. Per queste ragioni possiamo sostenere che modificando la chimica e la temperatura, il baricentro della banda molecolare non rimanga necessariamente lo stesso. Questo leggero effetto di *drift* del baricentro si può osservare in entrambi i pannelli nella figura 6.14.

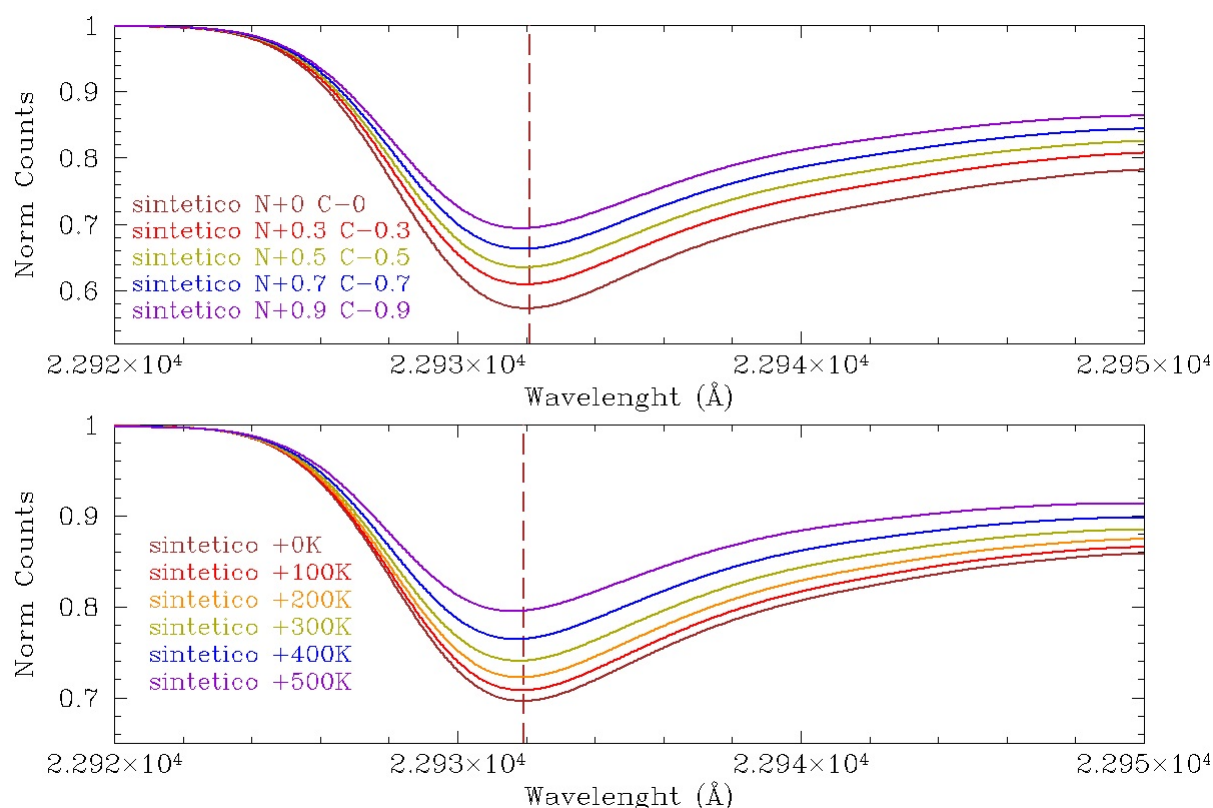


FIGURA 6.14: Pannello inferiore: *template* (nei diversi colori) calcolati a fissata composizione chimica e temperature crescenti con *step* di 100 K. E' possibile osservare un progressivo *drift* verso il blu rispetto al baricentro iniziale (linea tratteggiata) all'aumentare della temperatura del modello. Nel pannello superiore: *template* (nei vari colori) calcolati a fissata temperatura ma diverso arricchimento chimico per l'azoto (N) e il carbonio (C). Si nota come l'aumento dell'azoto a discapito del carbonio porti ad uno spostamento del baricentro delle bande fotosferiche verso il blu, analogamente a quanto accade per la temperatura.

Per testare l'effetto della temperatura, sono state prese 6 stelle posizionate diversamente nel CMD: 2 stelle brillanti di RGB, 2 stelle localizzate all'altezza dell'*RGB-Bump* e 2 stelle deboli di RGB. Per l'arricchimento chimico, invece sono state prese le stesse 4 stelle precedenti localizzate al livello dell'*RGB-Bump* o più brillanti.

Per capire gli effetti della scelta del sintetico sulle velocità radiali, gli spettri stellari sono stati "cross-correlati" dapprima con il proprio *template* originale, ovvero quello associato in base alla propria temperatura e composizione chimica, e successivamente con 5 sintetici di temperatura incrementata a passi di 100 K ma con stessa chimica. Lo stesso è stato fatto ripetendo l'operazione con 4 modelli di spettri a fissata temperatura variando le abbondanze di C e N, aumentando N e simultaneamente diminuendo C, a passo di 0.2 dex. La *cross-correlazione* è stata fatta sia nelle singole bande fotosferiche sia in un intervallo complessivo che contenesse le prime 2. Un esempio dei risultati ottenuti si trova in figura 6.15.

Per tutte le stelle di test è stato notato un incremento della velocità radiale sia all'aumentare della temperatura sia del N a discapito del C, questo è attribuibile allo spostamento del baricentro del sintetico verso il blu al variare di questi due parametri.

Nei dettagli, le velocità tendono a rimanere più stabili se consideriamo delle stelle più brillanti con uno spettro con migliore segnale rumore, mentre se sono deboli e con peggiore qualità spettrale, risultano più soggette alle alterazioni del sintetico.

L'andamento complessivo mostra che per incrementi di temperatura di 200 K, nelle 2 bande fotosferiche la velocità aumenta al più di 4 km/s, e, per alcune stelle, può arrivare ad un massimo di 8 km/s per incrementi di 500 K. Se andiamo a considerare l'intervallo contenente le prime due *CO-bands*, la velocità varia in modo molto più contenuto, non mostrando più di 3 km/s con incrementi di 500 K. Anche in termini di arricchimento chimico i risultati sono approssimativamente dello stesso ordine. A fissata temperatura si arriva ad incrementi inferiori a 5 km/s per variazioni in N da 0 a 0.5 dex che raggiungono i 7-8 km/s se arriviamo fino a 0.7 dex. Analogamente, se ci limitiamo all'intervallo più ampio, passando da 0 a +0.7 dex non si superano i 5 km/s. Quindi si può concludere che:

- l'intervallo contenente le prime 2 bande fotosferiche risulta essere meno soggetto a possibili errori nella determinazione dei parametri di temperatura e nella stima dell'arricchimento in N. Una possibile spiegazione potrebbe risiedere nel fatto che quest'ultimo è meno dipendente dalla morfologia delle singole bande e contiene inoltre piccole *features* fotosferiche meno soggette a variazioni di questi parametri.
- Se si considera anche le singole bande fotosferiche non si arriva ad incrementi considerevoli della velocità se non commettendo errori enormi nelle stime di temperatura e di arricchimento, che sono nell'ordine di 500 K in temperatura e di 0.7 dex per N e C.

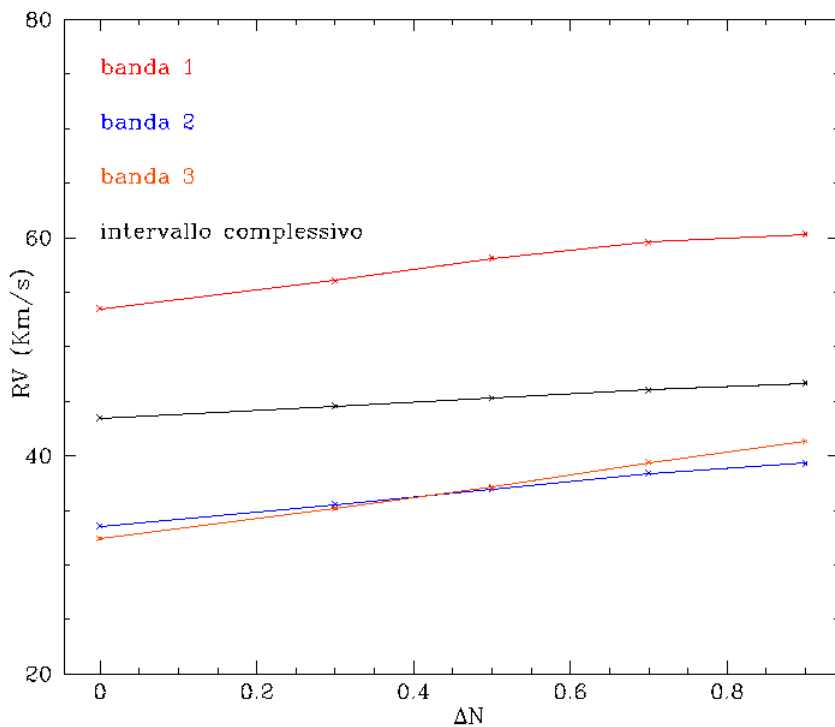
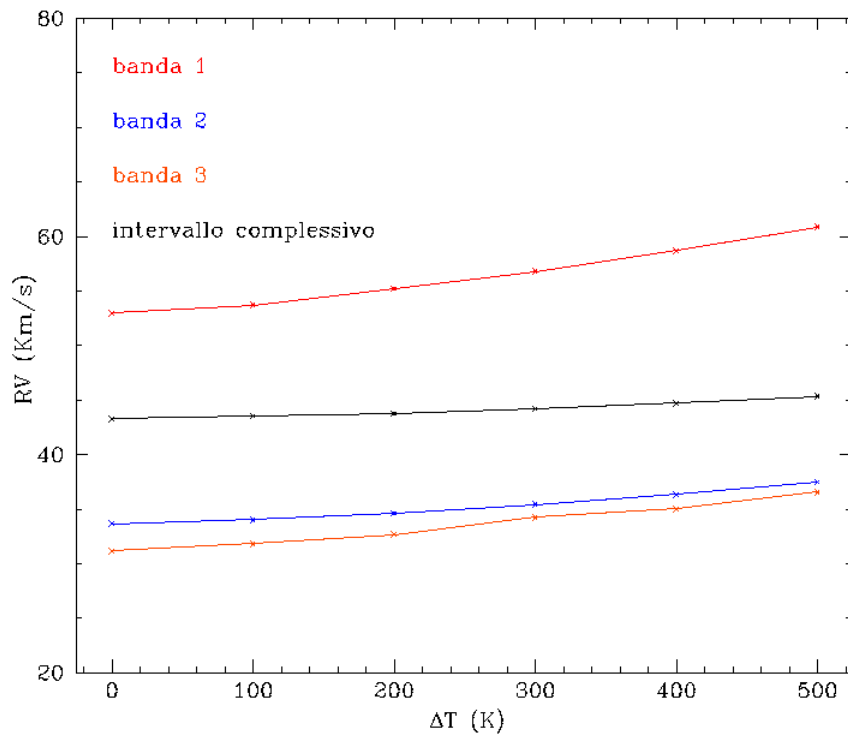


FIGURA 6.15: Andamenti della velocità radiale in funzione degli incrementi di temperatura (in alto) e dell'arricchimento chimico in N (in basso) per una stella brillante di RGB. I diversi colori corrispondono ai valori di RV ottenuti dalle diverse finestre fotosferiche. Possiamo osservare che gli andamenti in genere non sono lineari e dipendono molto dalla finestra scelta per la *cross-correlazione*. Si noti che l'intervallo complessivo tende ad avere un andamento più piatto delle altre bande e quindi è meno sensibile ad eventuali cambiamenti nei due parametri.

# Capitolo 7

## Risultati ottenuti

In questo capitolo si presenta l'analisi delle velocità radiali ricavate per NGC 6441. Per ottenere informazioni affidabili sulla dinamica dell'ammasso sono stati compiuti diversi passaggi tra cui:

- una selezione opportuna della banda fotosferica da utilizzare per ottenere le RV più affidabili;
- determinazione della velocità sistemica dell'ammasso;
- studio del profilo di dispersione di velocità al variare delle selezioni compiute sul campione di stelle;
- verifica della presenza di rotazione dell'ammasso.

### 7.1 Analisi delle velocità e selezione

Dal momento che abbiamo a disposizione i valori di velocità relativi a tutti e 4 gli intervalli fotosferici definiti nel capitolo 6 è stata inizialmente scelta quale di queste finestre fosse la più stabile e affidabile in termini di RV.

Secondo un primo criterio di selezione legato alla morfologia delle bande, possiamo escludere la terza banda fotosferica. Questa infatti, come è evidente dalla figura 6.8, mostra una parziale contaminazione da parte dell'atmosfera terrestre e la correzione applicata nel paragrafo 6.6 è fortemente dipendente dalla qualità dello spettro della Standard tellurica utilizzata. Per quanto riguarda invece la prima banda fotosferica, un controllo visivo di questo intervallo spettrale in tutti gli spettri analizzati, mostra che per le stelle più deboli, quindi con un basso SNR, la *feature* è estremamente poco profonda. La seconda banda invece risulta più profonda e quindi meglio misurabile anche a basso SNR.

La scelta si riduce quindi alla seconda banda fotosferica o alla finestra totale che comprende le prime due. Queste due opzioni corrispondono, in generale, a valori di velocità molto simili tra di loro, tuttavia la finestra complessiva ha un vantaggio non trascurabile: nei casi in cui la prima banda non risulti chiaramente riconoscibile il valore di RV ottenuto dalla finestra totale è in perfetto accordo con quello fornito dalla seconda; mentre se le *features* fotosferiche sono tutte e due di buona qualità, la misura della velocità in questo intervallo tiene conto di entrambe ed è quindi più attendibile.

Per queste ragioni, l'analisi descritta in seguito è basata sul campione di 709 velocità radiali ricavate utilizzando l'intervallo complessivo, che ricordiamo si estende da 22900 a 23300 Å.

Per verificare ulteriormente l'affidabilità delle misure, ed eventualmente scartare quelle più incerte, sono stati controllati visivamente tutti i 709 spettri stellari riportati a velocità nulla, ovvero traslati in lunghezza d'onda di entità pari alle velocità ottenute con FXCOR nella banda complessiva. Gli spettri sono stati controllati sovrapponendovi i sintetici opportunamente calcolati nelle finestre relative alla banda 1, alla banda 2 e all'intervallo complessivo. Abbiamo così selezionato un campione di 483 spettri dove le bande molecolari sono profonde, ben definite e ben misurabili. Un confronto tra le distribuzioni di velocità in funzione della distanza per il campione intero e per il sottocampione così selezionato è mostrato in figura 7.1.

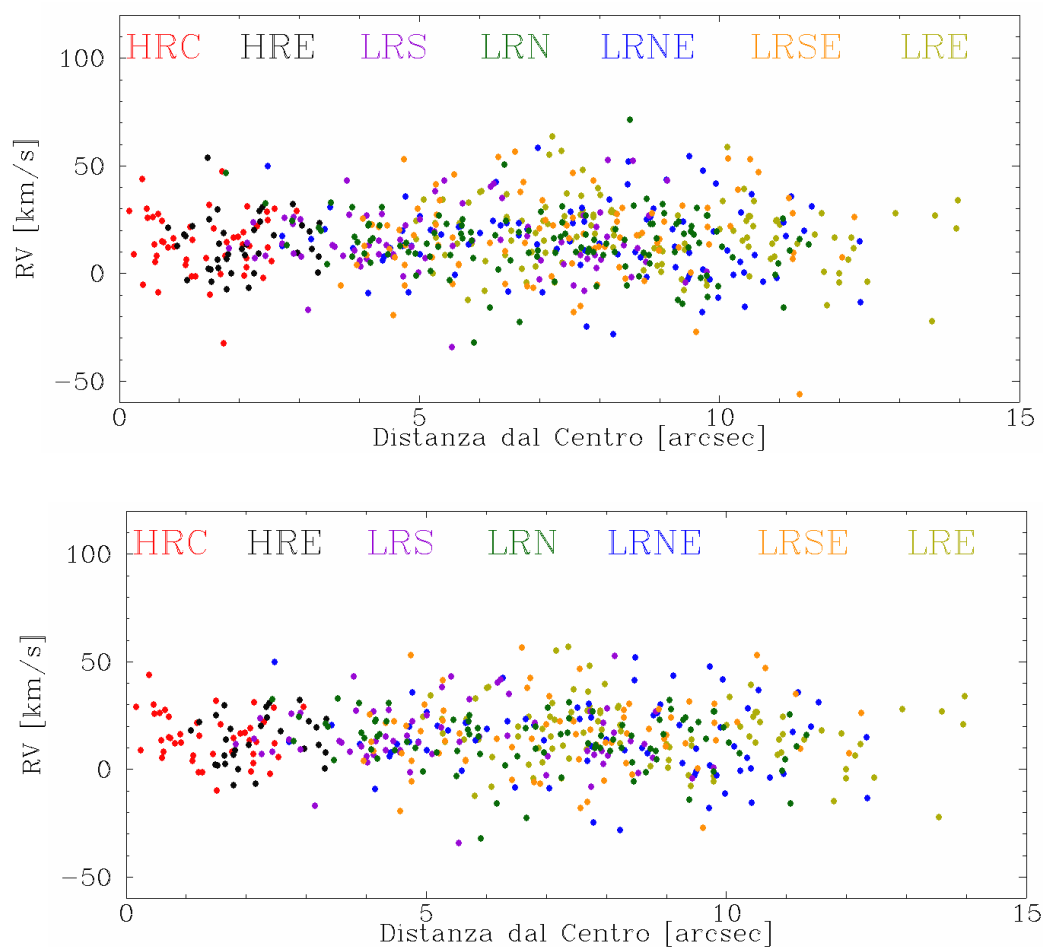


FIGURA 7.1: Velocità radiali ottenute nella finestra complessiva in funzione della distanza dal centro (i diversi colori rappresentano i diversi campi SINFONI). Nel pannello superiore la distribuzione è relativa all'intero campione iniziale di 708 stelle, mentre in quello inferiore è relativa al sottocampione selezionato attraverso un accurato e puntuale controllo visivo, comprendente le 483 velocità più affidabili.



## 7.2 Velocità sistemica

Il calcolo della velocità sistemica di ammasso è stato compiuto sul campione di 483 spettri di elevata qualità utilizzando le RV che si riferiscono all'intervallo fotosferico complessivo.

La sistemica è stata calcolata con una procedura iterativa in cui il valore medio della velocità viene ricalcolato ad ogni interazione dopo aver scartato i valori di RV che distano dalla media più di 2.5 volte la dispersione stimata ( $\sigma$ ). Dopo una decina di interazioni di *rejection*, una prima stima della sistemica ottenuta per il nostro campione risulta pari a 15.83 km/s. Il risultato è mostrato in figura 7.2. Il valore ottenuto è stato successivamente controllato calcolando la velocità sistemica in diversi intervalli radiali dal centro mantenendo, all'interno di ognuno di essi, un numero sufficientemente elevato di stelle. I valori ottenuti sono risultati, anch'essi, centrati attorno a 16.0 km/s, valore che è stato infine adottato come velocità sistemica ( $V_{sys}$ ) dell'ammasso.

Il risultato ottenuto è compatibile entro l'errore con il valore stimato da Harris (2010) che è pari a  $16.5 \pm 1$  km/s mentre la dispersione  $\sigma$  ottenuta per il nostro campione risulta essere di 12.9 km/s.

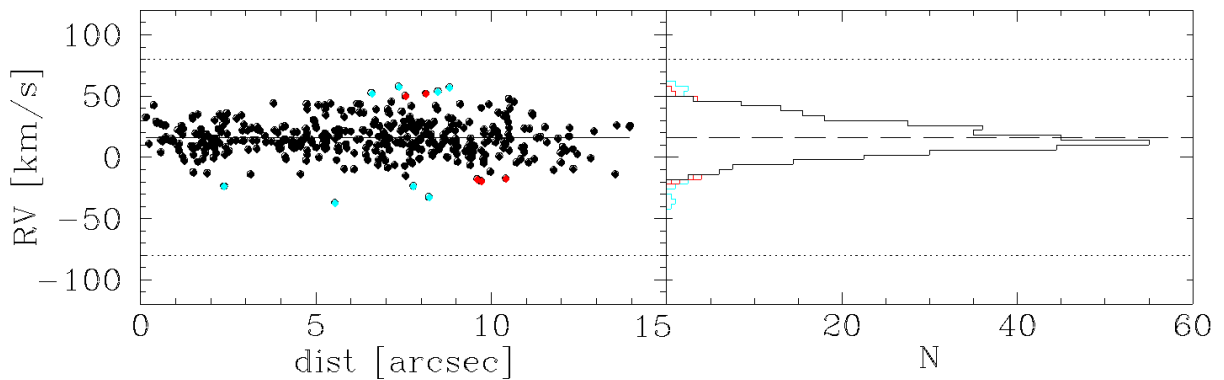


FIGURA 7.2: Nel pannello di sinistra sono mostrate le RV in funzione della distanza dal centro dell'ammasso, i punti neri si riferiscono ai valori mantenuti dopo la rejection a  $2.5\sigma$  mentre i punti colorati sono stati scartati nelle varie interazioni. Nel pannello di destra l'istogramma in nero mostra la distribuzione delle velocità per i valori mantenuti dalla *rejection*. Le righe orizzontali che passano in mezzo alle 2 distribuzioni (continua a sinistra e tratteggiata a destra) si riferiscono alla velocità sistemica ottenuta alla fine del processo di calcolo.

## 7.3 Profilo di dispersione di velocità

Per il calcolo del profilo di dispersione di velocità, il nostro campione di stelle è stato suddiviso in anelli radiali di dimensione variabile. La scelta della dimensione di questi bin radiali è stata fatta in modo che contengano un numero sufficiente di stelle dal punto di vista statistico (almeno 30) e che si abbia, al tempo stesso, un numero elevato di bin per campionare al meglio l'estensione radiale del profilo.

In ognuno di questi intervalli radiali è stata quindi calcolata la dispersione delle velocità rispetto alla sistemica utilizzando un approccio proposto da Walker et al. 2006, basato sul *metodo della massima verosimiglianza*.

Consideriamo di avere un campione di  $N$  stelle ed esprimiamo la velocità misurata per l' $i$ -esima stella con  $v_i$  mentre la velocità intrinseca "reale" con  $u_i$ . Mettendoci nell'ipotesi che le varie misure di velocità seguano una distribuzione normale (gaussiana) centrata sulla velocità sistemica dell'ammasso  $u$ , si avrà che l'allargamento della distribuzione sarà dovuto a due diversi contributi: l'incertezza sulle misure effettuate ( $\sigma_i$ ) e la dispersione di velocità intrinseca dell'ammasso (cioè, il parametro che vogliamo determinare,  $\sigma_p$ ). Sotto queste ipotesi la probabilità nel misurare un certo valore di velocità  $v_i$  è data da:

$$P_{u,\sigma_p}(v_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi(\sigma_i^2 + \sigma_p^2)}} \exp\left[-\frac{(v_i - u)^2}{2(\sigma_i^2 + \sigma_p^2)}\right]$$

Di conseguenza, la probabilità congiunta di ottenere il campione di velocità  $v_i$  effettivamente misurate è data dal prodotto delle singole  $P_{u,\sigma_p}(v_i)$ :

$$P_{u,\sigma_p}(v_1, v_2, \dots, v_N) = \prod_{i=1}^N \frac{1}{\sqrt{2\pi(\sigma_i^2 + \sigma_p^2)}} \exp\left[-\frac{(v_i - u)^2}{2(\sigma_i^2 + \sigma_p^2)}\right]$$

A questo punto si applica il principio di verosimiglianza secondo il quale i valori intrinseci di velocità  $u$  e dispersione  $\sigma_p$  sono quelli che massimizzano questa funzione di probabilità. Dal momento che il logaritmo è una funzione monotona e  $P$  è sempre positiva, questa operazione è equivalente a massimizzare il logaritmo della probabilità congiunta ( $\ln P$ ), riscrivibile come:

$$\ln(P) = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \ln(\sigma_i^2 + \sigma_p^2) - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \frac{(v_i - u)^2}{\sigma_i^2 + \sigma_p^2} - \frac{N}{2} \ln(2\pi)$$

La funzione  $\ln(P)$  è stata calcolata per una griglia di valori di  $\sigma_P$  e  $u$  e, per il principio di massima verosimiglianza, quelli ( $\hat{\sigma}_P$  e  $\hat{u}$ ) che forniscono il valore massimo corrispondono alle migliori stime della dispersione di velocità e della velocità sistemica dell'ammasso. In particolare, poiché la velocità sistemica è stata calcolata in maniera indipendente (paragrafo 7.2), come griglia di valori di  $u$  abbiamo semplicemente adottato  $V_{sys} \pm 0.1$  km/s e abbiamo riottenuto  $\hat{u} = V_{sys}$ .

Una volta determinati i valori di massima verosimiglianza, è necessario calcolare la loro incertezza. Tenendo conto che le funzioni di probabilità  $\hat{u} - u$  e  $\hat{\sigma}_P - \sigma_P$  sono distribuzioni gaussiane e centrate sullo zero, la loro variabilità congiunta è descritta dalla matrice di covarianza:

$$A = \begin{pmatrix} a & c \\ c & b \end{pmatrix} \quad (7.1)$$

con  $a$  e  $b$  che indicano rispettivamente la varianza di  $\hat{u}$  e la varianza di  $\hat{\sigma}_P$ . Per determinare i valori di  $a$  e  $b$  si adopera la matrice di covarianza inversa  $A^{-1}$ , definita come:

$$A^{-1} = \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 \ln(P)}{\partial u^2} \Big|_{(\hat{u}, \hat{\sigma}_P)} & \frac{\partial^2 \ln(P)}{\partial u \partial \sigma_P} \Big|_{(\hat{u}, \hat{\sigma}_P)} \\ \frac{\partial^2 \ln(P)}{\partial \sigma_P \partial u} \Big|_{(\hat{u}, \hat{\sigma}_P)} & \frac{\partial^2 \ln(P)}{\partial \sigma_P^2} \Big|_{(\hat{u}, \hat{\sigma}_P)} \end{pmatrix} \quad (7.2)$$

Poiché questa matrice per definizione è l'inversa di  $A$ , possiamo riscriverla come:

$$A^{-1} = \begin{pmatrix} \frac{b}{ab - c^2} & -\frac{c}{ab - c^2} \\ -\frac{c}{ab - c^2} & \frac{a}{ab - c^2} \end{pmatrix} \quad (7.3)$$

Eguagliando la 7.2 con la 7.3 si ottiene un sistema di 3 equazioni a 3 incognite ( $a$ ,  $b$ ,  $c$ ) da cui si possono ricavare le rispettive varianze di  $\hat{u}$  e di  $\hat{\sigma}_p$ .

Attraverso il metodo appena descritto sono stati determinati il valore della dispersione intrinseca e il suo errore corrispondente in ogni intervallo radiale considerato. Utilizzando come centro per l'ammasso quello individuato da Goldsbury et al.(2010), il campione è stato suddiviso in un primo bin che comprenda la regione radiale coperta dai due campi ad alta risoluzione e altri 3 che campionino le regioni esterne. Questa suddivisione permette di avere un buon campionamento statistico in tutti i bin e sarà mantenuta, per maggiore chiarezza, in tutte le analisi descritte in seguito.

I valori di dispersione di velocità ottenuti, sia lungo l'intero intervallo radiale, che nei singoli bin, sono riportati in tabella 7.1. Questi valori sono stati ottenuti considerando il campione iniziale di 709 spettri (il numero totale di stelle lungo l'intero intervallo radiale è ridotto a 615 perché, prima di applicare il metodo di *massima verosimiglianza*, si usa una procedura di *sigma-rejection* per eliminare dal campione gli ovvi *outliers*). La distribuzione delle velocità radiali in funzione della distanza dal centro è mostrata in figura 7.3, mentre il corrispondente profilo di dispersione di velocità è mostrato dai punti neri in figura 7.4.

Dal momento che le osservazioni SINFONI si riferiscono alle regioni più centrali dell'ammasso, ovvero ai primi 15", per avere a disposizione il profilo radiale completo dell'ammasso è stato utilizzato un campione di velocità radiali ottenuto combinando insieme spettri acquisiti con FLAMES e KMOS.

KMOS (K-band Multi Object Spectrograph) è uno spettrografo multi-oggetto costituito da 24 IFU dislocati su un campo di 7.2 arcmin di diametro dove ogni singola unità arriva a coprire  $2.8 \times 2.8$  arcsec. I dati utilizzati sono stati ottenuti con il gratig YJ che copre 1.00-1.35  $\mu\text{m}$  e con una risoluzione di  $3400 \left(\frac{\lambda}{\Delta\lambda}\right)$ . FLAMES (Fibre Large Array Multi-Element Spectrograph), è invece costituito da 132 fibre e ricopre un campo di 25 arcmin di diametro raggiungendo una risoluzione, che a seconda del grating varia tra 16000 e 24000  $\left(\frac{\lambda}{\Delta\lambda}\right)$ . Il catalogo utilizzato contiene sia dati FLAMES-KMOS provenienti dal "ESO Large Program 193.D-0232" (PI: Ferraro) sia dati di archivio ottenuti con diversi grating e risoluzioni spettrali per un totale di 1095 velocità radiali.

Il profilo di dispersione di velocità ottenuto da questi dati è mostrato in figura 7.4 (punti rossi). Come si nota, i valori ottenuti dal campione SINFONI tendono a calare verso il centro, mentre, nell'assunzione che questo ammasso sia ben descrivibile da un modello di King, ci saremmo aspettati un andamento piatto, con dispersione di velocità costante ad un valore di 17 km/s (corrispondente al punto più interno del campione FLAMES-KMOS) o più elevato. Questa discrepanza ha portato alla necessità di effettuare vari test per verificare l'affidabilità e la solidità del risultato ottenuto. In particolare, tenendo conto del fatto che gli spettri FLAMES hanno risoluzione molto più elevata, che i dati KMOS e FLAMES riguardano regioni più esterne (e quindi meno "critiche" dal punto di vista osservativo) e che il profilo di dispersione di velocità esterno è in maggior accordo con quanto atteso, abbiamo scelto di investigare l'affidabilità dei risultati SINFONI, attraverso una serie di test descritti nei paragrafi seguenti.

$r_{min}$ [arcsec]	$r_{max}$ [arcsec]	$r_{mean}$ [arcsec]	$N_*$	$\sigma_P$ [km/s]	$err_{\sigma_P}$ [km/s]
0.00	15.00	6.49	615	13.90	0.41
0.00	5.00	2.78	204	11.40	0.58
5.00	7.50	6.32	149	15.00	0.91
7.50	9.50	8.45	151	14.90	0.88
9.50	15.00	10.86	111	15.80	1.09

TABELLA 7.1: In tabella sono riportate per ogni bin con raggio minimo e massimo, la posizione media delle stelle selezionate, il numero, la dispersione di velocità e l'errore corrispondente.

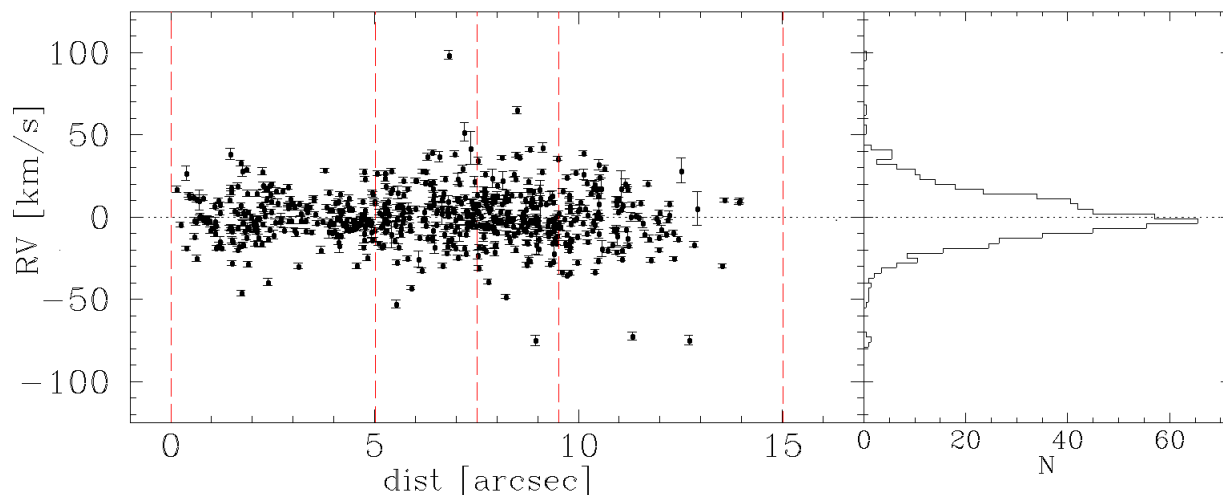


FIGURA 7.3: A sinistra le 709 velocità del campione completo SINFONI in funzione della distanza dal centro mentre a destra il relativo istogramma con la distribuzione delle velocità. Le linee verticali rosse indicano gli intervalli di bin considerati di tabella 7.1.

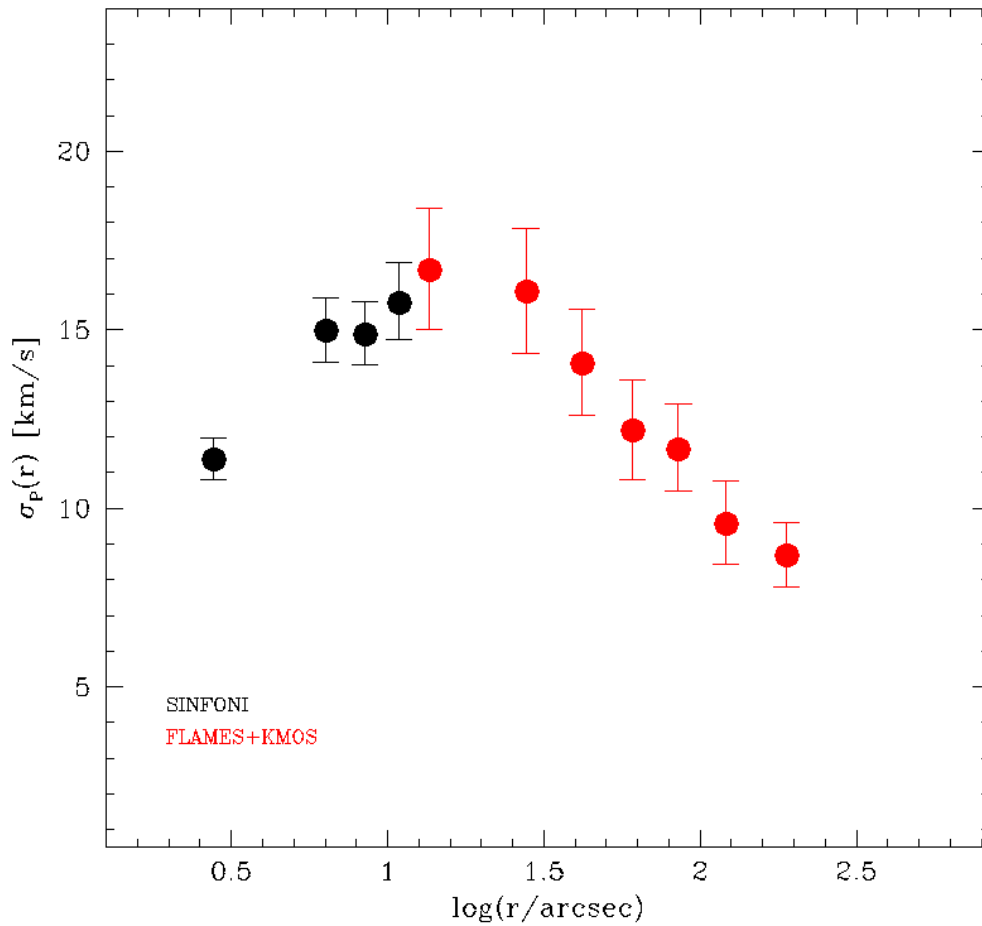


FIGURA 7.4: Profilo di dispersione di velocità per NGC 6441 ottenuto utilizzando le 615 stelle rimanenti dopo la procedura di *sigma-rejection*. I punti neri rappresentano i valori di dispersione di velocità calcolati nei 4 diversi bin di tabella 7.1. Ai dati SINFONI sono stati sovrapposti quelli FLAMES/KMOS, rappresentati come punti rossi.

## 7.4 Contaminazione

Come prima verifica, abbiamo ricalcolato il profilo di dispersione dell'ammasso, utilizzando il sottocampione con le 483 velocità radiali ritenute più affidabili in quanto provenienti da spettri di migliore qualità. Tuttavia così facendo il profilo ottenuto risulta comparabile al precedente e mantiene all'incirca gli stessi valori.

Abbiamo a questo punto preso in esame la possibile contaminazione degli spettri da parte di stelle vicine: infatti, lo *spaxel* da cui è stato estratto lo spettro di una data stella potrebbe essere contaminato dalla luce proveniente dalle ali della PSF di una o più stelle vicine. L'effetto complessivo consiste nell'alterazione dello spettro della stella in esame e conseguentemente della sua RV che sarà più simile a quella della stella contaminante. Se poi le stelle contaminanti fossero numerose, l'effetto finale sarebbe quello di spostare la RV della stella in esame verso la velocità sistemica dell'ammasso. Un tale problema, se affligge molte stelle del campione, porterebbe, infine, ad una dispersione di velocità stimata più bassa di quella vera.

Questo effetto è tanto maggiore tanto più la stella soggetta alla contaminazione è debole rispetto alla contaminante e dipende fortemente dall'estensione della PSF delle stelle. Infatti a parità di magnitudine della stella contaminante, se abbiamo un modello di PSF con ali che si mantengono molto estese, l'effetto di contaminazione sulle stelle vicine sarà molto più elevato rispetto a modelli in cui la PSF è più piccata.

Per cercare verificare l'entità di questo effetto sul nostro campione di velocità è stata messa a punto una procedura per determinare la percentuale di contaminazione a cui sono soggette le stelle in ogni singolo campo. Il programma prende in input le magnitudini K, le posizioni dei centroidi da cui sono stati estratti gli spettri e i parametri della PSF da utilizzare. Nel nostro caso si è scelto di utilizzare il modello di *best-fit* ottenuto per le operazioni di *PSF fitting* (paragrafo 5.3.2). Il programma applica la PSF scelta riscalandola sulla magnitudine delle stelle e calcola il contributo complessivo di tutte le stelle su tutti gli *spaxel* utilizzati per l'estrazione degli spettri.

L'output del programma consiste in 3 *flag* per ciascuno spettro di ogni campo: *flag1*, indica che almeno il 95% della luce contenuta nello *spaxel* appartiene alla stella; *flag2* indica che la quantità è compresa tra il 75% e il 95%, *flag3* denota invece che la luce è inferiore al 75% e quindi c'è una pesante contaminazione da parte delle stelle vicine. In figura 7.5 si mostrano 4 campi SINFONI dove i 3 diversi colori rappresentano i flag assegnati agli *spaxel* utilizzati. Come si evince dalle immagini, nei campi a bassa risoluzione si ha un maggior numero di *spaxel* fortemente contaminati (regioni rosse) dalle stelle brillanti nelle vicinanze. Questo è in accordo col fatto che, nei campi a bassa risoluzione, le ali della PSF sono più estese, a causa di una minore correzione da parte delle ottiche adattive.

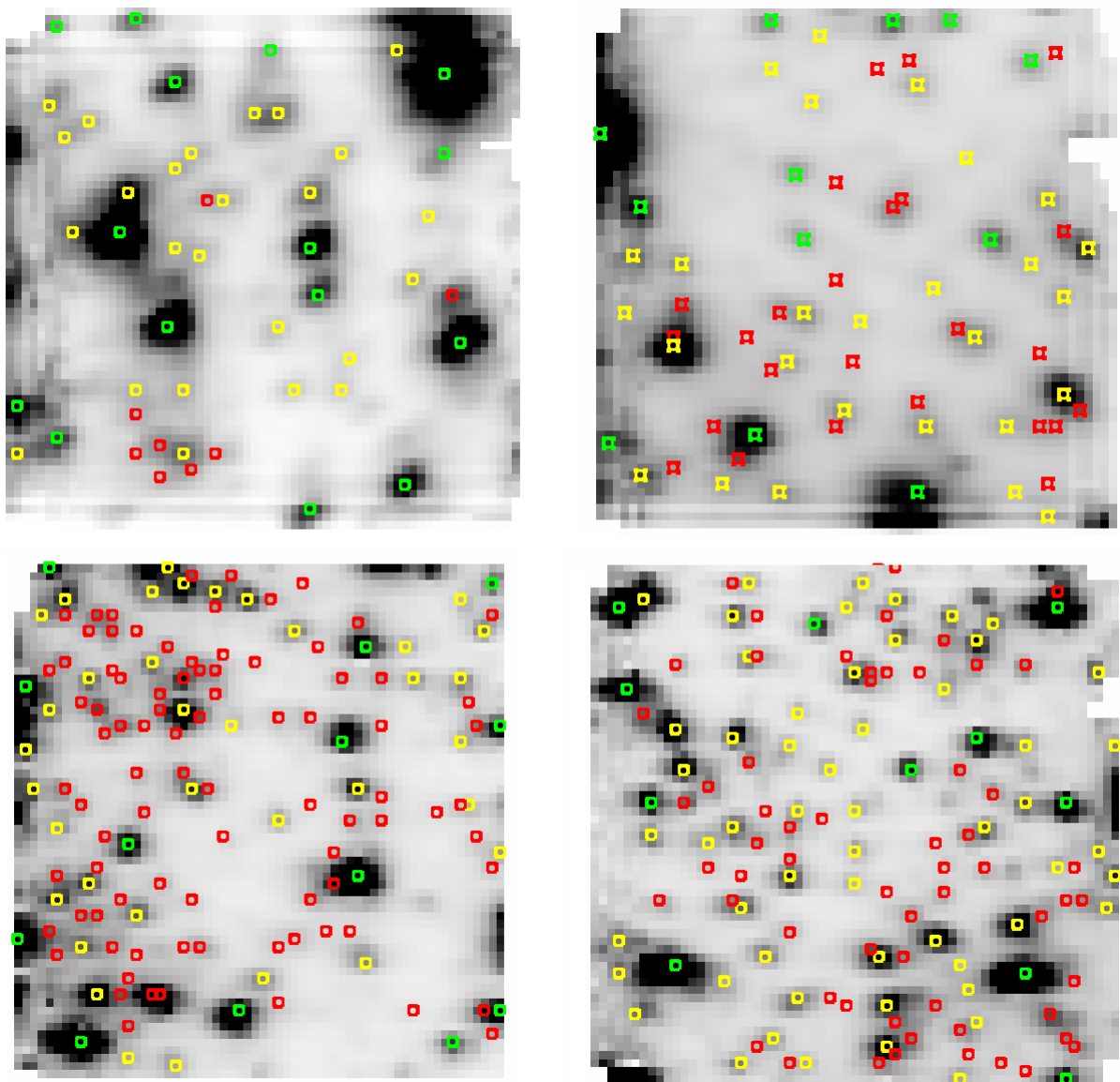


FIGURA 7.5: In figura quattro campi SINFONI (in alto, HRE a sinistra e HRC a destra, in basso, a sinistra LRE e LRNE a destra) con regioni nei vari colori a seconda dei flag di contaminazione assegnati dal programma, verdi (*flag1*), gialle (*flag2*) e rosse (*flag3*).

Si sottolinea, tuttavia, che la procedura è ancora preliminare, quindi offre soltanto una stima approssimata del livello effettivo di contaminazione. Si consideri infatti che il software calcola la contaminazione delle stelle basandosi solo sulle sorgenti presenti in un dato campo alla volta e, così facendo, non tiene conto del contributo dovuto alle stelle che si trovano fuori dai singoli campi. Altri limiti sono legati al fatto che le stime sia delle magnitudini K, che del modello di PSF, richiedono ancora qualche miglioramento (si veda il paragrafo 6.4).

Inoltre possiamo aggiungere che il programma considera la contaminazione complessiva in termini di frazione di luminosità e non in base all'effettiva alterazione delle velocità ad essa conseguente. Infatti è ragionevole aspettarsi che una RV sia diversamente affetta da questo problema se è soggetta ad una contaminazione generata da molte componenti stellari, ciascuna che contribuisce per una piccola frazione di luce, oppure se è dovuta ad una sola stella brillante.

Il numero di stelle caratterizzate da *flag1* (contaminazione inferiore al 5%) è pari ad appena 72 oggetti, un campione insufficiente per determinare il profilo di dispersione di velocità dell'ammasso. D'altra parte, quelle con *flag1* e *flag2* (contaminazione inferiore al 25%) sono 287. Allora, tenendo presente che la procedura è ancora preliminare e che in questo campione potrebbero quindi esserci casi dubbi, abbiamo scelto di fare anche una selezione in magnitudine I, mantenendo solo le stelle più brillanti di una data soglia (quindi meno sensibili all'eventuale contaminazione da sorgenti vicine).

Facendo vari tagli in magnitudine si è visto che il risultato rimane stabile per  $I < 16.5$  (ovviamente, fin dove la statistica permette ancora di ricavare risultati sensati). Il campione finale, composto da stelle con  $I < 16.5$  e *flag1* o *flag2*, consiste in 212 oggetti.

La distribuzione delle velocità radiali e il profilo di dispersione di velocità ottenuti con questo campione sono mostrati nelle figure 7.6 e 7.7. I valori di dispersione di velocità sono riportati in tabella 7.2. Si può osservare che la dispersione di velocità del campione è aumentata in tutti i bin esterni risultando in maggiore accordo con il profilo ottenuto da FLAMES/KMOS. L'effetto è dovuto ad una forte diminuzione del numero di velocità radiali vicine alla sistemica come si nota confrontando le distribuzioni delle velocità radiali mostrate in figura 7.6 e 7.3. Tuttavia la dispersione di velocità si mantiene sempre molto bassa nel bin più interno, ad un valore, che non risulta compatibile entro gli errori con i punti poco più esterni.

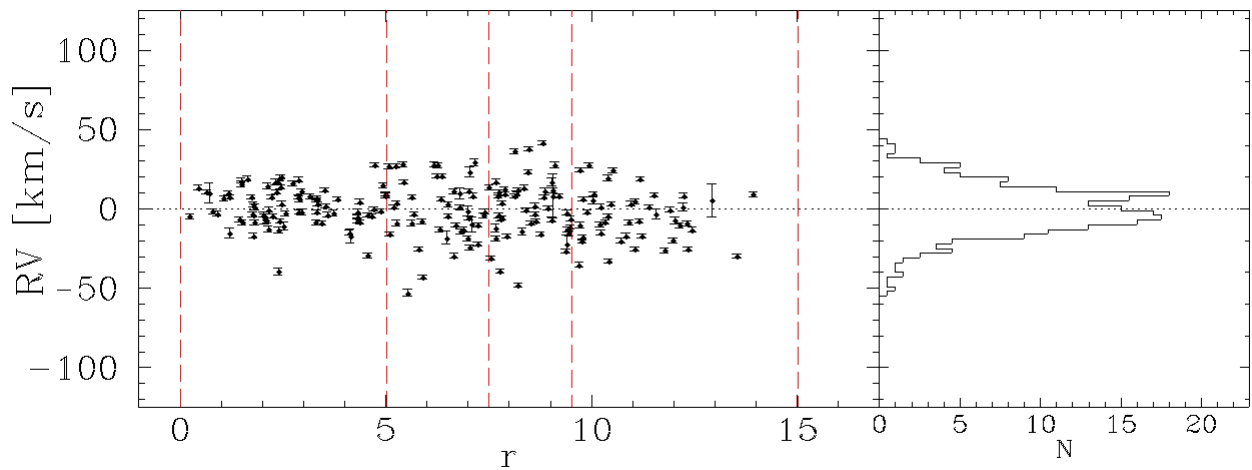


FIGURA 7.6: A sinistra le velocità del sottocampione SINFONI comprendente solo le stelle più brillanti di  $I = 16.5$  e con contaminazione inferiore al 25%, in funzione della distanza dal centro. A fianco il relativo istogramma con la distribuzione delle velocità. Le linee verticali rosse indicano gli intervalli di bin considerati (tabella 7.2). Si noti che rispetto all'analogia figura 7.3 la selezione in contaminazione ha rimosso un gran numero di stelle distribuite attorno alla sistemica.



$r_{min}$ [arcsec]	$r_{max}$ [arcsec]	$r_{mean}$ [arcsec]	$N_*$	$\sigma_P$ [km/s]	$err_{\sigma_P}$ [km/s]
0.00	15.00	6.47	212	14.60	0.72
0.00	5.00	2.69	74	10.20	0.91
5.00	7.50	6.33	45	17.20	1.83
7.50	9.50	8.47	46	17.20	1.82
9.50	15.00	11.07	44	16.10	1.90

TABELLA 7.2: In tabella sono riportate per ogni bin con raggio minimo e massimo, la posizione media delle stelle selezionate, il numero, la dispersione di velocità e l'errore corrispondente. I dati si riferiscono al sottocampione con le stelle più luminose ( $I < 16.5$  mag) e meno contaminate ( $flag1$  e  $flag2$ ).

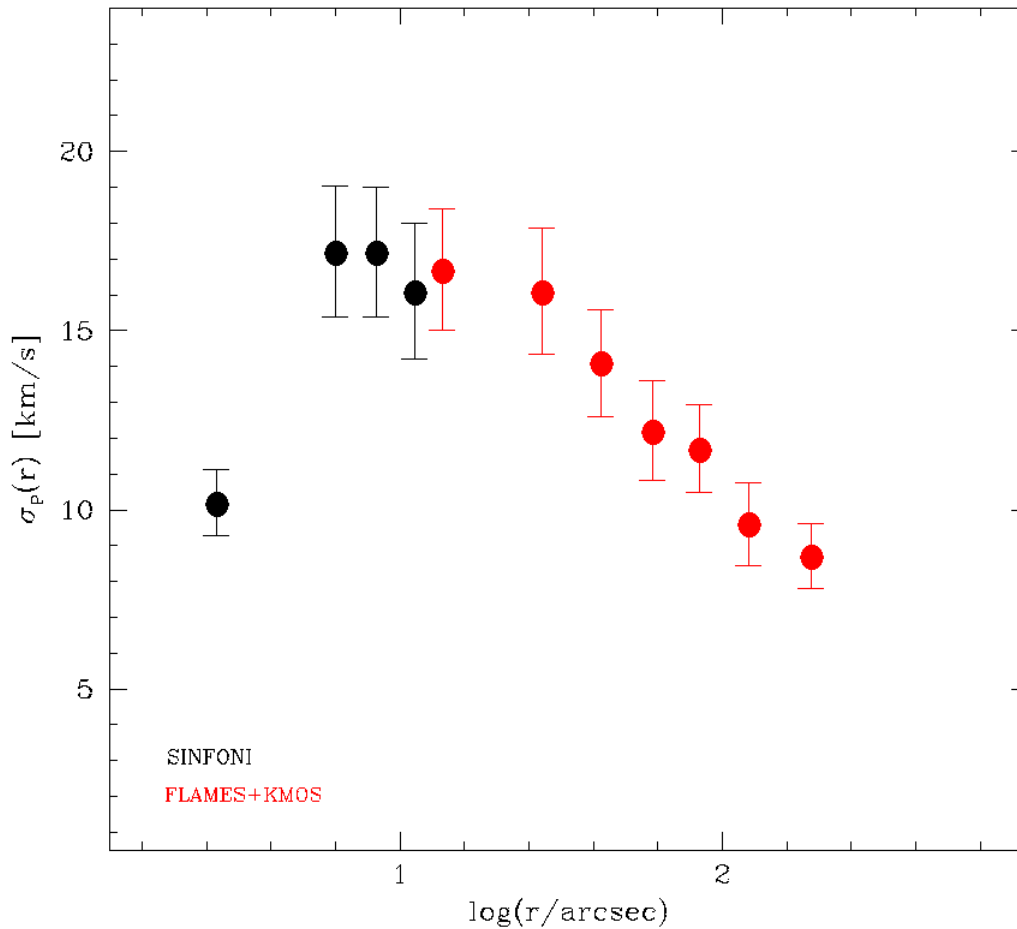


FIGURA 7.7: In nero, i punti del profilo di dispersione di velocità per le stelle SINFONI. Il campione di RV è stato selezionato mantenendo solo gli spettri di buona qualità, le stelle più brillanti (con  $I < 16.5$  mag) e meno contaminate dalla luce delle compagne ( $flag1$  e  $flag2$ ). Rispetto al profilo iniziale (figura 7.4) si nota come i 3 bin esterni mostrano un valore compatibile con quello del punto più interno del campione FLAMES/KMOS (punti rossi), suggerendo un progressivo appiattimento nelle regioni centrali come atteso per un modello di King.

## 7.5 Ulteriori test svolti

Per indagare il problema relativo al bin più interno e investigare la possibile presenza di contaminazione residua, si è passati a fare una selezione più drastica in termini di luminosità mantenendo le altre selezioni precedentemente discusse e ricalcolando la dispersione al centro. Sono state selezionate tutte le stelle con magnitudini inferiori ad un certo limite  $I < I_{lim}$ , abbassando quest'ultima quantità a step di 0.1 mag. I risultati riportati in tabella 7.3 non mostrano alcun aumento considerevole della  $\sigma_p$  che, al massimo, arriva a 12 km/s.

Lo stesso risultato si ottiene anche adottando criteri più severi per la contaminazione: utilizzando soltanto gli *spaxel* con *flag1* si ottiene un campione di 29 stelle, che fornisce una dispersione di velocità pari a  $11.5 \pm 1.88$  km/s, consistente con quanto determinato utilizzando l'intero campione.

$r_{min}$ [arcsec]	$r_{max}$ [arcsec]	$r_{mean}$ [arcsec]	$I < I_{lim}$ [mag]	$N_*$	$\sigma_P$ [km/s]	$err_{\sigma_P}$ [km/s]
0.00	5.00	2.72	16.5	76	10.20	0.91
0.00	5.00	2.74	16.4	74	10.20	0.93
0.00	5.00	2.77	16.3	73	10.80	0.97
0.00	5.00	2.79	16.2	68	10.20	1.01
0.00	5.00	2.91	16.1	59	9.50	1.05
0.00	5.00	3.01	16.0	55	9.70	1.13
0.00	5.00	3.04	15.9	51	9.30	1.17
0.00	5.00	3.09	15.8	50	9.20	1.13
0.00	5.00	3.14	15.7	45	9.50	1.23
0.00	5.00	3.18	15.6	44	9.40	1.22
0.00	5.00	3.18	15.5	44	9.40	1.22
0.00	5.00	3.21	15.4	43	9.50	1.24
0.00	5.00	3.29	15.3	41	10.50	1.39
0.00	5.00	3.30	15.2	38	10.80	1.47
0.00	5.00	3.32	15.1	37	10.50	1.40
0.00	5.00	3.41	15.0	31	10.20	1.47
0.00	5.00	3.39	14.9	26	11.40	1.62
0.00	5.00	3.44	14.8	23	9.70	1.51

TABELLA 7.3: La tabella riporta il valore di dispersione di velocità (e relativo errore) ottenuta nel bin centrale (0-5 arcsec) da campioni di stelle selezionati in magnitudine, con la soglia  $I_{lim}$  diminuita progressivamente a step di 0.1 magnitudini (quarta colonna). Si noti che i valori di  $\sigma_P$  non mostrano variazioni considerevoli.

Un'ulteriore prova è stata fatta senza utilizzare il software per la contaminazione ma scegliendo manualmente gli *spaxel* affidabili per la RV nelle regioni più centrali (in particolare nei campi HRE, HRC, LRS) (figura 7.8). La selezione è stata compiuta mantenendo soltanto le stelle isolate in base all'immagine HST High Resolution Channel, controllando i valori di RV assegnati da FXCOR ad ogni stella e assicurandosi che gli spettri fossero di ottima qualità. La scelta di studiare nei dettagli questa regione, omogeneamente campionata da questi 3 campi tra 0 e 3 arcsec, è stata fatta, anche perché all'interno di questo bin radiale si trova il raggio di influenza di un eventuale IMBH con  $M < 10^4 M_\odot$  (si veda la definizione nel paragrafo 2.2), e quindi si possono ricercare scostamenti da un profilo piatto. Tuttavia, come si vede in tabella 7.4 e in figura 7.9, il raffinamento del campione per quanto accurato, non risolve il problema del basso valore di  $\sigma_p$  osservato nelle regioni centrali.

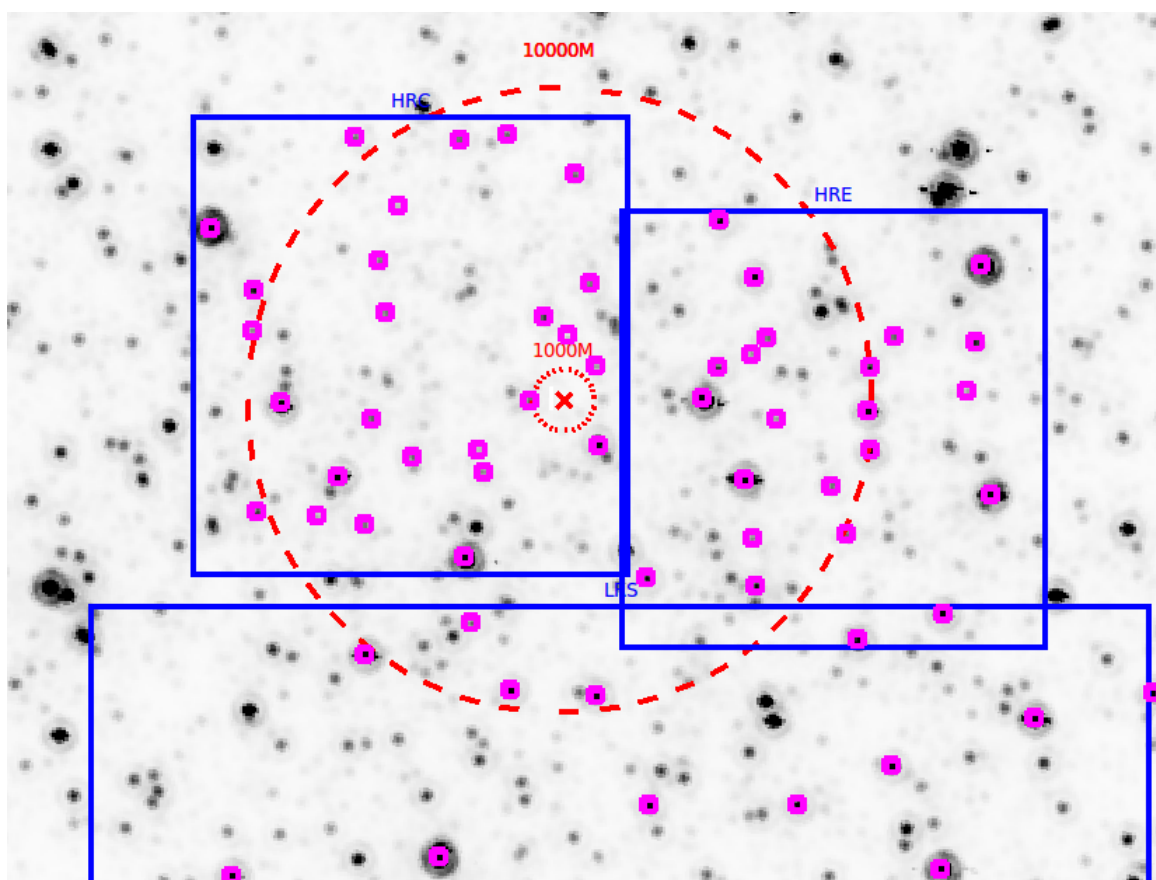


FIGURA 7.8: Dettaglio della zona centrale di NGC 6441. La X rossa indica il centro dell'ammasso (Goldsbury et al 2010), i due cerchi tratteggiati rappresentano i raggi di influenza di un IMBH di  $10^4 M_\odot$  (2.6 arcsec) e di  $10^3 M_\odot$  (0.26 arcsec). Le regioni magenta rappresentano il campione di stelle selezionato manualmente nei campi HRE, HRC e LRS con lo scopo di mantenere solo le stelle più affidabili (in termini di isolamento, SNR e stima della RV da parte di FXCOR) per una determinazione il più accurata possibile della dispersione di velocità nelle regioni centrali.

$r_{min}$ [arcsec]	$r_{max}$ [arcsec]	$r_{mean}$ [arcsec]	$N_*$	$\sigma_P$ [km/s]	$err_{\sigma_P}$ [km/s]
0.00	3.00	1.73	46	11.40	1.34
3.00	7.50	5.45	73	14.20	1.20
7.50	9.50	8.47	46	17.20	1.82
9.50	15.00	11.07	44	16.10	1.90

TABELLA 7.4: Come nelle tabelle precedenti ma utilizzando per il bin interno (0-3 arcsec) e soltanto le stelle derivanti dalla selezione manuale del campione (figura 7.8).

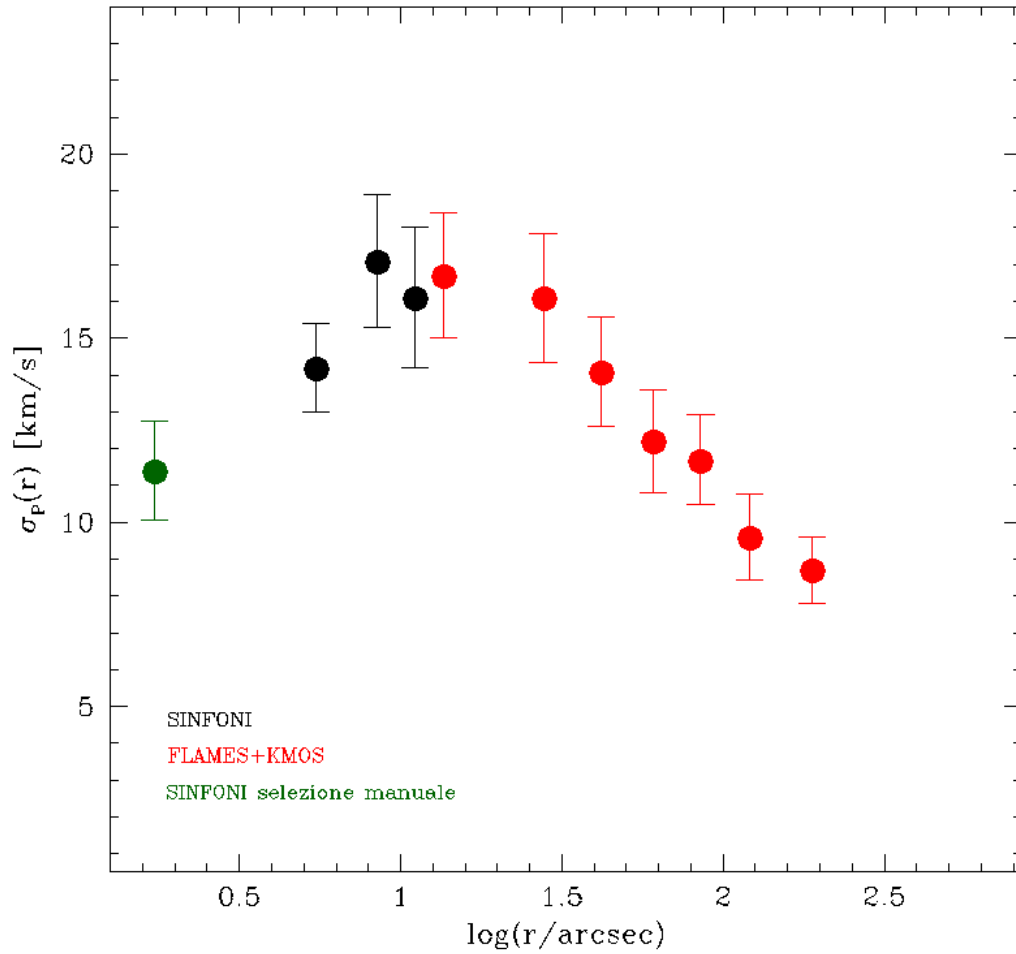


FIGURA 7.9: Come in figura 7.7, ma utilizzando un sottocampione di RV selezionato manualmente per ottenere la dispersione di velocità nel bin più interno (0-3 arcsec) (punto verde). Facendo riferimento allo stesso punto più interno di figura 7.7 si nota che la nuova selezione adottata non porta a nessuna cospicua differenza nella dispersione di velocità.

Infine, si è considerata la possibilità che ci possa essere un problema (non identificato) legato alle osservazioni *high resolution*. Abbiamo quindi ricalcolato la dispersione di velocità centrale (0-5") adottando le stesse selezioni in contaminazione e in luminosità precedenti, ma, escludendo i campi HRE e HRC. Sebbene la statistica delle stelle rimanenti in questo bin radiale sia più ridotta (48 stelle anziché 74), il valore di  $\sigma_p$  ottenuto è del tutto simile a quello che si ha includendo l'alta risoluzione (figura 7.10, punto blu).

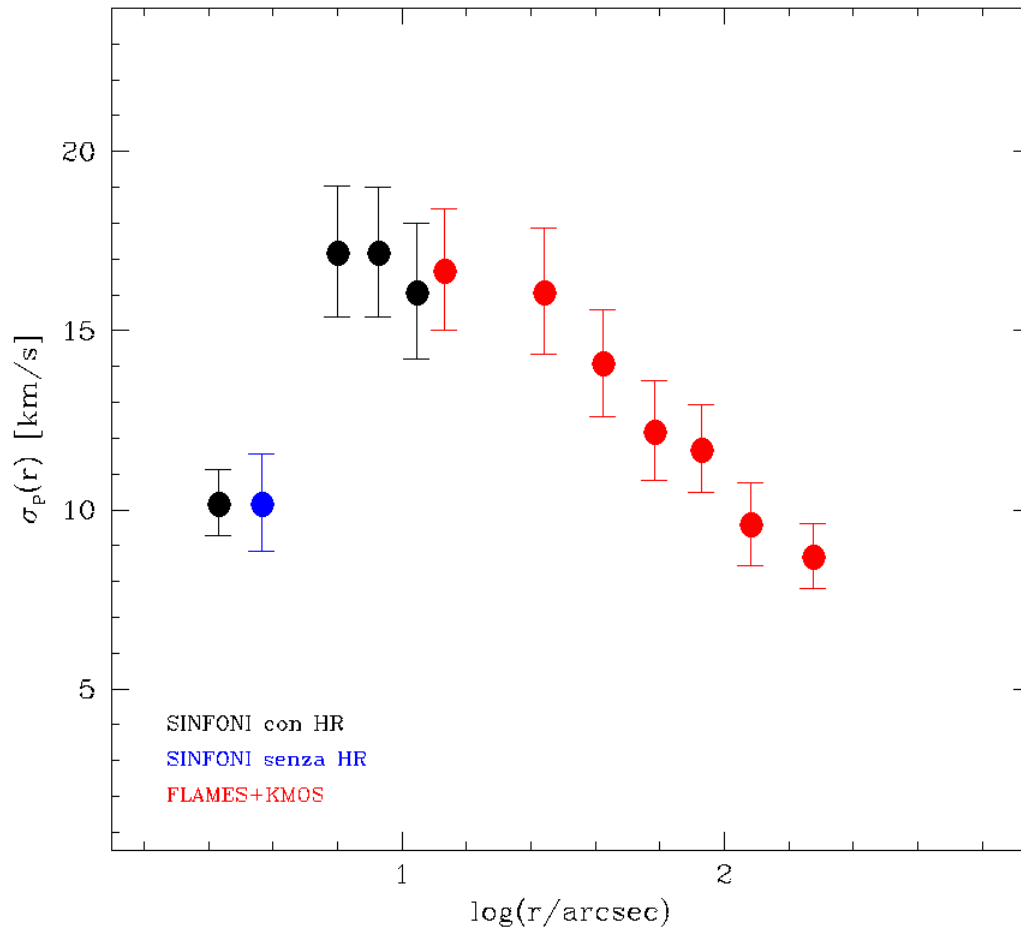


FIGURA 7.10: Come in figura 7.7, ma con l'aggiunta della dispersione di velocità centrale ottenuta escludendo le RV misurate nei campi *high resolution* (punto blu). Come si può notare confrontando il punto blu con il punto nero più interno, l'esclusione dell'alta risoluzione non comporta nessuna variazione del valore di dispersione di velocità.

## 7.6 Confronto con i modelli e discussione finale

A valle dei numerosi test effettuati e non avendo trovato alcuna variazione considerevole del valore centrale, abbiamo adottato come definitivo il profilo di dispersione di velocità mostrato in figura 7.7, i cui valori sono riportati in tabella 7.2.

Con l'eccezione del punto più interno, il profilo osservato ha le caratteristiche attese per un modello di King (1966), ovvero un core piatto e un andamento decrescente verso l'esterno. Abbiamo quindi confrontato le osservazioni con il profilo di dispersione di velocità proiettato del modello di King che meglio approssima la distribuzione di brillantezza superficiale, adottando i parametri strutturali corrispondenti ( $c = 1.74$ ,  $r_c = 7.8''$ ; McLaughling & van der Marel 2005). Come valore di normalizzazione, è stata adottata la dispersione di velocità centrale  $\sigma_0 = 18$  km/s determinata da Dubath et al. (1997) da spettri a luce integrata.

Come si nota dalla figura 7.11, ad eccezione del punto più centrale, il profilo di dispersione di velocità determinato dai dati SINFONI per le regioni interne e dai dati FLAMES per le regioni esterne, è in buon accordo con il modello di King (curva nera).

La discrepanza del punto più esterno del profilo è, con tutta probabilità, attribuibile a contaminazione da parte delle stelle del campo galattico (ma l'analisi dettagliata di questo effetto sul profilo KMOS-FLAMES è ancora in corso). Nonostante il bin centrale, i dati SINFONI per le regioni interne, sia quelli FLAMES per le regioni esterne, risultano essere in accordo entro gli errori con il modello utilizzato.

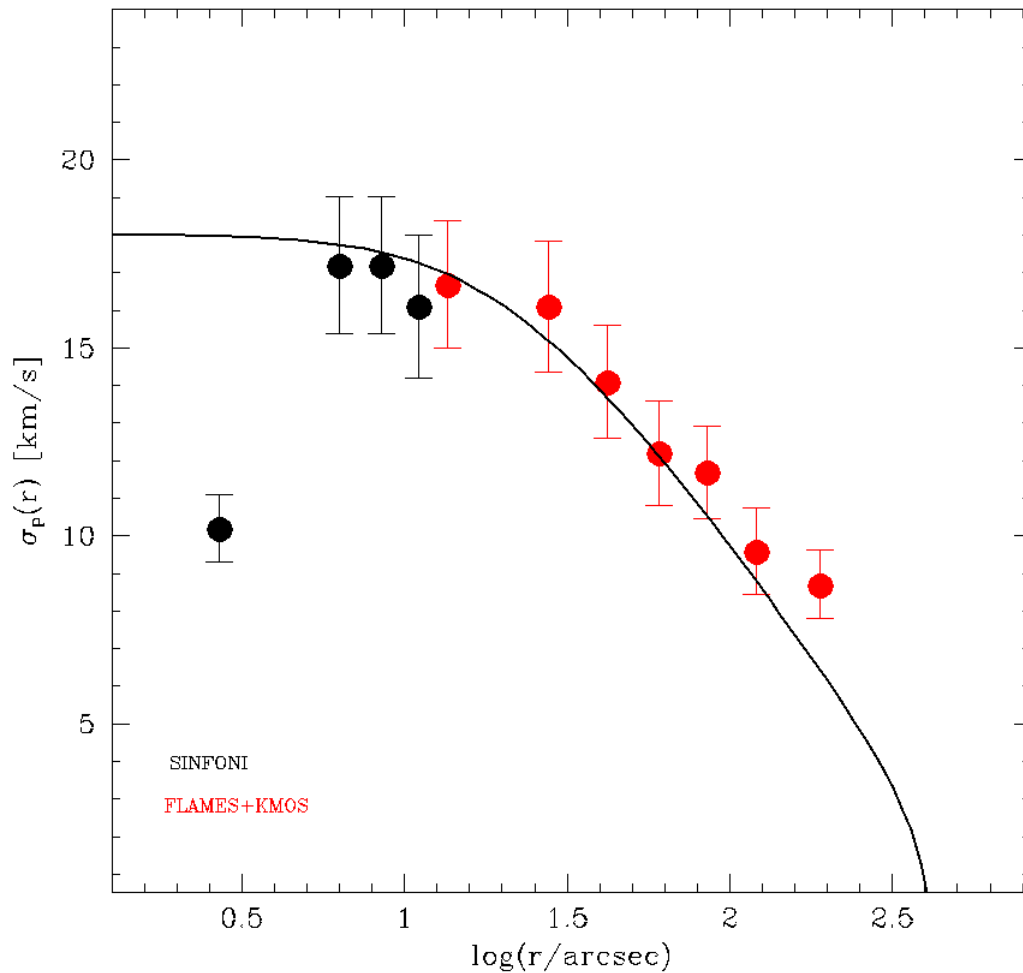


FIGURA 7.11: Profilo di dispersione di velocità di NGC 6441 ottenuto dai dati SINFONI analizzati in questa tesi (punti neri) e da dati KMOS-FLAMES (punti rossi), con sovrapposto il profilo teorico corrispondente al modello di King che meglio approssima la distribuzione di brillantezza superficiale osservata, caratterizzato da  $c = 1.74$  e  $r_c = 7.8''$  (McLaughling & van der Marel 2005). Il profilo è normalizzato a 18 km/s, il valore della dispersione di velocità riportato in letteratura (Dubath et al. 1997).

### 7.6.1 Limiti di massa per un eventuale IMBH

Come discusso nel capitolo 3, in un ammasso globulare che ospita un IMBH ci si aspetta di osservare un aumento della dispersione di velocità nelle regioni più interne, cioè per raggi inferiori al raggio di influenza del buco nero. Il profilo osservato per NGC 6441 (figura 7.11) non mostra alcuna risalita centrale, anzi, il punto più interno è molto più basso dei successivi. Questo induce a pensare che non vi sia alcun IMBH nel centro di questo ammasso. Tuttavia, nel dubbio che il punto centrale della dispersione di velocità SINFONI sia affetto da qualche problema ancora non compreso e che, il profilo osservato sia affidabile solo a partire da  $\sim 5''$  dal centro, rimane ancora formalmente aperta la possibilità che l'ammasso ospiti un IMBH. Possiamo allora sfruttare la definizione di raggio di influenza del buco nero:

$$r_{BH} = \frac{GM_{BH}}{\sigma^2}$$

per porre un limite superiore alla massa dell'oggetto compatto. Infatti, l'eventuale IMBH deve necessariamente avere un raggio di influenza minore di  $13''$ , altrimenti nei dati SINFONI sarebbe visibile un aumento centrale del profilo di dispersione di velocità.

Adottando 18 km/s come dispersione di velocità centrale imperturbata (al di fuori dal raggio di influenza del buco nero), abbiamo quindi calcolato i valori di  $r_{BH}$  corrispondenti a 4 diverse masse del buco nero: 1, 2, 5 e 10 in  $10^4 M_\odot$ . Il risultato (linee verticali in figura 7.12) mostra che il profilo di dispersione di velocità osservato permette di escludere la presenza di un IMBH di massa superiore a  $\sim 5 \cdot 10^4 M_\odot$ , a cui corrisponde un raggio di influenza di  $13''$ .

Poiché la definizione di raggio di influenza fornisce solo una stima approssimata dell'effetto di un buco nero, abbiamo verificato il risultato ottenuto attraverso un approccio più preciso, cioè la soluzione dell'equazione di Jeans, nell'assunzione di simmetria sferica e isotropia orbitale:

$$\frac{d\rho(r)\sigma^2(r)}{dr} = \frac{GM(r)}{r^2} \rho(r). \quad (7.4)$$

Come distribuzione di densità è stata adottata quella corrispondente al modello di King che ben approssima il profilo di dispersione di velocità osservato (7.11). A questa è stato aggiunto un punto massa centrale che rappresenta l'IMBH. l'equazione di Jeans è stata risolta per diversi valori della massa del buco nero, in unità della massa totale dell'ammasso ( $M_{cl}$ ): 0, 0.1, 0.2, 0.5, 1, 2, 3, 4,  $5 \times 10^{-2} M_{cl}$ . Il risultato è mostrato in figura 7.13. Tenendo conto delle barre d'errore, il secondo punto SINFONI più interno permette di escludere (anche se soltanto a  $1\sigma$ ) la presenza di un IMBH di massa superiore a  $3 \times 10^{-2} M_{cl}$ , corrispondente a  $\sim 3 \times 10^4 M_\odot$ , in buon accordo con quanto concluso dalla stima del raggio d'influenza.



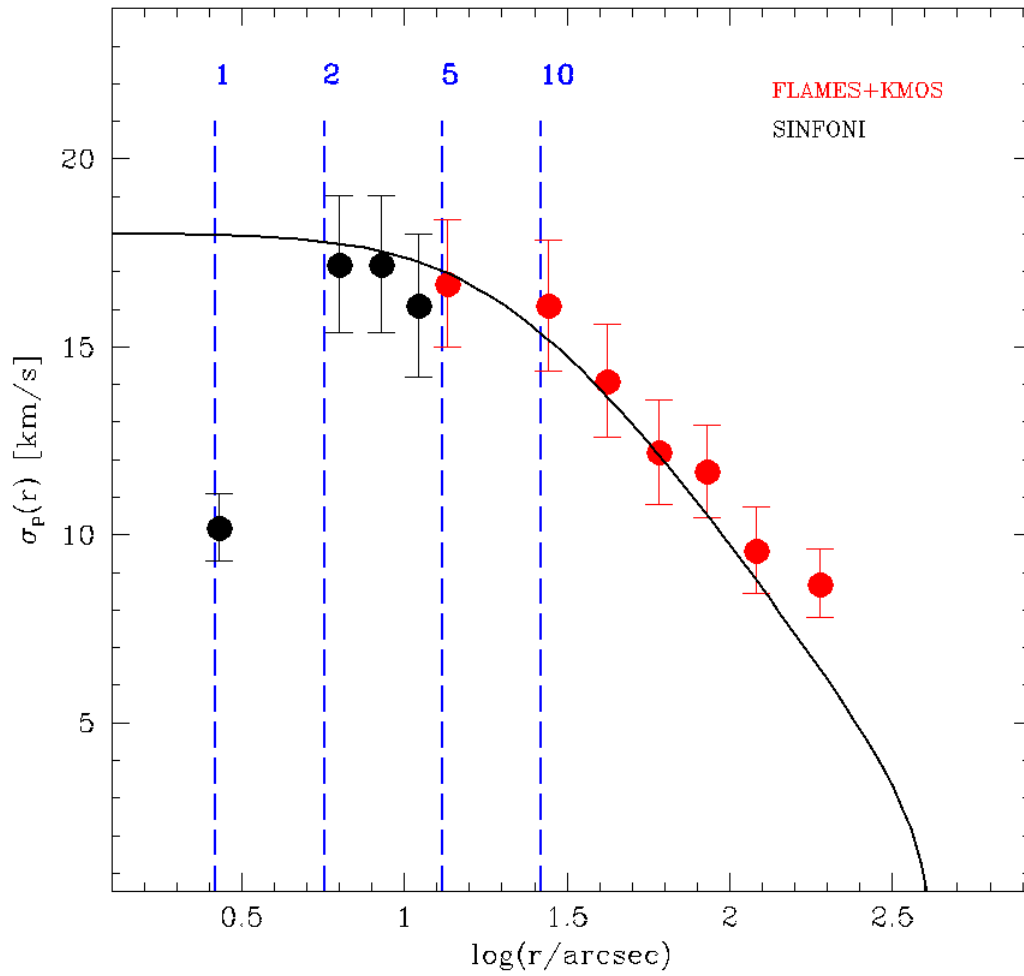


FIGURA 7.12: Come in figura 7.11 ma con, sovrapposte quattro rette verticali che corrispondono ai raggi di influenza di IMBH di massa crescente: da sinistra verso destra,  $r_{BH} = 2.6'', 5.2'', 13'', 26''$ , rispettivamente corrispondenti a masse del buco nero pari a 1, 2, 5, 10 in unità di  $10^4 M_{\odot}$ .

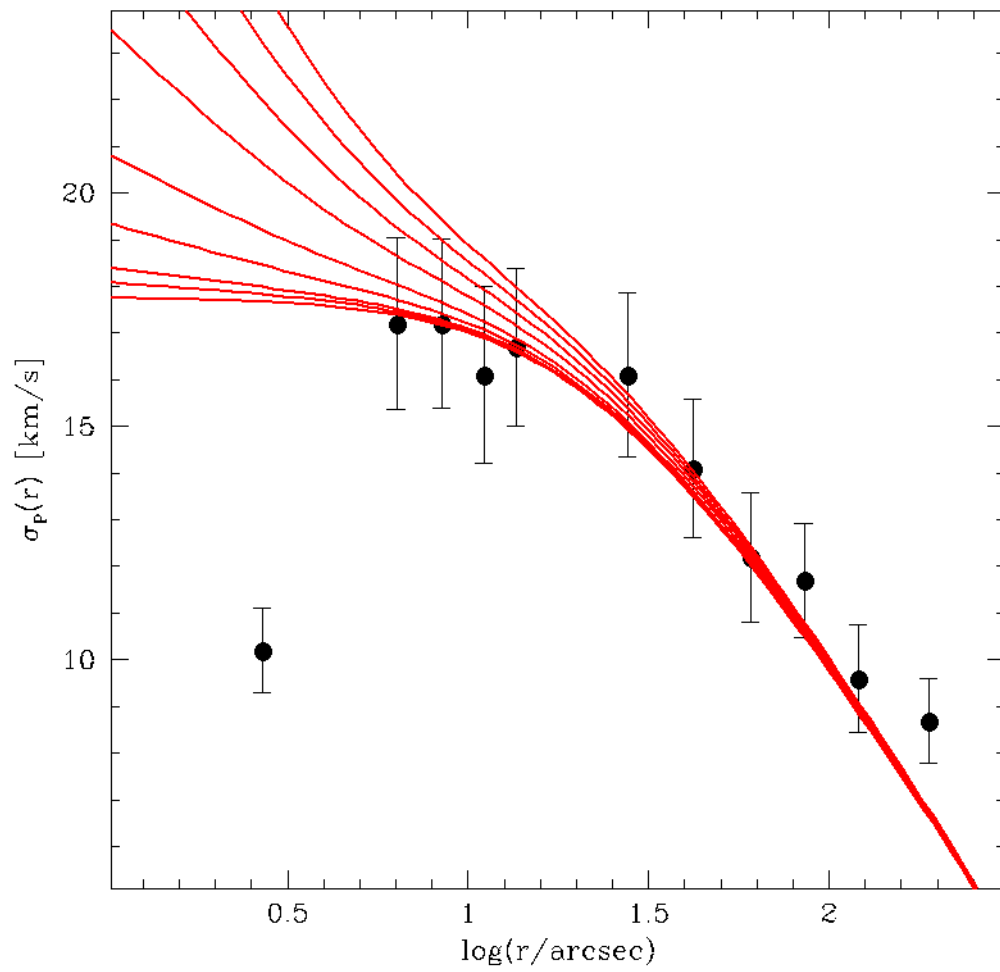


FIGURA 7.13: Confronto tra il profilo di dispersione di velocità osservato (punti con barra d'errore, come in 7.11) e nove soluzioni dell'equazione di Jeans (curve rosse) corrispondenti a diversi valori di massa per un possibile IMBH centrale  $M_{BH}$ : 0, 0.1, 0.2, 0.5, 1, 2, 3, 4, 5  $\times 10^{-2} M_{\odot}$ .

### 7.6.2 Considerazioni sul punto centrale

Il valore più centrale della dispersione di velocità determinata dai dati SINFONI sembra irrealisticamente basso rispetto a quelli immediatamente più esterni e fa nascere il sospetto che sia affetto da qualche problema. Tuttavia, i numerosi test effettuati per cercare di spiegare questo comportamento non hanno portato ad alcuna soluzione.

E' allora interessante notare che un'apparente diminuzione della dispersione di velocità centrale si cominci ad osservare in un numero crescente di ammassi globulari. Un esempio è quello di NGC 2808, mostrato nel pannello di destra della figura 7.14.

Chiaramente l'entità del calo centrale nei due ammassi non è confrontabile (in NGC 6441 si tratta di quasi 5 km/s mentre in NGC 2808 è di  $\sim 2$  km/s), ma il fatto che questo comportamento sia presente anche in altri sistemi lascia aperta la possibilità che almeno una frazione della diminuzione osservata in NGC 6441 possa essere reale.

Una spiegazione fisica di tale comportamento potrebbe essere la presenza di rotazione o anisotropia tangenziale nelle regioni più interne. Nel caso di NGC 6441 non si osserva alcuna rotazione centrale (si veda il paragrafo 7.7), ma sembrano esserci indicazioni di anisotropia tangenziale. La recente determinazione dei moti propri delle stelle di questo ammasso, infatti, mostra un profilo di dispersione di velocità che cala verso il centro e un corrispondente profilo radiale di anisotropia con un'indicazione di eccesso di orbite tangenziali, rispetto a quelle radiali, nel punto più interno (figura 7.15, da Watkins et al. 2015). E' bene notare, però, che le barre d'errore relative ai valori più interni sono piuttosto ampie e non permettono quindi di trarre conclusioni fortemente significative. Inoltre, lo studio dei moti propri non permette di campionare regioni al di sotto di  $\sim 8$  arcsec, dove invece noi osserviamo il calo della dispersione di velocità SINFONI. Uno degli sviluppi futuri di questo lavoro sarà il confronto dettagliato tra la dispersione di velocità lungo la linea di vista ottenuta dalle nostre misure di velocità radiali e quella determinata sul piano del cielo dai moti propri stellari.

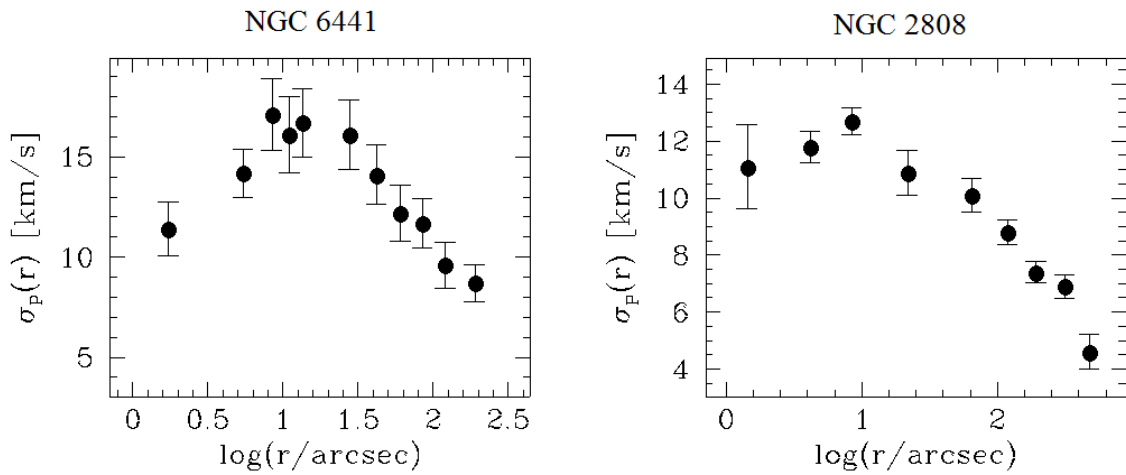


FIGURA 7.14: Confronto tra i profili di dispersione di velocità di NGC 6441 (a sinistra) e NGC 2808 (a destra).

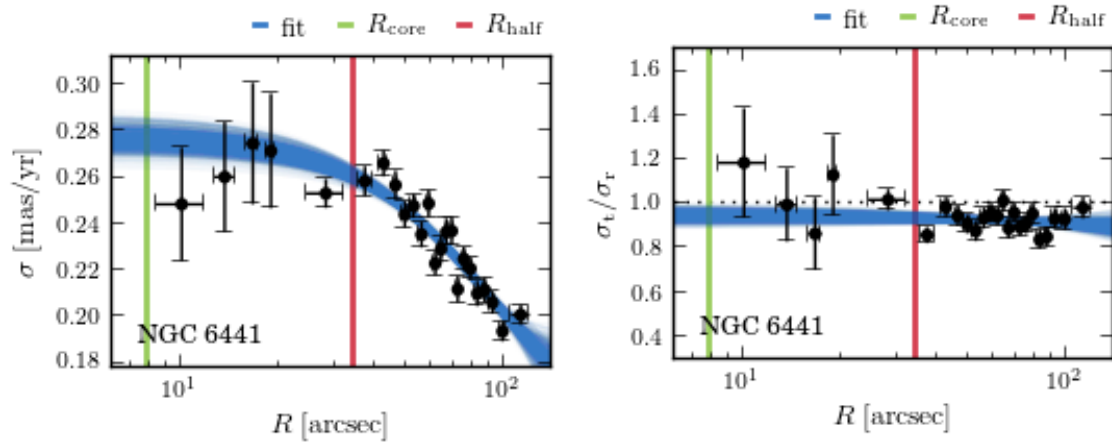


FIGURA 7.15: Profilo di dispersione di velocità (pannello di sinistra) e profilo di anisotropia (pannello di destra) di NGC 6441 determinati dallo studio dei moti propri stellari (Watkins et al. 2015).

## 7.7 Rotazione

Essendo collisionali, gli ammassi globulari sono generalmente considerati sistemi a simmetria sferica, non rotanti e interamente supportati dalla dispersione di velocità (isotropa). Tuttavia recenti studi hanno rivelato segnali di rotazione con valori mediamente compresi tra 2 e 4 km/s in un numero crescente di GC (Van den Bosch et al. 2006).

Cercare evidenze di rotazione interna e misurarne l'entità è importante per svariate ragioni. Attraverso simulazioni a N-corpi è stato mostrato che, in sistemi stellari che evolvono attraverso il rilassamento a due corpi, la presenza di rotazione può portare ad accelerare i tempi scala del *core-collapse* (Ernst et al. 2007). Si ritiene inoltre, che la rotazione sia un possibile indicatore di fenomeni di *merging* passati ed anche un ingrediente chiave nella formazione di popolazioni stellari multiple nei GCs. In questo secondo filone di ricerca si inserisce la possibilità di trovare delle relazioni empiriche che leghino le proprietà dinamiche quali la rotazione e la dispersione di velocità con proprietà derivanti dalle differenti composizioni chimiche riscontrate nelle popolazioni multiple dei GC (Bellazzini et al. 2012).

NGC 6441 è uno degli 8 GC utilizzati come oggetto di indagine in Bellazzini et al. (2012). Per l'ammasso in questione è stato trovato un forte segnale di rotazione (con ampiezza pari a  $A_{rot} \cong 13$  km/s) (figura 7.16) utilizzando le RV di 30 stelle con distanza dal centro compresa tra 50" e 800" ottenute con lo spettrografo FLAMES.

In questo lavoro di tesi abbiamo verificato la presenza di rotazione nelle zone campionate da SINFONI, e successivamente è stato utilizzato il *dataset* esterno FLAMES/KMOS, che si sovrappone ai dati di Bellazzini ma caratterizzato da un numero maggiore di misure, per verificare con maggiore accuratezza la presenza di rotazione.

Per stimare la rotazione dell'ammasso è stata utilizzata la stessa procedura adoperata in Bellazzini et al. (2012). Come prima operazione viene eseguita una trasformazione di coordinate per passare da quelle nel sistema di riferimento equatoriale RA ( $\alpha$ ), Dec ( $\delta$ ) a quelle cartesiane ( $X'$   $Y'$ ) definite sul piano del cielo (Van de Ven et al. 2006).

$$\begin{aligned} X' &= -r_0 \cos \delta \sin \alpha - \alpha_0 \\ Y' &= r_0 [\sin \delta \cos \delta_0 - \cos \delta \sin \delta_0 \cos(\alpha - \alpha_0)] \end{aligned}$$

Dove  $r_0$  è il fattore di conversione per passare da radianti in arcosecondi,  $\alpha_0$  e  $\delta_0$  indicano l'ascensione retta e la declinazione del centro dell'ammasso. In seguito il campione di velocità viene diviso in due parti da un asse individuato dall'angolo  $\phi$ , detto *Position Angle* (PA, che vale zero quando l'asse è allineato in direzione nord e cresce per rotazioni dell'asse verso est). Possiamo riferire le coordinate rispetto al nuovo asse come:

$$\begin{aligned} \eta &= X' \cos \phi - Y' \sin \phi \\ \zeta &= X' \sin \phi + Y' \cos \phi \end{aligned}$$

L'angolo dell'asse di rotazione viene fatto progressivamente variare a passi di 1° nell'intervallo totale che va da 0 a 360°. Per ogni valore associato all'angolo viene calcolata la differenza tra la velocità radiale media delle stelle contenute nel semipiano con  $\eta > 0$  e di quelle con  $\eta < 0$ , che chiamiamo  $\langle \Delta v_r \rangle$ . Nel caso in cui sia presente rotazione, i valori di  $\langle \Delta v_r \rangle$  in funzione dell'angolo di rotazione PA sono descritti da una sinusoide con andamento:

$$\langle \Delta v_r \rangle = A_{rot} \sin(\theta + PA)$$

dove  $A_{rot}$  rappresenta l'ampiezza di rotazione e  $\theta$  la fase. Data una griglia di valori per l'angolo di posizione e l'ampiezza di rotazione, le migliori stime di questi due parametri ( $PA_0$  e  $A_{rot0}$ ) sono quelle che, secondo un test del  $\chi^2$ , forniscono la sinusoide che meglio approssima l'andamento osservato di  $\langle \Delta v_r \rangle$  in funzione di PA (come esempio, si veda il pannello superiore di figura 7.16).

Noti  $PA_0$  e  $A_{rot0}$ , si può determinare la posizione delle stelle lungo l'asse X' perpendicolare all'asse di rotazione. La distribuzione delle velocità radiali delle stelle in funzione di X' (pannello in basso a sinistra in figura 7.16) è un ulteriore indicatore di rotazione: se tutti e quattro i quadranti del piano sono riempiti in maniera omogenea, non vi è rotazione; viceversa, se sono popolati prevalentemente due quadranti diagonalmente opposti, si ha un segnale di rotazione.

Infatti questo comportamento si ottiene se rispetto all'asse di rotazione si hanno due distribuzioni di velocità con segno opposto. Come ulteriore test, si possono costruire le distribuzioni cumulative di velocità per le stelle appartenenti ai due campioni, separate dall'asse di rotazione, e usare il test di Kolmogorov Smirnov (KS), per verificare qual è la probabilità che le due distribuzioni siano estratte dalla stessa popolazione parente.

La procedura descritta è stata inizialmente applicata al campione di RV SINFONI ritenute più corrette, ovvero quelle utilizzate per il profilo di dispersione di velocità finale (mostrato in figura 7.7) ma escludendo i valori relativi al punto centrale che risulta problematico. Dal momento che per il calcolo della rotazione è necessaria una copertura omogenea dell'area di cielo considerata, avendo a disposizione un mosaico di campi quadrati, il raggio massimo entro il quale è stato applicato il metodo precedente è stato fissato a  $13''$ . Per il campione SINFONI, tra  $5''$  e  $13''$  dal centro, non è stata riscontrata alcuna evidenza di rotazione (figura 7.17).

La presenza di rotazione in NGC 6441 è stata verificata anche utilizzando il campione di RV ottenute dal catalogo combinato FLAMES/KMOS. A differenza di SINFONI, questo catalogo mostra un'elevata contaminazione dovuta a stelle di campo, soprattutto nelle regioni più esterne (per distanze maggiori di  $350$  arcsec). Queste stelle mostrano una dispersione di velocità molto più elevata di quella delle stelle membre (figura 7.18).

L'inclusione di un numero elevato di stelle di campo nel calcolo della rotazione porterebbe a cancellarne ogni traccia o a diminuirne fortemente l'effetto. Di conseguenza la procedura precedente è stata applicata solo in un bin radiale tra  $0$  e  $80$  arcsec (contenente  $215$  stelle) in cui il contributo del campo è trascurabile. I risultati ottenuti (figura 7.19) non mostrano alcuna evidenza di rotazione. Ulteriori prove fatte su bin radiali più interni e quindi meno contaminati hanno mostrato risultati simili.

Come ultima prova abbiamo "cross-correlato" il nostro catalogo di RV con quello di Bellazzini et al. (2012), trovando  $27$  stelle in comune. Utilizzando questo campione si trovano segnali di rotazione con parametri di  $A_{rot} \cong 14.1$  km/s e  $PA_0 \cong 203^\circ$  (si veda la figura 7.20) in accordo con quelli riportati nel lavoro di Bellazzini et al. (2012;  $A_{rot} \cong 12.9$  km/s,  $PA_0 \cong 213^\circ$ ). Dalla distribuzione delle velocità radiali rispetto all'asse di rotazione (pannello in basso a sinistra in Figura 7.20) può tuttavia sorgere il dubbio che il segnale di rotazione sia dovuto alla presenza di poche stelle con valori di RV positivi molto elevati. Abbiamo allora provato a ripetere l'analisi escludendo  $3$  di queste stelle. Ne è risultato un netto calo del segnale di

rotazione ( $A_{rot} \cong 6.5$  km/s,  $PA_0 \cong 190^\circ$ ) (figura 7.21) il ché mostra la fragilità della stima della rotazione dovuta alla bassa statistica di stelle disponibili.

Possiamo dunque ritenere che l'ammasso sia nel complesso privo di una rotazione apprezzabile, e che i valori stimati da Bellazzini et al. (2012) non siano affidabili, a causa di un campione di stelle troppo esiguo.

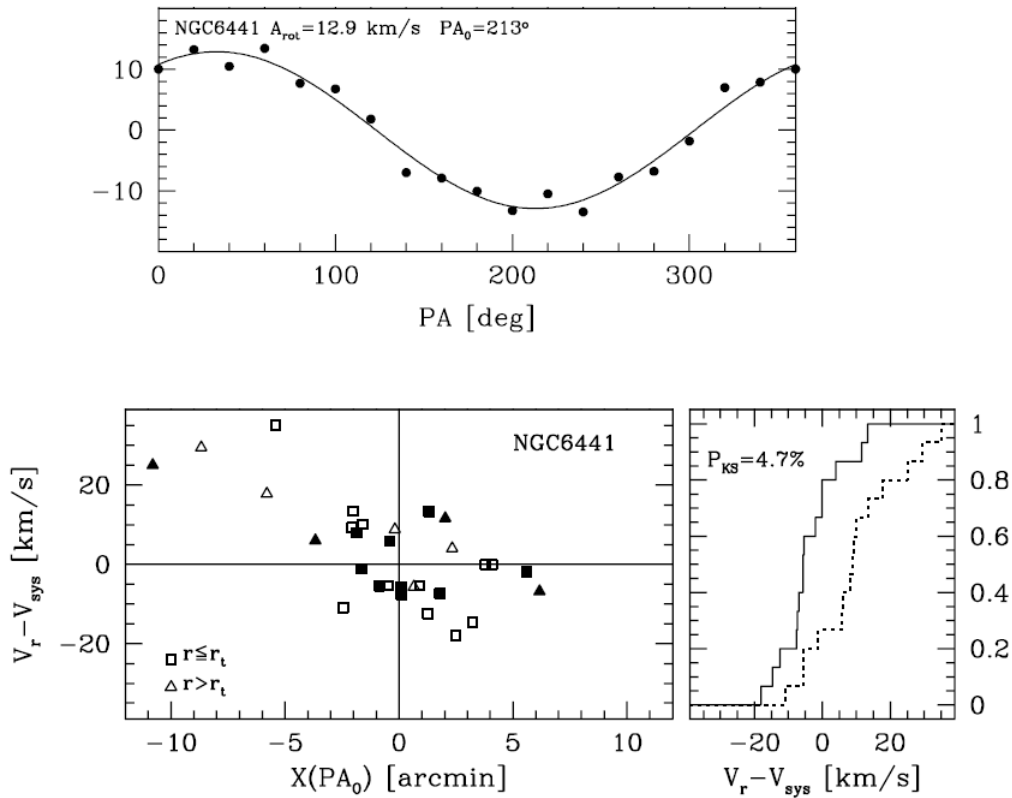


FIGURA 7.16: Evidenze di rotazione in NGC 6441 secondo l'analisi di Bellazzini et al. (2012). Nel pannello superiore i punti rappresentano  $\langle \Delta v_r \rangle$  in funzione dei valori di *position-angle* (PA), il *best-fit* sinusoidale è la curva nera e i valori più probabili dell'ampiezza di rotazione ( $A_{rot}$ ) e dell'angolo di posizione dell'asse di rotazione ( $PA_0$ ) sono riportati in alto. Nel pannello inferiore sinistro è mostrata la distribuzione delle velocità del campione riportate alla sistemica in funzione dalla distanza dall'asse di rotazione. Come si può notare, le stelle popolano due quadranti diagonalmente opposti, come atteso in presenza di rotazione. Il pannello inferiore destro mostra le distribuzioni cumulative delle velocità radiali dei campioni di stelle che si trovano a destra e a sinistra dell'asse di rotazione (cioè con  $X(PA_0) > 0$  e  $X(PA_0) < 0$  nel pannello di sinistra). Le due curve sono ben distinte e il test KS indica che la probabilità che le due distribuzioni siano estratte dalla stessa popolazione parente è inferiore al 5%.

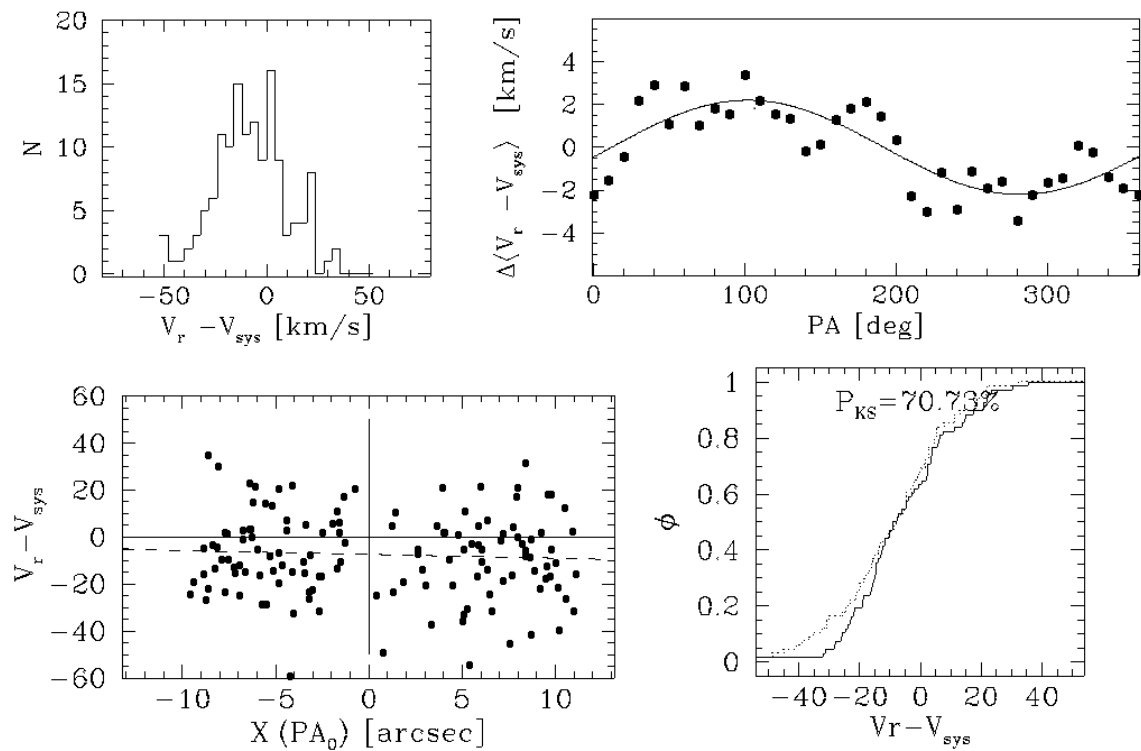


FIGURA 7.17: Il pannello superiore a sinistra mostra l'istogramma delle distribuzioni di velocità del campione SINFONI esaminato. Il significato degli altri tre pannelli è lo stesso della figura 7.16, con i punti che corrispondono al campione SINFONI. Come si può notare questo campione non mostra alcun segnale di rotazione: l'istogramma delle velocità (pannello in alto a sinistra) non ha nessun andamento "bicornuto", l'andamento di  $\Delta \langle V_r - V_{sys} \rangle$  in funzione di PA (pannello in alto a destra) non è riproducibile con una funzione sinusoidale, il diagramma della distribuzione delle velocità rispetto all'asse di rotazione (pannello in basso a sinistra) non è popolato in maniera diagonalmente simmetrica e le distribuzioni cumulative di velocità radiali (pannello in basso a destra) non sono significativamente differenti.



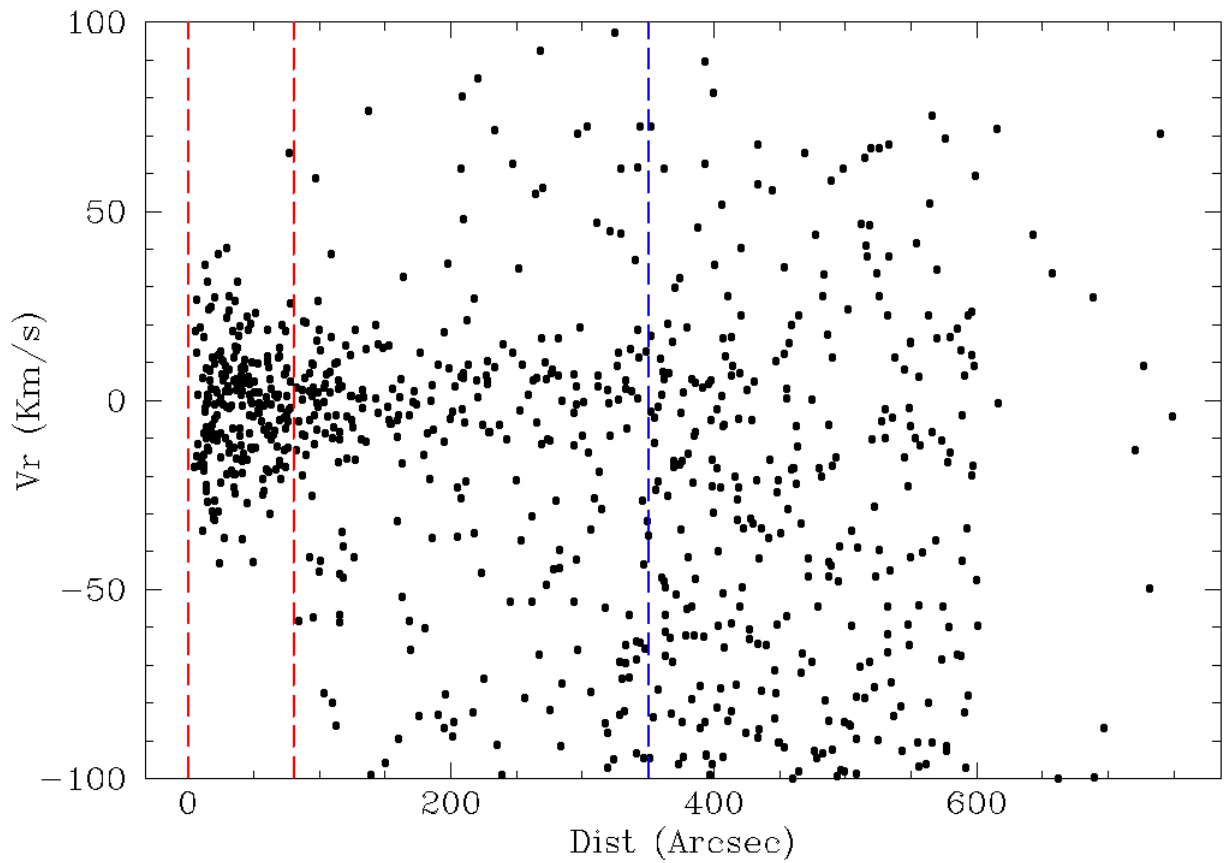


FIGURA 7.18: Le RV delle stelle FLAMES/KMOS in funzione della distanza dal centro. Le linee verticali rosse indicano l'intervallo selezionato per il calcolo della rotazione dove le stelle di campo sono trascurabili. Si noti che il numero delle stelle di campo riconoscibili in base all'elevata dispersione di velocità cresce verso l'esterno ed è del tutto dominante oltre i 350 arcsec (riga tratteggiata blu).

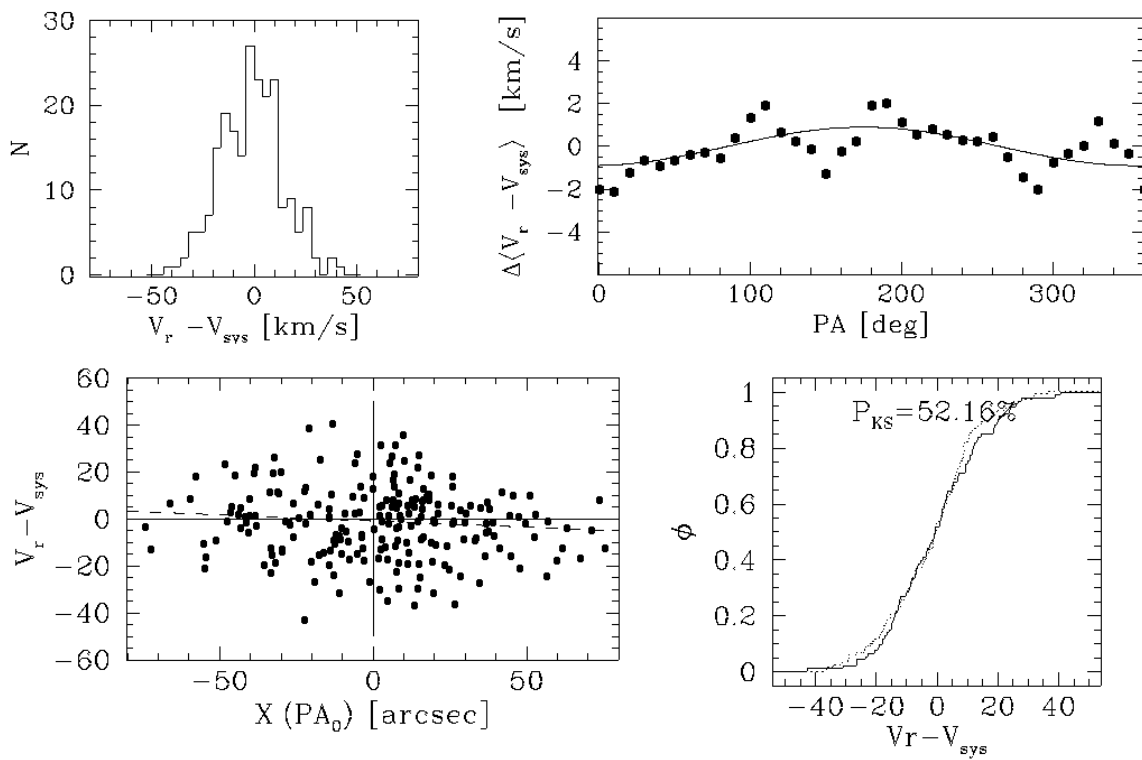


FIGURA 7.19: Come in figura 7.17 ma considerando le RV del catalogo FLAMES/KMOS relative all'intervallo radiale 0-80 arcsec. Anche in questo caso non si ha alcuna evidenza di rotazione.

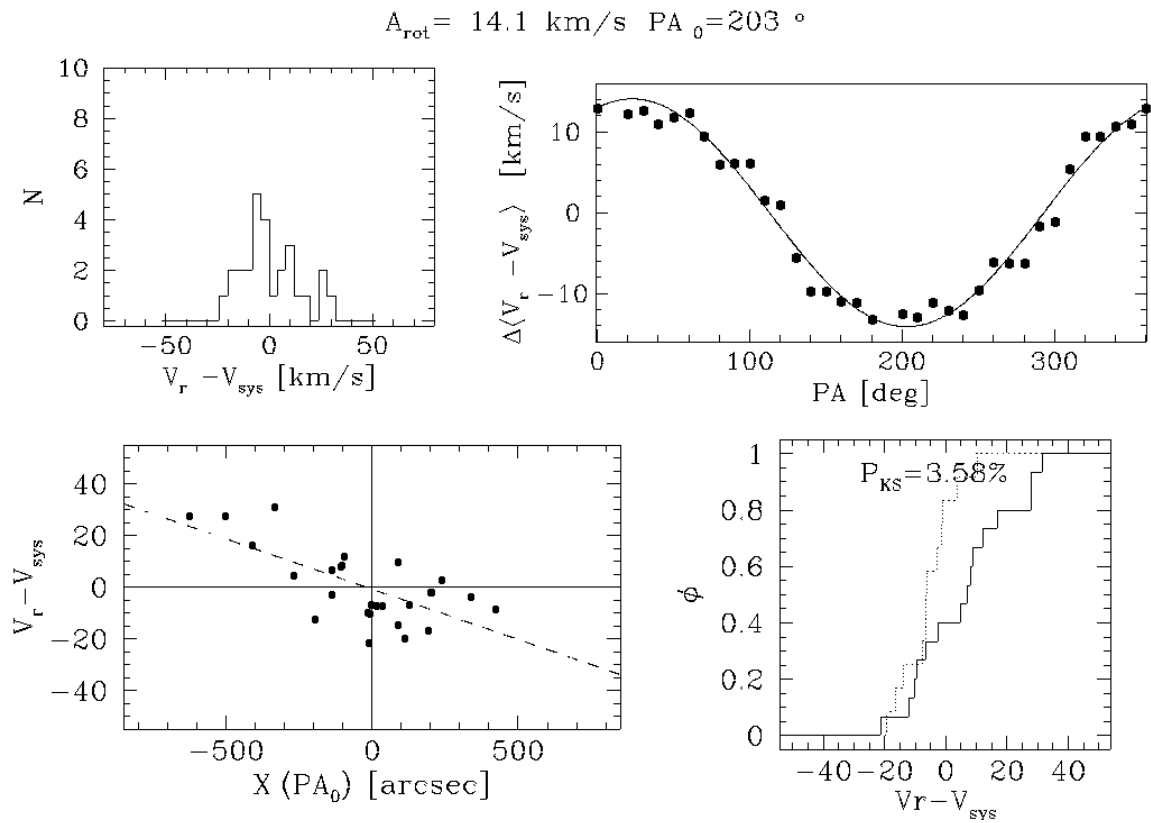


FIGURA 7.20: Come in figura 7.17 ma utilizzando solo le RV in comune con il campione di Bellazzini et al. (2012). In accordo con quanto trovato da questi autori, i diversi indicatori suggeriscono la presenza di rotazione.

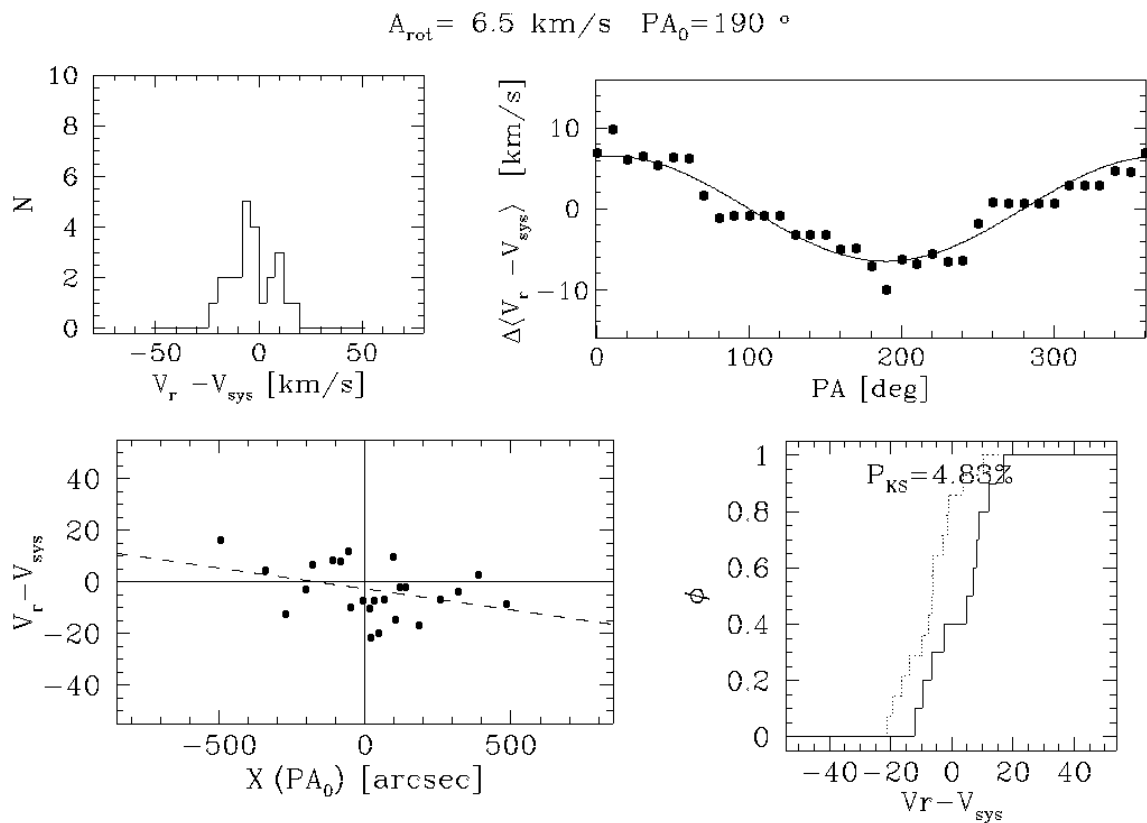


FIGURA 7.21: Come in figura 7.20, ma dopo aver escluso tre stelle con velocità radiali positive molto elevate. Come si può notare dal confronto con la figura 7.20, l'ampiezza della rotazione è praticamente dimezzata (6.5 km/s): questo indica che il risultato è fortemente dipendente dal campione utilizzato e quindi inaffidabile a causa della bassa statistica (il campione consiste di appena 24 stelle).

## Capitolo 8

# Conclusioni

Questo elaborato presenta l'analisi di spettri stellari nella regione centrale ( $r < 15$  arcsec) dell'ammasso globulare NGC 6441, discute le proprietà cinematiche (profilo di dispersione di velocità e rotazione) del sistema e la possibilità che questo ospiti un buco nero di massa intermedia. NGC 6441 è un ammasso globulare di alta densità e concentrazione ( $c=1.7$ ) che si trova alla distanza di 11.6 kpc da noi, nella regione del bulge galattico. L'ammasso è stato selezionato, per via delle sue caratteristiche, insieme ad altri 18, all'interno dell'ESO Large Program "Unveiling the kinematics in the core of high-density globular clusters with SINFONI" (PI: Ferraro), volto a studiare la cinematica degli ammassi globulari nelle loro regioni interne e cercare possibili evidenze di IMBHs.

I dati analizzati sono stati ottenuti con lo spettrografo a campo integrale SINFONI, un IFU che fa uso di un sistema di ottiche adattive, nell'intervallo NIR ( $1.9 - 2.4 \mu m$ ). Le osservazioni consistono di un mosaico di 7 campi, 2 ad alta risoluzione, ciascuno con campo di vista  $3'' \times 3''$ , e cinque a bassa risoluzione ( $8'' \times 8''$ ), per una copertura totale di un'area di  $15'' \times 15''$  nel centro dell'ammasso.

La prima parte del lavoro è stata dedicata ad apprendere e migliorare la procedura di riduzione dati al fine di ottenere una ricostruzione del *data-cube* tridimensionale che contenesse informazioni spaziali e spettrali accurate.

Successivamente l'analisi si è concentrata sulla misura delle velocità radiali (RV) da spettri di stelle individuali. Le stelle sono state selezionate fotometricamente in modo da ottenere il massimo numero di componenti stellari identificabili nei singoli campi del mosaico (basandosi su immagini ad alta risoluzione HST) e al contempo una posizione accurata dei loro centri. È stato possibile ottenere le magnitudini K delle singole stelle dall'immagine fotometrica ricostruita dal cubo IFU e associarvi le magnitudini I e V di migliore qualità provenienti dal catalogo HST.

In base alle magnitudini sono state stimate la temperatura e la gravità delle stelle e sono stati generati degli spettri sintetici che riproducessero individualmente le caratteristiche fotosferiche delle sorgenti da analizzare. Le velocità radiali sono state calcolate mediante *cross-correlazione* tra gli spettri e i rispettivi sintetici nelle finestre spettrali contenenti le bande molecolari di CO, utilizzando quelle non contaminate da assorbimenti tellurici. Tutte le RV sono state riportate al sistema di riferimento eliocentrico e corrette per possibili sistematici nello zero-point della calibrazione in lunghezza d'onda. Il campione completo

includeva inizialmente le RV per 709 stelle giganti; da tale campione è stato poi selezionato un sottocampione di 212 stelle, selezionate in base alla qualità spettrale, la magnitudine e la percentuale di contaminazione dalle stelle vicine. Successivamente è stata calcolata la velocità sistemica dell'ammasso, che risulta pari a 16.0 km/s, in accordo con la stima di  $16.5 \pm 1$  km/s di Harris (2010). Utilizzando il metodo della *massima-verosimiglianza* è stato poi calcolato il profilo di dispersione di velocità dell'ammasso dividendo il mosaico SINFONI in 4 bin radiali. Per completare tale profilo includendo anche le regioni più esterne si è fatto uso del campione di velocità radiali ottenuto da osservazioni KMOS e FLAMES, acquisite all'interno dello stesso progetto.

Tra  $5''$  e  $\sim 20''$  dal centro, l'ammasso presenta un profilo di dispersione di velocità piatto, ben riprodotto dal modello di King che meglio approssima la distribuzione di brillantezza superficiale osservata (con parametri  $R_{core} \sim 7.8''$ ,  $\langle \sigma \rangle \sim 18$  km/s,  $c = 1.7$  (Harris 2010). Tuttavia il valore relativo al bin più interno appare troppo basso sia rispetto al modello teorico sia rispetto ai valori di dispersione di velocità osservati nei bin immediatamente successivi, ed è stato quindi oggetto di indagine. Anche selezioni differenti del campione di RV tuttavia forniscono lo stesso risultato. Per i test effettuati possiamo affermare che non si tratti di un problema dovuto alle osservazioni *High-Resolution*, in quanto escludendo questi campioni e utilizzando solo quelli *Low-Resolution* il valore centrale appare invariato. L'origine di questa anomalia risulta, quindi, ancora non compresa, anche se si è notato che un calo centrale della dispersione di velocità sembra essere osservato in un numero crescente di ammassi globulari (per esempio, NGC 2808) e che l'analisi dei moti propri stellari in NGC 6441 (Watkins et al. 2015) indica che le regioni centrali di questo sistema potrebbero essere caratterizzate da anisotropia tangenziale (che tende appunto a produrre una diminuzione della dispersione di velocità centrale).

Per quanto riguarda la possibilità che questo ammasso globulare ospiti un IMBH nel suo centro, i dati disponibili sembrano dare risultato negativo. Tuttavia, il fatto che il punto più interno sembri anomalo (e quindi forse inaffidabile) non permette di trarre conclusioni definitive. Attraverso il calcolo del raggio di influenza del buco nero e la soluzione dell'equazione di Jeans per un sistema che ammette la presenza di un IMBH centrale, abbiamo comunque stimato che, anche escludendo il punto SINFONI più interno, il profilo osservato è inconsistente con la presenza di un oggetto compatto di massa superiore a  $\simeq 3 - 5 \times 10^4 M_{\odot}$ . Infine non è stata individuata nessuna evidenza di rotazione apprezzabile, sia nel campione SINFONI che nel campione KMOS/FLAMES. Questo risultato smentisce la precedente misura di rotazione presentata da Bellazzini et al. (2012) che stimavano un'ampiezza di 13 km/s, basata su 30 stelle. La discrepanza può essere attribuita alla bassa statistica del campione di Bellazzini et al. (2012).

## 8.1 Possibili sviluppi futuri

Gli sviluppi futuri di questo lavoro prevedono la combinazione puntuale delle misure di velocità radiale (SINFONI, KMOS e FLAMES), con i moti propri stellari misurati da Watkins et al. (2015), che porterà ad una visione tridimensionale della cinematica interna dell'ammasso. Ci si propone, inoltre, di determinare il centro di gravità e il profilo di densità del sistema da fotometria di stelle risolte (grazie a dati HST per le regioni più interne e osservazioni da terra a grande campo per coprire l'intera estensione radiale). In questo modo potremo affinare le informazioni strutturali che, al momento, sono derivate da distribuzioni di brillantezza superficiale, le quali possono essere affette dalla presenza di poche stelle brillanti. La precisa determinazione del centro, del profilo di densità e della cinematica tridimensionale dell'ammasso permetterà, a sua volta, di sviluppare modelli più accurati (per esempio, che tengano conto di eventuali anisotropie orbitali, rotazioni sul piano del cielo, code mareali, ecc.) che consentiranno una descrizione completa del sistema.





# Bibliografia

- [1] AA.VV., 2001, *Globular clusters Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*, Nature Publishing Group, Bristol UK.
- [2] AA.VV., 2015, *Very Large Telescope SINFONI pipeline User Manual*, E.S.O.
- [3] AA.VV., 2015, *Very Large Telescope SINFONI User Manual version 97.0.*, E.S.O.
- [4] Abel Bryan & Normann., 2000 , *The Formation and Fragmentation of Primordial Molecular Clouds* The Astrophysical Journal, Volume 540, Issue 1, pp. 39-44.
- [5] Ashman K.M., Zepf S.E.,2008, *Globular Cluster Systems* Cambridge, UK: Cambridge University Press.
- [6] Baumgardt H., 2003, *Dynamical evolution of star clusters in tidal fields*, Monthly Notice of the Royal Astronomical Society, Volume 340, Issue 1, pp. 227-246.
- [7] Bellazzini M. et al., 2012, *Na-O anticorrelation and HB. Kinematics of the program clusters a link between systemic rotation and HB morphology?* Astronomy & Astrophysics, Volume 538, id.A18, 15 pp.
- [8] Bianchini P. et al., 2015, *Understanding the central kinematics of globular clusters with simulated integrated-light IFU observations*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 453, Issue 1, p.365-376.
- [9] Binney, J., Tremaine, S., 1987, *Galactic dynamics*, Princeton University Press.
- [10] Bonnet H. et al., 2004, *First light of SINFONI AO-module at VLT* Advancements in Adaptive Optics. Edited by Domenico B. Calia, Brent L. Ellerbroek, and Roberto Ragazzoni. Proceedings of the SPIE, Volume 5490, pp. 130-138.
- [11] Carr B., 1994, *Baryonic Dark Matter* Annual Review of Astronomy and Astrophysics, Volume 32, 1994, pp. 531-590.
- [12] Chen C. W., Chen W. P., 2010, *Morphological Distortion of Galactic Globular Clusters* The Astrophysical Journal, Volume 721, Issue 2, pp. 1790-1819 .
- [13] Dubath, P. et al., 1997, *Core velocity dispersions for 25 Galactic and 10 old Magellanic globular clusters*, Astronomy and Astrophysics, v.324, p.505-522.
- [14] Eisenhauer F. et al., 2003, *SINFONI - Integral Field Spectroscopy at 50 milli-arcsecond resolution with the ESO VLT*, Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes Volume 4841, pp. 1548-1561.

- [15] Ferraro F.R., 2009, *The cluster Terzan 5 as a remnant of a primordial building block of the Galactic bulge* Nature, Volume 462, Issue 7272, pp. 483-486 .
- [16] Freitag M., 2007, *Collisions Between Single Stars in Dense Clusters: Runaway Formation of a Massive Object*, Massive Stars in Interactive Binaries, ASP Conference Series 367. Edited by Nicole St.-Louis and Anthony F.J. Moffat. San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 2007., p.707.
- [17] Eisenhauer F. et al., 2003, *SINFONI - Integral field spectroscopy at 50 milli-arcsecond resolution with the ESO VLT Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*. Edited by Iye, Masanori; Moorwood, Alan F. M. Proceedings of the SPIE, Volume 4841, pp. 1548-1561.
- [18] Elmegreen B., 2008, *Formation and Evolution of Young Massive Clusters*, Mass Loss from Stars and the Evolution of Stellar Clusters ASP Conference Series, Vol. 388, proceedings of the conference held 29 May - 1 June 2006, in Lunteren, The Netherlands. Edited by Alex de Koter, Linda J. Smith, and Laurens B. F. M. Waters. San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 2008., p.249.
- [19] Erns et al., 2007, *N-body models of rotating globular clusters* Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 377, Issue 2, pp. 465-479.
- [20] Gebhardt K. et al., 2005, *An Intermediate-Mass Black Hole in the Globular Cluster G1: Improved Significance from New Keck and Hubble Space Telescope Observations* The Astrophysical Journal, Volume 634, Issue 2, pp. 1093-1102.
- [21] Gratton R.G et al., 2000, *Mixing along the red giant branch in metal-poor field stars*, Astronomy and Astrophysics, v.354, p.169-187.
- [22] Harris W. E. *Spatial structure of the globular cluster system and the distance to the galactic center* Astronomical Journal, vol. 81, Dec. 1976, p. 1095-1116.  
Harris W. E., 1996, *VizieR Online Data Catalog: Globular Clusters in the Milky Way*, VizieR On-line Data Catalog: VII/195.
- [23] Harris W.E., 2010, *A New Catalog of Globular Clusters in the Milky Way*, eprint arXiv:1012.3224.
- [24] Hills J.G., 1975 *Effect of binary stars on the dynamical evolution of stellar clusters. II - Analytic evolutionary models* Astronomical Journal, vol. 80, Dec. 1975, p. 1075-1080.
- [25] Heggie D. C., Giersz M., 2008 , *High-resolution simulations of globular cluster dynamics* Astronomische Nachrichten, Vol.329, Issue , p.1065.
- [26] Kamann S. et al., 2012, *Resolving stellar populations with crowded field 3D spectroscopy*, Astronomy & Astrophysics, Volume 549, id.A71, 19 pp.
- [27] Kawakatu N., 2005, *Formation of Massive Black Holes in Globular Clusters*, The Astrophysical Journal, Volume 628, Issue 2, pp. 721-728.
- [28] King, I. R., 1966, *The Structure of Star Clusters. III. Some Simple Dynamical Models*, Astronomical Journal, Vol. 71, p. 64 (1966).

- [29] Kirby E.N., 2011, *Grids of ATLAS9 Model Atmospheres and MOOG Synthetic Spectra*, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Volume 123, issue 903, pp.531-535.
- [30] Lane, R. R. et al., 2011, *VizieR Online Data Catalog: Stellar parameters in 10 globular cluster fields*, VizieR On-line Data Catalog: J/A+A/530/A31.
- [31] Lanzoni B. et al., 2007 *The Surface Density Profile of NGC 6388: A Good Candidate for Harboring an Intermediate-Mass Black Hole* The Astrophysical Journal, Volume 668, Issue 2, pp. L139-L142.
- [32] Lanzoni B. et al., 2013, *The velocity dispersion profile of NGC 6388 from resolved-star spectroscopy: no evidence of a central cusp and new constraints on the black hole mass*, The Astrophysical Journal, 2013, 769, pp. 107 - 121.
- [33] Lanzoni B., 2015, *Searching for IMBHs in Galactic globular clusters through radial velocities of individual stars*, eprint arXiv:1502.04479 .
- [34] Lutzgendorf N. et al., 2011, *Kinematic signature of an intermediate-mass black hole in the globular cluster NGC 6388*, Astronomy & Astrophysics, Volume 533, id.A36, 12 pp.
- [35] Lutzgendorf N. et al., 2012, *Central kinematics of the globular cluster NGC 2808: upper limit on the mass of an intermediate-mass black hole*, Astronomy & Astrophysics, Volume 542, id.A129, 12 pp.
- [36] Lutzgendorf N. et al., 2013, *Limits on intermediate-mass black holes in six Galactic globular clusters with integral-field spectroscopy*, Astronomy & Astrophysics, Volume 552, id.A49, 24 pp.
- [37] Lutzgendorf N. et al., 2015, *A re-evaluation of the central velocity-dispersion profile in NGC 6388*, Astronomy & Astrophysics, Volume 581, id.A1, 8 pp.
- [38] Magorrian J. et al., 1998, *The Demography of Massive Dark Objects in Galaxy Centers* The Astronomical Journal, Volume 115, Issue 6, pp. 2285-2305.
- [39] McLaughlin D. E., & van der Marel, 2005 *Resolved Massive Star Clusters in the Milky Way and Its Satellites: Brightness Profiles and a Catalog of Fundamental Parameters* The Astrophysical Journal Supplement Series, Volume 161, Issue 2, pp. 304-360.
- [40] Mehmet Alpaslan, 2009, *A brief Guide to FXCOR*, Universidad Catolica de Chile.
- [41] Meylan G., Heggie D. C., 1997, *Internal dynamics of globular clusters*, The Astronomy and Astrophysics Review, Volume 8, Issue 1/2, pp. 1-143.
- [42] Mieske S. et al., 2014, *How tidal erosion has shaped the relation between globular cluster specific frequency and galaxy luminosity* Astronomy & Astrophysics, Volume 565, id.L6, 4 pp.
- [43] Miller M.C. and Hamilton D.P., 2002, *Production of Intermediate-Mass Black Holes in Globular Clusters*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 330, Issue 1, pp. 232-240.

- [44] Milone A.P. et al., 2012, *The ACS survey of Galactic globular clusters. XII. Photometric binaries along the main sequence*, *Astronomy & Astrophysics*, Volume 540, id.A16, 41 pp.
- [45] Mucciarelli A. et al. 2015, *A Chemical Trompe-L'oeil: No Iron Spread in the Globular Cluster M22*, *The Astrophysical Journal*, Volume 809, Issue 2, article id. 128, 11 pp.
- [46] Mucciarelli A. et al. 2015, *The Origin of the Spurious Iron Spread in the Globular Cluster NGC 3201*, *The Astrophysical Journal*, Volume 801, Issue 1, article id. 69, 7 pp.
- [47] Origlia L. et al., 2014, *High resolution infrared spectra of NGC 6440 and NGC 6441: two massive bulge Globular Clusters*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Volume 388, Issue 3, pp. 1419-1425.
- [48] Piotto G., 2007, *Multiple populations in globular clusters*, *Highlights of Astronomy*, Volume 14, p. 434-435.
- [49] Piotto G., 2009, *Observations of multiple populations in star clusters* *The Ages of Stars*, *Proceedings of the International Astronomical Union, IAU Symposium*, Volume 258, p. 233-244.
- [50] Portegies Zwart S. F. et al., 2004, *Formation of massive black holes through runaway collisions in dense young star clusters*, *Nature*, Volume 428, Issue 6984, pp. 724-726.
- [51] Rosenberg et al. 1999 *Galactic Globular Clusters Relative Ages* *The Astronomical Journal* 118:2306-2320.
- [52] Spitzer, L., 1987, *Dynamical evolution of globular clusters* Princeton, NJ, Princeton University Press, USA.
- [53] Stetson P.B. et al., 1996, *The Relative Ages of Galactic Globular Clusters* *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, v.108, p.560.
- [54] Stetson, Peter B. , 2000, *User's Manual for DAOPHOT II* Herzberg Institute of Astrophysics, Canada.
- [55] Tamura N. et al., 2006, *A Subaru/Suprime-Cam wide-field survey of globular cluster populations around M87 - I. Observation, data analysis and luminosity function* *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Volume 373, Issue 2, pp. 588-600.  
*A Subaru/Suprime-Cam wide-field survey of globular cluster populations around M87 - II. Colour and spatial distribution* *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Volume 373, Issue 2, pp. 601-612.
- [56] Tonry e Davis, 1979, *A Survey of Galaxy Redshifts. Data Reduction Techniques*. *AJ*, 84,1511.
- [57] Trenti M. et al., 2010, *Tidal Disruption, Global Mass Function, and Structural Parameter Evolution in Star Clusters*, *The Astrophysical Journal*, Volume 708, Issue 2, pp. 1598-1610 (2010).
- [58] van den Bergh S., 1991, *Diameters of Galactic globular clusters* *Astrophysical Journal*, Part 1 (ISSN 0004-637X), vol. 375, July 10, 1991, p. 594-599.

- [59] Zocchi A., 2013, *Observational test on the dynamics of Globular Clusters*, Tesi di Dottorato, Università degli studi di Milano.
- [60] Van den Bosch & Van de Ven et al. , 2006, *Radial velocities in the globular cluster  $\omega$  Centauri* A&A, 445:513-543.
- [61] Walker et al. , 2006, *Internal Kinematics of the Fornax Dwarf Spheroidal Galaxy* Astron.J.131:2114-2139,2006; Erratum-ibid.132:968-968,2006.
- [62] Watkins L.L. et al., 2015, *Hubble Space Telescope Proper Motion (HSTPROMO) Catalogs of Galactic Globular Clusters. III. Dynamical Distances and Mass-to-Light Ratios* The Astrophysical Journal, Volume 812, Issue 2, article id. 149, 17 pp.

## Siti Web

Harris, W. E. 1996 revision, 2010: <http://physwww.physics.mcmaster.ca/~harris/mwgc.dat>.

Berteaux et al. 2014, A&A 564, A46 TAPAS <http://www.pole-ether.fr/tapas/>