



# UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Astronomia

Tesi di Laurea

Decomposizione fotometrica della galassia lenticolare

NGC 7457

Relatore

Prof. Enrico Maria Corsini

Correlatore

Dr. Luca Costantin

Laureando

Edoardo Borsato

Anno Accademico 2017/2018



# Indice

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
1.1	Decomposizioni fotometriche . . . . .	1
1.2	Decomposizioni fotometriche parametriche . . . . .	2
1.3	Decomposizioni fotometriche non parametriche . . . . .	7
1.4	Proprietà della galassia NGC 7457 . . . . .	9
1.5	Scopo e schema della tesi . . . . .	11
<b>2</b>	<b>Analisi fotometrica di NGC 7457</b>	<b>13</b>
2.1	Acquisizione dell'immagine . . . . .	13
2.2	Sottrazione del valore residuo del cielo . . . . .	14
2.3	Calibrazione fotometrica . . . . .	17
2.3.1	Attenuazione cosmologica . . . . .	18
2.3.2	Correzione K . . . . .	19
2.3.3	Correzione per estinzione galattica . . . . .	19
2.4	Decomposizione MGE . . . . .	20
<b>3</b>	<b>Discussione e conclusioni</b>	<b>27</b>
3.1	Confronto con la decomposizione fotometrica GASP2D . . . . .	27
3.2	Conclusioni . . . . .	29



# Capitolo 1

## Introduzione

Nella Sez. 1.1 viene data una prima definizione delle decomposizioni fotometriche delle galassie, con particolare attenzione alla distinzione tra decomposizioni fotometriche parametriche e non parametriche. Nella Sez. 1.2 per prima cosa viene riportata una serie delle principali leggi parametriche che descrivono i contributi di luce delle diverse strutture che compongono le galassie a disco. Poi vengono presentati alcuni metodi che, sfruttando queste leggi, sono in grado di eseguire le decomposizioni fotometriche parametriche. Nella Sez. 1.3 viene descritto un metodo utile ad eseguire decomposizioni fotometriche non parametriche. Nella Sez. 1.4 vengono espone le principali proprietà e i risultati di una decomposizione fotometrica parametrica della galassia lenticolare NGC 7457. Infine nella Sez. 1.5 vengono presentati la struttura della tesi e il suo scopo.

### 1.1 Decomposizioni fotometriche

Per sorgenti luminose estese, quali sono le galassie, è possibile definire la brillantezza superficiale come il flusso osservato sotto un particolare angolo solido. Si dicono isofote le curve formate da tutti i punti aventi la stessa brillantezza superficiale. Tracciando la brillantezza superficiale delle isofote in funzione della distanza dal centro della galassia lungo una particolare direzione si ottiene il cosiddetto profilo radiale di brillantezza superficiale.

Le galassie sono in genere caratterizzate da una o due componenti principali, lo sferoide e il disco, e da altre strutture quali il nucleo, gli anelli, la barra, la lente e i bracci di spirale. Esistono delle tecniche dette decomposizioni fotometriche che permettono di costruire dei modelli che descrivono la distribuzione di luce di queste diverse componenti. Queste tecniche si basano sull'ipotesi che la brillantezza superficiale totale della galassia  $I_{\text{galassia}}(r)$  ad ogni raggio possa essere scritta come la somma dei contributi dovuti alle componenti che la compongono:

$$I_{\text{galassia}}(r) = I_{\text{nucleo}}(r) + I_{\text{sferoide}}(r) + I_{\text{disco}}(r) + I_{\text{barra}}(r) + I_{\text{anello}}(r) + I_{\text{lente}}(r) + \dots \quad (1.1)$$

Le decomposizioni fotometriche si possono suddividere in due tipologie: le decomposizioni fotometriche parametriche e le decomposizioni fotometriche non parametriche. Le prime descrivono l'andamento della brillantezza superficiale di ogni componente tramite delle espressioni analitiche che sono funzione di due o più parametri liberi, mentre nelle seconde i profili delle singole componenti non vengono parametrizzati.

## 1.2 Decomposizioni fotometriche parametriche

Di seguito vengono riportate le funzioni parametriche utili a descrivere la brillantezza superficiale delle strutture più comuni che si trovano all'interno delle galassie a disco.

Gli sferoidi delle galassie a disco sono le componenti centrali più brillanti che possono avere caratteristiche fotometriche diverse a seconda del loro meccanismo di formazione. In generale, per parametrizzare la distribuzione di luce degli sferoidi si utilizza la legge di Sérsic o legge  $r^{\frac{1}{n}}$  (Sérsic, 1968) che generalizza la legge di de Vaucouleurs o legge  $r^{\frac{1}{4}}$  (de Vaucouleurs, 1948).

Definendo  $(\xi, \eta, \zeta)$  un sistema di coordinate cartesiane con l'origine nel centro della galassia, l'asse  $\xi$  parallelo alla direzione dell'ascensione retta e diretto verso ovest, l'asse  $\eta$  parallelo alla direzione della declinazione e orientato verso nord, e l'asse  $\zeta$  lungo la linea di vista verso l'osservatore, la legge di Sérsic è:

$$I_{\text{sferoide}}(\xi, \eta) = I_e 10^{-b_n \left[ \left( \frac{r_{\text{sferoide}}}{r_e} \right)^{\frac{1}{n}} - 1 \right]}, \quad (1.2)$$

dove  $r_e$  è il raggio efficace cioè il raggio dell'isofota che contiene la metà della luminosità totale della galassia,  $I_e$  è la brillantezza superficiale di tale isofota, detta brillantezza superficiale efficace. Il parametro  $n$  invece determina la forma del profilo di brillantezza superficiale, permettendo così di parametrizzare la varietà dei profili di luce degli sferoidi; per esempio, la legge di Sérsic per  $n = 4$  riproduce la legge  $r^{\frac{1}{4}}$  mentre per  $n = 1$  diventa la legge esponenziale. Il parametro  $n$  è definito da  $\Gamma(2n) = 2\gamma(2n, b_n)$  dove  $\Gamma$  e  $\gamma$  sono le funzioni gamma completa e incompleta (Press et al., 1992). Il parametro  $b_n$  è funzione di  $n$ , ed è approssimabile con  $b_n = 0.868n - 0.142$  (Caon et al., 1993).

Infine il raggio  $r_{\text{sferoide}}$  è definito da:

$$r_{\text{sferoide}} = \left[ (-(\xi - \xi_0) \sin PA_{\text{sferoide}} + (\eta - \eta_0) \cos PA_{\text{sferoide}})^2 + \left( (\xi - \xi_0) \cos PA_{\text{sferoide}} + (\eta - \eta_0) \sin PA_{\text{sferoide}} \right)^2 / q_{\text{sferoide}}^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (1.3)$$

dove  $PA_{\text{sferoide}}$  è l'angolo di posizione delle isofote dello sferoide assunto costante,  $(\xi_0, \eta_0)$  sono le coordinate del centro della galassia sul piano del cielo e  $q_{\text{sferoide}}$  è il rapporto assiale dello sferoide anch'esso assunto costante. Di conseguenza le isofote dello sferoide sono ellissi con orientazione e schiacciamento costanti.

I dischi sono strutture solitamente oblate fortemente schiacciate. Al giorno d'oggi i dischi vengono classificati in tre diverse tipologie (Erwin et al. 2005, Pohlen & Trujillo 2006). I dischi di tipo I sono caratterizzati da un unico profilo esponenziale e parametrizzati dalla cosiddetta legge di Freeman (Freeman, 1970). I dischi di tipo II presentano una doppia legge esponenziale con una decrescita più rapida della brillantezza superficiale oltre il cosiddetto raggio di rottura  $r_{\text{break}}$ . Ed infine i dischi di tipo III, in cui la distribuzione di brillantezza superficiale presenta una decrescita meno rapida nelle regioni a grandi raggi. Queste diverse relazioni possono essere descritte da una formula del tipo:

$$I_{\text{disco}}(\xi, \eta) = I_{0,\text{disco}} \left[ e^{-\frac{r_{\text{disco}}}{h}} m + e^{-\frac{r_{\text{break}}(h_{\text{out}} - h)}{h_{\text{out}} h}} e^{-\frac{r_{\text{disco}}}{h_{\text{out}}}} (1 - m) \right], \quad (1.4)$$

il parametro  $m$  è definito da:

$$m = \begin{cases} 0 & \text{se } r_{\text{disco}} > r_{\text{break}} \\ 1 & \text{se } r_{\text{disco}} < r_{\text{break}} \end{cases},$$

dove  $I_{0,\text{disco}}$  è la brillantezza superficiale centrale,  $h$  e  $h_{\text{out}}$  sono le lunghezze di scala interne ed esterne al raggio  $r_{\text{break}}$  (van der Kruit, 1979). Le isofote del disco sono ellissi con orientazione e schiacciamento costanti centrate nello stesso  $(\xi_0, \eta_0)$  descritto in precedenza,  $PA_{\text{disco}}$  e  $q_{\text{disco}}$  sono l'angolo di posizione e rapporto assiale del disco, entrambi assunti costanti. Il raggio  $r_{\text{disco}}$  è definito come:

$$r_{\text{disco}} = \left[ (-(\xi - \xi_0) \sin PA_{\text{disco}} + (\eta - \eta_0) \cos PA_{\text{disco}})^2 + \right. \\ \left. ((\xi - \xi_0) \cos PA_{\text{disco}} + (\eta - \eta_0) \sin PA_{\text{disco}})^2 / q_{\text{disco}}^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (1.5)$$

Un'altra struttura che può essere utile individuare nelle decomposizioni fotometriche di galassie a disco è la barra. Questa svolge un ruolo di primaria importanza nell'evoluzione delle galassie perché ne ridistribuisce la massa e la luce (si veda per maggiori dettagli Kormendy & Kennicutt, 2004). Per descrivere la distribuzione di brillantezza superficiale della barra è possibile utilizzare la proiezione bidimensionale di un ellissoide di Ferrers (Ferrers, 1877), come descritto in Aguerri et al. (2009):

$$I_{\text{barra}}(\xi, \eta) = I_{0,\text{barra}} \left[ 1 - \left( \frac{r_{\text{barra}}}{a_{\text{barra}}} \right)^2 \right]^{2.5}, \quad (1.6)$$

dove:

$$r_{\text{barra}} \leq a_{\text{barra}}.$$

Il raggio  $r_{\text{barra}}$  viene descritto dalla relazione per le ellissi generalizzate definita da Athanassoula et al. (1990):

$$r_{\text{barra}} = \left( |(-(\xi - \xi_0) \sin PA_{\text{barra}} + (\eta - \eta_0) \cos PA_{\text{barra}})|^c + \right. \\ \left. \left| \frac{((\xi - \xi_0) \cos PA_{\text{barra}} + (\eta - \eta_0) \sin PA_{\text{barra}})^c}{q_{\text{barra}}} \right|^{\frac{1}{c}} \right)^{\frac{1}{c}}, \quad (1.7)$$

dove  $(\xi_0, \eta_0)$  sono le coordinate del centro della galassia,  $PA_{\text{barra}}$  è l'angolo di posizione delle ellissi generalizzate che compongono la barra,  $q_{\text{barra}}$  è il rapporto assiale della barra e  $c$  è il fattore che determina la forma dell'ellisse generalizzata. Quando  $c = 2$  l'isofota risulta essere un'ellisse perfetta, per valori di  $c < 2$  l'isofota è un'ellisse "a disco" mentre per i  $c > 2$  l'isofota è un'ellisse "a scatola".  $I_{0,\text{barra}}$  è la brillantezza superficiale centrale della barra, e  $a_{\text{barra}}$  è la lunghezza di scala della barra. Isolare la barra quando questa risulta essere presente è necessario per stimare correttamente il contributo di luce dello sferoide. Molti studi hanno mostrato che fattori quali l'indice  $n$  di Sérsic e il rapporto di luminosità  $B/T$  tra la luce dello sferoide e quella della galassia possono essere sovrastimati se la barra non è stata correttamente parametrizzata (Gadotti 2009, Weinzirl et al. 2009, Méndez-Abreu et al. 2014).

Altre componenti delle quali è possibile tenere conto sono le sorgenti nucleari puntiformi (o NPS dall'inglese *Nuclear Point Sources*). Le NPS sono oggetti di varia natura, come i nuclei galattici attivi (Benítez et al., 2013) o ammassi stellari nucleari (Balcells et al., 2007), oppure sferoidi di dimensioni confrontabili con quelle della funzione di allargamento dell'immagine (PSF dall'inglese *Point Spread Function*); in questo caso questa componente sostituisce quella dello sferoide descritta precedentemente (Costantin et al., 2017). Le dimensioni delle sorgenti citate sono tali da renderle non risolte e in Méndez-Abreu et al. (2017) vengono descritte tramite una funzione di Moffat (1969):

$$I_{\text{NPS}}(\xi, \eta) = I_{\text{NPS}} \left[ 1 + \left( \frac{r_{\text{NPS}}}{\alpha} \right)^2 \right]^{-\beta}, \quad (1.8)$$

dove  $\alpha$  e  $\beta$  definiscono la forma del profilo e sono legati alla larghezza a metà altezza (o FWHM dall'inglese *Full Width at Half Maximum*) dalla relazione  $FWHM = 2\alpha(2^{1/\beta} - 1)^{1/2}$ . Il parametro  $r_{\text{NPS}}$  è definito da:

$$r_{\text{NPS}} = [(\xi - \xi_0)^2 + (\eta - \eta_0)^2]^{\frac{1}{2}}, \quad (1.9)$$

dove  $(\xi_0, \eta_0)$  sono le coordinate del centro della galassia. Le isofote delle NPS sono di forma circolare.

Le lenti sono strutture tipiche delle galassie lenticolari che possono essere parametrizzate con una relazione del tipo:

$$I_{\text{lente}}(\xi, \eta) = I_{0,\text{lente}} \left[ 1 - \left( \frac{r_{\text{lente}}}{r_{0,\text{lente}}} \right)^2 \right], \quad (1.10)$$

dove  $I_{0,\text{lente}}$  è la brillantezza superficiale centrale della lente,  $r_{0,\text{lente}}$  è il raggio di scala della lente, e  $r_{\text{lente}}$  è definito come:

$$r_{\text{lente}} = \left[ (-(\xi - \xi_0) \sin PA_{\text{lente}} + (\eta - \eta_0) \cos PA_{\text{lente}})^2 + \right. \\ \left. ((\xi - \xi_0) \cos PA_{\text{lente}} + (\eta - \eta_0) \sin PA_{\text{lente}})^2 / q_{\text{lente}}^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (1.11)$$

dove  $PA_{\text{lente}}$  e  $q_{\text{lente}}$  sono l'angolo di posizione e il rapporto assiale assunti costanti delle isofote ellittiche della lente.

Gli anelli vengono in genere parametrizzati come strutture ellittiche con un profilo radiale di brillantezza superficiale gaussiano descritto dalla formula:

$$I_{\text{anello}}(\xi, \eta) = I_{0,\text{anello}} e^{-\frac{(r_{\text{anello}} - R_{\text{anello}})^2}{2\sigma_{\text{anello}}^2}}, \quad (1.12)$$

dove  $I_{0,\text{anello}}$  è la brillantezza superficiale centrale dell'anello,  $R_{\text{anello}}$  è la posizione centrale dell'anello e  $\sigma_{\text{anello}}$  è la dispersione della gaussiana che lo parametrizza. Il raggio  $r_{\text{anello}}$  è definito da:

$$r_{\text{anello}} = \left[ (-(\xi - \xi_0) \sin PA_{\text{anello}} + (\eta - \eta_0) \cos PA_{\text{anello}})^2 + \right. \\ \left. ((\xi - \xi_0) \cos PA_{\text{anello}} + (\eta - \eta_0) \sin PA_{\text{anello}})^2 / q_{\text{anello}}^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (1.13)$$

dove le isofote dell'anello sono di forma ellittica,  $PA_{\text{anello}}$  è l'angolo di posizione costante dell'anello e  $q_{\text{anello}}$  è lo schiacciamento costante.

Alcuni degli algoritmi recentemente sviluppati per eseguire decomposizioni fotometriche parametriche a più componenti sono: *Galaxy Fitting* (GALFIT, Peng et al., 2002), *Bulge/Disk Decomposition Analysis* (BUDDA, Gadotti, 2008), *Galaxy Surface Photometry 2 Dimensional Decomposition* (GASP2D, Méndez-Abreu et al., 2008) e *Galaxy Image Fitting* (IMFIT Erwin, 2015). Questi diversi metodi differiscono generalmente per il linguaggio di programmazione in cui sono scritti, l'algoritmo di minimizzazione che utilizzano e le componenti che parametrizzano.

GALFIT è stato sviluppato da Peng et al. (2002) in C e utilizza numerose funzioni per descrivere la distribuzione di brillantezza superficiale delle diverse componenti, tra cui la legge di Nuker modificata

inizialmente proposta da Lauer et al. (1995) per i profili di brillantezza superficiale più interni delle galassie osservate con il telescopio spaziale Hubble (o HST da *Hubble Space Telescope*). GALFIT utilizza come algoritmo di minimizzazione il metodo dei minimi quadrati non lineare di Levenberg-Marquardt (Press et al., 1992).

BUDDA è scritto in FORTRAN, permette di eseguire decomposizioni sferoide-disco con l'eventuale presenza di nuclei galattici attivi e barre. I primi vengono descritti tramite una funzione di Moffat, mentre per le barre gli autori usano una legge di Sérsic come quella definita per gli sferoidi, dove però le sezioni non sono più ellissi semplici ma ellissi generalizzate. BUDDA utilizza come algoritmo di minimizzazione il metodo AMOEBA di Nelder-Mead (Nelder & Mead, 1965).

Il codice IMFIT (Erwin, 2015) permette di aggiungere abbastanza facilmente nuove componenti sviluppate dall'utilizzatore e presenta la possibilità di scegliere tra diversi algoritmi di interpolazione, tra cui il metodo AMOEBA di Nelder-Mead (Nelder & Mead, 1965). IMFIT permette anche di parametrizzare sferoidi, dischi ed anelli osservati di taglio.

Di seguito sarà descritto con particolare attenzione il caso di GASP2D che è un algoritmo che esegue decomposizioni fotometriche bidimensionali parametriche sviluppato in IDL<sup>1</sup> da Méndez-Abreu et al. (2008, 2017). GASP2D assume che la distribuzione della brillantezza superficiale dell'intera galassia possa essere suddivisa nella somma della brillantezza superficiale delle sue varie componenti ognuna caratterizzata da isofote ellittiche e concentriche con costanti ellitticità e angolo di posizione, i quali possono però variare da componente a componente.

Per conoscere con esattezza la forma del modello che meglio riproduce la distribuzione osservata di brillantezza superficiale è necessario conoscere precisamente i valori dei vari parametri presenti nelle leggi descritte sopra. Questi parametri sono, oltre le coordinate del centro  $(\xi_0, \eta_0)$  assunte comuni per ogni componente,  $I_e$ ,  $r_e$ ,  $n$ ,  $PA_{\text{sferoide}}$  e  $q_{\text{sferoide}}$ , per lo sferoide,  $I_{0,\text{disco}}$ ,  $h$  (e se necessari  $h_{\text{out}}$  e  $r_{\text{break}}$ ),  $PA_{\text{disco}}$  e  $q_{\text{disco}}$  per il disco,  $I_{0,\text{barra}}$ ,  $a_{\text{barra}}$ ,  $n_{\text{barra}}$ ,  $PA_{\text{barra}}$ ,  $q_{\text{barra}}$  e  $c$  per la barra,  $I_{\text{NPS}}$ ,  $\alpha$  e  $\beta$  per le sorgenti nucleari puntiformi,  $I_{0,\text{lente}}$ ,  $r_{0,\text{lente}}$ ,  $PA_{\text{lente}}$  e  $q_{\text{lente}}$  per la lente, infine  $I_{0,\text{anello}}$ ,  $R_{0,\text{anello}}$ ,  $\sigma_{0,\text{anello}}$ ,  $PA_{\text{anello}}$  e  $q_{\text{anello}}$  per l'anello. Per poter ricavare un valore dei parametri la brillantezza superficiale osservata è stata interpolata dal modello tenendo conto della PSF. Il modello risulta essere definito come:

$$I_{\text{modello}}(\eta, \xi) = I_{\text{sferoide}}(\eta, \xi) + I_{\text{disco}}(\eta, \xi) + I_{\text{barra}}(\eta, \xi) + I_{\text{NPS}}(\eta, \xi) + I_{\text{anello}}(\eta, \xi) + I_{\text{lente}}(\eta, \xi).$$

Il problema di determinare i valori dei singoli parametri liberi coincide con un problema di minimizzazione del  $\chi^2$ , che viene risolto tramite il metodo dei minimi quadrati non lineare di Levenberg-Marquardt (Press et al., 1992). I calcoli vengono eseguiti usando l'algoritmo MPFIT implementato in IDL (Markwardt, 2009). Per ogni *pixel* nell'immagine vengono confrontate la brillantezza superficiale della galassia e quella del modello. Ogni *pixel* viene pesato per la sua luminosità (in conteggi) tenendo conto sia del contributo della galassia che di quello del cielo, del rumore fotonico e del rumore di lettura (RON dall'inglese *Read Out Noise*) dell'apparato strumentale.

Si ha che:

$$\chi^2 = \sum_{\xi=1}^N \sum_{\eta=1}^M \frac{[I_{\text{modello}}(\xi, \eta) - I_{\text{galassia}}(\xi, \eta)]^2}{I_{\text{galassia}}(\xi, \eta) + I_{\text{cielo}}(\xi, \eta) + \text{RON}^2}, \quad (1.14)$$

dove  $\xi$  e  $\eta$  sono le coordinate dei *pixel* dell'immagine  $N \times M$ ,  $I_{\text{modello}}$  è la brillantezza superficiale del modello,  $I_{\text{galassia}}$  quella osservata della galassia, e  $I_{\text{cielo}}$  la brillantezza superficiale del cielo.

La procedura di minimizzazione avviene nel seguente modo. Per prima cosa vengono individuati, tramite il pacchetto fotometrico SEXTRACTOR (Bertin & Arnouts, 1996), la posizione, la magnitudine e l'ellitticità delle sorgenti presenti nell'immagine, come le stelle di campo, le galassie e i *pixel* corrotti. A questo punto vengono ricavati i profili radiali, mediati sulle ellissi, di brillantezza superficiale, angolo

<sup>1</sup>IDL è distribuito da *ITT Visual Information Solution*. È disponibile all'indirizzo <http://www.ittvis.com>

di posizione ed ellitticità della galassia. Dopo aver mascherato le sorgenti indesiderate utilizzando i parametri dati da SEXTRACTOR, le isofote della galassia sono state interpolate con delle ellissi centrate in  $(\xi_0, \eta_0)$ , le coordinate del centro sono state stimate sempre grazie a SEXTRACTOR, mentre le ellissi sono state interpolate tramite il pacchetto ELLIPSE di IRAF.

Il passaggio successivo è quello di ottenere delle stime per i parametri liberi delle leggi parametriche delle varie componenti. Per estrapolare i valori dei parametri caratteristici di un disco esponenziale è sufficiente concentrarsi sull'andamento della brillantezza superficiale a grandi raggi, dove ci si aspetta che il contributo della galassia sia dominato da quello del disco e abbia un andamento esponenziale. Come stime per il rapporto assiale  $q_{\text{disco}}$  e l'angolo di posizione  $PA_{\text{disco}}$  sono stati utilizzati i valori mediati di angolo di posizione e schiacciamento delle isofote ellittiche a grandi raggi. Se il profilo del disco non viene accuratamente descritto da un disco di tipo I, ma risulta essere un disco di tipo II o III, è necessario operare visivamente una stima per il raggio  $r_{\text{break}}$ , da cui poi proseguire come nel caso di semplice legge esponenziale per i due andamenti distinti, ottenendo così un ulteriore valore per  $h_{\text{out}}$ . Il profilo monodimensionale del disco risultante viene sottratto a quello della galassia. Nei residui delle regioni nucleari così ottenuti è possibile individuare il profilo radiale di brillantezza superficiale dello sferoide che viene interpolato con una legge di Sérsic in cui  $n$  viene fatto variare iterativamente tra  $n = 0.5$  e  $n = 6$  con un passo di 0.5. I parametri di  $r_e$ ,  $I_e$  ed  $n$  così trovati vengono adottati come punto di partenza per interpolare la distribuzione di brillantezza superficiale dello sferoide. I parametri di angolo di posizione  $PA_{\text{sferoide}}$  e schiacciamento  $q_{\text{sferoide}}$  dello sferoide vengono stimati come l'angolo di posizione e lo schiacciamento associati al raggio efficace.

Quando si è in presenza di una barra, è necessario ispezionare visivamente il profilo di brillantezza superficiale. Il valore della brillantezza superficiale del caratteristico tratto costante viene assunto essere  $I_{0,\text{barra}}$ , la distanza del "ginocchio" che si forma in corrispondenza della fine del tratto costante della barra viene assunto come valore per  $a_{\text{barra}}$ . Come  $PA_{\text{barra}}$  e  $q_{\text{barra}}$  vengono utilizzati i valori osservati al raggio  $a_{\text{barra}}$ . Le ellissi generalizzate vengono assunte avere, per il momento, una forma perfettamente ellittica, data da  $c = 2$ . Una stima più accurata della forma delle ellissi viene determinata durante l'interpolazione del modello.

Per stimare i parametri della lente è necessario eseguire un procedimento analogo a quello svolto per la barra. A seguito di un'analisi visuale viene trovato un valore iniziale per  $r_{0,\text{lente}}$  e  $I_{0,\text{lente}}$ , mentre come angolo di posizione e schiacciamento vengono usati quelli calcolati al raggio di scala della lente. Nel caso degli anelli  $R_{\text{anello}}$  può essere ricavato tramite ispezione visiva, mentre i valori per la brillantezza superficiale centrale dell'anello e per la dispersione vengono ottenuti interpolando il profilo dell'anello con una gaussiana centrata in  $R_{\text{anello}}$ . Infine per le sorgenti puntiformi non risolte sono stati presi come stime iniziali i parametri della funzione di Moffat caratteristica della PSF delle stelle di campo.

Tutte le stime così ottenute sono state utilizzate per inizializzare il processo di minimizzazione del  $\chi^2$ . I parametri liberi sono stati lasciati variare fino a che non è stata raggiunta la condizione di convergenza, in cui il  $\chi^2$  si trova in una condizione di minimo e la sua variazione tra due passi successivi non risultava essere maggiore di  $10^{-7}$ .

Gli effetti combinati dell'apertura finita del telescopio e dell'interazione tra la turbolenza atmosferica e la luce che la attraversa, producono una dispersione della luce proveniente dall'oggetto e causano una riduzione della risoluzione spaziale. Durante ogni iterazione del processo di interpolazione questi effetti sono stati presi in considerazione convolvendo l'immagine del modello con la PSF, modellabile a discrezione dell'utilizzatore o da una gaussiana bidimensionale oppure da una funzione di Moffat. La convoluzione viene eseguita, prima del calcolo del  $\chi^2$  tramite l'algoritmo *Fast Fourier Transform* (Press et al., 1992). Il modello della galassia convoluto con la PSF viene poi sottratto all'immagine della galassia per ottenere così un'immagine dei residui.

### 1.3 Decomposizioni fotometriche non parametriche

Un esempio di tecnica di decomposizione fotometrica non parametrica della brillantezza superficiale di una galassia è quella della espansione multigaussiana (MGE dall'inglese *Multi-Gaussian Expansion*). Il metodo MGE consiste nel descrivere la distribuzione di brillantezza superficiale della galassia con una espansione in serie di gaussiane bidimensionali (Monnet et al., 1992).

Il vantaggio di questo approccio è che risulta possibile svolgere operazioni sul modello di brillantezza, come per esempio la deproiezione, la convoluzione e il calcolo del potenziale gravitazionale, in maniera analitica indipendentemente per ogni singola gaussiana che va a contribuire al modello. Questo permette quindi di ricavare in maniera rapida e diretta varie proprietà che altrimenti avrebbero richiesto ulteriori sviluppi analitici o numerici. Inoltre le gaussiane risultano essere molto efficaci per rappresentare profili della forma di leggi di potenza che sono molto comuni nel caso delle galassie, in quanto il contributo delle varie gaussiane risulta essere molto localizzato in corrispondenza della loro dispersione, permettendo così di descrivere l'andamento dei profili osservati in maniera molto precisa.

Diversi codici sono stati sviluppati nel corso degli anni per operare decomposizioni MGE (Emsellem et al. 1994, Sarzi et al. 2001, Cappellari 2002) e di seguito verrà riportato il formalismo di Cappellari (2002).

Sia  $(x', y', z')$  un sistema di coordinate cartesiane centrato nel nucleo della galassia con l'asse  $z'$  diretto lungo la linea di vista verso l'osservatore. Una generica distribuzione di brillantezza superficiale può essere scritta come sommatoria di gaussiane:

$$\Sigma(R', \theta') = \sum_{j=1}^N \frac{L_j}{2\pi \sigma_j'^2 q_j'} e^{-\frac{1}{2\sigma_j'^2} \left( x_j'^2 + \frac{y_j'^2}{q_j'^2} \right)}, \quad (1.15)$$

con:

$$\begin{cases} x_j' = R' \sin(\theta' - \psi_j) \\ y_j' = R' \cos(\theta' - \psi_j) \end{cases},$$

dove  $R'$  e  $\theta'$  formano un sistema di coordinate polari sul piano del cielo  $(x', y')$ . Il raggio  $R'$  viene misurato a partire dal centro della galassia mentre l'angolo  $\theta'$  viene misurato a partire dall'asse  $y'$  in verso antiorario. Il parametro  $N$  è il numero di gaussiane utilizzate per costruire il modello, ciascuna delle quali ha luminosità totale  $L_j$ , rapporto assiale osservato  $q_j'$ , dispersione  $\sigma_j'$  presa lungo l'asse maggiore della galassia, e angolo di posizione dell'asse maggiore  $\psi_j$  misurato in senso antiorario dall'asse  $y'$ .

Per poter efficacemente confrontare il modello di brillantezza superficiale costruito con MGE con l'andamento osservato della galassia è necessario convolverlo con la PSF. Questo, può essere fatto individualmente per le singole gaussiane assumendo che la PSF stessa possa essere scritta come somma di  $M$  gaussiane circolari:

$$PSF(R') = \sum_{k=1}^M \frac{G_k}{2\pi \sigma_k^{*2}} e^{-\frac{R'^2}{2\sigma_k^{*2}}}, \quad (1.16)$$

dove  $G_k$  è la luminosità totale delle gaussiane della PSF e  $\sigma_k^*$  è la loro dispersione. Si assume che  $\sum_{k=1}^M G_k = 1$  affinché la luminosità totale delle gaussiane  $L_j$  non cambi a seguito della convoluzione tra  $\Sigma(R', \theta')$  e la PSF. Ogni singola gaussiana del modello diventa:

$$\bar{\Sigma}(R', \theta') = L \sum_{k=1}^M \frac{G_k}{2\pi \bar{\sigma}_k'^2 \bar{q}_k'} e^{-\frac{1}{2\bar{\sigma}_k'^2} \left( x'^2 + \frac{y'^2}{\bar{q}_k'^2} \right)}, \quad (1.17)$$

dove:

$$\begin{cases} \bar{\sigma}'_k = \sigma'^2 + \sigma_k^{*2} \\ \bar{\sigma}'_k \bar{q}'_k{}^2 = \sigma'^2 q'_k{}^2 + \sigma_k^{*2} \end{cases} .$$

Sommando le singole componenti gaussiane così ottenute si costruisce il modello della galassia convoluto con la PSF. Ogni gaussiana è caratterizzata dalla luminosità totale, dalla dispersione e dal rapporto assiale. Questi valori possono essere determinati interpolando il modello con il profilo radiale osservato, o la distribuzione bidimensionale, di brillantezza superficiale.

In Cappellari (2002) vengono descritti vari metodi per eseguire questo procedimento; di seguito ne verranno presentati due, i quali saranno utilizzati successivamente. Il primo metodo consiste in un algoritmo per ricavare un modello per profili radiali, mentre il secondo è l'estensione del metodo precedente al caso bidimensionale. Per prima cosa vi è la necessità di campionare logicamente il profilo nel raggio, ottenendo il vantaggio di avere un buon rapporto tra segnale e rumore nelle regioni a grandi raggi, mantenendo inalterata l'informazione spaziale a piccoli raggi. Secondariamente risulta necessario ottenere la soluzione che minimizzi il  $\chi^2$  definito da :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^D \left[ \frac{C_i - \Sigma(R_i)}{C_i} \right]^2, \quad (1.18)$$

dove  $D$  è il numero di dati fotometrici  $C_i$  nel profilo osservato,  $R_i$  è l'asse maggiore dell'isofota corrispondente e  $\Sigma(R)$  è la versione monodimensionale dell'Eq. (1.15).

Per determinare il modello, si può utilizzare il fatto che l'Eq. (1.15) è lineare nella luminosità totale  $L_j$  e quindi data una combinazione qualsiasi delle variabili non lineari  $\sigma_j$  è possibile trovare una semplice soluzione al problema. In pratica, si risolve la minimizzazione dei minimi quadrati non lineari per le  $\sigma_j$ , le quali devono essere spaziate logicamente in raggio a partire da un raggio minimo  $R_{\min} = 0.75\sigma_{\text{PSF}}$  fino ad arrivare ad un raggio massimo  $R_{\max}$  determinato dal massimo raggio dei dati fotometrici. Questo calcolo viene svolto utilizzando il metodo di Levenberg-Marquardt. A questo punto, per ogni insieme di valori di  $\sigma_j$  considerato nel passo precedente, si trova il miglior valore per la luminosità totale. Questo è un problema dei minimi quadrati non negativi (o NNLS dall'inglese *Non Negative Least Squares*) che può essere risolto utilizzando l'algoritmo sviluppato da Lawson & Hanson (1974).

In alcuni casi è necessario assumere soluzioni con gaussiane negative, per esempio nel caso che il profilo non decresca in maniera monotona. Di conseguenza la soluzione del sistema lineare con il NNLS descritto sopra va sostituita da una soluzione ottenuta utilizzando il *Singular Value Decomposition* (Press et al., 1992). Tuttavia un modello ottenuto in questo modo può produrre gaussiane di segni diversi e valori molto grandi di  $L_j$ , rendendo così difficile derivare quantità fisiche che abbiano significato.

Per estendere l'algoritmo monodimensionale definito per i profili radiali al caso di una distribuzione bidimensionale di brillantezza superficiale è necessario per prima cosa imporre che l'algoritmo bidimensionale ne riporti lo stesso risultato. Risulta possibile ottenere questa condizione interpolando in parallelo il modello di MGE in coordinate polari, lungo una serie di  $N_{\text{sec}}$  profili fotometrici misurati lungo settori uniformemente spaziatati in angolo dall'asse maggiore all'asse minore, mediando i settori di ogni quadrante.

Il campionamento lungo i settori risulta spaziatato logicamente nel raggio ellittico definito da:  $m'^2 = x'^2 + \frac{y'^2}{q'^2}$ , dove  $q'^2$  è il rapporto assiale delle isofote. Questo permette che valga ancora la condizione di campionamento logaritmico, descritta precedentemente per i modelli monodimensionali.

I dati fotometrici sono ottenuti selezionando gruppi di *pixel* sull'immagine in base al loro raggio logaritmico che, dopo essere stati pesati per la loro luminosità e scartati se corrotti, permettono di ricavare le coordinate medie dei punti fotometrici.

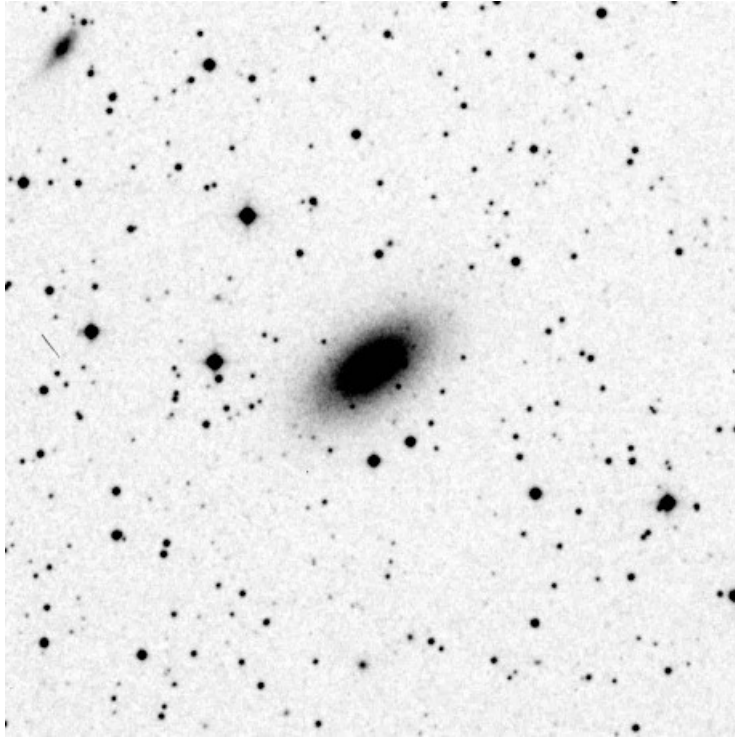


Figura 1.1: Immagine di NGC 7457 tratta dalla *Digitized Sky Survey* (DSS). Il campo di vista è di  $13 \times 13$  arcmin<sup>2</sup> con il nord in alto e l'est a sinistra.

Ora, assumendo un profilo di brillantezza superficiale a legge di potenza, l'errore relativo tra il modello e il profilo osservato risulta essere una funzione oscillante, che raggiunge il massimo errore relativo  $2N + 1$  volte con segni alterni. Una condizione simile esiste anche per la soluzione che minimizza il massimo errore assoluto, detta anche soluzione di minimax, di altre funzioni di approssimazione come i polinomi di Chebyshev e i polinomi razionali (Press et al., 1992). Il campionamento logaritmico risulta essere fondamentale anche perché assicura che la soluzione che si ottiene nella minimizzazione coincida con l'approssimazione numerica, garantendo così che detta soluzione sia anche un minimo globale del  $\chi^2$ . Nel caso reale la condizione per la soluzione di minimax definita sopra non può sempre essere verificata, a causa della presenza del rumore e del numero finito di dati. Nonostante ciò, la convergenza di una soluzione globale risulta ancora verificabile tramite un'ispezione visiva del risultato: ogni gaussiana deve dare un contributo significativo al modello e la presenza di gaussiane che rimangono isolatamente più basse delle altre è una indicazione che la soluzione non coincide con il minimo globale.

L'algoritmo di MGE permette a questo punto di operare una decomposizione fotometrica non parametrica a partire dal modello stesso, suddividendo le componenti gaussiane del modello originale in due gruppi ognuno con rapporto assiale differente, che descrivono uno il contributo di brillantezza superficiale dello sferoide e l'altro quello del disco.

## 1.4 Proprietà della galassia NGC 7457

La galassia NGC 7457 (Fig. 1.1), conosciuta anche come UGC 12306, è classificata come S0 da Nilson (1973), S0<sub>1</sub>(5) da Sandage & Tammann (1981) e SA(rs)0<sup>-</sup> da de Vaucouleurs et al. (1991, RC3). Sandage & Bedke (1994, tavola 33) riconoscono la presenza di un debole alone stellare caratteristico delle galassie lenticolari e una meno marcata differenziazione tra le componenti luminose rispetto alle galassie lenticolari più brillanti.

Le coordinate equatoriali di NGC 7457 (J2000.0) sono  $\alpha = 23^{\text{h}}00^{\text{m}}59.93^{\text{s}}$  e  $\delta = 30^{\circ}08'41.79''$ . La galassia ha una magnitudine apparente in banda *B* pari a  $m_B = 12.09$  mag (RC3) e le dimensioni apparenti di NGC 7457 sono  $D_{25} \times d_{25} = 4.26$  arcmin  $\times$  2.29 arcmin (RC3) riferite alle lunghezze

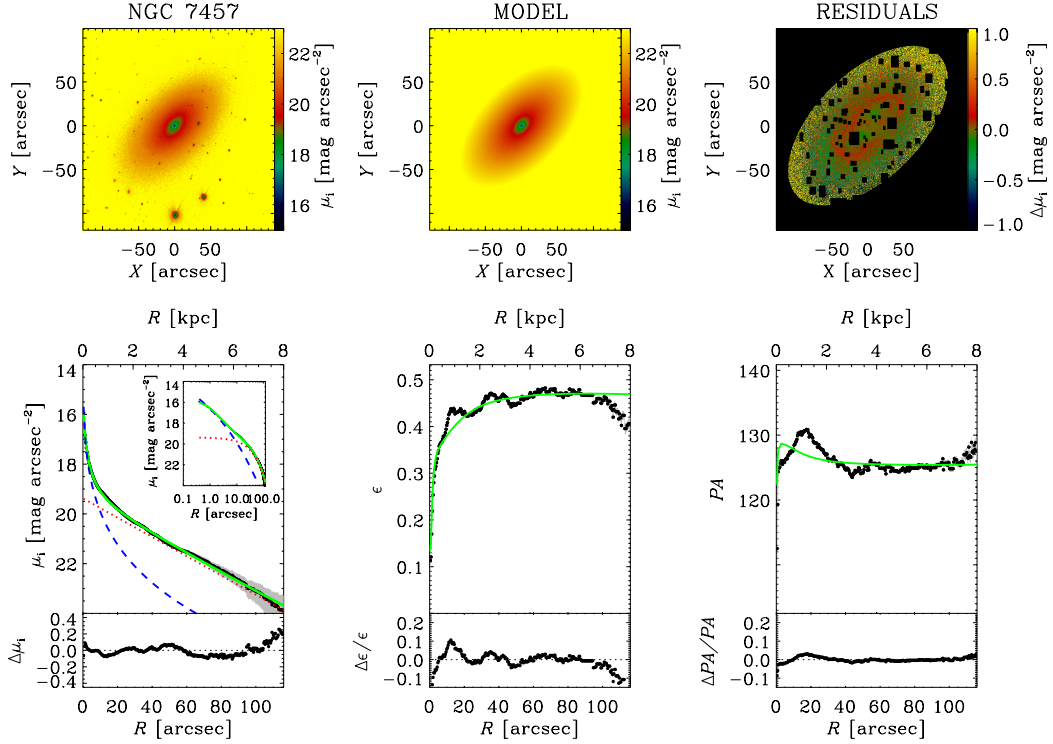


Figura 1.2: Decomposizione fotometrica bidimensionale dell’immagine in banda  $i$  della SDSS della galassia NGC 7457, ottenuta con GASP2D. I pannelli superiori (da sinistra a destra) mostrano la mappa osservata, il modello, e i residui (immagine osservata-modello) della distribuzione di brillantezza superficiale. Il campo di vista è orientato con il nord verso l’alto e l’est verso sinistra. Le aree nere nell’immagine dei residui corrispondono ai *pixel* non considerati nel modello. I pannelli inferiori invece riportano (da sinistra a destra) i profili radiali di brillantezza superficiale, ellitticità ed angolo di posizione misurati nell’immagine osservata (punti neri con barre d’errore grigie) e nel modello convoluto con la PSF (riga verde continua) e la loro corrispondente differenza. Inoltre, nel primo pannello a sinistra in basso, vengono presentati i profili dello sferoide (riga tratteggiata blu) e del disco (riga punteggiata rossa) che vanno a costruire il modello. Infine viene presentato il profilo di brillantezza superficiale in cui la distanza dal centro è in scala logaritmica.

degli assi maggiore e minore dell’isofota di brillantezza superficiale  $\mu_B = 25 \text{ mag arcsec}^{-2}$ . La distanza  $D = 12.9 \text{ Mpc}$  è stata determinata da Cappellari et al. (2011) dalla velocità di sistema eliocentrica corretta per velocità peculiare secondo Mould et al. (2000) e assumendo  $H_0 = 72 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ . Il *redshift* della galassia è  $z = 0.002815$  (RC3). La scala corrisponde a  $scala = 63.0 \text{ pc arcsec}^{-1}$  da cui si ha che  $D_{25} \times d_{25} = 16.12 \text{ kpc} \times 8.66 \text{ kpc}$  e  $M_{BT}^0 = -18.69 \text{ mag}$  dal valore corretto per estinzione e inclinazione  $m_B^0 = 11.86 \text{ mag}$  (RC3).

Costantin et al. (2018) hanno studiato la natura e la forma intrinseca dello sferoide di NGC 7457. I criteri fotometrici e spettroscopici introdotti da Fisher & Drory (2016) per distinguere tra sferoidi classici, formati per collasso o fusione, e sferoidi a disco, formati per evoluzione secolare, non permettono di discriminare in modo univoco quello di NGC 7457. Lo schiacciamento intrinseco dello sferoide ( $B/A = 0.91$ ,  $C/A = 0.49$ ) non è compatibile con quello dei dischi stellari (Rodríguez & Padilla, 2013,  $C/A < 0.369$ ) e questo porta a supporre che si tratti di uno sferoide classico.

Per caratterizzare la natura dello sferoide di NGC 7457 Costantin et al. (2018) hanno eseguito una decomposizione fotometrica della galassia. La decomposizione è stata eseguita con l’algoritmo GASP2D. La brillantezza superficiale osservata della galassia è stata interpolata con un modello formato da uno sferoide ed un disco. Il contributo della brillantezza superficiale dello sferoide è stato parametrizzato con una legge di Sérsic (Eq. (1.2)) mentre il contributo della brillantezza superficiale del disco è stato

assunto seguire una doppia legge esponenziale (Eq. (1.4)). I parametri ottenuti a seguito dell'interpolazione sono la brillantezza superficiale al raggio efficace  $\mu_e = 21.41 \pm 0.01$  mag arcsec<sup>-1</sup>, il raggio efficace  $r_e = 21.8 \pm 0.1$  arcsec, l'indice di Sérsic  $n = 4.86 \pm 0.01$ , l'angolo di posizione  $PA_{\text{sferoide}} = 128.9 \pm 0.2$  deg e lo schiacciamento  $q_{\text{sferoide}} = 0.645 \pm 0.002$  per lo sferoide. La brillantezza superficiale centrale  $\mu_0 = 19.38 \pm 0.06$  mag arcsec<sup>-2</sup>, la lunghezza di scala  $h = 28.02 \pm 0.05$  arcsec, è presente solo la lunghezza di scala interna in quanto il disco viene parametrizzato da una legge esponenziale semplice, l'angolo di posizione  $PA_{\text{disco}} = 125.0 \pm 0.1$  deg e lo schiacciamento  $q_{\text{disco}} = 0.511 \pm 0.01$  per il disco. Il rapporto  $B/T$  tra la luminosità dello sferoide e quella totale è  $B/T = 0.32$ . I risultati della decomposizione fotometrica sono riportati in Fig. 1.2. I profili radiali di brillantezza superficiale, ellitticità e angolo di posizione sono ben riprodotti dal modello con differenze tipicamente inferiori al 10%. A seguito di un'ispezione visiva dell'immagine dei residui non sono state individuate componenti di brillantezza superficiale associate a strutture non considerate precedentemente.

## 1.5 Scopo e schema della tesi

Lo scopo di questa tesi è quello di eseguire una decomposizione fotometrica non parametrica della brillantezza superficiale della galassia lenticolare NGC 7457 e di confrontare i risultati ottenuti con quelli della decomposizione parametrica svolta da Costantin et al. (2018).

La decomposizione non parametrica sarà eseguita di seguito tramite l'algoritmo di MGE sviluppato da Cappellari (2002), mentre la decomposizione fotometrica parametrica è stata eseguita tramite l'algoritmo di GASP2D sviluppato da Méndez-Abreu et al. (2008, 2017).

Lo schema della tesi è il seguente.

- Capitolo 1: Nella Sez. 1.1 viene data una prima definizione delle decomposizioni fotometriche delle galassie, con particolare attenzione alla distinzione tra decomposizioni fotometriche parametriche e non parametriche. Nella Sez. 1.2 per prima cosa viene riportata una serie delle principali leggi parametriche che descrivono i contributi di luce delle diverse strutture che compongono le galassie a disco. Poi vengono presentati alcuni metodi che, sfruttando queste leggi, sono in grado di eseguire le decomposizioni fotometriche parametriche. Nella Sez. 1.3 viene descritto un metodo utile ad eseguire decomposizioni fotometriche non parametriche. Nella Sez. 1.4 vengono espone le principali proprietà e i risultati di una decomposizione fotometrica parametrica della galassia lenticolare NGC 7457. Infine nella Sez. 1.5 vengono presentati la struttura della tesi e il suo scopo.
- Capitolo 2: Nella Sez. 2.1 viene brevemente presentata la *Sloan Digital Sky Survey III* (SDSS) e vengono descritte le principali proprietà dell'immagine di NGC 7457 acquisita dall'archivio della SDSS. Nella Sez. 2.2 viene descritto il procedimento della sottrazione del valore residuo della brillantezza superficiale del cielo. Nella Sez. 2.3 vengono presentate la calibrazione e le varie correzioni fotometriche eseguite sull'immagine della galassia. Infine nella Sez. 2.4 vengono descritti e presentati due modelli di brillantezza superficiale di NGC 7457 eseguiti tramite MGE, uno in cui tutti i parametri sono stati lasciati liberi di variare e l'altro in cui è stata eseguita la decomposizione fotometrica.
- Capitolo 3: Nella Sez. 3.1 vengono confrontati i risultati della decomposizioni fotometrica parametrica eseguita con GASP2D con quelli della decomposizione fotometrica non parametrica ottenuta da MGE per la galassia NGC 7457. Nella Sez. 3.2 vengono infine presentate le conclusioni.



## Capitolo 2

# Analisi fotometrica di NGC 7457

Nella Sez. 2.1 viene brevemente presentata la *Sloan Digital Sky Survey III* (SDSS) e vengono descritte le principali proprietà dell'immagine di NGC 7457 acquisita dall'archivio della SDSS. Nella Sez. 2.2 viene descritto il procedimento della sottrazione del valore residuo della brillantezza superficiale del cielo. Nella Sez. 2.3 vengono presentate la calibrazione e le varie correzioni fotometriche eseguite sull'immagine della galassia. Infine nella Sez. 2.4 vengono descritti e presentati due modelli di brillantezza superficiale di NGC 7457 eseguiti tramite MGE, uno in cui tutti i parametri sono stati lasciati liberi di variare e l'altro in cui è stata eseguita la decomposizione fotometrica.

### 2.1 Acquisizione dell'immagine

L'immagine della galassia NGC 7457 è stata scaricata dall'archivio *Data Archive Center* (DAS) della *Data Release 9* (DR9), rilasciata nell'agosto 2012 della *Sloan Digital Sky Survey III* (SDSS-III, Ahn et al., 2012). La SDSS-III è un programma di quattro campagne osservative cominciate nel 2008. Queste sono: 1) la *Barion Oscillation Spectroscopic Survey* (BOSS) che mira ad individuare galassie rosse luminose e quasar per misurare la scala caratteristica impressa sull'Universo primordiale dall'oscillazione acustica barionica; 2) la seconda fase della *Sloan Extension for Galactic Understanding and Exploration* (SEGUE-2), campagna osservativa mirata ad ottenere spettri di stelle di vari tipi spettrali con cui investigare la struttura della Via Lattea; 3) l'*APO Galactic Experiment* (APOGEE) che produce spettri ad alta risoluzione e buon rapporto segnale rumore di stelle giganti rosse presenti nel disco e nello sferoide della Via Lattea allo scopo di studiare le abbondanze chimiche e le velocità radiali delle stelle che popolano quelle regioni; 4) la *Multi-object APO radial Velocity Exoplanet Large-area Surveys* (MARVELS) che monitora le velocità radiali di stelle luminose per riconoscere eventuali esopianeti giganti gassosi e determinarne i periodi di rivoluzione.

Queste campagne osservative sono state condotte tramite il telescopio dedicato di 2.5 metri di diametro situato all'*Apache Point Observatory* nel New Mexico. La SDSS ha prodotto una grande quantità di immagini e spettri; nei suoi primi otto anni di operato ha mappato  $14555 \text{ deg}^2$  del cielo ottenendo 938046 immagini individuali.

La fotometria è stata eseguita in cinque bande differenti proprie della SDSS e sono le bande  $u$ ,  $g$ ,  $r$ ,  $i$  e  $z$  (Fukugita et al., 1996). La banda  $u$  presenta lunghezza d'onda efficace  $\lambda_e = 3551 \text{ \AA}$  e un limite in magnitudine  $m_{\text{limite}} = 22.0 \text{ mag}$ , la banda  $g$  ha  $\lambda_e = 4686 \text{ \AA}$  e  $m_{\text{limite}} = 22.2 \text{ mag}$ , la banda  $r$  ha invece  $\lambda_e = 6165 \text{ \AA}$  e  $m_{\text{limite}} = 22.2 \text{ mag}$ , la banda  $i$  presenta  $\lambda_e = 7481 \text{ \AA}$  e  $m_{\text{limite}} = 21.3 \text{ mag}$  ed infine la banda  $z$  ha  $\lambda_e = 8931 \text{ \AA}$  e  $m_{\text{limite}} = 20.5 \text{ mag}$ . Dall'archivio DAS, è stata scaricata l'immagine multistrato FITS di NGC 7457 nella banda  $i$  della SDSS. I dati sono stati scompattati tramite il

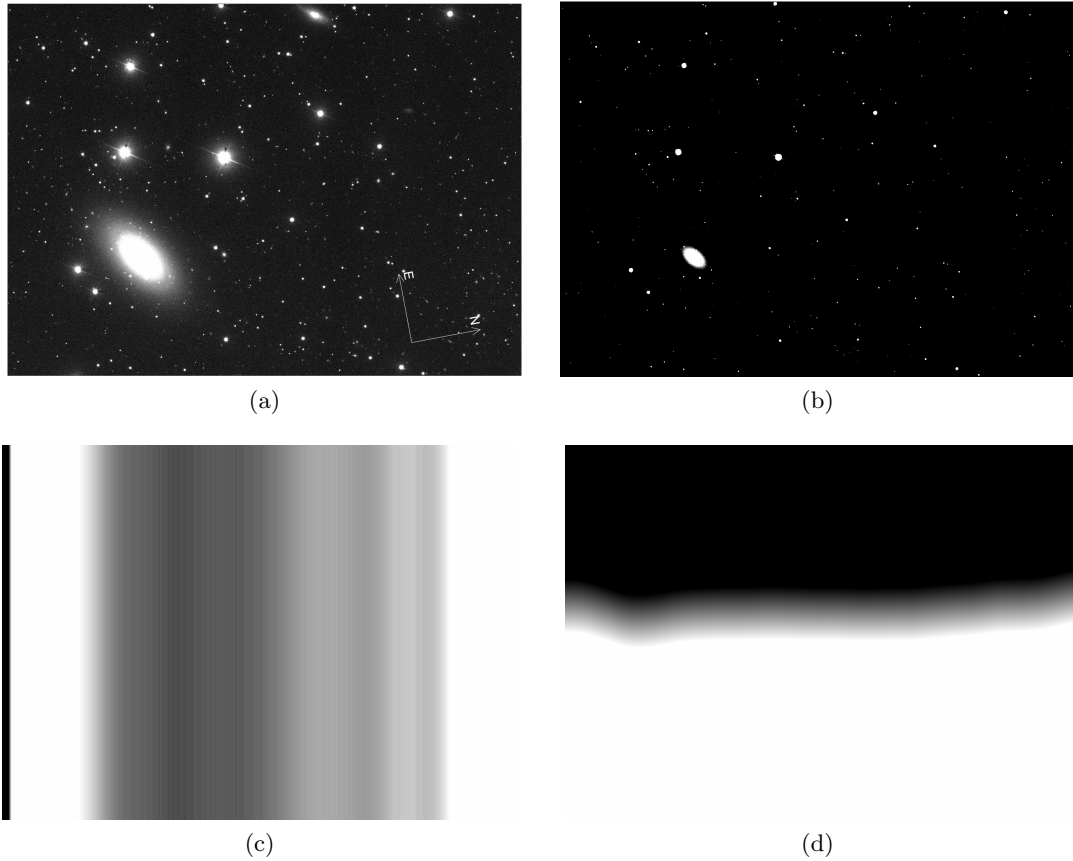


Figura 2.1: Immagine multistrato in banda  $i$  di NGC 7457. (a) Immagine della galassia con il cielo. (b) Immagine della galassia sottratta della brillantezza superficiale del cielo. (c) Immagine di calibrazione. (d) Immagine del cielo.

programma READ\_SDSS scritto in IDL. Le immagini FITS scaricate e processate con READ\_SDSS comprendono:

- Un'immagine non calibrata della galassia NGC 7457 non sottratta della brillantezza superficiale del cielo in conteggi.
- Un'immagine della galassia non calibrata sottratta della brillantezza superficiale del cielo in conteggi.
- Un'immagine di calibrazione in nanomaggies  $\text{conteggi}^{-1}$ . I nanomaggies sono un'unità di misura lineare del flusso luminoso. Sono legati alle magnitudini dalla relazione  $m = 22.5 \text{ mag} - 2.5 \log f$  dove  $m$  sono le magnitudini e  $f$  è il flusso in nanomaggies.
- Un'immagine del cielo misurata in conteggi.

Le immagini scaricate sono riportate in Fig. 2.1.

READ\_SDSS ha fornito anche i valori delle costanti di calibrazione per la banda  $i$  in unità lineari e in unità di magnitudine. Le dimensioni spaziali delle immagini scaricate sono  $1361 \times 2048 \text{ pixel}^2$  (pari a  $539.1 \times 811.3 \text{ arcsec}^2$ ) mentre la scala del CCD è  $s = 0.3961 \text{ arcsec pixel}^{-1}$ .

## 2.2 Sottrazione del valore residuo del cielo

Le immagini ottenute dalla SDSS sono già state corrette per la sottrazione della brillantezza superficiale media del cielo. La correzione però risulta non essere sufficientemente buona per poter operare delle decomposizioni fotometriche. La stima della brillantezza superficiale del cielo data dalla SDSS consiste

in una stima globale su tutto il campo di vista dopo aver mascherato le sorgenti più luminose (Aihara et al., 2011). Questo tipo di procedura risulta essere non sufficientemente accurata nelle regioni più deboli delle galassie molto grandi (Hyde & Bernardi 2009, Costantin et al. 2017, Méndez-Abreu et al. 2017), soprattutto in quanto il contributo della brillantezza superficiale delle componenti che si vogliono identificare è molto debole rispetto alla brillantezza superficiale del cielo. Per questo motivo risulta necessario stimare e correggere il valore residuo della brillantezza superficiale del cielo.

L'idea fondamentale è quella di costruire un primo profilo radiale di brillantezza superficiale esteso, a partire dalle regioni più esterne dell'oggetto fino ad arrivare alle zone esclusivamente dominate dal cielo. Di seguito viene descritto il procedimento con il quale viene costruito il profilo:

1. Individuazione delle coordinate del centro, angolo di posizione, ed ellitticità delle regioni centrali della galassia.

Tramite una prima ispezione visiva del campo di vista dell'immagine in banda  $i$  è stato possibile individuare NGC 7457. Utilizzando la procedura IMEXAMINE di IRAF<sup>1</sup> è stato individuato il *pixel* più luminoso nelle regioni centrali della galassia, le cui coordinate sono state assunte come stima preliminare della posizione del centro di NGC 7457. Queste coordinate sono in *pixel* (447.4, 451.6) e in arcsec (177.2, 178.9), dove il primo valore corrisponde al numero della colonna del *pixel* del centro mentre il secondo corrisponde al numero della riga. IMEXAMINE ha inoltre fornito delle stime iniziali del flusso luminoso misurato in conteggi, ottenuto come la somma dei valori misurati dei *pixel* nella regione campionata. L'angolo di posizione  $PA$  e l'ellitticità  $\epsilon$  caratteristici delle regioni più interne di NGC 7457 sono stati ottenuti a partire dai momenti di intensità definiti da:

$$M_{xx} = \frac{\sum (x^2 I)}{\sum I} \quad (2.1)$$

$$M_{yy} = \frac{\sum (y^2 I)}{\sum I} \quad (2.2)$$

$$M_{xy} = \frac{\sum (xy I)}{\sum I}, \quad (2.3)$$

in funzione di questi l'angolo di posizione e l'ellitticità risultano essere:

$$PA = \frac{1}{2} \arctan \left( \frac{2M_{xy}}{M_{xx} - M_{yy}} \right) \quad (2.4)$$

$$\epsilon = \frac{[(M_{xx} - M_{yy})^2 + 4M_{xy}^2]^{\frac{1}{2}}}{M_{xx} + M_{yy}}, \quad (2.5)$$

dove  $x$  e  $y$  sono le coordinate dei *pixel* della zona campionata, mentre  $I$  è valore del flusso del *pixel* ottenuto interpolando o da una gaussiana o da una funzione di Moffat. I valori di angolo di posizione  $PA = 124.8$  deg, misurato in verso antiorario dall'asse definito dalla direzione delle colonne, ed ellitticità  $\epsilon = 0.46$  sono stati utilizzati come stime iniziali per interpolare le isofote di NGC 7457 con delle ellissi.

2. Mascheramento delle sorgenti indesiderate.

Prima di eseguire l'interpolazione delle isofote con delle ellissi è necessario mascherare tutte le sorgenti spurie, stelle di campo, galassie vicine e galassie di fondo, con l'eccezione di NGC 7457 in una zona relativamente ampia attorno a questa. Essendo l'obiettivo di questa operazione quello di costruire un profilo radiale della brillantezza superficiale del cielo, è necessario mascherare

---

<sup>1</sup>IRAF è distribuito dal *National Optical Astronomy Observatory* (NOAO) che è gestito dalla *Association of University for Research in Astronomy* (AURA) insieme alla *National Science Foundation* (NSF). È disponibile all'indirizzo <http://iraf.noao.edu/>

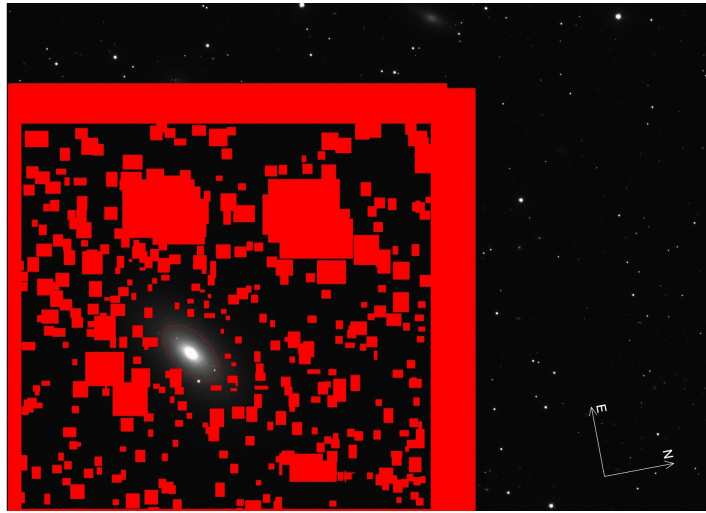


Figura 2.2: Maschera utilizzata durante l'interpolazione delle ellissi alle isofote del cielo. Il campo di vista è di  $1361 \times 2048 \text{ arcsec}^2$  e l'orientazione dell'immagine è specificata.

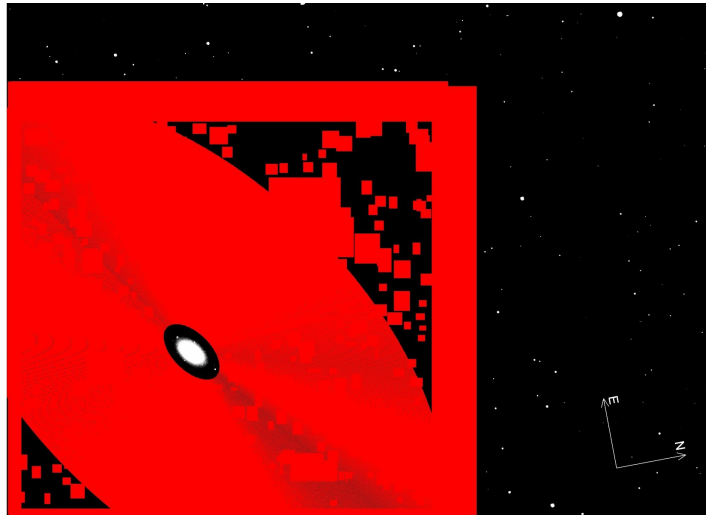


Figura 2.3: Immagine del risultato dell'interpolazione delle isofote del cielo con delle ellissi. Il campo di vista e l'orientazione dell'immagine è come in Fig. 2.2

con particolare attenzione le sorgenti presenti nelle regioni periferiche della galassia, mentre si possono eventualmente trascurare quelle interne, in quanto non saranno comunque utilizzate per ricavare una stima per l'intensità del cielo. La maschera è stata creata coprendo manualmente le sorgenti interessate tramite l'apposito comando fornito dalla procedura ELLIPSE disponibile in IRAF. La maschera così ottenuta è stata salvata in un immagine in formato FITS ed utilizzata nelle fasi successive (Fig. 2.2).

### 3. Interpolazione di ellissi alle isofote esterne della galassia e del cielo.

L'interpolazione delle isofote con ellissi è stata eseguita con il comando ELLIPSE di IRAF imponendo alle ellissi di avere semiasse maggiore di lunghezza compresa tra 100 pixel (39.6 arcsec) e 900 pixel (356.5 arcsec), per avere una serie di dati sufficientemente popolata è stato utilizzato un passo del semiasse maggiore tra ellissi consecutive di 1 pixel. L'angolo di posizione e l'ellitticità delle ellissi sono stati assunti costanti e coincidenti con i dati ottenuti con IMEXAMINE, poiché risultano essere irrilevanti per la stima del residuo della brillantezza superficiale del cielo in quanto questa risulta essere indipendente dalla direzione in cui viene eseguito il campionamento e dalla forma delle ellissi con cui viene interpolato. Ad ELLIPSE è stato permesso di interpolare tutte isofote con almeno il 10% dei pixel non corrotti. Questo per assicurarsi che l'interpolazione

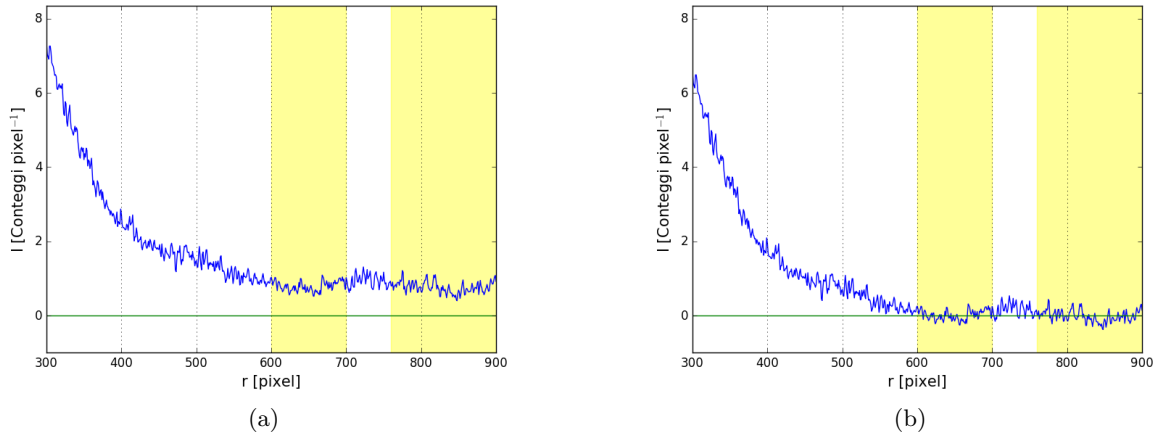


Figura 2.4: Il pannello (a) mostra l'andamento della brillantezza superficiale delle isofote ellittiche contro il loro semiasse maggiore prima della seconda sottrazione del valore residuo del cielo. Il pannello (b) descrive le stesse quantità dopo aver sottratto la brillantezza superficiale residua del cielo. I semiasse maggiori hanno valori compresi tra 300 pixel (118.8 arcsec) e 900 pixel (356.5 arcsec). Le fasce gialle individuano le regioni utilizzate per il calcolo del valore medio del cielo.

non si bloccasse incontrando regioni fortemente mascherate e/o uscendo parzialmente dai confini dell'immagine. Le ellissi interpolanti sono mostrate in Fig. 2.3.

#### 4. Stima e sottrazione del valore residuo del cielo.

Il comando ELLIPSE riporta i risultati dell'interpolazione in una tabella che include i valori dei semiasse maggiori in pixel e quelli della brillantezza superficiale in conteggi  $\text{pixel}^{-1}$ . Questi sono stati disposti in grafico nella Fig. 2.4. Per operare una stima del valore residuo della brillantezza superficiale del cielo sono state individuate, tramite un'ispezione visiva dei grafici, le regioni oltre le quali il cielo domina la brillantezza superficiale osservata, approssimativamente per valori di semiasse maggiore maggiori di 600 pixel (237.7 arcsec). I valori della brillantezza superficiale sono stati mediati tra loro e il risultato è stato utilizzato come stima del valore medio della brillantezza superficiale del residuo del cielo. Più in dettaglio, sono state utilizzate brillanzze superficiali di isofote interpolate da ellissi associate a valori di semiasse maggiori compresi tra 600 pixel (237.7 arcsec) e 900 pixel (356.5 arcsec). La zona compresa tra i 700 (277.3 arcsec) e 760 pixel (301.1 arcsec) è stata scartata, in quanto risulta essere sistematicamente più intensa, possibilmente a causa della presenza di sorgenti non perfettamente mascherate data la vicinanza della galassia al margine dell'immagine. Il valore di brillantezza superficiale residuo del cielo risulta essere  $I_{\text{cielo}} = 0.8$  conteggi  $\text{pixel}^{-1}$ , e lo scarto quadratico medio associato alla media,  $\sigma_{\text{cielo}} = 0.1$  conteggi  $\text{pixel}^{-1}$ .

## 2.3 Calibrazione fotometrica

L'algoritmo MGE riporta come risultati i parametri caratteristici delle gaussiane che compongono il modello di brillantezza superficiale, i quali sono la luminosità totale delle gaussiane  $L_j$ , la dispersione  $\sigma'_j$ , e il rapporto assiale  $q'_j$ . Mentre il rapporto assiale è una quantità adimensionale, la luminosità totale e la dispersione sono espresse rispettivamente in conteggi e pixel.

Dopo aver costruito il modello di brillantezza superficiale ed aver eseguito la decomposizione fotometrica è necessario passare da misure di luminosità a misure di brillantezza superficiale, per ora espressa in conteggi  $\text{pixel}^{-1}$ . Sia brillantezza superficiale che dispersione sono espresse nelle unità di misura strumentali, che dipendono dalle caratteristiche della strumentazione impiegata per misurarle. Per poter risolvere questa dipendenza, e ottenere delle grandezze espresse in unità di misura tipiche, è necessario

trasformare la brillantezza superficiale da conteggi  $\text{pixel}^{-1}$  a  $\text{mag arcsec}^{-2}$ . Queste unità di misura rappresentano ancora le quantità osservate della galassia, che non coincidono con quelle intrinseche. Per poter passare nelle brillantezze superficiali e dispersione intrinseche è necessario passare rispettivamente da  $\text{mag arcsec}^{-2}$  a  $L_{\odot} \text{pc}^{-2}$  e da  $\text{arcsec}$  a  $\text{pc}$ . Oltre a ciò bisogna operare alcune correzioni fotometriche che tengano conto degli effetti della dinamica cosmica e dalla presenza di eventuali assorbimenti. Il passaggio dalla luminosità totale in conteggi alla brillantezza superficiale del picco della gaussiana in conteggi  $\text{pixel}^{-1}$   $C_0$  avviene utilizzando la seguente relazione:

$$C_0 = \frac{L_j}{2\pi \sigma_j'^2 q_j'} \quad (2.6)$$

A questo punto si trasforma la brillantezza superficiale  $C_0$  in  $\text{mag arcsec}^{-2}$  tramite la seguente formula:

$$\mu_0 = -2.5 \log \frac{C_0}{A} + zptm \quad (2.7)$$

dove  $A$  è la superficie di un *pixel* in  $\text{arcsec}^2$  e  $zptm = 27.83 \text{ mag}$  è la costante di calibrazione della banda fotometrica dell'immagine in unità di magnitudini che permette di passare dalle unità strumentali a quelle fisiche. Si ha che:

$$\mu_0 = -2.5 \log C_0 + 2.5 \log A + zptm = -2.5 \log C_0 + zptmu, \quad (2.8)$$

dove  $zptmu = 2.5 \log A + 27.83 = 25.82 \text{ mag arcsec}^{-2}$  è la costante di calibrazione in unità di brillantezza superficiale.

Trasformata la luminosità totale in conteggi in una brillantezza superficiale centrale è ora necessario convertire la dispersione  $\sigma_j'$  da  $\text{pixel}$  a  $\text{parsec}$ . Per prima cosa bisogna calcolare la  $\sigma_j'$  in  $\text{arcsec}$ , moltiplicando  $\sigma_j'$  per la scala del CCD:

$$\sigma_j'[\text{arcsec}] = \sigma_j'[\text{pixel}] s. \quad (2.9)$$

La dispersione può essere trasformata in  $\text{parsec}$  moltiplicandola per il fattore di scala definito come  $scala = \frac{D[\text{pc}]}{206265 \text{ arcsec}} = 63 \text{ pc arcsec}^{-1}$ , dove  $D = 12.9 \text{ Mpc}$ :

$$\sigma_j'[\text{parsec}] = \sigma_j'[\text{arcsec}] scala. \quad (2.10)$$

### 2.3.1 Attenuazione cosmologica

La brillantezza superficiale, definita come il flusso di fotoni proveniente da una sorgente estesa sull'angolo solido sotteso da questa, può essere riscritta in funzione della luminosità  $L$  e della superficie della sorgente  $S$  come:

$$I = \frac{F}{\Omega} = \frac{L / 4\pi d_l^2}{S / d_a^2}, \quad (2.11)$$

dove  $I$  è la brillantezza superficiale in unità lineari e  $d_l$  e  $d_a$  sono rispettivamente la distanza di luminosità e la distanza di diametro angolare. Le distanze  $d_l$  e  $d_a$  sono uguali solo in prima approssimazione e in questo caso la brillantezza superficiale risulta essere indipendente dalla distanza. In realtà queste presentano una diversa dipendenza dal *redshift*,  $d_a = d_l (1+z)^{-2}$ , a causa della struttura non euclidea dell'Universo. Dalla precedente relazione si ricava che:  $I \propto d_a^2 d_l^{-2} = (1+z)^{-4}$ . La brillantezza superficiale dipende quindi da  $z$ , la brillantezza superficiale osservata decresce come  $(1+z)^{-4}$  al crescere della distanza.

Risulta necessario riportare la brillantezza superficiale da quella osservata a quella intrinseca che appare nella Eq. (2.8) sostituendo  $C_0$  con  $C_{0,\text{intrinseca}} = C_0 (1+z)^4$ . L'Eq. (2.8) diventa quindi:

$$\mu_{0,\text{intrinseca}} = -2.5 \log C_{0,\text{intrinseca}} + zptmu. \quad (2.12)$$

### 2.3.2 Correzione K

Una sorgente a *redshift*  $z$ , osservata ad una particolare frequenza di osservazione  $\nu_0$ , ha emesso i fotoni, non a  $\nu_0$  ma ad una frequenza più bassa  $\nu_0(1+z)$ . Questo effetto può essere esteso da singole frequenze a intere bande. Lo spostamento in frequenza è causato dall'azione del *redshift* cosmologico, associato alla particolare dinamica espansiva dell'universo, e va ad arrossare i fotoni emessi dall'oggetto osservato. La brillantezza superficiale osservata alla banda  $i$  non coincide quindi con quella emessa in quella particolare banda di frequenze. Per correggere questo effetto viene introdotta la cosiddetta correzione K, e l'Eq. (2.14) risulta quindi essere:

$$\mu_{0,\text{intrinseca}} = -2.5 \log C_{0,\text{intrinseca}} + zptmu - K_i, \quad (2.13)$$

dove  $\mu_{0,\text{intrinseca}}$  è la brillantezza superficiale intrinseca in unità di  $\text{mag arcsec}^{-2}$ ,  $C_{0,\text{intrinseca}}$  è la brillantezza superficiale corretta intrinseca,  $zptmu$  è la costante di calibrazione della banda fotometrica  $i$  in brillantezza superficiale,  $K_i$  è la correzione K. Il termine  $K_i$  oltre a dipendere dal *redshift*  $z$  della galassia dipende anche dalla banda in cui questa viene osservata e dalla forma dello spettro, rappresentata dall'indice di colore. Per avere un valore della correzione K è stato utilizzato il programma *K-Correction Calculator*<sup>2</sup> (Chilingarian & Zolotukhin, 2012).

L'indice di colore scelto per il calcolo è stato il valore di  $(g-i)$  corretto per estinzione galattica nelle bande  $g$  e  $i$  della SDSS. Il risultato che si ottiene è  $K_i = 0$  e quindi la correzione K per NGC 7457 risulta così piccola da poter trascurata.

### 2.3.3 Correzione per estinzione galattica

Un altro fattore di cui è necessario tenere conto è l'estinzione galattica dovuta all'assorbimento della brillantezza superficiale della galassia provocato da gas e polveri presenti nel mezzo interstellare del disco della Via Lattea. Questa correzione non dipende dalle proprietà dell'oggetto che si sta osservando ma dipende dalla banda di osservazione e dalle sue coordinate. Per correggere l'effetto dell'assorbimento è sufficiente sottrarre il coefficiente di assorbimento nella banda  $i$  che per NGC 7457 risulta essere  $A_i = 0.090$  (Schlafly & Finkbeiner, 2011) e dall'Eq. (2.12) si ottiene:

$$\mu_{0,\text{intrinseca}} = -2.5 \log C_{0,\text{intrinseca}} + zptmu - K_i - A_i. \quad (2.14)$$

Dopo aver tenuto conto di queste correzioni è possibile passare da brillantezze superficiali misurate in  $\text{mag arcsec}^{-2}$  a  $L_\odot \text{ pc}^{-2}$ . Questo viene fatto tramite la relazione:

$$L_{0,\text{intrinseca}} = 10^{-0.4(\mu_{0,\text{intrinseca}} - \mu_{\odot,i})}, \quad (2.15)$$

dove  $\mu_{0,\text{intrinseca}}$  è la brillantezza superficiale intrinseca, corretta per estinzione galattica e correzione K, e  $\mu_{\odot,i}$  è la brillantezza superficiale del Sole in banda  $i$  definita dalla relazione:

$$\mu_{\odot,i} = M_{\odot,i} + 5 \log 206265 - 5 = 25.76 \text{ mag}, \quad (2.16)$$

dove  $M_{\odot,i} = 4.19 \text{ mag}$  è la magnitudine assoluta del Sole in banda  $i$  (Willmer, 2018).

<sup>2</sup>Disponibile in <http://kcor.sai.msu.ru/>.

## 2.4 Decomposizione MGE

Per costruire il modello di brillantezza superficiale di NGC 7457 con MGE è necessario per prima cosa conoscere i parametri della PSF, con i quali è possibile effettuare la convoluzione descritta nella Sez. 1.3.

Per ottenere un modello della PSF è stato applicato MGE ad una stella di campo. Le stelle sono sorgenti luminose che possono essere considerate come sorgenti puntiformi a causa delle loro estremamente ridotte dimensioni angolari e la cui dimensione apparente è causata dalla sola PSF. I parametri di inizializzazione per poter avviare MGE sulla stella sono stati ottenuti tramite il pacchetto IMEXAMINE, analogamente a quanto fatto per la galassia nella Sez. 2.2 e sono: le coordinate del centro  $x_0^* = 199.82$  pixel e  $y_0^* = 401.02$  pixel e i valori di angolo di posizione  $PA^* = 69.3$  deg ed ellitticità  $\epsilon^* = 0.03$ . L'angolo di posizione e l'ellitticità risultano essere ininfluenti nell'interpolazione successiva, in quanto le isofote della PSF sono assunte essere di forma perfettamente circolare. Il modello della brillantezza superficiale della stella risulta formato da  $M = 5$  gaussiane. Nella Fig. 2.5a vengono presentati alcuni profili radiali della brillantezza superficiale del modello MGE della stella, mentre nella Fig. 2.2 viene riportata la mappa bidimensionale del modello di brillantezza superficiale.

A partire dalla luminosità totale delle gaussiane del modello sono state calcolate le costanti di normalizzazione  $G_k^*$  come il rapporto tra la luminosità totale delle singole gaussiane e quella dell'intero modello,  $G_k^* = \frac{L_k^*}{\sum_{k=1}^5 L_k^*}$ . Le costanti di normalizzazione  $G_k^*$  e i valori delle dispersioni  $\sigma_k^*$  sono riportati nella Tab. 2.1 e sono stati utilizzati come parametri della PSF durante l'interpolazione di NGC 7457 tramite MGE.

Prima di costruire il modello di brillantezza superficiale di NGC 7457 con MGE, l'immagine della galassia corretta per il valore residuo della brillantezza superficiale del cielo è stata ritagliata in un'immagine più piccola di  $900 \times 900$  pixel<sup>2</sup> centrata nel centro di NGC 7457. Su questa immagine è stata eseguita una ulteriore interpolazione delle isofote della galassia tramite ellissi con ELLIPSE. Questa ha permesso di affinare le stime dei parametri necessari per inizializzare MGE. In questo caso le coordinate del centro, l'angolo di posizione e l'ellitticità sono stati lasciati liberi di variare da un'ellisse all'altra. I semiassi maggiori delle ellissi di interpolazione sono stati campionati dal centro della galassia fino a 330 pixel (130.7 arcsec) di distanza dove la brillantezza superficiale della galassia raggiunge il valore del rumore del cielo  $rms_{\text{cielo}} = 7.2$  conteggi pixel<sup>-1</sup>. Il rumore del cielo è stato calcolato come il valore medio del rumore misurato in cinque posizioni differenti sull'immagine in zone prive di sorgenti luminose. Questi valori del rumore sono stati ricavati tramite la procedura IMEXAMINE e sono:  $rms_{1,\text{cielo}} = 7.2$  conteggi pixel<sup>-1</sup>,  $rms_{2,\text{cielo}} = 6.5$  conteggi pixel<sup>-1</sup>,  $rms_{3,\text{cielo}} = 7.6$  conteggi pixel<sup>-1</sup>,  $rms_{4,\text{cielo}} = 6.7$  conteggi pixel<sup>-1</sup> e  $rms_{5,\text{cielo}} = 7.9$  conteggi pixel<sup>-1</sup> a cui corrisponde uno scarto quadratico medio di 0.5 conteggi pixel<sup>-1</sup>. Il valore del rumore del cielo risulta quindi consistente con quello stimato da Costantin et al. (2018) per la stessa immagine di NGC 7457.

Prima di eseguire l'interpolazione delle isofote è stata costruita una nuova maschera, nella quale sono state mascherate tutte le sorgenti spurie, sia quelle presenti nelle regioni più interne che quelle a grandi raggi. Come stime per inizializzare ELLIPSE sono stati utilizzati i valori nelle regioni centrali delle coordinate del centro, dell'angolo di posizione e dell'ellitticità, che sono  $x_0 = 451$  pixel,  $y_0 = 451$  pixel,  $PA = 126.2$  deg e  $\epsilon = 0.3$ . Le immagini della galassia, della maschera e del risultato dell'interpolazione sono presentate in Fig. 2.6.

I parametri iniziali utilizzati per costruire il modello di brillantezza superficiale MGE sono le coordinate del centro  $x_0 = 451.4$  pixel e  $y_0 = 451.6$  pixel, l'angolo di posizione  $PA = 126.0$  deg e l'ellitticità  $\epsilon = 0.4$ . Queste sono state ottenute come le mediane delle coordinate dei centri, degli angoli di posizione e delle ellitticità delle ellissi interpolate da ELLIPSE alle isofote della galassia. La maschera utilizzata durante l'interpolazione delle isofote è stata impiegata anche durante la costruzione del modello di brillantezza superficiale con MGE. L'algoritmo MGE è stato applicato due volte consecutivamente. La prima volta è stato costruito un modello di brillantezza superficiale in cui tutti i parametri delle gaussiane sono stati lasciati liberi di variare (modello 1). Mentre la seconda è stata eseguita la decomposizione fotometrica, dove allo schiacciamento delle gaussiane è stato imposto di assumere solo due possibili

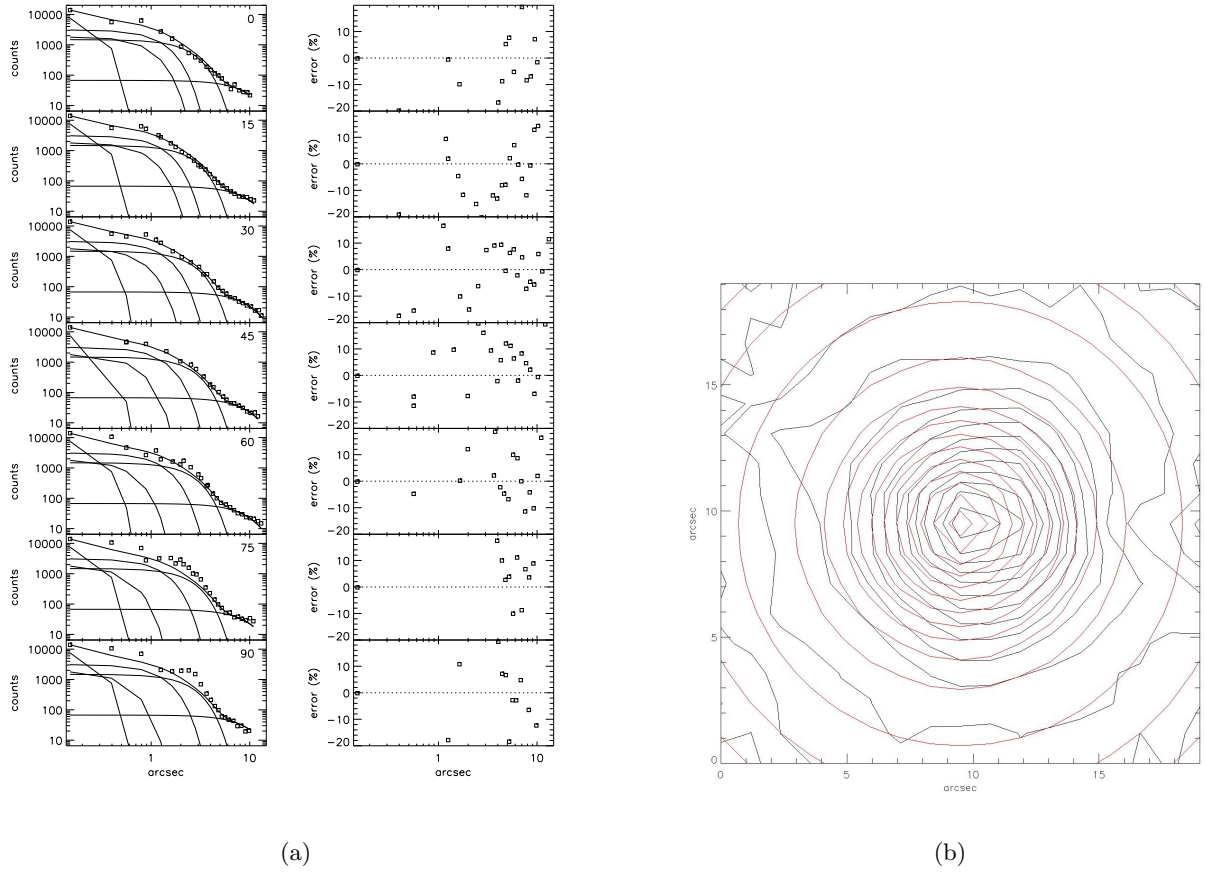


Figura 2.5: (a) Profili radiali di brillantezza superficiale della stella di campo usata per derivare la PSF. Pannelli di sinistra: confronto tra i profili osservati della stella di campo utilizzata per ricavare la PSF (quadrati vuoti) e il corrispondente modello MGE (linea continua). Sono riportate le  $M = 5$  componenti gaussiane che compongono il modello. Dall'alto al basso sono disposti sette profili rappresentativi dei  $N_{\text{sec}} = 19$  settori linearmente spazati in angolo tra l'asse maggiore (primo profilo in alto) e l'asse minore (ultimo profilo in basso) ottenuti lungo varie direzioni. Nei pannelli di destra sono invece riportate le variazioni radiali degli errori percentuali del modello. (b) Mappa delle isofote della stella di campo usata per derivare la PSF (curve nere), e delle corrispondenti isofote del modello MGE (curve rosse).

valori: uno caratteristico dello sferoide e l'altro del disco (modello 2). I risultati del modello di brillantezza superficiale con tutti i parametri lasciati liberi di variare sono esposti nella Tab. 2.2. Nella Fig. 2.7a sono presentati i profili radiali di brillantezza superficiale di NGC 7457 estratti lungo sette diverse direzioni e il corrispondente modello, mentre nelle Fig. 2.7b e Fig. 2.7c viene mostrata la mappa delle isofote dell'immagine di NGC 7457 e del modello di brillantezza superficiale. La luminosità totale del modello MGE risulta essere  $L_i = 5.60 \cdot 10^{10} L_{\odot}$  che corrisponde ad una magnitudine assoluta  $M_i = -20.18$  mag corretta per estinzione. Questo valore è in buon accordo con la magnitudine in banda  $i$   $M_i = -19.79$  mag ricavata dal modello *c-model* di NGC 7457 della SDSS. La differenza può essere dovuta al fatto che il modello *c-model* è costruito assumendo una legge  $r^{\frac{1}{4}}$  e una legge esponenziale che già sappiamo non essere una buona rappresentazione della brillantezza superficiale della galassia (si veda Sez. 1.4).

I risultati del modello di brillantezza superficiale formato dalla somma della brillantezza superficiale dello sferoide e di quella del disco sono riportati nella Tab. 2.3, e analogamente al primo modello sono mostrati alcuni profili radiali di brillantezza superficiale (Fig. 2.8a) e la mappa delle isofote della galassia e del corrispondente modello MGE (Fig. 2.8b e Fig. 2.8c). La luminosità dello sferoide e del disco risultanti dalla decomposizione risultano essere  $L_{i,\text{sferoide}} = 1.86 \cdot 10^9 L_{\odot}$  e  $L_{i,\text{disco}} = 5.28 \cdot 10^{10} L_{\odot}$  che corrispondono a  $M_{i,\text{sferoide}} = -16.49$  mag e  $M_{i,\text{disco}} = -20.12$  mag corretti estinzione galattica. La loro somma è  $L_{i,\text{tot}} = 5.46 \cdot 10^{10} L_{\odot}$  che corrisponde a  $M_{i,\text{tot}} = -20.15$  mag.

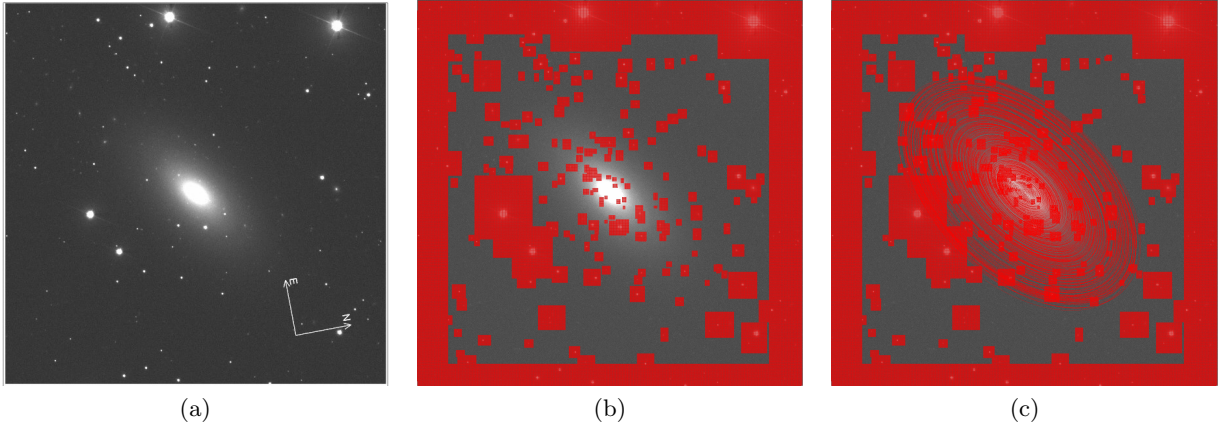


Figura 2.6: (a) Immagine ritagliata della galassia. (b) Maschera utilizzata durante l'interpolazione di ellissi alle isofote della galassia e durante la creazione del modello di brillantezza superficiale di MGE. (c) Interpolazione delle isofote della galassia con ellissi. Il campo di vista è di  $900 \times 900 \text{ pixel}^2$  ed è specificata l'orientazione delle immagini.

$k$	1	2	3	4	5
$G_k^*$	0.03	0.04	0.2	0.4	0.3
$\sigma_k^*$ [pixel]	0.4	1.8	2.3	4.5	17.0
$q^*$	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0

Tabella 2.1: Componenti gaussiane del modello MGE della stella di campo usata per derivare la PSF. Sono riportati i valori adimensionali delle costanti di normalizzazione  $G_k^*$  e degli schiacciamenti e i valori in pixel per le dispersioni delle gaussiane del modello della stella.

$j$	$L$ [conteggi]	$I_{0,\text{intrinseca}}$ [ $L_\odot \text{ pc}^{-2}$ ]	$\sigma_j'$ [pixel]	$\sigma_j'$ [pc]	$q_j'$
1	380068	$4.2 \cdot 10^6$	0.6	14.5	0.28
2	165645	$4.1 \cdot 10^4$	7.6	190.9	0.07
3	495560	$3.8 \cdot 10^3$	16.5	412.7	0.55
4	1155250	$1.6 \cdot 10^3$	40.2	1003.9	0.48
5	1960430	$7.2 \cdot 10^2$	73.0	1821.3	0.54
6	1179400	66.1	137.0	3418.8	1.00
7	3554230	$4.2 \cdot 10^2$	137.0	3418.8	0.47

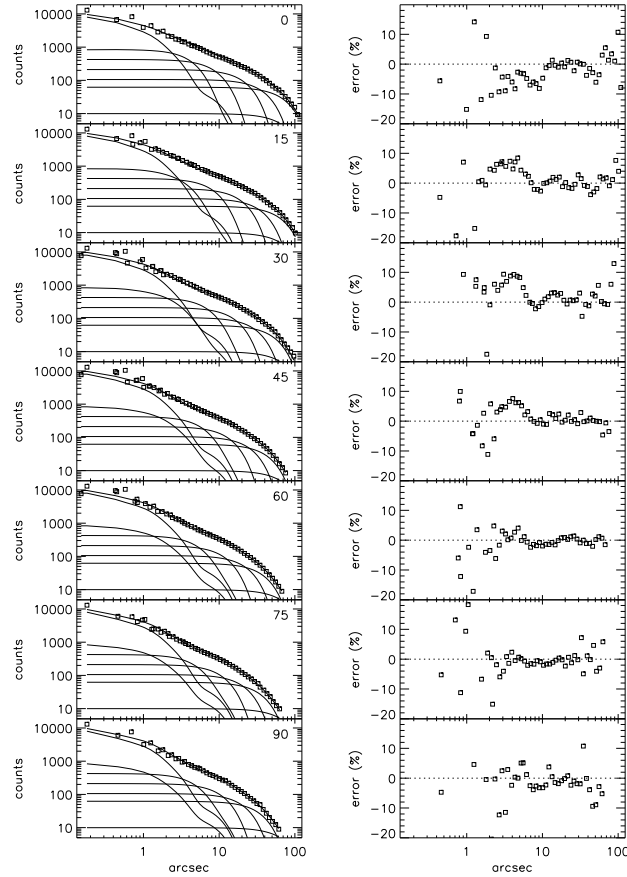
Tabella 2.2: Componenti gaussiane del modello MGE di NGC 7457  $L$  è la luminosità totale delle singole gaussiane  $I_{0,\text{intrinseca}}$  è la loro brillantezza superficiale centrale intrinseca in unità di  $L_\odot \text{ pc}^{-2}$ ,  $\sigma_j'$  la dispersione delle gaussiane in pixel e pc e  $q_j'$  schiacciamento.

Per poter valutare quale dei due modelli sia il più accurato è possibile confrontare il valore del minimo del  $\chi^2$  ottenuto dall'interpolazione. Un modello con un  $\chi^2$  al minimo più piccolo fornisce una rappresentazione migliore delle quantità osservate. Il modello in cui tutti i parametri sono stati lasciati variare liberamente ha  $\chi_1^2 = 10.53$ , mentre il modello formato dalla somma di uno sferoide e di un disco ha un  $\chi_2^2 = 10.83$ . Questa differenza, seppur piccola, mostra che il modello 1 risulta essere più vicino ai dati osservati rispetto al modello 2. Questo risultato è dovuto al fatto che il modello 1, avendo lo schiacciamento come un parametro libero per ogni gaussiana, risulta essere soggetto a meno vincoli, mentre nel modello 2 lo schiacciamento delle gaussiane è vincolato ad assumere due soli valori, che non necessariamente rappresentano in maniera accurata gli schiacciamenti delle isofote della galassia. Nella Fig. 2.9 vengono rappresentati i profili radiali di brillantezza superficiale del modello 1 e del modello 2. Come si può vedere dai pannelli (b) e (d), lo sferoide domina le regioni comprese tra circa 1 arcsec e 6 arcsec, per poi decrescere molto rapidamente fino a circa 10 arcsec; da qui il profilo dello sferoide si stabilizza continuando a decrescere in maniera più dolce. Il disco prevale nelle

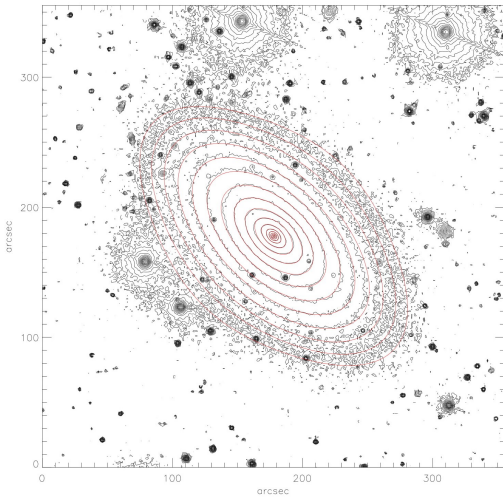
Sferoide $q = 0.10$					
$j$	$L$ [conteggi]	$I_{0,\text{intrinseca}}$ [ $L_{\odot}$ pc $^{-2}$ ]	$\sigma'_j$ [pixel]	$\sigma'_j$ [pc]	
1	169422	$2.8 \cdot 10^4$	7.9	197.6	
2	45856	$1.8 \cdot 10^2$	52.0	1298.2	
3	80550	69.9	110.0	2744.0	
Disco $q = 0.54$					
$j$	$L$ [conteggi]	$I_{0,\text{intrinseca}}$ [ $L_{\odot}$ pc $^{-2}$ ]	$\sigma'_j$ [pixel]	$\sigma'_j$ [pc]	
1	382451	$1.8 \cdot 10^6$	0.7	16.3	
2	473060	$3.6 \cdot 10^3$	16.0	399.4	
3	919154	$1.3 \cdot 10^3$	36.6	912.3	
4	2001610	$8.5 \cdot 10^2$	67.5	1684.8	
5	4594220	$4.8 \cdot 10^2$	137.0	3418.8	

Tabella 2.3: Parametri caratteristici delle componenti gaussiane del modello MGE della galassia. Il parametro  $I$  è la luminosità totale delle gaussiane,  $L_{0,\text{intrinseca}}$  è la brillantezza superficiale centrale intrinseca in unità di  $L_{\odot}$  pc $^{-2}$ ,  $\sigma'_j$  è la dispersione delle gaussiane del modello in pixel e pc . La tabella è suddivisa in due parti, una per lo sferoide e l'altra per il disco, ognuna con un caratteristico schiacciamento.

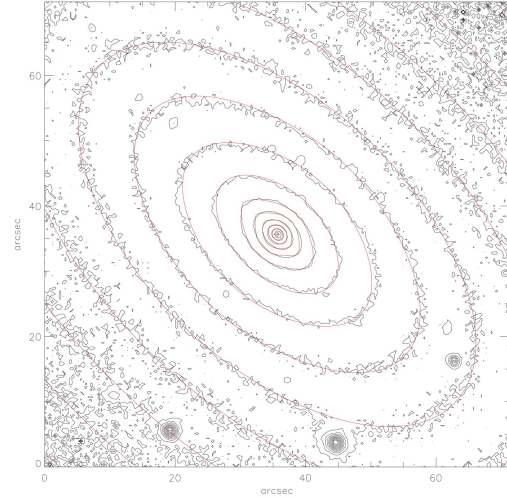
regioni oltre 6 arcsec. Dai grafici si può individuare una forte crescita della brillantezza superficiale dei profili nelle regioni per raggi minori di circa 1 arcsec.



(a)

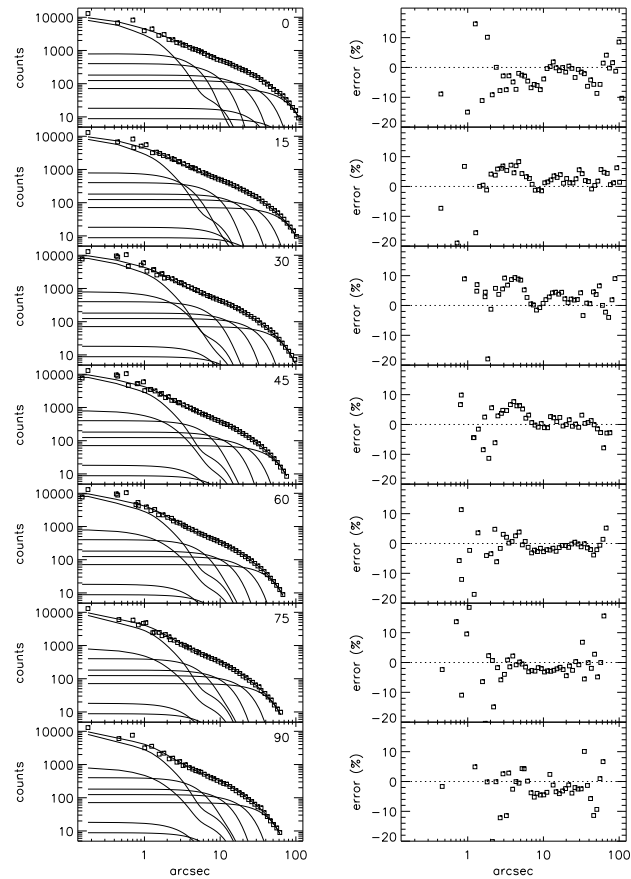


(b)

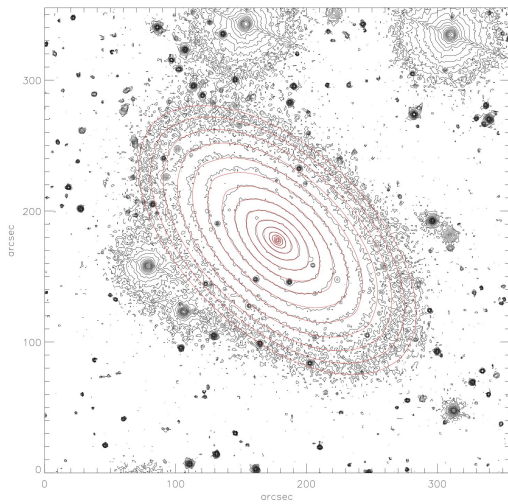


(c)

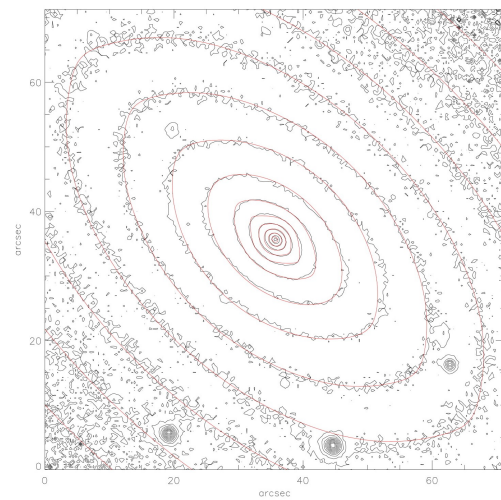
Figura 2.7: Pannello (a) come per la Fig. 2.5a ma per la galassia NGC 7457 per cui sono state usate  $N = 7$  gaussiane. Il modello rappresentato è quello in cui tutti i parametri sono stati lasciati liberi di variare. Pannelli (b) e (c) come in Fig. 2.5b ma per la galassia NGC 7457. Il campo di vista del pannello (b) è  $350 \times 350 \text{ arcsec}^2$ , mentre quello del pannello (c) è di  $70 \times 70 \text{ arcsec}^2$  ed evidenzia le regioni centrali della galassia. la figura riporta il modello MGE in cui tutti i parametri sono stati lasciati liberi di variare.



(a)



(b)



(c)

Figura 2.8: Pannello (a) come per le Fig. 2.7a ma il modello rappresentato è quello formato dalle gaussiane  $N_{\text{sferoide}} = 3$  caratteristiche dello sferoide e da quelle  $N_{\text{disco}} = 5$  del disco. Pannelli (b) e (c) come nelle Fig. 2.7b e Fig. 2.7c ma in questo caso il modello è formato dalla somma di sferoide e disco.

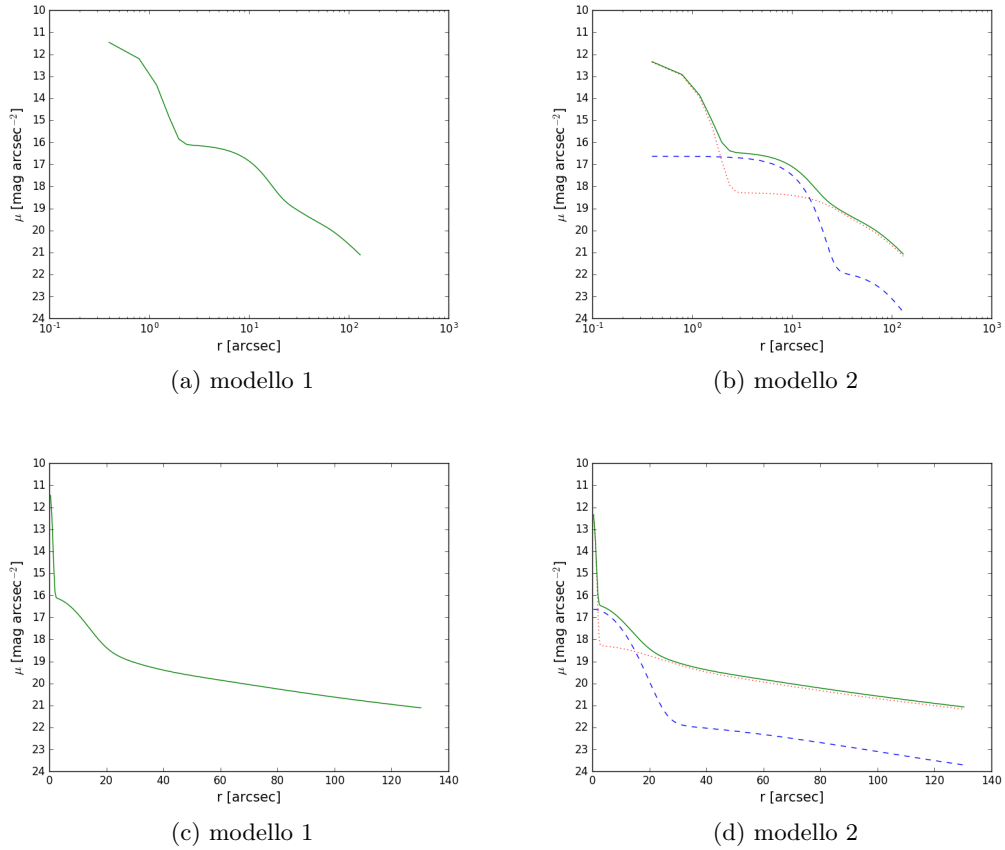


Figura 2.9: In figura viene rappresentata la brillantezza superficiale  $\mu$  corretta per estinzione e attenuazione cosmologica, misurata in  $\text{mag arcsec}^{-2}$  in funzione del raggio  $r$  misurato in  $\text{arcsec}$ . Nei pannelli di sinistra (pannelli (a) e (c)) vengono presentati i profili radiali di brillantezza superficiale del modello 1 (riga verde continua). Nei pannelli di destra (pannelli (b) e (d)) vengono riportati i profili di brillantezza superficiale del modello 2 (riga verde continua), dello sferoide (riga blu tratteggiata) e del disco (riga rossa punteggiata). Nei pannelli in alto (pannelli (a) e (b)) i raggi sono riportati in scala logaritmica mentre nei pannelli in basso (pannelli (c) e (d)) il raggio è in scala lineare.

# Capitolo 3

## Discussione e conclusioni

Nella Sez. 3.1 vengono confrontati i risultati della decomposizioni fotometrica parametrica eseguita con GASP2D con quelli della decomposizione fotometrica non parametrica ottenuta da MGE per la galassia NGC 7457. Nella Sez. 3.2 vengono infine presentate le conclusioni.

### 3.1 Confronto con la decomposizione fotometrica GASP2D

Per poter eseguire un confronto tra la decomposizione fotometrica parametrica eseguita con GASP2D e quella non parametrica eseguita con MGE per l'immagine in banda  $i$  di NGC 7457 è necessario che su entrambi i modelli siano state applicate le stesse correzioni fotometriche. Per questo sarà utilizzato il modello MGE non corretto per estinzione galattica, attenuazione cosmologica e correzione K dato che nessuna di queste correzioni è stata applicata al modello GASP2D da Costantin et al. (2018, Fig. 1.2). I parametri non corretti risultanti dalla decomposizione MGE sono: l'angolo di posizione  $PA = 126.0$  deg comune ad entrambe le componenti e coincidente con la stima iniziale ottenuta tramite ELLIPSE, il rapporto assiale dello sferoide  $q_{\text{sferoide}} = 0.100$ , il rapporto assiale del disco  $q_{\text{disco}} = 0.541$ , la luminosità totale dello sferoide  $L_{i,\text{sferoide}} = 1.72 \cdot 10^9 L_{\odot}$  a cui è associata una magnitudine di  $M_{i,\text{sferoide}} = -16.40$  mag, la luminosità totale del disco  $L_{i,\text{disco}} = 4.86 \cdot 10^{10} L_{\odot}$  a cui è associata  $M_{i,\text{disco}} = -20.03$  mag. La luminosità totale del modello è  $L_{i,\text{tot}} = 5.03 \cdot 10^{10} L_{\odot}$  e la sua magnitudine è  $M_{i,\text{tot}} = -20.06$  mag. Dalle luminosità totali è possibile calcolare il rapporto  $B/T = 0.03$  tra la luminosità dello sferoide e la luminosità totale e il rapporto  $B/D = 0.04$  tra la luminosità dello sferoide e quella del disco. I profili radiali di brillantezza superficiale non corretti del modello MGE formato dalla somma di sferoide e disco sono riportati in Fig. 3.1.

Per chiarezza di seguito vengono richiamati i valori dei parametri ottenuti con GASP2D esposti nella Sez. 1.4 e sono: la brillantezza superficiale al raggio efficace  $\mu_e = 21.41 \pm 0.01$  mag arcsec $^{-1}$ , il raggio efficace  $r_e = 21.8 \pm 0.1$  arcsec, l'indice di Sérsic  $n = 4.86 \pm 0.01$ , l'angolo di posizione  $PA_{\text{sferoide}} = 128.9 \pm 0.2$  deg e lo schiacciamento  $q_{\text{sferoide}} = 0.645 \pm 0.002$  per lo sferoide; la brillantezza superficiale centrale  $\mu_0 = 19.38 \pm 0.06$  mag arcsec $^{-2}$ , la lunghezza di scala  $h = 28.02 \pm 0.05$  arcsec, l'angolo di posizione  $PA_{\text{disco}} = 125.0 \pm 0.1$  deg e lo schiacciamento  $q_{\text{disco}} = 0.511 \pm 0.01$  per il disco. In aggiunta sono state calcolate le luminosità totali di sferoide  $L_{i,\text{sferoide}} = 1.67 \cdot 10^{10} L_{\odot}$ , disco  $L_{i,\text{disco}} = 3.57 \cdot 10^{10} L_{\odot}$  e la loro somma  $L_{i,\text{tot}} = 5.24 \cdot 10^{10} L_{\odot}$  con le magnitudini assolute associate  $M_{i,\text{sferoide}} = -18.87$  mag,  $M_{i,\text{disco}} = -19.69$  mag,  $M_{i,\text{tot}} = -20.11$  mag, tramite le formule:

$$L_{i,\text{sferoide}} = 2\pi r_e^2 I_e e^k n k^{-2n} \Gamma(2n) q_{\text{sferoide}} \quad (3.1)$$

e

$$L_{i,\text{disco}} = 2\pi h^2 I_0 q_{\text{disco}} \quad (3.2)$$

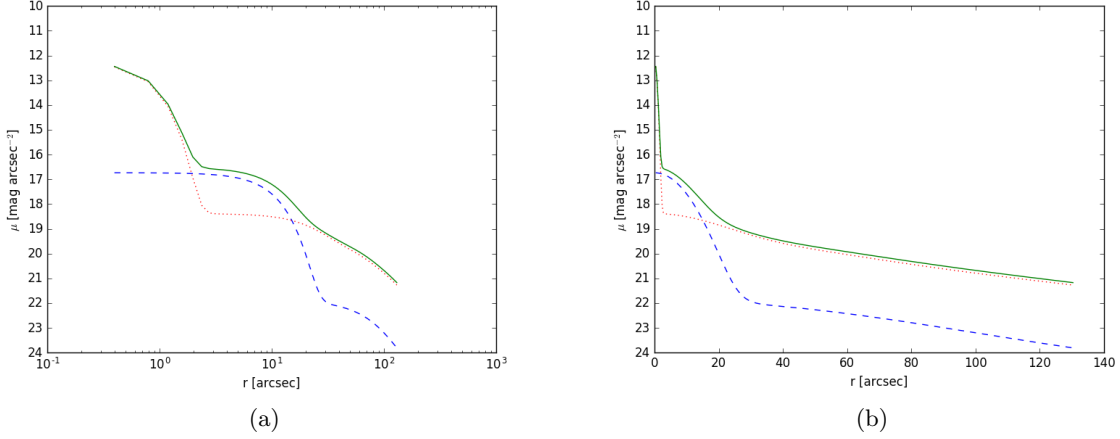


Figura 3.1: Profili radiali di brillantezza superficiale non corretta per estinzione galattica, attenuazione cosmologica e correzione K del modello 2 (riga verde continua), dello sferoide (riga blu tratteggiata) e del disco (riga rossa punteggiata) ottenuti con MGE. Nel pannello (a) il raggio è in scala logaritmica mentre nel pannello (b) il raggio è lineare.

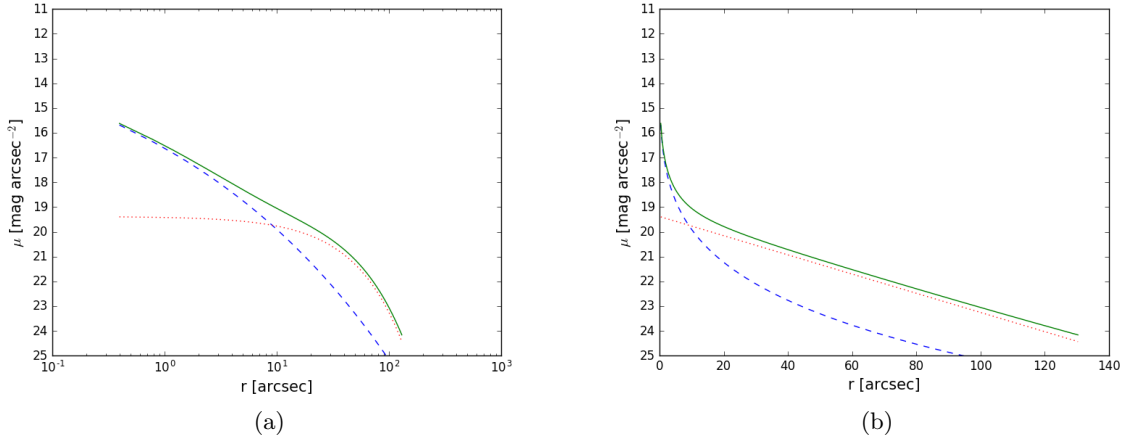


Figura 3.2: Come in Fig. 3.1 ma per la decomposizione operata con GASP2D.

dove per la prima il raggio  $r_e$  è il raggio efficace in pc,  $I_e$  è la brillantezza superficiale calcolata al raggio efficace in  $L_\odot \text{ pc}^{-2}$ ,  $n$  è l'indice di Sérsic e  $k = 2n - 0.331$  (Caon et al., 1993),  $\Gamma$  è la funzione gamma completa e  $q_{\text{sferoide}}$  è il rapporto assiale dello sferoide. Per la seconda invece  $h$  è la lunghezza di scala del disco in pc,  $I_0$  è la brillantezza superficiale centrale del disco in  $L_\odot \text{ pc}^{-2}$  e  $q_{\text{disco}}$  è il rapporto assiale del disco. Il rapporto tra la luminosità dello sferoide e la luminosità dell'intero modello è  $B/T = 0.32$  mentre il rapporto tra la luminosità dello sferoide e quella del disco è  $B/D = 0.47$ .

Lo sferoide che si ottiene con MGE risulta essere più schiacciato ( $q_{\text{sferoide MGE}} = 0.100 < q_{\text{sferoide GASP2D}} = 0.645$ ), meno luminoso rispetto al totale ( $B/T_{\text{MGE}} = 0.03 < B/D_{\text{GASP2D}} = 0.32$ ) e rispetto al disco ( $B/D_{\text{MGE}} = 0.04 < B/D_{\text{GASP2D}} = 0.47$ ) dello sferoide che si ottiene con GASP2D. Il primo domina il contributo di brillantezza superficiale del disco fino a circa 20 arcsec, mentre il secondo prevale sul disco fino a circa 10 arcsec dal centro. I profili dei dischi che si ottengono con le due decomposizioni hanno un rapporto assiale molto simile ( $q_{\text{disco MGE}} = 0.541 \simeq q_{\text{disco GASP2D}} = 0.511$ ). Entrambi i dischi dominano il contributo di brillantezza superficiale dello sferoide per raggi maggiori di circa 10 arcsec per il modello di GASP2D e circa 20 per il modello MGE. Inoltre, il disco della decomposizione MGE risulta essere più luminoso rispetto a quello ottenuto da Costantin et al. (2018) ( $L_{i,\text{disco MGE}} = 4.86 \cdot 10^{10} L_\odot \simeq L_{i,\text{disco GASP2D}} = 3.57 \cdot 10^{10} L_\odot$ ). Gli angoli di posizione sono relativamente simili: per il caso di MGE l'angolo di posizione coincide con il parametro iniziale utilizzato

per costruire il modello ( $PA_{\text{MGE}} = 126.0$  deg) mentre per il caso di GASP2D gli angoli di posizione di sferoide ( $PA_{\text{sferoide GASP2D}} = 128.9$  deg) e disco ( $PA_{\text{disco GASP2D}} = 125.0$  deg) vengono ottenuti durante l'interpolazione. Il modello ottenuto con MGE (Fig. 3.2a) presenta un'eccedenza di brillantezza superficiale seguita da un leggero avvallamento tra circa 6 arcsec e 50 arcsec dal centro, che non appare nel caso del modello ottenuto con GASP2D. Entrambi i modelli presentano un forte picco nelle regioni per raggi minori di 1 arcsec. Entrambi i modelli presentano un forte picco nelle regioni per raggi minori di 1 arcsec, molto più marcato nel caso del modello MGE (vedi Fig. 3.1 e Fig. 3.2). Questa differenza è molto probabilmente attribuibile ad una diversa nella strategia di deconvoluzione, che varia nei due modelli, essendo la regione centrale della galassia dominata dalla PSF. Per entrambe le decomposizioni le differenze percentuali tra modello e dati osservati sono inferiori al del 10%, con l'eccezione delle regioni più centrali e di quelle a grandi raggi in cui queste differenze divergono, anche se quelle associate al modello GASP2D (Fig. 1.2) sono generalmente minori rispetto a quelle associate al modello MGE (Fig. 2.7a). Questo effetto può essere spiegato considerando che il modello costruito con GASP2D ottimizza anche l'angolo di posizione (essendo meno vincolato rispetto a quello eseguito con MGE), risultando così più efficace nei casi in cui ci siano piccole variazioni da un'isofota all'altra. La differenza tra i rapporti assiali e le luminosità degli sferoidi può essere interpretata tenendo conto del fatto che le isofote della galassia nelle regioni più centrali non siano di forma perfettamente ellittica ma siano isofote "a disco" in quanto somma delle isofote ellittiche ma con diverso rapporto assiale dello sferoide e del disco. La stessa forma delle isofote viene riprodotta nelle due decomposizioni fotometriche in modalità differente: GASP2D utilizza uno sferoide più luminoso ma meno schiacciato mentre MGE utilizza uno sferoide meno luminoso ma molto schiacciato, che vanno sommati a dei dischi aventi schiacciamento e luminosità confrontabili.

## 3.2 Conclusioni

È stata svolta una decomposizione fotometrica non parametrica della distribuzione della brillantezza superficiale della galassia lenticolare NGC 7457 con il programma MGE (Cappellari, 2002).

Per prima cosa sono state scaricate dal DAS le immagini FITS nella banda *i* della SDSS della galassia più il cielo, della galassia sottratta di cielo e del cielo oltre a un'immagine utile a operare la calibrazione in flusso.

La sottrazione della brillantezza superficiale del cielo operata nella SDSS non risulta sufficientemente accurata per poter eseguire la successiva decomposizione fotometrica. È stato necessario quindi applicare un'ulteriore correzione dopo aver stimato il valore residuo della brillantezza superficiale del cielo.

A questo punto le isofote di NGC 7457 sono state interpolate con delle ellissi grazie alla procedura ELLIPSE di IRAF. Dalle coordinate del centro, dagli angoli di posizione e dalle ellitticità delle ellissi sono stati ricavati i parametri necessari ad inizializzare MGE.

Grazie a quest'algoritmo che interpola la brillantezza superficiale osservata con una serie di gaussiane è stato possibile costruire due modelli differenti. Nel primo tutti i parametri delle gaussiane sono stati lasciati liberi di variare durante l'interpolazione, ottenendo così un modello della brillantezza superficiale totale della galassia. Nel secondo gli schiacciamenti delle isofote del modello sono stati vincolati ad assumere solo due valori, uno per lo sferoide e l'altro per il disco, ottenendo così una decomposizione fotometrica non parametrica a due componenti di NGC 7457.

I risultati di questa decomposizione fotometrica sono stati poi confrontati con quelli ottenuti da Costantin et al. (2018) in una decomposizione fotometrica parametrica ottenuta tramite l'algoritmo GASP2D (Méndez-Abreu et al., 2008, 2017). Il confronto ha messo in risalto i pregi e difetti delle due tecniche. Il modello costruito con MGE fornisce un'approssimazione migliore della brillantezza superficiale totale della galassia utile quando se ne vuole conoscere la distribuzione di luce totale, in quanto è in grado di includere anche piccole variazioni di brillantezza superficiale non associate alle componenti dominanti, come lo sferoide ed il disco. GASP2D invece utilizza delle leggi fotometriche parametriche per costruire il modello che non sempre riescono a descrivere le variazioni di brillantezza superficiale su piccole scale

che non seguono esattamente gli andamenti delle leggi parametriche adottate. Queste leggi permettono però a GASP2D di eseguire decomposizioni fotometriche a più componenti molto accurate, poiché alla brillantezza superficiale di ogni struttura viene associata una particolare legge parametrica. Inoltre risulta fondamentale in GASP2D la possibilità di modellare anche l'angolo di posizione e l'ellitticità delle singole componenti le quali permettono di ricostruire la forma intrinseca tridimensionale. MGE d'altro canto opera esclusivamente decomposizioni fotometriche sferoide-disco con angolo di posizione comune ad entrambe le componenti. MGE infine fornisce alcuni vantaggi tecnici rispetto a GASP2D: risulta infatti avere tempi di calcolo più rapidi e fornisce una stima degli errori direttamente dall'interpolazione, mentre GASP2D necessita tempi di calcolo lunghi legati alla convoluzione per la PSF e necessita la costruzione di immagini di galassie artificiali per poter stimare gli errori.

I due algoritmi considerati si prestano quindi ad utilizzi differenti tra loro. MGE fornisce modelli accurati della brillantezza superficiale totale di una galassia facili da manipolare analiticamente per ottenere la distribuzione di brillantezza superficiale intrinseca totale. GASP2D invece produce delle decomposizioni fotometriche a più componenti ed adattabili caso per caso rimanendo però dipendente dal tipo di leggi fotometriche adottate.

# Bibliografia

- Aguerri J. A. L., Méndez-Abreu J., Corsini E. M., 2009, *A&A*, 495, 491
- Ahn C. P., et al., 2012, *ApJS*, 203, 21
- Aihara H., et al., 2011, *ApJS*, 193, 29
- Athanassoula E., Morin S., Wozniak H., Puy D., Pierce M. J., Lombard J., Bosma A., 1990, *MNRAS*, 245, 130
- Balcells M., Graham A. W., Peletier R. F., 2007, *ApJ*, 665, 1084
- Benítez E., et al., 2013, *ApJ*, 763, 136
- Bertin E., Arnouts S., 1996, *A&AS*, 117, 393
- Caon N., Capaccioli M., D'Onofrio M., 1993, *MNRAS*, 265, 1013
- Cappellari M., 2002, *MNRAS*, 333, 400
- Cappellari M., et al., 2011, *MNRAS*, 413, 813
- Chilingarian I. V., Zolotukhin I. Y., 2012, *MNRAS*, 419, 1727
- Costantin L., Méndez-Abreu J., Corsini E. M., Morelli L., Aguerri J. A. L., Dalla Bontà E., Pizzella A., 2017, *A&A*, 601, A84
- Costantin L., Corsini E. M., Méndez-Abreu J., Morelli L., Dalla Bontà E., Pizzella A., 2018, *MNRAS*, 481, 3623
- Emsellem E., Monnet G., Bacon R., 1994, *A&A*, 285, 723
- Erwin P., 2015, *ApJ*, 799, 226
- Erwin P., Beckman J. E., Pohlen M., 2005, *ApJ*, 626, L81
- Ferrers N. M., 1877, *Quart. J. Pure and Appl. Math*, 14, 1
- Fisher D. B., Drory N., 2016, in Laurikainen E., Peletier R., Gadotti D., eds, *Astrophysics and Space Science Library Vol. 418, Galactic Bulges*. p. 41
- Freeman K. C., 1970, *ApJ*, 160, 811
- Fukugita M., Ichikawa T., Gunn J. E., Doi M., Shimasaku K., Schneider D. P., 1996, *AJ*, 111, 1748
- Gadotti D. A., 2008, *MNRAS*, 384, 420
- Gadotti D. A., 2009, *MNRAS*, 393, 1531
- Hyde J. B., Bernardi M., 2009, *MNRAS*, 394, 1978
- Kormendy J., Kennicutt Jr. R. C., 2004, *ARA&A*, 42, 603
- Lauer T. R., et al., 1995, *AJ*, 110, 2622
- Lawson C. L., Hanson R. J., 1974, *Solving Least Squares Problems*. Englewood Cliffs, Prentice-Hall

- Markwardt C. B., 2009, in Bohlender D. A., Durand D., Dowler P., eds, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 411, Astronomical Data Analysis Software and Systems XVIII*. p. 251
- Méndez-Abreu J., Aguerri J. A. L., Corsini E. M., Simonneau E., 2008, *A&A*, 478, 353
- Méndez-Abreu J., Debattista V. P., Corsini E. M., Aguerri J. A. L., 2014, *A&A*, 572, A25
- Méndez-Abreu J., et al., 2017, *A&A*, 598, A32
- Moffat A. F. J., 1969, *A&A*, 3, 455
- Monnet G., Bacon R., Emsellem E., 1992, *A&A*, 253, 366
- Mould J. R., et al., 2000, *ApJ*, 529, 786
- Nelder J. A., Mead R., 1965, *Computer Journal*, 7, 308
- Nilson P., 1973, *Uppsala General Catalogue of Galaxies*. Astronomiska Observatorium, Uppsala
- Peng C. Y., Ho L. C., Impey C. D., Rix H.-W., 2002, *AJ*, 124, 266
- Pohlen M., Trujillo I., 2006, *A&A*, 454, 759
- Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., Flannery B. P., 1992, *Numerical Recipes in FORTRAN. The Art of Scientific Computing*. University Press, Cambridge
- Rodríguez S., Padilla N. D., 2013, *MNRAS*, 434, 2153
- Sandage A., Bedke J., 1994, *The Carnegie Atlas of Galaxies*. Carnegie Institution of Washington, Washington, DC
- Sandage A., Tammann G. A., 1981, *A Revised Shapley-Ames Catalog of Bright Galaxies*. Carnegie Institution of Washington, Washington, DC
- Sarzi M., Rix H.-W., Shields J. C., Rudnick G., Ho L. C., McIntosh D. H., Filippenko A. V., Sargent W. L. W., 2001, *ApJ*, 550, 65
- Schlafly E. F., Finkbeiner D. P., 2011, *ApJ*, 737, 103
- Sérsic J. L., 1968, *Atlas de Galaxias Australes*. Observatorio Astronomico de Cordoba, Cordoba
- Weinzirl T., Jogee S., Khochfar S., Burkert A., Kormendy J., 2009, *ApJ*, 696, 411
- Willmer C. N. A., 2018, *ApJS*, 236, 47
- de Vaucouleurs G., 1948, *Annales d'Astrophysique*, 11, 247
- de Vaucouleurs G., de Vaucouleurs A., Corwin Jr. H. G., Buta R. J., Paturel G., Fouque P., 1991, *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies*. Springer-Verlag, New York (RC3)
- van der Kruit P. C., 1979, *A&AS*, 38, 15