

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA
DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA "G. GALILEI"
CORSO DI LAUREA MAGISTRALE IN ASTRONOMIA

TESI DI LAUREA MAGISTRALE

**RISCALDAMENTO DINAMICO DEL DISCO
DELLA GALASSIA S_c NGC 7664**

Relatore: Prof. ENRICO MARIA CORSINI
Correlatore: Dott. LORENZO MORELLI

Laureanda: VIRGINIA CUOMO
Matricola: 1082082

ANNO ACCADEMICO 2015/2016

Indice

1	Introduzione	5
1.1	Riscaldamento dinamico dei dischi galattici	5
1.2	Elementi di dinamica dei sistemi non collisionali	7
1.2.1	Sistemi non collisionali	7
1.2.2	Equazioni di fluidodinamica	11
1.2.3	Equazione di Boltzmann	13
1.2.4	Equazioni di Jeans	14
1.2.5	Equazione dell' <i>asymmetric drift</i>	17
1.2.6	Ellissoide delle velocità	20
1.3	Misura dell'ellissoide delle velocità nei dischi galattici	20
1.3.1	Determinazione del rapporto σ_z/σ_R	20
1.3.2	Risultati osservativi	24
1.4	Meccanismi di riscaldamento dinamico nei dischi galattici	26
1.4.1	Equazioni del moto nell'approssimazione di Hill	26
1.4.2	Nubi molecolari	31
1.4.3	Bracci di spirale	34
1.4.4	Urti con piccole galassie satelliti	39
1.5	Scopo e schema della tesi	40
2	Selezione del campione e acquisizione dei dati	43
2.1	Selezione del campione	43
2.2	Acquisizione dei dati spettroscopici	47
2.2.1	Il telescopio <i>Gemini North</i>	47
2.2.2	Il <i>Gemini Multi-Object Spectrograph</i>	48
2.2.3	Campagna di osservazione	50
2.2.4	Dati disponibili in letteratura	62
2.3	Acquisizione dei dati fotometrici	65
3	Riduzione degli spettri	71
3.1	Descrizione e preparazione degli spettri	71
3.2	Creazione del <i>masterbias</i>	73
3.3	Creazione del <i>masterflat</i>	75
3.4	Correzione per <i>bias</i> e <i>flatfield</i>	79
3.5	Calibrazione in lunghezza d'onda	80
3.6	Combinazione degli spettri e correzione per raggi cosmici	85
3.7	Sottrazione del cielo	92

3.8	Calibrazione in flusso	94
3.9	Cambio delle coordinate spaziali	99
3.10	Misura della dispersione di velocità strumentale	101
4	Misura della cinematica	105
4.1	Procedure per la misura della cinematica	105
4.1.1	La procedura <code>snratio</code>	105
4.1.2	La procedura <code>gandalf</code>	106
4.1.3	La procedura <code>pPXF</code>	111
4.2	Risultati della cinematica della componente stellare	115
5	Risultati e conclusioni	127
5.1	Selezione della galassia da analizzare	127
5.2	Misura della cinematica del gas ionizzato di NGC 7664	128
5.3	Misura dell'ellissoide delle velocità del disco di NGC 7664	130
5.3.1	La procedura <code>disk_heating</code>	130
5.3.2	Controllo del funzionamento di <code>disk_heating</code>	133
5.3.3	Risultati	136
5.4	Conclusioni	139
	Bibliografia	143

Capitolo 1

Introduzione

Nella Sez. 1.1 si presenta il problema del riscaldamento dinamico dei dischi galattici, oggetto di questa tesi. Nella Sez. 1.2 è introdotta la dinamica dei sistemi non collisionali e vengono ricavate le equazioni che sono necessarie per il calcolo delle componenti dell'ellissoide delle velocità. Nella Sez. 1.3 si descrive il procedimento con cui si misurano le componenti dell'ellissoide delle velocità, la cui forma è un utile diagnostico per determinare il meccanismo di riscaldamento responsabile dei moti casuali osservati nelle stelle, successivamente sono riassunte le osservazioni condotte finora a riguardo. Nella Sez. 1.4 vengono discussi nel dettaglio i meccanismi responsabili del riscaldamento dei dischi galattici, ossia la presenza di nubi molecolari, le onde di densità dei bracci di spirale e gli urti con piccole galassie satelliti. Infine nella Sez. 1.5 si presentano gli obiettivi di questa tesi e un breve riassunto della stessa.

1.1 Riscaldamento dinamico dei dischi galattici

Lo spessore dei dischi galattici ($z_* \simeq 300$ pc, dove z_* rappresenta l'altezza di scala della componente stellare del disco), evidente in galassie a spirale osservate di taglio (Guthrie 1992; Padilla & Strauss 2008; Bizyaev et al. 2014), rivela il fatto che le stelle di disco non si muovano tutte su orbite circolari e complanari, nonostante si siano formate in uno strato sottile di gas molecolare ($z_{\text{gas}} \simeq 50$ pc, dove z_{gas} rappresenta l'altezza di scala del disco di gas) con orbite iniziali circolari sul piano galattico. Questo fatto suggerisce che le stelle abbiano acquistato delle velocità verticali durante la loro esistenza tali da provocare l'ispessimento del disco stellare. Per spiegare la diffusione delle orbite e quindi il riscaldamento dinamico del disco sono stati proposti diversi meccanismi. Secondo quanto proposto da Spitzer & Schwarzschild (1951), le stelle di disco possono acquistare energia cinetica tramite urti casuali con nubi molecolari massicce. Dal momento che la diffusione di stelle da parte di nubi molecolari giganti è un processo stocastico, ci si aspetta che il riscaldamento delle popolazioni stellari sia isotropo (Lacey 1984). La diffusione delle stelle di disco ad opera delle onde di densità dei bracci di spirale rappresenta un diverso meccanismo di riscaldamento (Barbanis & Woltjer 1967; Sellwood & Binney 2002). In questo caso il disco risulta riscaldato più efficientemente in direzione radiale piuttosto che in direzione verticale, dal momento che la frequenza di oscillazione verticale è molto maggiore della frequenza con cui le stelle del disco incontrano i bracci di spirale. Infine, gli urti tra le stelle del disco e piccole galassie satelliti o ammassi globulari sono efficienti nel riscaldare il disco in tutte le direzioni (Velazquez & White 1999; D'Onghia et al. 2015).

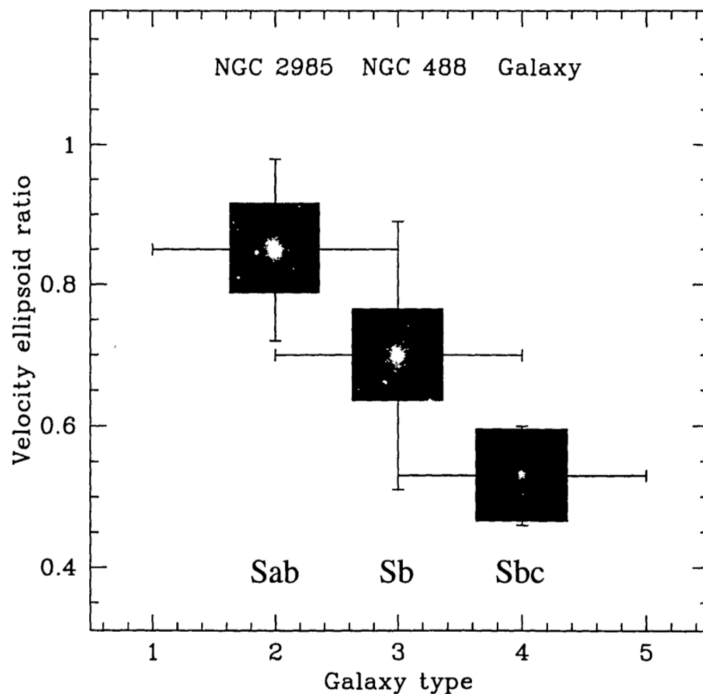


Figura 1.1: Il grafico mostra il rapporto delle componenti verticale e radiale dell'ellissoide delle velocità in funzione del tipo di Hubble delle tre galassie NGC 488, NGC 2985 e Via Lattea. Le barre di errore mostrano le incertezze su queste due quantità e le immagini al centro di ogni barra di errore mostrano la morfologia delle galassie (Merrifield et al. 2001).

Dal momento che i meccanismi legati alla presenza di nubi molecolari e bracci di spirale contribuiscono al riscaldamento in modo differente, misurando la forma dell'ellissoide delle velocità nei dischi galattici si può discriminare tra i due quale sia la sorgente dominante del riscaldamento del disco della galassia. Nei dintorni solari il rapporto tra le componenti verticale e radiale della dispersione di velocità è stato ricavato tramite misurazioni dirette delle velocità radiali e dei moti propri delle stelle vicine facendo uso di dati del satellite *Hipparcos* (Dehnen & Binney 1998). Nelle galassie esterne la forma dell'ellissoide delle velocità si può ricavare utilizzando il metodo proposto da Gerssen et al. (1997), che utilizza la misura della dispersione di velocità lungo la linea di vista (LOS, dall'inglese *line of sight*) della componente stellare lungo gli assi maggiore e minore del disco galattico.

Utilizzando dati fotometrici e spettroscopici disponibili per tre galassie a disco di inclinazione intermedia, Merrifield et al. (2001) suggerirono che il processo principale responsabile del riscaldamento dinamico del disco debba variare in funzione del tipo morfologico della galassia in esame. Gli urti con nubi molecolari giganti dominerebbero il riscaldamento dei dischi nelle galassie a spirale dei primi tipi, mentre le onde di densità dei bracci di spirale spiegherebbero il riscaldamento nei sistemi di tipo più avanzato, come si intuisce dalla Fig. 1.1.

Questo risultato preliminare è promettente, sebbene il numero di galassie per cui è già stata misurata la forma dell'ellissoide delle velocità sia troppo piccolo per poter trarre delle conclusioni definitive. Il problema che ci proponiamo di affrontare in questa tesi è proprio quello di andare ad aumentare il numero di queste galassie, per poter verificare l'ipotesi di Merrifield et al. (2001).

1.2 Elementi di dinamica dei sistemi non collisionali

1.2.1 Sistemi non collisionali

Esiste una fondamentale differenza tra il sistema di stelle, che formano una galassia e un sistema comunemente trattato in meccanica statistica, come quello di un insieme di molecole all'interno di una scatola. La differenza sta nella natura delle forze che agiscono tra le particelle che costituiscono il sistema. La forza tra due molecole di gas infatti è piccola, a meno che le molecole non siano molto vicine tra loro e si respingano violentemente. Di conseguenza, le molecole sono soggette ad accelerazioni intense e rapide, quando collidono l'una con l'altra. La forza gravitazionale, che agisce tra le stelle in una galassia, ha una natura completamente diversa perché è determinata dalla struttura complessiva della galassia piuttosto che dal fatto che la stella si trovi in prossimità di altre. Di conseguenza la forza su ciascuna stella non varia rapidamente e ogni stella accelera dolcemente grazie al campo di forza generato dalla galassia nel suo insieme.

Per poter descrivere la dinamica della galassia è quindi necessario costruire un potenziale medio agente sulla stella di prova, generato da tutte le altre stelle della galassia, che sia omogeneo e tale da poter trascurare gli urti tra le stelle che costituiscono il sistema, ossia che il fluido di stelle si possa considerare non collisionale. Per dimostrare l'ipotesi di omogeneità, si devono confrontare le accelerazioni dovute all'influenza di una singola stella a_* e alla galassia nel suo insieme a_{gal}

$$\frac{a_{\text{gal}}}{a_*} = \frac{GmN}{R^2} \frac{d^2}{Gm} = N^{\frac{1}{3}} \quad (1.1)$$

dove mN indica la massa della galassia, data dal prodotto della massa m di una singola stella con il numero totale N di stelle del sistema, R è il raggio del sistema e d è la distanza media tra stelle, assunta pari a $d = R/N^{\frac{1}{3}}$ per una distribuzione omogenea. Il calcolo mostra la predominanza dell'accelerazione galattica, da cui l'omogeneità del potenziale. La condizione di non collisionalità invece è sempre verificata tranne in alcuni casi peculiari come i nuclei di galassie ad alta densità, dove gli urti tra le stelle non sono più trascurabili. Per poter dimostrare la non collisionalità di un sistema di stelle, bisogna calcolare il tempo scala in cui l'urto avviene. Potremo concludere che l'urto è trascurabile se il tempo scala che lo caratterizza è molto grande rispetto ad un tempo scelto come riferimento, ad esempio l'età dell'Universo.

Dato un sistema di N stelle identiche di massa m , dove N è un numero molto grande (a.e., la Via Lattea possiede 10^{10} stelle), si studiano i diversi tipi di urto che può subire una stella di prova di massa M che attraversa il sistema.

Urto geometrico. Se due stelle si incontrano e si toccano, si verifica un urto geometrico. Determinando il tempo scala con cui questo tipo di urto può avvenire in una galassia tipica e confrontandolo con un tempo scala di riferimento, si può capire se questo tipo di evento sia o meno trascurabile.

Sia data una stella di prova caratterizzata da un raggio R che si muove nella galassia di appartenenza con velocità \mathbf{v} . In un tempo t la stella occupa un cilindro di spazio di volume pari a $\pi R^2 vt$, in cui si trova un numero di stelle pari a

$$N = \pi R^2 vtn, \quad (1.2)$$

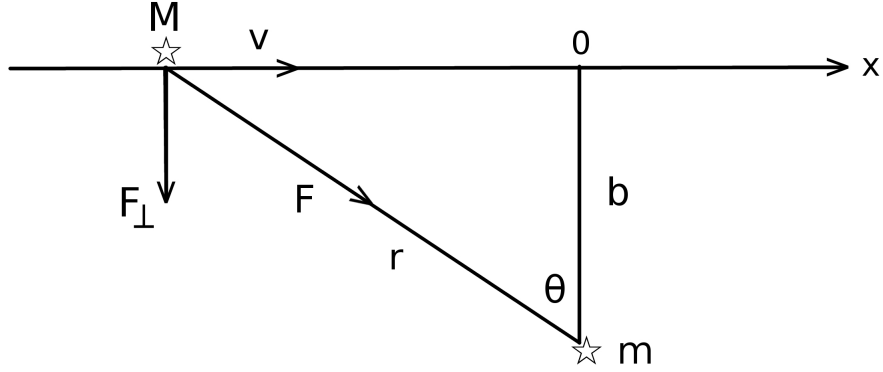


Figura 1.2: La stella di prova di massa M si muove in linea retta lungo l'asse delle x con velocità v . All'istante $t_0 = 0$, si trova alla minima distanza b , detta parametro d'impatto, dalla stella di campo di massa m .

dove n è la densità numerica di stelle. L'urto avviene se all'interno del volume è presente almeno un'altra stella

$$\pi R^2 v t_g n = 1 \quad (1.3)$$

da cui si ottiene che il tempo scala dell'urto vale

$$t_g = \frac{1}{\pi R^2 v n}. \quad (1.4)$$

Questo intervallo temporale si può calcolare, ad esempio, per una stella come il Sole: esso si muove con una velocità relativa pari a $v_{\odot} = 10^4 \text{ m s}^{-1}$ rispetto alle stelle che lo circondano, in un volume di spazio che contiene una densità di stelle pari a 10^{-1} pc^{-3} , perciò il tempo scala dell'urto geometrico vale circa 10^{21} yr , molto più dell'età dell'Universo. Gli urti geometrici sono quindi trascurabili.

Urto forte. Un urto forte avviene quando una singola stella di prova di massa M passa ad una distanza minima b , detta parametro di impatto, da una seconda stella di campo di massa m e l'interazione provoca un aumento considerevole della componente perpendicolare della velocità v_{\perp} della stella di prova. Si assuma che la stella di campo sia ferma durante l'urto e che l'origine dell'asse temporale corrisponda al momento in cui le stelle si trovano alla minima distanza. Inoltre il moto di M sia rettilineo dopo l'urto. La situazione descritta corrisponde a quella mostrata in Fig. 1.2.

La forza \mathbf{F} agisce sulla massa M per la presenza della massa m . La componente F_{\perp} è legata alla deviazione che subisce la stella di prova, come appare chiaro in Fig. 1.2

$$F_{\perp} = F \cos \theta = \frac{GmM}{r^2} \cos \theta = \frac{GmMb}{r^3} = \frac{GmMb}{(x^2 + b^2)^{\frac{3}{2}}} \simeq \frac{GmM}{b^2} \left[1 + \left(\frac{vt}{b} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}}. \quad (1.5)$$

D'altra parte, la componente perpendicolare della forza si può ricavare a partire dalla legge di Newton $\mathbf{F} = m\dot{\mathbf{v}}$, per cui $F_{\perp} = dv_{\perp}/dt$. Uguagliando le due espressioni

$$M \frac{dv_{\perp}}{dt} = \frac{GmM}{b^2} \left[1 + \left(\frac{vt}{b} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}} \quad (1.6)$$

si ottiene la variazione infinitesima di velocità nella direzione ortogonale al moto

$$dv_{\perp} = \frac{Gm}{b^2} \left[1 + \left(\frac{vt}{b} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}} dt. \quad (1.7)$$

A questo punto è possibile quantificare la variazione di velocità nella direzione ortogonale al moto lungo tutto il tragitto percorso da M

$$v_{\perp} = \int_{-\infty}^{+\infty} dv_{\perp} = \frac{Gm}{b^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[1 + \left(\frac{vt}{b} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}} dt \quad (1.8)$$

che per sostituzione $s = vt/b$ diventa

$$v_{\perp} = \frac{Gm}{bv} \int_{-\infty}^{+\infty} (1 + s^2)^{-\frac{3}{2}} ds = \frac{Gm}{bv} \left[\frac{s}{(1 + s^2)^{\frac{1}{2}}} \right]_{-\infty}^{+\infty} = \frac{2Gm}{bv}. \quad (1.9)$$

Questo risultato mostra come la deviazione totale v_{\perp} sia in pratica data dal prodotto tra l'accelerazione massima che è impressa alla stella di prova nel punto di minima distanza dalla stella di riferimento Gm/b^2 e il tempo dell'urto b/v . La condizione per cui l'urto forte si verifica è che $v_{\perp} \geq v$, da cui si ricava il parametro d'impatto dell'urto forte $b_f \leq 2Gm/v^2$. A questo punto è possibile ricavare il tempo scala dell'urto forte. La stella si muove spazzando il cilindro di volume $\pi b_f^2 vt$, l'urto si verifica quando un'altra stella si trova nel volume

$$\pi b_f^2 vt_g n = 1 \quad (1.10)$$

perciò il tempo scala dell'urto vale

$$t_f = \frac{1}{\pi b_f^2 v n} = \frac{v^3}{4\pi G^2 m^2 n}. \quad (1.11)$$

Il calcolo di t_f per il Sole restituisce un valore di 10^{15} yr quindi nei dintorni solari e tipicamente nelle galassie è possibile escludere la possibilità di urti forti.

Il tempo scala dell'urto forte in un sistema stellare può essere caratterizzato grazie al teorema del viriale, che per un sistema stazionario è espresso da

$$W + 2K = 0, \quad (1.12)$$

dove W rappresenta l'energia potenziale gravitazionale e K l'energia cinetica. In un sistema di raggio R costituito da N stelle, ciascuna caratterizzata da m e v , l'espressione del teorema del viriale (Eq. 1.12) diventa

$$-\frac{G(Nm)^2}{R} + Nmv^2 = 0 \quad (1.13)$$

la velocità con cui si muovono le stelle $v^2 = GNm/R$ si utilizza per riscaldare il tempo scala t_f al tempo di attraversamento $t_a = 2R/v$, che è l'intervallo temporale necessario ad una stella per attraversare il sistema

$$\frac{t_f}{t_a} = \frac{v^4}{2\pi G^2 m^2 n} = \frac{N^2}{2\pi R^3 n} = \frac{N^2/6}{4\pi R^3 n/3} \approx N. \quad (1.14)$$

Il risultato dimostra che, aumentando il numero di stelle del sistema, l'urto forte diventa sempre meno probabile.

Urto debole. Avendo escluso l'eventualità di urti forti per parametri di impatto inferiori a $b_f = 2Gm/v^2$, ci si può chiedere cosa succede per $b > b_f$ in un volume in cui le stelle sono molto distanti tra loro ma presenti in grande quantità. L'influenza di tutte le stelle del volume deflette la stella di prova. Per deflessioni piccole, quella dovuta ad una singola stella vale $\alpha = v_\perp/v$, mentre il contributo di tutte le stelle presenti nel volume in esame produce

$$\langle \alpha \rangle_{\text{tot}} = 0 \quad (1.15)$$

$$\langle \alpha^2 \rangle_{\text{tot}} \neq 0 \quad (1.16)$$

che corrisponde a

$$\langle v_\perp \rangle_{\text{tot}} = 0 \quad (1.17)$$

$$\langle v_\perp^2 \rangle_{\text{tot}} \neq 0 \quad (1.18)$$

dove

$$\langle v_\perp^2 \rangle_{\text{tot}} \approx N v_\perp^2. \quad (1.19)$$

La stella di prova si muove spazzando un cilindro cavo. Ogni elemento di volume ha raggio compreso tra b e $b + db$ e altezza pari a v e contiene un numero di stelle pari a

$$dN = 2\pi b db v t n \quad (1.20)$$

dove n è la densità numerica di stelle. Esse provocano una variazione infinitesima della velocità nella direzione ortogonale al moto data da

$$(dv_\perp^2)_{\text{tot}} = dN v_\perp^2, \quad (1.21)$$

per calcolare quindi la variazione totale di velocità nella direzione ortogonale al moto è sufficiente integrare tra il raggio minimo b_{\min} e il raggio massimo b_{\max} del cilindro cavo

$$\langle v_\perp^2 \rangle_{\text{tot}} = \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} dN v_\perp^2. \quad (1.22)$$

La componente perpendicolare della velocità si può calcolare a partire dalle Eq. 1.5 e 1.7 che sostituite nell'Eq. 1.22 restituiscono

$$\langle v_\perp^2 \rangle_{\text{tot}} = \frac{8\pi G^2 t n m^2}{v^2} \ln\left(\frac{N}{2}\right) \simeq \frac{8\pi G^2 t n m^2}{v^2} \ln(N) \quad (1.23)$$

per un valore di N molto grande, dove si è assunto

$$b_{\max} = R = \frac{GNm}{v^2} \quad (1.24)$$

pari al raggio del sistema ricavato dall'applicazione del teorema del viriale grazie all'Eq. 1.13 e

$$b_{\min} = \frac{2Gm}{v^2} \quad (1.25)$$

pari al parametro d'impatto dell'urto forte. La condizione per cui l'incontro avvenga è che

$$(v_{\perp}^2)_{\text{tot}} \geq v^2. \quad (1.26)$$

Dall'Eq. 1.23 si ottiene il tempo scala dell'urto

$$t_d = \frac{v^3}{8\pi G^2 n m^2 \ln(N)} \quad (1.27)$$

che può essere confrontato con il tempo di attraversamento $t_a = 2R/v$

$$\frac{t_d}{t_a} = \frac{v^4}{16\pi G^2 n m^2 R \ln(N)} = \frac{N}{12 \ln(N)} = n_a \quad (1.28)$$

dove $v^2 = GNm/R$ e n_a indica il numero di attraversamenti del sistema che devono avvenire nel tempo t_d affinché gli urti diventino significativi. Il suo valore dipende soltanto dal numero totale N di particelle del sistema: maggiore è il numero di particelle, meno probabile diventa l'urto debole. Con questo risultato è possibile quindi ricavare il tempo scala per una galassia tipica. Essa contiene $N \approx 10^{11}$ stelle, il tempo di attraversamento viene stimato attorno a 10^7 yr e quindi il tempo scala dell'urto debole diventa 10^{15} yr che è molto maggiore dell'età dell'Universo. Gli incontri tra stelle quindi diventano trascurabili, di qualsiasi tipo essi siano.

Alcuni esempi di sistemi non collisionali sono le galassie, gli ammassi di galassie, i nuclei di galassie e gli ammassi globulari in determinate condizioni. Tutte le trattazioni successive sono riferite a sistemi non collisionali.

1.2.2 Equazioni di fluidodinamica

Per ricavare le equazioni che descrivono lo stato dinamico delle stelle di una galassia è utile ricorrere al paragone con un fluido, per cui valgono le equazioni di continuità (o di Liouville) e del moto (o di Eulero).

Equazione di continuità (o di Liouville). Per descrivere lo stato di un fluido avente densità di massa $\rho(\mathbf{x}, t)$ e velocità $\mathbf{v}(\mathbf{x}, t)$ si utilizza l'equazione di continuità.

Si consideri un volume V di fluido limitato dalla superficie S . La massa contenuta nel volume al tempo t è

$$M(t) = \int_V \rho(\mathbf{x}, t) d^3\mathbf{x}. \quad (1.29)$$

Il tasso di variazione di massa associata al volume, cioè la massa che attraversa il volume è pari a

$$\frac{dM}{dt} = \int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} d^3\mathbf{x}. \quad (1.30)$$

La massa che fluisce attraverso l'elemento di area d^2S per unità di tempo è data da $\rho \mathbf{v} d^2\mathbf{S}$, dove $d^2\mathbf{S}$ è un vettore normale alla superficie che punta verso l'esterno, di intensità pari a d^2S . Quindi

$$\frac{dM}{dt} = - \int_S \rho \mathbf{v} d^2\mathbf{S} \quad (1.31)$$

e uguagliando le Eq. 1.30 e 1.31 si ottiene

$$\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} d^3 \mathbf{x} + \int_S \rho \mathbf{v} d^2 \mathbf{S} = 0, \quad (1.32)$$

utilizzando poi il teorema della divergenza, l'Eq. 1.32 può essere riscritta nella forma seguente

$$\int_V \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) \right] d^3 \mathbf{x} = 0. \quad (1.33)$$

Quest'ultima equazione deve essere valida in qualsiasi volume, perciò

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (1.34)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho v_i) = 0 \quad (1.35)$$

che è proprio l'equazione di continuità in forma vettoriale e scalare.

Equazione del moto (o di Eulero). Si consideri ancora un volume di fluido V , delimitato dalla superficie S . L'elemento di superficie $d^2 S$ è individuato dal vettore uscente ad esso normale $d^2 \mathbf{S}$. Su ciascun elemento di superficie $d^2 S$ agisce la pressione p , perciò il contributo complessivo della forza di pressione sull'intera superficie S è

$$\mathbf{P} = - \int_S p d^2 \mathbf{S}. \quad (1.36)$$

Per il teorema della divergenza la forza di pressione può essere riscritta

$$\mathbf{P} = - \int_V \nabla p d^3 \mathbf{x} \quad (1.37)$$

dove ∇p rappresenta il gradiente della pressione. Se supponiamo sia presente una forza esterna \mathbf{F} , allora il fluido è inserito in un potenziale che ne provoca il movimento. L'equazione del moto del fluido è

$$M \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F} + \mathbf{P} = -M \nabla \Phi - \int_V \nabla p d^3 \mathbf{x}. \quad (1.38)$$

Se si considera un elemento di volume caratterizzato da densità di massa ρ allora l'Eq. 1.38 diventa

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\rho \nabla \Phi - \nabla p \quad (1.39)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \frac{\partial v_i}{\partial x_i} \frac{\partial x_i}{\partial t} \right) = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} - \frac{\partial p}{\partial x_i} \quad (1.40)$$

che è l'equazione di Eulero in forma vettoriale e scalare. Essa descrive il moto dell'elemento di fluido sotto l'azione del potenziale e della pressione.

1.2.3 Equazione di Boltzmann

Funzione di distribuzione. In qualsiasi istante t , una descrizione completa dello stato di un sistema non collisionale nello spazio delle fasi è fornita dalla funzione di distribuzione $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$. Si consideri infatti un sistema formato da un gran numero di stelle che si muovono sotto l'influenza di un potenziale continuo $\Phi(\mathbf{x}, t)$. La funzione di distribuzione f specifica il numero $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d^3\mathbf{x} d^3\mathbf{v}$ di stelle confinate nel piccolo volume $d^3\mathbf{x}$ centrato in \mathbf{x} e aventi velocità comprese nell'intervallo $d^3\mathbf{v}$ centrato in \mathbf{v} . In questo modo si evince che la $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ definisce la densità nello spazio delle fasi, cioè fornisce il numero di punti rappresentativi di stelle presenti nell'unità di volume e quindi deve valere $f \geq 0$ ovunque nello spazio delle fasi.

Note le coordinate iniziali e le velocità di ciascuna stella, le leggi di Newton consentono di calcolare posizioni e velocità in ogni istante successivo. Conoscendo $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t_0)$ è quindi possibile calcolare $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ in qualsiasi istante $t \neq t_0$, utilizzando soltanto l'informazione contenuta in $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t_0)$.

Quando le stelle si muovono nello spazio ordinario, esse variano sia la loro posizione \mathbf{x} che la loro velocità \mathbf{v} ; nello spazio delle fasi la continuità della funzione di distribuzione è garantita dalla validità di non collisionalità del sistema. Le coordinate spaziali nello spazio delle fasi sono

$$\mathbf{w} \equiv (\mathbf{x}, \mathbf{v}) \quad (1.41)$$

mentre le coordinate della velocità del flusso di stelle sono

$$\dot{\mathbf{w}} \equiv (\dot{\mathbf{x}}, \dot{\mathbf{v}}) = (\mathbf{v}, -\nabla\Phi). \quad (1.42)$$

In corrispondenza delle posizioni occupate dalle stelle il potenziale $\Phi(\mathbf{x}, t)$ è singolare, tuttavia nessuna stella ne viene influenzata, in quanto l'omogeneità del potenziale e la trascurabilità degli urti sono state dimostrate in Sez. 1.2.1.

Equazione di Boltzmann. Il flusso di stelle descritto dalle coordinate $\dot{\mathbf{w}}$ conserva le stelle, in assenza di urti cioè, i punti rappresentativi delle stelle nello spazio delle fasi non saltano da una posizione all'altra, bensì si spostano con continuità in esso. Per questo motivo si può affermare che la funzione di distribuzione $f(\mathbf{w}, t)$ soddisfa un'equazione di continuità analoga a quella che caratterizza la densità di massa $\rho(\mathbf{x}, t)$ di un flusso ordinario di fluido. Sostituendo quindi la f alla ρ nella funzione di continuità (Eq. 1.34) si ottiene

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot (f \dot{\mathbf{w}}) = 0 \quad (1.43)$$

e quindi

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{\alpha=1}^6 \frac{\partial}{\partial w_{\alpha}} (f \dot{w}_{\alpha}) = \frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{\alpha=1}^6 \left[\frac{\partial f}{\partial w_{\alpha}} \dot{w}_{\alpha} + f \frac{\partial \dot{w}_{\alpha}}{\partial w_{\alpha}} \right] = 0. \quad (1.44)$$

Dalla definizione di $\dot{\mathbf{w}}$ si possono separare le coordinate spaziali dalla velocità

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} v_i + \frac{\partial f}{\partial v_i} \dot{v}_i + f \frac{\partial v_i}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial v_i} \dot{v}_i \right) = 0 \quad (1.45)$$

dal momento che $\dot{v}_i = -\nabla\Phi$ l'equazione precedente può essere riscritta nella forma

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \left\{ \frac{\partial f}{\partial x_i} v_i + \frac{\partial f}{\partial v_i} \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \right) + f \left[\frac{\partial v_i}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial v_i} \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \right) \right] \right\} = 0 \quad (1.46)$$

il quarto termine dell'Eq. 1.46 si annulla poiché nello spazio delle fasi le coordinate spaziali sono indipendenti dalla velocità, mentre il quinto si annulla dal momento che l'accelerazione è indipendente dalla velocità. Si ricava quindi l'equazione di Boltzmann in forma vettoriale e scalare

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f - \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} \cdot \nabla \Phi = 0 \quad (1.47)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_1^3 \left(v_i \frac{\partial f}{\partial x_i} - \frac{\partial f}{\partial v_i} \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \right) = 0. \quad (1.48)$$

1.2.4 Equazioni di Jeans

La funzione di distribuzione f coinvolge sette variabili, per questo motivo l'equazione di Boltzmann non è di facile risoluzione con gli osservabili a disposizione. Si possono tuttavia ottenere informazioni utili considerando i momenti delle velocità dell'equazione di Boltzmann. Infatti moltiplicando l'Eq. 1.46 per v_j^n e integrando su tutte le velocità, è possibile estrarre i momenti delle velocità di ordine n dell'equazione.

Prima equazione di Jeans. La prima equazione di Jeans è l'equivalente nella dinamica stellare di quella di continuità in fluidodinamica. Si consideri l'Eq.1.48 e la si integri su tutte le possibili velocità, che equivale al calcolo del momento delle velocità di ordine 0

$$\int_{\mathbb{R}^3} \frac{\partial f}{\partial t} d^3 \mathbf{v} + \int_{\mathbb{R}^3} \frac{\partial f}{\partial x_i} v_i d^3 \mathbf{v} - \int_{\mathbb{R}^3} \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial v_i} d^3 \mathbf{v} = 0 \quad (1.49)$$

dove si è ommesso il simbolo di sommatoria negli indici ripetuti. Si analizzano singolarmente i termini dell'Eq. 1.49, l'integrazione è fatta in ogni caso su \mathbb{R}^3 , anche se il simbolo viene ommesso. Per quanto riguarda il primo termine, dal momento che l'intervallo di velocità su cui si integra non dipende dal tempo, è possibile portare fuori dal simbolo di integrale la derivata parziale $\partial/\partial t$

$$\int \frac{\partial f}{\partial t} d^3 \mathbf{v} = \frac{\partial}{\partial t} \int f d^3 \mathbf{v} = \frac{\partial \nu}{\partial t} \quad (1.50)$$

dove viene definita la densità spaziale di stelle ν come

$$\nu \equiv \int f d^3 \mathbf{v}. \quad (1.51)$$

Essa individua tutte le stelle centrate in \mathbf{x} per unità di volume $d^3 \mathbf{x}$ con tutte le velocità possibili nello spazio delle fasi.

Il secondo termine dell'Eq. 1.49 si può sviluppare considerando la derivata di un prodotto di funzioni

$$\int \frac{\partial}{\partial x_i} (f v_i) d^3 \mathbf{v} = \int \frac{\partial f}{\partial x_i} v_i d^3 \mathbf{v} + \int f \frac{\partial v_i}{\partial x_i} d^3 \mathbf{v} \quad (1.52)$$

dove l'ultimo termine dell'Eq. 1.52 si annulla poiché nello spazio delle fasi la velocità è indipendente dalla posizione, inoltre, la derivata parziale $\partial/\partial x_i$ si può portare fuori dal segno

dell'integrale in quanto x_i è indipendente da \mathbf{v} , ottenendo così

$$\int \frac{\partial}{\partial x_i}(f v_i) d^3 \mathbf{v} = \int \frac{\partial f}{\partial x_i} v_i d^3 \mathbf{v} = \frac{\partial f}{\partial x_i} \int v_i d^3 \mathbf{v} = \frac{\partial}{\partial x_i}(\nu \langle v_i \rangle) \quad (1.53)$$

dove è stata definita la componente i -esima della velocità media delle stelle come

$$\langle v_i \rangle \equiv \frac{1}{\nu} \int f v_i d^3 \mathbf{v}. \quad (1.54)$$

Infine, l'ultimo termine dell'Eq. 1.49 può essere riscritto portando fuori dal simbolo di integrale il termine $\partial \Phi / \partial x_i$ dal momento che il gradiente del potenziale è indipendente dalla velocità. L'integrale si può immaginare, tramite l'applicazione del teorema della divergenza, come un integrale di superficie: quando essa tende all'infinito, la funzione di distribuzione f tende ad annullarsi poiché a distanza infinita non ci sono stelle che acquistano velocità infinita. Dal momento che la f in queste condizioni si annulla più rapidamente di quanto la superficie cresca, il termine si annulla

$$\int \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial v_i} d^3 \mathbf{v} = \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \int \frac{\partial}{\partial v_i} f d^3 \mathbf{v} = 0. \quad (1.55)$$

L'Eq. 1.49 quindi diventa

$$\frac{\partial \nu}{\partial t} + \nabla \cdot (\nu \langle \mathbf{v} \rangle) = 0 \quad (1.56)$$

$$\frac{\partial \nu}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\nu \langle v_i \rangle) = 0 \quad (1.57)$$

espressioni che rappresentano la prima equazione di Jeans in forma vettoriale e scalare, che di fatto corrisponde ad una equazione di continuità.

Seconda equazione di Jeans. La seconda equazione di Jeans è l'equivalente nella dinamica stellare di quella del moto in fluidodinamica. Si consideri l'Eq. 1.48 e se ne calcoli il momento delle velocità di ordine 1, moltiplicando l'equazione per v_j e integrando su tutte le velocità possibili

$$\int_{\mathbb{R}^3} \frac{\partial f}{\partial t} v_j d^3 \mathbf{v} + \int_{\mathbb{R}^3} \frac{\partial f}{\partial x_i} v_i v_j d^3 \mathbf{v} - \int_{\mathbb{R}^3} \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial v_i} v_j d^3 \mathbf{v} = 0. \quad (1.58)$$

Il primo termine dell'Eq. 1.58 si può sviluppare considerando la derivata di un prodotto di funzioni

$$\int \frac{\partial f}{\partial t} v_j d^3 \mathbf{v} = \int \left[\frac{\partial}{\partial t}(f v_j) - f \frac{\partial}{\partial t} v_j \right] d^3 \mathbf{v} \quad (1.59)$$

dove il secondo termine si annulla in quanto il termine $\partial v_j / \partial t$ non rappresenta un'accelerazione nello spazio delle fasi. Portando fuori dal simbolo di integrale la derivata temporale $\partial / \partial t$ si ottiene

$$\int \frac{\partial f}{\partial t} v_j d^3 \mathbf{v} = \frac{\partial}{\partial t} \int (f v_j) d^3 \mathbf{v} = \frac{\partial}{\partial t}(\nu \langle v_j \rangle) \quad (1.60)$$

dato che

$$\langle v_j \rangle = \frac{1}{\nu} \int v_j f d^3 \mathbf{v}. \quad (1.61)$$

Per quanto riguarda il secondo termine dell'Eq. 1.58 invece

$$\int \frac{\partial f}{\partial x_i} v_i v_j d^3 \mathbf{v} = \int \left[\frac{\partial}{\partial x_i} (f v_i v_j) - f \frac{\partial}{\partial x_i} (v_i v_j) \right] d^3 \mathbf{v} = \quad (1.62)$$

$$= \int \frac{\partial}{\partial x_i} (f v_i v_j) d^3 \mathbf{v} - \int f v_j \frac{\partial}{\partial x_i} v_i d^3 \mathbf{v} - \int f v_i \frac{\partial}{\partial x_i} v_j d^3 \mathbf{v} = \frac{\partial}{\partial x_i} (\nu \langle v_i v_j \rangle), \quad (1.63)$$

avendo definito la velocità quadratica media delle stelle nel modo seguente

$$\langle v_i v_j \rangle \equiv \frac{1}{\nu} \int f v_i v_j d^3 \mathbf{v}. \quad (1.64)$$

Infine il terzo termine dell'Eq. 1.58 diventa

$$\int \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial v_i} v_j d^3 \mathbf{v} = \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \int \frac{\partial f}{\partial v_i} v_j d^3 \mathbf{v} = \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \int \left[\frac{\partial}{\partial v_i} (f v_j) - f \frac{\partial}{\partial v_i} v_j \right] d^3 \mathbf{v} = \quad (1.65)$$

$$= \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \int \frac{\partial}{\partial v_i} (f v_j) d^3 \mathbf{v} - \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \int f \frac{\partial v_j}{\partial v_i} d^3 \mathbf{v}. \quad (1.66)$$

Dato che

$$\frac{\partial v_j}{\partial v_i} = \delta_{ij} \quad (1.67)$$

con $\delta_{ij}=1$ se $i=j$ e $\delta_{ij}=0$ se $i \neq j$, v_i e v_j sono tra loro indipendenti e ortogonali e che

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \int \frac{\partial}{\partial v_i} (f v_j) d^3 \mathbf{v} = 0 \quad (1.68)$$

per il teorema della divergenza, il terzo termine dell'Eq. 1.58 diventa

$$\int \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \frac{\partial v_j}{\partial v_i} f d^3 \mathbf{v} = - \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \delta_{ij} \int f d^3 \mathbf{v} = - \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \delta_{ij} \nu = - \nu \frac{\partial \Phi}{\partial x_j}, \quad (1.69)$$

così l'Eq. 1.58 può essere riscritta in forma scalare come

$$\frac{\partial}{\partial t} (\nu \langle v_j \rangle) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\nu \langle v_i v_j \rangle) + \nu \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} = 0 \quad (1.70)$$

detta seconda equazione di Jeans. Si tratta di un'equazione del moto analoga all'Eq. 1.40, come si può vedere più chiaramente riscrivendo l'Eq. 1.70 in un'altra forma che di seguito ricaviamo.

Si consideri l'Eq. 1.56 che viene moltiplicata per $\langle v_j \rangle$ e sottratta all'Eq. 1.70, ottenendo la seguente espressione

$$\frac{\partial \nu}{\partial t} \langle v_j \rangle + \nu \frac{\partial \langle v_j \rangle}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\nu \langle v_i v_j \rangle) + \nu \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} - \frac{\partial \nu}{\partial t} \langle v_j \rangle - \langle v_j \rangle \frac{\partial}{\partial x_i} (\nu \langle v_i \rangle) = 0. \quad (1.71)$$

Siccome la densità è indipendente dal tempo, il primo e il quinto termine sono nulli, il sesto termine, invece, può essere riscritto utilizzando la derivata di un prodotto

$$\langle v_j \rangle \frac{\partial (\nu \langle v_i \rangle)}{\partial x_i} = - \frac{\partial \langle v_j \rangle}{\partial x_i} \nu \langle v_i \rangle + \frac{\partial}{\partial x_i} (\nu \langle v_i \rangle \langle v_j \rangle), \quad (1.72)$$

che in notazione vettoriale diventa

$$\langle \mathbf{v} \rangle \nabla (\nu \langle \mathbf{v} \rangle) = -\nu (\langle \mathbf{v} \rangle \cdot \nabla) \langle \mathbf{v} \rangle + \nabla (\nu \langle \mathbf{v} \rangle^2). \quad (1.73)$$

L'Eq. 1.71 si può dunque riscrivere come

$$\nu \frac{\partial \langle v_j \rangle}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\nu \langle v_i v_j \rangle) + \frac{\partial \langle v_j \rangle}{\partial x_i} \nu \langle v_i \rangle - \frac{\partial}{\partial x_i} (\nu \langle v_i \rangle \langle v_j \rangle) + \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \nu = 0. \quad (1.74)$$

Il quadrato della dispersione di velocità σ_{ij}^2 si può definire come

$$\sigma_{ij}^2 = \frac{1}{\nu} \int f(v_i - \langle v_i \rangle)(v_j - \langle v_j \rangle) d^3 \mathbf{v} = \langle v_i v_j \rangle - \langle v_i \rangle \langle v_j \rangle \quad (1.75)$$

e perciò il secondo e il quarto termine dell'Eq. 1.74 si possono unire nel modo seguente

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\nu \langle v_i v_j \rangle) - \frac{\partial}{\partial x_i} (\nu \langle v_i \rangle \langle v_j \rangle) = \frac{\partial}{\partial x_i} (\nu \sigma_{ij}^2) \quad (1.76)$$

e la seconda equazione di Jeans in forma vettoriale e scalare diventa

$$\nu \frac{\partial \langle \mathbf{v} \rangle}{\partial t} + \nu (\langle \mathbf{v} \rangle \cdot \nabla) \langle \mathbf{v} \rangle = -\nu \nabla \Phi - \nabla (\nu \sigma^2) \quad (1.77)$$

$$\nu \frac{\partial \langle v_j \rangle}{\partial t} + \nu \langle v_i \rangle \frac{\partial \langle v_j \rangle}{\partial x_i} = -\frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \nu - \frac{\partial}{\partial x_i} (\nu \sigma_{ij}^2) \quad (1.78)$$

da cui appare evidente l'analogia con l'equazione del moto in fluidodinamica (Eq. 1.40).

1.2.5 Equazione dell'*asymmetric drift*

Un qualsiasi sistema stellare nei dintorni solari, con elevata velocità quadratica media radiale $\langle v_R^2 \rangle$, ruota attorno al centro galattico più lentamente del *local standard of rest* (cioè, del punto con velocità circolare locale). Si definisce come *asymmetric drift* di una popolazione stellare la differenza tra la velocità circolare locale e la velocità di rotazione media della popolazione $v_c - \langle v_\phi \rangle$. Questa relazione è una diretta conseguenza della seconda equazione di Jeans (Binney & Tremaine 2008). In Fig. 1.3 si osserva la distribuzione delle differenze tra la velocità azimutale osservata v_ϕ e la velocità circolare v_c per stelle nei dintorni solari: la coda nelle velocità negative mostra come molte di esse restino indietro rispetto alla velocità circolare.

Si consideri quindi l'Eq. 1.78 espressa in simmetria cilindrica e calcolata per la componente radiale v_R

$$\frac{\partial}{\partial t} (\nu \langle v_R \rangle) + \frac{\partial}{\partial R} (\nu \langle v_R^2 \rangle) + \frac{\partial}{\partial z} (\nu \langle v_R v_z \rangle) + \nu \left(\frac{\langle v_R^2 \rangle - \langle v_\phi^2 \rangle}{R} + \frac{\partial \Phi}{\partial R} \right) = 0. \quad (1.79)$$

A questo punto è necessario fare alcune ipotesi semplificative:

1. Si ipotizza che il sistema sia in stato stazionario, in questo modo l'Eq. 1.79 diventa

$$\frac{\partial}{\partial R} (\nu \langle v_R^2 \rangle) + \nu \frac{\partial}{\partial z} (\langle v_R v_z \rangle) + \frac{\partial \nu}{\partial z} (\langle v_R v_z \rangle) + \nu \left(\frac{\langle v_R^2 \rangle - \langle v_\phi^2 \rangle}{R} \right) = -\nu \frac{\partial \Phi}{\partial R}; \quad (1.80)$$

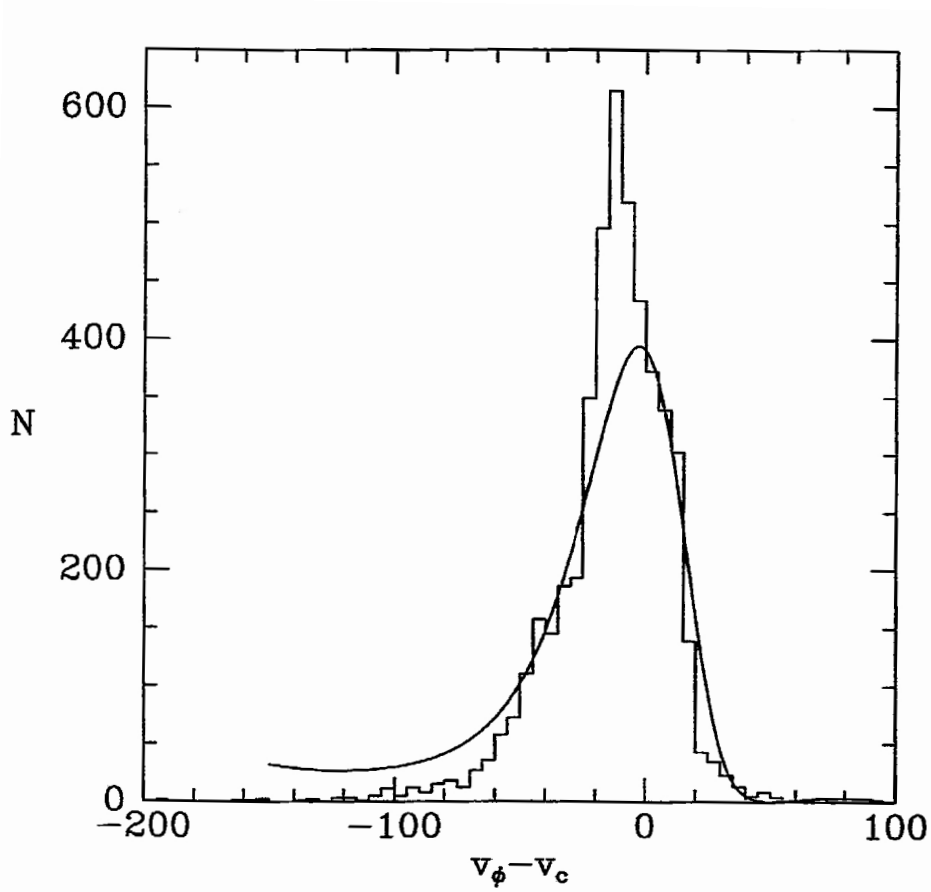


Figura 1.3: Distribuzione delle differenze tra la velocità azimutale osservata v_ϕ e la velocità circolare v_c in una popolazione stellare nei dintorni solari (Nordström et al. 2004).

2. Si suppone di trovarsi sul piano galattico $z \simeq 0$ dove la densità numerica è praticamente costante e perciò la sua derivata rispetto alla direzione verticale è nulla da cui segue che l'Eq. 1.80 diventa

$$\frac{\partial}{\partial R}(\nu \langle v_R^2 \rangle) + \nu \frac{\partial}{\partial z}(\langle v_R v_z \rangle) + \nu \left(\frac{\langle v_R^2 \rangle - \langle v_\phi^2 \rangle}{R} \right) = -\nu \frac{\partial \Phi}{\partial R}; \quad (1.81)$$

3. Si assume che l'ellissoide delle velocità σ_{ij}^2 abbia gli assi allineati con il sistema di riferimento (R, ϕ, z) e che sia diagonalizzato, in modo che

$$\sigma_{Rz}^2 = \langle v_R v_z \rangle - \langle v_R \rangle \langle v_z \rangle = 0 \quad (1.82)$$

cioè

$$\langle v_R v_z \rangle = \langle v_R \rangle \langle v_z \rangle. \quad (1.83)$$

Moltiplicando tutti i termini dell'Eq. 1.81 per R/ν e ricordando che il gradiente del potenziale moltiplicato per il raggio dà il quadrato della velocità circolare

$$R \frac{\partial \Phi}{\partial R} = v_c^2 \quad (1.84)$$

si ottiene l'espressione

$$\frac{R}{\nu} \frac{\partial}{\partial R} (\nu \langle v_R^2 \rangle) + R \frac{\partial}{\partial z} (\langle v_R v_z \rangle) + (\langle v_R^2 \rangle - \langle v_\phi^2 \rangle) = -v_c^2. \quad (1.85)$$

L'Eq. 1.85 si può riscrivere considerando che

$$\frac{1}{\nu} \frac{\partial}{\partial R} (R \nu \langle v_R^2 \rangle) = \frac{R}{\nu} \frac{\partial}{\partial R} (\nu \langle v_R^2 \rangle) + \langle v_R^2 \rangle \quad (1.86)$$

per cui si ha

$$v_c^2 - \langle v_\phi \rangle^2 = -\langle v_R^2 \rangle - \frac{R}{\nu} \frac{\partial}{\partial R} (\nu \langle v_R^2 \rangle) - R \frac{\partial}{\partial z} (\langle v_R v_z \rangle) + \sigma_\phi^2 \quad (1.87)$$

raccogliendo poi $-\langle v_R^2 \rangle$ nel membro a destra segue che

$$v_c^2 - \langle v_\phi \rangle^2 = -\langle v_R^2 \rangle \left(1 + \frac{R}{\nu \langle v_R^2 \rangle} \frac{\partial}{\partial R} (\nu \langle v_R^2 \rangle) + \frac{R}{\langle v_R^2 \rangle} \frac{\partial}{\partial z} (\langle v_R v_z \rangle) - \frac{\sigma_\phi^2}{\langle v_R^2 \rangle} \right) \quad (1.88)$$

dove il termine misto può essere trascurato poiché la variazione della dispersione lungo la direzione verticale è molto inferiore di quella lungo la direzione radiale. Il secondo termine dell'Eq. 1.88 può essere sviluppato come

$$\frac{R}{\nu \langle v_R^2 \rangle} \frac{\partial}{\partial R} (\nu \langle v_R^2 \rangle) = \frac{\partial \ln(\nu \langle v_R^2 \rangle)}{\partial \ln R} = \frac{R}{\nu} \frac{\partial \nu}{\partial R} + \frac{R}{\langle v_R^2 \rangle} \frac{\partial \langle v_R^2 \rangle}{\partial R}, \quad (1.89)$$

e dunque l'Eq. 1.88 diventa

$$v_c^2 - \langle v_\phi \rangle^2 = -\langle v_R^2 \rangle \left(1 + \frac{R}{\nu} \frac{\partial \nu}{\partial R} + \frac{R}{\langle v_R^2 \rangle} \frac{\partial \langle v_R^2 \rangle}{\partial R} - \frac{\sigma_\phi^2}{\langle v_R^2 \rangle} \right). \quad (1.90)$$

Se la densità numerica delle stelle può essere descritta tramite un andamento esponenziale

$$\nu = \nu_0 e^{-\frac{R}{h}} \quad (1.91)$$

allora l'Eq. 1.88 diventa

$$v_c^2 - \langle v_\phi \rangle^2 = -\langle v_R^2 \rangle \left(1 - \frac{R}{h} + \frac{R}{\langle v_R^2 \rangle} \frac{\partial \langle v_R^2 \rangle}{\partial R} - \frac{\sigma_\phi^2}{\langle v_R^2 \rangle} \right) \quad (1.92)$$

che è proprio l'espressione dell'*asymmetric drift*.

Se si ipotizza che le stelle si muovano su orbite circolari, caratterizzate cioè da velocità radiale media nulla $\langle v_R \rangle$, allora le dispersioni di velocità radiale e azimutale si possono esprimere tramite le seguenti relazioni

$$\sigma_R^2 = \langle v_R^2 \rangle - \langle v_R \rangle^2 = \langle v_R^2 \rangle \quad (1.93)$$

$$\sigma_\phi^2 = \langle v_\phi^2 \rangle - \langle v_\phi \rangle^2, \quad (1.94)$$

e l'Eq. 1.92 può essere riscritta come

$$v_c^2 - \langle v_\phi \rangle^2 = -\sigma_R^2 \left(1 + \frac{R}{\nu \sigma_R^2} \frac{\partial}{\partial R} (\nu \sigma_R^2) - \frac{\sigma_\phi^2}{\sigma_R^2} \right). \quad (1.95)$$

1.2.6 Ellissoide delle velocità

Come è già apparso nella Sez. 1.2.4, la seconda equazione di Jeans (Eq. 1.77)

$$\nu \frac{\partial \langle \mathbf{v} \rangle}{\partial t} + \nu (\langle \mathbf{v} \rangle \cdot \nabla) \langle \mathbf{v} \rangle = -\nu \nabla \Phi - \nabla (\nu \sigma^2) \quad (1.96)$$

è confrontabile con l'equazione del moto (Eq. 1.40)

$$\frac{\partial \langle \mathbf{v} \rangle}{\partial t} + (\langle \mathbf{v} \rangle \cdot \nabla) \langle \mathbf{v} \rangle = -\nabla \Phi - \frac{1}{\rho} \nabla p, \quad (1.97)$$

che porta ad un'analogia tra il termine $\nu \sigma^2$ contenuto nell'Eq. 1.77 e la pressione p contenuta nell'Eq. 1.97. Il termine σ^2 è un tensore simmetrico e in ogni punto dello spazio è possibile scegliere una terna cartesiana \hat{e}_i nella quale il tensore risulta diagonale, cioè $\sigma_{ij}^2 = \sigma_{ij}^2 \delta_{ij}$. Da questa definizione è possibile costruire l'ellissoide delle velocità come l'ellissoide che ha come semiassi le radici quadrate delle componenti $\sigma_{11}^2, \sigma_{22}^2$ e σ_{33}^2 del tensore simmetrico diagonalizzato.

1.3 Misura dell'ellissoide delle velocità nei dischi galattici

1.3.1 Determinazione del rapporto σ_z/σ_R

Si supponga di voler misurare l'ellissoide delle velocità nel disco di una galassia caratterizzata da un angolo di inclinazione i . La galassia sia centrata in un sistema di coordinate cilindriche (R, ϕ, z) : il disco giace sul piano (x, y) , dove l'asse x coincide con la linea dei nodi (LON, dall'inglese *line of nodes*), cioè lungo la linea di intersezione tra il piano del cielo e il piano galattico. Dato un generico punto P della galassia, la coordinata z descrive la distanza tra esso e la sua proiezione sul piano (x, y) , R rappresenta invece la distanza dall'origine del punto proiettato, mentre l'anomalia ϕ rappresenta l'angolo che si forma tra R e l'asse x . È possibile costruire l'ellissoide delle velocità in un punto qualsiasi P del disco a partire dalla misura della dispersione di velocità lungo la LOS.

Supponiamo che l'osservatore si trovi inizialmente sul piano del disco: la LOS interseca il disco nel punto $P(r, \phi)$, di cui si vuole costruire l'ellissoide delle velocità (Fig. 1.4).

In questa configurazione si possono misurare le proiezioni delle dispersioni di velocità lungo la LOS. Esse valgono

$$\sigma_R \sin \phi \quad (1.98)$$

$$\sigma_\phi \cos \phi \quad (1.99)$$

dove σ_R è la componente radiale della dispersione di velocità, mentre σ_ϕ rappresenta la componente tangenziale. La dispersione di velocità verticale σ_z è in questo caso perpendicolare alla LOS, perciò la sua proiezione è nulla.

In genere però il disco galattico appare inclinato rispetto all'osservatore; in questa condizione, raffigurata in Fig. 1.5, le componenti della dispersione di velocità misurate lungo la LOS sono

$$\sigma_R \sin \phi \sin i \quad (1.100)$$

$$\sigma_\phi \cos \phi \sin i \quad (1.101)$$

$$\sigma_z \cos i. \quad (1.102)$$

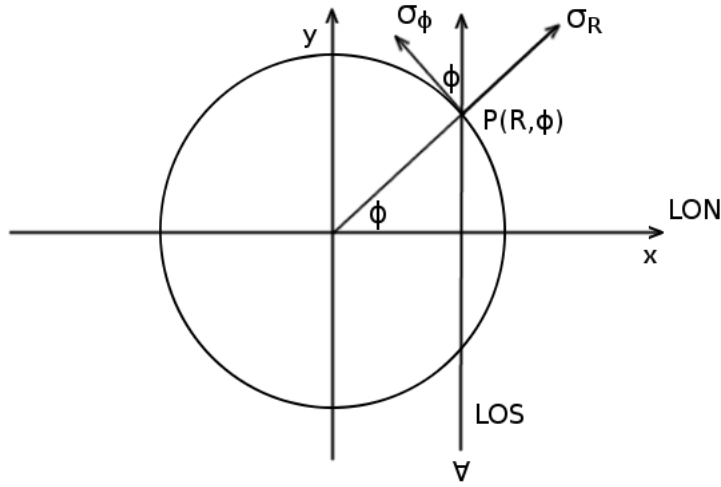


Figura 1.4: Geometria del sistema visto di faccia: il disco galattico si trova sul piano (x, y) , dove l'asse delle x corrisponde alla LON, linea di intersezione tra il piano del cielo e il piano del disco. L'osservatore è posizionato sul piano del disco: la sua LOS interseca il disco nel punto $P(R, \phi)$. L'osservatore misura quindi le proiezioni delle componenti σ_R e σ_ϕ nel punto P, mentre la proiezione della componente σ_z in questa configurazione è nulla perché perpendicolare alla LOS.

Da queste considerazioni si deduce che la dispersione di velocità lungo la linea di vista σ_{LOS} è data

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{LOS}}^2 &= \sigma_R^2 \sin^2 \phi \sin^2 i + \sigma_\phi^2 \cos^2 \phi \sin^2 i + \sigma_z^2 \cos^2 i = \\ &= (\sigma_R^2 \sin^2 \phi + \sigma_\phi^2 \cos^2 \phi) \sin^2 i + \sigma_z^2 \cos^2 i.\end{aligned}\quad (1.103)$$

Le dispersioni di velocità lungo l'asse maggiore ($\phi=0^\circ$) e minore ($\phi=90^\circ$) del disco sono rispettivamente

$$\sigma_{\text{mj}}^2(R) = \sigma_\phi^2 \sin^2 i + \sigma_z^2 \cos^2 i \quad (1.104)$$

$$\sigma_{\text{mn}}^2(R \cos i) = \sigma_R^2 \sin^2 i + \sigma_z^2 \cos^2 i. \quad (1.105)$$

Lungo l'asse maggiore, la componente radiale σ_R dell'ellissoide delle velocità non è misurabile in quanto è perpendicolare alla LOS, lungo l'asse minore non è misurabile la componente tangenziale σ_ϕ .

Purtroppo non è possibile ricavare le tre componenti della dispersione di velocità utilizzando soltanto le Eq. 1.104 e 1.105: infatti il numero di osservabili è inferiore a quello delle variabili da ricavare e quindi si rende necessario aggiungere una terza relazione.

Dal momento che si studiano i moti delle stelle posizionate del disco, è possibile assumere che esse si muovano su orbite quasi circolari, tali per cui la velocità radiale media è nulla. In queste condizioni vale l'approssimazione epiciclica, secondo la quale il rapporto tra le componenti tangenziale e radiale è univocamente determinato dalle costanti di Oort A e B

$$\frac{\sigma_\phi^2}{\sigma_R^2} = \frac{-B}{A - B} \quad (1.106)$$

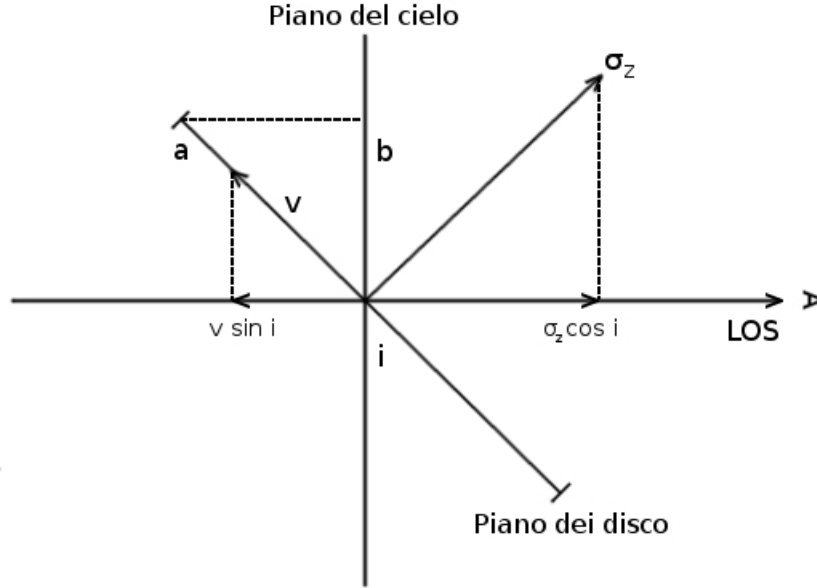


Figura 1.5: Geometria del sistema visto di taglio: il disco galattico risulta inclinato di un angolo i rispetto al piano del cielo. a rappresenta il semiasse maggiore del disco galattico, mentre $b = a \cos i$ rappresenta il semiasse minore proiettato in cielo. L'osservatore si trova al di fuori del piano del disco e l'angolo di intersezione tra la sua LOS e il piano del disco vale $(90^\circ - i)$. Egli potrà quindi misurare le proiezioni delle componenti σ_R , σ_ϕ e σ_z della dispersione di velocità lungo la LOS.

dove

$$A = \frac{1}{2} \left(\frac{v_c}{R} - \frac{dv_c}{dR} \right) \quad (1.107)$$

$$B = -\frac{1}{2} \left(\frac{v_c}{R} + \frac{dv_c}{dR} \right), \quad (1.108)$$

con R distanza dal centro galattico alla quale si vogliono ottenere le costanti di Oort e v_c la corrispondente velocità circolare. Grazie a queste relazioni è possibile derivare il rapporto σ_ϕ^2/σ_R^2 in approssimazione epiciclica

$$\frac{\sigma_\phi^2}{\sigma_R^2} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{R}{v_c} \frac{dv_c}{dR} \right) = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{d \ln v_c}{d \ln R} \right). \quad (1.109)$$

A questo punto le Eq. 1.104 e 1.105 e 1.109 consentono di determinare i valori di σ_R , σ_ϕ e σ_z , purché siano note l'inclinazione del disco i e la velocità circolare v_c . Da un'analisi fotometrica si può derivare l'inclinazione i del disco misurando i semiassi maggiore e minore del disco proiettati, come mostrato in Fig. 1.5

$$i = \arccos \left(\frac{b}{a} \right). \quad (1.110)$$

La componente stellare si può utilizzare come tracciante del potenziale e applicando l'equazione dell'*asymmetric drift* si può ricavare $\langle v_\phi \rangle$

$$v_c^2 - \langle v_\phi \rangle^2 = -\sigma_R^2 \left(1 + \frac{R}{\nu \sigma_R^2} \frac{\partial}{\partial R} (\nu \sigma_R^2) - \frac{\sigma_\phi^2}{\sigma_R^2} \right). \quad (1.111)$$

La velocità circolare v_c si può misurare direttamente dalla curva di rotazione del gas, parametrizzata come segue

$$v_c = v_0 R^\alpha \quad (1.112)$$

dove v_0 rappresenta la velocità di scala e α un esponente appropriato. Da ciò si ricava che

$$\frac{d \ln v_c}{d \ln R} = \alpha \quad (1.113)$$

che sostituito nell'Eq. 1.106 restituisce

$$\frac{\sigma_\phi^2}{\sigma_R^2} = \frac{1}{2}(1 + \alpha). \quad (1.114)$$

Inoltre è ragionevole assumere un andamento esponenziale per le componenti R e z della dispersione, con lo stesso raggio di scala a , nella forma

$$\sigma_R = \sigma_{R,0} e^{-\frac{R}{a}} \quad (1.115)$$

$$\sigma_z = \sigma_{z,0} e^{-\frac{R}{a}} \quad (1.116)$$

dove $\sigma_{R,0}$ e $\sigma_{z,0}$ rappresentano i valori centrali delle componenti radiale e verticale della dispersione di velocità. Secondo quanto assunto all'inizio della derivazione, la forma dell'ellissoide delle velocità non varia con il raggio, al contrario varia il valore assoluto del raggio e di conseguenza le dimensioni dell'ellissoide della velocità, che sono maggiori al centro dove la dispersione è maggiore.

Sostituendo le Eq. 1.114, 1.115 e 1.116 nelle Eq. 1.104 e 1.105 si ottiene

$$\sigma_{mj}^2(R) = \frac{1 + \alpha}{2} \sigma_{R,0}^2 e^{-\frac{2R}{a}} \sin^2 i + \sigma_{z,0}^2 e^{-\frac{2R}{a}} \cos^2 i \quad (1.117)$$

$$\sigma_{mn}^2(R \cos i) = \sigma_{R,0}^2 e^{-\frac{2R}{a}} \sin^2 i + \sigma_{z,0}^2 e^{-\frac{2R}{a}} \cos^2 i. \quad (1.118)$$

Dato che la densità numerica delle stelle ν è proporzionale alla densità di luminosità delle stelle e di conseguenza al profilo di brillantezza superficiale della galassia, anch'essa può essere descritta da una funzione esponenziale

$$\nu = \nu_0 e^{-\frac{R}{h}} \quad (1.119)$$

nella quale h è il raggio di scala della densità. Sostituendo quest'ultima assunzione nell'Eq. 1.111 si ottiene

$$v_c^2 - \langle v_\phi \rangle^2 = - \left(\sigma_{R,0}^2 e^{-\frac{2R}{a}} \right) \left[\frac{1}{2}(1 - \alpha) - \frac{R}{h} - \frac{2R}{a} \right] \quad (1.120)$$

e quindi considerando l'Eq. 1.112 si conclude che

$$\langle v_\phi \rangle^2 = v_0^2 R^{2\alpha} - \left(\sigma_{R,0}^2 e^{-\frac{2R}{a}} \right) \left[\frac{1}{2}(1 + \alpha) + R \left(\frac{1}{h} + \frac{2}{a} \right) \right]. \quad (1.121)$$

Dalle osservazioni fotometriche si possono stimare i valori dei raggi di scala della densità h e l'inclinazione del disco i , mentre da quelle spettroscopiche si misurano per la componente stellare $v_{*,mj} = \langle v_\phi \rangle \sin i$, σ_{mj} e σ_{mn} e per il gas ionizzato $v_{gas,mj} = v_c \sin i$. Interpolando questi risultati con le Eq. 1.112 e 1.117 e 1.118 e quella dell'*asymmetric drift* si ottengono i valori di α , v_0 , $\sigma_{R,0}$, $\sigma_{z,0}$ e a . Le parametrizzazioni adottate per le componenti radiale e verticale della dispersione di velocità implicano

$$\frac{\sigma_z}{\sigma_R} = \frac{\sigma_{z,0}}{\sigma_{R,0}} = \text{costante}. \quad (1.122)$$

Tabella 1.1: Galassie per cui è stato misurato il rapporto σ_z/σ_R .

Oggetto		Tipo morfologico [RC3]	σ_z/σ_R	Referenza
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
NGC 234	UGC 463	SAB(rs)c	0.48 ± 0.09	Westfall et al. (2011)
NGC 488	UGC 907	SA(r)b	0.70 ± 0.19	Gerssen et al. (1997)
MW		SBbc	0.53 ± 0.07	Dehnen & Binney (1998)
NGC 1068	UGC 2188	(R)SA(rs)b	0.58 ± 0.07	Shapiro et al. (2003)
NGC 2280		SA(s)cd	0.25 ± 0.20	Gerssen & Shapiro (2012)
NGC 2460	UGC 4097	SA(s)a	0.83 ± 0.35	Shapiro et al. (2003)
NGC 2775	UGC 4820	SA(r)ab	$< 1.02 \pm 0.11$	Shapiro et al. (2003)
NGC 2985	UGC 5253	(R')SA(rs)ab	0.85 ± 0.13	Gerssen et al. (2000)
NGC 3223		SA(s)b	1.21 ± 0.14	Gentile et al. (2015)
NGC 3810	UGC 6644	SA(rs)c	0.29 ± 0.12	Gerssen & Shapiro (2012)
NGC 3949	UGC 6869	SA(s)bc:	$1.18^{+0.36}_{-0.28}$	Westfall et al. (2008)
NGC 3982	UGC 6918	SAB(r)b:	$0.73^{+0.13}_{-0.11}$	Westfall et al. (2008)
NGC 4030	UGC 6993	SA(s)bc	0.64 ± 0.28	Shapiro et al. (2003)

Note: Col.(1) e (2): Nome dell'oggetto. Col.(3): Classificazione morfologica da de Vaucouleurs et al. (1991, RC3) ad eccezione della Via Lattea. Col.(4): Misure del rapporto σ_z/σ_R e relativi errori. Col.(5): Referenza per la misura del rapporto σ_z/σ_R .

1.3.2 Risultati osservativi

Il procedimento descritto in Sez. 1.3 e elaborato da Gerssen et al. 1997 per la stima del rapporto σ_z/σ_R è stato finora applicato ad un esiguo numero di galassie. I primi a condurre questo tipo di analisi sulle galassie NGC 488 (Sb) e NGC 2985 (Sab) sono stati proprio Gerssen et al. (1997, 2000): fino a quel momento infatti la stima del rapporto σ_z/σ_R era stata ricavata solo per la Via Lattea con una misura diretta nei dintorni solari (Dehnen & Binney 1998). Successivamente gli studi di Shapiro et al. (2003), Westfall et al. (2008), Westfall et al. (2011), Gerssen & Shapiro (2012) e Gentile et al. (2015) hanno ampliato le misure del rapporto σ_z/σ_R ad un campione di galassie a spirale di diverso tipo morfologico. In Fig. 1.6 sono mostrate le immagini delle galassie per cui è stata finora condotta la misura del rapporto σ_z/σ_R , ottenute dalla *Digitized Sky Survey* (DSS¹), disponibile presso l'archivio dati dell'*European Southern Observatory* (ESO). Le informazioni e risultati riguardanti queste galassie sono riassunte in Tab. 1.1.

Le teorie sulla diffusione delle orbite nelle galassie a disco prevedono differenti tassi di incremento tra le componenti verticale e radiale della dispersione di velocità. Per spiegare questa differenziazione è interessante misurare la forma dell'ellissoide di velocità in dischi galattici di diverso tipo morfologico. Le simulazioni condotte a riguardo da Jenkins & Binney (1990) hanno spiegato l'evoluzione secolare dei dischi delle galassie tramite una combinazione degli effetti dovuti alla irregolarità nella struttura a spirale e agli incontri con nubi molecolari giganti. Jenkins & Binney (1990) hanno trovato inoltre che l'aumento dell'importanza della struttura a spirale fa diminuire il rapporto σ_z/σ_R . Merrifield et al. (2001) proposero

¹L'archivio delle immagini della DSS è disponibile all'indirizzo:
https://archive.stsci.edu/cgi-bin/dss_form.

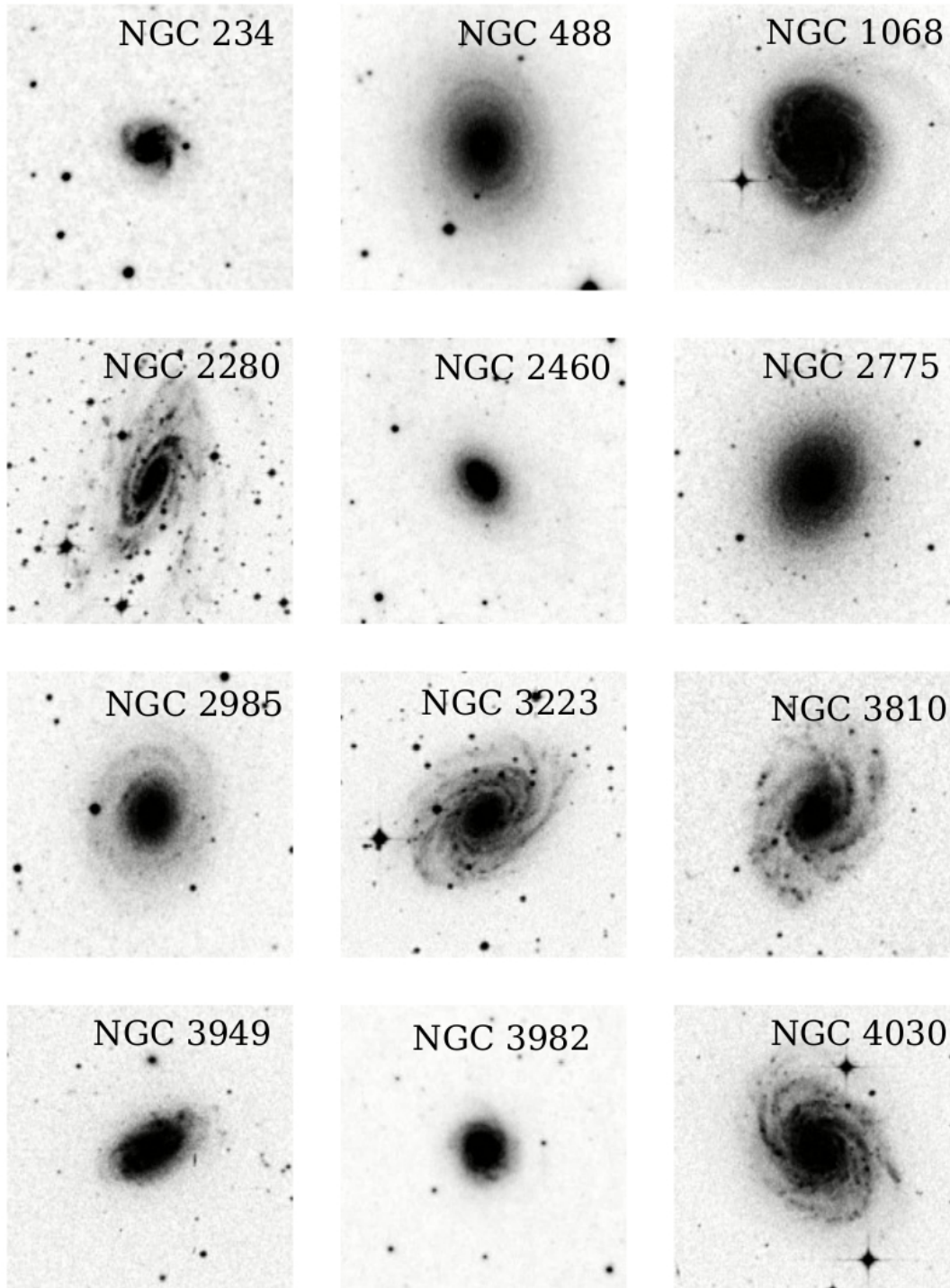


Figura 1.6: Immagini delle galassie presentate in Tab. 1.1 ottenute dall'archivio dati della DSS. Tutte le immagini hanno un campo di vista di 5×5 arcmin² con il nord in alto e l'est a sinistra.

l'esistenza di una relazione tra il principale meccanismo di riscaldamento dei dischi e il tipo morfologico della galassia in esame. Dai dati disponibili fino a quel momento (Dehnen & Binney 1998; Gerssen et al. 1997, 2000) evidenziarono l'esistenza di un andamento tra il rapporto dell'ellissoide delle velocità e il tipo morfologico con σ_z/σ_R che diminuisce con l'avanzare del tipo morfologico (Fig. 1.1). Lo stesso andamento è stato trovato anche da Shapiro et al. (2003).

Grazie a questo tipo di studio è possibile indagare altre relazioni che coinvolgano il rapporto dell'ellissoide delle velocità. Gerssen & Shapiro (2012) infatti trovarono una forte correlazione tra il colore ($B - V$) delle galassie e il rapporto σ_z/σ_R , conseguenza della relazione esistente tra il colore e il tipo morfologico. Dalle relazioni tra le due componenti σ_R e σ_z e con il loro rapporto è possibile indagare la natura dei meccanismi responsabili del riscaldamento dei dischi agenti attraverso la sequenza di Hubble. In questo modo Gerssen & Shapiro (2012) proposero l'esistenza di un agente tridimensionale responsabile dell'aumento di entrambe le componenti della dispersione, che crescono con tassi diversi. Questo agente deve correlare con σ_z e con σ_z/σ_R , cioè con le proprietà associate al tipo morfologico, e solo debolmente con σ_R . La dispersione osservata nella relazione tra σ_R e σ_z inoltre, portò Gerssen & Shapiro (2012) a ipotizzare l'esistenza di un secondo meccanismo responsabile del riscaldamento radiale e chiamato agente radiale. Esso non sembra mostrare alcun effetto sulla dispersione verticale operando solo sul piano della galassia. I meccanismi invocati da Gerssen & Shapiro (2012) per spiegare il riscaldamento dei dischi, ossia le nubi molecolari giganti e le onde di densità dei bracci di spirale, vengono investigati attraverso i vincoli osservati per gli agenti tridimensionale e radiale: il confronto portò ad escludere la corrispondenza tra nubi molecolari e agente tridimensionale, mentre le onde di densità dei bracci di spirale sembrarono essere dei buoni candidati per l'agente radiale.

La Fig. 1.7 mostra le misure dei rapporti σ_z/σ_R finora condotte e riassunte in Tab. 1.1, in relazione al tipo morfologico delle galassie.

1.4 Meccanismi di riscaldamento dinamico nei dischi galattici

1.4.1 Equazioni del moto nell'approssimazione di Hill

I tre meccanismi candidati a spiegare il riscaldamento dinamico dei dischi e presentati in questa sezione, possono essere trattati nell'approssimazione di Hill (Binney & Tremaine 2008). Infatti ciascuno di essi può essere descritto come un sistema formato da un satellite immerso nel potenziale della galassia ospite, che obbedisce a precise assunzioni qui di seguito spiegate.

Si supponga di considerare un sistema costituito da una galassia ospite e da un satellite il cui diametro sia molto inferiore alla distanza dal centro della galassia ospite. In questo caso il campo gravitazionale della galassia ospite può essere trattato in approssimazione di campo mareale a distanza. Data una galassia ospite con una distribuzione di massa a simmetria sferica, il suo potenziale valga $\Phi(R)$ alla distanza R dal centro. Si supponga che il satellite percorra un'orbita circolare a distanza R_0 dal centro della galassia ospite. Si scelga un sistema di riferimento con origine coincidente con il centro di massa del satellite, con $\hat{\mathbf{e}}_x$ rivolto radialmente e in verso opposto rispetto al centro della galassia ospite, $\hat{\mathbf{e}}_y$ che punta nella direzione del moto orbitale del satellite e $\hat{\mathbf{e}}_z$ orientato verticalmente. In Fig. 1.8 il sistema di riferimento è visto di faccia.

Il centro della galassia ospite risulta quindi collocato in $\mathbf{X}=(-R_0,0,0)$ in questo sistema di coordinate. Si supponga infine che il sistema appena costruito ruoti con frequenza circolare

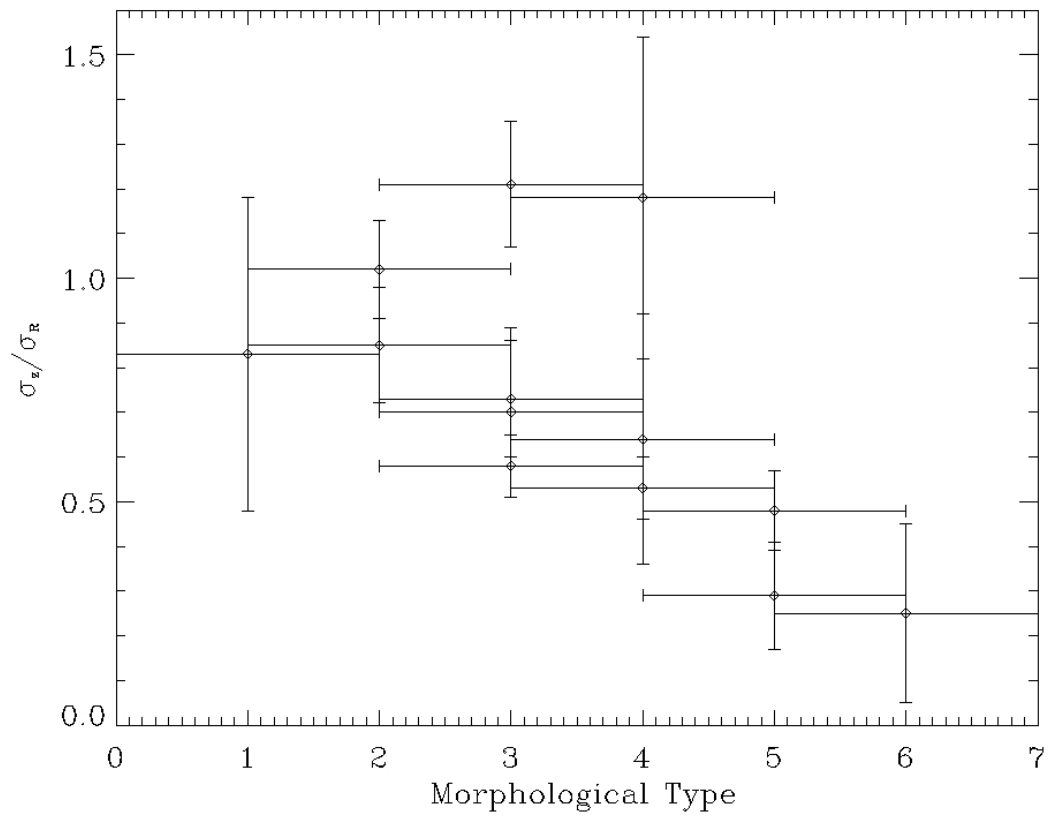


Figura 1.7: Misure del rapporto σ_z/σ_R dell'ellissoide delle velocità in funzione del tipo morfologico per le galassie elencate in Tab. 1.1. L'errore sulla determinazione del tipo morfologico si assume pari ad 1.

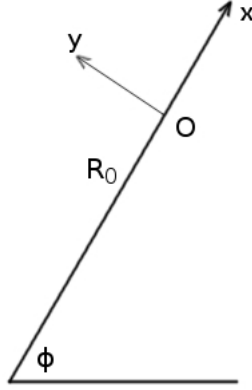


Figura 1.8: Piano (x, y) del sistema di coordinate rotante usato nell'approssimazione di Hill.

$\Omega_0 = \Omega_0 \hat{e}_z$, allora l'accelerazione subita da una particella di prova sia data dall'equazione

$$\frac{d^2 \mathbf{x}}{dt^2} = -\nabla \Phi - 2\Omega_0 \times \frac{d\mathbf{x}}{dt} - \Omega_0 \times (\Omega_0 \times \mathbf{x}) \quad (1.123)$$

dove

$$\nabla \Phi = \nabla \Phi_s + \sum_{k=1}^3 \Phi_{jk} x_k \quad (1.124)$$

in cui $\Phi_s(\mathbf{x})$ è il potenziale gravitazionale del satellite mentre il secondo termine deriva dall'approssimazione di campo mareale a distanza, $\dot{\mathbf{v}}_\alpha = -\sum_{j,k=1}^3 \Phi_{jk} x_{\alpha k} \hat{e}_j$.

Si considerino le equazioni

$$\Phi_j = -\Phi' \frac{X_j}{X} \quad (1.125)$$

$$\Phi_{jk} = \left(\Phi'' - \frac{\Phi'}{X} \right) \frac{X_j X_k}{K^2} + \frac{\Phi'}{X} \delta_{jk} \quad (1.126)$$

dove Φ' e Φ'' rappresentano le derivate rispetto alla coordinata spaziale. In questo modo si ottengono

$$\begin{aligned} \Phi_{xx} &= \Phi''(R_0) \\ \Phi_{yy} &= \Phi_{zz} = \frac{\Phi'(R_0)}{R_0} \\ \Phi_{xy} &= \Phi_{xz} = \Phi_{yz} = 0. \end{aligned} \quad (1.127)$$

A questo punto è possibile ricavare le equazioni del moto dall'Eq. 1.123

$$\begin{aligned} \ddot{x} &= 2\Omega_0 \dot{y} + [\Omega_0^2 - \Phi''(R_0)]x - \frac{\partial \Phi_s}{\partial x} \\ \ddot{y} &= -2\Omega_0 \dot{x} + \left[\Omega_0^2 - \frac{\Phi'(R_0)}{R_0} \right] y - \frac{\partial \Phi_s}{\partial y} \\ \ddot{z} &= -\frac{\Phi'(R_0)}{R_0} z - \frac{\partial \Phi_s}{\partial z}. \end{aligned} \quad (1.128)$$

Ricordando che vale la relazione $\Phi'(R_0) = R_0\Omega_0^2$ si ha che scompare il termine nella parentesi quadre della seconda delle Eq. 1.128. Per quanto riguarda invece la prima, è possibile riscrivere $\Omega_0^2 - \Phi''(R_0) = -2R_0\Omega_0\Omega' = \Omega_0 A_0$, con $A_0 = (R_0)$ dato dalla costante A di Oort

$$A(R) \equiv \frac{1}{2} \left(\frac{v_c}{R} - \frac{dv_c}{dR} \right) = \frac{1}{2} R \frac{d\Omega}{dR}. \quad (1.129)$$

Alla fine si ottiene

$$\begin{aligned} \ddot{x} &= 2\Omega_0\dot{y} + 4\Omega_0 A_0 x - \frac{\partial\Phi_s}{\partial x} \\ \ddot{y} &= -2\Omega_0\dot{x} - \frac{\partial\Phi_s}{\partial y} \\ \ddot{z} &= -\Omega_0^2 z - \frac{\partial\Phi_s}{\partial z}. \end{aligned} \quad (1.130)$$

Queste sono le equazioni del moto nell'approssimazione di Hill.

L'approssimazione epiciclica nell'approssimazione di Hill. Per prima cosa si consideri la traiettoria delle particelle di prova in assenza della galassia satellite, cioè nella condizione $\Phi_s(\mathbf{x})=0$. Le soluzioni più semplici delle Eq. 1.130 hanno la forma

$$x(t) = \text{costante}, \quad y(t) = -2A_0 x_g t + \text{costante}, \quad z(t) = 0 \quad (1.131)$$

che sono analoghe a quelle delle orbite circolari nella galassia ospite. In generale la soluzione è

$$\begin{aligned} x(t) &= x_g + X \cos(k_0 t + \alpha) \\ y(t) &= y_g(t) - Y \sin(k_0 t + \alpha) \text{ con } y_g(t) = y_{g0} - 2A_0 x_g t, \\ z(t) &= Z \cos(\Omega t + \alpha_z) \end{aligned} \quad (1.132)$$

dove x_g, y_{g0}, X, α e α_z sono costanti arbitrarie e

$$k_0^2 = 4\Omega_0(\Omega_0 - A_0) = -4\Omega_0 B_0; \quad \frac{X}{Y} = \frac{k_0}{2\Omega_0}. \quad (1.133)$$

In questa espressione $B_0 = A_0 - \Omega_0$ rappresenta una costante di Oort.

Utilizzando l'approssimazione di Hill con questa trattazione non è possibile trovare una soluzione esatta delle equazioni del moto. Si può verificare che quando $\Phi_s=0$, le seguenti espressioni rappresentano gli integrali del moto

$$\begin{aligned} E_{\parallel} &\equiv \frac{1}{2} (\dot{x}^2 + \dot{y}^2 - 4\Omega A_0 x^2) \\ E_{\perp} &\equiv \frac{1}{2} (\dot{z}^2 + \Omega_0^2 z^2) \\ L &= \dot{y} + 2\Omega_0 x \end{aligned} \quad (1.134)$$

dove E_{\parallel} e E_{\perp} sono rispettivamente le componenti parallela e perpendicolare al piano (x, y) dell'energia per unità di massa del sistema, mentre L ne rappresenta il momento angolare. Le espressioni $E_{\parallel} + E_{\perp}$ e $R_0 L$ rappresentano quindi l'integrale di Jacobi e il momento angolare

a meno di termini costanti e termini dell'ordine di $O(x^3, y^3)$. Queste relazioni sono collegate alle costanti delle soluzioni dell'orbita (Eq. 1.132) dalle seguenti espressioni

$$\begin{aligned} E_{\parallel} &= 2A_0B_0x_g^2 + \frac{1}{2}k_0^2X^2 \\ E_{\perp} &= \frac{1}{2}\Omega_0^2Z^2 \\ L &= -2B_0x_g. \end{aligned} \quad (1.135)$$

Per un'orbita circolare vale $E_{\parallel} = \frac{1}{2}A_0L^2/B_0$ e quindi l'energia epicyclica E_x si definisce come la differenza

$$\begin{aligned} E_x &\equiv E_{\parallel} - \frac{A_0L^2}{2B_0} = \frac{1}{2}[k_0^2(x - x_g)^2] = \frac{1}{2}k_0^2X^2 = \\ &= \frac{1}{2}\dot{x}^2 + \frac{2\Omega_0^2}{k_0^2(\dot{y} + 2A_0x)^2}. \end{aligned} \quad (1.136)$$

Il raggio di Jacobi nell'approssimazione di Hill. In presenza di un satellite, caratterizzato dal potenziale $\Phi_s(\mathbf{x})$, gli integrali delle Eq. 1.134 non si conservano; il solo integrale del moto che resta è

$$E \equiv \frac{1}{2}(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2 - 4\Omega_0A_0x^2 + \Omega_0^2z^2) + \Phi_s(\mathbf{x}). \quad (1.137)$$

Supponiamo che il potenziale Φ_s sia generato da una massa m collocata in $\mathbf{x}=0$. In queste ipotesi le equazioni del moto (Eq. 1.130) diventano

$$\begin{aligned} \ddot{x} &= 2\Omega_0\dot{y} + 4\Omega_0A_0x - \frac{Gmx}{r^3} \\ \ddot{y} &= -2\Omega_0\dot{x} - \frac{Gmy}{r^3} \\ \ddot{z} &= -\Omega_0^2z - \frac{Gmz}{r^3}, \end{aligned} \quad (1.138)$$

dove $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$. A questo punto la particella può essere stazionaria, cioè soddisfare $\dot{x} = \dot{y} = \dot{z} = 0$, $\ddot{x} = \ddot{y} = \ddot{z} = 0$, se e solo se $y = z = 0$ e $4\Omega_0A_0 = Gm/|x|^3$. Queste condizioni sono soddisfatte per i punti sull'asse x caratterizzati da

$$x = \pm r_J \text{ dove } r_J \equiv \left(\frac{Gm}{4\Omega_0A_0} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (1.139)$$

I punti stazionari così individuati sono analoghi ai punti lagrangiani L_2 e L_3 nel problema dei tre corpi ristretto. Se l'ospite è caratterizzato da una massa puntiforme $M \gg m$, $\Omega(R) = (GM/R^3)^{\frac{1}{2}}$, così $A_0 = \frac{3}{4}\Omega_0$ e

$$r_J = \left(\frac{m}{3M} \right)^{\frac{1}{3}} R_0. \quad (1.140)$$

Se invece si suppone di avere un ospite sferico con massa $M(R)$ entro il raggio R , l'Eq. 1.140 viene modificata sostituendo al valore di M , il valore di $M(R_0)$ e moltiplicando il raggio di Jacobi per il fattore

$$f = \left(1 - \frac{1}{3} \frac{d \ln M}{d \ln R} \right)^{-\frac{1}{3}}. \quad (1.141)$$

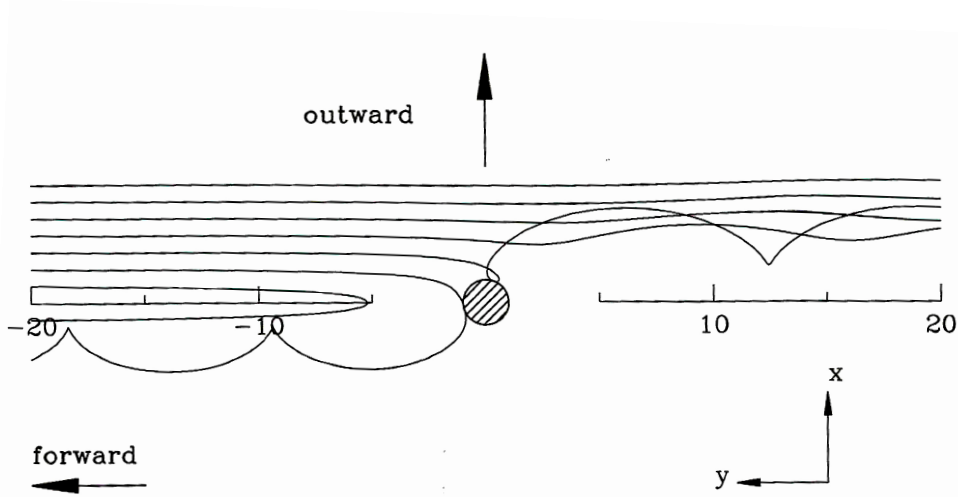


Figura 1.9: Traiettorie delle stelle vicino ad una massa puntiforme in un disco. In questo ingrandimento dell'area vicino alla massa puntiforme, la direzione verso l'alto corrisponde alla direzione radiale verso l'esterno del disco e la massa puntiforme si sta spostando verso sinistra in un sistema inerziale. Tutte le orbite si trovano nel piano $z=0$. Le orbite delle stelle sono inizialmente tutte circolari e rappresentate dalle righe orizzontali, con il raggio leggermente più grande rispetto a quello della massa puntiforme che le oltrepassa. Le traiettorie delle stelle sono descritte dalle Eq. 1.130. Si assume che il disco abbia una curva di rotazione piatta, così la costante di Oort è $A_0 = \Omega_0/2$ e la frequenza epicyclica è $\kappa_0 = \sqrt{2}\Omega_0$ (Binney & Tremaine 2008).

Il fattore f ha valore pari ad 1 per una massa puntiforme, mentre vale 1.145 quando si considera una sfera isoterma singolare ($M \propto R$), mentre diverge se si considera una sfera omogenea ($M \propto R^3$), per la quale quindi non si può definire il raggio di Jacobi. In questo caso il potenziale dell'ospite è $\Phi(R) = \frac{1}{2}\Omega_0 R_0$ e la costante di Oort vale $A_0 = 0$, così nelle equazioni del moto 1.130 non compare il campo mareale $4\Omega_0 A_0 x$.

1.4.2 Nubi molecolari

Ancor prima che le nubi molecolari fossero osservate, Spitzer & Schwarzschild (1951, 1953) avevano previsto che urti tra stelle del disco e nubi massicce di gas potessero essere responsabili delle velocità casuali osservate nelle stelle più vecchie del disco della Via Lattea. È interessante quindi interrogarsi su come una nube molecolare o una qualsiasi altra massa m , che segue un'orbita circolare sul piano del disco, possa avere effetti sulle orbite delle stelle vicine. Poiché la massa di una tipica nube molecolare è circa 10^{-5} volte la massa della Via Lattea, è possibile condurre la successiva trattazione nell'ipotesi di Hill: la nube si considera a riposo nell'origine di un sistema di coordinate cartesiane rotanti, dove per convenzione l'asse x punta radialmente verso l'esterno del sistema, mentre l'asse y è rivolto verso la direzione della rotazione. La trattazione si può semplificare trascurando il moto lungo l'asse z , perpendicolare cioè al piano (x, y) . La nube quindi si muove nello spazio su un'orbita circolare. La situazione appena descritta è mostrata in Fig. 1.9 tutte le distanze sono espresse in termini del raggio di Jacobi della nube definito nell'Eq. 1.139

$$r_J = \left(\frac{Gm}{4\Omega_0 A_0} \right)^{\frac{1}{3}} = 52 \text{ pc} \left(\frac{m}{10^5 M_\odot} \frac{\Omega_0}{A_0} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{220 \text{ km s}^{-1}}{v_c} \frac{R_0}{8 \text{ kpc}} \right)^{\frac{2}{3}}. \quad (1.142)$$

Se il potenziale è descritto da $\Phi_s = -Gm/(x^2 + y^2)^{\frac{1}{2}}$ allora le equazioni del moto, che descrivono le traiettorie delle stelle, risultano essere indipendenti dal valore di m . In questo modo la trattazione che segue è applicabile a nubi di qualsiasi massa. In Fig. 1.9 si osservano solo stelle caratterizzate da un'orbita iniziale circolare che è maggiore dell'orbita della nube. Simmetrizzando rispetto all'origine le orbite disegnate in figura, si può ricostruire quello che accade ad orbite circolari che sono più piccole dell'orbita della nube. Le sette orbite iniziali mostrate in Fig. 1.9 hanno velocità angolari inferiori a quelle della nube e quindi essa le supera (cioè esse si spostano a destra nel sistema di riferimento centrato sulla nube). Se la differenza iniziale nei raggi orbitali è $\Delta r \lesssim r_J$, l'urto inverte la direzione dell'orbita relativa alla nube senza impartire alla stella alcun moto epicyclico significativo. Quando invece vale $\Delta r \simeq r_J$ l'urto trasmette un certo moto epicyclico, nel quale l'ampiezza epicyclica è confrontabile con Δr e l'urto può o meno invertire la direzione generale del moto dell'orbita relativa alla nube. Se infine vale $\Delta r \gtrsim r_J$, allora la stella supera la nube e acquista un piccolo moto epicyclico. Il disco quindi viene riscaldato proprio da questa eccitazione del moto epicyclico.

È possibile stimare l'efficienza di questo processo usando l'approssimazione d'impulso per trovare la velocità radiale acquisita da una stella che si trovi inizialmente in un'orbita circolare di raggio R . Se R_c è il raggio dell'orbita della nube, allora l'orbita iniziale della stella nel piano è descritta da $x = R - R_c \equiv b = \text{costante}$ e da $y(t) = \text{costante} - 2A_0bt$. Integrando l'attrazione gravitazionale dovuta al potenziale $\Phi_s(\mathbf{x})$ lungo la traiettoria si ottiene

$$\dot{x} = - \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{Gmb}{[b^2 + y^2(t)]^{\frac{3}{2}}} dt = - \frac{Gm}{A_0b^2}. \quad (1.143)$$

Subito dopo l'urto nell'approssimazione d'impulso la situazione viene descritta da

$$x = b; \quad \dot{x} = - \frac{Gm}{A_0b^2}; \quad \dot{y} = -2A_0b, \quad (1.144)$$

così l'energia epicyclica e l'ampiezza corrispondenti sono date dall'Eq. 1.136

$$\Delta E_x = \frac{1}{2} \dot{x}^2 = \frac{f^2}{2} \left(\frac{Gm}{A_0b^2} \right)^2; \quad X = f \frac{Gm}{A_0\kappa_0b^2}, \quad (1.145)$$

dove $f=1$. Il fattore di correzione è necessario poiché l'approssimazione d'impulso non è una descrizione accurata. Dal momento che la velocità radiale oscilla con la frequenza epicyclica κ_0 , l'approssimazione d'impulso richiede che la durata dell'urto sia molto inferiore del periodo epicyclico. Invece, la durata vale circa $b/\dot{y} = 1/2A$ ed è confrontabile con il periodo epicyclico $2\pi/\kappa_0$. Di conseguenza l'approssimazione d'impulso produce un errore dell'ordine dell'unità nell'energia dell'epicyclo. La derivazione corretta (Julian & Toomre 1966) porta a

$$f = \frac{\Omega_0}{A_0} K_0 \left(\frac{\kappa_0}{2A_0} \right) + \frac{\kappa_0}{2A_0} K_1 \left(\frac{\kappa_0}{2A_0} \right) \quad (1.146)$$

dove K_ν è una funzione di Bessel modificata data da

$$I_\nu(z) = i^{-\nu} J_\nu(iz), \quad (1.147)$$

$$K_\nu(z) = K_{-\nu}(z) = \frac{\pi}{2} \frac{I_{-\nu}(z) - I_\nu(z)}{\sin(\nu\pi)} \quad (1.148)$$

con

$$J_\nu(z) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k!(\nu+k)! \left(\frac{1}{2}z\right)^{\nu+2k}} \quad (1.149)$$

funzione di Bessel di primo tipo, che è soluzione dell'equazione

$$\frac{1}{z} \frac{d}{dz} \left(z \frac{dw}{dz} \right) + \left(1 + \frac{\nu^2}{z^2} \right) w = 0. \quad (1.150)$$

Per una curva di velocità piatta valgono $A = \frac{1}{2}\Omega$, $\kappa = \sqrt{2}\Omega$ e $f=0.923$, per una curva di velocità kepleriana $f=1.680$. Questo risultato si basa sulla teoria delle perturbazioni lineari e quindi è valida solo quando l'ampiezza epicyclica X indotta dall'urto è molto inferiore al parametro d'impatto b . Richiedendo che $X \lesssim b$, si ottiene

$$\frac{b}{r_J} \gtrsim \left(\frac{4f\Omega_0}{\kappa_0} \right)^{\frac{1}{3}} \approx 1, \quad (1.151)$$

dove si usa l'Eq. 1.140 per il raggio di Jacobi. Così le Eq. 1.145 e 1.146 sono valide per incontri con parametri d'impatto che sono maggiori rispetto al raggio di Jacobi e mostrano che l'energia dell'epiciclo generata in un incontro decresce come b^{-4} . D'altra parte in Fig. 1.9 si può vedere come gli urti caratterizzati da parametri d'impatto molto piccoli ($b \lesssim r_J$) spostano semplicemente la stella da un'orbita circolare ad un'altra, senza provocare un aumento significativo nella velocità casuale della stella. Queste considerazioni implicano che gli impatti più forti abbiano $b \sim r_J$ e quindi consentono di trattare le nubi molecolari come masse puntiformi: dal momento che il raggio tipico di una nube ($R \sim 10$ pc) è molto inferiore al suo raggio di Jacobi (Eq. 1.139), la dimensione non nulla della nube ha un'influenza trascurabile nello scaldare il disco.

La velocità con la quale le stelle in Fig. 1.9 si avvicinano alla nube sono interamente dovute alla rotazione differenziale del disco galattico, $\dot{y} = -2A_0b$. È necessario considerare due tipi di urto quando le stelle hanno acquistato un'energia di epiciclo non nulla. Se il parametro d'impatto b è grande o l'ampiezza epicyclica X è piccola allora la velocità di avvicinamento è dominata dal contributo della rotazione differenziale; se invece il parametro d'impatto $b \lesssim \kappa_0 X/A_0$ allora la geometria dell'urto sarà determinata principalmente dal moto epicyclico della stella.

Quest'ultimo tipo di urti può essere trattato usando l'approssimazione d'impulso, dove l'importanza della variazione della velocità δv in un singolo urto è proporzionale a v^{-1} , dove v è proprio la velocità dell'urto. Quindi la variazione media nell'energia dell'epiciclo E_x è proporzionale a v^{-2} e dal momento che il numero di urti per unità di tempo è proporzionale a v e che $v^2 \simeq E_x$, ci si aspetta che

$$\frac{dE_x}{dt} \propto v^{-1} \propto \frac{1}{\sqrt{E_x}}. \quad (1.152)$$

Integrando questo risultato si ottiene che $E_x \propto t^{\frac{2}{3}}$, quindi la dispersione di velocità diventa $\sigma \propto t^\alpha$, con $\alpha = \frac{1}{3}$. Questo calcolo sovrastima leggermente il tasso di crescita della dispersione di velocità, dal momento che lo spessore del disco stellare è maggiore dello spessore dello strato di nubi molecolari, di conseguenza le stelle trascorrono una frazione sempre più piccola del loro tempo nello strato di nubi mentre la dispersione verticale e il risultante spessore del disco stellare continuano a crescere. I calcoli numerici appena descritti sono consistenti con

quest'argomentazione suggerendo che $\alpha \simeq 0.2$ per il riscaldamento dei dischi legato a nubi molecolari. Tuttavia questi valori sono troppo piccoli per poter essere confermati dalle osservazioni mostrate in Fig. 1.10 nei dintorni solari.

Finora si è visto che gli urti con nubi molecolari riscaldano il disco nel senso che l'energia epicyclica media aumenta nel tempo. Dal momento che l'energia totale o integrale di Jacobi della stella (Eq. 1.137) si conserva durante l'urto, è necessario comprendere da dove proviene questa energia. L'Eq. 1.136 mostra che in un disco sottile ben delineato la differenza in energia epicyclica E_x prima e dopo l'urto è uguale ed opposta alla differenza in $\frac{1}{2}A_0L^2/B_0$. Nella maggior parte dei potenziali galattici vale $A_0/B_0 < 0$, perciò un aumento in E_x è accompagnato da un aumento in $|L|$ o in $|x_g|$, dove x_g è la differenza in raggio tra il centro dell'orbita stellare e la nube molecolare. Ciò significa che l'interazione gravitazionale con la nube respinge le stelle, nel senso che il loro raggio orbitale medio è spostato al di fuori della nube. Quindi l'energia necessaria a riscaldare il disco proviene da una redistribuzione della densità di massa superficiale delle stelle nel disco. La nube agisce come catalizzatore per accelerare questa redistribuzione di energia ma non contribuisce in alcun modo con la sua energia al riscaldamento del disco.

Molti autori hanno stimato il tasso a cui gli urti tra stelle e nube sono in grado di riscaldare i dischi (Spitzer & Schwarzschild 1951, 1953; Jenkins 1992; Hänninen & Flynn 2002). La miglior stima di densità numerica e di massa delle nubi molecolari nei dintorni solari porta a un tasso di crescita di dispersione di velocità che è troppo piccolo di un fattore 2 o più rispetto a quanto previsto dai modelli; tuttavia è possibile che il tasso di riscaldamento aumenti in virtù di fenomeni come la risposta all'amplificazione dell'oscillazione o la scia indotti nella struttura a spirale del disco stellare dal campo gravitazionale della nube molecolare; tale risposta può essere molte volte più massiccia della nube stessa (Julian & Toomre 1966; Julian 1967). Questi studi hanno mostrato anche che il rapporto previsto tra le dispersioni verticale e radiale nei dintorni solari vale $\sigma_z/\sigma_R \simeq 0.6$ (Ida et al. 1993), valore non troppo lontano da quello osservato pari a circa 0.5.

Le simulazioni condotte da Jenkins & Binney (1990) si basano sull'assunzione che il riscaldamento del disco galattico sia dovuto all'effetto combinato della presenza delle nubi molecolari e dei bracci di spirale. Le simulazioni dipendono dal parametro libero β il quale determina l'importanza relativa del riscaldamento da onde di densità a spirale e da nubi molecolari. Ponendo $\beta = 0$, cioè trascurando il contributo dei bracci di spirale, Jenkins & Binney (1990) prevedono un rapporto $\sigma_z/\sigma_R \simeq 0.7$.

1.4.3 Bracci di spirale

I dischi delle galassie a spirale sono delle strutture tutt'altro che omogenee: essi sono composti da gas, polvere e stelle giovani che si concentrano in bracci di spirale. Le stelle vecchie, componenti della maggior parte della massa del disco galattico, presentano a loro volta strutture a spirale (Binney & Tremaine 2008). Risulta quindi naturale chiedersi se i campi gravitazionali delle strutture a spirale siano capaci di riscaldare i dischi galattici (Barbanis & Woltjer 1967).

Per semplificare il problema, è possibile lavorare in approssimazione di Hill, valida nei dintorni di un disco centrato nel punto $[R_0, \phi_0(t)]$ che ruota con velocità angolare circolare $\dot{\phi}_0 = \Omega_0 = \Omega(R_0)$ e considerare solo bracci di spirale molto avvolti attorno allo sferoide, caratterizzati da numero d'onda $k \equiv df/dR$ grande rispetto a $1/R$.

In queste ipotesi si consideri un potenziale a spirale debole con velocità angolare d'insieme

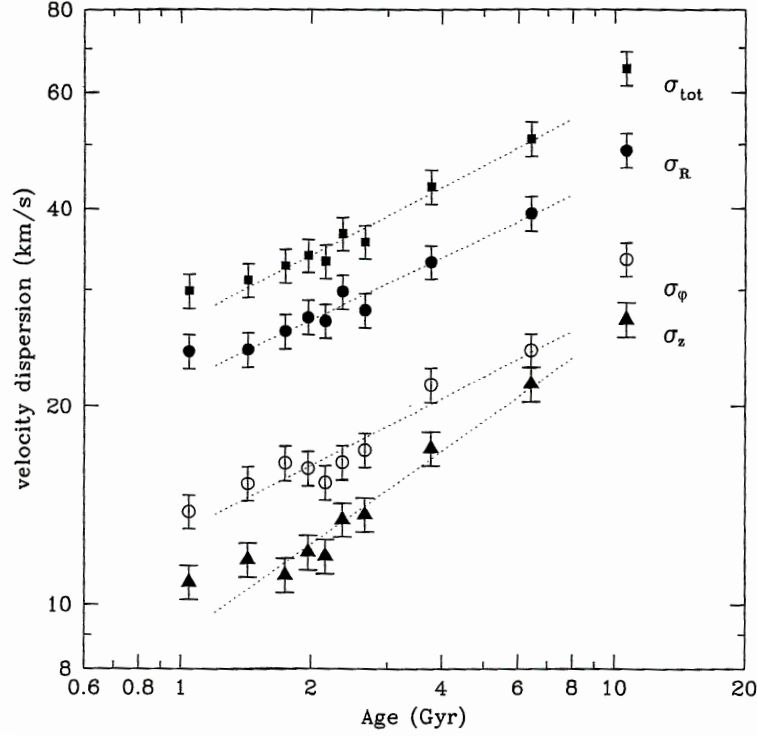


Figura 1.10: Dispersione di velocità delle stelle nei dintorni solari in funzione dell'età. Dal basso verso l'alto il grafico mostra la componente verticale σ_z , azimutale σ_ϕ e radiale σ_R e la dispersione di velocità totale $\sigma_{\text{tot}} = \sqrt{\sigma_R^2 + \sigma_\phi^2 + \sigma_z^2}$. Le righe tratteggiate rappresentano l'interpolazione dei dati corrispondente a $\sigma_i \propto t^\alpha$, dove t indica l'età e $\alpha=0.47, 0.34, 0.31$ e 0.3 dal basso verso l'alto (Nordström et al. 2004).

Ω_p

$$\Phi_s(R, \phi, t) = \epsilon F(R) \cos[f(R) + m\phi - \Omega_p t] \quad (1.153)$$

in cui $\epsilon \ll 1$. Si espande il potenziale a spirale in serie di Taylor attorno al centro di rotazione $[R_0, \phi_0(t)]$, usando le coordinate $x = R \cos(\phi - \phi_0) \simeq R - R_0$ e $y = R \sin(\phi - \phi_0) \simeq R_0(\phi - \phi_0)$. In questa situazione la funzione di forma $f(R)$ che compare nell'espressione del potenziale (Eq. 1.153) può essere approssimata da $f(R) \simeq f(R_0) + kr$. L'ampiezza $F(R)$ varia lentamente, così può essere sostituita da una costante $F_0 = F(R_0)$. Il potenziale viene quindi riscritto come

$$\begin{aligned} \Phi_s(x, y, t) &= \epsilon F_0 \cos\left[f(R_0) + kx + \frac{my}{R_0} + m\phi_0 - \Omega_p t\right] = \\ &= \epsilon F_0 \cos\left[kx + \frac{my}{R_0} + m(\Omega_0 - \Omega_p)t + \text{costante}\right]. \end{aligned} \quad (1.154)$$

Sostituendo l'espressione nelle prime due equazioni del moto nell'approssimazione di Hill (Eq.1.130) si ottiene

$$\begin{aligned}\ddot{x} - 2\Omega_0\dot{y} - 4\Omega_0A_0x &= \epsilon kF_0 \sin[kx + \frac{my}{R_0} + m(\Omega_0 - \Omega_p)t + \text{costante}]; \\ \ddot{y} + 2\Omega_0\dot{x} &= \frac{\epsilon m}{R_0}F_0 \sin[kx + \frac{my}{R_0} + m(\Omega_0 - \Omega_p)t + \text{costante}]\end{aligned}\quad (1.155)$$

dove si trascura il moto nelle direzione z , perpendicolare al piano del disco. Il membro a destra nella seconda equazione può essere trascurato poiché è molto inferiore al corrispondente termine nella prima equazione. Ciò è legato all'assunzione di un angolo d'attacco dei bracci di spirale molto piccolo, $|k| \gg m/R_0$. L'integrazione della seconda Eq. 1.155 porta quindi a $\dot{y} + 2\Omega_0x = \text{costante}$, risultato che può essere sostituito nella prima delle Eq. 1.155, per cui

$$\ddot{x} + \kappa_0^2x + \text{costante} = \epsilon kF_0 \sin[kx + \frac{my}{R_0} + m(\Omega_0 + \Omega_p)t + \text{costante}]; \quad (1.156)$$

in cui κ_0 è la frequenza epicyclica definita nell'Eq. 1.133. Traslando l'origine lungo l'asse delle x , è possibile assorbire la costante che compare nel membro di destra e quindi che si può omettere.

Se la struttura a spirale fosse assente ($F_0 = 0$), la soluzione di questa equazione sarebbe semplicemente data dalle Eq. 1.132. Se si assume che il moto circolare sia imperturbato, allora la traiettoria risulta descritta da $\mathbf{x}_0(t) = (x_g, y_{g0} - 2A_0x_g t)$. In presenza del potenziale a spirale debole, invece, si modifica il membro di destra dell'Eq. 1.156. La traiettoria si può riscrivere come $\mathbf{x}(t) = \mathbf{x}_0(t) + \epsilon \mathbf{x}_1(t)$, in cui $\epsilon \mathbf{x}_1(t)$ rappresenta la perturbazione introdotta dai bracci di spirale. Il termine di ordine ϵ nell'Eq. 1.156 porta a

$$\ddot{x}_1 + \kappa_0^2x_1 = kF_0 \sin[kx_g + m\frac{(y_{g0} - 2A_0x_g t)}{R_0} + m(\Omega_0 - \Omega_p)t + \text{costante}] = \quad (1.157)$$

$$= kF_0 \sin(kx_g + \omega t + c) \quad (1.158)$$

dove la costante y_{g0} è stata assorbita in c e si è definita la frequenza $\omega = m(\Omega_0 - 2A_0x_g/R_0 - \Omega_p)$ come quella alla quale l'orbita imperturbata incontra le creste successive del potenziale a spirale. Risolvendo quest'ultima equazione si ottiene

$$x_1(t) = \frac{kF_0}{\kappa_0^2 - \omega^2} \sin(kx_g + \omega t + c), \quad (1.159)$$

la soluzione diverge quando $\omega = \pm\kappa_0$. I punti corrispondenti si possono immaginare come delle risonanze di Lindblad nell'approssimazione di Hill. Infatti, come le risonanze di Lindblad in un disco, la frequenza di eccitazione dovuta al potenziale a spirale in questi punti coincide con la frequenza κ_0 dell'oscillazione radiale naturale di una particella.

L'Eq. 1.159 mostra come il potenziale imponga un'oscillazione radiale forzata, senza provocare però alcuna crescita costante nell'oscillazione radiale $x_1(t)$; quindi si può concludere che un potenziale a spirale con un campo di velocità fissato non può riscaldare il disco, tranne forse per le risonanze di Lindblad dove però la derivazione appena condotta non porta a risultati utili.

Questo implica che il riscaldamento dei dischi richiede un modello di struttura a spirale transitoria piuttosto che stazionaria. Per illustrare questa considerazione, si moltiplichino il

potenziale dato nell'Eq. 1.154 per una funzione gaussiana dipendente dal tempo, $p(t) = (2\pi s^2)^{-\frac{1}{2}} \exp(-\frac{1}{2}t^2/s^2)$. In questo modo l'Eq. 1.157 si modifica in

$$\ddot{x}_1 + \kappa_0^2 x_1 = kF_0 p(t) \sin(kx_g + \omega t + c), \quad (1.160)$$

la cui soluzione vale

$$x_1(t) = X_1 \cos(\kappa_0 t + \alpha_1) + \frac{kF_0}{\kappa_0} \int_{-\infty}^t dt' p(t') \sin(kx_g + \omega t' + c) \sin[\kappa_0(t - t')], \quad (1.161)$$

dove X_1 e α_1 sono costanti arbitrarie. Sostituendo l'espressione di $p(t)$ e fissando a zero l'ampiezza delle oscillazioni libere X_1 , si ricava

$$x_1(t \rightarrow \infty) = \frac{kF_0}{2\kappa_0} \left[\cos(\kappa_0 t - kx_g - c) e^{-s^2(\omega + \kappa_0)^2/2} - \cos(\kappa_0 t + kx_g + c) e^{-s^2(\omega - \kappa_0)^2/2} \right]. \quad (1.162)$$

Questo risultato significa che il modello a spirale transitoria ha indotto un'oscillazione epicyclica permanente. Quando la durata caratteristica del fenomeno transiente s è molto maggiore del periodo orbitale, l'ampiezza epicyclica indotta è fortemente piccata attorno alle risonanze di Lindblad $\omega = \pm\kappa_0$. D'altra parte, quando la durata del fenomeno transiente è piccola, gli argomenti dell'esponenziale sono piccoli e il moto epicyclico è indotto dal disco in un ampio intervallo radiale.

Questo esempio dimostra come l'abilità della struttura a spirale nel riscaldare il disco sia fortemente dipendente dalla sua struttura temporale. In accordo con l'ipotesi di Lin & Shu (1966), secondo cui la struttura a spirale è un'onda stazionaria con una velocità angolare d'insieme singola e ben definita, il riscaldamento del disco è trascurabile tranne che alle risonanze di Lindblad. In questi modelli il disco può essere riscaldato in un ampio intervallo radiale solo se la velocità angolare d'insieme evolve con il tempo, in modo che le risonanze di Lindblad attraversino la maggior parte del disco. D'altro canto, se la struttura a spirale è transitoria, l'intero disco può essere riscaldato; questa situazione sembra si verifichi nelle spirali di tipo flocculento, o in quelle con una struttura a spirali su scala intermedia o su grande scala eccitate da incontri recenti.

Si consideri una stella di prova soggetta a N perturbazioni transitorie indipendenti. Ognuna di esse induce nella stella un moto epicyclico, le cui componenti possono essere scritte come $x_1(t) = a_i \cos(\kappa_0 t + \alpha_i)$, $i = 1, \dots, N$, dove a_i e α_i sono dati da equazioni simili all'Eq. 1.162. Dopo N perturbazioni transitorie si ottiene

$$x_1(t) = \sum_{i=1}^N a_i \cos(\kappa_0 t + \alpha_i) = \quad (1.163)$$

$$= \left(\sum a_i \cos \alpha_i \right) \cos \kappa_0 t - \left(\sum a_i \sin \alpha_i \right) \sin \kappa_0 t = \quad (1.164)$$

$$\equiv a_f \cos(\kappa_0 t + \alpha_f) \quad (1.165)$$

in cui

$$a_f^2 = \left(\sum a_i \cos \alpha_i \right)^2 + \left(\sum a_i \sin \alpha_i \right)^2 = \sum_{i,j=1}^N a_i a_j \cos(\alpha_i - \alpha_j). \quad (1.166)$$

Poiché le perturbazioni transitorie non sono correlate, le fasi delle oscillazioni epicycliche che esse inducono sono a loro volta non correlate. In media quindi $\cos(\alpha_i - \alpha_j)$ sarà nullo quando

$i \neq j$, e gli unici termini della sommatoria che contribuiscono all'ampiezza a_f saranno quelli con $i = j$. Infatti vale $a_f^2 \simeq N \langle a^2 \rangle$, dove $\langle a^2 \rangle$ è l'ampiezza quadratica media introdotta da un singolo fenomeno transitorio. Se il tasso di occorrenza e la forza dei nuovi fenomeni transitori sono indipendenti dal tempo, allora a_f^2 e quindi la dispersione di velocità al quadrato σ^2 , possono crescere linearmente con il tempo. In altre parole, $\sigma \propto t^\alpha$, dove $\alpha = 0.5$. Questo andamento è valido solo finché a_f^2 non diventa troppo elevato: una volta che la dimensione dell'epiciclo diventa confrontabile con la lunghezza d'onda radiale dei bracci di spirale, gli effetti della spirale tendono in media a superare il periodo dell'epiciclo e di conseguenza il riscaldamento è più debole. Ad ampiezze maggiori è possibile ottenere stime del tasso di riscaldamento usando l'equazione di Fokker-Planck (Jenkins & Binney 1990; Jenkins 1992) oppure simulazioni numeriche (De Simone et al. 2004). Questi calcoli mostrano come α possa variare tra 0.25 e 0.5, a seconda delle proprietà dei fenomeni transitori a spirale (durata, forza, angolo di attacco, ecc.). Questo intervallo di α è consistente con l'esponente osservato per la crescita della dispersione radiale, $\alpha \simeq 0.3$, e fornisce una derivazione sostanzialmente migliore rispetto ai valori previsti per il riscaldamento da nubi molecolari nei dintorni solari.

Nel caso di orbite quasi circolari le dispersioni di velocità radiale e azimutale sono legate tramite la relazione $\sigma_\phi/\sigma_R = k/2\Omega$, dove k e Ω sono le frequenze epicicliche radiale e azimutale, quindi l'esponente nella relazione tra età e dispersione di velocità deve essere lo stesso per questi due assi dell'ellissoide delle velocità. Tuttavia le strutture a spirale non possono effettivamente eccitare velocità lungo la direzione z , dal momento che le scale spaziale e temporale sono molto maggiori dell'ampiezza o del periodo delle oscillazioni perpendicolari al piano del disco. Di conseguenza, la diffusione delle orbite dovuta ai bracci di spirale non può spiegare la relazione tra età e dispersione di velocità lungo la direzione verticale σ_z . Probabilmente la diffusione gravitazionale legata alle nubi molecolari redistribuisce le velocità radiale e azimutale nella direzione perpendicolare al piano (Carlberg 1987; Jenkins & Binney 1990). Le nubi molecolari quindi sono responsabili della forma ma non delle dimensioni dell'ellissoide delle velocità.

Bracci di spirale transitori hanno conseguenze interessanti per la distribuzione delle stelle di disco. Fenomeni transienti forti possono produrre gruppi di stelle che hanno una lunga durata nello spazio delle velocità, noti come filamenti di stelle o gruppi in movimento (De Simone et al. 2004). Le onde a spirale inoltre redistribuiscono i momenti angolari delle stelle del disco, portando ad una sostanziale migrazione sia verso l'interno che verso l'esterno di singole stelle durante la vita della Via Lattea (Sellwood & Binney 2002).

La relazione predetta nei dintorni solari tra età e dispersione di velocità dall'analisi delle nubi molecolari è approssimabile con una legge di potenza, $\sigma_i \propto t^\alpha$, il cui esponente $\alpha \simeq 0.2$. Questo valore è significativamente inferiore rispetto all'esponente osservato, che vale 0.3 per σ_R e σ_ϕ , mentre è ancora maggiore per σ_z (Fig. 1.10). Questi risultati suggeriscono che le nubi molecolari non sono la causa primaria del riscaldamento del disco, bensì che è necessario includere nel calcolo il contributo dei bracci di spirale.

Le simulazioni di Jenkins & Binney (1990), secondo cui il riscaldamento del disco galattico è dovuto all'effetto combinato della presenza delle nubi molecolari e dei bracci di spirale e parametrizzato da β , prevedono un rapporto $\sigma_z/\sigma_R \simeq 0.4$ ottenuto ponendo $\beta = 150$, caso in cui il contributo dei bracci di spirale rispetto a quello delle nubi molecolari è massimo.

1.4.4 Urti con piccole galassie satelliti

Sebbene gli urti tra galassie con masse confrontabili, in cui le forti variazioni nel campo gravitazionale producono un oggetto molto diverso rispetto ai suoi progenitori siano estremamente spettacolari, è l'interazione e l'accrescimento di piccole galassie satelliti a rappresentare la tipologia di urti che si verificano più spesso nell'universo locale (Schwarzkopf & Dettmar 2000). Gli urti tra galassie con la stessa massa distruggono completamente i dischi e lasciano resti simili a galassie ellittiche (Farouki & Shapiro 1982). Quando invece si verificano passaggi ravvicinati tra galassie, i dischi possono essere fortemente distorti con la formazione di strutture come anelli, spirali su larga scala e barre (Toomre & Toomre 1972; Hernquist 1990; D'Onghia et al. 2015). È naturale pensare quindi che le galassie che presentano un disco non perturbato, non abbiano mai subito urti con sistemi con massa comparabile alla propria.

Gli urti che coinvolgono dischi di grandi dimensioni e piccole galassie satellite sono meno distruttivi di quelli che coinvolgono galassie con masse confrontabili. Infatti, questi urti aumentano gradualmente nel tempo la massa delle galassie ospiti, senza però modificare il disco. La crescita graduale in massa dovuta ai satelliti ispessisce i dischi immagazzinando energia cinetica che viene così convertita in velocità casuali delle stelle.

Questo fenomeno è stato studiato da diversi autori mentre sono state condotte diverse simulazioni numeriche per spiegare i meccanismi di questo processo.

Studiando le conseguenze dell'accrescimento di satelliti sui dischi di un campione di 110 galassie, Schwarzkopf & Dettmar (2000) hanno trovato che

- le variazioni nella struttura dei dischi galattici causate dalle interazioni con satelliti di piccola massa sono maggiormente visibili in direzione perpendicolare al piano del disco;
- la maggior parte delle galassie non interagenti mostra un disco esponenziale con un'altezza di scala pari a $z_0 \simeq 700$ pc; invece dischi che hanno subito l'accrescimento di galassie satelliti sono sistematicamente più spessi con altezze di scala pari a $z_0 \simeq 1.3$ kpc e hanno dispersioni di velocità maggiori;
- lo spessore normalizzato del disco galattico h/z_0 , dato dal rapporto tra la lunghezza di scala h e l'altezza di scala z_0 del disco, è circa 1.7 volte minore nei dischi che hanno subito l'accrescimento di un satellite;
- i rapporti $h/z_0 > 7$, tipici in sistemi galattici sottili, non si trovano in galassie che hanno subito accrescimenti di satellite nel disco. Questo fatto implica che il riscaldamento dinamico del disco nella direzione verticale è più efficiente in dischi sottili;
- la struttura radiale del disco per galassie che hanno subito un accrescimento da satellite sul disco non mostrano variazioni significative.

Aguerri et al. (2001) hanno studiato, tramite simulazioni a N -corpi, l'influenza che ha sul disco galattico l'accrescimento dovuto ad un satellite. Essi hanno trovato che

- lo spessore del disco aumenta con la massa della galassia satellite; in particolare, satelliti con massa pari a quella dello sferoide della galassia ospite aumentano z_0 2.5 volte dei satelliti con massa pari ad $1/3$ quella dello sferoide ospite;
- la lunghezza di scala h del disco aumenta del 10% per satelliti piccoli e fino al 60% per satelliti grandi. Questo avviene perché materiale nella parte esterna del disco viene

portato nelle regioni esterne mentre materiale nella parte interna viene portato nello sferoide.

Le simulazioni a N -corpi condotte da Velasquez & White (1999) hanno esaminato le conseguenze di un urto tra una galassia ospite simile alla Via Lattea e un satellite con massa iniziale pari a circa il 20% della massa del disco dell'ospite. Il risultato ottenuto è che il disco della galassia ospite si riscalda verticalmente dal momento che il valore di σ_z aumenta di circa $10 - 20 \text{ km s}^{-1}$ e l'altezza di scala del disco z_0 raddoppia. Tuttavia il riscaldamento conseguente all'urto non assume una direzione privilegiata, in quanto si misurano delle variazioni nelle dispersioni di velocità lungo tutti e tre gli assi. Il risultato delle diverse simulazioni mostra $\Delta\sigma_R > \Delta\sigma_z \simeq \Delta\sigma_\phi$. Ciononostante la forma complessiva dell'ellissoide non cambia, dal momento che le variazioni nelle dispersioni di velocità lungo tutti e tre gli assi sono piccole. L'ellissoide delle velocità si espande cioè, descrivendo il riscaldamento del disco, ma non cambia la sua forma. Di conseguenza il rapporto σ_z/σ_R non si può utilizzare come diagnostico per tracciare il riscaldamento dovuto all'urto con satelliti. Inoltre Velasquez & White (1999) mostrano che gli effetti di riscaldamento dei dischi dipendono dalla direzione del moto e dalla geometria dell'orbita del satellite. Un satellite in un'orbita progradà tende a scaldare il disco stellare, mentre un satellite in un'orbita retrogradà induce una risposta coerente nel disco variandone l'inclinazione. Invece un satellite massiccio in un'orbita retrogradà può essere accresciuto da una galassia a spirale senza distruggerne il disco. Inoltre uno sferoide centrale massiccio può diminuire il riscaldamento verticale del disco per un'orbita progradà, ma può lentamente diminuire l'inclinazione del disco per un'orbita retrogradà.

Il risultato ottenuto da simulazioni ad N -corpi da D'Onghia et al. (2015) è coerente con il precedente. In questo caso la galassia ospite viene colpita nel primo caso da un satellite massiccio, nel secondo caso da 1000 satelliti poco massicci e nel terzo caso da 100 satelliti, di cui due massicci. Vi è un aumento trascurabile nei moti casuali delle stelle lungo le tre direzioni, quando l'urto è legato ad un solo satellite massiccio. Considerando invece il caso in cui il disco è colpito con numerosi satelliti, il riscaldamento del disco è visibile e può essere quantificato misurando un aumento di σ_z di circa $10 - 20 \text{ km s}^{-1}$.

1.5 Scopo e schema della tesi

Lo scopo di questa tesi è lo studio del meccanismo del riscaldamento dinamico del disco stellare della galassia a spirale NGC 7664, selezionata dal campione di galassie analizzato dal punto di vista spettroscopico.

La tesi è stata sviluppata nel modo seguente:

1. Nel primo capitolo viene introdotto il fenomeno del riscaldamento dinamico del disco stellare delle galassie a spirale. Nella Sez. 1.1 si presenta il problema del riscaldamento dinamico dei dischi galattici, oggetto di questa tesi. Nella Sez. 1.2 è introdotta la dinamica dei sistemi non collisionali e vengono ricavate le equazioni che sono necessarie per il calcolo delle componenti dell'ellissoide delle velocità. Nella Sez. 1.3 si descrive il procedimento con cui si misurano le componenti dell'ellissoide delle velocità, la cui forma è un utile diagnostico per determinare il meccanismo di riscaldamento responsabile dei moti casuali osservati nelle stelle, successivamente sono riassunte le osservazioni condotte finora a riguardo. Nella Sez. 1.4 vengono discussi nel dettaglio i meccanismi responsabili del riscaldamento dei dischi galattici, ossia la presenza di nubi molecolari, le onde di

densità dei bracci di spirale e gli urti con piccole galassie satelliti. Infine nella Sez. 1.5 si presentano gli obiettivi di questa tesi e un breve riassunto della stessa.

2. Nel secondo capitolo è presentato il campione di galassie in esame e descritta l'acquisizione dei dati spettroscopici e fotometrici. Nella Sez. 2.1 sono discussi i criteri di selezione con cui sono state scelte le galassie osservate. Nella Sez. 2.2 viene descritta la tecnica osservativa che ha portato all'acquisizione degli spettri galattici, con il telescopio *Gemini North* e lo spettrografo *Gemini Multi-Object Spectrograph*. Quindi sono mostrate le misure di cinematica del gas ionizzato disponibili in letteratura. Infine, nella Sez. 2.3 viene presentata la fotometria superficiale disponibile in letteratura per il campione delle galassie osservate.
3. Nel terzo capitolo viene descritta nel dettaglio la riduzione degli spettri a fenditura lunga ottenuti presso il *Gemini Observatory*. Nella Sez. 3.1 vengono presentate le caratteristiche dei dati originali ottenuti con GMOS. Nelle sezioni successive vengono descritti i passaggi che costituiscono la riduzione degli spettri, ossia la sottrazione del *bias* e la correzione per il *flatfield* (Sez. 3.2, 3.3 e 3.4), la calibrazione in lunghezza d'onda (Sez. 3.5), la combinazione degli spettri e l'eliminazione dei raggi cosmici (Sez. 3.6), la sottrazione del cielo (Sez. 3.7) e la calibrazione in flusso (Sez. 3.8). In Sez. 3.9 viene spiegato come inserire negli spettri un nuovo sistema di coordinate che faccia uso della lunghezza d'onda lungo l'asse x e della distanza in arcsec dal centro galattico lungo l'asse y . Infine in Sez. 3.10 viene effettuato un controllo sulla qualità della calibrazione in lunghezza d'onda e viene così ricavata la dispersione di velocità strumentale.
4. Nel quarto capitolo viene descritta l'analisi della cinematica della componente stellare e del gas ionizzato. In Sez. 4.1 si presentano le procedure utilizzate per la misura della cinematica stellare e del gas ionizzato, mentre in Sez. 4.2 si presentano i risultati ottenuti dalla misura della cinematica delle stelle per le galassie del nostro campione.
5. Nel quinto capitolo vengono presentati la misura del rapporto tra le componenti verticale e radiale dell'ellissoide delle velocità e l'analisi conclusiva del lavoro svolto. In particolare, in Sez. 5.1 viene selezionata, in base ai risultati della cinematica stellare, la galassia NGC 7664 su cui procedere con la misura del rapporto assiale. Viene presentata la cinematica del gas ionizzato ottenuta in questo lavoro e confrontata con i risultati disponibili in letteratura. In Sez. 5.3 si presenta il metodo utilizzato per la misura del rapporto tra le componenti verticale e radiale dell'ellissoide delle velocità e si presentano i risultati ottenuti per NGC 7664. Infine in Sez. 5.4 vengono discussi i risultati ottenuti.

Capitolo 2

Selezione del campione e acquisizione dei dati

In questo capitolo è presentato il campione di galassie in esame e descritta l'acquisizione dei dati spettroscopici e fotometrici. Nella Sez. 2.1 sono discussi i criteri di selezione con cui sono state scelte le galassie osservate. Nella Sez. 2.2 viene descritta la tecnica osservativa che ha portato all'acquisizione degli spettri galattici, con il telescopio *Gemini North* e lo spettrografo *Gemini Multi-Object Spectrograph*. Quindi sono mostrate le misure di cinematica del gas ionizzato disponibili in letteratura. Infine, nella Sez. 2.3 viene presentata la fotometria superficiale disponibile in letteratura per il campione delle galassie osservate.

2.1 Selezione del campione

Lo scopo di questa tesi è quello di studiare il riscaldamento dinamico dei dischi delle galassie a spirale misurando il rapporto tra le componenti verticale e radiale della dispersione della velocità. Vari meccanismi sono stati proposti come possibili responsabili del riscaldamento dei dischi galattici. Ciascun meccanismo contribuisce al riscaldamento in modo differente, perciò misurando la forma totale dell'ellissoide delle velocità, ossia le componenti della dispersione di velocità, è possibile vincolare la sorgente dominante del riscaldamento del disco in esame.

Merrifield et al. (2001) ipotizzarono che i meccanismi di riscaldamento dinamico possano variare in base al tipo di galassia: gli incontri con nubi molecolari giganti sarebbero il meccanismo dominante nelle spirali dei primi tipi morfologici, mentre le onde di densità dei bracci a spirale dominerebbero nelle galassie a spirale di tipo più avanzato. Sebbene i tentativi di dimostrare questa ipotesi condotti finora sembrano promettenti (Gerssen et al. 1997, 2000; Shapiro et al. 2003; Gerssen & Shapiro 2012; Gentile et al. 2015), il numero di galassie per cui è stato misurato il rapporto tra le componenti verticale e radiale della dispersione di velocità è ancora troppo piccolo per poter portare a conclusioni decisive. Per questo motivo si è deciso di condurre nuove misure, in particolare per spirali di tipo Sa e Sc-Sd, che sono le meno studiate. Si è perciò scelto di ampliare il campione di galassie per cui portare a termine questo tipo di studio, selezionando galassie a spirale brillanti ($M_{B,T}^0 < -19$ mag) e vicine ($D < 90$ Mpc) che soddisfacessero i seguenti criteri:

1. con una classificazione morfologica di tipo Sa o Sc-Sd, per indagare i tipi morfologici ancora poco studiati per testare la relazione tra meccanismo responsabile del riscaldamento del disco stellare e tipo morfologico della galassia ospite;

2. con inclinazione intermedia, per poter misurare entrambe le componenti verticale e radiale dell'ellissoide delle velocità, secondo il metodo proposto da Gerssen et al. (1997). Infatti, in galassie viste di faccia o di taglio non è possibile misurare allo stesso tempo entrambe le componenti;
3. possibilmente senza evidenza di barra, essa infatti potrebbe influenzare il potenziale gravitazionale del disco e di conseguenza il riscaldamento dello stesso, complicando l'interpretazione dei dati;
4. con contaminazione minima da stelle di campo, per estendere le misure della cinematica a distanze radiali più grandi possibili senza complicare l'analisi degli spettri;
5. con una curva di rotazione del gas ionizzato regolare, simmetrica e estesa, per poter stimare al meglio la parametrizzazione della velocità circolare (Eq. 1.112);
6. con un disco dal profilo radiale di brillantezza superficiale di tipo esponenziale, per poter soddisfare le assunzioni fatte in Sez. 1.3.1;
7. osservabili con il telescopio *Gemini North* nel periodo tra il 1 febbraio 2012 e il 31 luglio 2012 (Semestre 2012A).

Per questi motivi sono state selezionate le galassie S0/a-Sa NGC 2599, NGC 2639, NGC 2844 e le galassie Sc-Scd NGC 2742, NGC 6070, UGC 9598. A causa del maltempo è stato necessario sostituire 4 delle galassie del campione originario. Il campione effettivamente osservato è composto dalle galassie S0/a-Sa NGC 6314, NGC 6654, NGC 7286 e le galassie Sc-Scd NGC 6070, NGC 7664, UGC 9598, le cui proprietà principali sono presentate in Tab. 2.1. In Tab. 2.2 sono raccolti gli articoli da cui sono derivate le informazioni riguardo la curva di rotazione del gas ionizzato e la fotometria superficiale. In Fig. 2.1 sono riportate le immagini di ciascuna galassia del campione ottenute dalla *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS¹) e dalla *Digitized Sky Survey 2* DSS2² disponibile presso l'archivio dati dell'*European Southern Observatory* (ESO).

¹La SDSS è disponibile all'indirizzo: <http://www.sdss.org/>.

²la DSS2 è disponibile all'indirizzo: <http://archive.eso.org/dss/dss>.

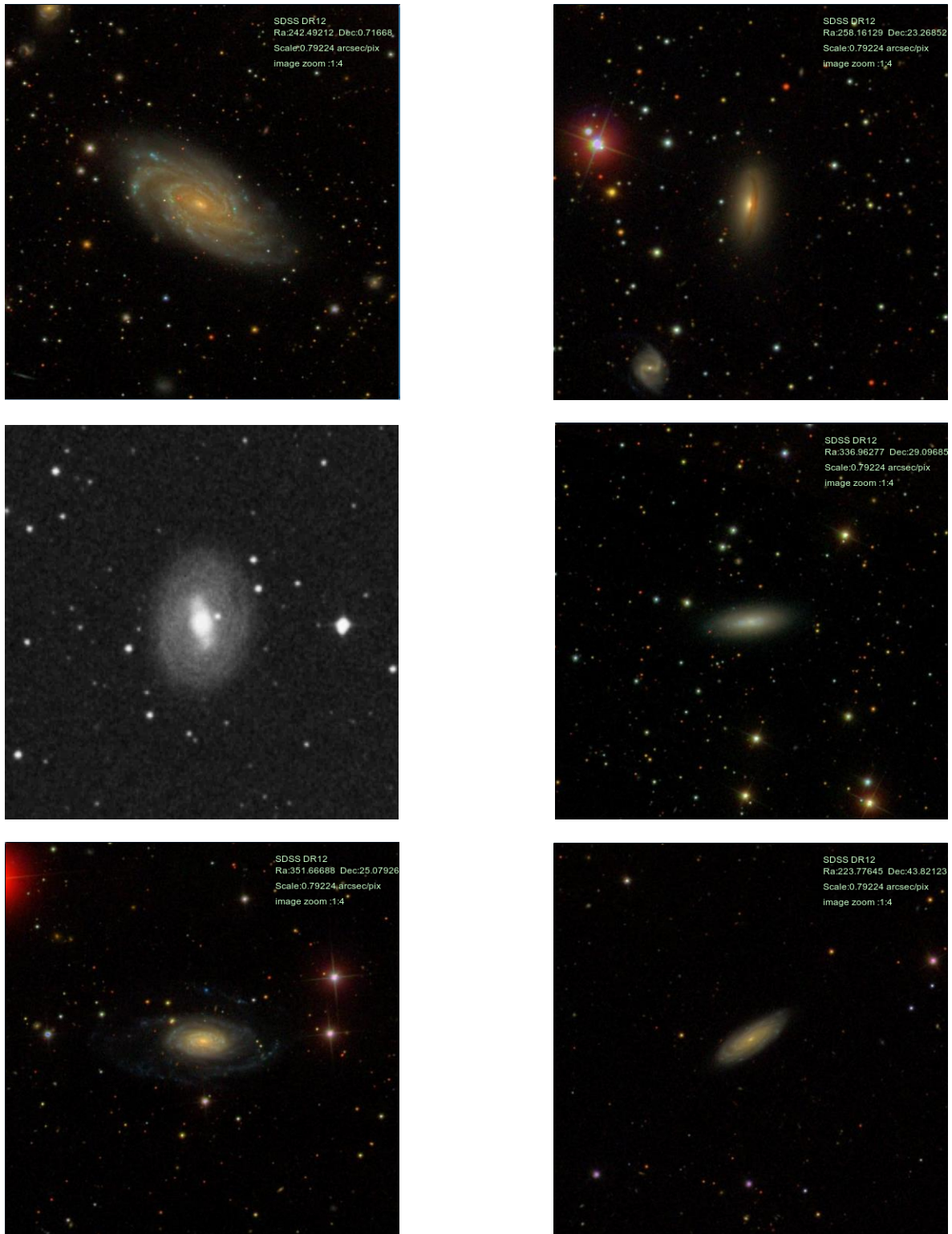


Figura 2.1: Immagini delle galassie NGC 6070, NGC 6314, NGC 6654, NGC 7286, NGC 7664 e UGC 9598 (partendo da in alto a sinistra) ricavate dall'archivio dati della SDSS, centrate nella posizione dell'oggetto, indicata da ascensione retta e declinazione (J2000.0) espresse in gradi. L'immagine di NGC 6654 è stata ottenuta dalla DSS2 dell'archivio dati dell'ESO. Tutte le immagini hanno un campo di vista di 6.76×6.76 arcmin² con il nord in alto e l'est a sinistra.

Tabella 2.1: Proprietà principali delle galassie del campione.

Oggetto	α (J2000.0)	δ (J2000.0)	Tipo morfologico	B_T	i	$D_{25} \times d_{25}$	PA	V_{CMB}	D	$M_{B,T}^0$
	[h m s]	[° ' "]	[RC3]	[mag]	[°]	[arcmin]	[°]	[km s ⁻¹]	[Mpc]	[mag]
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
NGC 6070	16 09 58.8	+00 42 34	SA(s)cd	12.45	56.6	3.5×1.8	62	2110	28.1	-20.7
NGC 6314	17 12 38.9	+23 16 15	SA(s)a:sp	13.80	38.7	1.5×0.7	175	6630	88.4	-33.4
NGC 6654	18 24 09.0	+73 10 59	(R')SB(s)0/a	13.00	63.7	2.6×2.1	0	1758	23.4	-19.4
NGC 7286	22 27 50.7	+29 05 46	S0/a	13.64	68.5	1.7×0.7	98	683	9.1	-21.9
NGC 7664	23 26 39.9	+25 04 49	Sc:	13.42	56.0	2.6×1.5	90	3135	41.8	-20.4
UGC 9598	14 55 09.2	+43 49 06	Scd:	14.73	68.8	1.5×0.6	124	5702	76.0	-20.6

Note: Col(1): Nome della galassia. Col(2): Ascensione retta. Col(3): Declinazione. Col(4): Classificazione morfologica da de RC3. Col(5): Magnitudine totale osservata in banda B da RC3, tranne per NGC 7286 e UGC 9598 da Makarov et al. (2014, HyperLeda). Col(6): Inclinazione, ricavata come $\cos^2 i = (q^2 - q_0^2)/(1 - q^2)$, q ricavato da RC3 e q_0 assunto seguendo Guthrie (1992). Col(7): Diametri isofotale apparenti misurati all'isofota con brillantezza superficiale $\mu_B = 25$ mag arcsec⁻² da RC3. Col(8): Angolo di posizione dell'asse maggiore da RC3. Col(9): Velocità radiale rispetto alla radiazione del fondo cosmico delle microonde da RC3, tranne per UGC 9598 da HyperLeda. Col(10): Distanza calcolata da V_{CMB} assumendo $H_0 = 75$ km s⁻¹ Mpc⁻¹. Col(11): Magnitudine assoluta totale in banda B assumendo D corretta per estinzione da RC3, tranne per UGC 9598 da HyperLeda.

Tabella 2.2: Articoli da cui si ottengono le informazioni sulla cinematica del gas e sulla fotometria superficiale delle galassie del campione.

Oggetto	Cinematica gas ionizzato	Fotometria superficiale
NGC 6070	Courteau (1997)	Pohlen & Truijlo (2006)
NGC 6314	Rubin et al. (1985)	Kent (1988)
NGC 6654	Katkov et al. (2014)	Erwin et al. (2008)
NGC 7286	Noordermeer et al. (2007)	Noordermeer & van der Hulst (2007)
NGC 7664	Rubin et al. (1980)	Kent (1985)
UGC 9598	Courteau (1997)	Courteau (1996)

2.2 Acquisizione dei dati spettroscopici

2.2.1 Il telescopio *Gemini North*

Le osservazioni spettroscopiche del campione di galassie analizzato in questa tesi sono state condotte nel primo semestre del 2012 tramite il telescopio *Gemini North*, presso il *Gemini Observatory*.

Il *Gemini Observatory* consiste di due telescopi gemelli di 8.1 metri operanti nell'ottico e nell'infrarosso. Il telescopio *Gemini South* (GS) è situato sul monte Cerro Pachón nelle Ande cilene ad un'altitudine di 2750 metri. Il suo gemello, il telescopio *Frederick C. Gillett Gemini North* (GN), è costruito invece sul vulcano Mauna Kea, alle Hawaii, ad un'altitudine di 4200 metri. Il quartier generale del *Gemini Observatory* si trova a Hilo, Hawaii, presso l'*University of Hawaii Hilo's University Park*. Esso è stato costruito da una collaborazione di sei paesi, che comprende Stati Uniti, Canada, Cile, Australia, Brasile e Argentina. Esso è gestito dall'*Association of Universities for Research in Astronomy* (AURA) in accordo con il *National Science Foundation* (NSF).

Ciascun telescopio dispone di una serie di strumenti in grado di indagare le regioni dell'ottico e dell'infrarosso accessibili da terra. Molti di questi strumenti sono montati contemporaneamente sul fuoco Cassegrain. In questo modo le osservazioni possono essere velocemente adattate a variazioni meteorologiche o a rapidi fenomeni transienti e consentono di utilizzare contemporaneamente diversi strumenti.

Il telescopio GN ha una configurazione ottica di tipo Ritchey-Chretien Cassegrain e una montatura altazimutale. Lo specchio primario è un $f/1.8$ con un diametro di 8.1 metri e un menisco spesso 20 cm. Esso è dotato di una struttura di 120 attuatori idraulici che mantengono la superficie dello specchio nella sua forma ottimale mentre il telescopio si muove in cielo. Lo specchio secondario invece ha un diametro di 1.0 metri ed è capace di rapidi movimenti correttivi di *tip – tilt* che mantengono gli oggetti astronomici in posizione stabile sul piano focale mentre il telescopio si muove, anche quando folate di vento scuotono lo strumento o quando fluttuazioni legate a turbolenza atmosferica o alla temperatura o alla densità lungo il cammino della luce attraverso l'atmosfera provocano uno spostamento dell'immagine. Esistono poi degli specchi piani inclinati a 45° che riflettono il fascio di luce in prossimità del fuoco Cassegrain verso uno degli strumenti montati ai lati del telescopio. La lunghezza focale effettiva è di 128.12 m ($f/16$). Il campo di vista sul piano focale dello strumento misura tra i 7 e i 10 arcmin di diametro. Il telescopio GN è equipaggiato con un sistema di ottica adattiva (AO) che corregge lo sfocamento delle immagini dovuto alla turbolenza atmosferica nelle bande dell'infrarosso e produce immagini quasi al limite di diffrazione. Inoltre entrambi

Tabella 2.3: Strumenti disponibili per il telescopio GN.

	Spettroscopia	Fotometria	Ottica adattiva
Visibile	<i>Gemini Multi-Object Spectrograph</i> (GMOS): camera e spettrografo multi-oggetto, a fenditura lunga e a campo integrale <i>Gemini Remote Access to CFHT</i> <i>ESPaDOnS Spectrograph</i> (GRACES): spettrografo ad alta risoluzione tra 0.4 e 1.0 μm		
NIR	<i>Near-Infrared Integral</i> <i>Field Spectrometer</i> (NIFS): spettrografo a campo integrale tra 1.0 e 2.5 μm	<i>Near InfraRed Imager and</i> <i>Spectrometer</i> (NIRI): camera tra 1 e 5 μm	<i>ALTitude conjugate</i> <i>Adaptive optics for the</i> <i>InfraRed</i> (ALTAIR): sistema di ottica adattiva con stella guida naturale o laser
	<i>Gemini Near Infrared Spectrograph</i> (GNRIS): spettrografo a fenditura lunga tra 1 e 5 μm e multi-ordine tra 0.9 e 2.5 μm		
MIR	<i>Texas Echelon Cross</i> <i>Echelle Spectrograph</i> (TEXES): spettrografo ad alta risoluzione tra 10 e 20 μm		

Note: Lo strumento TEXES sarà disponibile dal primo semestre 2016.

gli specchi sono rivestiti di argento, materiale che riduce l'emissione termica infrarossa dello strumento rispetto al più comunemente usato alluminio e aumenta la riflettività a lunghezze d'onda superiori a 4000 Å, anche se peggiora le prestazioni nell'ultravioletto.

Gli strumenti disponibili per il telescopio GN sono riportati in Tab. 2.3.

2.2.2 Il *Gemini Multi-Object Spectrograph*

Lo spettrografo con cui sono stati ottenuti gli spettri a fenditura lunga analizzati in questa tesi è il *Gemini Multi-Object Spectrograph* (GMOS), in uso presso il telescopio GN. Entrambi i telescopi del *Gemini Observatory* sono equipaggiati con una versione identica di questo strumento. Lo schema ottico e la struttura dello spettrografo sono mostrati in Fig. 2.2.

Lo spettrografo GMOS fornisce spettroscopia a fenditura lunga nell'intervallo spettrale 0.36-0.94 μm , spettroscopia multi-oggetto e immagini di un campo di vista maggiore di 5.5 arcmin². È inoltre equipaggiato con un'unità a campo integrale (IFU) che utilizza fibre da 0.2 arcsec per ottenere spettri da un'area di 35 arcsec². Infine è possibile utilizzare la modalità *Nod-and-Shuffle*. Si tratta di una tecnica simile al *nodding* comunemente usato in astronomia infrarossa, che prevede di alternare il puntamento del telescopio dalla posizione di un oggetto alla posizione di un campo privo di sorgenti per stimare e sottrarre il contributo del cielo. Usando il *charge shuffling* la carica prodotta dalla prima immagine viene spostata dalla regione di illuminamento ad una regione di immagazzinamento del CCD, senza dover necessariamente procedere con la lettura. Se lo spostamento delle cariche è sincronizzato con il movimento del telescopio, due esposizioni alternate di oggetto e cielo possono essere

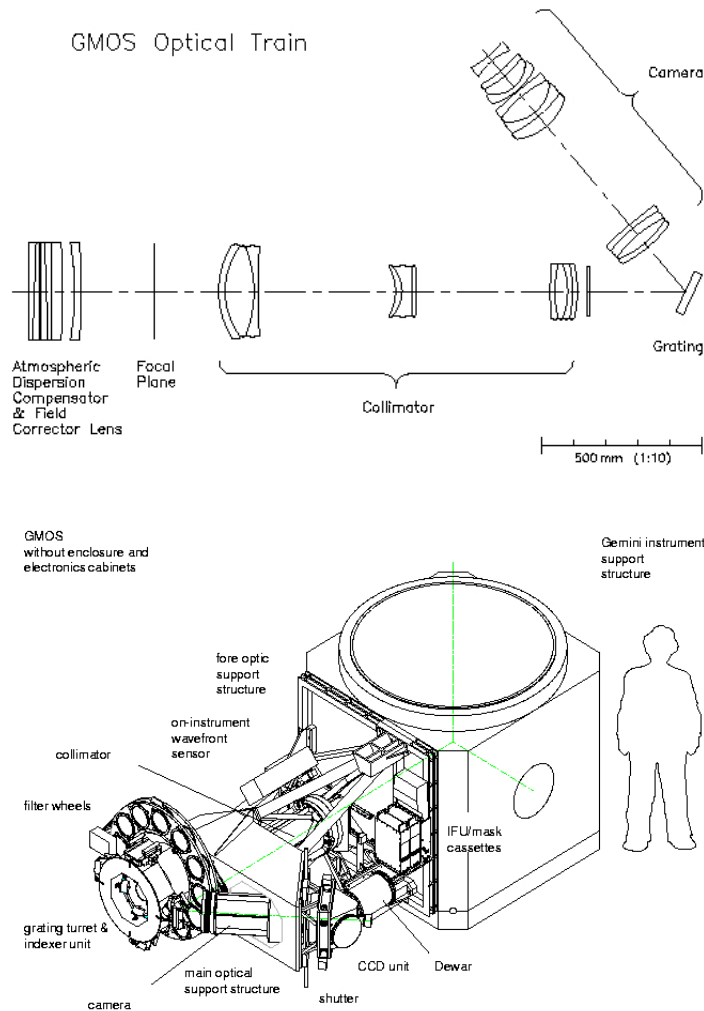


Figura 2.2: In alto schema ottico di GMOS. In basso struttura dello strumento. GMOS è montato sul telescopio GN, situato presso la cima del Mauna Kea nelle Hawaii.

visualizzate una a fianco all'altra sul CCD. L'immagine risultante è costituita da uno spettro dell'oggetto e uno del cielo per ogni fenditura a disposizione. I due spettri, sebbene siano memorizzati in diverse regioni del CCD, sono stati ottenuti con gli stessi *pixel*. Le immagini sono ottenute attraverso cammini ottici identici, il *flatfield* è lo stesso per le due immagini e il CCD viene letto solo una volta. Dal momento che non occorre più misurare il cielo nelle regioni esterne della fenditura, è sufficiente utilizzare una fenditura di lunghezza ridotta (micro-fenditura) consentendo di ampliarne il numero.

GMOS è stato costruito grazie ad una collaborazione tra l'*Astronomy Technology Centre* presso il *Royal Observatory* di Edinburgo e la *Durham University* in Gran Bretagna e l'*Herzberg Institute of Astrophysics* in Canada.

La spettroscopia a fenditura lunga copre l'intera estensione del rivelatore, costituito tra tre CCD e2v DD da 2048×4608 pixel ciascuno. La direzione della dispersione è lungo le righe dell'immagine. Gli spazi tra i CCD producono piccoli intervalli ciechi nel campionamento in lunghezza d'onda delle dimensioni di circa 2.8 arcsec (39 pixel), la cui dimensione

Tabella 2.4: Caratteristiche del rivelatore in uso per GMOS.

GMOS E2V DD			
Apparato	e2v DD ML2AR CCD42-90-1-F43		
Formato	6144×4608 <i>pixel</i>		
Disposizione	3 CCD da 2048×4608 <i>pixel</i> in una fila		
Dimensioni e scala dei <i>pixel</i>	13.5 μm^2 ; 0.0728 arcsec pixel^{-1}		
Intervallo spettrale	da 0.33 μm a 0.98 μm		
CCD	CCD1	CCD2	CCD3
N.ro CCD	10031-23-05	10031-01-03	10031-18-04

Tabella 2.5: Valori di guadagno e rumore per i 3 CCD, mediati sui 6 amplificatori.

Lettura	Livello	Guadagno [$e^- \text{ADU}^{-1}$]	Rumore [$e^- \text{rms}$]
lento	basso	2.27	3.32
veloce	alto	5.27	6.5
veloce	basso	2.49	4.2

Tabella 2.6: Proprietà dei reticoli attualmente disponibili per GMOS.

Nome	Numero	Densità di righe [righe mm^{-1}]	Lunghezza d'onda di <i>blaze</i> [nm]	Potere risolutivo [$\lambda/\Delta\lambda$]	Copertura spettrale [nm]	Dispersione [nm pixel^{-1}]
B1200	G5301	1200	463	3744	143	0.023
B600	G5307	600	461	1688	276	0.045
R400	G5305	400	764	1918	416	0.074

Note: Il potere risolutivo è dato alla lunghezza d'onda di *blaze* ed è stato calcolato utilizzando la fenditura da 0.5 arcsec.

espressa in \AA dipende dal reticolo usato durante l'osservazione. Anche il campionamento spaziale è interrotto dalla presenza di due ponti necessari a mantenere la fenditura in posizione stabile, che causano intervalli nel campionamento di circa 3 arcsec. Nelle Tab. 2.4 e 2.5 sono riportate le proprietà del CCD. Le fenditure attualmente disponibili per lo spettrografo GMOS sono: IFU-2, 0.5, 0.75, 1.0, 1.5, 2.0, 5.0, NS0.75, NS1.0 arcsec, mentre i reticoli sono: B1200/G5301, B600/G5307 e R400/G5305. Le informazioni sui reticoli disponibili sono raccolte in Tab. 2.6 mentre le corrispondenti curve di efficienza sono mostrate in Fig. 2.3.

2.2.3 Campagna di osservazione

Le osservazioni spettroscopiche necessarie a condurre la nostra analisi necessitano del potere di raccolta di fotoni di un telescopio della classe 8 metri. L'utilizzo di un telescopio di classe 4 metri richiederebbe tempi di integrazione troppo elevati, come hanno mostrato MacArthur et al. (2009). Le osservazioni spettroscopiche proposte devono essere effettuate in modalità a fenditura lunga, dal momento che la spettroscopia a campo integrale non soddisfa le nostre esigenze osservative avendo un campo di vista troppo piccolo e una risoluzione spettrale

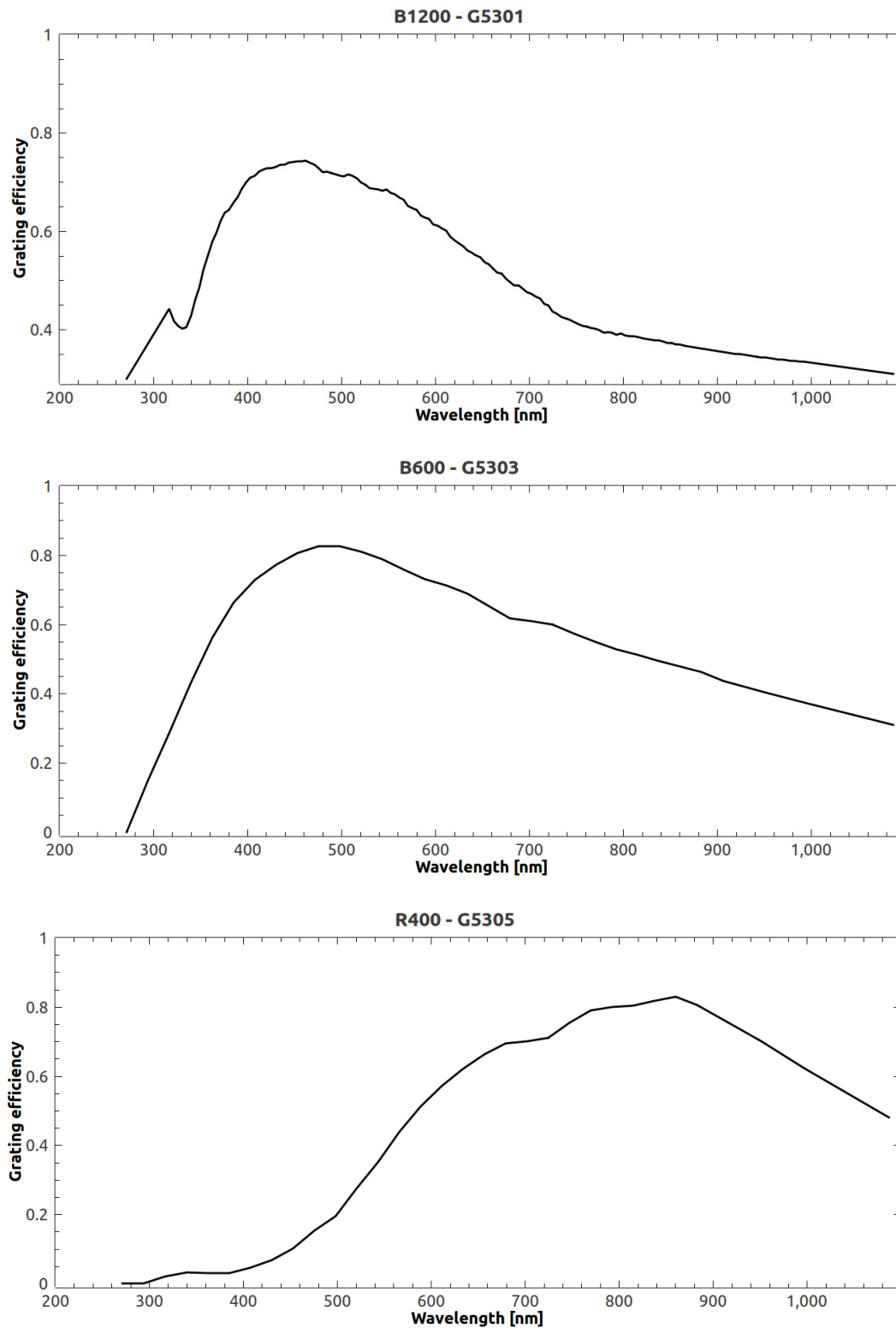


Figura 2.3: Curva di efficienza per i reticoli B1200/G530 (in alto), B600/G5307 (al centro) e R400/G5305 (in basso) in funzione della lunghezza d'onda.

troppo bassa. Le osservazioni inoltre necessitano di un *seeing* con $\text{FWHM} < 0.85$ arcsec e di nessuna copertura nuvolosa. Per minimizzare il rumore di fondo dovuto al cielo il contributo della luce diffusa dalla luna deve essere assente o minima.

Le osservazioni spettroscopiche del nostro campione sono state condotte utilizzando il reticolo B1200/G5301. Dal momento che il nostro scopo è quello di misurare la velocità stellare nella regione del disco galattico, è necessario raggiungere una dispersione di velocità strumentale σ_{strum} di almeno 50 km s^{-1} . Dal momento che il potere risolutivo R del reticolo B1200/G5301 è stato calcolato per la fenditura da 0.5 arcsec, per ricavare la dispersione di velocità strumentale occorre utilizzare la formula seguente

$$\sigma_{\text{strum}} = \frac{L}{0.5} \frac{c}{2.355R} \quad (2.1)$$

dove L è la dimensione della fenditura in arcsec, $c=299792 \text{ km s}^{-1}$ è la velocità della luce e $R=3744$ è il potere risolutivo del reticolo. La fenditura da 0.75 arcsec consente di ottenere una $\sigma_{\text{strum}}=51 \text{ km s}^{-1}$ sufficiente per i nostri scopi. Inoltre la lunghezza della fenditura, pari a 5.5 arcmin è perfetta per il nostro campione di galassie, che hanno diametri compresi tra 1.5 e 3.5 arcmin, lasciando quindi spazio alla stima del cielo. Con la configurazione selezionata gli intervalli ciechi provocati dagli spazi tra i CCD hanno una dimensione in lunghezza d'onda di 10 \AA .

La copertura in lunghezza d'onda corrispondente al reticolo B1200/G5301 è di 1430 \AA , scegliendo quindi una lunghezza d'onda centrale pari a 4900 \AA è possibile indagare l'intervallo compreso tra 4200 e 5600 \AA . Gli spettri così ottenuti coprono nella parte blu le righe di emissione dell' $\text{H}\delta$ $\lambda 4101.73 \text{ \AA}$ e dell' $\text{H}\gamma$ $\lambda 4340.46 \text{ \AA}$ e terminano nella parte rossa con la forte riga del cielo dell' $[\text{OI}]$ $\lambda 5577.35 \text{ \AA}$. La lunghezza centrale è scelta pari a 4900 \AA per NGC 6314 e UGC 9598, a 4800 \AA per NGC 6654, NGC 7286 e NGC 6070 e infine a 4700 \AA per NGC 7664 per tenere conto delle loro velocità di sistema. L'intervallo spettrale indagato quindi varia di qualche centinaio di \AA tra una galassia e l'altra.

Per ottenere delle misure soddisfacenti è necessario avere un rapporto segnale-rumore pari ad almeno $S/N = 50$ per ciascun elemento di risoluzione spettrale nelle regioni del disco delle galassie, perciò è utile suddividere l'osservazione in più pose. In questo modo è anche possibile correggere gli spettri dal contributo spurio dei raggi cosmici durante la fase di riduzione. Per questo motivo sono stati acquisiti 4 spettri da 2000 s per ciascuno degli assi maggiore e minore delle galassie del campione, tranne nel caso di un asse di NGC 6070, di cui si possiedono 5 spettri, e del minore di UGC 9598, di cui si hanno 3 spettri. Questo ha portato ad un totale di circa 27 ore di osservazione solo per gli spettri galattici.

Per misurare le componenti σ_z e σ_R dell'ellissoide delle velocità con il metodo descritto in Sez. 1.3.1 è necessario acquisire almeno due spettri a fenditura lunghi: uno lungo l'asse maggiore della galassia (dove la dispersione di velocità lungo la LOS è data dalla combinazione di σ_z e σ_ϕ) e uno lungo l'asse minore (dove la dispersione è una combinazione di σ_z e σ_R). Gli angoli di posizione (PA) sono scelti in modo da soddisfare questo criterio. L'angolo di posizione corrispondente all'asse maggiore è tabulato in Tab. 2.1. L'unica eccezione è la galassia NGC 6070, che presenta dei bracci di spirale molto forti, per evitare i quali si è preferito osservare lungo due assi intermedi. La sequenza osservativa per ciascuna galassia prevede di ottenere tutti gli spettri richiesti per un dato asse e quindi di passare all'osservazione dell'altro asse. Gli spettri galattici sono stati ottenuti nelle notti di osservazione comprese tra il 21 e il 24 giugno 2012 e nelle notti tra il 14 e il 22 luglio 2012.

Oltre agli spettri galattici si dispongono di una serie di immagini di calibrazione. Esse

devono essere ottenute con la stessa configurazione strumentale con cui sono stati acquisiti gli spettri galattici. Per prima cosa è necessario disporre di immagini di *bias*. Il *bias* ottenuto con GMOS è molto stabile e quindi tutte le immagini di *bias* ottenute in un mese di osservazione possono essere utilizzate in fase di riduzione. Le immagini di *bias* sono ottenute regolarmente con le stesse modalità di lettura delle osservazioni scientifiche. Nel nostro caso si hanno a disposizione 21 immagini di *bias*, che sono state prese all'inizio e alla fine di alcune delle notti di osservazione.

Per entrambi i telescopi del *Gemini Observatory* esiste una *Gemini Facility Calibration Unit* (GCAL) che fornisce sorgenti di luce a emissione continua e a righe di emissione da impiegare nelle calibrazioni di *flatfield* e in lunghezza d'onda. L'ottica della GCAL illumina la pupilla del telescopio simulando la luce proveniente da una sorgente astronomica.

Per quanto riguarda il *flatfield*, essi sono ottenuti insieme alle osservazioni scientifiche, generalmente si ottiene un'immagine di *flatfield* per ogni ora di osservazione. È possibile combinare immagini di *flatfield* ottenute nell'arco di 10 – 14 notti buie per costruire un'immagine con rapporto *S/N* elevato. È possibile ottenere anche *flatfield* di cupola. Tutte le immagini di *flatfield* sono ottenute in modalità di lettura lenta e basso guadagno. Per le nostre osservazioni si hanno a disposizione una trentina di immagini ottenute con una lampada alogena al quarzo-tungsteno acquisite subito dopo gli spettri galattici, suddivise per le tre lunghezze d'onda centrali. Per la calibrazione in lunghezza d'onda invece si utilizzano generalmente spettri di una lampada al rame-argon (Fig. 2.4). Per le nostre misure abbiamo una decina di immagini della lampada di calibrazione, ottenute ciascuna subito dopo gli spettri galattici di riferimento. La lista contenente le righe prodotte dalla lampada e la loro corretta lunghezza d'onda è fornita con il pacchetto Gemini-GMOS del *Gemini Observatory* scritto per l'*Imaging Reduction and Analysis Facility* (IRAF³).

Per quanto riguarda la calibrazione in flusso di uno spettro GMOS è necessario osservare una stella standard spettroscopica. Per osservazioni comprese nell'intervallo spettrale tra 3200 e 8100 Å le stelle vengono selezionate dal catalogo di Massey et al. (1988). Nel nostro caso è stata osservata la stella Wolf 1346, di tipo spettrale DA, caratterizzata da una magnitudine assoluta in banda *V* pari a $V = 11.54$ mag, un colore $(B - V) = -0.07$ mag e una magnitudine apparente alla $\lambda = 5556$ Å pari a $m_{\lambda 5556} = 11.59$ mag (Massey et al. 1988). Le coordinate dell'oggetto sono $\alpha(\text{J2000.0}) = 20\text{h } 34\text{m } 21.88\text{s}$ e $\delta(\text{J2000.0}) = +25^\circ 03' 49.74''$ (valori ricavati dall'archivio *Set of Identifications, Measurements, and Bibliography for Astronomical Data* SIMBAD⁴). In Fig. 2.5 è riportato lo spettro della stella ottenuto da Massey et al. (1988). Disponiamo di tre spettri della stella Wolf 1346 ottenuti con tempi di posa di 150 s, due di essi sono centrati a lunghezza d'onda pari a 4900 Å e uno a 4800 Å. Inoltre sono fornite alcune immagini di calibrazione da utilizzare nella riduzione degli spettri stellari. In particolare è sufficiente avere un'immagine di *flatfield* dal momento che lo spettro di una stella standard ha un rapporto *S/N* maggiore rispetto alle osservazioni scientifiche. Le osservazioni degli spettri stellari sono state condotte tra il 21 e il 22 giugno 2012, usando la stessa configurazione strumentale con cui sono state analizzate le galassie.

In Tab. 2.7 è riportato il quaderno delle osservazioni delle galassie e della stella standard.

³IRAF è distribuito dal *National Optical Astronomy Observatories* (NOAO) che è gestito dalla *Association of Universities for Research in Astronomy* (AURA), Inc., in collaborazione con la *National Science Foundation* (NSF). È disponibile all'indirizzo <http://iraf.noao.edu/>. Il pacchetto dedicato alla riduzione dei dati del *Gemini Observatory* scritto per IRAF è disponibile all'indirizzo: <http://www.gemini.edu/sciops/data-and-results/processing-software>.

⁴SIMBAD è consultabile all'indirizzo: <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>.

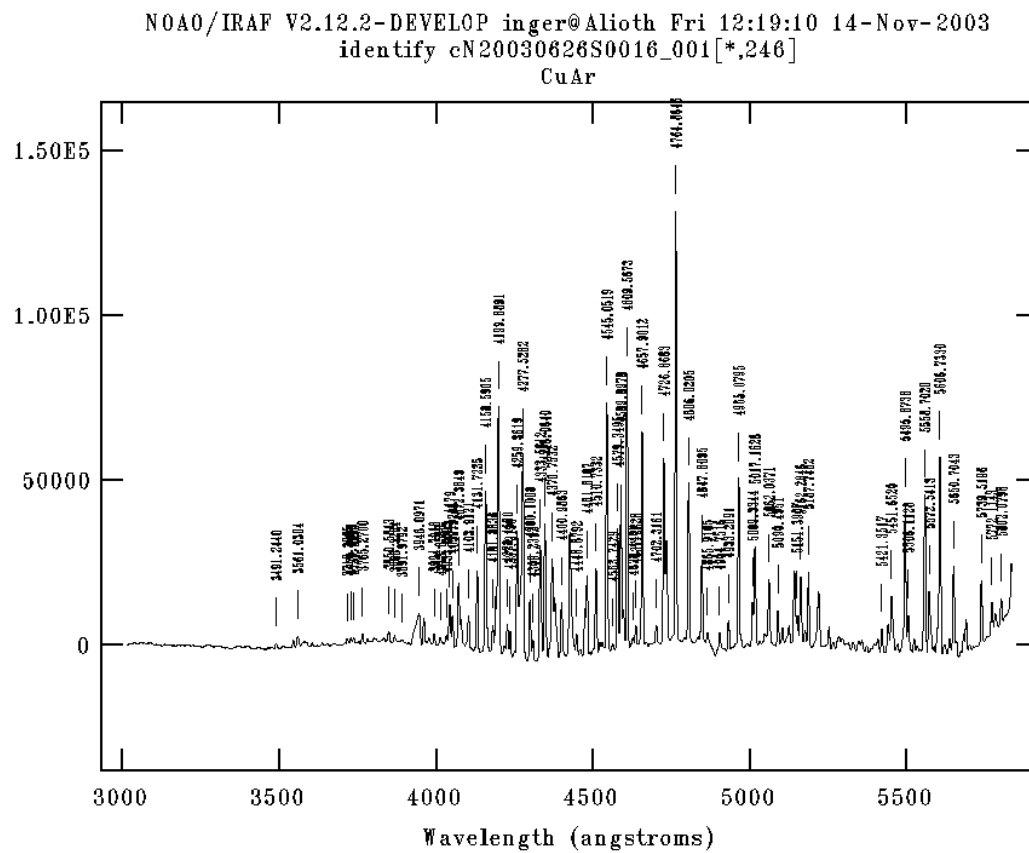


Figura 2.4: Spettro calibrato in lunghezza d'onda della lampada di calibrazione al rame-argon ottenuta con il reticolo B600 centrato alla lunghezza d'onda di 4300 Å, senza l'utilizzo di filtri.

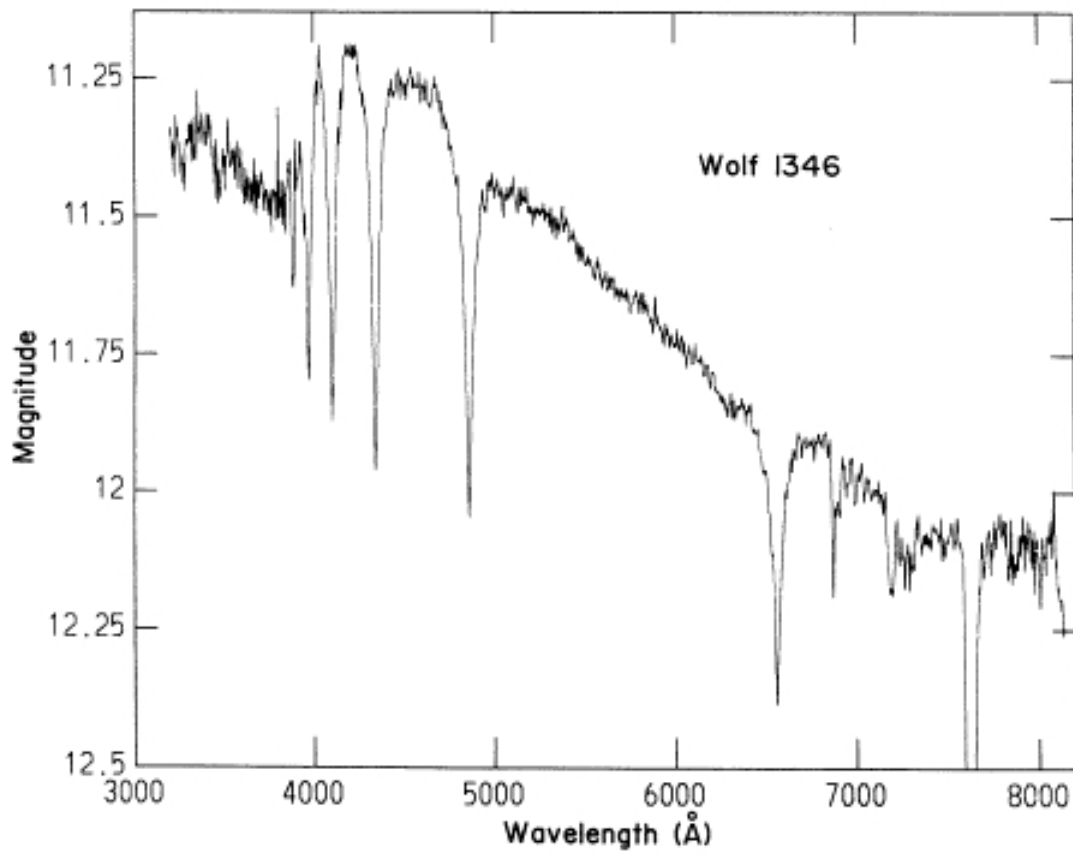


Figura 2.5: Spettro calibrato in lunghezza d'onda e flusso della stella standard spettroscopica Wolf 1346 ottenuto da Massey et al. (1988).

Tabella 2.7: Quaderno delle osservazioni spettroscopiche.

Nome	Oggetto	Tipo di osservazione	Classe di osservazione	Reticolo	λ_{cent} [nm]	t_{exp} s	PA [°]
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
N20120621S0149.fits	UGC 9598	OBJECT	acq	MIRROR	0	10	309
N20120621S0150.fits	UGC 9598	OBJECT	acq	MIRROR	0	20	309
N20120621S0151.fits	UGC 9598	OBJECT	acq	MIRROR	0	30	309
N20120621S0152.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	490	32	309
N20120621S0153.fits	UGC 9598	OBJECT	science	B1200/G5301	490	2470	309
N20120621S0154.fits	UGC 9598	OBJECT	science	B1200/G5301	490	2470	309
N20120621S0155.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	490	32	309
N20120621S0156.fits	UGC 9598	OBJECT	science	B1200/G5301	490	2470	309
N20120621S0157.fits	UGC 9598	OBJECT	science	B1200/G5301	490	2470	309
N20120621S0158.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	490	32	309
N20120621S0159.fits	NGC 6314	OBJECT	acq	MIRROR	0	10	175
N20120621S0160.fits	NGC 6314	OBJECT	acq	MIRROR	0	20	175
N20120621S0161.fits	NGC 6314	OBJECT	acq	MIRROR	0	30	175
N20120621S0162.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	490	32	175
N20120621S0163.fits	NGC 6314	OBJECT	science	B1200/G5301	490	2000	175
N20120621S0164.fits	NGC 6314	OBJECT	science	B1200/G5301	490	2000	175
N20120621S0165.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	490	32	175
N20120621S0166.fits	NGC 6314	OBJECT	science	B1200/G5301	490	2000	175
N20120621S0201.fits	Wolf1346	OBJECT	acqCal	MIRROR	0	2	80
N20120621S0202.fits	Wolf1346	OBJECT	acqCal	MIRROR	0	20	80
N20120621S0203.fits	Wolf1346	OBJECT	acqCal	MIRROR	0	2	80
N20120621S0204.fits	Wolf1346	OBJECT	acqCal	MIRROR	0	20	80
N20120621S0205.fits	Wolf1346	OBJECT	acqCal	MIRROR	0	2	273
N20120621S0206.fits	Wolf1346	OBJECT	acqCal	MIRROR	0	20	273
N20120621S0207.fits	Wolf1346	OBJECT	acqCal	MIRROR	0	2	273
N20120621S0208.fits	Wolf1346	OBJECT	acqCal	MIRROR	0	2	273
N20120621S0209.fits	Wolf1346	OBJECT	acqCal	MIRROR	0	2	273
N20120621S0210.fits	Wolf1346	OBJECT	partnerCal	B1200/G5301	490	150	273
N20120621S0211.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	490	32	273
N20120621S0213.fits	Twilight	OBJECT	dayCal	B1200/G5301	490	30	90
N20120621S0214.fits	Twilight	OBJECT	dayCal	B1200/G5301	480	30	90
N20120621S0217.fits	CuAr	ARC	dayCal	B1200/G5301	480	160	0
N20120621S0218.fits	CuAr	ARC	dayCal	B1200/G5301	490	160	0
N20120621S0315.fits	CuAr	ARC	dayCal	B1200/G5301	490	160	0
N20120621S0201.fits	Wolf1346	OBJECT	acqCal	MIRROR	0	2	80

N20120621S0202.fits	Wolf1346	OBJECT	acqCal	MIRROR	0	20	80
N20120621S0203.fits	Wolf1346	OBJECT	acqCal	MIRROR	0	2	80
N20120621S0204.fits	Wolf1346	OBJECT	acqCal	MIRROR	0	20	80
N20120621S0205.fits	Wolf1346	OBJECT	acqCal	MIRROR	0	2	273
N20120621S0206.fits	Wolf1346	OBJECT	acqCal	MIRROR	0	20	273
N20120621S0207.fits	Wolf1346	OBJECT	acqCal	MIRROR	0	2	273
N20120621S0208.fits	Wolf1346	OBJECT	acqCal	MIRROR	0	2	273
N20120621S0209.fits	Wolf1346	OBJECT	acqCal	MIRROR	0	2	273
N20120621S0210.fits	Wolf1346	OBJECT	partnerCal	B1200/G5301	490	150	273
N20120621S0211.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	490	32	273
N20120621S0213.fits	Twilight	OBJECT	dayCal	B1200/G5301	490	30	90
N20120621S0214.fits	Twilight	OBJECT	dayCal	B1200/G5301	480	30	90
N20120621S0217.fits	CuAr	ARC	dayCal	B1200/G5301	480	160	0
N20120621S0218.fits	CuAr	ARC	dayCal	B1200/G5301	490	160	0
N20120621S0315.fits	CuAr	ARC	dayCal	B1200/G5301	490	160	0
N20120622S0138.fits	UGC 9598	OBJECT	acq	MIRROR	0	10	40
N20120622S0139.fits	UGC 9598	OBJECT	acq	MIRROR	0	20	40
N20120622S0140.fits	UGC 9598	OBJECT	acq	MIRROR	0	30	40
N20120622S0141.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	490	32	40
N20120622S0142.fits	UGC 9598	OBJECT	science	B1200/G5301	490	2470	40
N20120622S0143.fits	UGC 9598	OBJECT	science	B1200/G5301	490	2470	40
N20120622S0144.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	490	32	40
N20120622S0145.fits	UGC 9598	OBJECT	science	B1200/G5301	2470	490	40
N20120622S0147.fits	UGC 9598	OBJECT	acq	MIRROR	0	10	40
N20120622S0148.fits	UGC 9598	OBJECT	science	B1200/G5301	490	2470	40
N20120622S0149.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	490	32	40
N20120622S0150.fits	NGC 6314	OBJECT	acq	MIRROR	0	10	175
N20120622S0151.fits	NGC 6314	OBJECT	acq	MIRROR	0	20	175
N20120622S0152.fits	NGC 6314	OBJECT	acq	MIRROR	0	30	175
N20120622S0153.fits	NGC 6314	OBJECT	science	B1200/G5301	490	2000	175
N20120622S0154.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	490	32	175
N20120622S0155.fits	NGC 6314	OBJECT	acq	MIRROR	0	10	85
N20120622S0156.fits	NGC 6314	OBJECT	acq	MIRROR	0	20	85
N20120622S0157.fits	NGC 6314	OBJECT	acq	MIRROR	0	30	85
N20120622S0158.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	490	32	85
N20120622S0159.fits	NGC 6314	OBJECT	science	B1200/G5301	490	2000	85
N20120622S0160.fits	NGC 6314	OBJECT	science	B1200/G5301	490	2000	85
N20120622S0161.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	490	32	85
N20120621S0162.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	490	32	175
N20120621S0163.fits	NGC 6314	OBJECT	science	B1200/G5301	490	2000	175

N20120621S0164.fits	NGC 6314	OBJECT	science	B1200/G5301	490	2000	175
N20120621S0165.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	490	32	175
N20120621S0166.fits	NGC 6314	OBJECT	science	B1200/G5301	490	2000	175
N20120622S0182.fits	Wolf1346	OBJECT	acqCal	MIRROR	0	2	94
N20120622S0183.fits	Wolf1346	OBJECT	acqCal	MIRROR	0	20	94
N20120622S0184.fits	Wolf1346	OBJECT	acqCal	MIRROR	0	2	94
N20120622S0185.fits	Wolf1346	OBJECT	partnerCal	B1200/G5301	490	150	94
N20120622S0186.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	490	32	94
N20120622S0187.fits	Wolf1346	OBJECT	partnerCal	B1200/G5301	480	150	94
N20120622S0248.fits	CuAr	ARC	dayCal	B1200/G5301	490	160	0
N20120622S0249.fits	CuAr	ARC	dayCal	B1200/G5301	480	160	0
N20120622S0250.fits	CuAr	ARC	dayCal	B1200/G5301	490	160	0
N20120622S0251.fits	GCALflat	FLAT	dayCal	B1200/G5301	480	32	0
N20120622S0252.fits	GCALflat	FLAT	dayCal	B1200/G5301	480	32	0
N20120622S0253.fits	GCALflat	FLAT	dayCal	B1200/G5301	480	32	0
N20120622S0254.fits	GCALflat	FLAT	dayCal	B1200/G5301	480	32	0
N20120622S0255.fits	GCALflat	FLAT	dayCal	B1200/G5301	480	32	0
N20120622S0256.fits	GCALflat	FLAT	dayCal	B1200/G5301	480	32.	0
N20120622S0257.fits	GCALflat	FLAT	dayCal	B1200/G5301	480	32.	0
N20120622S0258.fits	GCALflat	FLAT	dayCal	B1200/G5301	480	32	0
N20120622S0259.fits	GCALflat	FLAT	dayCal	B1200/G5301	480	32	0
N20120622S0260.fits	GCALflat	FLAT	dayCal	B1200/G5301	480	32	0
N20120622S0261.fits	GCALflat	FLAT	dayCal	B1200/G5301	490	32	0
N20120622S0262.fits	GCALflat	FLAT	dayCal	B1200/G5301	490	32	0
N20120622S0263.fits	GCALflat	FLAT	dayCal	B1200/G5301	490	32	0
N20120622S0264.fits	GCALflat	FLAT	dayCal	B1200/G5301	490	32	0
N20120622S0265.fits	GCALflat	FLAT	dayCal	B1200/G5301	490	32	0
N20120622S0266.fits	GCALflat	FLAT	dayCal	B1200/G5301	490	32	0
N20120622S0267.fits	GCALflat	FLAT	dayCal	B1200/G5301	490	32	0
N20120622S0268.fits	GCALflat	FLAT	dayCal	B1200/G5301	490	32	0
N20120622S0269.fits	GCALflat	FLAT	dayCal	B1200/G5301	490	32	0
N20120622S0270.fits	GCALflat	FLAT	dayCal	B1200/G5301	490	32	0
N20120623S0226.fits	NGC 6070	OBJECT	science	B1200/G5301	480	2000	32
N20120623S0227.fits	NGC 6070	OBJECT	science	B1200/G5301	480	2000	32
N20120623S0230.fits	NGC 6070	OBJECT	science	B1200/G5301	480	2000	32
N20120623S0236.fits	NGC 6314	OBJECT	science	B1200/G5301	490	2000	85
N20120623S0237.fits	NGC 6314	OBJECT	science	B1200/G5301	490	2000	85
N20120623S0415.fits	Bias	BIAS	dayCal	B600/G5307	650	0	0
N20120623S0416.fits	Bias	BIAS	dayCal	B600/G5307	650	0	0
N20120623S0417.fits	Bias	BIAS	dayCal	B600/G5307	650	0	0

N20120623S0418.fits	Bias	BIAS	dayCal	B600/G5307	650	0	0
N20120623S0419.fits	Bias	BIAS	dayCal	B600/G5307	650	0	0
N20120624S0121.fits	NGC 6070	OBJECT	acq	MIRROR	0	10	32
N20120624S0122.fits	NGC 6070	OBJECT	acq	MIRROR	0	20	32
N20120624S0123.fits	NGC 6070	OBJECT	acq	MIRROR	0	30	32
N20120624S0124.fits	NGC 6070	OBJECT	science	B1200/G5301	480	2000	32
N20120624S0125.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	480	32	32
N20120624S0133.fits	NGC 6070	OBJECT	acq	MIRROR	0	10	122
N20120624S0134.fits	NGC 6070	OBJECT	acq	MIRROR	0	20	122
N20120624S0135.fits	NGC 6070	OBJECT	acq	MIRROR	0	30	122
N20120624S0136.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	480	32	122
N20120624S0137.fits	NGC 6070	OBJECT	science	B1200/G5301	480	2000	122
N20120624S0138.fits	NGC 6070	OBJECT	acq	MIRROR	0	10	122
N20120624S0249.fits	NGC 7286	OBJECT	acq	MIRROR	0	10	8
N20120624S0250.fits	NGC 7286	OBJECT	acq	MIRROR	0	20	8
N20120624S0251.fits	NGC 7286	OBJECT	acq	MIRROR	0	30	8
N20120624S0252.fits	NGC 7286	OBJECT	acq	MIRROR	0	10	8
N20120624S0253.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	480	32	8
N20120624S0254.fits	NGC 7286	OBJECT	science	B1200/G5301	480	2000	8
N20120624S0466.fits	CuAr	ARC	dayCal	B1200/G5301	490	160	0
N20120624S0467.fits	CuAr	ARC	dayCal	B1200/G5301	480	160	0
N20120714S0280.fits	NGC 6654	OBJECT	acq	MIRROR	0	10	0
N20120714S0281.fits	NGC 6654	OBJECT	acq	MIRROR	0	20	0
N20120714S0282.fits	NGC 6654	OBJECT	acq	MIRROR	0	30	0
N20120714S0283.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	480	32	0
N20120714S0284.fits	NGC 6654	OBJECT	science	B1200/G5301	480	2000	0
N20120714S0285.fits	NGC 6654	OBJECT	science	B1200/G5301	480	2000	0
N20120714S0286.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	480	32	0
N20120714S0287.fits	NGC 6654	OBJECT	science	B1200/G5301	480	2000	0
N20120714S0288.fits	NGC 6654	OBJECT	science	B1200/G5301	480	2000	0
N20120714S0289.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	480	32	0
N20120714S0334.fits	CuAr	ARC	dayCal	B1200/G5301	480	160	0
N20120715S0033.fits	NGC 6654	OBJECT	acq	MIRROR	0	10	270
N20120715S0034.fits	NGC 6654	OBJECT	acq	MIRROR	0	20	270
N20120715S0035.fits	NGC 6654	OBJECT	acq	MIRROR	0	30	270
N20120715S0036.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	480	32	270
N20120715S0037.fits	NGC 6654	OBJECT	science	B1200/G5301	480	2000	270
N20120715S0038.fits	NGC 6654	OBJECT	science	B1200/G5301	480	2000	270
N20120715S0039.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	480	32	270
N20120715S0040.fits	NGC 6654	OBJECT	science	B1200/G5301	480	2000	270

N20120715S0041.fits	NGC 6654	OBJECT	science	B1200/G5301	480	2000	270
N20120715S0042.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	480	32	270
N20120715S0043.fits	NGC 7286	OBJECT	acq	MIRROR	0	10	278
N20120715S0044.fits	NGC 7286	OBJECT	acq	MIRROR	0	20	278
N20120715S0045.fits	NGC 7286	OBJECT	acq	MIRROR	0	30	278
N20120715S0046.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	480	32	278
N20120715S0047.fits	NGC 7286	OBJECT	science	B1200/G5301	480	2000	278
N20120715S0048.fits	NGC 7286	OBJECT	science	B1200/G5301	480	2000	278
N20120715S0049.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	480	32	278
N20120715S0050.fits	NGC 7286	OBJECT	science	B1200/G5301	480	2000	278
N20120715S0051.fits	NGC 7286	OBJECT	science	B1200/G5301	480	2000	278
N20120715S0052.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	480	32	278
N20120715S0063.fits	Bias	BIAS	dayCal	B1200/G5301	480	0	0
N20120715S0064.fits	Bias	BIAS	dayCal	B1200/G5301	480	0	0
N20120715S0065.fits	Bias	BIAS	dayCal	B1200/G5301	480	0	0
N20120715S0066.fits	Bias	BIAS	dayCal	B1200/G5301	480	0	0
N20120715S0067.fits	Bias	BIAS	dayCal	B1200/G5301	480	0	0
N20120719S0001.fits	Bias	BIAS	dayCal	R400/G5305	750	0	0
N20120719S0002.fits	Bias	BIAS	dayCal	R400/G5305	750	0	0
N20120719S0003.fits	Bias	BIAS	dayCal	R400/G5305	750	0	0
N20120719S0004.fits	Bias	BIAS	dayCal	R400/G5305	750	0	0
N20120719S0302.fits	NGC 6070	OBJECT	acq	MIRROR	0	10	122
N20120719S0303.fits	NGC 6070	OBJECT	acq	MIRROR	0	20	122
N20120719S0304.fits	NGC 6070	OBJECT	acq	MIRROR	0	30	122
N20120719S0305.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	480	32	122
N20120719S0306.fits	NGC 6070	OBJECT	science	B1200/G5301	480	2000	122
N20120719S0307.fits	NGC 6070	OBJECT	science	B1200/G5301	480	2000	122
N20120719S0308.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	480	32	122
N20120719S0309.fits	NGC 6070	OBJECT	science	B1200/G5301	480	2000	122
N20120719S0310.fits	NGC 6070	OBJECT	science	B1200/G5301	480	2000	122
N20120719S0311.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	480	32	122
N20120719S0312.fits	NGC 7286	OBJECT	acq	MIRROR	0	10	8
N20120719S0313.fits	NGC 7286	OBJECT	acq	MIRROR	0	20	8
N20120719S0314.fits	NGC 7286	OBJECT	acq	MIRROR	0	30	8
N20120719S0315.fits	NGC 7286	OBJECT	science	B1200/G5301	480	2000	8
N20120719S0316.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	480	32	8
N20120719S0317.fits	NGC 7286	OBJECT	science	B1200/G5301	480	2000	8
N20120719S0547.fits	CuAr	ARC	dayCal	B1200/G5301	480	160	8
N20120720S0276.fits	NGC 7286	OBJECT	acq	MIRROR	0	10	8
N20120720S0277.fits	NGC 7286	OBJECT	acq	MIRROR	0	20	8

N20120720S0278.fits	NGC 7286	OBJECT	acq	MIRROR	0	30	8
N20120720S0279.fits	NGC 7286	OBJECT	science	B1200/G5301	480	2000	8
N20120720S0280.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	480	32	8
N20120720S0281.fits	NGC 7664	OBJECT	acq	MIRROR	0	10	270
N20120720S0282.fits	NGC 7664	OBJECT	acq	MIRROR	0	20	270
N20120720S0283.fits	NGC 7664	OBJECT	acq	MIRROR	0	30	270
N20120720S0284.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	470	32	270
N20120720S0285.fits	NGC 7664	OBJECT	science	B1200/G5301	470	2000	270
N20120720S0286.fits	NGC 7664	OBJECT	science	B1200/G5301	470	2000	270
N20120720S0287.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	470	32	270
N20120720S0288.fits	NGC 7664	OBJECT	science	B1200/G5301	470	2000	270
N20120720S0289.fits	NGC 7664	OBJECT	science	B1200/G5301	470	2000	270
N20120720S0290.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	470	32	270
N20120720S0474.fits	CuAr	ARC	dayCal	B1200/G5301	480	160	0
N20120720S0475.fits	CuAr	ARC	dayCal	B1200/G5301	470	160	0
N20120720S0495.fits	Bias	BIAS	dayCal	B1200/G5301	820	0	0
N20120720S0496.fits	Bias	BIAS	dayCal	B1200/G5301	820	0	0
N20120720S0497.fits	Bias	BIAS	dayCal	B1200/G5301	820	0	0
N20120720S0499.fits	Bias	BIAS	dayCal	B1200/G5301	820	0	0
N20120722S0093.fits	NGC 7664	OBJECT	acq	MIRROR	0	10	0
N20120722S0094.fits	NGC 7664	OBJECT	acq	MIRROR	0	20	0
N20120722S0095.fits	NGC 7664	OBJECT	acq	MIRROR	0	30	0
N20120722S0096.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	470	32	0
N20120722S0097.fits	NGC 7664	OBJECT	science	B1200/G5301	470	2000	0
N20120722S0098.fits	NGC 7664	OBJECT	science	B1200/G5301	470	2000	0
N20120722S0099.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	470	32	0
N20120722S0100.fits	NGC 7664	OBJECT	science	B1200/G5301	470	2000	0
N20120722S0101.fits	NGC 7664	OBJECT	science	B1200/G5301	470	2000	0
N20120722S0102.fits	GCALflat	FLAT	partnerCal	B1200/G5301	470	32	0
N20120722S0184.fits	CuAr	ARC	dayCal	B1200/G5301	470	160	0
N20120722S0190.fits	Bias	BIAS	dayCal	R400/G5305	700	0	0
N20120722S0191.fits	Bias	BIAS	dayCal	R400/G5305	700	0	0
N20120722S0192.fits	Bias	BIAS	dayCal	R400/G5305	700	0	0

Note: Col.(1): Nome del *file* FITS; nella sequenza NyyyyymmddSnnn sono indicate dopo N le cifre dell'anno, del mese, del giorno dell'acquisizione dell'immagine e dopo S una sequenza identificativa dell'immagine. Col.(2): Identificativo dato dall'osservatore. Col.(3): Tipo di osservazione. **OBJECT**=spettro di stella o galassia, **BIAS**=immagine di *bias*, **FLAT**=immagine di *flatfield*, **ARC**=spettro di lampada di calibrazione. Col.(4): Modalità di osservazione. **science**=immagine del programma, **partnerCal**=immagine di calibrazione con tempo di posa a carico del paese *partner* del programma, **dayCal**=immagine di calibrazione di base. Col.(5): Reticolo utilizzato. Col.(6): Lunghezza d'onda centrale. Col.(7): Tempo di posa. Col.(8): Angolo di posizione.

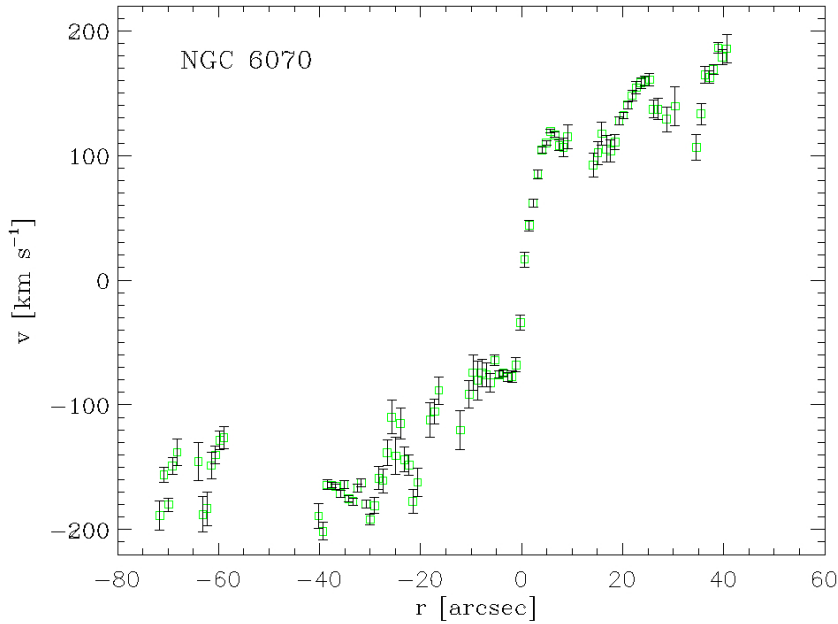


Figura 2.6: Velocità eliocentriche lungo la LOS ed espresse in km s^{-1} misurate lungo l'asse maggiore di NGC 6070 in funzione della distanza dal nucleo galattico espressa in arcsec.

2.2.4 Dati disponibili in letteratura

Le galassie del campione sono state selezionate in modo da disporre in letteratura sia di curve di rotazione del gas ionizzato estese che di profili radiali di brillantezza superficiale. Per portare a termine il nostro studio è quindi sufficiente misurare la cinematica della componente stellare. Di seguito sono presentate le curve di rotazione del gas ionizzato esistenti in letteratura per ciascuna galassia del campione.

NGC 6070. Per quanto riguarda la misura della cinematica del gas ionizzato di NGC 6070 si fa riferimento al lavoro di Courteau (1997). In Fig. 2.6 è mostrata la curva di rotazione ricostruita. La curva di rotazione lungo l'asse maggiore della galassia è stata misurata a partire dalla riga dell' $\text{H}\alpha\lambda 6562.81\text{\AA}$ assumendo un angolo di inclinazione $i = 64^\circ$ e una distanza $D = 29.41$ Mpc. La velocità massima raggiunta da NGC 6070 ha un valore di circa 200 km s^{-1} raggiunta ad $r = 80$ arcsec.

NGC 6314. La curva di rotazione del gas ionizzato è stata misurata da Rubin et al. (1985) e mostrata in Fig. 2.7. La galassia NGC 6314 è assunta essere ad una distanza di 138 Mpc con un angolo di inclinazione $i = 70^\circ$. La curva di velocità misurata si estende fino a quasi 30 arcsec dal centro e risulta simmetrica. La velocità raggiunge il valore massimo pari a circa 250 km s^{-1} a $r = 5$ arcsec e rimane pressoché costante fino ad un valore di circa 230 km s^{-1} , raggiunto a $r = 30$ arcsec, distanza massima indagata.

NGC 6654. Di questa galassia è stata misurata la cinematica sia della componente stellare che del gas ionizzato da Katkov et al. (2014). La galassia è assunta ad una distanza pari a

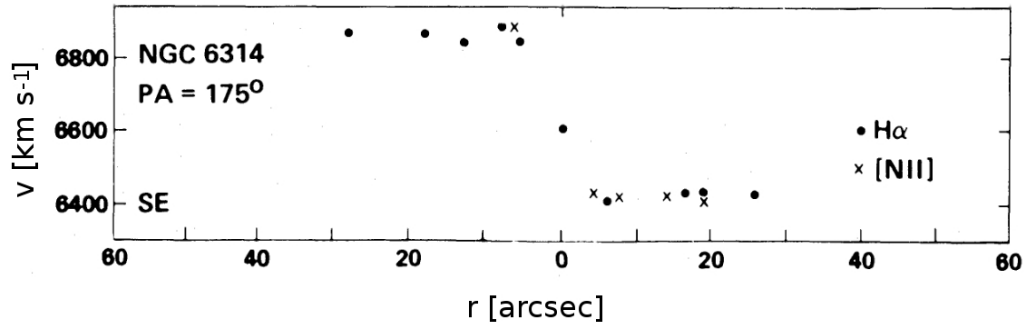


Figura 2.7: Velocità eliocentriche lungo la LOS espresse in km s^{-1} misurate lungo l'asse maggiore di NGC 6314 in funzione della distanza dal nucleo galattico espressa in arcsec. I cerchi e le croci si riferiscono alle misure delle righe di emissione $\text{H}\alpha\lambda 6562.81\text{\AA}$ e $[\text{NII}]\lambda\lambda 6548.03, 6583.41\text{\AA}$ (Rubin et al. 1985).

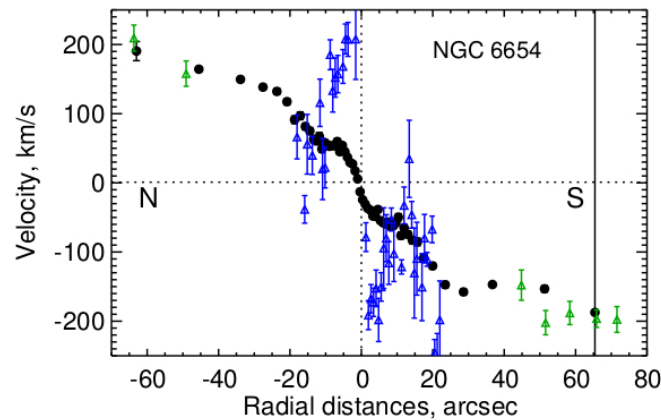


Figura 2.8: Velocità eliocentriche misurate lungo la LOS ed espresse in km s^{-1} lungo l'asse maggiore di NGC 6654. I punti neri rappresentano le misure della componente stellare. I punti blu rappresentano le misure del gas ionizzato ottenute con la riga $[\text{OIII}]\lambda\lambda 4958.92, 5006.84\text{\AA}$ e i punti verdi con l' $\text{H}\beta\lambda 4861.31\text{\AA}$ (Katzkov et al. 2014).

29.5 Mpc ed ha un'inclinazione pari a $i = 44.7^\circ$. Si tratta di una galassia con poca emissione. La misura della cinematica del gas è stata ottenuta nelle regioni interne, entro i primi 20 arcsec, tramite la riga $[\text{OIII}]\lambda\lambda 4958.92, 5006.84\text{\AA}$ ed esternamente, tra i 40 e i 70 arcsec, dall' $\text{H}\beta\lambda 4861.31\text{\AA}$. La curva di rotazione misurata e mostrata in Fig. 2.8 appare pressoché simmetrica. Nelle regioni centrali la velocità lungo la LOS raggiunge valori elevati di circa 200 km s^{-1} , non è indagata tra i 20 e i 40 arcsec e assume poi lo stesso valore costante di circa 200 km s^{-1} ad una distanza di circa 40 arcsec dal centro.

NGC 7286. La cinematica della galassia NGC 7286 è stata studiata da Noordermeer et al. (2007). In Fig. 2.9 è riportata la curva di rotazione. Le misure di velocità sono state ottenute dalle righe di emissione $\text{H}\alpha\lambda 6562.81\text{\AA}$, $[\text{NII}]\lambda\lambda 6548.03, 6583.41\text{\AA}$ e $[\text{SII}]\lambda\lambda 6715.47, 7630.85\text{\AA}$ e da misure radio. Per NGC 7286 si assumono angolo di inclinazione $i = 67^\circ$ e distanza $D = 15.4 \text{ Mpc}$. La curva di rotazione ottenuta appare simmetrica e si estende fino a circa

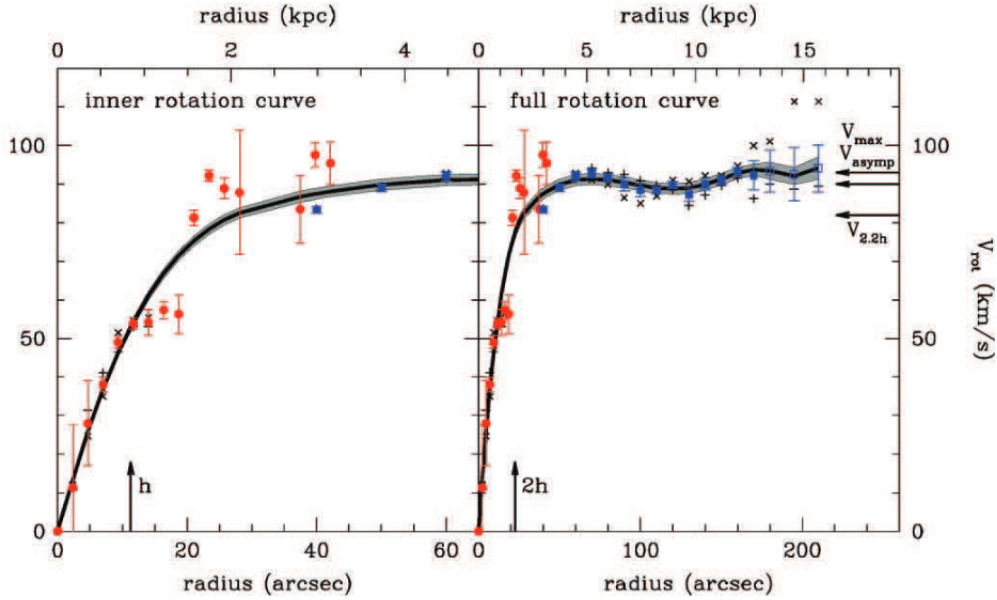


Figura 2.9: Curva di rotazione della galassia NGC 7286. Nella figura a sinistra è mostrato il dettaglio della curva di velocità nelle regioni centrali. I punti neri e blu rappresentano le misure di velocità ottenute dalle osservazioni nell'ottico, mentre i punti rossi rappresentano le misure radio (Noordermeer et al. 2007).

40 arcsec dal centro per le osservazioni nell'ottico e oltre i 200 arcsec nel radio. La velocità di rotazione massima misurata lungo la LOS vale quasi 100 km s^{-1} ad un raggio di quasi 30 arcsec.

NGC 7664. Per la misura della cinematica del gas ionizzato della galassia NGC 7664 si fa riferimento a Rubin et al. (1980). In Fig. 2.10 la curva di rotazione costruita con le velocità misurate. Per NGC 7664 si assume una distanza di 74.2 Mpc e un angolo di inclinazione pari a $i = 58^\circ$. Per misurare la curva di rotazione sono state utilizzate le righe in emissione dell' $\text{H}\alpha\lambda 6562.81\text{\AA}$ e del $[\text{NII}]\lambda\lambda 6548.03, 6583.41\text{\AA}$. Il continuo nucleare è moderatamente intenso, mentre la riga $\text{H}\alpha\lambda 6562.81\text{\AA}$ è praticamente assente al centro, all'esterno invece l' $\text{H}\alpha$ diventa più intensa dell' $[\text{NII}]\lambda\lambda 6548.03, 6583.41\text{\AA}$. La curva di rotazione si estende tra -40 arcsec e 80 arcsec dal centro. Nella regione centrale tuttavia non è ben definita. Essa di presenta simmetrica con un valore massimo di velocità di circa 200 km s^{-1} raggiunto a circa 20 arcsec dal centro.

UGC 9598. Per la misura della cinematica del gas di UGC 9598 il lavoro di riferimento è quello di Courteau (1997). La galassia si assume ad una distanza $D = 82.07$ Mpc ed con un angolo di inclinazione pari a $i = 72^\circ$. La curva di rotazione viene misurata a partire dalla riga dell' $\text{H}\alpha\lambda 6562.81\text{\AA}$, i risultati ottenuti da Courteau (1997) lungo l'asse maggiore mostrano una velocità di rotazione massima di circa 200 km s^{-1} ottenuta a circa 40 arcsec dal centro. In Fig. 2.11 la curva di rotazione ricostruita a partire dai dati di Courteau (1997).

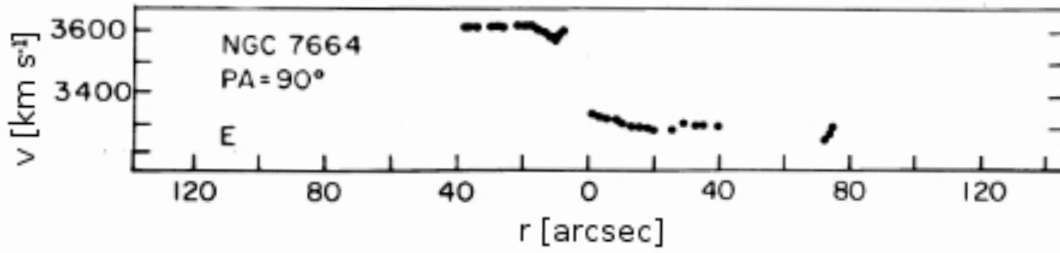


Figura 2.10: Velocità eliocentriche lungo la LOS espresse in km s^{-1} ottenute lungo l'asse maggiore di NGC 7664 in funzione della distanza dal nucleo galattico espressa in arcsec. I valori qui raffigurati sono stati ottenuti dalle misure della riga $\text{H}\alpha\lambda 6562.81\text{\AA}$ (Rubin et al 1980).

2.3 Acquisizione dei dati fotometrici

In questa sezione sono presentati i dati fotometrici del campione di galassie analizzato in questa tesi.

NGC 6070. La decomposizione fotometrica monodimensionale di Pohlen & Trujillo (2006) è basata sullo studio della distribuzione della luce delle immagini SDSS in banda g' e r' . In Fig. 2.12 è mostrato il profilo di brillantezza superficiale di NGC 6070, misurato fino a una brillantezza superficiale limite di circa $27 \text{ mag arcsec}^{-2}$. Il profilo di brillantezza superficiale lungo l'asse maggiore è descritto solo tramite un modello di disco esponenziale. In questo modo si misurano un angolo di inclinazione $i = 64.5^\circ$ ottenuto dalla media delle ellitticità nelle due bande e il raggio di scala del disco pari a $h = 37.2 \text{ arcsec}$ per la banda r' e $h = 43.4 \text{ arcsec}$ per la banda g' . Sebbene la galassia sia classificata come non barrata in RC3, al centro è visibile una struttura ellittica di dimensioni inferiori a 10 arcsec simile ad una barra. Il disco di NGC 6070 viene quindi classificato come tipo II.o-CT, perché presenta un andamento di tipo esponenziale con cambio di pendenza oltre la posizione della barra.

NGC 6314. La galassia NGC 6314 è stata studiata da Kent (1988) in banda r e il risultato della sua analisi fotometrica è mostrato in Fig. 2.13. Le misure si estendono fino a una brillantezza superficiale di $24 \text{ mag arcsec}^{-2}$. La decomposizione fotometrica monodimensionale prevede il contributo di uno sferoide descritto da una legge $r^{1/4}$ e di un disco esponenziale. L'inclinazione del disco è pari a $i = 57.3^\circ$ mentre il raggio di scala vale $h = 5 \text{ arcsec}$.

NGC 6654. La fotometria della galassia barrata NGC 6654 è stata analizzata da Erwin et al. (2008) in banda R . Il risultato è mostrato in Fig. 2.14. Il profilo è misurato fino ad una brillantezza superficiale limite di $27 \text{ mag arcsec}^{-2}$. Dal momento che lo studio è rivolto a indagare le proprietà del disco è stata condotta una decomposizione monodimensionale lungo l'asse maggiore che tenga conto solo del contributo del disco esponenziale. Da questa analisi sono stati ricavati il raggio di scala del disco di $h = 58.4 \text{ arcsec}$ e l'angolo di inclinazione $i = 44^\circ$. Il disco è stato classificato di tipo II.o-OLR, perché presenta un andamento esponenziale con una variazione di pendenza che avviene in una posizione pari al doppio del raggio della barra.

NGC 7286. Noordermeer & van der Hulst (2007) hanno misurato la fotometria superficiale nelle bande R e B di NGC 7286. I risultati sono mostrati in Fig. 2.15. Le osservazioni sono limitate ad una brillantezza superficiale di circa $26 \text{ mag arcsec}^{-2}$ in banda R e circa 27 in ban-

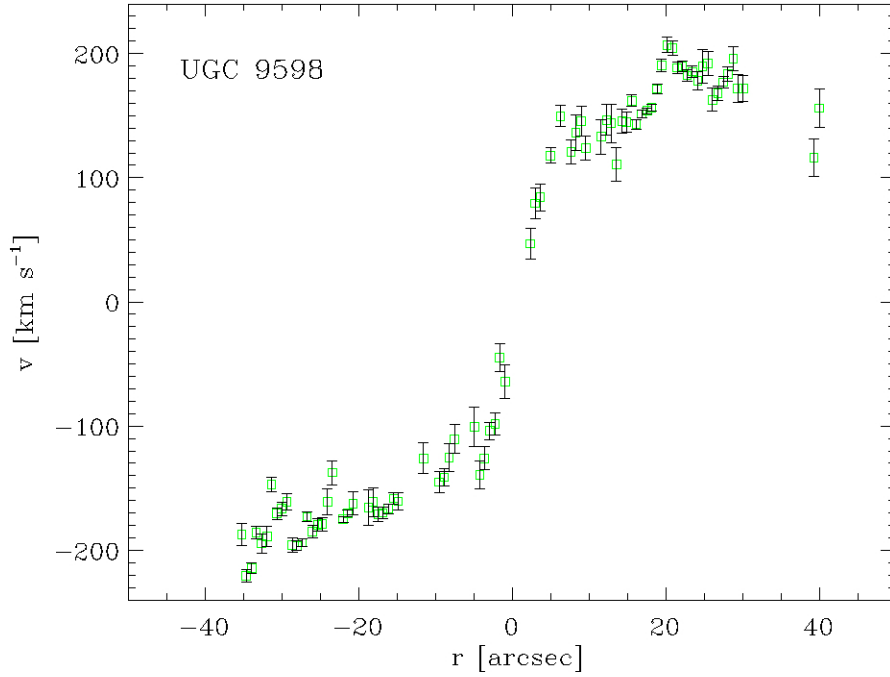


Figura 2.11: Velocità eliocentriche misurate lungo la LOS ed espresse in km s^{-1} misurate lungo l'asse maggiore di UGC 9598, in funzione della distanza dal nucleo galattico espressa in arcsec.

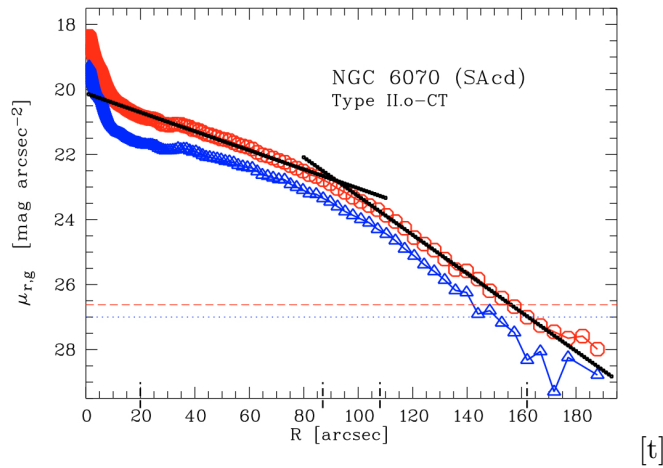


Figura 2.12: Profilo radiale di brillantezza superficiale di NGC 6070. I triangoli in blu rappresentano le misure di brillantezza superficiale in banda g' mentre i cerchi in rosso le misure in banda r' . Il contributo del disco esponenziale è sovrapposto alle misure in banda r' . Le righe tratteggiate orizzontali rappresentano le brillantezze superficiali critiche nelle due bande oltre le quali non è più possibile tracciare il profilo (Pohlen & Trujillo (2006)).

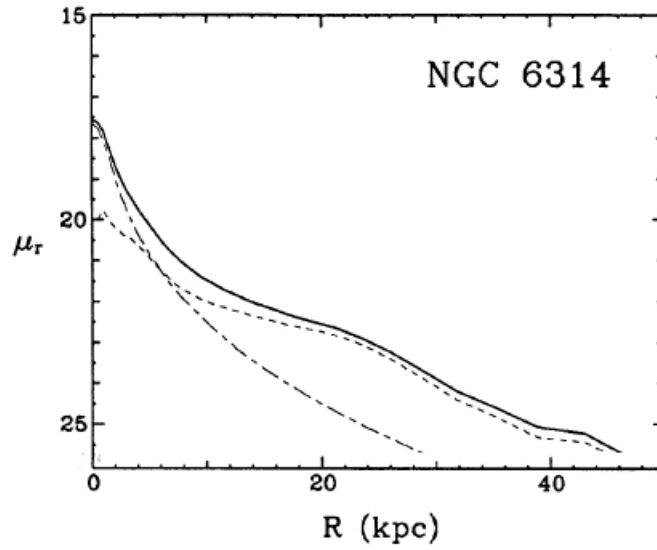


Figura 2.13: Profilo radiale di brillantezza superficiale della galassia NGC 6314 in banda r . Il contributo dello sferoide è indicato dalla linea a tratti lunghi e corti mentre quello del disco dalla linea a punti (Kent 1988).

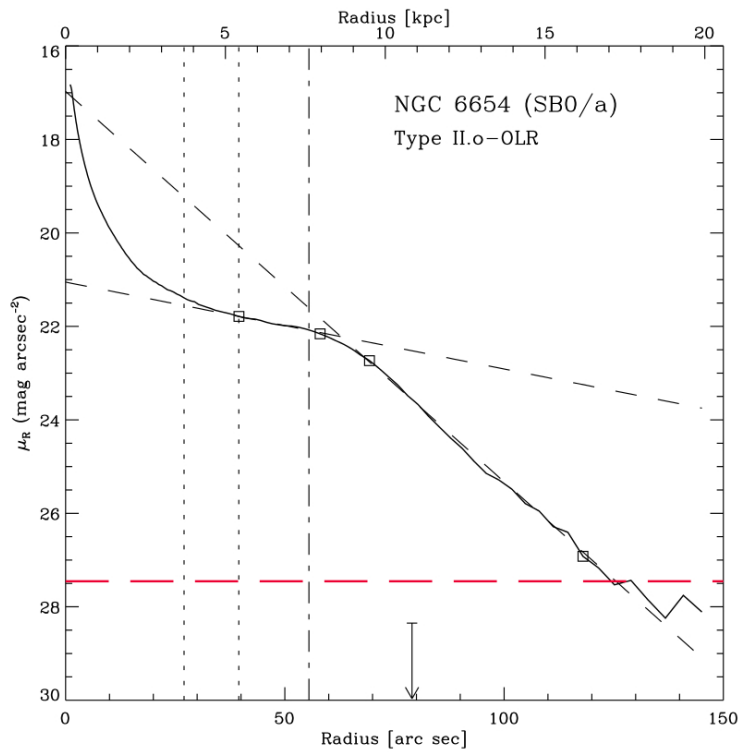


Figura 2.14: Profilo radiale di brillantezza superficiale ottenuto lungo l'asse maggiore di NGC 6654 in banda R . Le due linee tratteggiate rappresentano gli andamenti esponenziali del disco con diversa pendenza. La linea rossa orizzontale rappresenta il limite di misurabilità della brillantezza superficiale (Erwin et al. 2008).

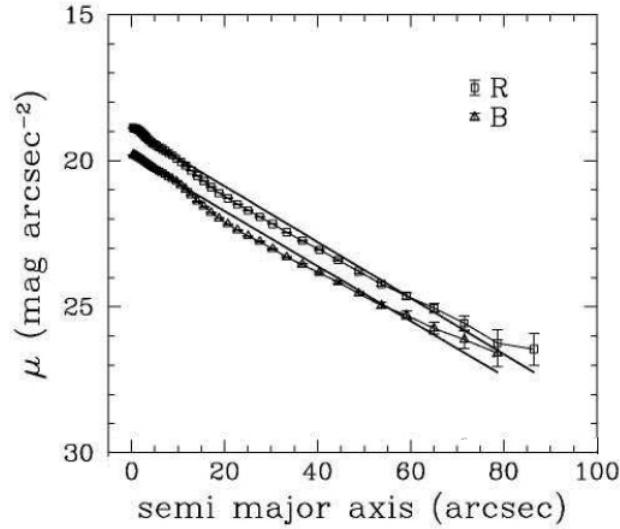


Figura 2.15: Profili radiali di brillantezza superficiale della galassia NGC 7286 nelle due bande R e B . I quadrati si riferiscono alle misure in banda R mentre i triangoli alle misure in banda B . La linea rappresenta l'andamento del disco esponenziale (Noordermeer & van der Hulst 2007).

da B . Dal momento che la galassia è priva dello sferoide, la decomposizione bidimensionale condotta tiene conto del contributo del solo disco esponenziale. La galassia ha un angolo di inclinazione di $i = 69^\circ$ e un raggio di scala del disco $h=34.4$ arcsec.

NGC 7664. Per NGC 7664 si fa riferimento alla fotometria in banda r ottenuta da Kent (1985) e mostrata in Fig. 2.16. La brillantezza superficiale limite è pari a circa $25 \text{ mag arcsec}^{-2}$. L'analisi condotta da Kent (1985) porta alla decomposizione lungo gli assi maggiore e minore di NGC 7664 data dal contributo di uno sferoide che segue la legge $r^{1/4}$ e di un disco esponenziale. Il raggio di scala del disco così ricavato vale $h = 10$ arcsec mentre l'angolo di inclinazione $i = 53.1^\circ$. Successivamente Vitores et al. (1996) hanno analizzato la brillantezza superficiale di NGC 7664 in banda r , ottenendo i seguenti risultati: $h = 9$ arcsec e $i = 57^\circ$. Anche Pérez-González et al. (2000) hanno analizzato la brillantezza superficiale di questa galassia in banda B , ottenendo un valore $h = 12$ arcsec e $i = 56^\circ$.

UGC 9598. L'analisi fotometrica della galassia UGC 9598 è stata condotta in banda r da Courteau (1996). In Fig. 2.17 è mostrato il profilo radiale di brillantezza superficiale, misurabile fino ad un valore limite di circa $26 \text{ mag arcsec}^{-2}$. La decomposizione monodimensionale lungo l'asse maggiore prevede il contributo di un disco esponenziale e porta ad una misura di inclinazione pari a $i = 68.8^\circ$ e di il raggio di scala del disco pari a $h=8.03$ arcsec.

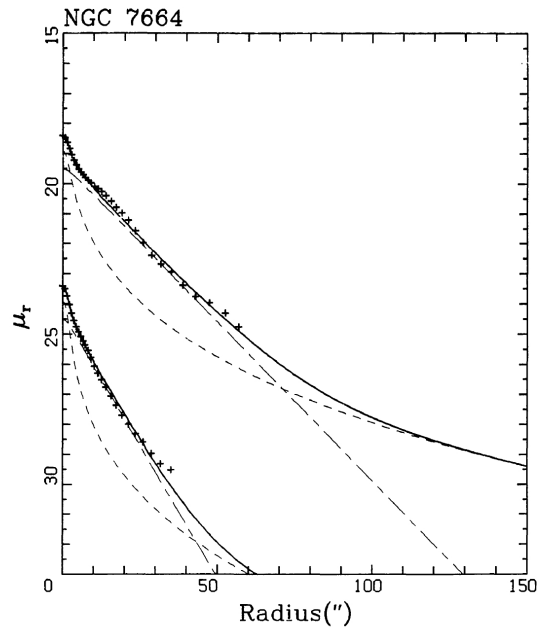


Figura 2.16: Profilo di brillantezza superficiale osservato lungo gli assi maggiore (in alto) e minore (in basso, aumentato di 5 mag) di NGC 7664 in banda r . La linea a tratti e punti rappresenta il contributo dello sferoide mentre la riga a tratti quello del disco (Kent 1985).

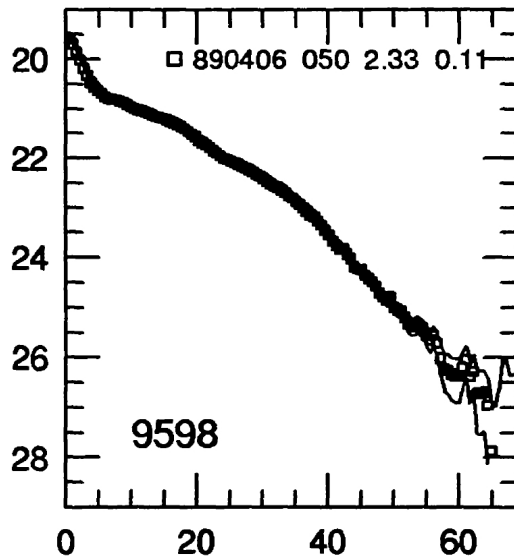


Figura 2.17: Profilo di brillantezza superficiale di UGC 9598 condotta da Courteau (1996). In figura sono mostrati i profili misurati attraverso diverse osservazioni. In alto sono segnati la data UT dell'osservazione, un numero identificativo dell'osservazione, una stima della PSF del *seeing* in arcsec e dell'errore sul cielo (Courteau 1996).

Capitolo 3

Riduzione degli spettri

In questo capitolo viene descritta nel dettaglio la riduzione degli spettri a fenditura lunga ottenuti presso il *Gemini Observatory*. Nella Sez. 3.1 vengono presentate le caratteristiche dei dati originali ottenuti con GMOS. Nelle sezioni successive vengono descritti i passaggi che costituiscono la riduzione degli spettri, ossia la sottrazione del *bias* e la correzione per il *flatfield* (Sez. 3.2, 3.3 e 3.4), la calibrazione in lunghezza d'onda (Sez. 3.5), la combinazione degli spettri e l'eliminazione dei raggi cosmici (Sez. 3.6), la sottrazione del cielo (Sez. 3.7) e la calibrazione in flusso (Sez. 3.8). In Sez. 3.9 viene spiegato come inserire negli spettri un nuovo sistema di coordinate che faccia uso della lunghezza d'onda lungo l'asse x e della distanza in arcsec dal centro galattico lungo l'asse y . Infine in Sez. 3.10 viene effettuato un controllo sulla qualità della calibrazione in lunghezza d'onda e viene così ricavata la dispersione di velocità strumentale.

3.1 Descrizione e preparazione degli spettri

Per eseguire la riduzione degli spettri delle galassie del campione sono state utilizzate diverse procedure che fanno uso di programmi scritti per IRAF.

I dati originali di ciascuna osservazione, ottenuti con lo strumento GMOS montato al telescopio GN, sono forniti sottoforma di *file* FITS multistrato. Ciascuno di essi possiede un descrittore primario e diverse estensioni contenenti i dati. Il numero di estensioni disponibili per ogni singola osservazione è legato al numero di amplificatori utilizzati nella lettura dei CCD. Poiché lo strumento utilizza tre CCD, ciascuno dei quali può essere letto tramite due amplificatori, il numero massimo di estensioni dei dati è 6. Le estensioni sono indicizzate da [0], per l'estensione contenente il descrittore primario, fino al [6], quando sono utilizzati due amplificatori per la lettura di ciascun CCD, come nel nostro caso (Fig. 3.1).

Le immagini hanno dimensioni di 6144×4608 pixel. La direzione della dispersione delle lunghezze d'onda si trova lungo le righe dell'immagine (asse x), mentre la direzione spaziale è lungo le colonne (asse y). La lunghezza d'onda cresce spostandosi da destra a sinistra e quindi le lunghezze d'onda maggiori si trovano in corrispondenza dei *pixel* con coordinata x inferiore nell'estensione [1]. Come già spiegato in Sez. 2.2.2, il rivelatore è costituito da un mosaico di tre CCD e gli spazi tra di essi producono nelle immagini dei piccoli intervalli ciechi lungo la direzione della dispersione. La fenditura inoltre, per poter essere mantenuta

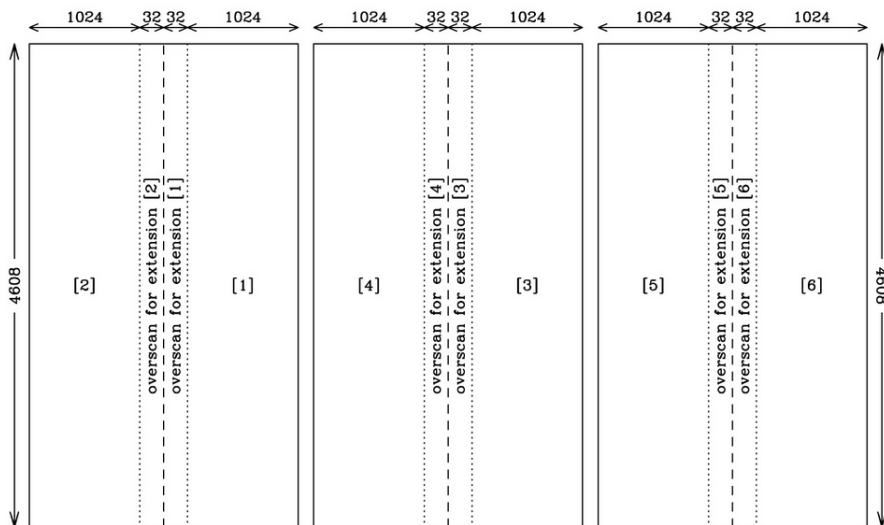


Figura 3.1: Configurazione e dimensioni in *pixel* dei CCD di GMOS con l'identificazione delle estensioni del *file* multistrato.

stabile, è fissata tramite dei ponti, che causano a loro volta dei piccoli intervalli ciechi lungo la direzione spaziale (Fig. 3.2).

Per eseguire la riduzione preliminare si utilizza il pacchetto di programmi Gemini-GMOS¹ scritto per IRAF. La cronologia dei comandi che vengono utilizzati durante la riduzione viene automaticamente salvata nel *file* `gmos.log`. Dal momento che esistono quattro tipi di memorie tampone di visualizzazione (`imtgmos`, `imtgmos2`, `imtgmos4` e `imtgmos8`), per prima cosa è necessario impostare all'avvio di IRAF, o nel *file* di `login.c1`, la modalità di visualizzazione adottata. Nel nostro caso va impostata

```
> set stdimage=imtgmos
```

che ci consente di visualizzare correttamente con SAOImage DS9² le immagini degli spettri GMOS complete e non ricampionate.

Per vedere un'estensione alla volta dello spettro in esame, si usa il comando `display` specificando l'estensione richiesta mentre per visualizzare l'intera immagine si utilizza invece `gdisplay`. Per visualizzare, ad esempio, la porzione di spettro di UGC 9598 ottenuta con metà del primo CCD si digita

```
> display N20120621S0149.fits[1]
```

invece per visualizzare interamente lo spettro della galassia UGC 9598 come in Fig. 3.2, si digita

```
> gdisplay N20120621S0149.fits
```

Il primo passo della riduzione consiste nel preparare i dati originali, processandoli tramite il comando `gprepare`. Esso aggiunge alcune informazioni fondamentali al descrittore, come ad esempio il numero di estensioni dell'immagine multistrato, la scala del CCD espressa in arcsec pixel^{-1} , la modalità di osservazione (`imaging`, `IFU`, `MOS` o `longslit`) e il *file* della maschera per i dati spettroscopici. Dal momento che ogni CCD è caratterizzato da un proprio valore di *bias*, di guadagno (espresso in $e^- \text{ADU}^{-1}$) e di rumore di lettura (RON, dall'inglese

¹I programmi Gemini-GMOS sono disponibili all'indirizzo:

<http://www.gemini.edu/sciops/data-and-results/processing-software?q=node/11823>.

²Il visualizzatore SAOImage DS9 è disponibile all'indirizzo: <http://ds9.si.edu/site/Home.html>.

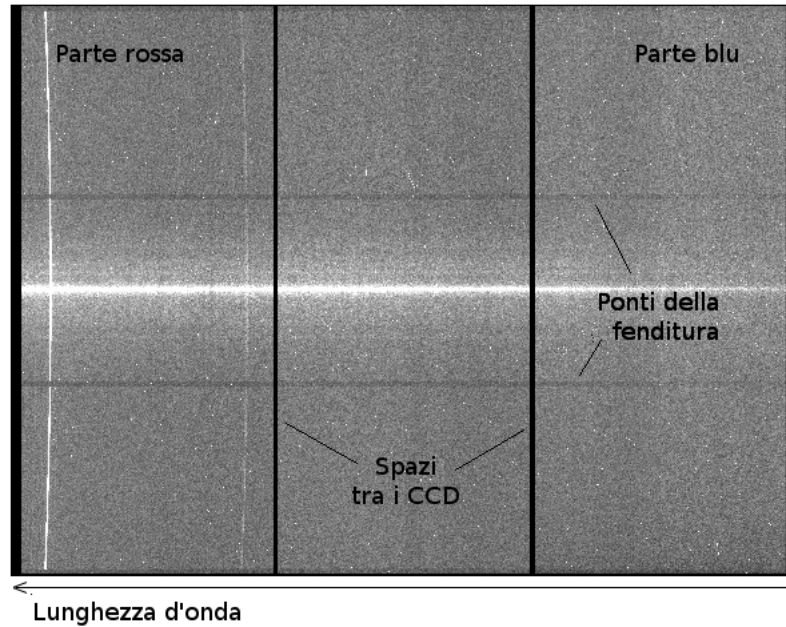


Figura 3.2: Spettro a fenditura lunga ottenuto con GMOS lungo l'asse maggiore della galassia UGC 9598.

read out noise espresso in e^- rms), i livelli dei conteggi di e^- di ogni estensione non possono combaciare se espressi in unità di ADU. Per uniformare le diverse estensioni, `gprepare` richiama il comando `ggain` che è in grado di moltiplicare i conteggi di ogni estensione dei dati per il valore di guadagno corrispondente rimuovendo così le variazioni tra un CCD e l'altro. Il descrittore delle immagini viene quindi aggiornato con i valori uniformati di guadagno e rumore di lettura: il guadagno vale circa $2.2 e^- \text{ADU}^{-1}$, mentre il RON $3.2 e^-$ rms. Il comando viene lanciato con

```
> gprepare @bias.list outimages=@gbias.list
```

che prepara tutte le immagini di *bias* contenute nella lista `bias.list`. La lista `gbias.list` invece contiene tutti i *file* modificati da `gprepare` che vengono salvati con il prefisso `g`.

3.2 Creazione del *masterbias*

Il *bias* è un valore di fondo che viene introdotto dall'elettronica che legge il CCD, in aggiunta al segnale luminoso proveniente dalle sorgenti celesti e che deve quindi essere sottratto. L'immagine di *bias* si ottiene con una posa di 0 secondi ad otturatore chiuso e luci spente, in modo da eliminare il rumore dovuto alle correnti oscure e per evitare possibili contaminazioni. L'immagine di *bias* è comunque affetta dal RON che andrà ad aumentare il rumore delle immagini scientifiche. Per minimizzare tale rumore è necessario acquisire più immagini di *bias* e costruirne l'immagine media, detta *masterbias*, che ha un rumore pari a

$$N_{\text{masterbias}} = \frac{N_{\text{bias}}}{\sqrt{n}} \quad (3.1)$$

dove n è il numero di immagini di *bias* e N_{bias} è il rumore di ogni singolo *bias* che coincide con il RON del CCD. Il rumore dell'immagine scientifica a cui viene sottratto il *masterbias* è

quindi pari a

$$N_{\text{immagine-masterbias}} = \sqrt{N_{\text{masterbias}}^2 + N_{\text{immagine}}^2}. \quad (3.2)$$

Approssimando il rumore dell'immagine scientifica con il RON, che ne rappresenta il limite inferiore, allora si ha che

$$N_{\text{immagine-masterbias}} = \text{RON} \sqrt{\frac{n+1}{n}} \quad (3.3)$$

da cui si deduce che è sufficiente avere un numero limitato di immagini di *bias* per ottenere un rumore del *masterbias* ottimale. Per stimare il valore di *bias*, di solito vengono prese alcune immagini di *bias* all'inizio o alla fine della notte di osservazione. Il *bias* di GMOS è molto stabile tanto che tutte le immagini di *bias* ottenute in un mese di osservazione possono essere utilizzate per creare un *masterbias* con un elevato rapporto *S/N*.

Il comando che produce l'immagine di *masterbias* è **gbias**, esso richiama il comando **gireduce** in grado di riconoscere e sottrarre dalle immagini la regione di *overscan* e di ritagliarle. La regione di *overscan*, infatti, è una porzione di un certo numero di righe e colonne poste ai bordi dell'immagine che vengono aggiunte e salvate insieme ad ogni immagine prodotta dal CCD. Questa regione non contiene segnale, quindi può essere usata per stimare il livello del *bias*. È opportuno rimuoverla dalle immagini scientifiche, per questo è utile riconoscerla e ritagliarla. Quindi, tramite **imcombine**, il comando calcola l'immagine media delle immagini di *bias* di partenza trascurando nel calcolo della media quei *pixel* i cui conteggi si allontanano di un valore maggiore a 3σ rispetto al valore medio locale, dove σ è il valore dello scarto quadratico medio. In questo modo si escludono dal calcolo della media i *pixel* colpiti dai raggi cosmici o dominati dal rumore termico. Il valore dei *pixel* così scartati viene sostituito con quello della media. Il risultato è l'immagine multistrato **masterbias.fits**, in cui ogni strato è ottenuto dalla combinazione degli strati corrispondenti delle immagini di partenza (Fig. 3.3). Noi disponiamo delle 21 immagini di *bias* elencate nella Tab. 3.1. Esse vanno fornite a **gbias** insieme ai parametri in Fig. 3.4.

Il comando viene lanciato nel modo seguente

```
> gbias @gbias.list masterbias.fits
```

Una volta ottenuto il *masterbias* è utile controllare la statistica dell'immagine utilizzando il comando **imstat** per verificare se l'operazione è avvenuta correttamente. Lo scarto quadratico medio dei conteggi in e^- dell'immagine espressi in ADU si ottiene dal rapporto tra il RON espresso in e^- rms e il guadagno del CCD espresso in $e^- \text{ADU}^{-1}$, informazioni che si trovano nel descrittore di una qualsiasi delle immagini. Si analizza una porzione di un'immagine di *bias*, ad esempio per quella tra le colonne 500 e 600 della prima immagine di *bias*, digitando

```
> imstat gN20120623S0415.fits [1] [500:600,500:600]
```

i valori di guadagno e RON in questo caso sono pari a $2.31 e^- \text{ADU}^{-1}$ e $3.17 e^-$ rms. Il valore atteso dello scarto quadratico medio è quindi pari a $3.17/2.31=1.37 \text{ADU}$. Lo scarto quadratico medio trovato dall'applicazione di **imstat** sull'immagine restituisce un valore pari a 1.35ADU , in buon accordo con il valore atteso. Confrontando poi il valore dello scarto quadratico medio del *masterbias* ricavato per via teorica

$$\sigma_{\text{masterbias}} = \frac{\sigma_{\text{bias}_{\text{medio}}}}{\sqrt{n}} \quad (3.4)$$

e pari a 0.30ADU , con quello ottenuto dalla statistica dell'immagine calcolata con **imstat** nella stessa porzione dell'immagine di *bias* e pari a 0.30ADU , si osserva che sono uguali.

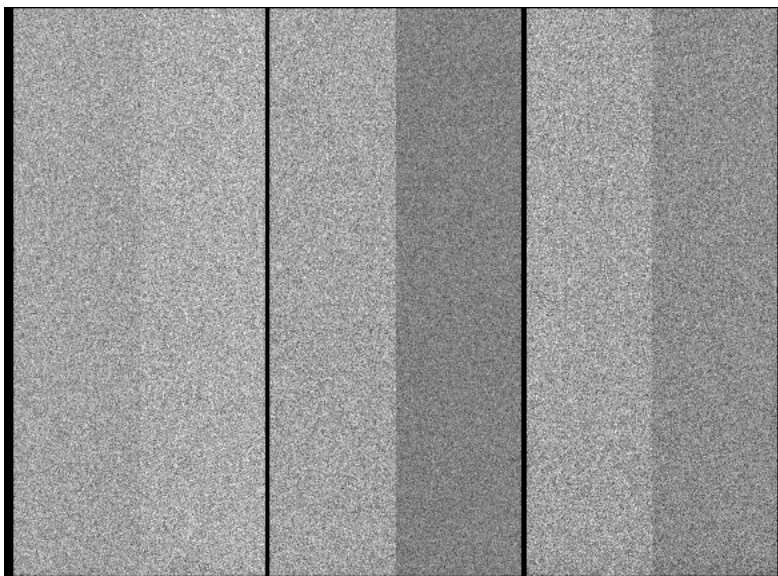


Figura 3.3: Immagine di *masterbias* ottenuta con *gbias*.

3.3 Creazione del *masterflat*

Dal momento che i diversi *pixel* del CCD presentano delle piccole differenze di efficienza quantica, è necessario uniformare il più possibile la risposta relativa di ciascun *pixel*. Per effettuare questa operazione si ha bisogno di alcune immagini di *flatfield*, che si ottengono dall'analisi dello spettro di una sorgente luminosa omogenea, come quello prodotto dalla luce di una lampada riflessa da uno schermo all'interno della cupola (*flatfield* di cupola o *domeflat*), o dalla luce al crepuscolo proveniente da una porzione di cielo priva di stelle (*flatfield* di cielo o *skyflat*), con esposizioni opportunamente brevi per non saturare il CCD. Analizzando un'immagine di questo tipo si possono distinguere le regioni in cui il CCD è più o meno sensibile. L'immagine scientifica va divisa per il *flatfield*, il quale deve essere prima normalizzato dal momento che bisogna correggere le disuniformità percentuali della risposta del CCD. Infatti, se l'immagine scientifica venisse divisa per il *flatfield* non normalizzato, che tipicamente ha conteggi molto elevati, se ne ridurrebbero drasticamente i conteggi e si perderebbe la corrispondenza lineare tra i conteggi misurati e la quantità di luce emessa dalla sorgente e incidente sul CCD. Per normalizzare il *flatfield* esso viene diviso per il suo valore medio. Per ottenere un'immagine di *flatfield* caratterizzata da un elevato rapporto S/N conviene aumentare il segnale allungando il tempo di posa. Perciò, diversamente dal caso delle immagini di *bias*, non sono necessarie molte immagini di *flatfield*.

Tutte le immagini di *flatfield* di GMOS sono ottenute in modalità di lettura lenta e di basso guadagno, tramite l'utilizzo della lampada alogena al quarzo-tungsteno presente nell'unità di calibrazione. Nel nostro caso disponiamo di tre serie di immagini di *flatfield*, ciascuna caratterizzata da una diversa lunghezza d'onda centrale (470, 480 e 490 nm), che corrisponde a quella utilizzata per gli spettri. Esse vanno trattate con il comando `gsflat`, che produce un'immagine di *flatfield* normalizzata a partire dai dati originali che sono già preparati con `gprepare`. Il comando richiama `gsreduce`, che è in grado di tagliare le immagini nella regione di *overscan*, sottrarre l'immagine di *masterbias* tramite il comando `gireduce`, di moltiplicare per il guadagno tramite `ggain`, di riunire le estensioni delle immagini corrispondenti ai di-

```

PACKAGE = gmios
  TASK = gbias

inimages=      Input GMOS bias images or list
outbias =      Output bias (zero level) image
(logfile=      ) Logfile
(rawpath=      ) GPREPARE: Path for raw input images
(fl_over=      yes) Subtract overscan level?
(fl_trim=      yes) Trim overscan section?
(key_bia=      BIASSEC) Header keyword for overscan strip image section
(key_dat=      DATASEC) Header keyword for data section (excludes the overscan)
(key_ron=      RDNOISE) Header keyword for readout noise
(key_gai=      GAIN) Header keyword for gain (e-/ADU)
(ron =         3.5) Readout noise value to use if keyword not found
(gain =        2.2) Gain value to use if keyword not found
(gaindb =      default) Database containing gain data
(sci_ext=      SCI) Name of science extension
(var_ext=      VAR) Name of variance extension
(dq_ext =      DQ) Name of data quality extension
(bpm =         ) Bad Pixel Mask filename
(sat =         default) Saturation level in raw images
(nbiasco=      default) Number of columns removed from overscan region
(biasrow=      default) Rows to use for overscan region
(fl_inte=      no) Interactive overscan fitting
(median =      no) Use median instead of average in column bias
(funcio=      chebyshev) Overscan fitting function.
(order =       default) Order of overscan fitting function.
(low_rej=      3.) Low sigma rejection factor
(high_re=      3.) High sigma rejection factor
(niterat=      3) Number of rejection iterations
(combine=      average) Type of combination operation
(reject =      avsigclip) Type of rejection algorithm
(lthresh=      INDEF) Lower threshold for rejection before scaling
(hthresh=      INDEF) Upper threshold for rejection before scaling
(masktyp=      goodvalue) Mask type
(maskval=      0.) Mask value
(scale =       none) Image scaling
(zero =        none) Image zero point offset
(weight =      none) Image weights
(statsec=      [*,*]) Image region for computing statistics
(key_exp=      EXPTIME) Header keyword for exposure time
(nlow =        0) minmax: Number of low pixels to reject
(nhigh =       1) minmax: Number of high pixels to reject
(nkeep =       1) Minimum to keep or maximum to reject
(mclip =       yes) Use median in sigma clipping algorithms?
(lsigma =      3.) Lower sigma clipping factor
(hsigma =      3.) Upper sigma clipping factor
(snoise =      0.0) ccdclip: Sensitivity noise (electrons)
(sigscal=      0.1) Tolerance for sigma clipping scaling correction
(pclip =       -0.5) pclip: Percentile clipping parameter
(grow =        0.) Radius (pixels) for neighbor rejection
(fl_vard=      no) Create variance and data quality frames?
(verbose=      yes) Verbose output?

```

Figura 3.4: Parametri del comando gbias.

Tabella 3.1: Elenco delle immagini di *bias* processate con `gprepare`.

Nome (1)	Data (2)
<code>gN20120623S0415.fits</code>	23/6/2012
<code>gN20120623S0416.fits</code>	23/6/2012
<code>gN20120623S0417.fits</code>	23/6/2012
<code>gN20120623S0418.fits</code>	23/6/2012
<code>gN20120623S0419.fits</code>	23/6/2012
<code>gN20120715S0063.fits</code>	15/7/2012
<code>gN20120715S0064.fits</code>	15/7/2012
<code>gN20120715S0065.fits</code>	15/7/2012
<code>gN20120715S0066.fits</code>	15/7/2012
<code>gN20120715S0067.fits</code>	15/7/2012
<code>gN20120719S0001.fits</code>	19/7/2012
<code>gN20120719S0002.fits</code>	19/7/2012
<code>gN20120719S0003.fits</code>	19/7/2012
<code>gN20120719S0004.fits</code>	19/7/2012
<code>gN20120720S0495.fits</code>	20/7/2012
<code>gN20120720S0496.fits</code>	20/7/2012
<code>gN20120720S0497.fits</code>	20/7/2012
<code>gN20120720S0499.fits</code>	20/7/2012
<code>gN20120722S0190.fits</code>	22/7/2012
<code>gN20120722S0191.fits</code>	22/7/2012
<code>gN20120722S0192.fits</code>	22/7/2012

Note: Col.(1): Nome del *file*. Col.(2): Data di acquisizione dell'immagine.

versi CCD usati in un'unica immagine e interpolare per gli spazi lasciati tra i CCD tramite `gmosaic`. Richiamando poi `gsappwave` una calibrazione preliminare in lunghezza d'onda a partire dalle informazioni disponibili sul reticolo, gli eventuali filtri utilizzati, il tipo di rivelatore e la lunghezza d'onda centrale fornita nel descrittore. A questo punto viene richiamato `gemcombine` che media le immagini di *flatfield* fin qui processate, correggendo i *pixel* i cui conteggi si allontanano di un valore maggiore a 3σ rispetto al valore medio.

Si dispone delle immagini di *flatfield* riportate in Tab. 3.2. I parametri importanti da fornire a `gsflat` sono riportati in Fig. 3.5. Il comando `gsflat` viene lanciato per ciascun tipo di *flatfield*, tramite

```
> gsflat @flat490.list flat490.fits bias=bias.fits
```

dove `flat490.list` è il nome della lista dei *flatfield* usata e contenente tutti le immagini caratterizzate dalla stessa lunghezza d'onda centrale mentre `flat490.fits` è il nome del corrispondente *masterflat* creato. In questo modo vengono create tre immagini di *masterflat*: `flat470.fits`, `flat480.fits` e `flat490.fits` (in Fig. 3.6 il primo dei tre *masterflat*). Si noti che il comando `gsflat` funziona solo per liste di *file* contenenti un massimo di 20 immagini.

```

PACKAGE = gmos
TASK = gsflat

inflat = Input flatfields
specflat = Output normalized flat (MEF)
(fl_slit = no) Correct output for Illumination/Slit-Function
(slitfun = ) Slit Function (MEF output of gsslitfunc)
(fl_keep = no) Keep imcombined flat?
(combfla = ) Filename for imcombined flat
(fl_over = yes) Subtract overscan level
(fl_trim = yes) Trim off overscan region
(fl_bias = yes) Subtract bias image
(fl_dark = no) Subtract (scaled) dark image
(fl_fixp = yes) Interpolate across chip gaps
(fl_over = yes) Use 1.05x slit length to accommodate distortion?
(fl_var = no) Create variance and data quality frames
(fl_full = no) Decompose DQ during gmosaic transformation; apply correct handling?
(dqthres = 0.1) Threshold applied to DQ when fl_fulldq=yes
(bias = ) Bias image
(dark = ) Dark image
(key_exp = EXPTIME) Exposure time header keyword
(key_bia = BIASSEC) Header keyword for overscan strip image section
(key_dat = DATASEC) Header keyword for data section (excludes the overscan)
(rawpath = ) GPREPARE: Path for input raw images
(sci_ext = SCI) Name of science extension
(var_ext = VAR) Name of variance extension
(dq_ext = DQ) Name of data quality extension
(key_mdf = MASKNAME) Header keyword for the MDF
(mdf_file = ) MDF to use if keyword not found
(mdf_dir = gmos$data/) MDF database directory
(bpm = ) Name of bad pixel mask file or image
(gaindb = default) Database with gain data
(grating = gmos$data/GMOSgratings.dat) Gratings database file
(filter = gmos$data/GMOSfilters.dat) Filters database file
(bpmfile = gmos$data/chipgaps.dat) Info on location of chip gaps
(refimag = ) Reference image for slit positions
(sat = default) Saturation level in raw images
(xoffset = INDEF) X offset in wavelength [nm]
(yoffset = INDEF) Y offset in unbinned pixels
(yadd = 0.) Additional pixels to add to each end of MOS slitlet lengths
(wave_li = INDEF) Upper wavelength limit of cut spectra (nm). Only for use with fl_detec=no.
(fl_useg = no) Use gradient method to find MOS slits
(fl_emis = no) mask emission lines from lamp (affected pixels set to 1. in output)
(nbiasco = default) Number of columns removed from overscan region
(biasrow = default) Rows to use for overscan region
(minval = INDEF) Minimum pixel value in normalized flat
(fl_inte = no) Fit response interactively?
(fl_answ = yes) Continue interactive fitting?
(fl_dete = no) Fit response detector by detector rather than slit by slit?
(fl_sepr = yes) Fit and normalize each row separately?
(funcio = spline3) Fitting function for response
(order = 15) Order of fitting function, minimum value=1
(low_rej = 3.) Low rejection in sigma of response fit

```

Figura 3.5: Parametri del comando gsflat.

Tabella 3.2: Elenco delle immagini di *flatfield* processate con *gprepare*.

Nome	Data	λ_c [nm]	Nome	Data	λ_c [nm]
(1)	(2)	(3)	(1)	(2)	(3)
gN20120621S0152.fits	21/6/2012	490	gN20120622S0253.fits	22/6/2012	480
gN20120621S0155.fits	21/6/2012	490	gN20120622S0254.fits	22/6/2012	480
gN20120621S0158.fits	21/6/2012	490	gN20120622S0255.fits	22/6/2012	480
gN20120621S0162.fits	21/6/2012	490	gN20120622S0256.fits	22/6/2012	480
gN20120621S0165.fits	21/6/2012	490	gN20120622S0257.fits	22/6/2012	480
gN20120621S0213.fits	21/6/2012	490	gN20120622S0258.fits	22/6/2012	480
gN20120621S0214.fits	21/6/2012	480	gN20120622S0259.fits	22/6/2012	480
gN20120622S0141.fits	22/6/2012	490	gN20120622S0260.fits	22/6/2012	480
gN20120622S0144.fits	22/6/2012	490	gN20120624S0125.fits	24/6/2012	480
gN20120622S0149.fits	22/6/2012	490	gN20120624S0136.fits	24/6/2012	480
gN20120622S0154.fits	22/6/2012	490	gN20120624S0253.fits	24/6/2012	480
gN20120622S0158.fits	22/6/2012	490	gN20120720S0284.fits	12/7/2012	470
gN20120622S0161.fits	22/6/2012	490	gN20120720S0287.fits	12/7/2012	470
gN20120622S0261.fits	22/6/2012	490	gN20120720S0290.fits	12/7/2012	470
gN20120622S0262.fits	22/6/2012	490	gN20120722S0096.fits	12/7/2012	470
gN20120622S0263.fits	22/6/2012	490	gN20120722S0099.fits	12/7/2012	470
gN20120622S0264.fits	22/6/2012	490	gN20120722S0102.fits	12/7/2012	470
gN20120622S0265.fits	22/6/2012	490	gN20120714S0283.fits	14/7/2012	480
gN20120622S0266.fits	22/6/2012	490	gN20120714S0286.fits	14/7/2012	480
gN20120622S0267.fits	22/6/2012	490	gN20120714S0289.fits	14/7/2012	480
gN20120622S0268.fits	22/6/2012	490	gN20120715S0036.fits	15/7/2012	480
gN20120622S0251.fits	22/6/2012	480	gN20120715S0039.fits	15/7/2012	480
gN20120622S0252.fits	22/6/2012	480	gN20120715S0042.fits	15/7/2012	480

Note: Col.(1): Nome del *file*. Col.(2): Data di acquisizione dell'immagine. Col.(3): Lunghezza d'onda centrale.

3.4 Correzione per *bias* e *flatfield*

Una volta ottenute le immagini di *masterbias* e di *masterflat* sono state applicate le correzioni per *bias* e *flatfield* a tutti gli spettri disponibili, sia quelli scientifici che quelli di calibrazione. In primo luogo, per facilitare il lavoro, conviene salvare in liste diverse gli spettri relativi alle galassie, alla stella standard spettroscopica o alle lampade di confronto. Si utilizza quindi il comando *gsreduce* che corregge le immagini per *overscan*, sottrae il *masterbias* e le divide per il *masterflat* tramite *gireduce*, le moltiplica per il valore del guadagno con *ggain*, riunisce le varie estensioni, interpolando attraverso gli spazi tra i rivelatori grazie a *gmosaic* e applica una calibrazione preliminare in lunghezza d'onda basata sulle informazioni presenti nel descrittore con *gsappwave*. L'immagine risultante è data in conteggi di e^- espressi in ADU e salvata con il prefisso *gs*. I parametri di *gsreduce* da inserire sono riportati in Fig. 3.7.

Sarebbe inoltre possibile, modificando i parametri iniziali, correggere gli spettri per raggi cosmici. Il comando viene lanciato tramite la seguente istruzione

```
> gsreduce @gal490.list outimages=@gsgal490.list bias=bias.fits flatim=flat490.fits
```

dove *gal490.list* rappresenta la lista di immagini da correggere, *gsgal490.list* è la lista di immagini corrette, *bias.fits* e *flat490.fits* sono le corrispondenti immagini di *masterbias* e *masterflat* da utilizzare per la correzione. Questo passaggio va applicato alle tre diverse liste di spettri galattici, distinte dalla lunghezza d'onda centrale utilizzando il corrispondente

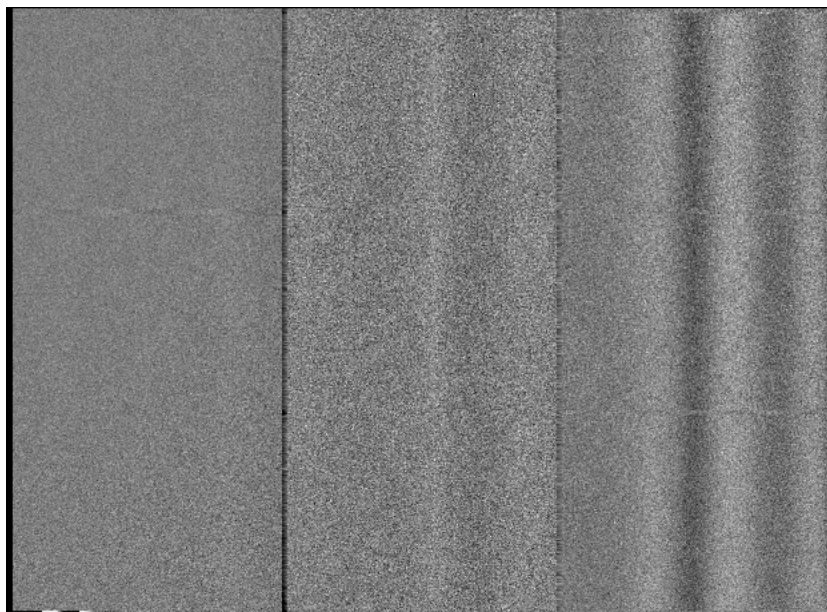


Figura 3.6: Immagine di *masterflat* corrispondente alla lunghezza d'onda centrale pari a 470 nm ottenuta con *gsflat*.

masterflat e a tutti gli spettri delle lampade di calibrazione. Gli spettri stellari invece vengono calibrati in modo leggermente differente, come descritto nella Sez. 3.8. In Fig. 3.8 si può vedere il confronto tra uno degli spettri della galassia UGC 9598 osservato prima e dopo l'applicazione delle correzioni di *gsreduce*.

3.5 Calibrazione in lunghezza d'onda

Un passaggio indispensabile per poter procedere con l'analisi degli spettri è la calibrazione in lunghezza d'onda. A causa delle deformazioni introdotte dalle ottiche lo spettro risulta incurvato, come si vede in Fig. 3.8. Attraverso la calibrazione in lunghezza d'onda ci si prefigge di trovare una funzione, detta relazione di dispersione, che permetta di passare dallo spazio dei *pixel* (x, y) allo spazio delle lunghezze d'onda (λ, y) . Infatti la lunghezza d'onda, oltre ad essere una funzione della coordinata x , è anche funzione della coordinata y proprio a causa della curvatura dello spettro per cui spostandosi lungo la fenditura la corrispondenza tra λ ed x cambia. È quindi necessario effettuare una mappatura dello spettro utilizzando un polinomio interpolante che consenta di calcolare la relazione di dispersione che ad ogni *pixel* associa un intervallo di lunghezze d'onda. Una volta costruita la relazione e verificata la sua validità, si passa all'applicazione della stessa agli spettri delle galassie e della stella standard spettroscopica.

Per effettuare la correzione in lunghezza d'onda disponiamo di una serie di spettri di lampade di calibrazione al rame-argon, ottenuti subito dopo gli spettri scientifici corrispondenti. Per ricavare da questi spettri la relazione di dispersione, si utilizza il comando `gswavelength`. A partire dagli spettri di confronto trattati con `gsappwave`, esso richiama il comando `identify` che identifica le righe di emissione presenti nello spettro confrontandole con una tabella di calibrazione contenente le lunghezze d'onda. Quindi il comando `fitcoords` costruisce in maniera automatica la relazione di dispersione. I parametri di `gswavelength` sono mostrati in

```

PACKAGE = gmos
TASK = gsreduce

inimages=          Input GMOS images or list
(outimag=         ) Output images or list
(outpref=         gs) Prefix for output images
(fl_over=         yes) Subtract overscan level
(fl_trim=         yes) Trim off the overscan section
(fl_bias=         yes) Subtract bias image
(fl_gscr=         no) Clean images for cosmic rays
(fl_dark=         no) Subtract (scaled) dark image
(fl_flat=         yes) Apply flat field correction
(fl_gmos=         yes) Mosaic science extensions
(fl_fixp=         yes) Interpolate across chip gaps if mosaicing
(fl_gsap=         yes) Run gsappwave on reduced image
(fl_cut =         yes) Cut MOS slits into separate spectra if mosaicing
(fl_titl=         yes) Put object id in title of cut spectra (MOS only)
(fl_over=         yes) Use 1.05x slit length to accommodate distortion?
(fl_var=         no) Create variance and data quality frames
(fl_full=         no) Decompose DQ during gmosaic transformation; apply correct handling?
(dqthres=         0.1) Threshold applied to DQ when fl_fulldq=yes
(bias =          ) Bias image name
(dark =          ) Dark image name
(flatim =        ) Flatfield (output of GSFLAT) image
(geointe=        linear) Interpolation to use if mosaicing
(gradima=        ) Image to use for finding slit edges using the gradient
(refimag=        ) Reference image for slit positions
(key_exp=        EXPTIME) Header keyword for exposure time
(key_bia=        BIASSEC) Header keyword for overscan strip image section.
(key_dat=        DATASEC) Header keyword for data section (excludes the overscan)
(fl_inte=        no) Interactive cosmic ray cleaning fitting
(rawpath=        ) GPREPARE: Path for input raw images
(sci_ext=        SCI) Name of science extension
(var_ext=        VAR) Name of variance extension
(dq_ext =        DQ) Name of data quality extension
(key_mdf=        MASKNAME) Header keyword for the Mask Definition File filename
(mdffile=        ) MDF file to use if keyword not found
(mdfdir =        gmos$data/) MDF database directory
(bpm =          ) Bad Pixel Mask filename
(gaindb =        default) Database with gain data
(grating= gmos$data/GMOSgratings.dat) Gratings database file
(filterd= gmos$data/GMOSfilters.dat) Filters database file
(xoffset=        INDEF) X offset in wavelength [nm]
(yoffset=        INDEF) Y offset in unbinned pixels
(yadd =          0.) Additional pixels to add to each end of MOS slitlet lengths

```

Figura 3.7: Parametri del comando `gsreduce`.

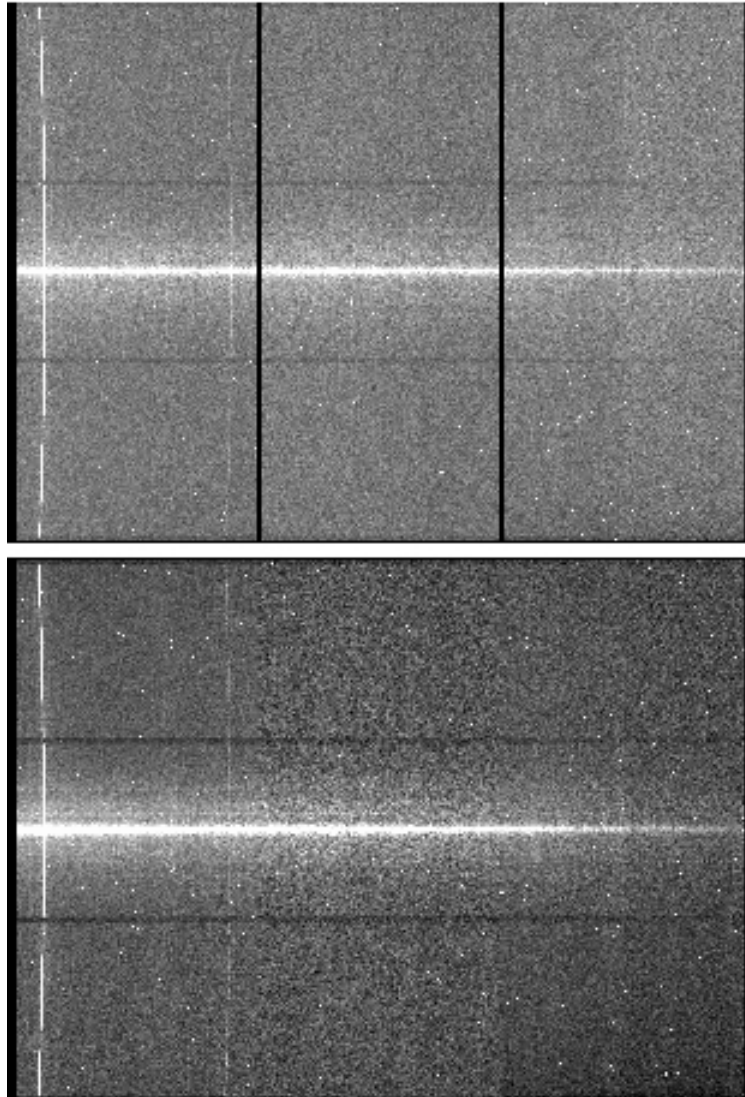


Figura 3.8: Spettro ottenuto lungo l'asse maggiore di UGC 9598 prima (in alto) e dopo (in basso) l'applicazione di `gsreduce`.

Fig. 3.9. Il comando si lancia tramite

```
> gswavelength gsgN20120622S0248.fits
```

Per prima cosa il comando analizza lo spettro monodimensionale della lampada di confronto selezionato nella riga centrale che nel nostro caso è la riga 2304. Le righe di emissione presenti vengono riconosciute automaticamente tramite la tabella `gmos$data/CuAr_GMOS.dat` fornita insieme al pacchetto di riduzione dati Gemini-GMOS, grazie alla procedura `identify`, i cui parametri sono riportati in Fig. 3.10.

Il risultato dell'identificazione viene mostrato sul terminale grafico di IRAF (in Fig. 3.11 le righe di emissione identificate della prima lampada di confronto sono contrassegnate con un trattino verticale) e registrato nella cartella `database`, nel *file* contrassegnato dal prefisso `id`. Esso contiene nella prima parte l'elenco delle righe riconosciute (il *pixel* a cui si trova la riga, la lunghezza d'onda corrispondente misurata sullo spettro e la lunghezza d'onda reale corretta) e nella seconda parte invece sono elencati i coefficienti della relazione di dispersione, dopo il termine `coefficients` (il tipo di funzione, nel nostro caso una funzione di Chebyshev, indicata con 1, il grado del polinomio, nel nostro caso 4, e altre informazioni). In Fig. 3.12 è mostrata l'identificazione delle righe spettrali nella riga centrale della prima lampada di confronto contenuta nel *file* `id`.

Digitando `f` dal terminale di IRAF il comando trova automaticamente la funzione che meglio associa alla coordinate x delle righe in emissione identificate, la corrispondente lunghezza d'onda λ e mostra il risultato dell'interpolazione (Fig. 3.13).

Una volta usciti dal terminale di IRAF, il comando `reidentify` chiede se si vuole procedere con un'interpolazione interattiva per le altre righe dello spettro, rispondendo NO, esso analizza e riconosce automaticamente le righe spettrali, spostandosi di volta in volta di 10 righe nello spettro e salvando il risultato sempre del *file* `id`. A questo punto si dispone della funzione $\lambda = f(y)$, che fornisce la mappa della posizione della lunghezza d'onda al variare della coordinata y , bisogna quindi determinare la funzione continua che alle coordinate in pixel (x, y) associ le coordinate (λ, y) con il comando `fitcoords`, richiamato da `gswavelength`. A partire dalle informazioni raccolte in `database`, esso genera in modo interattivo la relazione di dispersione, le cui caratteristiche sono registrate nel *file* `fc`. È possibile controllare la qualità dell'interpolazione in diversi modi: analizzando i residui in funzione della lunghezza d'onda oppure la posizione delle righe spettrali individuate da `reidentify` in funzione della coordinata x dello spettro o anche la lunghezza d'onda dell'interpolazione in funzione della coordinata x dello spettro. Nel nostro caso la relazione di dispersione $f(\lambda, y)$ è una funzione di Chebychev di ordine 4.

Ora è possibile applicare la funzione di calibrazione appena ricavata agli spettri a disposizione, tramite il comando `gstransform` che li rettifica e interpola dopo che sono già stati ridotti. In Fig. 3.14 sono mostrati i parametri del comando. Ciascuna serie di spettri di galassie è legata alla propria lampada di calibrazione, perciò è necessario correggere ogni spettro con la relazione di dispersione ricavata dall'analisi del rispettivo spettro di confronto. Per controllare il buon funzionamento della relazione di dispersione, conviene applicare la correzione alle lampade stesse

```
> gstransform gsgN20120720S0475.fits outimage=lamp.fits wavt=gsgN20120720S0475.fits
```

con cui si ottiene lo spettro della lampada calibrato in lunghezza d'onda. Confrontandolo con lo spettro della lampada di confronto prima dell'applicazione della relazione di dispersione appare evidente come le righe vengano rettificate (Fig. 3.15). Si esegue quindi la correzione degli spettri delle galassie tramite la riga di comando

```
> gstransform gsgN20120621S0153.fits outimage=UGC9598.fits wavt=gsgN20120621S0315.fits
```

```

PACKAGE = gmos
TASK = gswavelength

inimages=          Input images
(crval =          CRVAL1) Approximate wavelength at coordinate reference pixel
(cdelt =          CD1_1) Approximate dispersion
(crpix =          CRPIX1) Coordinate reference pixel
(key_dis=        DISPAXIS) Header keyword for dispersion axis
(dispaxi=        1) Dispersion axis
(databas=        database) Directory for files containing feature data
(coordli= gmos$data/CuAr_GMOS.dat) User coordinate list, line list
(grating= gmos$data/GMOSgratings.dat) Gratings database file
(filterd= gmos$data/GMOSfilters.dat) Filters database file
(fl_inte=        yes) Examine identifications interactively
(section=        default) Image section for running identify
(nsum =          10) Number of lines or columns to sum
(ftype =         emission) Feature type
(fwidth =        10.) Feature width in pixels
(gsigma =        1.5) Gaussian sigma for smoothing
(cradius=        12.) Centering radius in pixels
(thresho=        0.) Feature threshold for centering
(minsep =        5.) Minimum pixel separation for features
(match =         -6.) Coordinate list matching limit, <0 pixels, >0 user
(function=       chebyshev) Coordinate fitting function
(order =         4) Order of coordinate fitting function
(sample =        *) Coordinate sample regions
(niterat=        10) Rejection iterations
(low_rej=        3.) Lower rejection sigma
(high_re=        3.) Upper rejection sigma
(grow =          0.) Rejection growing radius
(refit =         yes) Refit coordinate function when running reidentify
(step =          10) Steps in lines or columns for reidentification
(trace =         yes) Use fit from previous step rather than central aperture
(nlost =         15) Maximum number of lost features
(maxfeat=        150) Maximum number of features
(ntarget=        30) Number of features used for autoidentify
(npatter=        5) Number of features used for pattern matching (autoidentify)
(fl_addf=        yes) Allow features to be added by reidentify
(aiddebu=        ) Debug parameter for aidpars
(fl_dbwr=        YES) Write results to database?
(fl_over=        yes) Overwrite existing database entries?
(fl_gsap=        no) Run GSAPPWAVE on all images?
(fitcfun=        chebyshev) Function for fitting coordinates
(fitcxor=        4) Order of fitting function in X-axis
(fitcyor=        4) Order of fitting function in Y-axis
(logfile=        ) Logfile
(verbose=        yes) Verbose output?
(status =        0) Exit status (0=good)
(scanfil=        ) Internal use only
(mode =         ql)

```

Figura 3.9: Parametri del comando `gswavelength`.

```

PACKAGE = longslit
TASK = identify

images =                Images containing features to be identified
(section=             middle line) Section to apply to two dimensional images
(databas=            database) Database in which to record feature data
(coordli= linelists$fidhenear.dat) User coordinate list
(units =             ) Coordinate units
(nsum =              10) Number of lines/columns/bands to sum in 2D images
(match =             -3.) Coordinate list matching limit
(maxfeat=            50) Maximum number of features for automatic identification
(zwidth =            100.) Zoom graph width in user units
(ftype =             emission) Feature type
(fwidth =            4.) Feature width in pixels
(cradius=            5.) Centering radius in pixels
(thresho=            0.) Feature threshold for centering
(minsep =            2.) Minimum pixel separation
(function=           spline3) Coordinate function
(order =             1) Order of coordinate function
(sample =            *) Coordinate sample regions
(niterat=            0) Rejection iterations
(low_rej=            3.) Lower rejection sigma
(high_re=            3.) Upper rejection sigma
(grow =              0.) Rejection growing radius
(autowri=            no) Automatically write to database
(graphic=            stdgraph) Graphics output device
(cursor =            ) Graphics cursor input
crval =              Approximate coordinate (at reference pixel)
cdelt =              Approximate dispersion
(aidpars=            ) Automatic identification algorithm parameters
(mode =              ql)

```

Figura 3.10: Parametri del comando `identify`.

L'orientazione delle lunghezze d'onda nello spettro risultante è opposta rispetto allo spettro originale perché il comando, oltre a correggere le distorsioni, capovolge lo spettro per avere la lunghezza d'onda crescente lungo la direzione x .

3.6 Combinazione degli spettri e correzione per raggi cosmici

Per aumentare il rapporto S/N degli spettri da analizzare è utile combinare assieme più spettri della stessa galassia, ottenuti nella stessa posizione e con la stessa orientazione della fenditura. Questo passaggio si esegue applicando il comando `gnscombine`, che consente inoltre di correggere lo spettro finale dai raggi cosmici. Sulle immagini infatti, non sono presenti solo gli elettroni generati dai fotoni provenienti dagli oggetti osservati, ma anche il contributo di particelle altamente energetiche, come protoni e particelle α con energia compresa tra 10^6 e 10^{20} eV. Essi interagiscono con il rivelatore e danno luogo a dei conteggi spuri, detti raggi cosmici, in *pixel* disposti casualmente. Per evitare che i conteggi dovuti ai raggi cosmici saturino le immagini, si suddivide l'osservazione dell'oggetto in varie pose con tempi di esposizione non troppo lunghi.

Per ogni galassia sono stati ottenuti 4 spettri lungo l'asse maggiore e 4 spettri lungo l'asse minore, i due assi corrispondono a due diversi angoli di posizione della fenditura di GMOS. Per facilitare il lavoro è utile riconoscere e raggruppare in liste i gruppi di spettri, suddivisi per galassia e angolo di posizione. Per poter ottenere l'elenco degli spettri di una data galassia e distinguerli per angolo di posizione si usa il comando `hselect`. Ad esempio per UGC 9598

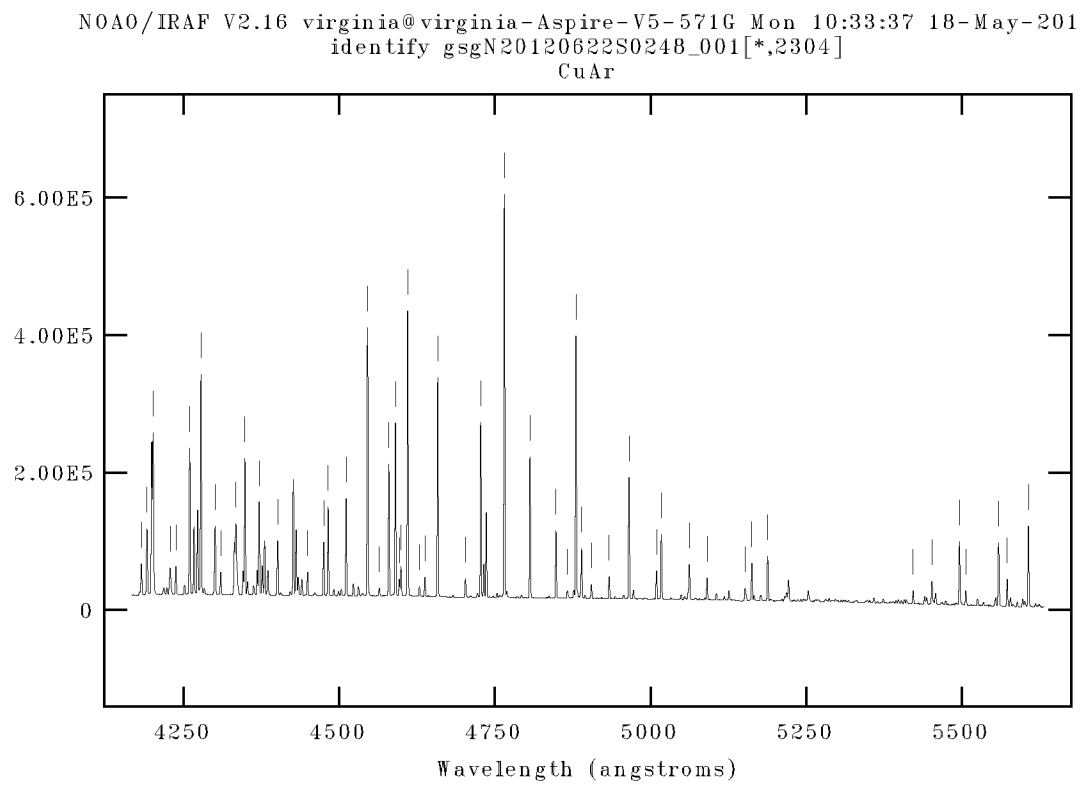


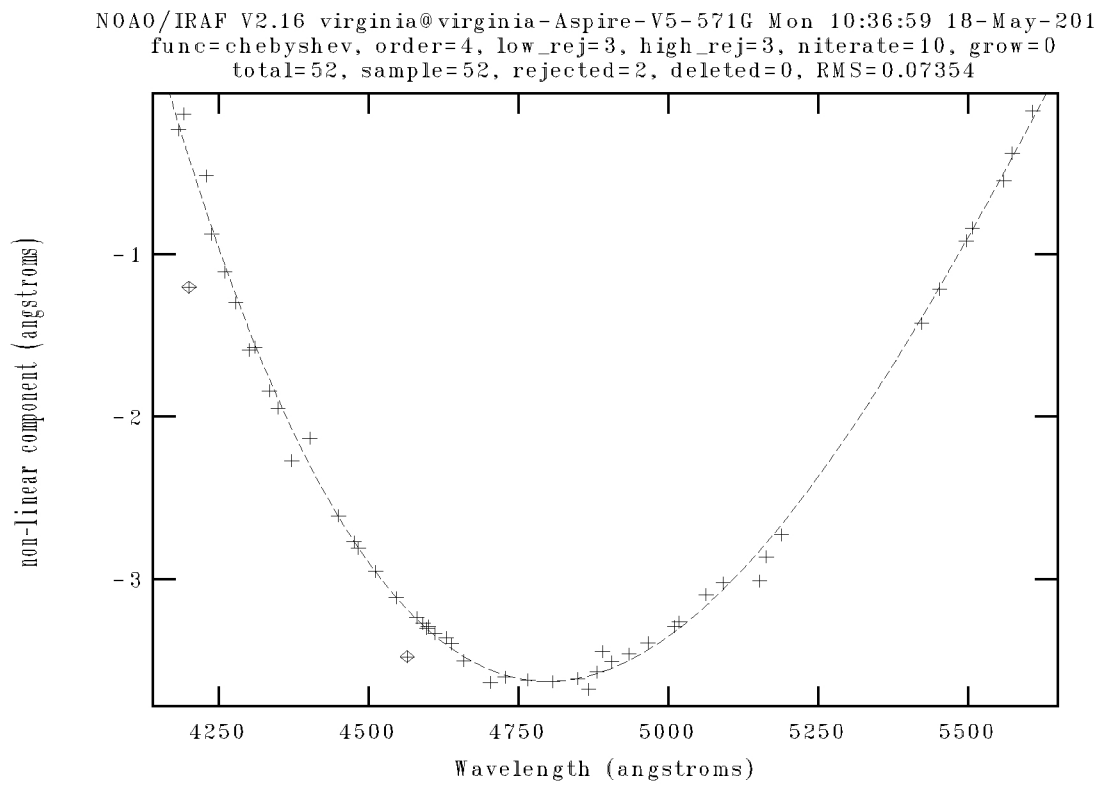
Figura 3.11: Risultato del comando `identify` per la prima lampada di confronto.

```

# Mon 10:37:08 18-May-2015
begin identify gsgN20120622S0248_001[* ,2304]
  id      gsgN20120622S0248_001
  task    identify
  image   gsgN20120622S0248_001[* ,2304]
  units   Angstroms
  features 52
    107.50 5606.67726 5606.733 10.0 1 1
    251.45 5572.50957 5572.5413 10.0 1 1
    309.43 5558.74718 5558.702 10.0 1 1
    531.28 5506.09715 5506.1128 10.0 1 1
    574.38 5495.86957 5495.8738 10.0 1 1
    760.71 5451.66016 5451.652 10.0 1 1
    888.35 5421.38095 5421.3517 10.0 1 1
    1873.78 5187.80602 5187.7462 10.0 1 1
    1981.21 5162.36751 5162.2846 10.0 1 1
    2026.80 5151.57403 5151.3907 10.0 1 1
    2285.06 5090.45072 5090.4951 10.0 1 1
    2405.47 5061.96559 5062.0371 10.0 1 1
    2595.11 5017.12095 5017.1626 10.0 1 1
    2628.21 5009.2972 5009.3344 10.0 1 1
    2815.51 4965.03211 4965.0795 10.0 1 1
    2950.41 4933.16568 4933.2091 10.0 1 1
    3070.93 4904.70895 4904.7516 10.0 1 1
    3137.83 4888.9154 4889.0422 10.0 1 1
    3176.23 4879.85212 4879.8635 10.0 1 1
    3234.97 4865.99088 4865.9105 10.0 1 1
    3312.03 4847.8082 4847.8095 10.0 1 1
    3489.22 4806.02022 4806.0205 10.0 1 1
    3663.85 4764.86314 4764.8646 10.0 1 1
    3825.10 4726.8789 4726.8683 10.0 1 1
    3929.11 4702.39269 4702.3161 10.0 1 1
    4118.09 4657.92596 4657.90137 10.0 1 1
    4206.21 4637.20263 4637.2328 10.0 1 1
    4243.66 4628.3976 4628.4409 10.0 1 1
    4323.83 4609.55259 4609.5673 10.0 1 1
    4369.85 4598.7379 4598.7627 10.0 1 1
    4381.10 4596.09384 4596.0967 10.0 1 1
    4407.53 4589.88448 4589.8978 10.0 1 1
    4452.43 4579.33717 4579.3495 10.0 1 1
    4517.60 4564.03111 4563.7429 10.0 1 0
    4598.44 4545.05236 4545.0519 10.0 1 1
    4744.71 4510.7284 4510.7332 10.0 1 1
    4867.99 4481.81476 4481.8107 10.0 1 1
    4898.07 4474.76271 4474.7594 10.0 1 1
    5008.53 4448.87511 4448.8792 10.0 1 1
    5213.72 4400.82442 4400.9863 10.0 1 1
    5341.38 4370.95139 4370.7532 10.0 1 1
    5439.00 4348.12199 4348.064 10.0 1 1
    5500.98 4333.63471 4333.5612 10.0 1 1
    5605.28 4309.26197 4309.2392 10.0 1 1
    5643.98 4300.22366 4300.1008 10.0 1 1
    5740.96 4277.57848 4277.5282 10.0 1 1
    5818.83 4259.40648 4259.3619 10.0 1 1
    5913.74 4237.26504 4237.2198 10.0 1 1
    5953.70 4227.94756 4228.158 10.0 1 1
    6070.71 4200.67503 4199.8891 10.0 1 0
    6112.82 4190.8644 4191.0294 10.0 1 1
    6151.20 4181.92404 4181.8836 10.0 1 1
function chebyshev
order 4
sample *
naverage 1
niterate 10
low_reject 3.
high_reject 3.
grow 0.
coefficients 8
  1.
  4.
  107.501106262207
  6151.201660156251
  4892.60868549219
  -712.6049992722547
  1.691962530798621
  0.2283903249775381

```

Figura 3.12: File id generato dall'applicazione del comando identify.

Figura 3.13: Interpolazione ottenuta con `identify`.

```

PACKAGE = gmos
TASK = gstransform

inimages=          Input GMOS spectra
(outimag=         ) Output spectra
(outpref=         t) Prefix for output spectra
(fl_stra=         no) Apply S-distortion correction
(sdista=         ) Names of S-distortions calibrations
(fl_wavt=         yes) Apply wavelength calibration from arc spectrum
(wavtran=        ) Names of wavelength calibrations
(databas=        database) Directory for calibration files
(fl_var=         no) Transform variance and data quality planes
(interp=         linear) Interpolation type for transform
(lambda1=        INDEF) First output wavelength for transform (Ang)
(lambda2=        INDEF) Last output wavelength for transform (Ang)
(dx =            INDEF) Output wavelength to pixel conversion ratio for transform (Ang/pix)
(nx =            INDEF) Number of output pixels for transform (pix)
(lambda=         no) Logarithmic wavelength coordinate for transform
(ylog =         no) Logarithmic y coordinate for transform
(fl_flux=        yes) Conserve flux per pixel in the transform
(grating= gmos$data/GMOSgratings.dat) Gratings database file
(filter= gmos$data/GMOSfilters.dat) Filters database file
(key_dis=        DISPAXIS) Keyword for dispersion axis
(dispaxi=        1) Dispersion axis
(sci_ext=        SCI) Name of science extension
(var_ext=        VAR) Name of variance extension
(dq_ext =        DQ) Name of data quality extension
(logfile=        ) Logfile
(verbose=        yes) Verbose
(status =        1) Exit status (0=good)
(scanfil=        ) Internal use
(mode =         ql)

```

Figura 3.14: Parametri del comando `gstransform`.

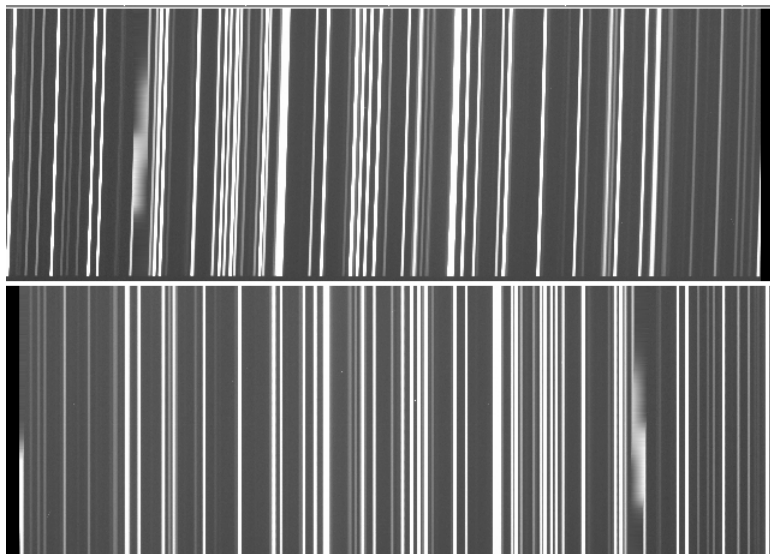


Figura 3.15: Particolare dello spettro di una lampada di calibrazione prima (in alto) e dopo (in basso) la correzione di `gswavelength`.

```

0. 0.
0. 0.77
0. -0.05
0. 0.04

```

Figura 3.16: Contenuto del *file* `shift309.txt`, utilizzato per sovrapporre gli spettri lungo l'asse maggiore di UGC 9598.

```

PACKAGE = gmos
TASK = gnscombine

inimages=          Input GMOS images or list
offsets =          Text file with X,Y offsets
outimage=          Output image
(outchec=          ) Name of output check (non-crrej) image
(outmeds=          ) Name of output median (for sky) image
(sci_ext=          SCI) Name of science extension
(var_ext=          VAR) Name of variance extension
(dq_ext =          DQ) Name of data quality extension
(mdf_ext=          MDF) Mask definition file extension name
(fl_var=          no) Create variance and data quality frames
(logfile=          ) Logfile
(verbose=          yes) Verbose
(status =          0) Exit status (0=good)
(scanfil=          ) Internal use only
(mode =           ql)

```

Figura 3.17: Parametri del comando `gnscombine`.

si digita

```
> hselect UGC95*.fits[0] $I,OBJECT,PA yes
```

È importante verificare l'allineamento delle diverse serie di spettri: lungo l'asse x eventuali spostamenti sono stati corretti durante la calibrazione in lunghezza d'onda, mentre lungo l'asse y è necessario valutare i singoli spettri. Viene visualizzato con DS9 ciascuno spettro galattico tramite il comando `gdisplay`. Digitando `k` in prossimità della stella di campo, se presente, o del centro dello spettro della galassia, il comando restituisce la coordinata y del picco, che può variare da spettro a spettro a seconda della posizione dell'oggetto lungo la fenditura. Per determinare lo spostamento si calcola la differenza tra la posizione del picco nel primo spettro, scelta come riferimento, e quella degli altri e si salvano i valori ottenuti in un *file* di testo contenente gli spostamenti in x e in y . Ad esempio, in Fig. 3.16 è riportato il *file* `shift309.txt`, che contiene due colonne con gli spostamenti in x e in y della posizione dello spettro di UGC 9598 lungo l'asse maggiore, corrispondente all'angolo di posizione di 309° . La prima riga, corrispondente al primo spettro, è presa come riferimento, perciò entrambi gli spostamenti, lungo x e lungo y , sono posti pari a 0. Le successive tre righe si riferiscono agli altri tre spettri. La prima colonna corrisponde agli spostamenti lungo x , perciò i valori sono tutti nulli, dal momento che la calibrazione in lunghezza d'onda ha già corretto gli eventuali spostamenti lungo quest'asse. La seconda colonna invece si riferisce agli spostamenti lungo l'asse y calcolati tramite la differenza tra la posizione in y dello spettro galattico nello spettro analizzato e lo spettro di riferimento.

In Fig. 3.17 sono riportati i parametri di `gnscombine`.

Dopo aver allineato gli spettri, il comando richiama `gemcombine`, che ne calcola la media eliminando i *pixel* colpiti da raggi cosmici, riconoscendoli tramite i parametri del rumore del CCD. Il comando viene lanciato per ogni galassia, per i due assi, come ad esempio per

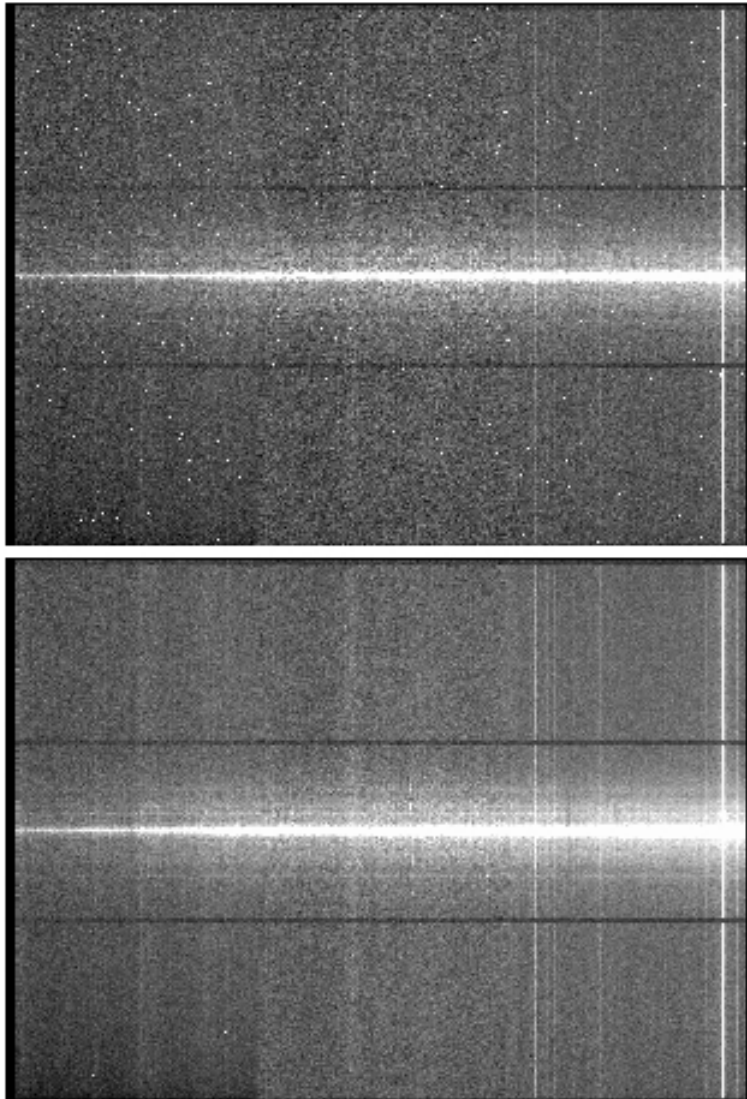


Figura 3.18: Confronto tra un singolo spettro lungo l'asse maggiore di UGC 9598 (in alto) e lo spettro finale somma di 4 spettri (in basso) dopo l'applicazione di `gnscombine`.

UGC 9598, fornendo la lista degli spettri da sommare e il corrispondente *file* contenente gli spostamenti

```
> gnscombine inimages=@ugc9598_309.list offsets=shift309.txt outimage=UGC9598_309.fits
> gnscombine inimages=@ugc9598_40.list offsets=shift40.txt outimage=UGC9598_pa40.fits
```

Per ciascun asse si ottiene quindi lo spettro finale, corretto per raggi cosmici e caratterizzato da un rapporto S/N maggiore di quello degli spettri di partenza di un fattore 2.

In questo caso tuttavia il comando non funziona correttamente generando lo spettro finale senza però attribuirgli il nome scelto nella riga di comando. Si deve procedere a rinominare manualmente il *file* temporaneo generato dal comando. Confrontando un singolo spettro e lo spettro ottenuto dopo la combinazione, si può verificare come il comando riesca a riconoscere ed eliminare i raggi cosmici (Fig. 3.18).

```

PACKAGE = gmos
TASK = gsskysub

input =          Input GMOS spectra
fl_answe=        INDEF Continue with interactive fitting
(output =        ) Output spectra
(outpref=        s) Output prefix
(sci_ext=        SCI) Name of science extension
(var_ext=        VAR) Name of variance extension
(dq_ext =        DQ) Name of data quality extension
(fl_var=         no) Propagate VAR/DQ planes
(fl_over=        yes) Use 1.05x slit length to accommodate distortion?
(long_sa=        *) Sky sample for LONGSLIT
(mos_sam=        0.9) MOS: Maximum fraction of slit length to use as s
(mos_obj=        1.) MOS: Size of object aperture in arcsec
(naverag=        1) Number of points in sample averaging
(function=       chebyshev) Function to fit
(order =         1) Order for fit
(low_rej=        2.5) Low rejection in sigma of fit
(high_re=        2.5) High rejection in sigma of fit

```

Figura 3.19: Parametri del comando `gsskysub`.

3.7 Sottrazione del cielo

Gli spettri delle galassie presentano righe spettrali in emissione o assorbimento dovute al contributo del cielo, che devono essere riconosciute e sottratte. Si utilizza per questo scopo il comando `gsskysub` il quale costruisce la funzione che meglio interpola l'andamento del cielo e lo sottrae da ogni spettro, calibrato in lunghezza d'onda. Il comando utilizza i parametri mostrati in Fig. 3.19.

Per prima cosa è necessario individuare manualmente gli intervalli radiali degli spettri combinati dove è presente solo il segnale del cielo. Digitando

```
> implot UGC9598_pa309[1]
```

il terminale di IRAF mostra l'andamento del segnale dei conteggi di e^- della riga centrale dello spettro in esame, che in questo caso è la riga 2304. Lungo l'asse x compaiono le colonne dello spettro, contrassegnate dal numero della *pixel* corrispondente (in questo caso da 0 a 6144, Fig. 3.20). Digitando `c` in prossimità di una certa colonna è possibile vedere l'andamento del segnale in quella specifica colonna. Lungo l'asse x ora sono mostrate le righe dello spettro (in questo caso da 0 a 4608, Fig. 3.21). Qui il picco centrale corrisponde al segnale prodotto dalla galassia, mentre le due diminuzioni poste intorno ai *pixel* 1530 e 3070 corrispondono agli intervalli ciechi prodotti dagli spazi tra i CCD).

Per selezionare gli intervalli contenenti solo cielo si digita, in prossimità dell'estremo di inizio e di fine, la barra spaziatrice: dei due numeri `[a,b]` che vengono forniti, ci interessa il secondo, che esprime il valore della riga corrispondente. Per ciascuno spettro è necessario segnare gli estremi degli intervalli del cielo. Le informazioni così ottenute vanno fornite al comando separando gli estremi di ciascun intervallo con `:` e un intervallo e il successivo con `,`. Una volta individuati gli intervalli radiali del solo cielo, si procede con la sottrazione. Ad esempio per la galassia UGC 9598 lungo entrambi gli assi si digita

```

> gsskysub input=UGC9598_pa309.fits output=NGC6070_pa122s.fits
long_sa=40:1500,1570:1800,2900:3030,3100:4550
> gsskysub input=UGC9598_pa40.fits output=NGC6070_pa32s.fits
long_sa=40:150,260:1500,1570:1770,2895:3030,3110:4550

```

Il confronto dello spettro prima e dopo la sottrazione del cielo è mostrato in Fig. 3.22. Nella

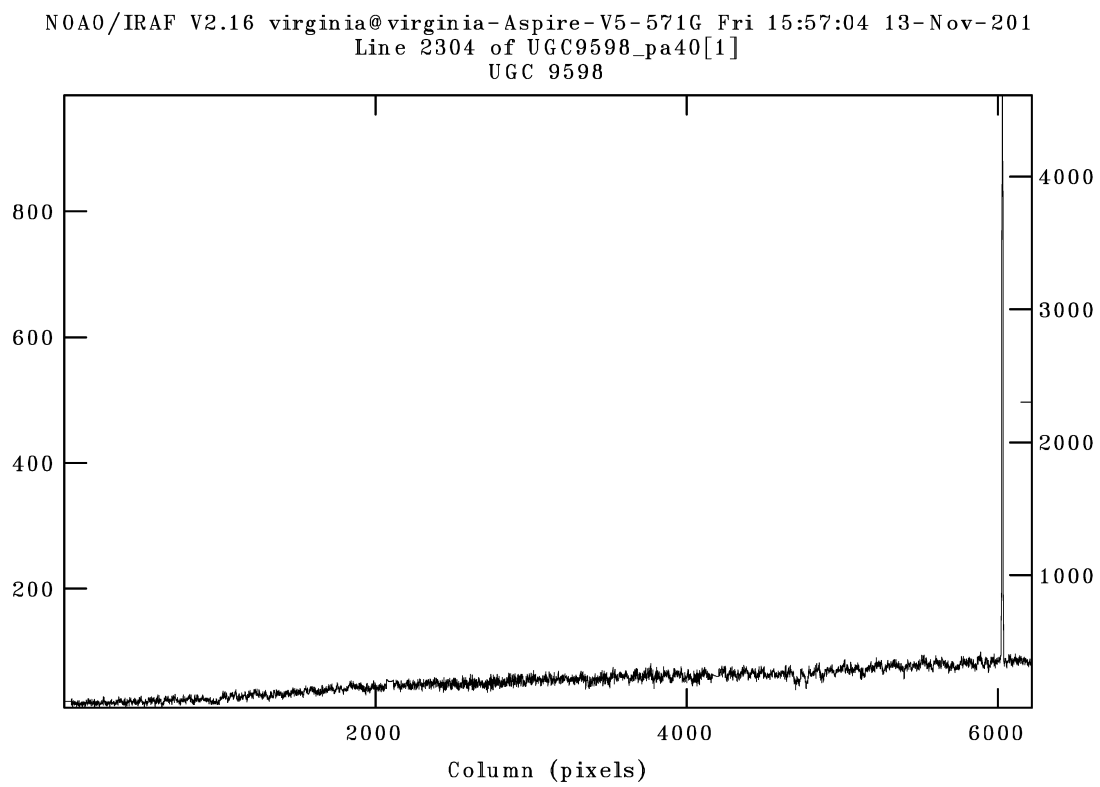


Figura 3.20: Andamento del segnale lungo la riga centrale dello spettro lungo l'asse maggiore di UGC 9598, risultato del comando `implot`.

NOAO/IRAF V2.16 virginia@virginia-Aspire-V5-571G Fri 15:57:59 13-Nov-201
 Column 3255 of UGC9598_pa40[1]
 UGC 9598

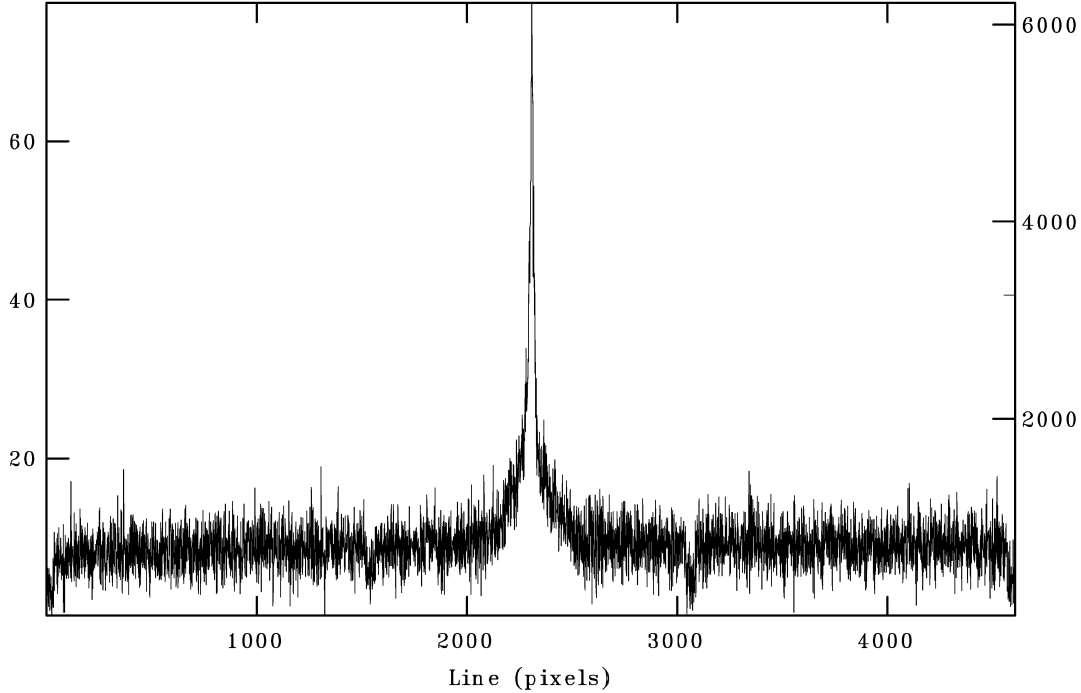


Figura 3.21: Andamento del segnale lungo una delle colonne dello spettro, ottenuto con `implot`.

porzione a sinistra dei due spettri è ben visibile l'intensa riga del cielo dell'[OI] λ 5577.35Å nella figura in alto e il residuo della riga dopo la sottrazione nella figura in basso.

3.8 Calibrazione in flusso

L'ultimo passaggio che viene applicato nella fase di riduzione è la calibrazione in flusso. Questa fase consiste nel determinare la funzione di risposta dello strumento necessaria a convertire il flusso espresso in conteggi di e^- in unità fisiche ($\text{erg cm}^{-2} \text{sec}^{-1} \text{Å}^{-1}$) rimuovendo così la non uniformità della risposta del CCD alle diverse lunghezze d'onda. Per costruire questa funzione è necessario ottenere, con la stessa configurazione strumentale con cui sono osservate le galassie, lo spettro di una stella standard spettroscopica, il cui flusso è noto e tabulato alle diverse lunghezze d'onda. Il rapporto tra il flusso misurato in conteggi di e^- e il flusso tabulato in unità fisiche consente di costruire la funzione ricercata.

Abbiamo a disposizione tre spettri della stella standard Wolf 1346 che devono essere sottoposti allo stesso processo di riduzione visto finora per gli spettri galattici (correzione per *bias* e *flatfield*, calibrazione in lunghezza d'onda, correzione per raggi cosmici e sottrazione del cielo). Dal momento che la stella ha un'estensione spaziale molto inferiore a quella delle galassie, non è stato necessario utilizzare l'intera estensione spaziale del CCD per acquisire gli spettri, perciò gli spettri stellari hanno dimensioni pari a 6144×1024 pixel. Non si dispongono di immagini di *bias* delle stesse dimensioni, per procedere quindi con la sottrazione è necessario ritagliare manualmente la regione dell'immagine di *masterbias* utilizzato per le galassie

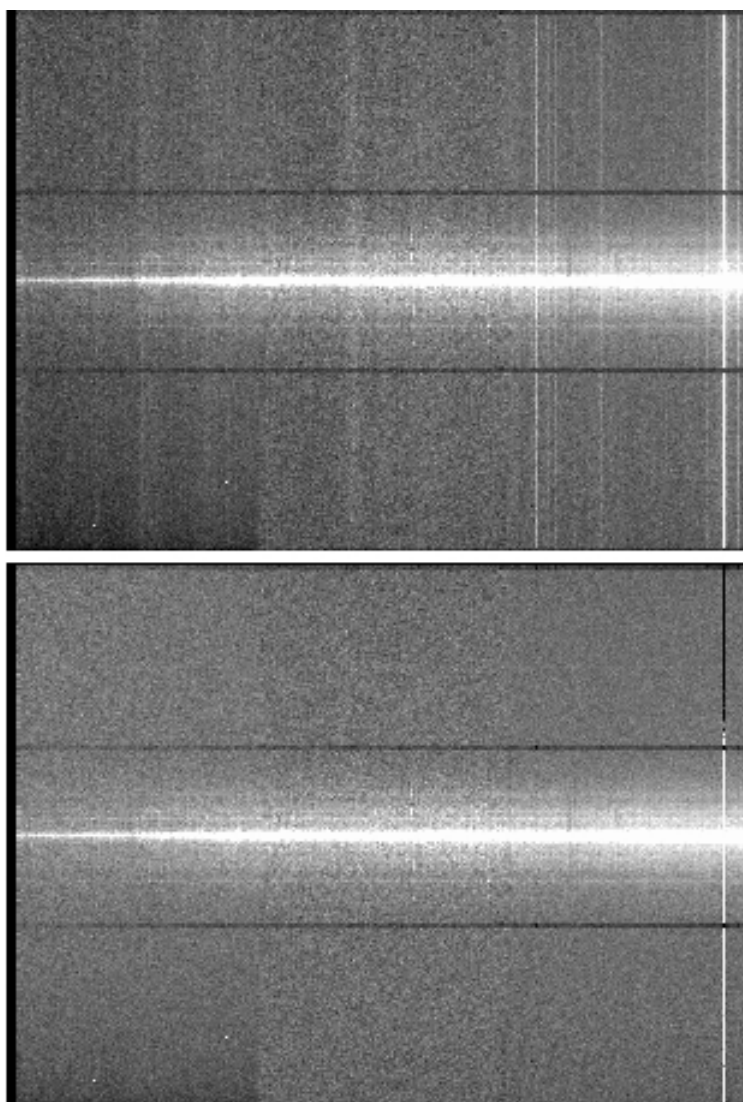


Figura 3.22: Confronto tra lo spettro finale di UGC 9598 prima (in alto) e dopo (in basso) la sottrazione del cielo tramite l'applicazione di `gsskysub`.

```

begin aperture Wolf1346s[SCI,1] 1 3109. 515.993:
image Wolf1346s[SCI,1]
aperture 1
beam 1
center 3109. 515.9939
low -3108. -6.860593
high 3109. 6.860593
background
    xmin -1024.
    xmax 1024.
    function chebyshev
    order 1
    sample *
    naverage 1
    niterate 2
    low_reject 2.5
    high_reject 2.5
    grow 0.
axis 2
curve 9
    1.
    5.
    9.
    6209.
    -0.2136368
    0.2983333
    -0.2563559

```

Figura 3.23: Risultato dell'interpolazione della traccia dello spettro stellare ottenuta con `gsextract`.

per selezionare la corrispondente regione da sottrarre agli spettri stellari. Poi si procede con il resto della riduzione, utilizzando le due sole immagini di *flatfield*, necessarie per la calibrazione di uno spettro stellare e i 4 spettri delle lampade di calibrazione. Infine si sommano i due spettri stellari con lunghezza d'onda centrale pari a 490 nm. Conclusa questa fase, si passa alla calibrazione in flusso vera e propria.

Il primo passaggio consiste nell'estrazione dello spettro monodimensionale della stella, a partire dallo spettro bidimensionale a disposizione. Si applica il comando `gsextract` sullo spettro calibrato in lunghezza d'onda, rettificato e sottratto del contributo del cielo. Il programma automaticamente riconosce l'unica apertura presente nello spettro in corrispondenza dello spettro stellare. Dal momento che lo spettro non è perfettamente allineato con le colonne del CCD, cioè che la posizione della stella varia lungo la fenditura al variare della lunghezza d'onda considerata, bisogna correggere per questa distorsione lungo la direzione spaziale. Il comando quindi genera la traccia dello spettro, cioè l'andamento della posizione dello spettro al variare di λ e lo interpola con un'apposita funzione, nel nostro caso una funzione di Chebyshev di ordine 5. Le informazioni sull'interpolazione vengono salvate nel *file* con prefisso `ap`, nel *database* e mostrato in Fig. 3.23. Il comando viene utilizzato adottando i parametri riportati in Fig. 3.24 e attraverso la riga di comando

```
> gsextract Wolf1346s.fits
```

I comandi `find = yes` e `fl_inter = no` consentono a `gsextract` di individuare e definire l'apertura e di estrarre lo spettro corrispondente automaticamente, ma si potrebbe procedere manualmente. Si può controllare l'esito dell'estrazione tramite il comando `splot`, facendo

```

PACKAGE = gmos
TASK = gsextract

inimages=          Input images
(outimag=         ) Output images
(outpref=         e) Output prefix
(refimag=         ) Reference images for tracing apertures
(apwidth=         1.) Extraction aperture in arcsec (diameter)
(fl_inte=         no) Run interactively?
(databas=         database) Directory for calibration files
(find =          yes) Define apertures automatically?
(recente=         yes) Recenter apertures?
(trace =          yes) Trace apertures?
(tfuncti=         chebyshev) Trace fitting function
(torder =         5) Trace fitting function order
(tnsum =          20) Number of dispersion lines to sum for trace
(tstep =          50) Tracing step
(weights=         none) Extraction weights (nonelvariance)
(clean =          no) Detect and replace bad pixels?
(lsigma =         3.) Lower rejection threshold for cleaning

```

Figura 3.24: Parametri del comando `gsextract`.

attenzione a specificare l'estensione [2]

```
> spplot eWolf1346s.fits[2]
```

Il risultato è mostrato in Fig. 3.25.

Una volta ricavato lo spettro monodimensionale della stella Wolf 1346, si deve costruire la funzione di risposta dello strumento. Il comando dedicato a questo è `gsstandard`, che utilizza i comandi `standard` e `sensfunc` del pacchetto `IRAF noao`. Per prima cosa bisogna confrontare il flusso espresso in conteggi di e^- ricavato dallo spettro della stella Wolf 1346 a nostra disposizione con quello tabulato e espresso in unità fisiche, fornito nella cartella `onedstds$spec50ca1/`. Il *file* corrispondente alla nostra stella contiene i valori del flusso alle diverse lunghezze d'onda e l'intervallo in Å entro cui è stato misurato. Dal momento che il flusso tabulato è stato misurato in intervalli di lunghezza d'onda fissati, è necessario campionare lo spettro della stella utilizzando gli stessi intervalli entro cui poi misurare il flusso. Si lancia quindi il comando

```
> gsstandard eWolf1346s.fits
```

specificando il nome della stella usata per la calibrazione come mostrato in Fig. 3.26. Il comando `standard` produce il *file* `std.dat`. Esso contiene una tabella con il flusso in conteggi di e^- misurato dal nostro spettro negli stessi intervalli in Å del flusso tabulato, pertanto le due misure di flusso ora sono confrontabili. Il comando `sensfunc` a questo punto è in grado di calcolare il rapporto tra il flusso tabulato della stella e quello misurato nel nostro spettro e di interpolare questo rapporto in modo opportuno. Esso infatti può presentare, specie in prossimità delle righe di assorbimento stellari, un andamento irregolare, dovuto alla diversa risoluzione spettrale tra la nostra osservazione e il flusso tabulato. È necessario quindi trovare la corretta funzione interpolante e mascherare le righe di assorbimento che creano problemi. Il risultato è il *file* `sens.fits` (Fig. 3.27) che contiene la funzione di sensibilità dello strumento da utilizzare per calibrare in flusso gli spettri galattici. Infine la calibrazione in flusso si applica agli spettri delle galassie tramite il comando `gscalibrate`. I parametri sono mostrati in Fig. 3.28, il comando viene lanciato tramite

```
> gscalibrate UGC9598_pa309s.fits
```

Conclusa questa fase finalmente si dispone degli spettri delle galassie calibrati in lunghezza d'onda e flusso su cui si può procedere all'analisi. È utile creare delle immagini FITS mo-

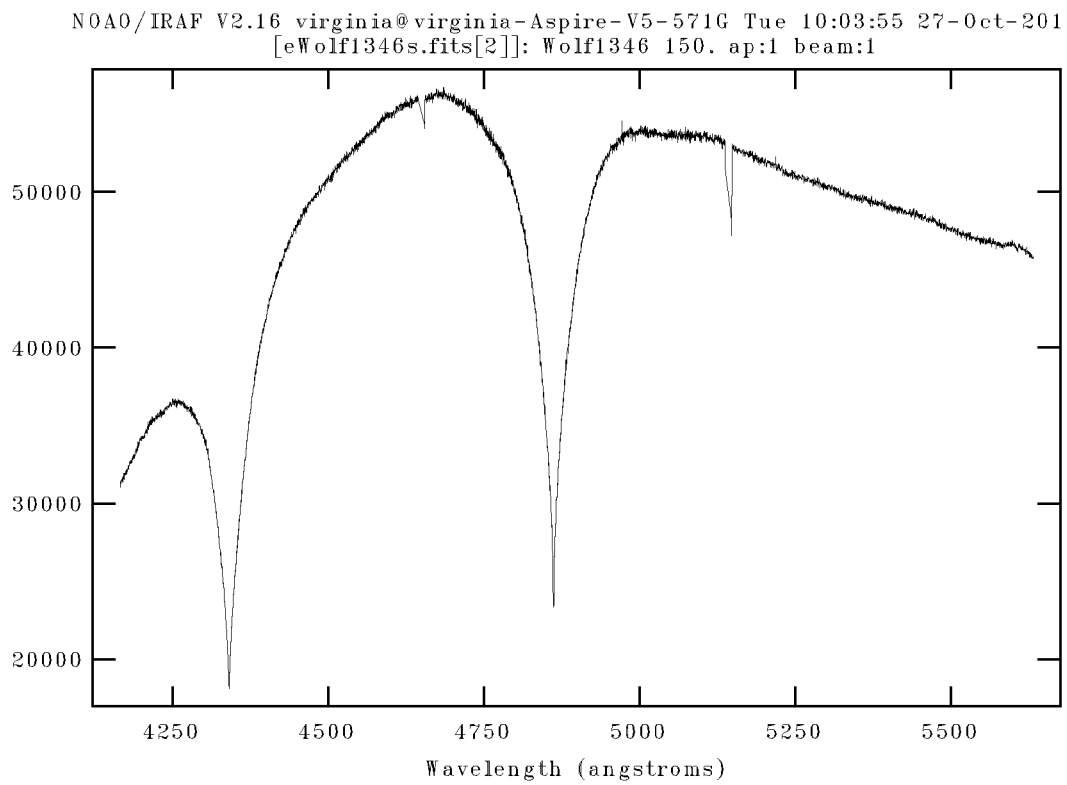


Figura 3.25: Spettro monodimensionale della stella Wolf 1346 estratto tramite l'applicazione di `gsextract`.

```

PACKAGE = gmos
TASK = gsstandard

input =          Input image(s)
sfile =          std Output flux file (used by SENSFUNC)
sfuncio=        sens Output root sensitivity function image name
(sci_ext=       SCI) Name or number of science extension
(var_ext=       VAR) Name or number of variance extension
(dq_ext =       DQ) Name or number of data quality extension
(key_air=       AIRMASS) Header keyword for airmass
(key_exp=       EXPTIME) Header keyword for exposure time
(fl_inte=       no) Run the task interactively
(starnam=       wolf1346) Standard star name(s) in calibration list
(samesta=       yes) Same star in all apertures
(apertur=       ) Aperture selection list
(beamswi=       no) Beam switch spectra
(bandwid=       INDEF) Bandpass width
(bandsep=       INDEF) Bandpass separation
(fnuzero=       3.68000000000000E-20) Absolute flux zero point
(caldir =       onedstds$spec50cal/) Directory containing calibration data
(observa=       Gemini-North) Observatory
(mag =          ) Magnitude of stars
(magband=       ) Magnitude types/bands (U|B|V|I|J|H|K|L|prime|M
(teff =         ) Effective temperature of spectral types
(ignorea=       yes) Ignore apertures and make one sensitivity functio
(extinct=       ) Extinction file
(out_ext=       extinct.dat) Output revised extinction file
(funcio=        spline3) Fitting function
(order =        6) Order of fit
(graphs =       sr) Graphs per frame
(marks =        plus cross box) Data mark types (marks deleted added)
(colors =       2 1 3 4) Colors (lines marks deleted added)
(verbose=       yes) Verbose?
(logfile=       ) Logfile name
(status =       0) Exit status (0=good)
(scanfil=       ) For internal use only
(mode =        ql)

```

Figura 3.26: Parametri del comando `gsstandard`.

nostrato selezionando con `imcopy` l'estensione [1] dei *file* di partenza. In questo modo le immagini si possono visualizzare facilmente con il comando `display`.

3.9 Cambio delle coordinate spaziali

Per facilitare l'analisi successiva è utile adottare un sistema di riferimento che abbia come coordinata x la lunghezza d'onda e come coordinata y la distanza spaziale in arcsec dal centro della galassia. Per fare questo bisogna modificare il descrittore delle immagini. Per prima cosa si individua la riga contenente la posizione spaziale del centro del profilo dello spettro di ciascuna galassia tramite il comando `implot`. Quindi si modificano i parametri `CRPIX2` e `CDEL2` del descrittore di ciascuna immagine tramite comando `hedit`

```

> hedit UGC9598_pa309sc CRPIX2 2306.993
> hedit UGC9598_pa309sc CDEL2 0.073

```

dove `CRPIX2` è la riga di riferimento per l'origine dell'asse delle y e `CDEL2` esprime il valore della scala del CCD. L'origine dell'asse y viene spostata dalla riga 1 alla riga corrispondente al centro della galassia, che negli spettri a nostra disposizione si trova intorno alla riga 2300, mentre la scala viene fissata a $0.073 \text{ arcsec pixel}^{-1}$. In questo modo tra una riga e l'altra

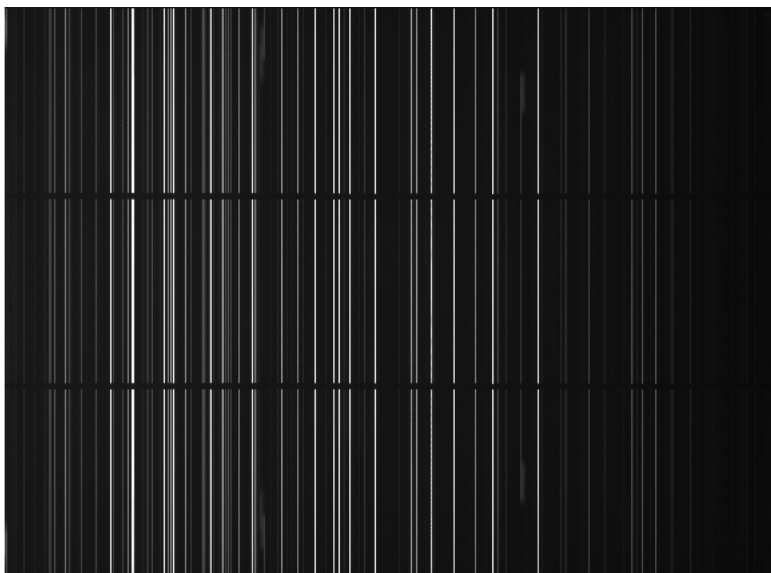


Figura 3.29: Spettro della lampada di confronto su cui è stata verificato l'esito della calibrazione in lunghezza d'onda.

dello spettro non vi è più un intervallo unitario, bensì un intervallo in arcsec. In questo modo la distanza dal centro della galassia viene espresso non più in pixel, bensì in arcsec. Se si visualizza un'immagine direttamente, oltre ai sistemi di riferimento in coordinate fisiche e dell'immagine, compare il sistema *world coordinate system* (WCS) che esprime in x l'intervallo indagato in lunghezza d'onda e in y l'intervallo spaziale in arcsec centrato sulla posizione della galassia.

3.10 Controllo della calibrazione in lunghezza d'onda e misura della dispersione di velocità strumentale

È possibile effettuare un controllo sulla qualità della calibrazione in lunghezza d'onda applicata agli spettri delle galassie, misurando la lunghezza d'onda e la FWHM di righe spettrali del cielo presenti negli spettri calibrati in lunghezza d'onda prima della sottrazione del cielo.

Negli spettri a nostra disposizione ci sono poche righe del cielo, quindi non disponiamo di un campione sufficientemente ampio di righe del cielo da usare nella verifica. Utilizziamo quindi le righe di una lampada di calibrazione al rame-argon, che sia stata calibrata in lunghezza d'onda. Tramite il comando `splot` si analizzano una ventina di righe dello spettro mostrato in Fig. 3.29. I due intervalli ciechi lungo la lunghezza d'onda visibili nello spettro sono causati dai ponti della fenditura. Selezionata una riga di emissione si digita `k` a sinistra e a destra di essa. Viene eseguita un'interpolazione gaussiana della riga che ne restituisce la lunghezza d'onda centrale e la FWHM. I risultati di tutte le righe analizzate sono salvati nel file `splot.log`. Le righe selezionate vengono riconosciute dal confronto con le righe tabulate della stessa lampada e contenute nel file `gmos$data/CuAr_GMOS.dat`.

La procedura SuperMong³ `instrument_FWHM.smo`, scritta da A. Pizzella, necessita di una tabella contenente la lunghezza d'onda λ_{mis} e la FWHM delle righe misurate nello spettro

³Il programma SuperMong è disponibile all'indirizzo: <http://www.astro.princeton.edu/~rhl/sm/>.

della lampada di confronto e la loro lunghezza d'onda nominale λ_{nom} e calcola il vettore delle differenze $\Delta\lambda = \lambda_{\text{mis}} - \lambda_{\text{nom}}$ e la statistica di tale vettore (media, scarto quadratico medio, *kurtosis* e valore assoluto della differenza tra $\Delta\lambda$ e la sua media). Vengono quindi calcolati i valori di $\Delta\lambda$ inferiori a 3 volte lo scarto quadratico medio del vettore (3σ) in funzione di λ . Il procedimento viene iterato per 3 volte. Lo stesso procedimento viene eseguito sui valori di FWHM delle righe della lampada (Fig. 3.30). Con questo procedimento applicato alla prima lampada di confronto a nostra disposizione, presa come campione, abbiamo trovato $\text{FWHM} = 1.635 \pm 0.075 \text{ \AA}$ e $\Delta\lambda = 0.008 \pm 0.064 \text{ \AA}$. Ripetendo la verifica sulle altre lampade si ottengono risultati simili.

È possibile confrontare la FWHM strumentale ricavata dal controllo sulla calibrazione in lunghezza d'onda con il valore atteso FWHM_{at} . Esso è pari a

$$\text{FWHM}_{\text{at}} = \frac{DL}{S} = 2.357 \text{ \AA} \quad (3.5)$$

dove $D=0.236 \text{ \AA pixel}^{-1}$ è dispersione dello strumento, $L=0.75 \text{ arcsec}$ è la larghezza della fenditura e $S=0.0728 \text{ arcsec pixel}^{-1}$ è la scala del CCD. Il risultato mostra una buona compatibilità tra la FWHM_{at} e la FWHM strumentale media ricavato dalle righe della lampada.

È possibile esprimere la FWHM strumentale in km s^{-1}

$$\text{FWHM}[\text{km s}^{-1}] = c \frac{\text{FWHM}[\text{\AA}]}{\lambda_c} = 102 \text{ km s}^{-1} \quad (3.6)$$

dove $\lambda_c=4800 \text{ \AA}$ è il valore della lunghezza d'onda centrale dell'intervallo indagato. La dispersione di velocità strumentale diventa

$$\sigma = \frac{\text{FWHM}}{2.355} = 43 \text{ km s}^{-1}. \quad (3.7)$$

Per quanto riguarda il risultato ottenuto per $\Delta\lambda$, il suo valore medio è vicino a zero entro il valore di 3σ . Questo risultato indica una buona precisione ottenuta per la calibrazione in lunghezza d'onda.

Entrambi i risultati ottenuti per la FWHM e per $\Delta\lambda$ sono rappresentativi di una buona calibrazione in lunghezza d'onda.

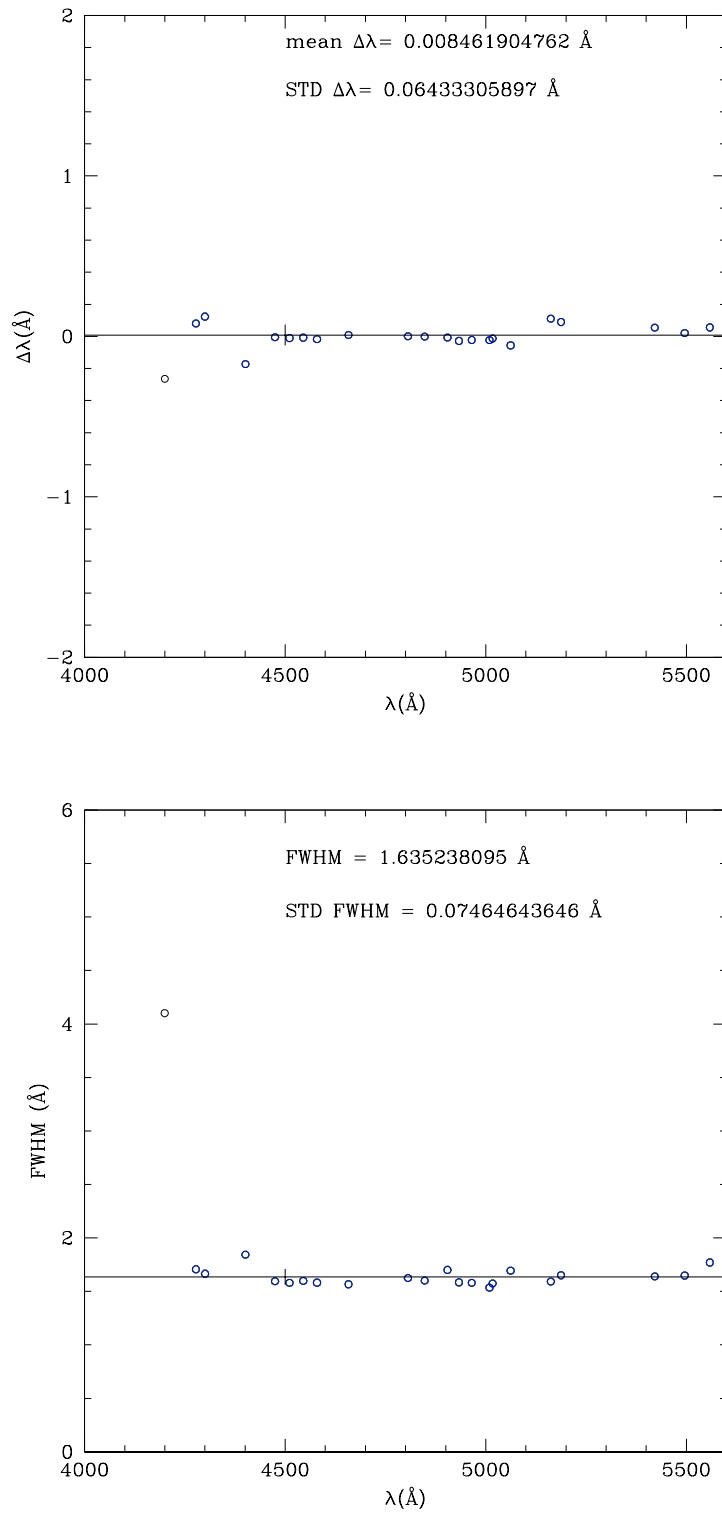


Figura 3.30: Andamento di $\Delta\lambda$ (in alto) e FWHM (in basso) in funzione della lunghezza d'onda nominale delle righe di emissione nello spettro misurato della lampada di confronto. Per ciascun parametro sono riportati i valori della media e dello scarto quadratico medio a cui corrispondono la linea orizzontale e il segmento verticale (3σ).

Capitolo 4

Misura della cinematica

In questo capitolo viene descritta l'analisi della cinematica della componente stellare e del gas ionizzato. In Sez. 4.1 si presentano le procedure utilizzate per la misura della cinematica stellare e del gas ionizzato, mentre in Sez. 4.2 si presentano i risultati ottenuti dalla misura della cinematica delle stelle per le galassie del nostro campione.

4.1 Procedure per la misura della cinematica

Per misurare la cinematica delle stelle e del gas ionizzato negli spettri delle galassie del campione vengono utilizzati tre programmi IDL:

1. `snratio` che somma opportunamente le righe adiacenti dello spettro galattico di partenza per ottenere uno spettro da analizzare le cui righe siano caratterizzate da un rapporto S/N fissato;
2. `gandalf` che misura contemporaneamente la cinematica della componente stellare e del gas ionizzato;
3. `pPXF` che viene usato da `gandalf` per misurare la cinematica stellare.

4.1.1 La procedura `snratio`

La procedura IDL `snratio`, scritta da L. Morelli, genera uno spettro le cui righe sono date dalla somma di più righe adiacenti dello spettro di partenza in modo da garantire un rapporto S/N minimo fissato in ciascuna delle righe dello spettro finale. Questa procedura è necessaria dal momento che non si conosce il reale valore del rapporto S/N nello spettro di partenza e che gli errori sulla misura dei parametri cinematici dipendono da esso (in Fig. 4.1 è mostrato come esempio lo spettro ottenuto dall'applicazione di `snratio` allo spettro lungo l'asse maggiore di UGC 9598).

Dopo aver escluso le regioni spettrali influenzate da forti emissioni dovute al gas ionizzato della galassia o a righe del cielo non sottratte perfettamente, si ottiene il profilo radiale di intensità dello spettro mediando i conteggi in e^- lungo le colonne e trascurando i *pixel* con un segnale troppo basso. La stima del segnale S viene fatta nella riga considerata. Il rumore N invece si misura in due regioni esterne dello spettro, dove è presente solo il contributo del cielo, tramite la procedura `histogauss` che calcola l'istogramma dei valori di rumore misurati, li interpola con una funzione gaussiana e ne ricava valor medio e scarto quadratico medio. Il

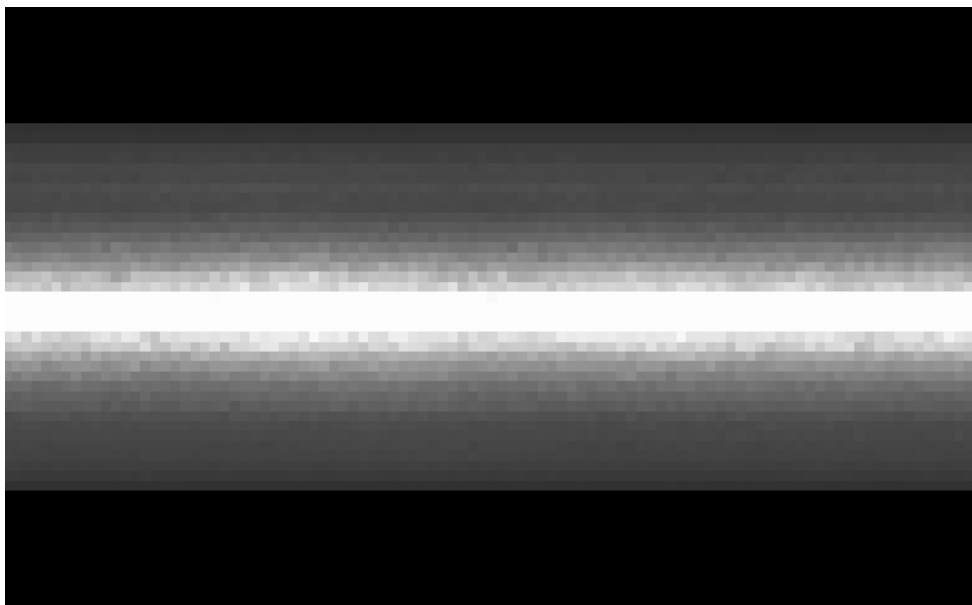


Figura 4.1: Spettro lungo l'asse maggiore di UGC 9598 risultante dall'applicazione di `snratio`.

rapporto tra queste due quantità viene posto pari a 20.

Si assembla quindi lo spettro finale in cui più righe sono sommate per costruire una riga finale in modo da avere un rapporto S/N almeno pari a 20. Si indica con $I(r)$ il valore dei conteggi in e^- del profilo corrispondente alla coordinata radiale r , cioè il segnale corrispondente ad una determinata riga. Il rumore relativo ad essa è dato da

$$N(r) = \sqrt{n\text{RON}^2 + I(r) + I_{\text{sky}}} \quad (4.1)$$

e dipende dal valore del RON moltiplicato per il numero di righe n su cui si sta calcolando il segnale e dal rumore poissoniano dei conteggi del profilo $I(r)$ a cui va sommato il rumore poissoniano dei conteggi del cielo I_{sky} . Se il rapporto $S/N = I(r)/N(r)$ calcolato alla coordinata radiale r è inferiore al valore richiesto, si procede a sommare in direzione radiale più righe dello spettro, fino a quando si raggiunge o si supera il valore minimo. Alla fine della procedura si ottiene il nuovo spettro le cui righe hanno rapporto S/N uguale o maggiore del valore richiesto. Il file `sn_ratio.dat` risultato dell'applicazione del programma contiene la tabella con il raggio r in arcsec di ciascuna riga del nuovo spettro calcolato tramite la media pesata per il flusso delle coordinate radiali delle n righe sommate tra loro, il flusso F misurato, il rapporto S/N , le righe iniziale e finale che sono state sommate per generare ogni riga dello spettro finale e il numero n di righe sommate. In Fig. 4.2 è mostrata la tabella ottenuta con `snratio` applicato allo spettro lungo l'asse maggiore di UGC 9598.

4.1.2 La procedura `gandalf`

Per estrarre la cinematica dagli spettri a fenditura lunga ottenuti lungo due assi delle galassie in esame, si utilizza il programma IDL *Gas AND Absorption Line Fitting* (`gandalf`¹, Sarzi et al. 2006).

¹Il programma `gandalf` si trova all'indirizzo: <https://www.strw.leidenuniv.nl/sauron/software.html>.

R(")	Flux	S/N	Rmin	Rmax	N_rows	
126.55270	4419.15		6.37630	3872.00	4607.00	736.000
62.614801	17843.7		20.0027	2690.00	3871.00	1182.00
24.509603	4921.10		20.0560	2606.00	2689.00	84.0000
18.903704	4320.91		20.0502	2542.00	2605.00	64.0000
15.397203	3250.82		20.0508	2507.00	2541.00	35.0000
12.724503	3420.30		20.0543	2468.00	2506.00	39.0000
10.391103	2737.00		20.1051	2444.00	2467.00	24.0000
8.4013928	3112.94		20.0216	2412.00	2443.00	32.0000
6.0059231	3155.51		20.2775	2380.00	2411.00	32.0000
4.1193131	2549.76		20.3411	2360.00	2379.00	20.0000
2.9266129	2070.22		20.0830	2347.00	2359.00	13.0000
2.1276029	1812.54		20.6078	2338.00	2346.00	9.00000
1.5861430	1477.33		20.0553	2332.00	2337.00	6.00000
1.1857830	1464.60		21.2387	2327.00	2331.00	5.00000
0.85837103	1385.33		21.8551	2323.00	2326.00	4.00000
0.60470701	1201.04		21.3134	2320.00	2322.00	3.00000
0.38608099	1345.44		23.3508	2317.00	2319.00	3.00000
0.20475700	966.133		20.2226	2315.00	2316.00	2.00000
0.059131701	995.272		20.7008	2313.00	2314.00	2.00000
-0.086601004	994.879		20.6944	2311.00	2312.00	2.00000
-0.23235100	964.158		20.1900	2309.00	2310.00	2.00000
-0.41364001	1336.11		23.2216	2306.00	2308.00	3.00000
-0.63226502	1192.63		21.1923	2303.00	2305.00	3.00000
-0.88653599	1389.40		21.9082	2299.00	2302.00	4.00000
-1.2139670	1511.07		21.8063	2294.00	2298.00	5.00000
-1.6133071	1543.83		20.8308	2288.00	2293.00	6.00000
-2.1230270	1738.24		20.7709	2280.00	2287.00	8.00000
-2.7815570	1895.90		20.5913	2270.00	2279.00	10.0000
-3.6106171	2112.34		20.4511	2257.00	2269.00	13.0000
-4.7969372	2549.18		20.3368	2237.00	2256.00	20.0000
-6.6447269	3044.09		20.1651	2207.00	2236.00	30.0000
-8.9656669	3213.78		20.0897	2173.00	2206.00	34.0000
-11.885197	3658.47		20.0557	2128.00	2172.00	45.0000
-15.275597	3846.18		20.0623	2078.00	2127.00	50.0000
-19.808096	4739.77		20.0157	2000.00	2077.00	78.0000
-29.952196	7867.99		20.0083	1777.00	1999.00	223.000
-152.97629	-23845.3		-22.1819	0.00000	1776.00	1777.00

Figura 4.2: Tabella dei risultati ottenuti dall'applicazione di `snratio` lungo l'asse maggiore di UGC 9598.

Si tratta di un codice di interpolazione diretta in grado di separare il contributo relativo del continuo stellare dall'emissione del gas ionizzato presente negli spettri delle galassie, misurando allo stesso tempo la cinematica stellare e del gas ionizzato. Questo obiettivo è ottenuto generalmente tramite due passaggi. Per prima cosa viene interpolato il continuo stellare mascherando le regioni spettrali potenzialmente contaminate dall'emissione legata al gas. Quindi si misura l'emissione del gas dallo spettro residuo dell'interpolazione.

Il continuo stellare e la misura della cinematica della componente stellare si individuano tramite una combinazione lineare di spettri stellari usati come campioni di riferimento che viene convoluta con la distribuzione di velocità lungo la linea di vista (LOSVD, dall'inglese *line of sight velocity distribution*) delle stelle, applicando il programma *Penalized Pixel Fitting* (pPX², Cappellari & Emsellem 2004), descritto nel dettaglio nella Sez. 4.1.3. L'emissione del gas ionizzato e la sua cinematica sono ricavati assumendo invece una LOSVD di tipo gaussiano.

Come mostrato in Sarzi et al. (2006), mascherare le regioni spettrali potenzialmente

²Il programma pPX è disponibile all'indirizzo: <http://www-astro.physics.ox.ac.uk/~mxc/software/>.

influenzate dalle righe del gas, può introdurre degli effetti sistematici nel processo di interpolazione della cinematica stellare. In questo modo si generano caratteristiche spurie negli spettri residui che poi possono influenzare le misure del gas ionizzato. Infatti può accadere che alcune righe di emissione si trovino molto vicine a righe di assorbimento utili a descrivere, ad esempio, le proprietà della popolazione stellare. In questo caso mascherando le regioni di emissione del gas vengono escluse anche le componenti in assorbimento. Ciò causa una imprecisa combinazione degli spettri campione stellari che si manifesta di conseguenza nello spettro residuo. Le righe in emissione misurate dallo spettro residuo possono quindi presentare una sovrastima dell'intensità e della larghezza delle righe, che si traduce in un'errata misura della cinematica del gas.

Il codice `gandalf` è stato implementato per superare questa limitazione estendendo il programma `pPXF` in modo da ottenere una procedura che misuri cinematica e flussi dalle righe del gas senza dover mascherare alcuna regione spettrale. Le righe di emissione vengono quindi trattate come spettri campione aggiuntivi di tipo gaussiano. Mentre la combinazione lineare ottimale di spettri campione stellari viene convoluta con la migliore LOSVD stellare, si cercano iterativamente le velocità, le dispersioni e le intensità ottimali delle righe del gas, ottimizzando la forma del continuo stellare utilizzando dei polinomi moltiplicativi. In questo modo sia il continuo stellare che le righe di emissione sono interpolate simultaneamente.

Prima di poter utilizzare `gandalf`, bisogna assicurarsi di

- disporre della libreria *IDL Astronomy User's Library*³ e i programmi `mpfit`⁴ (Markwardt 2009) e `robust_sigma`⁵ di H. Freudenreich;
- disporre di una libreria di stelle campione accuratamente scelta in modo che gli spettri stellari siano stati campionati con risoluzione uguale o migliore rispetto agli spettri galattici e nello stesso intervallo spettrale;
- avere campionato gli spettri delle galassie e delle stelle campione in scala logaritmica;
- possedere un *file* contenente la lista delle righe di emissione e del cielo che possono essere presenti nell'intervallo in lunghezza d'onda indagato;
- ricavare la cinematica stellare tramite il programma `pPXF`.

Prima di poter applicare la procedura `gandalf`, è necessario quindi riportare gli spettri galattici e stellari alla stessa risoluzione. Solitamente la libreria stellare è scelta in modo da avere una migliore risoluzione rispetto agli spettri galattici da analizzare, pertanto gli spettri stellari vengono riportati alla risoluzione spettrale galattica $\text{FWHM}_{\text{strum}}$. Il programma IDL per fare questo è `change_star_gal` di L. Morelli e E.M. Corsini.

Per prima cosa il comando lavora con la libreria stellare. Bisogna fornire l'elenco degli spettri stellari, lo spettro galattico di confronto, la FWHM strumentale degli spettri stellari FWHM_* e galattico $\text{FWHM}_{\text{strum}}$, la lunghezza d'onda iniziale e finale indagata e il parametro di scala `vel_scale`. Il parametro di scala serve a far sì che le righe degli spettri stellari siano ancora descrivibili da una funzione gaussiana una volta adattate alla risoluzione galattica. La lunghezza d'onda degli spettri viene espressa in scala logaritmica, quindi gli spettri sono riscaldati attraverso il parametro `vel_scale`. Infine gli spettri stellari vengono convoluti con un

³La libreria di IDL è disponibile al sito: <http://idlastro.gfsc.nasa.gov/>.

⁴Il programma `mpfit` si trova all'indirizzo: <http://astrog.physics.wisc.edu/~craigm/idl/>.

⁵Il programma `robust_sigma` è disponibile all'indirizzo: <http://idlastro.gfsc.nasa.gov/>.

```

# i_line name      lambda  action l-kind  A_i      V_g/i    sig_g/i  fit-kind
#                \AA      f/i/m  l/d#    1/rel2#  km/s     km/s     f/h/t

# Forbidden and Recombination lines - To share separate line-of-sight
# Gaussian profiles. Use a
# Ha/Hb=2.86 Balmer decrement

   9   Hd      4101.73 m    l    1.000    0    10    f
  10   Hg      4340.46 m    l    1.000    0    10    f
  11   [OIII]  4363.15 m    l    1.000    0    10    f
  12   HeII    4685.74 m    l    1.000    0    10    f
  13   [ArIV]  4711.30 m    l    1.000    0    10    f
  14   [ArIV]  4740.10 m    l    1.000    0    10    f
  15   Hb      4861.32 m    l    1.000    0    10    f
  16   [OIII]  4958.83 m    l    1.000    0    10    f
  17   [OIII]  5006.77 m    l    1.000    0    10    f
  18   [NI]    5197.90 m    l    1.000    0    10    f
  19   [NI]    5200.39 m    l    1.000    0    10    f
  20   HeI     5875.60 m    l    1.000    0    10    f

# Sky lines - used to mask out regions affected by an imperfect
# subtraction of the sky emission. Sky lines may also be
# fitted instead of being subtracted.

   90   sky     5577.00 m    l    1.000    0    10    f
#  91   sky     6300.00 m    l    1.000    0    10    f
#  92   sky     6363.00 m    l    1.000    0    10    f
#  93   sky     6700.00 m    l    1.000    0    100   f

```

Figura 4.3: *File* da fornire a `gandalf` contenente la lista delle righe in emissione del gas ionizzato e del cielo.

filtro gaussiano con $\text{FWHM} = \sqrt{\text{FWHM}_{\text{strum}}^2 - \text{FWHM}_*^2}$. Gli spettri stellari risultanti sono adattati alla risoluzione degli spettri galattici.

La procedura viene poi applicata agli spettri galattici. In questo caso è necessario fornire anche il valore del *redshift*. Gli spettri galattici vengono portati in scala logaritmica e estratti tenendo conto del valore del *redshift*.

Ora è possibile procedere con l'utilizzo di `gandalf`. Perché il programma riesca a costruire i corretti spettri campione gaussiani per descrivere la componente del gas ionizzato, è necessario fornire al programma il *file* contenente le righe di emissione del cielo che possono essere presenti nell'intervallo in lunghezza d'onda indagato. Questo *file* fornisce a `gandalf` anche la lista delle righe in emissione del gas ionizzato da interpolare, specificando se ciascuna riga è singola o parte di un multipletto e se la sua cinematica deve essere ricavata indipendentemente o legata a quella di un'altra riga. Questo *file* deve essere letto in una struttura di IDL prima di essere usato da `gandalf`, ciò consente anche di modificare il tipo di interpolazione delle righe ogni volta che `gandalf` viene richiamato. Esso può essere utilizzato anche per specificare se una particolare regione spettrale deve essere mascherata o meno durante l'interpolazione di `pPXF`. Il *file* usato in questa tesi è riportato in Fig. 4.3.

I primi tre parametri presenti in Fig. 4.3 specificano l'indice, il nome e la lunghezza d'onda a riposo di ciascuna riga. Il campo `action` specifica se ciascuna delle righe della lista debba essere interpolata (f), ignorata (i), oppure mascherata (m). Solo nel caso in cui `action=f` tutti gli altri parametri diventano rilevanti per `gandalf`. Il campo `l-kind` consente di riconoscere se una data riga appartiene ad un doppietto o ad un multipletto. Le righe singole o quelle dominanti nel multipletto sono contrassegnate con (1), mentre i membri deboli sono contrassegnati tramite (d#), dove # indica l'indice della riga a cui sono legate. In questo caso

l'altezza A_i esprimerà l'intensità relativa delle righe. I campi V_g/i e sig_g/i servono a fornire dei valori iniziali per le velocità e le dispersioni di velocità delle righe del gas. Infine il campo `fit-kind` consente di interpolare liberamente la posizione e la larghezza di ogni riga (f), oppure di legarle ai parametri di un'altra riga ($i\#$). Questo campo è rilevante solo per le righe dominanti dei multipletti.

L'ultima versione di `gandalf` prevede l'introduzione della parola chiave `FOR_ERRORS` che consente al programma di calcolare correttamente le incertezze per tutti i parametri delle righe di emissione. A questo scopo il programma calcola un'ulteriore interpolazione degli spettri a partire dalla soluzione migliore, risolvendo non linearmente oltre alla posizione e alla larghezza anche l'altezza delle righe usando `mpfit`. Gli errori sulle intensità e sui flussi delle righe di emissione possono essere molto elevati (fino al 30-40%) se non vengono misurate le righe della serie di Balmer. Inoltre con quest'ultima versione è possibile includere nell'interpolazione componenti gaussiane negative, per tenere conto della presenza di righe di assorbimento interstellari, come quella del Na D. È possibile anche tenere conto di profili di riga più complessi di quello gaussiano. Aggiungendo al *file* delle righe di emissione componenti gaussiane del secondo ordine, si possono infatti descrivere righe che presentano code nella parte rossa o blu, righe con profilo di Voigt e includere componenti allargate.

Operativamente `gandalf` misura la cinematica stellare e del gas per ogni riga dello spettro ottenuto tramite la procedura `snratio`, producendo tre *file* FITS contenenti i parametri della cinematica ottenuti. Nella prima fase il programma usa il *file* delle righe in emissione per mascherare quelle contrassegnate con `m` e calcolare la cinematica stellare tramite la procedura `pPXF`. Nella seconda parte `gandalf` passa a misurare anche i parametri legati alla cinematica del gas interpolando tutte le righe di emissione. Due importanti parametri da fornire al programma sono `intdis` e `mdegree`. Il primo parametro è legato al gas ionizzato e serve ad interpolare correttamente le righe di emissione del gas. Nel nostro caso `intdis=50` per tutti gli spettri analizzati, se si aumenta il suo valore il programma non riesce a seguire il profilo delle righe in tutta la loro altezza, causando la sottostima del valore del flusso della riga. Il secondo parametro invece esprime l'ordine dei polinomi moltiplicativi utilizzati da `gandalf` per aggiustare la misura del livello del continuo stellare. Nel nostro caso `mdegree=4` per tutti gli spettri analizzati.

La procedura consente anche di tenere conto dell'attenuazione del flusso per un dato $E(B - V)$, costruito a partire dal modello di polveri di Calzetti et al. (2000). Si possono costruire degli spettri campione stellari arrossati che riproducano in modo migliore lo spettro galattico. Viceversa il modello si può utilizzare per correggere l'arrossamento degli spettri causato dall'estinzione delle polveri della Via Lattea.

Per quanto riguarda l'interpolazione del gas, importanti sono i due valori iniziali di V_g/i e sig_g/i forniti nel *file* delle righe di emissione. Se non esplicitata da V_g/i la velocità iniziale del gas si pone pari alla velocità misurata per le stelle. La sig_g/i iniziale deve essere non nulla, altrimenti l'interpolazione di `gandalf` non riesce a misurare ragionevolmente la larghezza delle righe in emissione.

Il risultato dell'interpolazione dell'intero spettro galattico viene visualizzato grazie al programma `showfit`, scritto da M. Sarzi, che consente inoltre di ingrandire alcune regioni spettrali di maggiore interesse.

Infine è possibile estrarre la cinematica stellare dai *file* FITS prodotti da `gandalf`, tramite i programmi IDL di L. Morelli `extr_kin`, dedicato alla sola cinematica stellare e `extr_gas_kin` che estrae contemporaneamente la cinematica stellare e quella del gas ionizzato. Il prodotto dell'estrazione della sola cinematica stellare è una tabella contenente i valori ottenuti per ogni

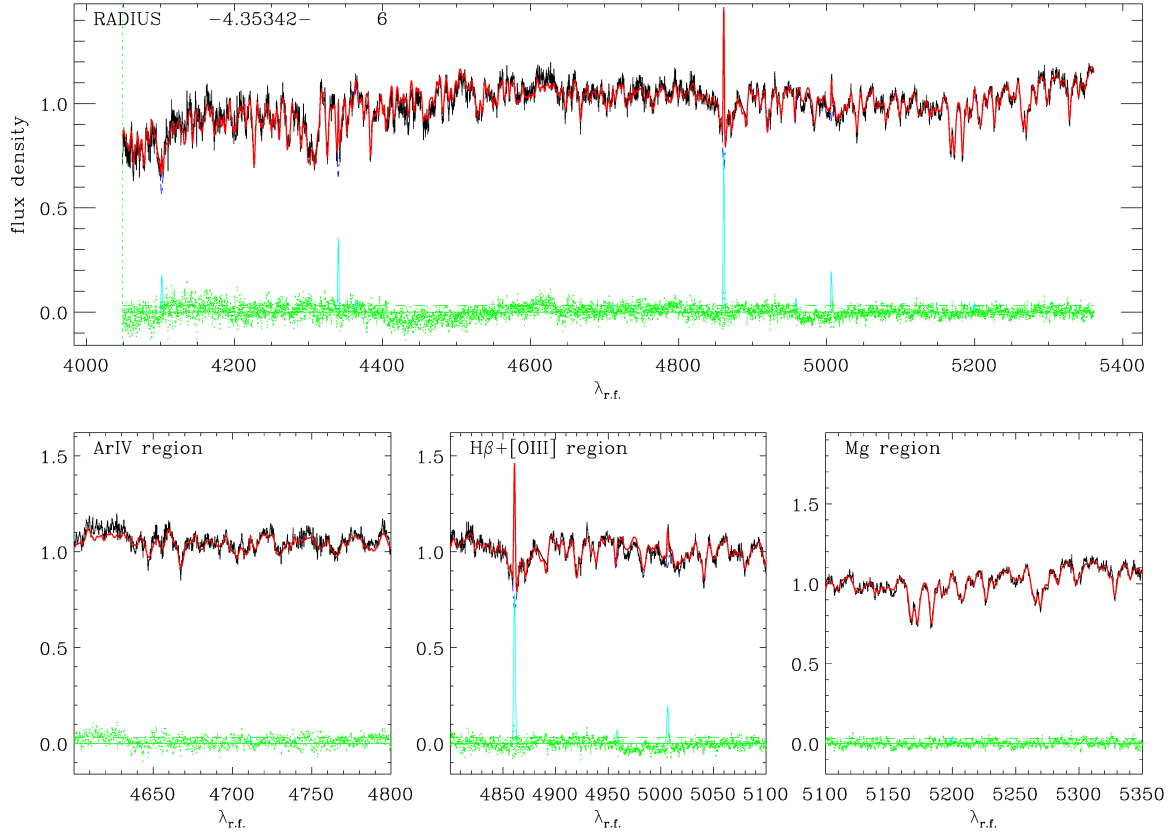


Figura 4.4: Spettro ottenuto lungo l'asse maggiore della regione centrale di NGC 7664 ($r = -4.3$ arcsec) nell'intero intervallo spettrale indagato (in alto) e nelle regioni spettrali contenenti le righe dell'[ArIV] $\lambda\lambda 4711.30, 4740.10\text{\AA}$, dell' $H\beta\lambda 4861.32\text{\AA}$ e dell'[OIII] $\lambda\lambda 4958.83, 5006.77\text{\AA}$ e del MgI $\lambda\lambda 5167.32, 5172.70, 5183.60\text{\AA}$ (in basso). In ciascun riquadro la migliore interpolazione (linea rossa) è la somma degli spettri del gas ionizzato (linea azzurra) e della componente stellare (linea blu). I residui (punti in verde) si ottengono sottraendo l'interpolazione allo spettro. La linea tratteggiata corrisponde al rms dei residui.

riga dello spettro di raggio r , velocità v ed errore corrispondente δv , dispersione di velocità σ ed errore corrispondente $\delta\sigma$, parametro h_3 e errore δh_3 , parametro h_4 ed errore δh_4 , valore dei parametri liberi χ^2/DoF e valore del rapporto S/N vero misurato dallo spettro. Per quanto riguarda il gas, è necessario specificare quale riga di emissione si vuole usare per estrarre i parametri di raggio r , velocità v ed errore corrispondente δv , dispersione di velocità σ ed errore corrispondente $\delta\sigma$.

4.1.3 La procedura pPXF

Se si immaginano le galassie come sistemi di sole stelle, lo spettro osservato in una precisa posizione del cielo è la somma pesata sulla luminosità di singoli spettri stellari spostati verso il rosso o verso il blu in accordo con le loro velocità lungo la linea di vista. Se si assume che lo spettro di tutte le stelle è dato da un singolo spettro campione, o dalla combinazione lineare di alcuni di essi, il problema di ricostruire lo spettro galattico si riduce semplicemente alla convoluzione tra lo spettro campione e la LOSVD, che si può ricondurre alla soluzione del problema opposto, ossia alla deconvoluzione degli spettri utilizzando lo spettro campione. La deconvoluzione è soggetta al problema intrinseco legato all'amplificazione del rumore e della

misura degli errori.

Per ricavare la LOSVD dai dati sono state sviluppate negli ultimi 40 anni diverse tecniche particolarmente accurate nel processo di inversione. L'evoluzione dei metodi si è direzionata nel miglioramento delle tecniche di osservazione e del rapporto S/N dei dati e nel costante aumento della velocità computazionale. I primi metodi facevano utilizzo principalmente di trasformate di Fourier, consentendo un rapido recupero della LOSVD dal processo di deconvoluzione e riducendo quando possibile la mancata corrispondenza degli spettri campione (a.e. Simkin 1974; Tonry & Davis 1979; Bender 1990). I metodi più recenti invece interpolano la LOSVD direttamente nello spazio dei *pixel* (a.e. Rix & White 1992; van der Marel 1994; Gebhardt et al. 2000). Le motivazioni di questa scelta (Cappellari & Emsellem 2004) sono che

- nello spazio dei *pixel* diventa facile mascherare le righe di emissione del gas o *pixel* danneggiati dall'interpolazione, e considerare direttamente le sole righe di assorbimento stellare;
- i computer attuali possono limitare il tempo di calcolo;
- la disponibilità di librerie con spettri stellari ad alta risoluzione permettono il confronto accurato con gli spettri galattici.

Le diverse tecniche si suddividono anche in base al tipo di derivazione della LOSVD, non parametrica o parametrica. Cappellari & Emsellem (2004) rientrano in quest'ultimo caso, lavorando nello spazio dei *pixel* e adottando una LOSVD descritta dalla parametrizzazione con polinomi di Gauss-Hermite di van der Marel & Franx (1993) e Gerhard (1993).

La derivazione parametrica della LOSVD nello spazio dei *pixel* inizia con la creazione di uno spettro modello della galassia $G_{\text{mod}}(x)$, convolvendo lo spettro $T(x)$ delle stelle campione con una LOSVD parametrica. Tutti gli spettri vengono ricampionati in lunghezza d'onda con una scala logaritmica $x = \ln \lambda$ in modo da avere a parità di velocità lo stesso spostamento in $\ln \lambda$ delle righe spettrali mentre di solito si conserva il numero totale di *pixel*.

I parametri della migliore interpolazione della LOSVD si determinano minimizzando il valore della funzione di merito χ^2 , che quantifica il buon accordo tra lo spettro modello e lo spettro osservato $G(x)$ della galassia, su un numero N di *pixel*

$$\chi^2 = \sum_{n=1}^N r_n^2, \quad (4.2)$$

dove i residui r_n vengono definiti come

$$r_n = \frac{G_{\text{mod}}(x_n) - G(x_n)}{\Delta G(x_n)} \quad (4.3)$$

con $\Delta G(x_n)$ l'errore sulla misura di $G(x_n)$. Nello specifico, per lo spettro galattico si assume il seguente modello

$$G_{\text{mod}}(x) = \sum_{k=1}^N w_k [B * T_k](x) + \sum_{l=0}^L b_l P_l(x) \quad w_k \geq 0, \quad (4.4)$$

dove T_k rappresenta la libreria di K spettri di stelle campione, $B(x) = L(cx)$ è la funzione di allargamento, in cui $L(\nu)$ è la LOSVD e c la velocità della luce. Infine il simbolo $*$ denota

l'operazione di convoluzione. I polinomi $P_l(x)$ sono quelli di Legendre di ordine l e tengono conto delle differenze a bassa frequenza tra la forma degli spettri della galassia e delle stelle campione. Per ogni dato $L(\nu)$, l'ottimizzazione del χ^2 è un problema ai minimi quadrati lineare per i pesi $(w_1, \dots, w_k, b_0, \dots, b_L)$, che viene risolto con l'algoritmo *Bounded Variable Least Squares* (BVLS, Lawson & Hanson 1995).

In questo caso si vogliono determinare i parametri definendo $L(\nu)$ e in quanto segue si assume che i pesi dell'Eq. 4.4 siano sempre ottimizzati in questo modo. Nell'interpolazione vengono inclusi anche dei polinomi moltiplicativi (Kelson et al. 2000), senza conseguenze su quanto descritto in seguito. La LOSVD viene espansa tramite una serie di Gauss-Hermite

$$L(\nu) = \frac{e^{-(1/2)y^2}}{\sigma\sqrt{2\pi}} \left[1 + \sum_{m=3}^M h_m H_m(y) \right], \quad (4.5)$$

con $y = (v - V)/\sigma$ e $H_m(y) = (-1)^m e^{y^2} \frac{d^m}{dy^m} e^{-y^2}$ sono i polinomi di Gauss-Hermite (van der Marel & Franx 1993 e Gerhard 1993). Con queste definizioni la minimizzazione di χ^2 nell'Eq. 4.2 è un problema ottimizzato ai minimi quadrati non lineare per gli M parametri $(V, \sigma, h_3, \dots, h_M)$. I problemi ai minimi quadrati possono essere risolti in modo più efficiente del caso generale, usando degli algoritmi specifici che richiedano all'utente di fornire i residui r_n dell'Eq. 4.3 per calcolare esplicitamente la matrice hessiana di χ^2 (Press et al. 1992).

La LOSVD delle galassie è generalmente ben riprodotta da una funzione gaussiana (Bender et al. 1994). Per questo motivo si utilizza una tecnica per interpolare la LOSVD nella quale la soluzione è libera di riprodurre i dettagli del profilo di velocità quando il rapporto S/N è elevato, mentre tende ad una forma gaussiana nel caso in cui il rapporto S/N sia basso. Nel nostro caso il formalismo è applicato alla situazione in cui la LOSVD sia espansa parametricamente come una serie di Gauss-Hermite.

L'idea è quella di interpolare i parametri $(V, \sigma, h_3, \dots, h_M)$ simultaneamente, ma di aggiungere un termine di penalizzazione adattabile al χ^2 per cercare di portare la soluzione ad una forma gaussiana, quando i momenti più alti non sono vincolati dai dati. Il χ^2 penalizzato è espresso come

$$\chi_p^2 = \chi^2 + \alpha P \quad (4.6)$$

dove P è la funzione di penalizzazione e α è il fattore di penalizzazione. Una forma naturale per la funzione di penalizzazione P è data dalla deviazione quadratica integrata del profilo della riga $L(\nu)$ rispetto alla sua migliore interpolazione gaussiana $G(\nu)$

$$D^2 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} [L(\nu) - G(\nu)]^2 d\nu}{\int_{-\infty}^{+\infty} G(\nu)^2 d\nu}. \quad (4.7)$$

Questa penalizzazione non elimina le soluzioni dominate dal rumore, che però vengono già eliminate dall'uso di un'espansione parametrica a basso ordine per $L(\nu)$. Van der Marel & Franx (1993) hanno mostrato che nel caso in cui $L(\nu)$ ha la forma dell'Eq. 4.5 piuttosto che dell'Eq. 4.7, la deviazione quadratica è ben approssimata da

$$D^2 \approx \sum_{m=3}^M h_m^2. \quad (4.8)$$

In linea di principio si potrebbe definire la funzione di penalizzazione come $P = D^2$ e ottimizzare χ_p^2 (Eq. 4.6). In pratica tuttavia ciò non conviene per due motivi

1. dal punto di vista computazionale è più efficiente minimizzare i residui r_n (Eq. 4.3) piuttosto che calcolare esplicitamente χ^2 ;
2. bisogna trovare un modo per aggiustare automaticamente il fattore di penalizzazione α in accordo con il χ^2 osservato dall'interpolazione.

Cappellari & Emsellem (2004) trovano che la soluzione semplice ed efficace a questi problemi consiste nell'usare i seguenti residui perturbati come parametri iniziali per l'ottimizzazione ai minimi quadrati non lineari

$$r'_n = r_n + \lambda\sigma(\mathbf{r})D, \quad (4.9)$$

dove la varianza viene definita come

$$\sigma^2(\mathbf{r}) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N r_n^2. \quad (4.10)$$

L'interpretazione qualitativa per questa formula è che una deviazione D della LOSVD dalla forma gaussiana viene accettata come un miglioramento dell'interpolazione, solo se è in grado di decrescere corrispondentemente la dispersione $\sigma(\mathbf{r})$ di un quantitativo collegato a D . Per quantificare si può calcolare la funzione oggettiva dell'interpolazione

$$\chi_p^2 = \sum_{n=1}^N +2\lambda\sigma(\mathbf{r})D \sum_{n=1}^N r_n + N[\lambda\sigma(\mathbf{r})D]^2. \quad (4.11)$$

La somma dei residui nel secondo termine è nulla per costruzione, dal momento che i pesi sono ottimizzati per una data $L(\nu)$. Considerando la definizione di varianza (Eq. 4.10) si può scrivere

$$\chi_p^2 = \chi^2(1 + \lambda^2 D^2), \quad (4.12)$$

che è la forma desiderata per l'Eq. 4.6, con $\alpha = \lambda^2 \chi^2$, automaticamente scalata in accordo al χ^2 dell'interpolazione. In pratica $\sigma(\mathbf{r})$ nell'Eq. 4.9 è calcolato utilizzando un metodo consistente per la stima robusta bipesata (Hoaglin et al. 1983), così l'Eq. 4.12 è valida solo come approssimazione. Da questa formula si può vedere che per $\lambda = 1$ una deviazione $D = 10\%$ della LOSVD da una gaussiana (cioè con $h_3 = 0.1$ e $h_m = 0$) richiede una corrispondente diminuzione nella dispersione $\sigma(\mathbf{r})$ dei residui imperturbati maggiore di $(1 + D)^{\frac{1}{2}} = 0.5\%$ per essere accettato da un ciclo di ottimizzazione come un miglioramento dell'interpolazione.

È possibile ottenere un'interpretazione statistica dell'Eq. 4.12 considerando che per una buona interpolazione deve essere $\chi^2 \sim N$. Per una data λ , una deviazione D dalla gaussiana necessita di una diminuzione di χ^2 che sia maggiore di $\Delta\chi^2 \sim N\lambda^2 D^2$ per essere accettata e questa variazione può essere associata al livello di confidenza specifico (Press et al. 1992) dal quale viene esclusa una forma gaussiana. Sebbene questa formula possa servire come linea guida, Cappellari & Emsellem (2004) testano la validità dell'Eq. 4.9 con gli spettri a loro disposizione. Per un rapporto $S/N = 60$ e una $\lambda = 0.7$, le misure non presentano essenzialmente errori sistematici quando $\sigma_{\text{in}} \gtrsim 120 \text{ km s}^{-1}$ (2 *pixel*). La LOSVD converge verso una gaussiana per una dispersione iniziale minore.

È possibile costruire forme alternative dell'Eq. 4.9, richiedendo alla funzione oggettiva di avere la forma dell'Eq. 4.6. Una possibilità è quella di includere una perturbazione moltiplicativa dei residui

$$r'_n = r_n(1 + \lambda D^2). \quad (4.13)$$

In questo caso la funzione oggettiva diventa

$$\chi_p^2 = \chi^2(1 + 2\lambda D^2 + \lambda^2 D^4) \quad (4.14)$$

e se si trascura il termine contenente D^4 , si ottiene di nuovo l'Eq. 4.6, con $\alpha = 2\lambda\chi^2$. Cappellari & Emsellem (2004) verificano in pratica che questa forma alternativa di perturbare i residui produce virtualmente gli stessi risultati ottenuti con l'Eq. 4.9, se si adotta lo stesso parametro α . È preferibile la perturbazione data dall'Eq. 4.9 poiché è più robusta contro le deviazioni esterne, grazie all'impiego della stima bipesata nel calcolo di $\sigma(\mathbf{r})$. L'Eq. 4.13 potrebbe essere utile nelle implementazioni in cui i residui medi non sono nulli per un dato $L(\nu)$.

L'utilizzo di una funzione di penalizzazione è utile a superare le difficoltà che si incontrano con altri metodi

- quando si interpolano per prima cosa V e σ , mentre gli altri parametri sono soppressi;
- quando si interpolano direttamente tutti i parametri.

Con l'algoritmo pPXF solo gli aspetti non gaussiani statisticamente significativi sono conservati, diversamente la soluzione si riduce ad una gaussiana.

Il metodo migliore per la stima degli errori per la LOSVD è il metodo di Monte Carlo. Esso consiste nel ripetere l'intero processo di misura per un numero elevato di realizzazioni differenti di dati, ottenuti aggiungendo rumore agli spettri originari. Un modo per ottenere gli errori nei metodi penalizzati consiste nel correggere le stime degli errori dagli intervalli percentili crescenti di una quantità data dall'errore (Beers et al. 1990). Nelle misure reali non si conosce l'errore attuale, così in alternativa si può usare una stima dell'errore massimo atteso. Questo richiede di fare delle simulazioni Monte Carlo dell'estrazione della cinematica per determinare l'errore massimo per i differenti livelli di rapporto S/N e di valori di σ_{in} .

In sintesi la struttura dell'algoritmo è data da

1. si parte con i valori iniziali per i parametri (V, σ) , mentre si dispongono i parametri di Gauss-Hermite iniziali $h_3, \dots, h_M = 0$;
2. si risolve il sotto-problema dell'Eq. 4.4 per i pesi $(w_1, \dots, w_K, b_0, \dots, b_t)$;
3. si calcolano i residui r_n dall'interpolazione usando l'eq. 4.3;
4. si perturbano i residui come nell'Eq. 4.9 per ottenere r'_n ;
5. si mettono i residui perturbati r'_n in un ciclo di ottimizzazione ai minimi quadrati non lineare e si itera la procedura al passo 2., per interpolare i parametri $(V, \sigma, h_3, \dots, h_M)$.

4.2 Risultati della cinematica della componente stellare

Per l'analisi della cinematica stellare è stato usato il catalogo di spettri campione stellari della libreria ELODIE (Prugniel & Soubiran 2001; Moutaka et al. 2004). Essa contiene spettri ad alta risoluzione ($R \sim 10000$) ottenuti con lo spettrografo ELODIE del telescopio da 1.93 metri dell'*Observatoire de Haute-Provence*. I 1963 spettri a disposizione coprono la regione spettrale compresa tra 4000 e 6800 Å e sono ottenuti da stelle caratterizzate da parametri atmosferici variegati (T_{eff} tra 3000 e 60000 K, $\log g$ tra -0.3 e 5.9 e $[\text{Fe}/\text{H}]$ da -3.2

Tabella 4.1: Lista degli spettri stellari della libreria ELODIE utilizzati per misurare la cinematica stellare degli spettri galattici a nostra disposizione.

Nome (1)	Stella (2)	Tipo spettrale (3)	Nome (1)	Stella (2)	Tipo spettrale (3)
00001.fits	HD000245	G2V	00026.fits	HD005916	G8III-IV
00002.fits	HD000358	B8IVmnp...	00027.fits	HD005916	G8III-IV
00003.fits	HD000400	F8IV	00028.fits	HD006582	G5Vp
00004.fits	HD000693	F5V	00029.fits	HD006582	G5Vp
00005.fits	HD001227	G8II-III	00030.fits	HD006755	F8V
00006.fits	HD001835	G3V	00031.fits	HD006833	G8III
00007.fits	HD002665	G5IIIwe	00032.fits	HD006920	F8V
00008.fits	HD002665	G5IIIwe	00033.fits	HD008724	G5
00009.fits	HD002796	Fw	00034.fits	HD009562	G2IV
00010.fits	HD003268	F7V	00035.fits	HD009562	G2IV
00011.fits	HD003546	G5III...	00036.fits	HD009927	K3III
00012.fits	HD003567	F5V	00037.fits	HD009927	K3III
00013.fits	HD003628	G2V	00038.fits	HD010145	G5V
00014.fits	HD003712	K0II-IIIvar	00039.fits	HD010307	G2V
00015.fits	HD003712	K0II-IIIvar	00040.fits	HD010380	K3III
00016.fits	HD004306	G0	00041.fits	HD010476	K1V
00017.fits	HD004306	G0	00042.fits	HD010700	G8V
00018.fits	HD004307	G2V	00043.fits	HD010780	K0V
00019.fits	HD004395	G5	00044.fits	HD012235	G2IV
00020.fits	HD004614	G0V...	00045.fits	HD012235	G2IV
00021.fits	HD005234	K2III	00046.fits	HD012235	G2IV
00022.fits	HD005395	G8III-IV	00047.fits	HD013530	G8III:var
00023.fits	HD005448	A5V	00048.fits	HD013612	F8V
00024.fits	HD005516	G8III-IV	00049.fits	HD013612	F8V
00025.fits	HD005600	F8	00050.fits	HD013783	G8V

Note: Col(1). Nome del *file* nella libreria ELODIE. Col(2). Nome della stella. Col(3). Tipo spettrale da Turon et al. (1992), *INput CAatalogue of Hipparcos* (INCA). Con le lettere minuscole si indicano le peculiarità dello spettro: e per le righe di emissione, m per le righe metalliche, n e nn per le righe nebulari, p per le peculiarità nella composizione chimica, s per le righe strette, sh per l'esistenza di un guscio, v per le variazioni dello spettro, w per le righe deboli. Il simbolo - posto tra due classi spettrali o di luminosità indica che la stella è di tipo intermedio tra le due. Il simbolo ... indica spettri troncati.

a +1.4). Dal momento che gli spettri stellari hanno risoluzione strumentale $\sigma \sim 12 \text{ km s}^{-1}$ (FWHM $\sim 0.5 \text{ \AA}$), mentre gli spettri galattici a nostra disposizione hanno una risoluzione $\sigma \sim 39 \text{ km s}^{-1}$ (FWHM $\sim 1.6 \text{ \AA}$), è necessario riportare gli spettri stellari alla risoluzione degli spettri galattici, tramite il programma `change_star_gal`. Dal momento che non è stato necessario utilizzare tutti gli spettri stellari per la misura della cinematica, le stelle della libreria ELODIE effettivamente utilizzati sono tabulati in Tab. 4.1.

Dai dati ottenuti tramite il programma `gandalf` e registrati nei tre *file* FITS in uscita, viene estratta la cinematica stellare tramite `extr_kin` di L. Morelli.

È possibile simmetrizzare la curva di rotazione, il profilo radiale di dispersione di velocità e i parametri h_3 e h_4 . Grazie al programma `plot_star_kin` di L. Morelli si riscrivono $R = |r - r_s|$ e $V = |v - v_s|$, dove r_s è il raggio del centro del sistema che una volta sommato al raggio misurato r consente di esprimere il raggio rispetto all'origine radiale mentre v_s è la velocità di sistema ottenuta dalla media delle velocità radiali che è necessario sottrarre alle velocità radiali misurate ai diversi raggi v . Per la dispersione di velocità si è semplicemente riflessa la curva rispetto all'origine $\sigma = |\sigma(r - r_s)|$. Infine si ottengono i profili radiali dei parametri h_3 e h_4 simmetrizzati. Le velocità di rotazione sono espresse in km s^{-1} , mentre i raggi

sono espressi in arcsec e in kpc, una volta nota la distanza in Mpc della galassia (Tab. 2.1).

Di seguito sono riportati i risultati per le galassie del campione.

NGC 6070. La cinematica stellare di NGC 6070 è riportata in Fig. 4.5. Per evitare i forti bracci di spirale presenti in NGC 6070, si è preferito posizionare la fenditura lungo due assi diagonali (PA=32° e 122°) che non corrispondono agli assi maggiore e minore.

Per quanto riguarda l'asse diagonale a PA=32°, è stato possibile misurare la cinematica stellare nei due lati per $|r| \sim 25$ arcsec. La velocità radiale minima misurata vale $v \sim 1910$ km s⁻¹, mentre quella massima vale $v \sim 2150$ km s⁻¹, la velocità di sistema è quindi circa pari a $v_s \sim 2020$ km s⁻¹. La curva di rotazione cresce linearmente nei primi ~ 5 arcsec fino a raggiungere un valore massimo di ~ 70 km s⁻¹ e poi cresce più lentamente fino al valore $V \sim 120$ km s⁻¹ a $R \sim +25$ arcsec. Il profilo radiale della dispersione di velocità simmetrizzato lungo questo asse ha un massimo al centro di $\sigma \sim 80$ km s⁻¹, resta costante nei primi ~ 3 arcsec e diminuisce verso l'esterno.

Per quanto riguarda invece l'asse diagonale a PA=122°, la cinematica è stata misurata nell'intervallo radiale tra $r \sim -26$ arcsec e $r \sim +25$ arcsec. La velocità minima misurata vale $v \sim 2100$ km s⁻¹, mentre quella massima è $v \sim 2200$ km s⁻¹. La curva di rotazione cresce nei primi ~ 2 arcsec fino ad un valore di ~ 20 km s⁻¹ per poi mantenersi costante. Il profilo radiale della dispersione di velocità ha un valore centrale pari a 80 km s⁻¹, aumenta di circa 10 km s⁻¹ entro i primi 2 arcsec e poi decresce.

NGC 6314. In Fig. 4.6 è riportata la cinematica stellare misurata lungo gli assi maggiore e minore di NGC 6314.

Lungo l'asse maggiore le misure si estendono da $r \sim -11$ arcsec a $r \sim +17$ arcsec. La velocità minima osservata vale $v \sim 6460$ km s⁻¹, mentre quella massima vale $v \sim 6660$ km s⁻¹. La velocità di sistema risulta essere pari a $v_s \sim 6570$ km s⁻¹. La curva di rotazione cresce fino a $R \sim +5$ arcsec assumendo $V \sim 100$ km s⁻¹ e poi diventa piatta. La dispersione di velocità lungo l'asse maggiore ha un valore centrale $\sigma \sim 180$ km s⁻¹, che resta costante entro i primi 2 arcsec per poi decrescere.

La misura di cinematica del disco lungo l'asse minore è resa difficoltosa dalla presenza di bande di polvere su un lato dello spettro e contaminata dalla luce dello sferoide sull'altro lato. Inoltre le misure si estendono radialmente tra $r \sim -9$ arcsec e $r \sim +1$ arcsec a causa della presenza di una stella di campo. Si misura così una velocità minima pari a $v \sim 6575$ km s⁻¹ e una massima di $v \sim 6585$ km s⁻¹. Di fatto la velocità di rotazione è $V \sim 0$ km s⁻¹ su tutto l'intervallo radiale indagato. La dispersione di velocità ha un valore centrale pari a $\sigma \sim 190$ km s⁻¹ per poi decrescere verso l'esterno in modo non simmetrico.

NGC 6654. La cinematica stellare misurata lungo gli assi maggiore e minore di NGC 6654 è riportata in Fig. 4.7.

Per quanto riguarda i risultati ottenuti lungo l'asse maggiore, le misure si estendono tra $r \sim -16$ arcsec e $r \sim +12$ arcsec. Le velocità misurate assumono un valore minimo pari a $v \sim 1920$ km s⁻¹ e un massimo pari a $v \sim 2070$ km s⁻¹. La velocità di sistema è pari a $v_s \sim 1980$ km s⁻¹. La velocità di rotazione cresce non linearmente assumendo valore $V \sim 40$ km s⁻¹ a $R \sim +2$ arcsec per poi continuare a crescere lentamente. La dispersione di velocità assume un valore centrale di $\sigma \sim 175$ km s⁻¹ per poi decrescere verso l'esterno con valori leggermente maggiori per raggi positivi rispetto ai valori corrispondenti ai raggi negativi per poi uniformarsi ad una distanza dal centro di circa 4 arcsec. Il parametro h_3

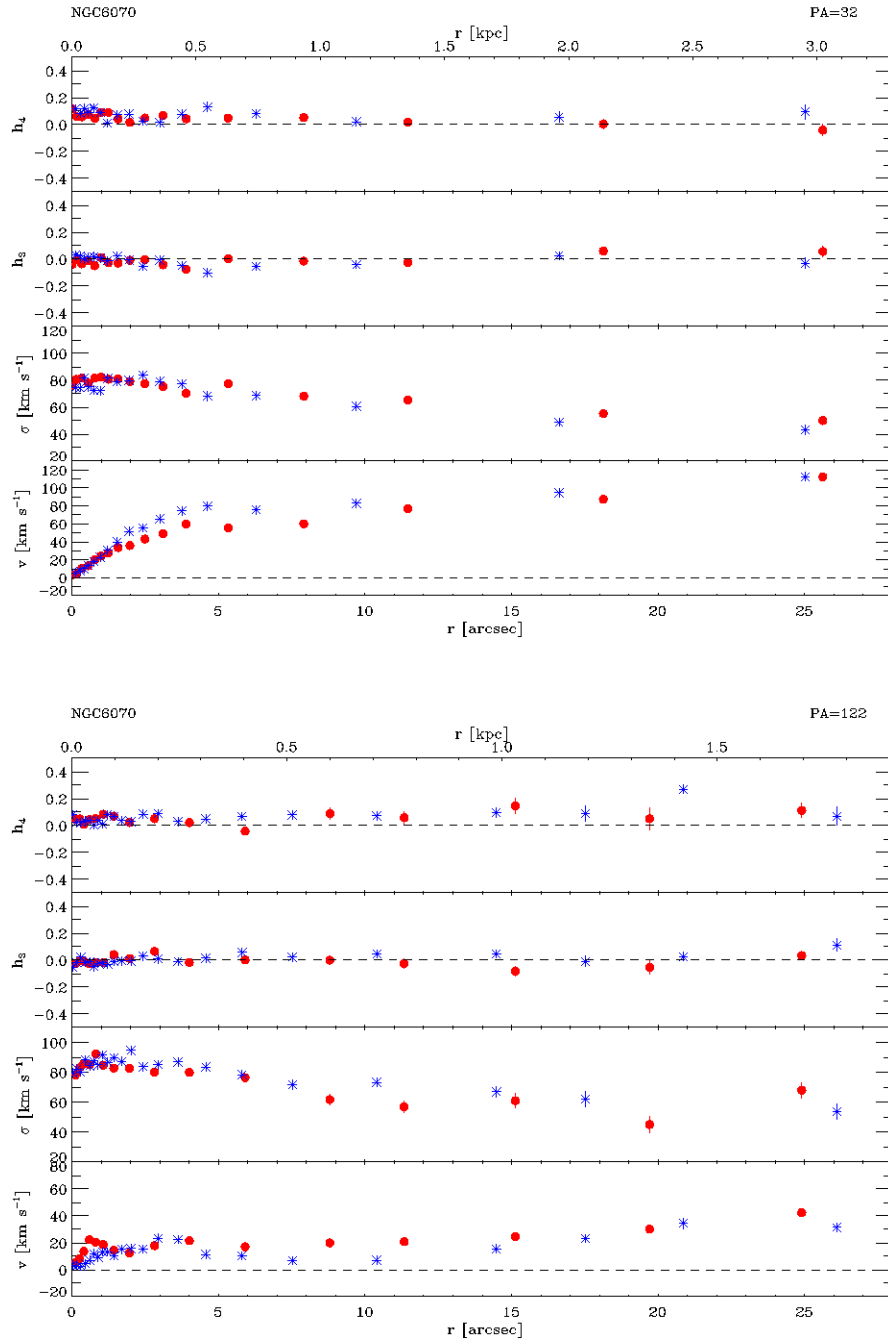


Figura 4.5: Parametri della cinematica stellare di NGC 6070 misurata lungo gli assi diagonali caratterizzati da $PA=32^\circ$ (in alto) e $PA=122^\circ$ (in basso). Per ogni asse le curve sono simmetrizzate rispetto alla posizione del nucleo. I cerchi rossi e le croci blu si riferiscono ai dati misurati rispettivamente lungo il lato in allontanamento e in avvicinamento. Nei pannelli sono mostrati, a partire dal basso, i profili radiali della velocità v lungo la LOS, dopo la sottrazione della velocità di sistema v_s , la dispersione di velocità σ , e i coefficienti di ordine 3 e 4 della decomposizione di Gauss-Hermitte della LOSVD h_3 e h_4 . Il raggio è espresso in arcsec a partire dalla posizione del nucleo della galassia (in basso) e in kpc adottando il valore di distanza D tabulato in Tab. 2.1 (in alto).

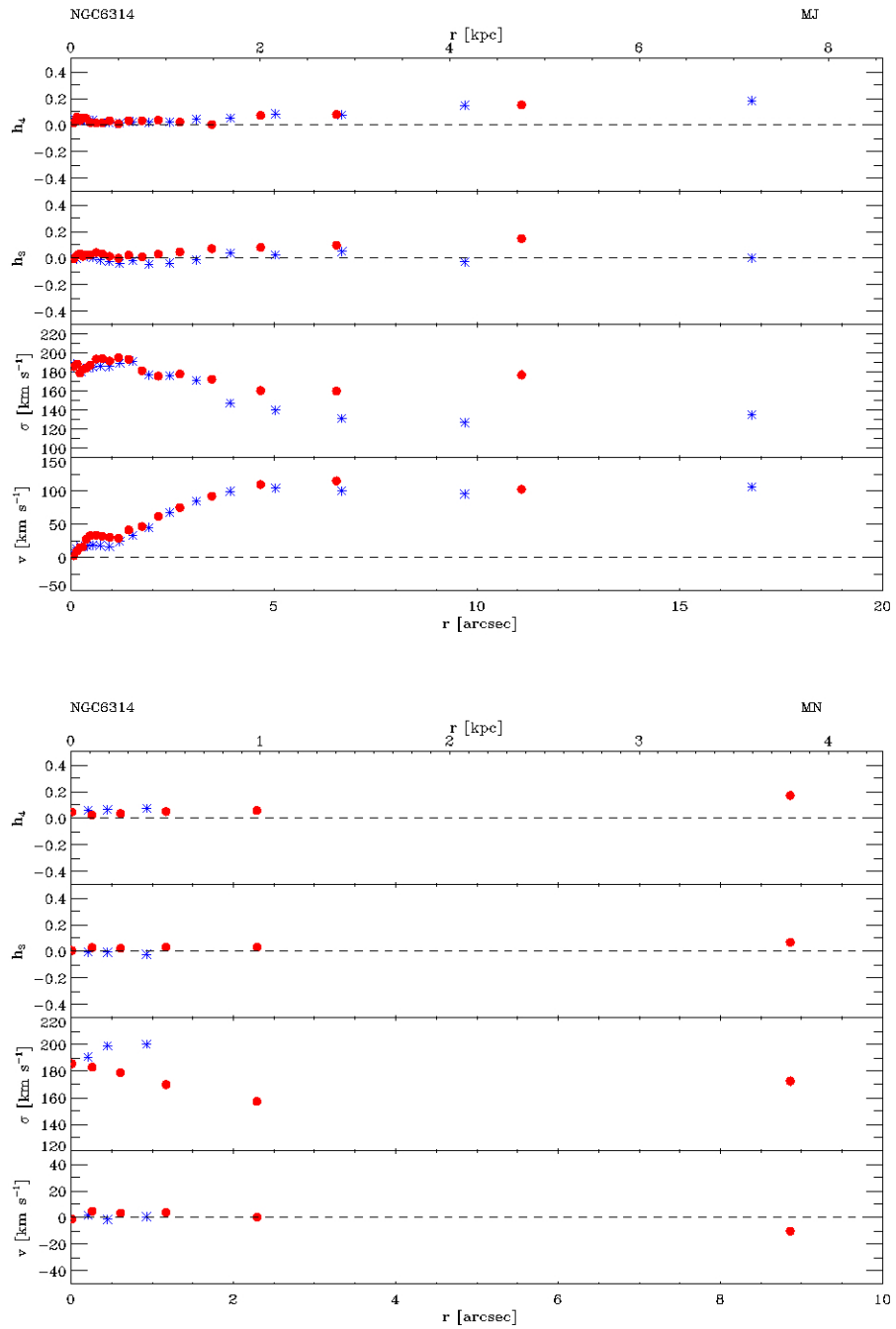


Figura 4.6: Come in Fig. 4.5 ma per l'asse maggiore (in alto) e minore (in basso) di NGC 6314.

risulta essere fortemente antisimmetrico fino a circa 6 arcsec dal centro.

Lungo l'asse minore le misure vanno da $r \sim -14$ arcsec a $r \sim +11$ arcsec. La velocità misurata assume un valore minimo pari a $v \sim 2080$ km s⁻¹ e un massimo di $v \sim 2100$ km s⁻¹. La curva di rotazione assume un valore $V \sim 0$ km s⁻¹ lungo l'intera estensione. La dispersione di velocità mostra un valore centrale di $\sigma \sim 175$ km s⁻¹ per poi decrescere verso l'esterno. Anche lungo l'asse minore si osserva un anomalo comportamento del parametro h_3 .

NGC 7286. I risultati dell'analisi cinematica degli spettri lungo gli assi maggiore e minore di NGC 7286 sono mostrati in Fig. 4.8.

Lungo l'asse maggiore la galassia presenta delle forti righe di emissione nelle regioni centrali che influenzano l'interpolazione di **gandalf**. Per questo motivo si è deciso di misurare la cinematica stellare nella sola regione spettrale compresa tra 5050 Å e 5510 Å. La regione indagata si estende tra $r \sim -14$ arcsec e $r \sim +16$ arcsec. Le velocità misurate spaziano da un valore minimo pari a $v \sim 1040$ km s⁻¹ e ad un massimo di $v \sim 1100$ km s⁻¹. La velocità di sistema vale $v_s \sim 1060$ km s⁻¹. La curva di rotazione cresce fino ad $R \sim 5$ arcsec dove assume un valore di $V \sim 20$ km s⁻¹ che rimane costante nelle regioni esterne. La dispersione di velocità ha un valore centrale $\sigma \sim 30$ km s⁻¹ che resta costante fino alla massima distanza radiale indagata.

L'asse minore di NGC 7286 è stato indagato tra $r \sim -4$ arcsec e $r \sim +3$ arcsec. La velocità misurata si aggira attorno a $v \sim 1150$ km s⁻¹, perciò la curva di rotazione ha un valore $V \sim 0$ km s⁻¹. La dispersione di velocità ha un andamento costante nell'intervallo radiale indagato attorno a $\sigma \sim 35$ km s⁻¹.

NGC 7664. La Fig. 4.9 mostra la cinematica stellare ottenuta lungo gli assi maggiore e minore per NGC 7664.

Lungo l'asse maggiore le misure si estendono fino a $|r| \sim 19$ arcsec. Le velocità misurate sono comprese tra un valore minimo di $v \sim 3320$ km s⁻¹ e un massimo di $v \sim 3620$ km s⁻¹. La velocità di sistema risulta pari a $v_s \sim 3460$ km s⁻¹. La curva di rotazione è molto estesa. Cresce linearmente e raggiunge un valore di $V \sim 130$ km s⁻¹ a $R \sim +12$ arcsec per poi rimanere costante. La dispersione di velocità ha un valore centrale $\sigma \sim 80$ km s⁻¹ e decresce fino al valore $\sigma \sim 20$ km s⁻¹.

La cinematica lungo l'asse minore è indagata tra $r \sim -9$ arcsec e $r \sim +15$ arcsec. La velocità minima raggiunta è $v \sim 3420$ km s⁻¹ mentre quella massima vale $v \sim 3440$ km s⁻¹. La velocità di rotazione ha valore $V \sim 0$ km s⁻¹ lungo l'intera estensione radiale indagata. La dispersione di velocità ha un valore centrale pari a $\sigma \sim 80$ km s⁻¹ e diminuisce fino a $\sigma \sim 40$ km s⁻¹.

UGC 9598. In Fig. 4.10 è mostrata la cinematica stellare lungo i due assi maggiore e minore di UGC 9598.

Lungo l'asse maggiore la cinematica è stata studiata da $r \sim -20$ arcsec a $r \sim +24$ arcsec. La velocità minima misurata è pari a $v \sim 5370$ km s⁻¹, mentre quella massima a $v \sim 5680$ km s⁻¹. La velocità di sistema vale circa 5530 km s⁻¹. La curva di rotazione è estesa e cresce linearmente fino a $R \sim +4$ arcsec dove raggiunge il valore $V \sim 100$ km s⁻¹. Quindi continua a crescere più lentamente. La dispersione di velocità ha un valore centrale di $\sigma \sim 60$ km s⁻¹, cresce fino ad un valore di circa 80 km s⁻¹ ad $R \sim +3$ arcsec e poi decresce.

Per quanto riguarda l'asse minore, è presente una stella di campo che influenza la misura della cinematica stellare nella porzione dei raggi positivi. Esso è indagato tra $r \sim -6$ arcsec

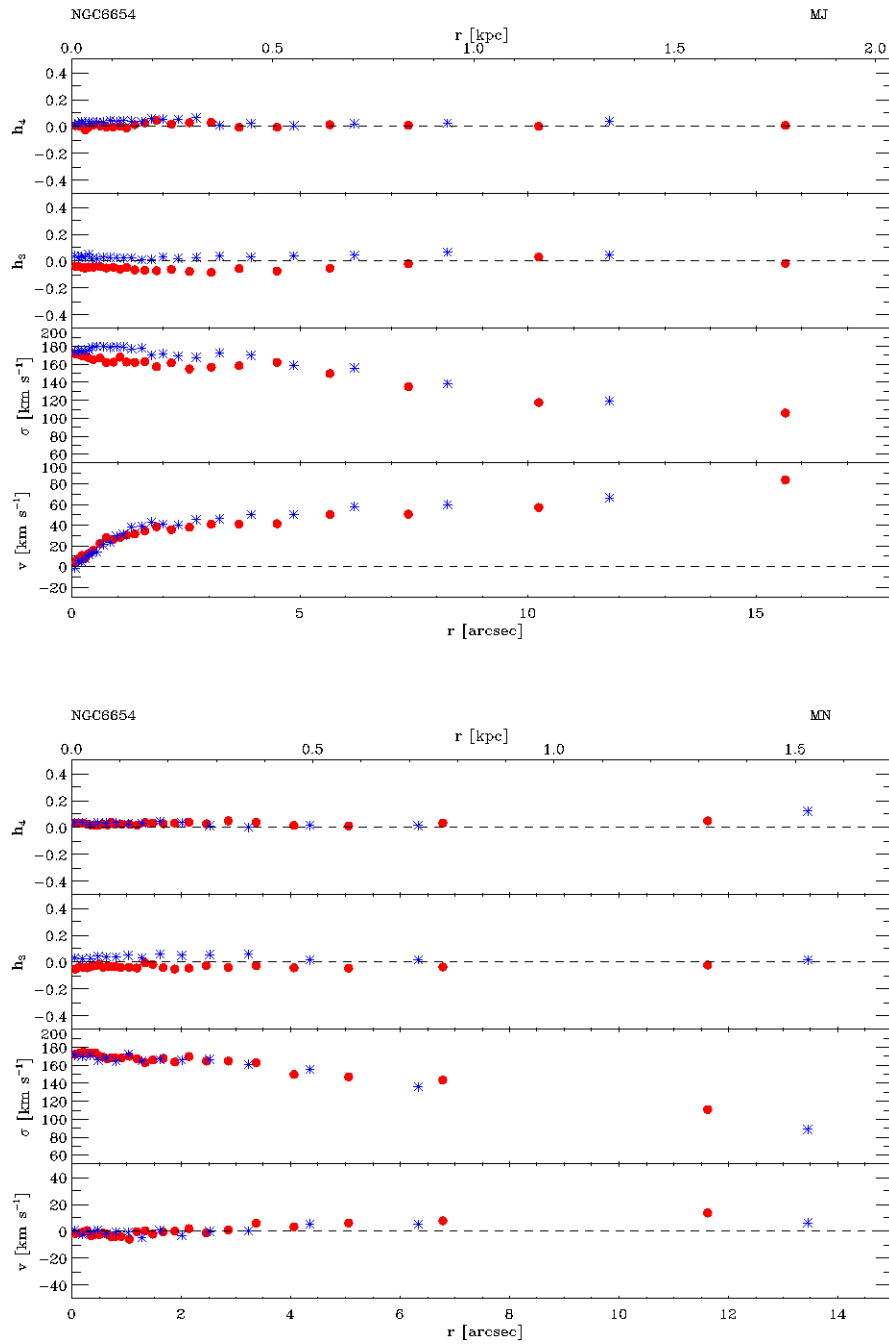


Figura 4.7: Come in Fig. 4.5 ma per l'asse maggiore (in alto) e minore (in basso) di NGC 6654.

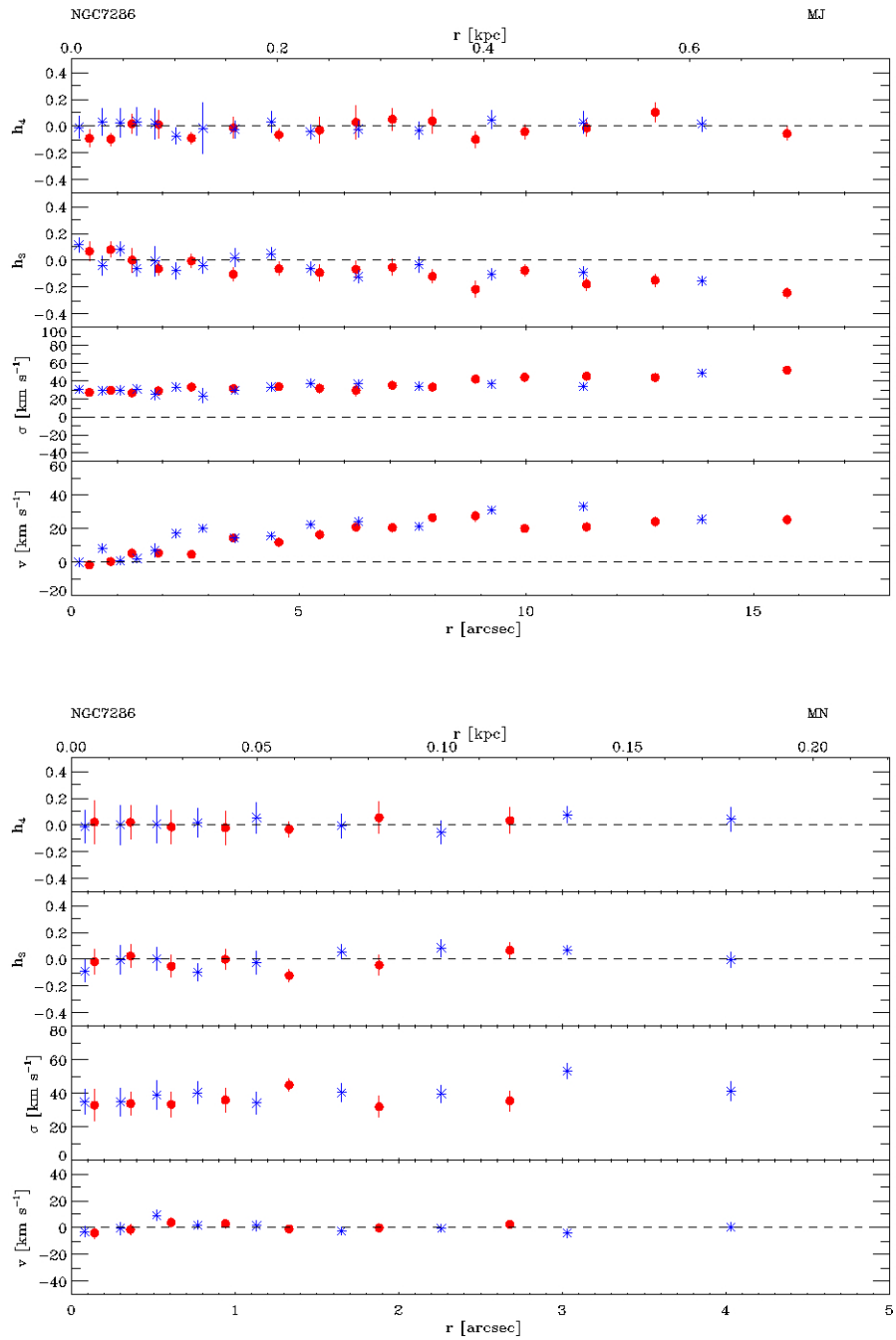


Figura 4.8: Come in Fig. 4.5 ma per l'asse maggiore (in alto) e minore (in basso) di NGC 7286.

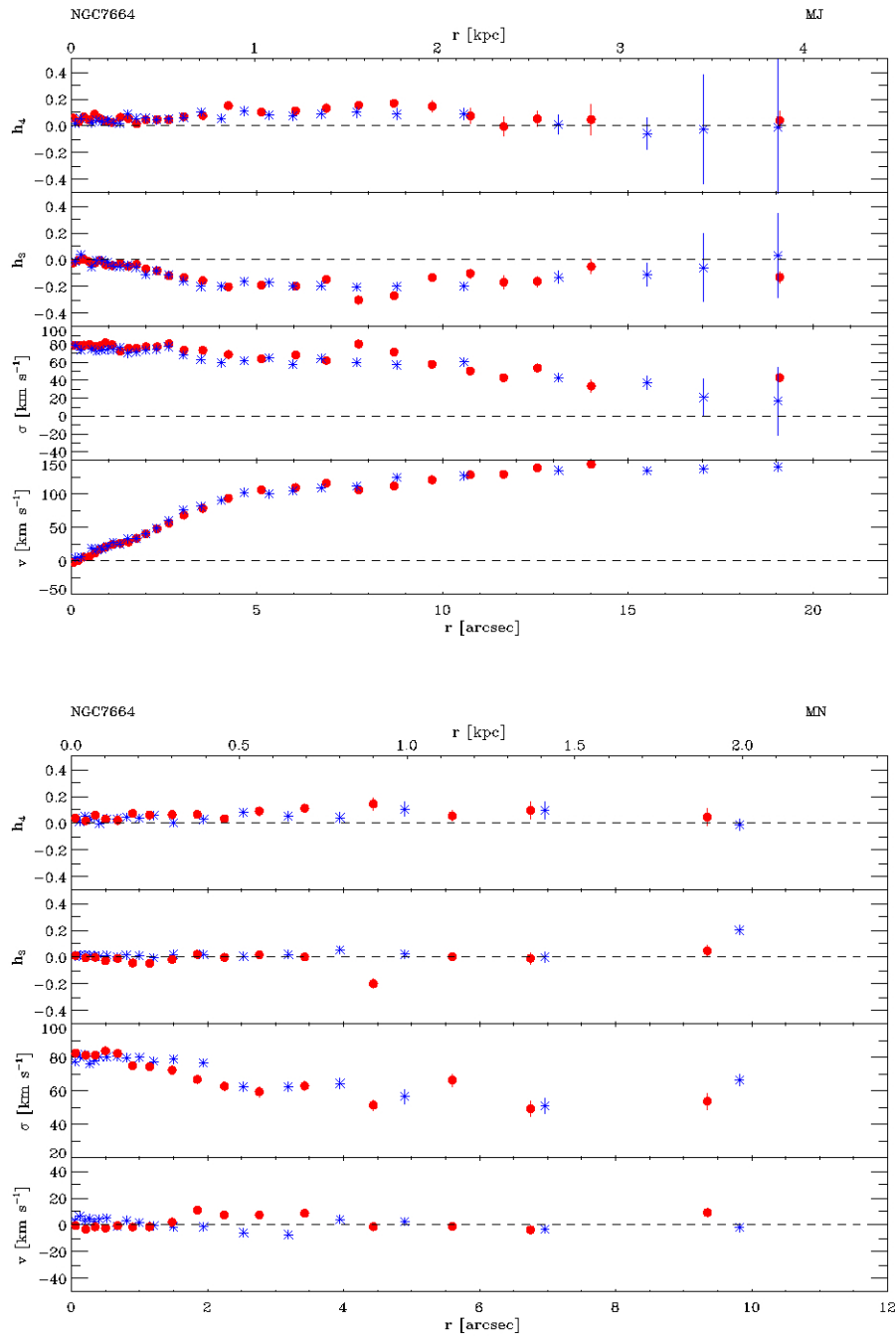


Figura 4.9: Come in Fig. 4.5 ma per l'asse maggiore (in alto) e minore (in basso) di NGC 7664.

e $r \sim +5$ arcsec, dove si misurano una velocità minima $v \sim 5520 \text{ km s}^{-1}$ e una massima $v \sim 5530 \text{ km s}^{-1}$. La curva di rotazione assume valori compresi tra 0 e 10 km s^{-1} , sinonimo di una piccola rotazione. La dispersione di velocità ha un valore centrale di $\sigma \sim 60 \text{ km s}^{-1}$, resta costante fino a $R \sim +2$ arcsec, per poi decrescere.

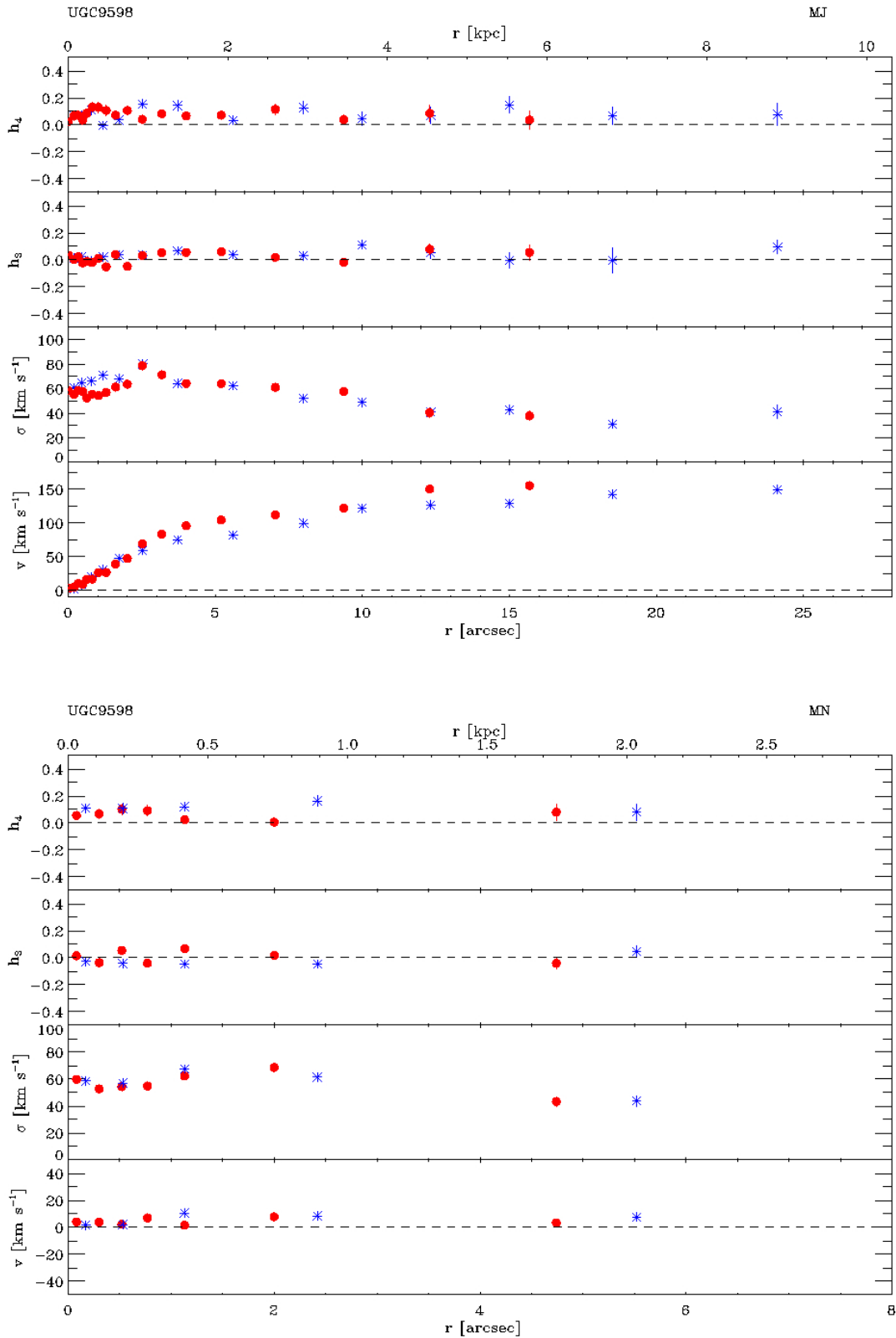


Figura 4.10: Come in Fig. 4.5 ma per l'asse maggiore (in alto) e minore (in basso) di UGC 9598.

Capitolo 5

Risultati e conclusioni

In questo capitolo vengono presentati la misura del rapporto tra le componenti verticale e radiale dell'ellissoide delle velocità e l'analisi conclusiva del lavoro svolto. In particolare, in Sez. 5.1 viene selezionata, in base ai risultati della cinematica stellare, la galassia NGC 7664 su cui procedere con la misura del rapporto assiale. Viene presentata la cinematica del gas ionizzato ottenuta in questo lavoro e confrontata con i risultati disponibili in letteratura. In Sez. 5.3 si presenta il metodo utilizzato per la misura del rapporto tra le componenti verticale e radiale dell'ellissoide delle velocità e si presentano i risultati ottenuti per NGC 7664. Infine in Sez. 5.4 vengono discussi i risultati ottenuti.

5.1 Selezione della galassia da analizzare

Per poter distinguere il meccanismo principale del riscaldamento dinamico del disco in una galassia a spirale è necessario misurare il rapporto tra le componenti verticale e radiale dell'ellissoide delle velocità del disco. Per poter applicare il metodo descritto in Sez. 1.3.1 bisogna disporre dei valori del raggio di scala del disco h e dell'inclinazione i ottenuti dall'analisi fotometrica, della misura di cinematica del gas ionizzato ottenuta lungo l'asse maggiore nella porzione del disco e della cinematica della componente stellare lungo entrambi gli assi maggiore e minore nella porzione del disco. Per il campione di galassie analizzate in questa tesi sono presenti in letteratura sia i dati fotometrici che della cinematica del gas ionizzato, entrambi già presentati nelle Sez. 2.2.4 e 2.3. Le misure di cinematica stellare sono invece state ottenute come descritto in Sez. 4.1 e presentate in Sez. 4.2.

Per procedere con la misura delle componenti dell'ellissoide delle velocità del disco dobbiamo assicurarci che le misure di cinematica stellare da noi ricavate soddisfino alcuni criteri. Per prima cosa si deve disporre di misure ottenute lungo gli assi maggiore, dove la dispersione di velocità σ_{mj} misurata è funzione delle componenti σ_ϕ e σ_z , e minore, dove σ_{mn} è funzione di σ_R e σ_z . La cinematica stellare da noi ricavata deve estendersi nella regione del disco e i parametri devono mostrare un andamento regolare e simmetrico. Analizzando i risultati di cinematica stellare da noi ottenuti per il campione di galassie a nostra disposizione si può concludere per ciascuna galassia che

- NGC 6070: le misure di cinematica si estendono della regione del disco, gli andamenti ricavati per i parametri v , σ , h_3 e h_4 sono regolari e simmetrici. Tuttavia le misure non sono state condotte lungo gli assi maggiore e minore, bensì lungo due assi diagonali dove la dispersione di velocità è funzione di tutte e tre le componenti σ_R , σ_ϕ e σ_z .

Questo fatto complica la determinazione del rapporto tra le componenti verticale e radiale dell'ellissoide delle velocità del disco e dunque l'analisi è rimandata;

- NGC 6314: la cinematica lungo l'asse minore non è simmetrica perché la misura è limitata ad una distanza dal centro $R \sim +1$ arcsec dalla presenza di una stella di campo. Inoltre le misure non sono sufficientemente estese nella regione del disco;
- NGC 6654: sebbene le misure di cinematica siano ben estese nella regione del disco, il parametro h_3 presenta un andamento anomalo sui due lati sia lungo l'asse maggiore che lungo l'asse minore: esso infatti è non simmetrico nei due lati e inoltre non è antisimmetrico rispetto a v nella regione del disco;
- NGC 7286: questa galassia presenta delle misure di cinematica poco estese lungo l'asse minore che non arrivano ad indagare estensivamente la regione del disco;
- NGC 7664: la cinematica è ben estesa nelle regioni del disco e presenta un andamento regolare e simmetrico per tutti i parametri misurati;
- UGC 9598: la cinematica di questa galassia presenta degli andamenti regolari e simmetrici, tuttavia non è molto estesa lungo l'asse minore.

Alla luce delle considerazioni fatte riguardo la misura della cinematica stellare è stata selezionata la galassia NGC 7664 per la quale procedere con la misura delle componenti dell'ellissoide delle velocità del disco.

NGC 7664 è classificata come spirale di tipo Sc: (RC3), le caratteristiche principali sono riportate in Tab. 2.1. Essa è nota con le nomenclature alternative UGC 12598 e PGC 71450. Appartiene al gruppo LGG 474, costituito da 4 galassie a spirale di cui la più brillante è NGC 7678 (Garcia 1993). Le regioni nucleari sono caratterizzate da una brillantezza superficiale elevata, mentre la struttura dei bracci di spirale non è particolarmente marcata lungo gli assi maggiore e minore. Il disco appare leggermente asimmetrico, come si può vedere in Fig. 2.1 (Rubin et al. 1980). La curva di rotazione del gas ionizzato di NGC 7664 è stata ricavata da Rubin et al. (1980), mentre la fotometria è stata studiata in banda r da Kent (1985) e da Vitores et al. (1996) e in banda B da Pérez-González et al. (2000), come descritto in Sez. 2.2.4 e 2.3 rispettivamente.

5.2 Misura della cinematica del gas ionizzato di NGC 7664

Le misure della cinematica stellare da noi ottenute per NGC 7664 sono ottimali per poter procedere con la misura del rapporto σ_R/σ_z delle componenti dell'ellissoide delle velocità, per questo motivo ricaviamo anche le misure di cinematica del gas ionizzato per la galassia in esame.

La cinematica del gas viene estratta a partire dai *file* FITS prodotti da `gandalf` tramite il programma `extr_gas_kin` di L. Morelli. Essa si può ottenere dalle diverse righe in emissione prodotte dal gas ionizzato che si presentano nello spettro. Inoltre, come descritto in Sez. 4.1.2, è possibile vincolare i parametri di una riga a quelli di un'altra. Nel caso di NGC 7664, le righe sono state interpolate singolarmente e si è ricavata la cinematica del gas dalle righe dell' $H\beta\lambda 4861.32\text{\AA}$ e dell' $[OIII]\lambda\lambda 4958.83, 5006.77\text{\AA}$. Quest'ultima misura è stata difficoltosa dal fatto che si tratta di un doppietto. Infatti il programma riesce a misurare la cinematica

Tabella 5.1: Misure di cinematica del gas ionizzato ottenute tramite la riga $H\beta\lambda 4861.32\text{\AA}$ lungo l'asse maggiore di NGC 7664.

r	v	δv	σ	$\delta\sigma$	r	v	δv	σ	$\delta\sigma$
[arcsec]	[km s ⁻¹]	[km s ⁻¹]	[km s ⁻¹]	[km s ⁻¹]	[arcsec]	[km s ⁻¹]	[km s ⁻¹]	[km s ⁻¹]	[km s ⁻¹]
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
-19.04	3304.39	0.34	0.63	133.14	0.19	3483.06	5.89	70.77	7.53
-17.04	3313.14	0.25	0.69	78.93	0.34	3490.61	1.04	77.88	1.24
-15.52	3305.01	0.30	2.74	4.72	0.48	3484.84	5.35	70.63	6.79
-13.13	3312.98	0.48	0.18	10.64	0.63	3492.81	7.03	73.58	8.97
-8.77	3323.31	0.99	0.94	5.03	0.77	3506.56	8.10	88.10	9.57
-7.69	3331.45	1.20	1.19	8.59	1.10	3509.21	8.45	80.04	10.13
-6.73	3333.07	0.84	0.62	27.74	2.01	3499.63	11.00	71.90	13.65
-5.97	3333.46	0.66	5.34	63.53	2.31	3523.59	5.84	40.30	9.72
-5.33	3334.21	0.62	0.89	14.18	2.63	3513.54	5.47	28.35	11.95
-4.04	3355.24	1.26	0.23	8.08	3.03	3531.75	7.36	10.00	36.89
-3.49	3360.56	2.00	14.94	7.12	3.54	3547.54	3.28	33.19	6.20
-3.02	3373.03	2.50	12.30	10.56	4.23	3557.04	2.88	29.28	5.47
-2.62	3386.04	4.77	40.75	7.74	5.12	3567.24	1.88	13.82	7.18
-2.29	3389.84	6.15	30.89	11.97	6.04	3575.88	1.26	2.04	25.94
-1.74	3407.64	11.82	34.39	21.41	6.87	3577.84	0.71	0.03	68.98
-1.12	3423.67	10.54	65.95	13.73	8.69	3578.19	0.84	5.03	8.08
-0.98	3408.04	10.06	61.79	13.33	9.72	3575.70	0.58	1.15	5.17
-0.68	3468.93	10.06	71.11	13.10	10.75	3584.02	0.25	0.50	4.58
-0.54	3441.46	7.53	62.77	9.90	11.65	3576.36	0.17	0.41	3.27
-0.25	3460.49	6.78	65.11	8.82	12.56	3587.96	0.29	4.74	5.55
-0.10	3465.04	7.64	82.95	9.19	14.01	3600.26	0.31	1.07	5.46
0.04	3471.00	8.09	70.19	10.16					

Note: Col.(1): Raggio. Col.(2): Velocità radiale misurata non corretta per inclinazione. Col.(3): Errore sulla velocità radiale. Col.(4): Dispersione di velocità radiale. Col.(5): Errore sulla dispersione di velocità radiale.

a partire da entrambe le righe del doppietto, ma gli errori associati alla misura di velocità e dispersione di velocità sono molto elevati, soprattutto nel caso della prima delle due righe. Si è scelto quindi di costruire la curva di rotazione simmetrizzata del gas a partire dai risultati ottenuti per l' $H\beta\lambda 4861.32\text{\AA}$ e tabulati in Tab. 5.1.

Le misure sono ottenute nell'intervallo radiale tra $r \sim -19$ arcsec e $r \sim +14$ arcsec. Le velocità minima e massima misurate si aggirano attorno a $v \sim 3300$ km s⁻¹ e $v \sim 3600$ km s⁻¹. La curva di rotazione del gas è simile a quella stellare. La velocità di rotazione assume un valore costante $V \sim 150$ km s⁻¹ a partire da $|R| \sim +14$ arcsec dal centro. La dispersione di velocità del gas ha un valore centrale massimo pari a circa 75 km s⁻¹ e decresce fino ad annullarsi a circa 6 arcsec dal centro.

La curva di rotazione da noi ottenuta può essere confrontata con i risultati ottenuti da Rubin et al. (1980) presentati in Sez. 2.2.4 e tabulati in Tab. 5.2. La curva di rotazione di Rubin et al. (1980) si estende a raggi maggiori rispetto alla nostra, ma comunque risulta in buon accordo con i nostri risultati, dal momento che la velocità di rotazione massima vale $V \sim 150$ km s⁻¹ raggiunta ad $R \sim 20$ arcsec dal centro.

In Fig. 5.1 è mostrata la cinematica del gas ionizzato lungo l'asse maggiore della galassia NGC 7664 da noi misurata insieme alle misure ottenute da Rubin et al. (1980).

Tabella 5.2: Misure di cinematica del gas ionizzato lungo l'asse maggiore di NGC 7664 ottenute da Rubin et al. (1980).

R	v	R	v
[arcsec]	km s ⁻¹	[arcsec]	km s ⁻¹
(1)	(2)	(1)	(2)
0	0	16.68	156.9
2.78	116.2	19.46	163.7
4.17	120.4	22.24	164.5
5.56	123.0	25.02	162.0
6.95	126.4	27.80	157.7
8.34	129.8	33.36	155.2
11.12	139.1	38.92	155.2
13.90	147.6	77.84	158.6

Note: Col.(1): Raggio. Col.(2): Velocità di rotazione simmetrizzata rispetto alla posizione del centro della galassia ma non corretta per l'inclinazione del disco. L'errore sulla misura delle velocità vale $\delta v = 6 \text{ km s}^{-1}$.

5.3 Misura delle componenti dell'ellissoide delle velocità del disco stellare di NGC 7664

5.3.1 La procedura `disk_heating`

Per determinare la forma dell'ellissoide delle velocità del disco di NGC 7664 si è utilizzato il programma `disk_heating` scritto da E.M. Corsini per IDL che si basa sul procedimento descritto in Sez. 1.3.1.

Il programma ha bisogno delle velocità di rotazione del gas ionizzato lungo l'asse maggiore (Sez. 5.2), delle velocità di rotazione della componente stellare lungo l'asse maggiore e delle dispersioni di velocità della componente stellare lungo gli assi maggiore e minore (Sez. 4.1). Inoltre è necessario fornire il valore del raggio di scala h e dell'inclinazione i ottenuti a partire dai dati presenti in letteratura (Sez. 2.3). A partire da queste misure il programma restituisce i valori dei parametri v_0 , α , a , $\sigma_{R,0}$ e $\sigma_{z,0}$, da cui si ricava il rapporto cercato tra le componenti verticale e radiale dell'ellissoide delle velocità del disco σ_z/σ_R . Operativamente si trascura la parte della galassia dominata dallo sferoide e si assume che il gas ionizzato risieda in un disco dinamicamente freddo la cui velocità di rotazione traccia la velocità circolare.

Per la determinazione dei parametri liberi v_0 , α , a , $\sigma_{R,0}$ e $\sigma_{z,0}$ il programma `disk_heating` fa uso della procedura `CURVEFIT` che calcola un'interpolazione ai minimi quadrati non lineari della funzione contenente i parametri liberi. Questa funzione deve possedere derivate parziali note o approssimabili. L'algoritmo si basa sul metodo di minimizzazione ai minimi quadrati non lineari di Levenberg–Marquardt (Press et al. 1992). Esso si basa sulla minimizzazione della funzione di merito χ^2 data da

$$\chi^2 = \frac{1}{N_{\text{DoF}}} \sum_{i=1}^n \frac{(Y_{\text{mod}_i} - Y_i)^2}{\sigma_i^2} \quad (5.1)$$

dove N_{DoF} è il numero di gradi di libertà (dato dalla differenza tra il numero di punti del vettore della variabile indipendente fornita al programma e il numero di parametri da identificare), Y_i è ciascuno degli n punti del vettore della variabile dipendente, Y_{mod_i} sono i corrispondenti

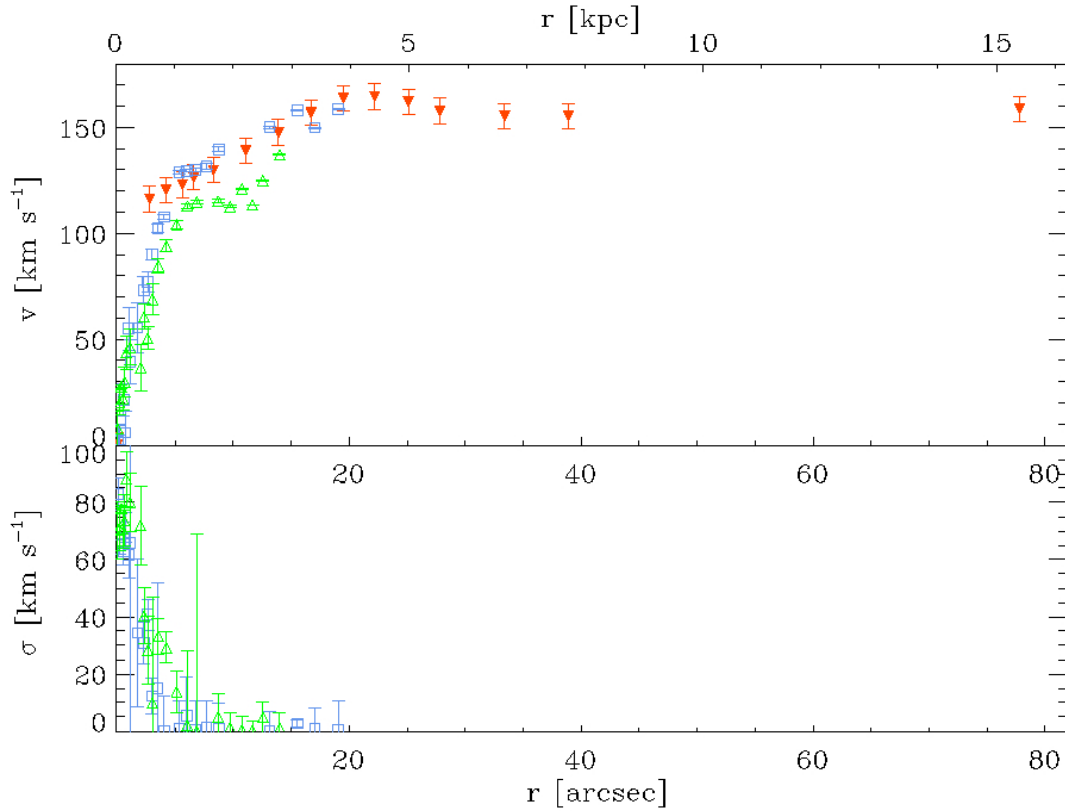


Figura 5.1: Cinematica del gas ionizzato misurata lungo l'asse maggiore di NGC 7664. I profili radiali della velocità v lungo la LOS, dopo la sottrazione della velocità di sistema v_c (in alto) e la dispersione di velocità σ lungo la LOS sono simmetrizzati rispetto alla posizione del centro della galassia. Il raggio è espresso in arcsec a partire dalla posizione del centro della galassia e in kpc adottando il valore di distanza D tabulato in Tab. 2.1. I simboli vuoti rappresentano le misure di cinematica da noi ottenute mentre i simboli pieni quelle di Rubin et al. (1980). In particolare i triangoli verdi e i quadrati azzurri si riferiscono ai dati misurati rispettivamente lungo il lato in allontanamento e in avvicinamento.

valori trovati con l'interpolazione e infine σ_i sono i termini della funzione peso. Il procedimento viene iterato finché la funzione di merito χ^2 non raggiunge uno specifico valore oppure finché non viene eseguito il numero massimo di iterazioni fissato.

Per prima cosa il programma interpola i dati riguardanti la cinematica del gas ionizzato e stima i valori iniziali di v_0 e α , che servono poi per l'interpolazione della cinematica di gas e stelle globale. Per il gas ionizzato si utilizza la legge empirica

$$v_c = v_0 R^\alpha \quad (5.2)$$

dove v_0 è una velocità di scala e v_c è la velocità ottenuta deproiettando sul piano galattico la velocità osservata del gas $v_{\text{gas,mj}}$ (che corrisponde alla V ottenuta in Sez. 5.2)

$$v_c = \frac{v_{\text{gas,mj}}}{\sin i}. \quad (5.3)$$

Una volta trovati i valori di v_0 e α , si può procedere con la determinazione del rapporto σ_R/σ_z . Esso si ricava utilizzando la curva di rotazione del gas ionizzato, la curva di rotazione della componente stellare lungo l'asse maggiore della galassia, il profilo radiale della disper-

sione di velocità della componente stellare lungo gli assi maggiore e minore, come descritto in Sez. 1.3.1. Le leggi che interpolano questi dati sono

1. Per i dati ottenuti con l'analisi della cinematica del gas ionizzato lungo l'asse maggiore

$$\frac{v_{\text{gas,mj}}}{\sin i} = v_c = v_0 R^\alpha; \quad (5.4)$$

2. Per i dati della velocità ricavata dalla cinematica stellare lungo l'asse maggiore della galassia si usa l'equazione dell'*asymmetric drift*

$$\frac{v_{*,\text{mj}}^2}{\sin^2 i} = \langle v_\phi \rangle^2 = v_0 R^{2\alpha} - \left(\sigma_{R,0}^2 e^{-\frac{2R}{\alpha}} \right) \left[\frac{\alpha - 1}{2} - R \left(\frac{1}{h} + \frac{2}{a} \right) \right] \quad (5.5)$$

dove $v_{*,\text{mj}}$ corrisponde alla V ricavata lungo l'asse maggiore in Sez. 4.2;

3. Per i dati riguardanti il profilo di dispersione di velocità lungo l'asse maggiore

$$\sigma_{\text{mj}}(R) = \sqrt{\frac{1 + \alpha}{2} \sigma_{R,0}^2 e^{-\frac{2R}{\alpha}} \sin^2 i + \sigma_{z,0}^2 e^{-\frac{2R}{\alpha}} \cos^2 i}; \quad (5.6)$$

4. Per il profilo radiale della dispersione di velocità lungo l'asse minore

$$\sigma_{\text{mn}}(R \cos i) = \sqrt{\sigma_{R,0}^2 e^{-\frac{2R}{\alpha}} \sin^2 i + \sigma_{z,0}^2 e^{-\frac{2R}{\alpha}} \cos^2 i} \quad (5.7)$$

dove le σ_{mj} e σ_{mn} sono le dispersioni di velocità ricavate in Sez. 4.2. Bisogna tener conto del fatto che $R \cos i$ è la proiezione del raggio lungo la direzione dell'asse minore e va quindi deproiettato prima di procedere alla minimizzazione, come per la velocità della componente stellare misurata lungo l'asse maggiore utilizzata nell'Eq. 5.5.

Per interpolare i dati è necessario fornire al programma i valori iniziali per la lunghezza di scala della dispersione di velocità a in arcsec, per il valore iniziale della componente radiale della dispersione di velocità $\sigma_{R,0}$ in km s^{-1} , per quello della componente verticale della dispersione di velocità $\sigma_{z,0}$ in km s^{-1} , per la velocità di scala del gas ionizzato v_0 in km s^{-1} e per il valore dell'esponente α . Devono inoltre essere forniti il valore dell'inclinazione i e della lunghezza di scala del disco h . Il programma trova i migliori valori dei parametri valutando il minor χ^2 , corrispondente a

$$\chi^2 = \chi_{v_{\text{gas}}}^2 + \chi_{v_*}^2 + \chi_{\sigma_{\text{mj}}}^2 + \chi_{\sigma_{\text{mn}}}^2 \quad (5.8)$$

dove $\chi_{v_{\text{gas}}}^2$ corrisponde alla velocità di rotazione del gas, $\chi_{v_*}^2$ a quella delle stelle, $\chi_{\sigma_{\text{mj}}}^2$ corrisponde alla dispersione di velocità delle stelle lungo l'asse maggiore e infine $\chi_{\sigma_{\text{mn}}}^2$ alla dispersione di velocità delle stelle lungo l'asse minore. Per ciascuna componente vale

$$\chi_j^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(Y_{\text{mod}i} - Y_{\text{oss}i})^2}{\sigma_i^2} \quad (5.9)$$

dove $j \equiv v_{\text{gas}}, v_*, \sigma_{\text{mj}}, \sigma_{\text{mn}}$ a seconda dei casi, Y_{mod} indica il valore ottenuto con l'interpolazione, Y_{oss} il valore osservato e σ è l'errore associato alla misura. Per trovare poi la funzione di merito normalizzata, va calcolato χ^2/DoF . Una volta trovato il valore minimo di χ^2 quindi il programma fornisce i valori di v_0 , α , a , $\sigma_{R,0}$ e $\sigma_{z,0}$ che meglio rappresentano i dati, con i relativi errori.

Tabella 5.3: Confronto tra i risultati ottenuti da Gerssen et al. (2000) e quelli da noi ottenuti con l'applicazione di `disk_heating` sui dati di NGC 2985.

Parametro	Gerssen et al. (2000)	<code>disk_heating</code>
(1)	(2)	(3)
a [arcsec]	73 ± 9	71.35 ± 2.64
$\sigma_{R,0}$ [km s ⁻¹]	149 ± 12	145.44 ± 2.72
$\sigma_{z,0}$ [km s ⁻¹]	127 ± 10	133.10 ± 2.89
v_0 [km s ⁻¹]	136 ± 14	126.62 ± 4.06
α	0.18 ± 0.03	0.19 ± 0.01
σ_R/σ_z	0.85 ± 0.1	0.91 ± 0.03

Note: Col.(1): Parametro libero stimato. Col.(2): Stima del parametro ottenuta con la migliore interpolazione di Gerssen et al. (2000). Col.(3): Stima del parametro ottenuta con `disk_heating` da noi.

5.3.2 Controllo del funzionamento di `disk_heating`

Prima di utilizzare la procedura `disk_heating` sulle misure da noi ottenute per NGC 7664, è stato necessario procedere ad una verifica per valutare il buon funzionamento della procedura su dati forniti in letteratura. In particolare si è fatto uso dei risultati di Gerssen et al. (2000), Shapiro et al. (2003) e Gentile et al. (2015).

Gerssen et al. (2000). La prima verifica è stata fatta utilizzando i dati ottenuti da Gerssen et al. (2000) per la galassia Sab NGC 2985. In questo lavoro il valore di χ^2 è stato calcolato variando insieme tutti e 5 i parametri dell'interpolazione, in un intervallo centrato sul valore di miglior interpolazione. Gli errori 1σ relativi alle stime dei parametri corrispondono ad un aumento unitario del valore di χ^2 rispetto al suo valore corrispondente alla migliore interpolazione. In Tab. 5.3 sono riportati i risultati ottenuti da Gerssen et al. (2000) e quelli da noi ottenuti dall'applicazione di `disk_heating`. Confrontando i due risultati appare chiaro che i nostri risultano in buon accordo con quanto ottenuto da Gerssen et al. (2000) entro le barre di errore. Il risultato dell'interpolazione ottenuta con `disk_heating` è mostrato in Fig. 5.2.

Shapiro et al. (2003). La seconda verifica è stata condotta utilizzando i dati ottenuti da Shapiro et al. (2003) per la galassia Sa NGC 2460. In questo lavoro gli errori relativi alle stime dei parametri sono stati ricavati tramite un metodo di *bootstrapping* (Efron 1976). In Tab. 5.4 sono riportati i risultati ottenuti da Shapiro et al. (2003) e quelli da noi ottenuti dall'applicazione di `disk_heating`. Dal confronto tra i risultati si può affermare che i nostri sono compatibili entro le barre di errore con quelli del lavoro precedente. Il risultato dell'interpolazione ottenuta con `disk_heating` è mostrato in Fig. 5.3.

Gentile et al. (2015). L'ultimo controllo infine è stato ottenuto tramite i dati di Gentile et al. (2015) ricavati dall'analisi della galassia Sb NGC 3223. Le stime degli errori nel precedente lavoro sono state ottenute creando 100 serie di dati casuali a partire da una distribuzione gaussiana definita sui dati osservati. In Tab. 5.5 sono riportati i risultati ottenuti da Gentile et al. (2015) e risultati da noi ottenuti con l'applicazione del programma `disk_heating`. Dal confronto si deduce che i nostri risultati sono compatibili entro le barre di errore con quanto trovato da Gentile et al. (2015) per i parametri a , $\sigma_{R,0}$ e $\sigma_{z,0}$ mentre i parametri relativi alla velocità circolare sono diversi. Il risultato dell'interpolazione ottenuta con `disk_heating` è

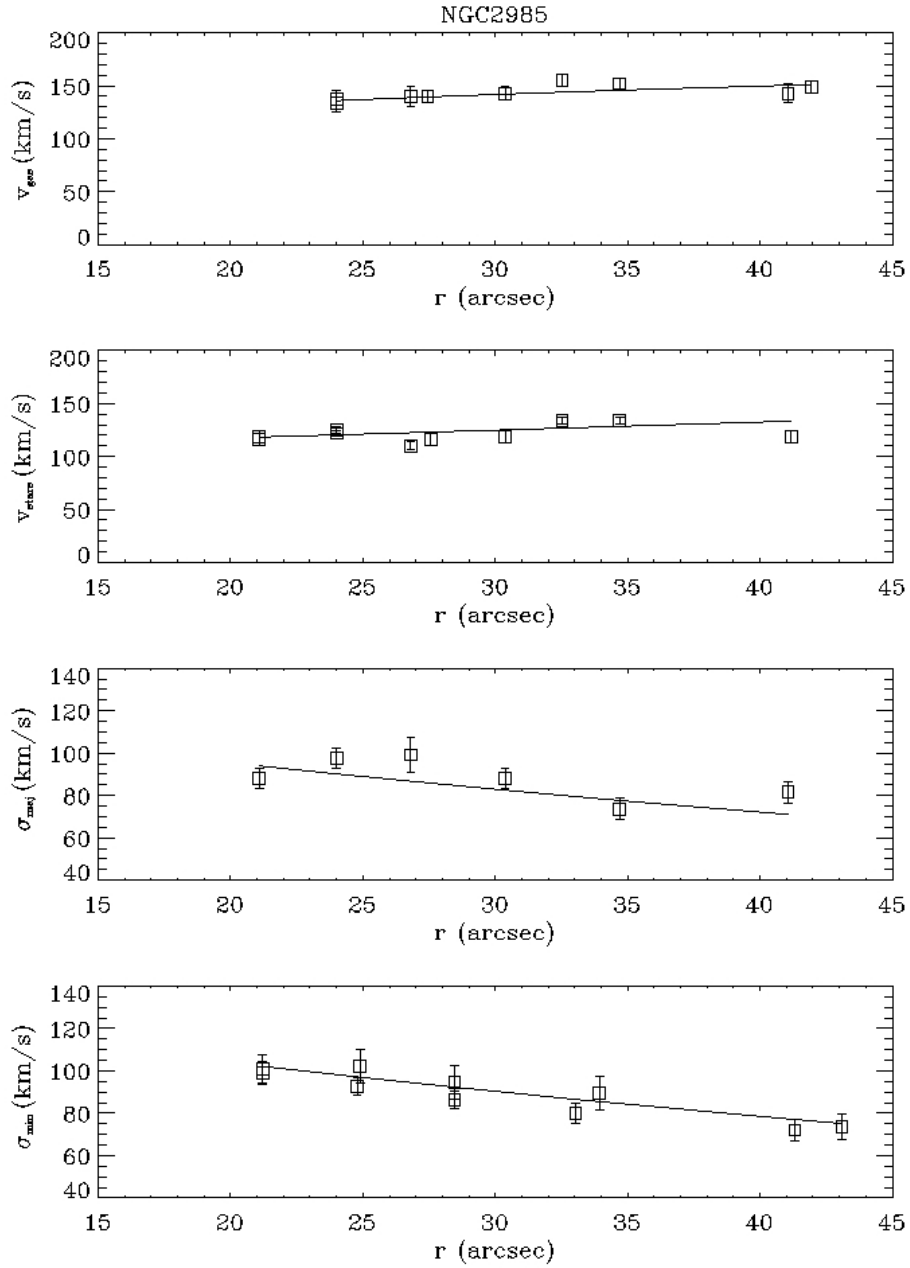


Figura 5.2: Risultato dell'interpolazione ottenuta dall'applicazione di `disk_heating` sui dati di Gerssen et al. (2000) per la galassia NGC 2985. Interpolazione della curva di velocità del gas ionizzato lungo l'asse maggiore (primo riquadro), della curva di rotazione della componente stellare lungo l'asse maggiore (secondo riquadro), della dispersione di velocità della componente stellare lungo l'asse maggiore (terzo riquadro) e della dispersione di velocità della componente stellare lungo l'asse minore (ultimo riquadro). Le misure di velocità del gas ionizzato e della componente stellare lungo l'asse maggiore e le misure del raggio lungo l'asse minore sono state deproiettate sul piano del disco.

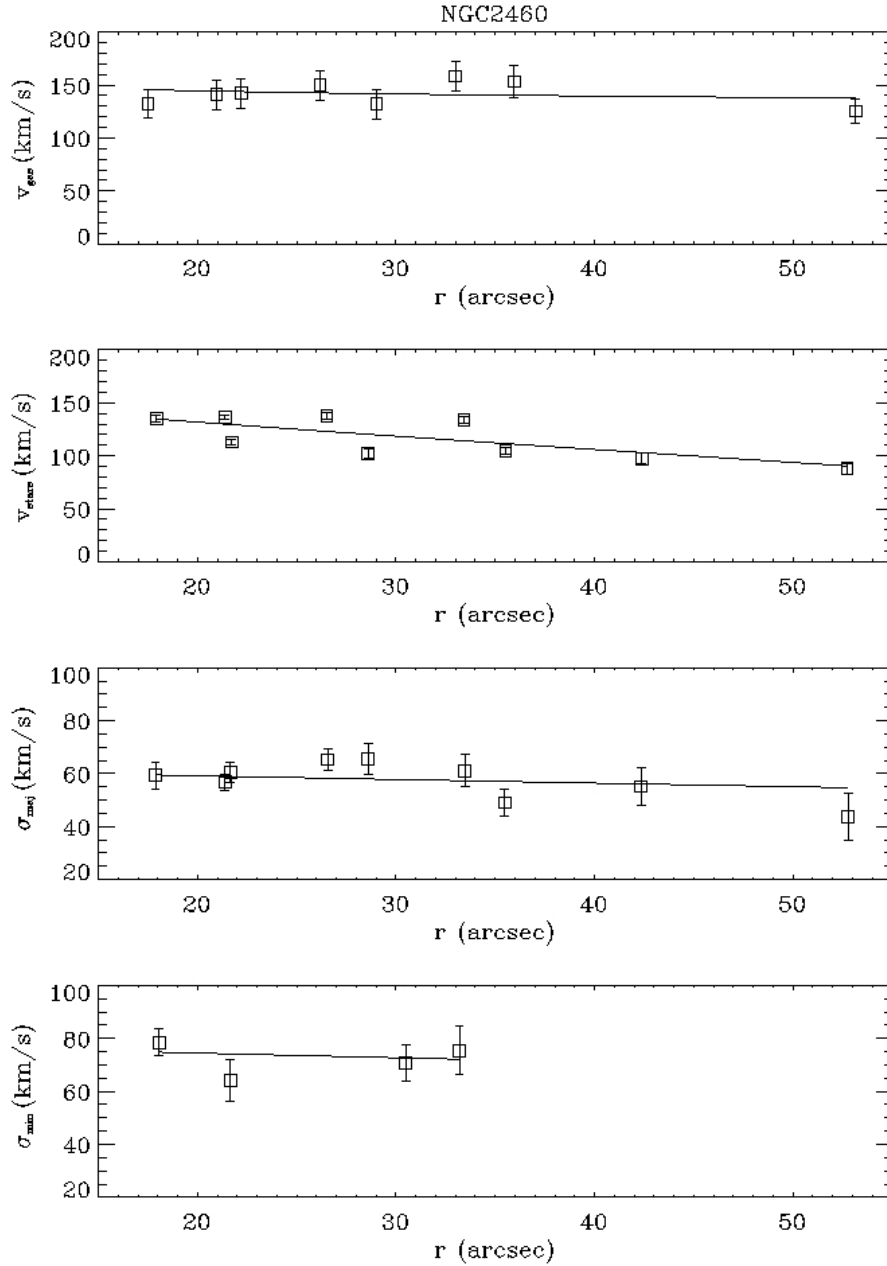


Figura 5.3: Risultato dell'interpolazione ottenuta dall'applicazione di `disk_heating` sui dati di Shapiro et al. (2003) per la galassia NGC 2460. Interpolazione della curva di velocità del gas ionizzato lungo l'asse maggiore (primo riquadro), della curva di rotazione della componente stellare lungo l'asse maggiore (secondo riquadro), della dispersione di velocità della componente stellare lungo l'asse maggiore (terzo riquadro) e della dispersione di velocità della componente stellare lungo l'asse minore (ultimo riquadro). Le misure di velocità del gas ionizzato e della componente stellare lungo l'asse maggiore e le misure del raggio lungo l'asse minore sono state deproiettate sul piano del disco.

Tabella 5.4: Confronto tra i risultati ottenuti da Shapiro et al. (2003) e quelli da noi ottenuti con l'applicazione di `disk_heating` sui dati di NGC 2460.

Parametro	Shapiro et al. (2003)	<code>disk_heating</code>
(1)	(2)	(3)
a [arcsec]	108 ± 55	150.0 ± 2.0
$\sigma_{R,0}$ [km s ⁻¹]	110 ± 12	102.0 ± 2.0
$\sigma_{z,0}$ [km s ⁻¹]	92 ± 24	70.0 ± 4.0
v_0 [km s ⁻¹]	218 ± 24	232.0 ± 8.0
α	-0.12 ± 0.15	-0.04 ± 0.02
σ_R/σ_z	0.83 ± 0.35	0.69 ± 0.03

Note: Col.(1): Parametro libero stimato. Col.(2): Stima del parametro ottenuta con la migliore interpolazione di Shapiro et al. (2003). Col.(3): Stima del parametro ottenuta con `disk_heating` da noi.

Tabella 5.5: Confronto tra i risultati ottenuti da Gentile et al. (2015) e quelli da noi ottenuti con l'applicazione di `disk_heating` sui dati di NGC 3223.

Parametro	Gentile et al. (2015)	<code>disk_heating</code>
(1)	(2)	(3)
a [kpc]	8.9 ± 0.8	8.41 ± 0.34
$\sigma_{R,0}$ [km s ⁻¹]	135 ± 12	147.54 ± 0.70
$\sigma_{z,0}$ [km s ⁻¹]	162 ± 12	167.43 ± 1.09
v_0 [km s ⁻¹]	284.5 ± 1.8	213.86 ± 4.89
α	0.097 ± 0.014	0.07 ± 0.01
σ_R/σ_z	1.21 ± 0.14	1.13 ± 0.01

Note: Col.(1): Parametro libero stimato. Col.(2): Stima del parametro ottenuta con la migliore interpolazione di Gentile et al. (2015). Col.(3): Stima del parametro ottenuta con `disk_heating` da noi.

mostrato in Fig. 5.4.

Alla luce dei risultati ottenuti da queste verifiche possiamo affermare che il metodo usato dalla procedura `disk_heating` è affidabile e possiamo utilizzarlo per la misura delle componenti dell'ellissoide delle velocità nel disco della galassia da noi selezionata.

5.3.3 Risultati

Viene descritto ora il procedimento usato per il calcolo delle componenti verticale σ_z e radiale σ_R della dispersione delle velocità del disco di NGC 7664.

Per prima cosa è stata selezionata la regione in cui il disco è dominante rispetto allo sferoide, stimando il raggio r_{bd} dove la brillantezza superficiale dello sferoide è uguale a quella del disco (Fig. 2.16). Esso vale per l'asse maggiore $r_{bd,mj} = 5$ arcsec, mentre per l'asse minore lo stesso r_{bd} corrisponde a $r_{bd,mn} = r_{bd,mj} \cos i = 2.8$ arcsec. Sono quindi stati esclusi tutti i dati di cinematica ottenuti sull'asse maggiore della galassia nella regione caratterizzata da $R < 5$ arcsec e sull'asse minore quelli corrispondenti a $R < 2.8$ arcsec. I risultati ottenuti da questa scelta sono influenzati dalla contaminazione dello sferoide. Si è quindi scelto di escludere tutti i dati di cinematica presi sull'asse maggiore della galassia nella regione caratterizzata da $R < 10$ arcsec e sull'asse minore quelli corrispondenti a $R < 5.6$ arcsec.

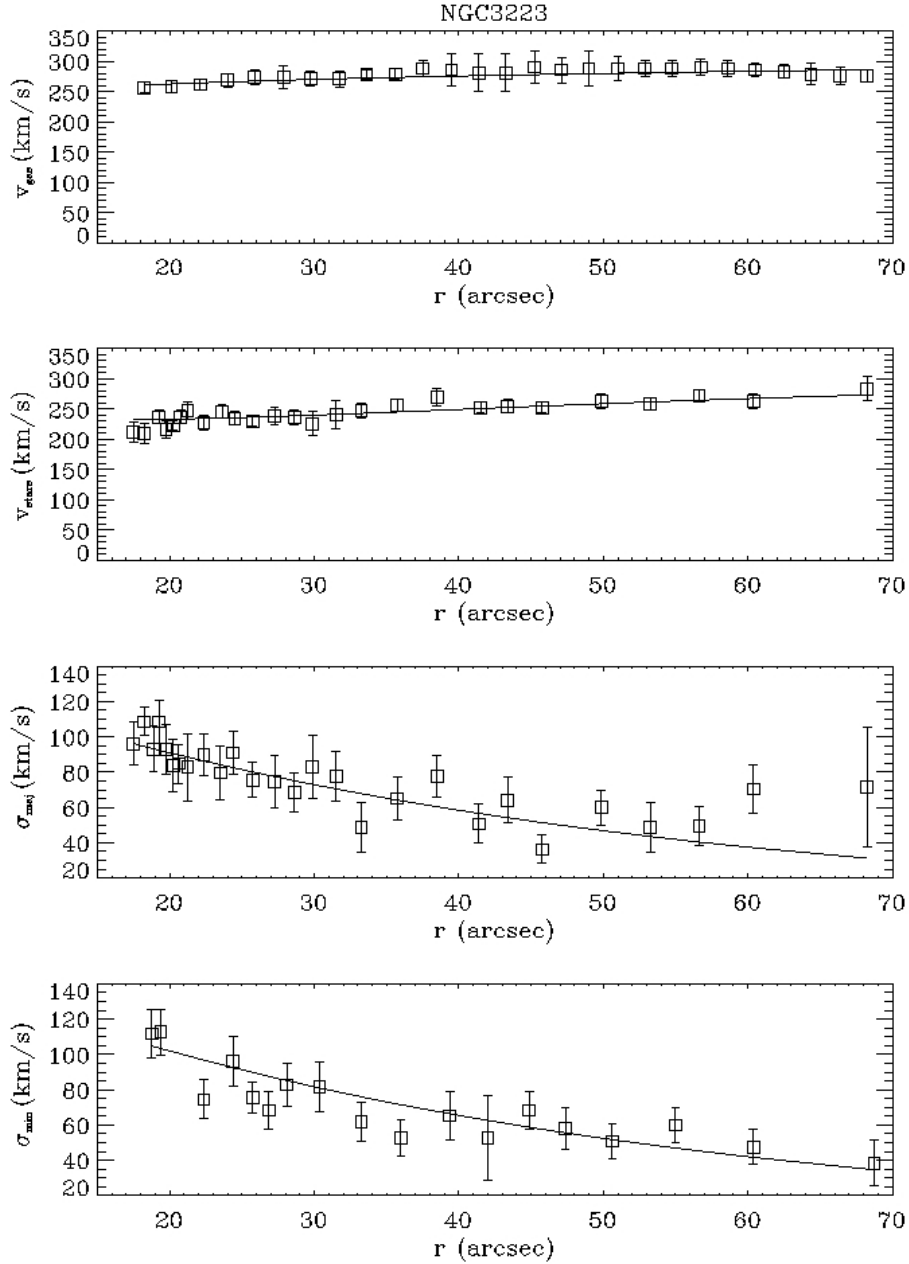


Figura 5.4: Risultato dell'interpolazione ottenuta dall'applicazione di `disk_heating` sui dati di Gentile et al. (2015) per la galassia NGC 3223. Interpolazione della curva di velocità del gas ionizzato lungo l'asse maggiore (primo riquadro), della curva di rotazione della componente stellare lungo l'asse maggiore (secondo riquadro), della dispersione di velocità della componente stellare lungo l'asse maggiore (terzo riquadro) e della dispersione di velocità della componente stellare lungo l'asse minore (ultimo riquadro). Le misure di velocità del gas ionizzato e della componente stellare lungo l'asse maggiore e le misure del raggio lungo l'asse minore sono state deproiettate sul piano del disco.

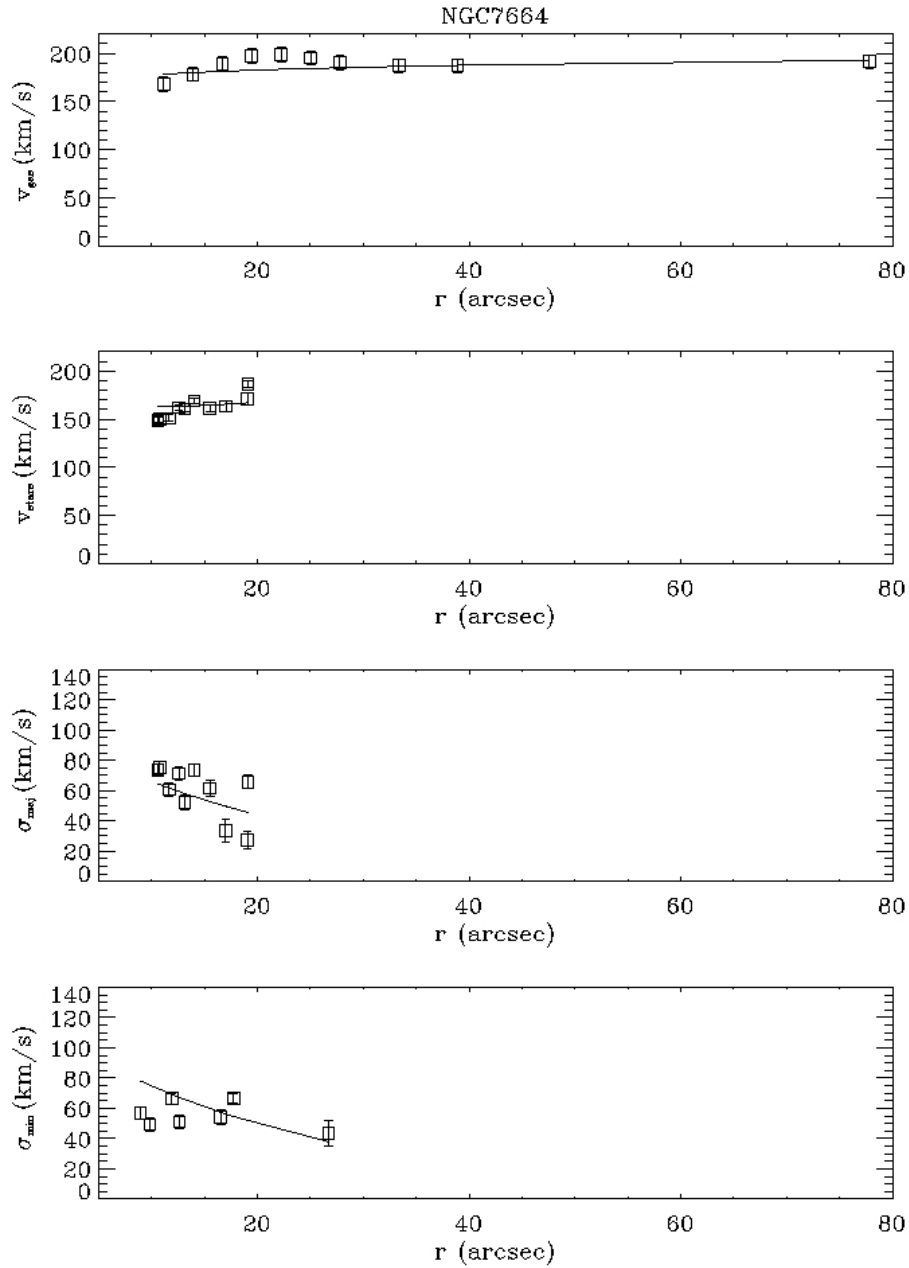


Figura 5.5: Interpolazione della curva di velocità del gas ionizzato lungo l'asse maggiore (primo riquadro), della curva di rotazione della componente stellare lungo l'asse maggiore (secondo riquadro), della dispersione di velocità della componente stellare lungo l'asse maggiore (terzo riquadro) e della dispersione di velocità della componente stellare lungo l'asse minore (ultimo riquadro). Le misure di velocità del gas ionizzato e della componente stellare lungo l'asse maggiore e le misure del raggio lungo l'asse minore sono state deproiettate sul piano del disco.

Dal momento che le misure di cinematica del gas ionizzato da noi ottenute si estendono fino a $R \sim 20$ arcsec, la curva di rotazione del gas ionizzato da noi misurata non può essere parametrizzata dalla legge $v_{\text{gas,mj}}/\sin i = v_0 R^\alpha$. È stato quindi necessario includere nell'interpolazione i dati ottenuti da Rubin et al. (1980). Il precedente lavoro infatti riesce a indagare la regione piatta della curva di rotazione, estendendo le misure fino a $R \sim 70$ arcsec.

L'angolo di inclinazione i è fornito in Tab. 2.1 mentre il raggio di scala del disco h è stato ricavato dai dati fotometrici a disposizione presentati in Sez. 2.3. Essi valgono cioè $i = 56^\circ$ e $h = 10$ arcsec.

Nel primo passaggio sono stati ricavati i parametri v_0 e α dall'interpolazione della velocità del gas ionizzato, quindi si è passato all'interpolazione globale dei 5 parametri v_0 , α , a , $\sigma_{R,0}$ e $\sigma_{z,0}$. Dal momento che in questo modo non si ottenevano dei valori consistenti tra la stima preliminare di V_0 e α e quella ottenuta dall'interpolazione globale e che l'interpolazione globale non risultava soddisfacente, si è scelto di mantenere fissi i valori di v_0 e α ricavati nella prima fase e ricavare così i restanti parametri a , $\sigma_{R,0}$ e $\sigma_{z,0}$ dall'interpolazione globale a 3 parametri liberi. I risultati ottenuti utilizzando le misure di cinematica ricavate da Rubin et al. (1980) sono i seguenti

- $\alpha = 0.04 \pm 0.01$
- $v_0 = 166.03 \pm 5.27 \text{ km s}^{-1}$
- $a = 22.04 \pm 1.10 \text{ arcsec}$
- $\sigma_{R,0} = 108.70 \pm 2.35 \text{ km s}^{-1}$
- $\sigma_{z,0} = 145.33 \pm 6.44 \text{ km s}^{-1}$

Da questo risultato si ricava un rapporto delle componenti verticale e radiale dell'ellissoide delle velocità pari a $\sigma_z/\sigma_R = 1.34 \pm 0.07$. Il risultato dell'interpolazione è mostrato in Fig. 5.5.

5.4 Conclusioni

In questa tesi è stata derivata la misura del rapporto $\sigma_z/\sigma_R = 1.34 \pm 0.07$ per la galassia Sc NGC 7664, utilizzando il metodo proposto da Gerssen et al. (1997). Questo risultato va ad aggiungersi ai valori di σ_z/σ_R ricavati in modo analogo per le 13 galassie a spirale, compresa la Via Lattea, tabulati in Tab. 1.1 e mostrati in Fig. 5.6. In Fig. 5.7 invece sono mostrate le immagini delle galassie ottenute dall'archivio dati della DSS e suddivise in base al loro tipo morfologico, che varia tra Sa e Scd (RC3).

Il rapporto σ_z/σ_R ottenuto per NGC 7664 è significativamente più elevato rispetto a quanto misurato per le altre due galassie di tipo Sc già studiate NGC 234 ($\sigma_z/\sigma_R = 0.48 \pm 0.09$, Westfall et al. 2011) e NGC 3810 ($\sigma_z/\sigma_R = 0.29 \pm 0.12$, Gerssen & Shapiro 2012), i cui valori sono compatibili con le previsioni teoriche di riscaldamento dinamico dei dischi dovuto all'effetto dei bracci di spirale ($\sigma_z/\sigma_R \simeq 0.4$). Al contrario il nostro risultato è di molto superiore anche alla predizione teorica di riscaldamento dinamico dei dischi legato alla presenza di nubi molecolari ($\sigma_z/\sigma_R \simeq 0.7$).

Dal momento che il buon funzionamento della procedura `disk_heating` utilizzata in questa tesi per ricavare il rapporto σ_z/σ_R è stato verificato e descritto in Sez. 5.3.2, possiamo concludere che il risultato non derivi da un problema legato al codice. Possiamo anche escludere che il nostro risultato derivi da una scelta errata dei parametri fotometrici, dal momento

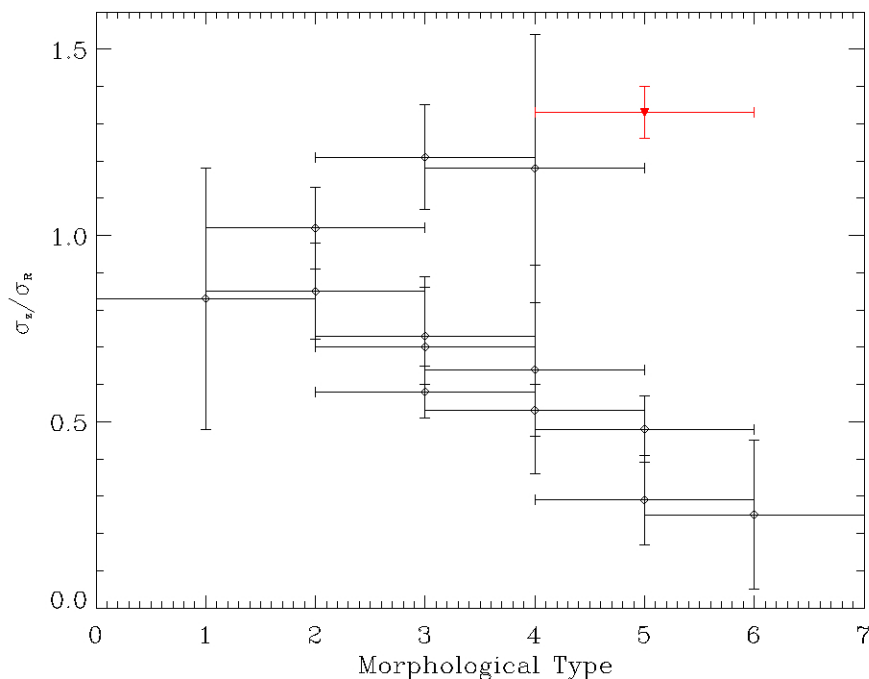


Figura 5.6: Misure del rapporto σ_z/σ_R dell'ellissoide delle velocità in funzione del tipo morfologico per le galassie elencate in Tab. 1.1. Il triangolo rosso indica il risultato corrispondente a NGC 7664. L'errore sulla determinazione del tipo morfologico si assume pari ad 1.

che le tre decomposizioni fotometriche disponibili per NGC 7664 e presentate in Sez. 2.3 forniscono valori simili di h e i , pur essendo stati ottenuti in bande diverse e con metodi di decomposizione fotometrica diversi.

Osservando la Fig. 5.6 appare però chiaro che quello di NGC 7664 non è l'unico caso in cui si misura un valore di $\sigma_z/\sigma_R > 1$. Questo accade infatti anche per le galassie Sb NGC 3223 ($\sigma_z/\sigma_R = 1.21 \pm 0.14$, Gentile et al. 2015) e Sbc NGC 3949 ($\sigma_z/\sigma_R = 1.18^{+0.36}_{-0.28}$, Westfall et al. 2008). Ciò significa che su un campione di 14 galassie per cui è noto il rapporto σ_z/σ_R , il 21% delle misure non sono compatibili con la relazione proposta da Merrifield et al. (2001), che lega valore del rapporto σ_z/σ_R al tipo morfologico della galassia in esame. Questa percentuale è troppo elevata perché NGC 3223, NGC 3949 e NGC 7664 siano considerate delle eccezioni.

Utilizzando i dati disponibili, Gerssen & Shapiro (2012) trovano una correlazione tra la componente σ_R e la densità superficiale di massa di gas molecolare misurata da Young et al. (1995) che suggerisce l'influenza delle nubi molecolari nello scaldare il disco in direzione radiale. Per quanto riguarda invece il riscaldamento dovuto ai bracci di spirale, Gerssen & Shapiro (2012) mostrano le relazioni tra le componenti σ_R e σ_z e lo sviluppo dei bracci parametrizzato dalla classificazione morfologica di Elmegreen & Elmegreen (1987): entrambe le componenti, ma soprattutto σ_R diminuiscono man mano che i bracci diventano più importanti. Queste relazioni indicano una dipendenza tra la presenza di nubi molecolari e lo sviluppo dei bracci di spirale, ma non implicano necessariamente una connessione con il tipo morfologico.

Per quanto riguarda la relazione tra σ_R e la densità superficiale di massa del gas moleco-

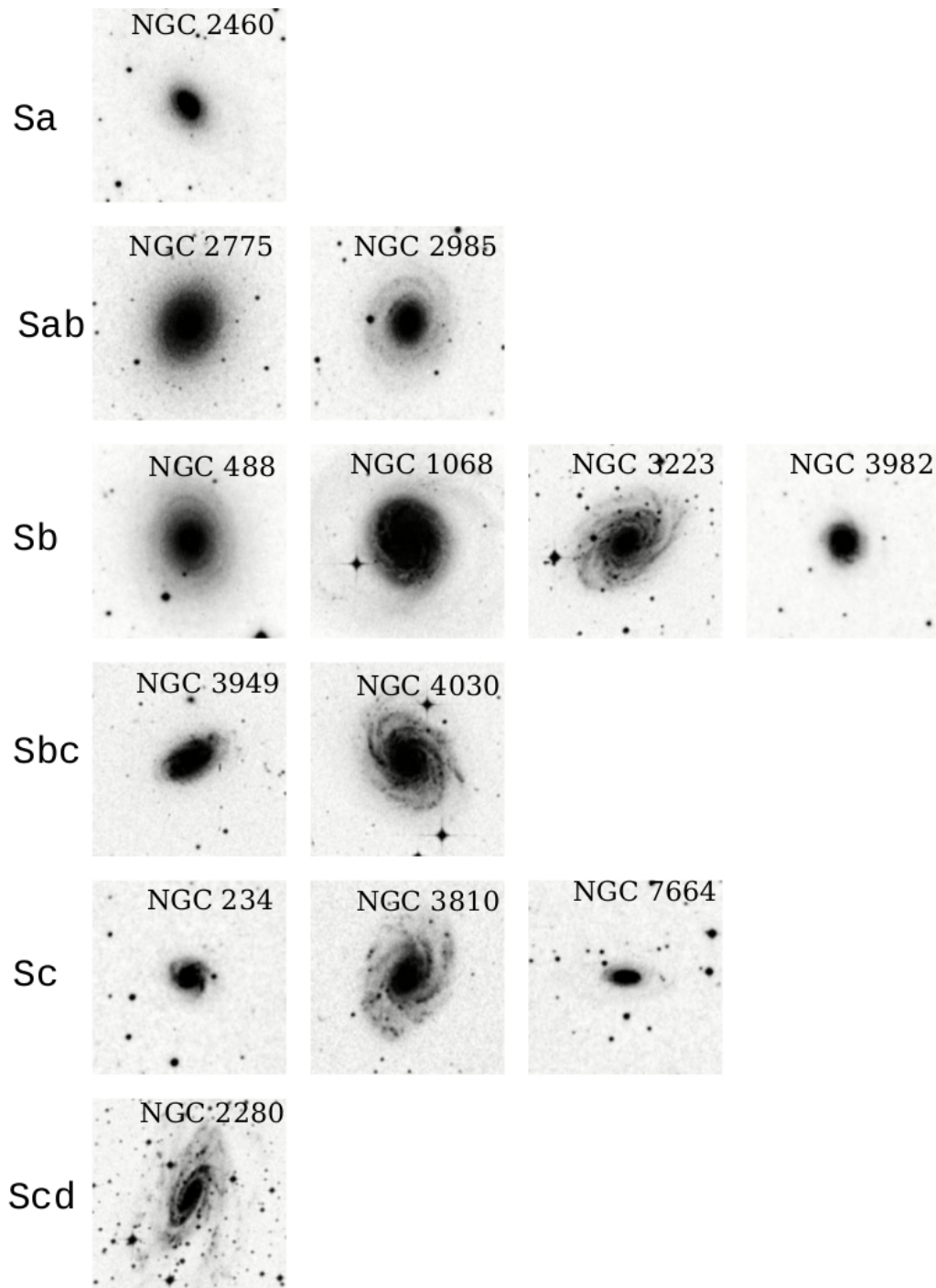


Figura 5.7: Immagini delle galassie presentate in Tab. 1.1 e di NGC 7664 ottenute dall'archivio dati della DSS e suddivise per tipo morfologico (RC3). Tutte le immagini hanno un campo di vista di 5×5 arcmin² con il nord in alto e l'est a sinistra.

lare descritta da Gerssen & Shapiro (2012), non disponiamo di informazioni sul contenuto di gas molecolare per NGC 3223, NGC 3949 e NGC 7664. Sarebbe però interessante capire se esse rientrano nelle relazioni osservate da Gerssen & Shapiro (2012).

Per quanto riguarda invece la relazione tra σ_R e σ_z e sviluppo dei bracci non abbiamo a disposizione la classificazione morfologica di Elmegreen & Elmegreen (1987) per le tre galassie con $\sigma_z/\sigma_R > 1$, ma dalla Fig. 5.7 appare chiaro che NGC 7664 mostra dei bracci meno sviluppati rispetto alle altre galassie Sc NGC 234 e NGC 3810. Questa considerazione è vera anche per la galassia Sbc NGC 3949 rispetto a NGC 4030 ma non per NGC 3223 rispetto alle altre galassie di tipo Sb. Questo ci porta a concludere che la prominente dei bracci non è necessariamente legata al valore di σ_z/σ_R .

Alla luce di tutte queste considerazioni emerge una complessità riguardo la questione del riscaldamento dinamico dei dischi galattici che porta a concludere che σ_z/σ_R non sia il miglior diagnostico per discriminare i diversi meccanismi di riscaldamento dinamico. Infatti le misure di $\sigma_z/\sigma_R > 1$ indeboliscono la correlazione con il tipo morfologico proposta da Merrifield et al. (2001). Si potrebbe pensare che i rapporti $\sigma_z/\sigma_R > 1$ siano dovuti ad una combinazione di meccanismi che concorrono al riscaldamento dinamico del disco, ma non sono state ancora proposte predizioni teoriche in grado di spiegare questo risultato. Inoltre bisogna ricordare che, come spiegato in Sez. 1.4.4, il rapporto σ_z/σ_R non è sensibile al riscaldamento dinamico del disco dovuto all'urto con galassie satelliti, che provoca un aumento di entrambe le componenti σ_R e σ_z . Infine, stando a Gerssen & Shapiro (2012), σ_z/σ_R non correla con la densità superficiale di massa del gas molecolare, come invece ci si aspetta per un meccanismo che agisca anche al di fuori del piano galattico. Sarebbe allora interessante verificare se il legame tra σ_R e lo sviluppo dei bracci di spirale è più stringente nelle galassie a spirale che ospitano la stessa quantità di gas molecolare.

Questi risultati mostrano quanto la conoscenza della forma dell'ellissoide delle velocità grazie alle componenti σ_R , σ_ϕ e σ_z della dispersione di velocità sia necessaria per comprendere lo stato dinamico dei dischi galattici. Finalmente abbiamo osservazioni di qualità e numero sufficienti per un confronto approfondito con le predizioni teoriche sugli effetti dei diversi meccanismi di riscaldamento dinamico che attualmente non sono in grado di interpretare tutti i dati disponibili.

Bibliografia

- [1] Aguerri, J. A. L., Balcells, M., & Peletier, R. F. 2001, *A&A*, 367, 428
- [2] Barbanis, B., & Woltjer, L. 1967, *ApJ*, 150, 461
- [3] Barnes, J. E., & Hernquist, L. E. 1991, *ApJL*, 370, L65
- [4] Beers, T. C., Flynn, K., & Gebhardt, K. 1990, *AJ*, 100, 32
- [5] Bender, R. 1990, *A&A*, 229, 441
- [6] Bender, R., Saglia, R. P., & Gerhard, O. E. 1994, *MNRAS*, 269, 785
- [7] Binney, J., & Tremaine, S. 2008, *Galactic Dynamics* (2nd ed.; Princeton, NJ: PUP)
- [8] Bizyaev, D. V., Kautsch, S. J., Mosenkov, A. V., et al. 2014, *ApJ*, 787, 24
- [9] Calzetti, D., Armus, L., Bohlin, R. C., et al. 2000, *ApJ*, 533, 682
- [10] Cappellari, M., & Emsellem, E. 2004, *PASP*, 116, 138
- [11] Carlberg, R. G. 1987, *ApJ*, 322, 59
- [12] Courteau, S. 1996, *ApJS*, 103, 363
- [13] Courteau, S. 1997, *AJ*, 114, 2402
- [14] Dehnen, W., & Binney, J. J. 1998, *MNRAS*, 298, 387
- [15] De Simone, R., Wu, X., & Tremaine, S. 2004, *MNRAS*, 350, 627
- [16] de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Corwin, H. G., Jr., et al. 1991, *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies* (New York, NY: Springer)
- [17] D'Onghia, E., Madau, P., Vera-Ciro, C., Quillen, A., & Hernquist, L. 2015, *MNRAS*, in stampa (arXiv:1511.01503)
- [18] Efron, B., 1976, *AnSta*, 7, 1
- [19] Elmegreen, D. M., & Elmegreen, B. G. 1987, *ApJ*, 314, 3
- [20] Erwin, P., Pohlen, M., & Beckman, J. E. 2008, *AJ*, 135, 20
- [21] Farouki, R. T., & Shapiro, S. L. 1982, *ApJ*, 259, 103

- [22] Garcia, A. M. 1993, *A&AS*, 100, 47
- [23] Gebhardt, K., Richstone, D., Kormendy, J., et al. 2000, *AJ*, 119, 1157
- [24] Gentile, G., Tytgat, C., Baes, M., et al. 2015, *A&A*, 576, A57
- [25] Gerhard, O. E. 1993, *MNRAS*, 265, 213
- [26] Gerssen, J., & Shapiro Griffin, K. 2012, *MNRAS*, 423, 2726
- [27] Gerssen, J., Kuijken, K., & Merrifield, M. R. 1997, *MNRAS*, 288, 618
- [28] Gerssen, J., Kuijken, K., & Merrifield, M. R. 2000, *MNRAS*, 317, 545
- [29] Guthrie, B. N. G. 1992, *A&AS*, 93, 255
- [30] Hänninen, J., & Flynn, C. 2002, *MNRAS*, 337, 731
- [31] Hoaglin, D. C., Mosteller, F., & Tukey, J. W. 1983, *Understanding Robust and Exploratory Data Analysis* (New York, NJ: Wiley)
- [32] Ida, S., Kokubo, E., & Makino, J. 1993, *MNRAS*, 263, 875
- [33] Jenkins, A. 1992, *MNRAS*, 257, 620
- [34] Jenkins, A., & Binney, J. 1990, *MNRAS*, 245, 305
- [35] Julian, W. H. 1967, *ApJ*, 148, 175
- [36] Julian, W. H., & Toomre, A. 1966, *ApJ*, 146, 810
- [37] Katkov, I. Y., Sil'chenko, O. K., & Afanasiev, V. L. 2014, *MNRAS*, 438, 2798
- [38] Kelson, D. D., Illingworth, G. D., van Dokkum, P. G., & Franx, M. 2000, *ApJ*, 531, 184
- [39] Kent, S. M. 1985, *ApJS*, 59, 115
- [40] Kent, S. M. 1988, *AJ*, 96, 514
- [41] Lacey, C. G. 1984, *MNRAS*, 208, 687
- [42] Lawson, C. L. & Hanson, R. 1995, *Solving Least Squares Problems* (2nd ed.; Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall)
- [43] Lin, C. C., & Shu, F. H. 1966, *Proceedings of the National Academy of Science*, 55, 229
- [44] MacArthur, L. A., González, J. J., & Courteau, S. 2009, *MNRAS*, 395, 28
- [45] Makarov D., Prugniel P., Terekhova N., Courtois H., & Vauglin I. 2014, *A&A*, 570, A13
- [46] Markwardt, C. B. 2009, in *ASP Conf. Ser. 411, Astronomical Data Analysis Software and Systems XVIII*, ed. D. A. Bohlender, D. Durand & P. Dowler (San Francisco, CA: ASP), 251
- [47] Massey, P., Strobel, K., Barnes, J. V., & Anderson, E. 1988, *ApJ*, 328, 315

- [48] Merrifield, M. R., Gerssen, J., & Kuijken, K. 2001, in ASP Conf. Ser. 230, Galaxy Disks and Disk Galaxies, ed. J. G. Funes & E. M. Corsini (San Francisco, CA: ASP), 221
- [49] Moulataka, J., Ilovaisky, S. A., Prugniel, P., & Soubiran, C. 2004, PASP, 116, 693
- [50] Noordermeer, E., & van der Hulst, J. M. 2007, MNRAS, 376, 1480
- [51] Noordermeer, E., van der Hulst, J. M., Sancisi, R., Swaters, R. S., & van Albada, T. S. 2007, MNRAS, 376, 1513
- [52] Nordström, B., Mayor, M., Andersen, J., et al. 2004, The Messenger, 118, 61
- [53] Padilla, N. D., & Strauss, M. A. 2008, MNRAS, 388, 1321
- [54] Pérez-González, P. G., Zamorano, J., Gallego, J., & Gil de Paz, A. 2000, A&AS, 141, 409
- [55] Pohlen, M., & Trujillo, I. 2006, A&A, 454, 759
- [56] Prugniel, P., & Soubiran, C. 2001, A&A, 369, 1048
- [57] Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1992, Numerical Recipes in FORTRAN (2nd ed.; Cambridge: CUP)
- [58] Rix, H.-W., & White, S. D. M. 1992, MNRAS, 254, 389
- [59] Rubin, V. C., Burstein, D., Ford, W. K., Jr., & Thonnard, N. 1985, ApJ, 289, 81
- [60] Rubin, V. C., Ford, W. K., Jr. & Thonnard, N. 1980, ApJ, 238, 471
- [61] Sarzi, M., Falcón-Barroso, J., Davies, R. L., et al. 2006, MNRAS, 366, 1151
- [62] Schwarzkopf, U., & Dettmar, R.-J. 2000, A&A, 361, 451
- [63] Sellwood, J. A., & Binney, J. J. 2002, MNRAS, 336, 785
- [64] Shapiro, K. L., Gerssen, J., & van der Marel, R. P. 2003, AJ, 126, 2707
- [65] Simkin, S. M., 1974, A&A, 31, 129
- [66] Spitzer, L., Jr., & Schwarzschild, M. 1951, ApJ, 114, 385
- [67] Spitzer, L., Jr., & Schwarzschild, M. 1953, ApJ, 118, 106
- [68] Tonry, J., & Davis, M. 1979, AJ, 84, 1511
- [69] Toomre, A., & Toomre, J. 1972, ApJ, 178, 623
- [70] Turon, C., Crézé, M., Egret, D., et al. 1992, Bulletin d'Information du Centre de Données Stellaires, 41, 9
- [71] van der Marel, R. P., & Franx, M. 1993, ApJ, 407, 525
- [72] van der Marel, R. P. 1994, MNRAS, 270, 271
- [73] Velazquez, H., & White, S. D. M. 1999, MNRAS, 304, 254

- [74] Vitores, A. G., Zamorano, J., Rego, M., Gallego, J., & Alonso, O. 1996, *A&AS*, 120, 385
- [75] Westfall, K. B., Bershad, M. A., Verheijen, M. A. W., Andersen, D. R., & Swaters, R. A. 2008, in *ASP Conf. Ser. 396, Formation and Evolution of Galaxy Disks*, ed. J. G. Funes & E. M. Corsini (San Francisco, CA: ASP), 41
- [76] Westfall, K. B., Bershad, M. A., Verheijen, M. A. W., et al. 2011, *ApJ*, 742, 18
- [77] Young, J. S., Xie, S., Tacconi, L., et al. 1995, *ApJS*, 98, 219

Ringraziamenti

Ora che questa straordinaria avventura volge al termine mi è difficile trovare le parole per dire grazie a tutte le persone che mi hanno accompagnata.

Ai miei genitori che nonostante tutto sono orgogliosi di me.

A Camilla con tutto l'amore che non riusciamo quasi mai a dimostrarci.

Ai miei nonni che rappresentano il mio legame con la terra.

Ai miei amici Annagrazia, Giada e Giampaolo che riescono a trarre una continuità dal mio carattere discontinuo.

Ai miei fratelli scout, per avermi insegnato a stare al mondo nel modo che più mi si addice.

A chi avrebbe potuto esserci.

A Beatrice e Andrea, le altre due parti vagabonde della mia essenza.

Ma soprattutto al Prof. Corsini, al Dott. Morelli e al Prof. Pizzella per avermi insegnato, per avermi istillato mille dubbi e la voglia di ricercare. A tutto il gruppo per avermi dato la possibilità di esprimermi e per aver lasciato sempre la porta aperta.