

UNIVERSITÀ
DEGLI STUDI
DI PADOVA

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA "G. GALILEI"

TESI DI LAUREA MAGISTRALE IN FISICA

Forma intrinseca e struttura dinamica degli sferoidi delle galassie lenticolari

Relatore:

Prof. Enrico Maria CORSINI

Correlatore:

Dott. Jairo MÉNDEZ ABREU

Laureando:

Luca COSTANTIN

ANNO ACCADEMICO 2013/2014

A mamma e papà

*- La scienza non è che una conoscenza
immaginaria di una verità assoluta. -*

L. N. Tolstoj

Indice

1	Introduzione	1
1.1	Sferoidi delle galassie a disco	1
1.2	Scenari di formazione e caratteristiche evolutive	2
1.2.1	Sferoidi classici	4
1.2.2	Sferoidi a “scatola”	6
1.2.3	Pseudosferoidi	7
1.3	Scopo e tema della tesi	9
2	Selezione del campione	11
2.1	Il progetto ATLAS ^{3D}	11
2.2	Selezione del campione	13
3	Analisi delle immagini	19
3.1	Acquisizione delle immagini	19
3.2	Analisi delle immagini	20
3.2.1	Calibrazione in flusso	20
3.2.2	Stima del livello del cielo	22
3.2.3	Misura della funzione di allargamento	24
3.2.4	Misura delle isofote	25
4	Decomposizione fotometrica	31
4.1	Metodo di decomposizione	31
4.2	Risultati della decomposizione	34
4.2.1	Galassie lenticolari non barrate	37
4.2.2	Galassie barrate	41
4.2.3	Galassie ellittiche	44
4.2.4	Galassie troppo inclinate	46
4.2.5	Galassie a spirale	46
5	Forma intrinseca dello sferoide	51
5.1	Introduzione	51
5.2	Considerazioni geometriche	52
5.2.1	Problema diretto: dall’ellissoide all’ellisse	52
5.2.2	Problema inverso: dall’ellisse all’ellissoide	54
5.2.3	Angoli caratteristici	55
5.3	Analisi statistica	58
5.3.1	Ellitticità equatoriale dello sferoide	58
5.3.2	Schiacciamento intrinseco dello sferoide	60
5.4	Risultati	61

6	Correlazione tra forma intrinseca e anisotropia	69
6.1	Equazione non collisionale di Boltzmann	69
6.1.1	Osservabili correlate alla funzione di distribuzione	71
6.1.2	Equazioni di Jeans	72
6.2	Teorema del viriale	73
6.3	Diagramma diagnostico ($v/\sigma - \epsilon$)	76
6.4	Discussione	78
6.5	Riassunto e conclusioni	83
	Riferimenti bibliografici	87

1 Introduzione

Lo scopo di questo primo capitolo è quello di descrivere l'evoluzione che ha subito la definizione di sferoide e le implicazioni che essa può avere. Inoltre, dopo aver esaminato la definizione di sferoide nella Sezione 1.1, vengono descritte le caratteristiche generali degli scenari di formazione e dei meccanismi evolutivi di una galassia (Sezione 1.2) e, nel dettaglio, i principali processi e le proprietà fotometriche, cinematiche e dinamiche che caratterizzano gli sferoidi classici (Sezione 1.2.1), gli sferoidi a “scatola” (Sezione 1.2.2) e gli pseudosferoidi (Sezione 1.2.3). Infine, nel Paragrafo 1.3 viene proposto il tema e lo scopo della tesi.

1.1 Sferoidi delle galassie a disco

L'evoluzione delle strutture cosmiche conseguente all'espansione dell'universo ha permesso una redistribuzione della materia barionica, presente in tempi primordiali come un unico plasma, in nubi di gas e polvere, pianeti e stelle, i quali si sono aggregati in galassie, gruppi e ammassi di galassie.

Attualmente la principale fonte di barioni è costituita dalle stelle presenti nelle galassie caratterizzate da un'alta brillantezza superficiale centrale; in particolare, più del 60% delle stelle si trova nelle galassie ellittiche e negli sferoidi delle galassie lenticolari e a spirale (Persic & Salucci 1992; Fukugita et al. 1998). Comprendere gli scenari di formazione, i meccanismi evolutivi e le proprietà degli sferoidi permette, quindi, di compiere un passo fondamentale per ricostruire l'intera storia evolutiva di una galassia.

Alcuni autori definiscono lo sferoide come la regione centrale di una galassia dove l'ellitticità delle isofote è minore di quella del disco (Kent 1986; Andredakis et al. 1995). Renzini (1999) utilizza l'interpretazione canonica di Hubble-Sandage-de Vaucouleurs considerando lo sferoide come una galassia ellittica con un disco attorno ad essa o, dal punto di vista opposto, ritenendo le galassie ellittiche come sferoidi di galassie lenticolari o a spirale che per qualche motivo non sono state in grado di acquisire o mantenere una componente di disco. Carollo et al. (1999) definiscono come sferoide la componente fotometrica che nella regione centrale di una galassia si somma ad un disco esponenziale; questa definizione ha il vantaggio di poter essere applicata a tutte le galassie a disco indipendentemente dall'inclinazione. Da un punto di vista evolutivo, Kormendy & Kennicutt (2004) differenziano gli sferoidi “classici” che si sono formati tramite processi di fusione, definendoli come galassie ellittiche al centro di una componente di disco, dagli “pseudosferoidi”, i quali si sono formati attraverso un processo di evoluzione secolare. Infine, Emsellem et al. (2007) differenziano cinematicamente i rotatori veloci, sostenuti dalla velocità di rotazione, dai rotatori lenti, sostenuti dalla dispersione di velocità, in accordo con la distinzione tra galassie sostenute dalla rotazione e galassie sostenute dalla pressione dinamica basata sull'analisi della forma delle isofote condotta da Bender (1990) e sullo studio della cinematica eseguito da Bender et al. (1992).

Nonostante non esista una definizione univoca, le osservazioni mettono continuamente in risalto ulteriori fattori che portano a diverse interpretazioni della definizione di sferoide.

1.2 Scenari di formazione e caratteristiche evolutive

Nello scenario di formazione ed evoluzione di una galassia esistono alcuni fenomeni, come la formazione stellare, il riutilizzo del gas e l'arricchimento di metalli che vengono riscontrati comunemente. Altri meccanismi, invece, possono essere suddivisi spazialmente in processi interni alla galassia, come il collasso protogalattico o un'evoluzione secolare prodotta dall'instabilità della barra, aloni di materia oscura o strutture a spirale e in processi dovuti all'ambiente, quali la fusione galattica o un'evoluzione secolare dovuta alla prolungata acquisizione di gas o da processi minori di fusione. Inoltre, è possibile effettuare un'ulteriore differenziazione, di natura temporale, in cui i processi veloci di fusione e collasso si contrappongono ai processi lenti di evoluzione secolare (Figura 1.1). Perciò, come conseguenza dell'espansione dell'universo, vari processi fisici rivestono in epoche differenti una diversa importanza nell'evoluzione di una galassia: i processi rapidi vengono sostituiti da processi di evoluzione più lenti.

In tempi primordiali l'evoluzione galattica era dominata dal collasso dissipativo (Sandage 1990) e dalle fusioni di galassie che virializzano le fluttuazioni di densità di materia oscura fredda (Toomre 1977). Il processo è violento e il tempo scala dell'evoluzione è molto breve, $t_{\text{dyn}} \sim (1/G\rho)^{1/2}$, con G costante di gravitazione universale e ρ densità media. I meccanismi per cui si attuano processi rapidi di evoluzione sono legati alla non assisimmetria del sistema galattico. Poiché la fusione rimescola materiale del disco e induce dissipazione, si suppone che in questo modo si formino gli sferoidi classici.

Tuttavia, come conseguenza dell'espansione dell'universo, della virializzazione e dell'aumento della velocità interna degli ammassi galattici, i fenomeni di fusione diventano meno frequenti e lasciano il posto ad altri processi di evoluzione (Conselice et al. 2003). I processi di evoluzione secolare sono processi lenti, aventi tempi scala molto maggiori di t_{dyn} ; affinché questi processi possano essere efficaci nello scenario evolutivo di una galassia, nessun fenomeno distruttivo deve avvenire per lunghi periodi. Essi coinvolgono l'interazione di singole stelle o nubi di gas con fenomeni collettivi come barre, distorsioni ovali, strutture a spirale e aloni di materia oscura fredda.

Lo studio delle galassie barrate fornisce una panoramica di come i processi di formazione secolare contribuiscano all'evoluzione di una galassia. La barra permette la formazione di strutture quali anelli esterni, anelli interni e concentrazioni centrali di massa dovute al riarrangiamento della componente gassosa del disco. Tuttavia, non solo la presenza della barra in una galassia può portare al riarrangiamento del gas del disco, ma ogni deviazione da condizioni di assisimme-

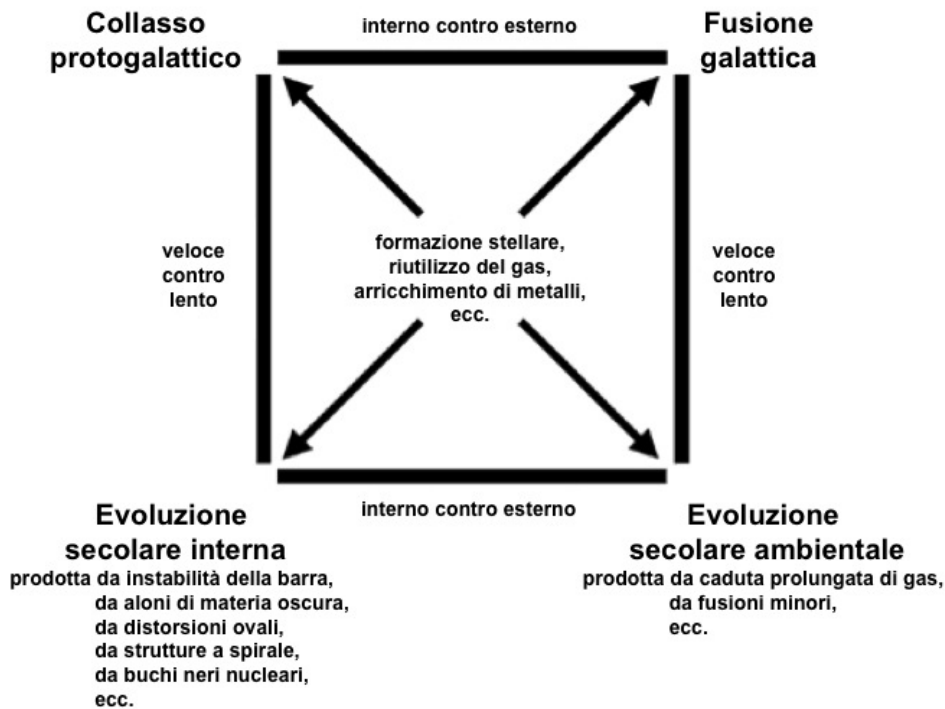


Figura 1.1: Grafico dei processi di evoluzione galattica (Zwicky 1957; Kormendy 1982). I processi sono divisi orizzontalmente in base al fatto che avvengano all'interno della galassia (a sinistra) o che avvengano a causa dell'ambiente esterno (a destra), mentre sono divisi verticalmente in base al tempo di durata nel processo evolutivo, rapido (in alto) o lento (in basso). Al centro sono indicati gli aspetti comuni a tutti i meccanismi evolutivi.

tria nella descrizione del potenziale gravitazionale. Perciò, anche le galassie ovali, nonostante siano meno ellittiche delle galassie barrate, presentano un'evoluzione simile, perché partecipa alla non assisimmetria una maggior quantità di massa del disco. Un ulteriore esempio di evoluzione secolare è previsto come conseguenza della distruzione della barra che avviene quando la concentrazione di massa centrale acquisita durante l'evoluzione è diventata troppo grande; in definitiva, se la galassia non presenta una barra è comunque possibile che meccanismi di evoluzione secolare si siano verificati in passato (Kormendy & Kennicutt 2004).

Risulta naturale chiedersi, quindi, quali caratteristiche contraddistinguono gli sferoidi delle galassie dei primi tipi (S0 - Sa) dagli sferoidi delle galassie dei tipi più avanzati (Sb - Sc) e, soprattutto, quanto sono diversi i loro scenari evolutivi.

Per provare a rispondere in modo soddisfacente è utile ripercorrere la suddivisione in sferoidi classici, sferoidi a "scatola" e pseudosferoidi effettuata da Athanasoula (2005). Gli sferoidi vengono suddivisi distinguendo i vari processi evolutivi che li caratterizzano per poi discutere le proprietà che si possono osservare e che sono dovute ai diversi meccanismi. Anche se la scelta è limitata dal fatto che non tutti gli scenari evolutivi sono stati studiati in ogni dettaglio, una classificazione

opposta, ovvero considerando le proprietà osservate degli sferoidi per risalire, in un secondo momento, al meccanismo evolutivo, porterebbe sicuramente a effetti di selezione dovuti all'incompletezza del campione che si è in grado di considerare. Tuttavia, è importante constatare che, vivendo in un universo in espansione, i processi che plasmano le galassie variano a seconda dell'epoca considerata e questo comporta che differenti tipologie di sferoidi e differenti scenari evolutivi possano rispettivamente coesistere e valere per la medesima galassia (Athanasoula 2005; Erwin 2008). Gadotti (2009) ha messo in evidenza la presenza di sferoidi classici con una componente stellare giovane immersi in pseudosferoidi, peculiarità confermata anche Nowak et al. (2010) nello studio delle galassie NGC 3368 e NGC 3489. Infine, Méndez-Abreu et al. (2014) hanno studiato un campione di 10 galassie barrate, riscontrando che solamente 3 galassie presentano un unico sferoide, mentre le altre 7 galassie presentano sferoidi di tipo misto: sferoidi classici e sferoidi a "scatola" o pseudosferoidi e sferoidi a "scatola" convivono nella stessa galassia come in Kormendy & Barentine (2010) e de Lorenzo-Cáceres et al. (2012).

1.2.1 Sferoidi classici

Gli sferoidi classici si sono formati a causa di un processo di collasso gravitazionale (Eggen et al. 1962), a causa della fusione gerarchica di sistemi di piccola massa e dei rispettivi processi dissipativi (Kauffmann 1996; Baugh et al. 1996; Cole et al. 2000; Hopkins et al. 2009), da processi multipli che coinvolgono fusioni minori (Bournaud et al. 2007; Hopkins et al. 2010) o dall'accrescimento tramite piccole galassie compagne o satelliti (Aguerri et al. 2001). La loro formazione avviene in tempi brevi, all'inizio del processo di formazione della galassia, prima della formazione del disco galattico e, alcune volte, a causa di meccanismi legati all'ambiente esterno. Numerose simulazioni sono state sviluppate per rendere conto di questo scenario: lo sferoide si forma durante la formazione stellare primordiale innescata dal collasso di piccole fluttuazioni di densità ed è formato principalmente da stelle vecchie ricche di metalli (Steinmetz & Muller 1995). Lo stesso scenario evolutivo viene preso in considerazione anche nelle simulazioni di Samland & Gerhard (2003). Un'ulteriore teoria prevede la possibilità della formazione dello sferoide a causa di un protodisco di gas che forma zone di sovradensità a causa dell'instabilità gravitazionale; queste zone di sovradensità spiraleggiano verso il centro a causa della forza di frizione e coalescono per creare lo sferoide. Questo modello è stato proposto da Noguchi (1999) e sviluppato successivamente da Immeli et al. (2004) e da Elmegreen et al. (2008). L'opinione prevalente è che la formazione dello sferoide sia precedente alla formazione dell'attuale disco; tuttavia sono possibili scenari in cui lo sferoide si forma successivamente (Fu et al. 2003).

Questa tipologia di sferoidi presenta caratteristiche simili alle galassie ellittiche (Figura 1.2). Kormendy & Cornell (2004) mostrano, infatti, che esiste una correlazione tra la luminosità degli sferoidi classici e la loro dispersione di velo-

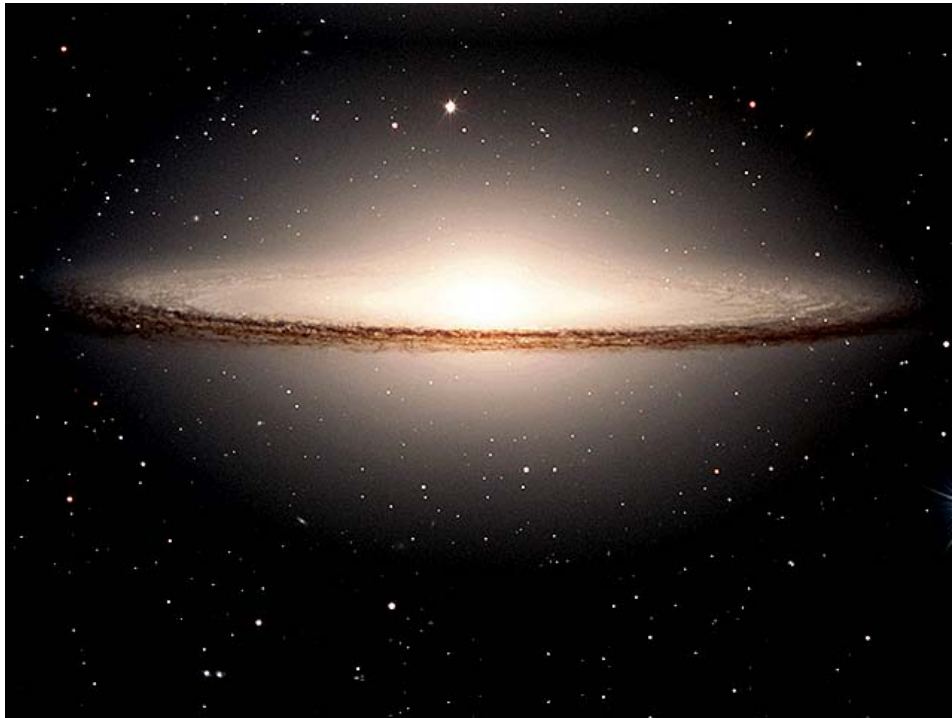


Figura 1.2: Galassia NGC 4594 (M104) con sferoide classico.

cità analoga alla relazione $L_B \propto \sigma^4$ (Faber & Jackson 1976) mentre Lauer et al. (2005) trovano che possono presentare evidenza di polveri nelle regioni centrali come avviene per le galassie ellittiche.

Dalla misura del profilo radiale di brillantezza superficiale di un campione di galassie lenticolari e a spirale Fisher & Drory (2008) hanno riscontrato che gli sferoidi classificati morfologicamente come classici hanno un profilo che segue una legge $r^{1/n}$ (Sersic 1968) con un valore di $n \geq 2$, confermando i risultati già ottenuti da Andredakis et al. (1995) e da Tissera et al. (2006); inoltre, i valori del rapporto tra luminosità dello sferoide e luminosità totale B/T coprono un ampio intervallo senza nessuna limitazione (Drory & Fisher 2007).

Dall'analisi degli spettri degli sferoidi classici si trova che la loro cinematica è dominata da fenomeni di dispersione di velocità (Kormendy & Illingworth 1982; Davies & Illingworth 1983; Aguerri et al. 2005; Emsellem et al. 2007; Cappellari et al. 2007) ed è quindi possibile classificarli tra i rotatori lenti (Emsellem et al. 2011).

Gli sferoidi classici sono formati da stelle vecchie di popolazione II, dato che per un valore fissato di dispersione di velocità la loro popolazione stellare risulta indistinguibile da quella di una galassia ellittica (Thomas & Davies 2006). Nel diagramma colore-magnitudine si dispongono nella cosiddetta “sequenza rossa” (Drory & Fisher 2007) e presentano un'efficienza di formazione stellare molto inferiore rispetto a quella dei loro dischi.

1.2.2 Sferoidi a “scatola”

Gli sferoidi di molte galassie viste di taglio hanno una particolare forma a “scatola” (Burbidge & Burbidge 1959; Jarvis 1986). Binney & Petrou (1985) hanno costruito alcuni modelli assisimmetrici che descrivono sistemi contenenti questa tipologia di sferoidi; essi, in particolare, ritenevano che l’accrescimento fosse il maggior responsabile della loro formazione. Le osservazioni, tuttavia, sono in contrasto con questo scenario, in quanto si trova una minima evidenza di accrescimento (Shaw 1987; Whitmore & Bell 1988). Un’ulteriore scenario deriva da simulazioni numeriche riguardanti l’evoluzione secolare della barra all’interno delle galassie (Combes & Sanders 1981; O’Neill & Dubinski 2003); dopo la formazione della barra, alcune stelle della barra acquistano un moto verticale e si dispongono su orbite che possono discostarsi di molto dal piano galattico col passare del tempo (Raha et al. 1991; Martinez-Valpuesta et al. 2006). Per questo motivo, visti di taglio, questi oggetti sono caratterizzati da una forma squadrata (Figura 1.3). Le orbite che competono agli sferoidi a “scatola” sono state ampiamente studiate (Combes et al. 1990; Pfenniger 1984, 1985; Patsis et al. 2002) ed emerge che generalmente si manifestano come orbite x_1 instabili verticalmente. Patsis et al. (2002) mostrano come queste orbite siano non solo presenti, ma che la forma a “scatola” sia possibile anche se le perturbazioni non assisimmetriche sono molto deboli.

Strutture formate in questo modo presentano caratteristiche morfologiche, fotometriche e cinematiche simili alle barre predette da simulazioni a molticorpi, mentre la popolazione stellare è simile a quella del disco interno. Inoltre, si noti che la frazione di sferoidi a “scatola” visti di taglio è circa il 45% (Lütticke et al. 2000), consistente con la frazione di galassie barrate (Knapen et al. 2000; Eskridge et al. 2000), avvalorando l’idea che gli sferoidi a “scatola” non siano altro che barre osservate sotto un angolo di vista particolare.

Gli sferoidi a “scatola” mostrano campi di velocità cilindrica (Williams et al. 2011) e un basso grado di dispersione di velocità ad eccezione di un picco centrale (Shaw 1993) e possono essere classificati, quindi, tra i rotatori veloci (Emsellem et al. 2011). La connessione tra questa tipologia di sferoidi ed il loro processo di formazione da una componente di disco può essere compresa più approfonditamente andando ad effettuare un’analisi dettagliata della funzione di distribuzione delle velocità lungo la linea di vista. Kuijken & Merrifield (1995), Vega-Beltrán et al. (1997) e Bureau & Freeman (1999) hanno studiato la cinematica degli sferoidi a “scatola” visti di taglio, mettendo in evidenza una caratteristica forma a “otto” nel diagramma posizione-velocità, dovuta a diversi valori di velocità in corrispondenza dello stesso raggio; poiché questa distribuzione delle velocità non trova una corrispondenza se le isofote sono ellittiche, essa è un’ulteriore conferma che questa tipologia di sferoide è correlato alla presenza della barra. In aggiunta, l’analisi spettroscopica delle righe di assorbimento a fenditura lunga (Chung & Bureau 2004) di galassie contenenti questa tipologia di sferoidi mostra numero-



Figura 1.3: Galassia NGC 4565 con sferoide a “scatola”.

se caratteristiche in comune con le simulazioni numeriche di barre viste di taglio (Bureau & Athanassoula 2005). La luminosità integrata lungo la fenditura, che equivale al profilo lungo l’asse maggiore, presenta un picco centrale che segue una legge quasi esponenziale. La curva di rotazione è caratterizzata da un doppio picco, mentre la dispersione di velocità ha un picco centrale che presenta nella parte più interna una regione piatta o un piccolo minimo (Athanassoula 2008).

Poiché gli sferoidi a “scatola” si formano dal riarrangiamento di materiale del disco, essi condividono la stessa popolazione stellare (Athanassoula 2008).

1.2.3 Pseudosferoidi

Gli pseudosferoidi si sono formati in processi molto lunghi correlati con la presenza di una barra all’interno della galassia. Il gas si muove verso l’interno a causa della forza esercitata dalla barra, formando un disco interno o un anello; quando il disco interno diventa sufficientemente massiccio, comincia la formazione stellare che dà luogo allo pseudosferoide. L’accumulo di materiale in prossimità del centro galattico può divenire così significativo da portare alla distruzione della barra (Shen & Sellwood 2004). In particolare, Norman et al. (1996) hanno simulato l’accrescimento di una massa puntiforme al centro di un disco che aveva in precedenza formato una struttura barrata; verificato che la barra fosse stabile, accrescendo il valore della massa puntiforme, la barra diventa sempre più debole. Il valore massimo della massa puntiforme affinché riesca a dissolvere completamente la barra è di circa il 5–7% della massa del disco .

Gli sferoidi formati in questo scenario si trovano principalmente in ambienti di bassa densità (Zhao 2012) e presentano una struttura molto schiacciata con caratteristiche del tutto simili a quelle dei dischi (Figura 1.4); infatti, le galassie



Figura 1.4: Galassia NGC 3370 con pseudosferoide.

che possiedono uno pseudosferoide, se viste di taglio, si potrebbe pensare che siano formate solamente dal disco. Essi si trovano principalmente nelle galassie di tipo avanzato (Carollo & Stiavelli 1998), essendo queste più ricche di gas; tuttavia, numerosi esempi si riscontrano anche tra le galassie lenticolari (Erwin et al. 2003; Laurikainen et al. 2007). Confrontando la disposizione degli pseudosferoidi nel Piano Fondamentale, il quale correla il raggio efficace, la brillantezza superficiale efficace e la dispersione di velocità, Carollo (1999) riscontra che gli pseudosferoidi non giacciono nello stesso piano delle galassie ellittiche e degli sferoidi classici, ma stanno in una zona di minore densità, confermando i risultati ottenuti da Kent (1985) e da Andredakis et al. (1995). Altre relazioni di scala suggeriscono che gli sferoidi di galassie di tipo tardo provengono dall'evoluzione secolare dei loro dischi, come la lunghezza di scala del disco che correla con il raggio effettivo dello sferoide (Courteau et al. 1996; Aguerri et al. 2005; Carollo et al. 2007) o la luminosità dello sferoide scala che correla con la luminosità totale (Carollo et al. 2007).

Gli pseudosferoidi sono descritti, a differenza degli sferoidi classici, da un profilo radiale di luminosità esponenziale, ovvero presentano un valore dell'indice di Sérsic $n \simeq 1$ (Andredakis et al. 1995; Fisher & Drory 2008); inoltre, il rapporto tra luminosità dello sferoide e luminosità della galassia B/T è sempre minore di $1/3$, come atteso dal fatto che la loro formazione avviene dall'accrescimento di materiale del disco (Drory & Fisher 2007). Essi possono presentare anche alcune sottostrutture tipiche del disco, come ad esempio bracci di spirale, anelli, zone di intensa formazione stellare, polveri e barre (Kormendy 1993; Carollo et al. 1998; Kormendy & Kennicutt 2004).

L'analisi spettrale mostra come la dinamica degli pseudosferoidi sia sostenuta dalla rotazione (Kormendy 1993) e che quindi rientrino nella categoria dei rotatori veloci (Emsellem et al. 2011); essi presentano un basso valore di dispersione di velocità, il quale può essere considerato come un possibile indicatore di un'evoluzione secondaria, dovuta a condizioni di instabilità negli sferoidi, soprattutto di piccola massa (Kormendy & Kennicutt 2004).

La percentuale di formazione stellare recente, sia in termini di *redshift* sia di frazione di massa, cresce al diminuire della dispersione di velocità: gli pseudosferoidi sono formati da stelle giovani di popolazione I (Carollo et al. 2001; Thomas & Davies 2006); nel diagramma colore-magnitudine si dispongono nella zona della cosiddetta “nube blu” (Drory & Fisher 2007). Lavori recenti hanno dimostrato come ci sia un picco di formazione stellare nelle regioni centrali delle galassie barrate (Ellison et al. 2011; Oh et al. 2012) e che la distribuzione dell'età media delle stelle ha un picco, assente nelle galassie non barrate, consistente con età giovani (Coelho & Gadotti 2011; Pérez & Sánchez-Blázquez 2011), in accordo con gli scenari di formazione di questa tipologia di sferoidi.

Nonostante sia gli sferoidi a “scatola” sia gli pseudosferoidi derivino da processi di formazione connessi con la presenza di una barra nella galassia, i due scenari evolutivi sono nettamente distinti. Gli sferoidi a “scatola” nascono a causa di instabilità verticali, le quali sono processi non dissipativi; invece, il processo che porta alla formazione degli pseudosferoidi prevede una ridistribuzione radiale del materiale ed è basato almeno parzialmente su processi dissipativi. Infine, un'ulteriore differenziazione si ha per quanto riguarda le dimensioni radiali: i primi si estendono fino a raggi comparabili con quelli della barra mentre i secondi hanno un'estensione nettamente inferiore, al massimo equivalente a 1 kpc.

1.3 Scopo e tema della tesi

Lo scopo di questo lavoro di tesi è quello di studiare la componente sferoidale di un campione di galassie lenticolari, derivandone la forma intrinseca e verificando se essa è compatibile con la struttura dinamica predetta dallo studio della cinematica delle stelle che lo compongono.

Come già descritto, la forma intrinseca dello sferoide è dovuta ai diversi scenari di formazione ed evoluzione della galassia; utilizzando una tecnica di analisi della distribuzione di brillantezza superficiale sviluppata recentemente, GASP2D (Méndez-Abreu et al. 2008), è possibile determinare i rapporti assiali intrinseci dello sferoide e, quindi, determinarne la forma tridimensionale attraverso un'analisi statistica. Lo studio vuole confermare l'ipotesi che lo sferoide e la distribuzione delle orbite delle stelle che lo compongono siano correlate, in particolare che ad un basso grado di triassialità corrisponda un basso grado di anisotropia delle velocità e, quindi, un processo di formazione prolungato.

La tesi è organizzata come segue:

1. nel primo capitolo viene data la definizione di componente sferoidale di una galassia a disco, discutendone gli scenari di formazione ed evoluzione e descrivendone le proprietà osservate fotometriche, cinematiche e di popolazione stellare;
2. nel secondo capitolo si descrivono le proprietà del campione di galassie del progetto ATLAS^{3D} e viene introdotto il campione di galassie lenticolari non barrate utilizzato nel presente lavoro;
3. nel terzo capitolo viene introdotta la *Sloan Digital Sky Survey*, dal cui archivio vengono prese le immagini utilizzate nell'analisi. Viene descritto, poi, il metodo di riduzione delle immagini e la procedura per stimare i parametri iniziali per la decomposizione fotometrica;
4. nel quarto capitolo viene presentato l'algoritmo di decomposizione fotometrica parametrica bidimensionale; l'analisi fotometrica permetterà di suddividere il campione iniziale in 5 sottocampioni e di misurare i parametri delle componenti strutturali di ogni sottocampione di galassie considerato. Viene descritta, inoltre, la procedura per associare gli errori ai valori dei parametri ricavati attraverso la decomposizione;
5. nel quinto capitolo si discute il problema della determinazione della forma intrinseca dello sferoide a partire dai parametri strutturali osservati, impostando il problema da un punto di vista geometrico e statistico; definite le variabili in gioco, vengono descritti i parametri caratteristici dello sferoide (ellitticità equatoriale e schiacciamento intrinseco) e presentate le rispettive funzioni di distribuzione di probabilità; infine vengono proposti i risultati ottenuti per lo sferoide del campione di galassie lenticolari non barrate;
6. nel sesto capitolo, dopo aver descritto le proprietà cinematiche di un sistema galattico introducendo l'equazione di Boltzmann non collisionale e ricavando da essa le equazioni di Jeans, si introduce la formulazione del teorema del viriale e la sua applicazione nel diagramma diagnostico ($v/\sigma - \epsilon$). Infine, la forma intrinseca degli sferoidi del campione di galassie viene correlata con le sue proprietà dinamiche.

2 Selezione del campione

Il capitolo è dedicato alla descrizione delle caratteristiche del campione di galassie che verrà utilizzato nell'analisi fotometrica e statistica. Nella Sezione 2.1 viene descritto il progetto ATLAS^{3D} da cui si ricaveranno le informazioni cinematiche delle galassie mentre nella Sezione 2.2 vengono presentati i criteri di selezione che portano ad ottenere il campione di 45 galassie.

2.1 Il progetto ATLAS^{3D}

Questo lavoro si propone di correlare le proprietà fotometriche con le proprietà cinematiche di un campione di galassie lenticolari. Per fare ciò è indispensabile avere a disposizione dati fotometrici e cinematici molto accurati; a quest'ultimo proposito si utilizzano i risultati ottenuti nel corso di ATLAS^{3D} (Cappellari et al. 2011), un progetto che si propone di fornire un inventario completo dell'ammontare di materia barionica nell'universo e di fornire una descrizione bidimensionale dettagliata della cinematica stellare e gassosa di un campione statisticamente completo di galassie ellittiche e lenticolari.

Le osservazioni del progetto ATLAS^{3D} nell'ottico sono condotte con lo spettrografo a campo integrale *Spectroscopic Areal Unit for Research on Optical Nebulae* (SAURON) del *William Herschel Telescope* (WHT), le osservazioni radio sono eseguite grazie al *Westerbork Radio Synthesis Telescope* (WRST), quelle millimetriche con il telescopio da 30 metri dell'*Institut de Radioastronomie Millimétrique* (IRAM) e il *Combined Array for Research in Millimeter-wave Astronomy* (CARMA) e si fa uso del *Canada-France-Hawaii Telescope* (CFHT) per avere immagini molto profonde.

I criteri di selezione di ATLAS^{3D} comprendono:

- la scelta di galassie ellittiche e lenticolari (de Vaucouleurs et al. 1991) con $cz < 3000 \text{ km s}^{-1}$ ricavato da NASA/IPAC *Extragalactic Database* (NED¹), che corrisponde ad una distanza massima di circa 40 Mpc assumendo come valore della costante di Hubble $H_0 = 72 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, in modo tale che le righe $\text{H}\beta\lambda 4861$, $[\text{OIII}]\lambda 5007$ e $\text{Mgb}\lambda 5167$ ricadano all'interno dell'intervallo spettrale coperto da SAURON;
- declinazione $|\delta - 29^\circ| < 35^\circ$, per garantire l'osservabilità degli oggetti dal telescopio WHT che opera dall'*Observatorio del Roque de los Muchachos* (La Palma, Spagna);
- latitudine galattica $|b| > 15^\circ$, per limitare l'estinzione dovuta alle polveri galattiche lungo il piano equatoriale e ridurre la contaminazione da parte delle stelle di campo presenti tra noi e la galassia in esame;

¹Disponibile in <http://www.ned.ipac.caltech.edu>.

- galassie appartenenti al catalogo *The Two Micron All-Sky Survey* (2MASS, Jarrett et al. 2000) aventi magnitudine apparente totale $K_T < 11.6$ mag e, quindi, magnitudine assoluta totale $M_K < -21.5$ mag.

Sono state così selezionate 260 galassie (68 ellittiche, 192 lenticolari) a partire da un campione iniziale di 871 galassie (8% ellittiche, 22% lenticolari, 70% a spirale).

Lo studio prevede la suddivisione delle galassie ellittiche e lenticolari in due grandi famiglie, in base alle proprietà cinematiche descritte dal momento angolare specifico

$$\lambda_R = \frac{\langle R|V| \rangle}{\langle R\sqrt{V^2 + \sigma^2} \rangle},$$

che, utilizzando tecniche di spettroscopia bidimensionale, diventa

$$\lambda_R = \frac{\sum_{i=1}^{N_p} F_i R_i |V_i|}{\sum_{i=1}^{N_p} F_i R_i \sqrt{V_i^2 + \sigma_i^2}},$$

con F_i , R_i , V_i e σ_i rispettivamente il flusso, il raggio circolare, la velocità e la dispersione di velocità del *bin* i -esimo. In questo modo, infatti, il momento angolare specifico, ricavato attraverso i primi due momenti di velocità stellare, quantifica la struttura di velocità globale di una galassia sfruttando l'informazione spaziale data dalla tecnologia a campo integrale (Emsellem et al. 2007). Essi propongono una semplice correlazione tra il momento angolare specifico e il rapporto tra velocità di rotazione e dispersione di velocità nella forma

$$\lambda_R \simeq \frac{\kappa(v/\sigma)}{\sqrt{1 + \kappa^2(v/\sigma)^2}}, \quad (2.1)$$

trovando come miglior valore $\kappa = 1.1 \pm 0.1$.

Le galassie che presentano un valore di momento angolare specifico apparente $\lambda_R < 0.31 \times \sqrt{\epsilon}$ vengono definite rotatori lenti, mentre quelle con $\lambda_R > 0.31 \times \sqrt{\epsilon}$ vengono definite rotatori veloci. I rotatori lenti presentano poca o nessuna rotazione, un disallineamento significativo tra l'asse fotometrico e quello cinematico e componenti cinematiche disaccoppiate; i rotatori veloci sono caratterizzate da campi di velocità regolari, consistenti con le proprietà del disco e nessun disallineamento tra gli assi cinematici e fotometrici (Emsellem et al. 2011).

ATLAS^{3D} si propone, tra l'altro, di:

- determinare quale sia il meccanismo che porta alla formazione dei rotatori lenti e quali siano i processi fisici che determinano le loro proprietà fotometriche e cinematiche, studiando quali processi possano portare al valore attuale di λ_R (Emsellem et al. 2011). La formazione dei rotatori veloci può essere ricondotta a processi dissipativi del gas nelle galassie a spirale, che comportano un aumento del momento angolare specifico; i rotatori len-

ti sono la conseguenza di ripetuti processi di fusione, che determinano la perdita della loro identità cinematica attraverso acquisizione di componenti disaccoppiate, quali stelle o gas controrotante;

- fornire una classificazione morfologica che consideri la suddivisioni nelle due famiglie di rotatori (Cappellari et al. 2011). I rotatori veloci visti di taglio sono generalmente galassie lenticolari, che appaiono come galassie a spirale ma senza polveri e gas, spesso barrate; i rotatori lenti sono apparentemente più tondeggianti (E0-E4), ad eccezione dei dischi controrotanti, e sono consistenti con l'appartenere alla famiglia delle galassie ellittiche. A questo proposito viene proposta una rivisitazione del diagramma di Hubble, nello stile di quella introdotta da van den Bergh (1976), che permette di considerare questa classificazione;
- determinare quale sia l'origine del mezzo interstellare molecolare e ionizzato nella galassie ellittiche e lenticolari (Davis et al. 2011). Per i rotatori veloci, i risultati mettono in evidenza un limite inferiore molto stretto per l'acquisizione di gas da processi esterni; i rotatori lenti, invece, hanno come fonte primaria l'ambiente e l'interazione con altri sistemi;
- ricavare possibili caratteristiche di disco nel profilo di brillantezza superficiale e confrontarle con le proprietà cinematiche (Krajnović et al. 2013). Viene messa in evidenza una correlazione tra il momento angolare, il rapporto tra luminosità del disco e quella totale D/T e l'indice di Sérsic n dello sferoide: le galassie con valori più grandi di momento angolare presentano anche valori più grandi di D/T ma valori più piccoli di n ;
- studiare l'efficienza globale di formazione stellare in simulazioni idrodinamiche, a grande risoluzione, di dischi di gas immersi in galassie isolate (Martig et al. 2013). L'analisi mostra come i dischi di gas immersi nelle galassie ellittiche e lenticolari siano più stabili rispetto a quelli immersi nelle spirali, a causa della maggiore profondità delle buche di potenziale e all'assenza di stelle che contribuiscono al processo di autogravitazione del disco; inoltre, l'efficienza di formazione stellare nelle galassie ellittiche e lenticolari è 2–5 volte inferiore rispetto alle galassie a spirale.

2.2 Selezione del campione

In questo progetto di tesi, per stimare una possibile correlazione tra la forma intrinseca e l'anisotropia della componente sferoidale, sono state individuate tutte le galassie, tra quelle analizzate nel progetto ATLAS^{3D}, che soddisfano ai seguenti criteri:

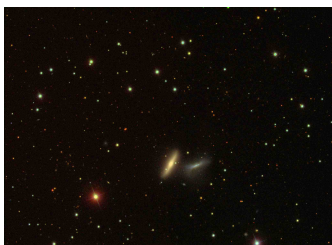
- lenticolari non barrate (SA0) sulla base della classificazione morfologica del catalogo RC3;

- senza alcuna peculiarità morfologica (a.e., anelli, strutture indicative di recenti processi di interazione, asimmetrie) sulla base dell’analisi fotometrica condotta da Cappellari et al. (2011);
- senza alcuna peculiarità cinematica (a.e., componenti disaccoppiate nel nucleo o nelle regioni esterne) sulla base dell’analisi delle mappe di velocità e dispersione di velocità ottenute da Krajnović et al. (2011);
- un’inclinazione $i = \arccos(b/a) < 72^\circ$, con a e b semiasse maggiore e minore della galassia (2MASS), per permettere una corretta decomposizione fotometrica;
- con immagini disponibili nell’archivio della *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS, York et al. 2000).

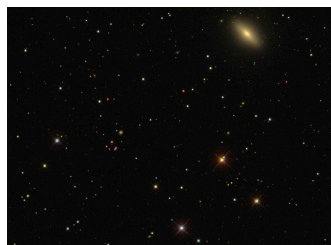
Questa ulteriore selezione porta ad identificare 45 galassie e non compromette in alcun modo la validità generale della discussione.

La scelta di utilizzare galassie lenticolari non barrate deriva dalla necessità di ridurre il numero di componenti luminose della galassia per semplificare la decomposizione fotometrica parametrica, in cui si assume che la brillantezza superficiale osservata sia la somma dei contributi delle sole componenti di sferoide e di disco; l’esclusione delle galassie a spirale rende più agevole la determinazione dei parametri strutturali del disco. Il limite sull’inclinazione massima è richiesto per permettere la misura accurata del disallineamento tra l’angolo di posizione dello sferoide e quello del disco, indicativo di una possibile triassialità dello sferoide, e in modo da poter separare correttamente la componente di alone della galassia dalla componente di disco nell’effettuare la decomposizione parametrica bidimensionale.

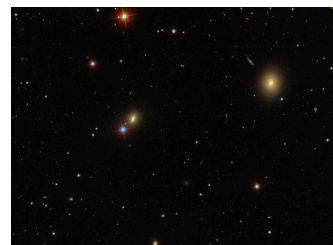
Il campione finale di 45 galassie è riportato in Tabella 2.1, assieme alle informazioni fotometriche (ellitticità) e cinematiche (v/σ) ricavate da Emsellem et al. (2011). Le immagini degli oggetti nei campi fotografati dalla *Data Release 9* (DR9) della SDSS sono mostrati nella Figura 2.1.



NGC 2481



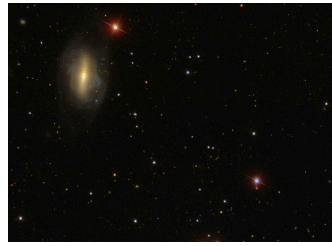
NGC 2577



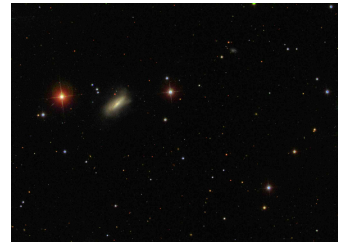
NGC 2594



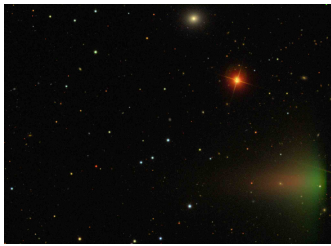
NGC 2679



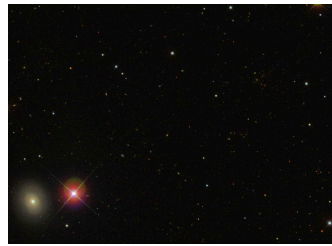
NGC 2685



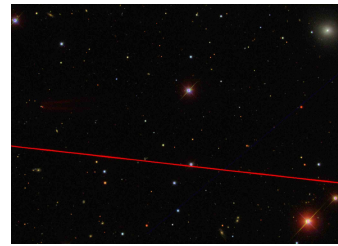
NGC 2764



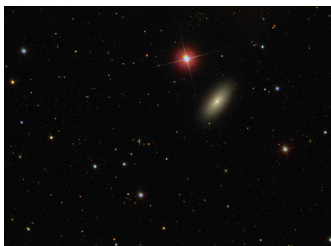
NGC 2852



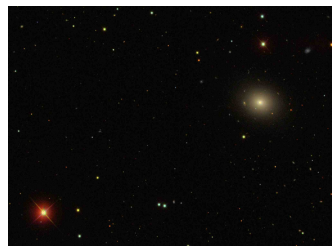
NGC 3032



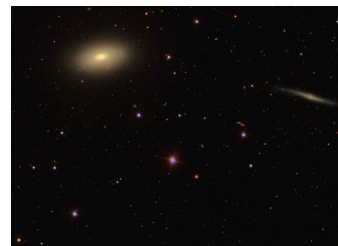
NGC 3073



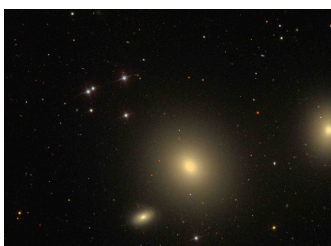
NGC 3156



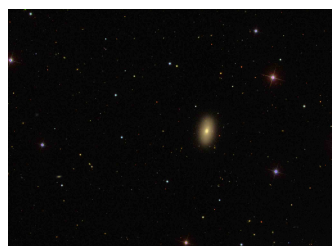
NGC 3182



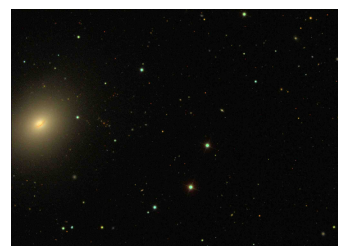
NGC 3245



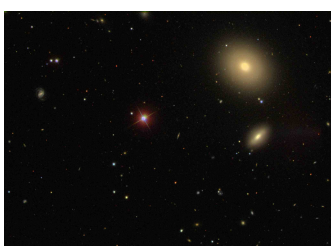
NGC 3607



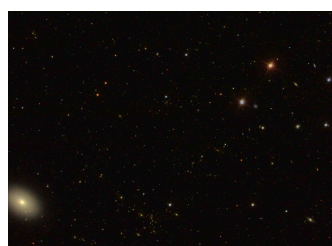
NGC 3648



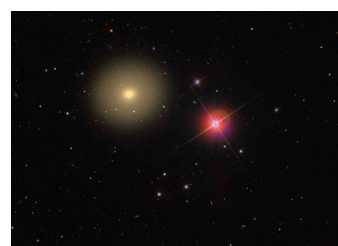
NGC 3665



NGC 3998



NGC 4150



NGC 4203



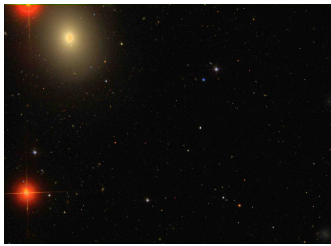
NGC 4249



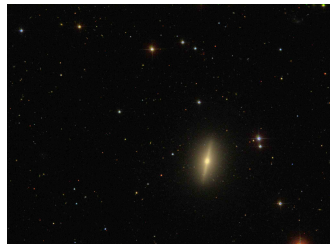
NGC 4379



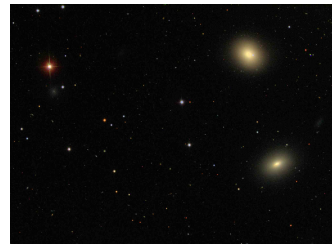
NGC 4435



NGC 4459



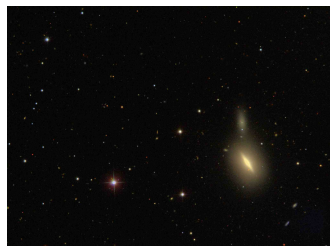
NGC 4474



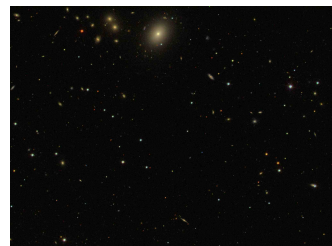
NGC 4476



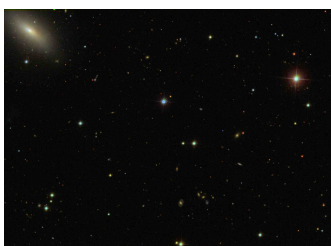
NGC 4578



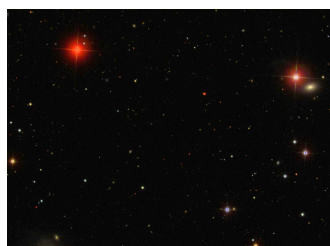
NGC 4638



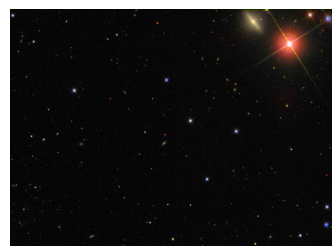
NGC 4690



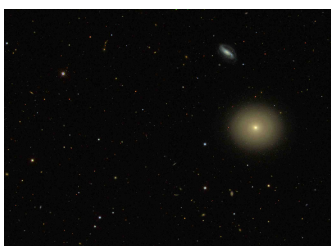
NGC 4694



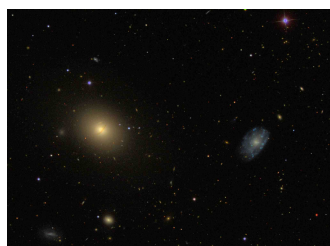
NGC 4803



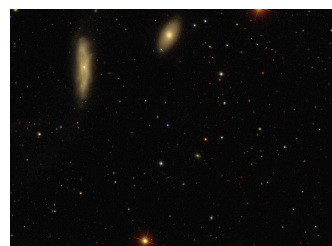
NGC 5103



NGC 5273



NGC 5485



NGC 5507

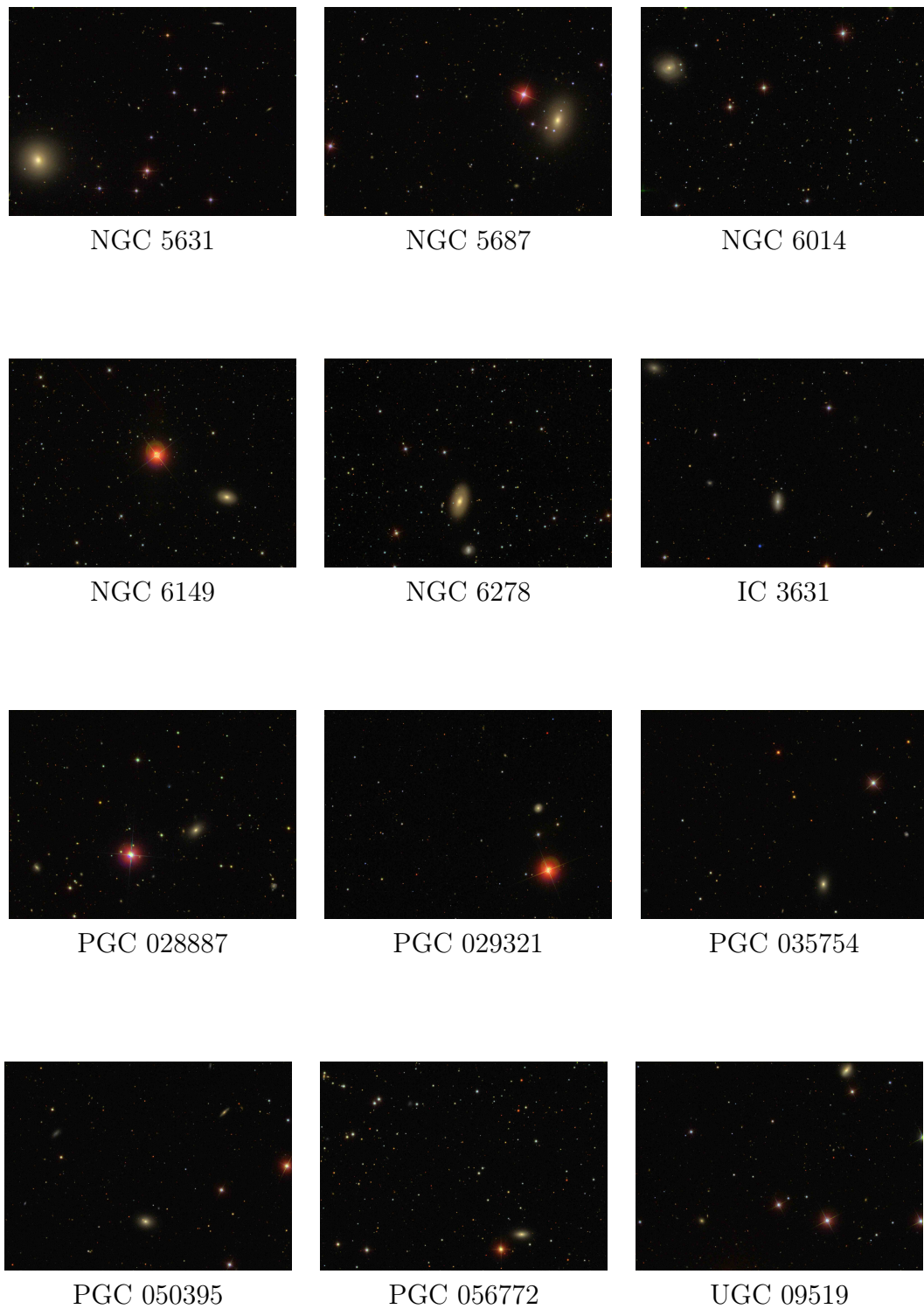


Figura 2.1: Immagini a falsi colori, ottenute dalla composizione delle immagini nelle bande *g*, *r*, *i* del campione selezionato nei campi fotografati dalla DR9 della SDSS. Il campo di vista è di 811×590 arcsec².

Tabella 2.1: Campione selezionato di 45 galassie.

Nome	Inclinazione (gradi)	d (Mpc)	ϵ	v/σ	Classificazione	Nome	Inclinazione (gradi)	d (Mpc)	ϵ	v/σ	Classificazione
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
NGC 2481	72	32	0.684	0.686	F	NGC 4476	47	17.6	0.353	0.236	S
NGC 2577	61	30.8	0.471	0.874	F	NGC 4578	44	16.3	0.289	0.669	F
NGC 2594	48	35.1	0.403	0.455	F	NGC 4638	55	17.5	0.606	0.909	F
NGC 2679	52	31.1	0.368	0.185	F	NGC 4690	37	40.2	0.266	0.149	S
NGC 2685	73	16.7	0.612	0.840	F	NGC 4694	61	16.5	0.547	0.275	F
NGC 2764	70	39.6	0.614	0.783	F	NGC 4803	52	39.4	0.282	0.192	S _{1/2}
NGC 2852	21	28.5	0.135	0.320	F	NGC 5103	65	23.4	0.594	0.588	F
NGC 3032	41	21.4	0.102	0.267	F	NGC 5273	20	16.1	0.108	0.554	F
NGC 3073	46	32.8	0.124	0.136	S _{1/2}	NGC 5485	37	25.2	0.171	0.176	F
NGC 3156	58	21.8	0.478	0.771	F	NGC 5507	55	28.5	0.252	0.479	F
NGC 3182	28	34.0	0.166	0.372	F	NGC 5631	29	27.0	0.127	0.171	S
NGC 3245	57	20.3	0.442	0.624	F	NGC 5687	47	27.2	0.379	0.486	F
NGC 3607	27	22.2	0.185	0.283	F	NGC 6014	42	35.8	0.419	0.418	F
NGC 3648	58	31.9	0.421	0.711	F	NGC 6149	49	37.2	0.325	0.656	F
NGC 3665	40	33.1	0.216	0.463	F	NGC 6278	52	42.9	0.409	0.521	F
NGC 3998	39	13.7	0.170	0.415	F	IC 3631	64	42.0	0.560	0.218	F
NGC 4150	47	13.4	0.328	0.514	F	PGC 028887	34	41.0	0.323	0.282	S
NGC 4203	20	14.7	0.154	0.281	F	PGC 029321	35	40.9	0.140	0.339	F
NGC 4249	10	38.7	0.048	0.204	F	PGC 035754	49	39.0	0.275	0.258	F
NGC 4379	39	15.8	0.224	0.386	F	PGC 050395	49	37.2	0.233	0.149	S
NGC 4435	47	16.7	0.468	0.672	F	PGC 056772	62	39.5	0.493	0.386	F
NGC 4459	37	16.1	0.148	0.477	F	UGC 09519	55	27.6	0.484	0.764	F
NGC 4474	65	15.6	0.570	0.439	F						

Note. Campione delle 45 galassie analizzate. Vengono forniti il nome della galassia (1) e (7), i valori di inclinazione (2) e (8), ricavati utilizzando i dati presenti nel NED, la distanza della galassia (3) e (9), i valori di ellitticità (4) e (10) e di rapporto v/σ (5) e (11) ricavati da Emsellem et al. (2011) e la classificazione cinematica in rotatori lenti (S) o rotatori veloci (F) alla distanza R_e (6) e (12); il pedice 1/2 si riferisce al caso in cui il raggio al quale viene condotta la classificazione sia pari a metà R_e .

3 Analisi delle immagini

Il capitolo è dedicato alla procedura di analisi delle immagini del campione di 45 galassie selezionato. Dopo aver descritto come ottenere le immagini per il campione di galassie selezionato (Sezione 3.1), viene descritta la procedura di analisi, che comprende la conversione dell'immagine da flusso a conteggi e la stima dei coefficienti di calibrazione (Sezione 3.2.1), la stima del livello del cielo e dell'errore ad esso associato (Sezione 3.2.2), la misura della funzione di allargamento (Sezione 3.2.3) e la misura delle isofote (Sezione 3.2.4).

3.1 Acquisizione delle immagini

Le immagini da analizzare delle galassie del campione individuato sono state prelevate dall'archivio della *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS). La SDSS è uno tra i maggiori progetti di mappatura celeste che finora ha osservato e catalogato gli oggetti di circa un terzo di cielo grazie all'utilizzo del telescopio da 2.5 m di diametro presente all'*Apache Point Observatory* (APO, Sunspot, New Mexico).

Operativa dal 2000, la SDSS mette a disposizione di tutta la comunità, scientifica e non, un archivio digitale in cui sono raccolti spettri e immagini multibanda di galassie, quasar e stelle. Le tematiche affrontate sono varie e includono lo studio della struttura della Via Lattea, delle galassie del Gruppo Locale, dell'evoluzione delle galassie e dei quasar, della struttura su larga scala dell'universo e del suo contenuto in termini di materia e di energia.

Dall'inizio delle osservazioni, l'attività della SDSS si suddivide in quattro fasi, a seconda dei progetti di ricerca interessati: SDSS I, dal 2001 al 2005 (York et al. 2000), SDSS II, dal 2005 al 2008 (Abazajian et al. 2009), SDSS III, dal 2008 al 2014 (Eisenstein et al. 2011); è attualmente in corso la fase SDSS IV (2014-2020), la quale si propone di migliorare la precisione delle misure cosmologiche nella prima fase dell'universo (eBOSS), allargare l'analisi spettroscopica della Galassia nell'emisfero australe e boreale (APOGEE-2) e, per la prima volta, utilizzare gli spettrografi per ottenere mappe spazialmente risolte di singole galassie (MaNGA).

Le immagini, gli spettri e tutti i dati della SDSS, accuratamente ridotti e calibrati, sono accessibili attraverso due grandi archivi, il *Data Archive Server* (DAS²) e il *Catalog Archive Server* (CAS³) e sono pubblicati in *Data Release* (DR) annuali.

La DR9 (Ahn et al. 2012), consultata per questo progetto, è la penultima delle *Data Release* della SDSS III e raccoglie i dati dei quattro progetti:

- *APO Galactic Evolution Experiment* (APOGEE), il quale utilizza una tecnica di spettroscopia infrarossa ad alta risoluzione e con un alto rappor-

²Disponibile in <http://www.das.sdss.org/>.

³Disponibile in <http://www.cas.sdss.org/>.

to segnale-rumore, tale da penetrare la polvere che oscura una frazione significativa del disco e dello sferoide della Galassia;

- *Baryon Oscillation Spectroscopic Survey* (BOSS), che mappa la distribuzione delle galassie rosse luminose (LRGs) e dei quasar, per indagare la scala caratteristica delle oscillazioni acustiche barioniche nell’universo primordiale;
- *Multi-object APO Radial Velocity Exoplanet Large-area Survey* (MARVELS), il quale monitora la velocità radiale di 11000 stelle brillanti, con una precisione tale da permettere l’identificazione di pianeti giganti gassosi con un periodo orbitale tra qualche ora ed un paio di anni;
- *Sloan Extension for Galactic Understanding and Exploration 2* (SEGUE-2), evoluzione del progetto SEGUE-1, che ha permesso l’osservazione spettroscopica di 119000 stelle ad una distanza tra 10 e 60 kpc.

Per ottenere l’immagine di una galassia si inseriscono in DAS le sue coordinate (ascensione retta e declinazione) e, nel caso siano presenti più puntamenti, l’archivio fornisce quello dove l’oggetto è meglio centrato nel campo di vista e ha disponibili i dati di calibrazione più esaustivi.

Le immagini sono disponibili in 5 bande: u , g , r , i , z . In questo progetto si è deciso di utilizzare l’immagine ottenuta in banda i , essendo il nostro scopo quello di mappare galassie prevalentemente costituite da stelle di popolazione II che, quindi, emettono soprattutto nelle bande più rosse della finestra ottica. Si è preferita la banda i alla banda z perché si raggiungono per le galassie livelli di brillantezza superficiale più bassi a parità di tempo di esposizione a causa della maggior efficienza quantica del filtro i (Fukugita et al. 1996).

3.2 Analisi delle immagini

L’analisi dell’immagine è stata effettuata attraverso i programmi di riduzione di dati astronomici contenuti nell’*Image Reduction and Analysis Facility* (IRAF) e distribuiti dal *National Optical Astronomy Observatory* (NOAO).

3.2.1 Calibrazione in flusso

L’archivio di SDSS fornisce i parametri utili per la calibrazione in flusso delle immagini e cioè il valore del punto zero fotometrico Z_{cal} , il coefficiente di estinzione per massa d’aria K , la massa d’aria χ per un oggetto che si trova al centro del campo, il tempo di posa t_{exp} e l’area di cielo A in arcsec^2 coperta da ogni *pixel*. È quindi possibile calcolare il punto zero in magnitudini e il punto zero in brillantezza superficiale come

$$Z_m = -(Z_{\text{cal}} + K\chi) + 2.5 \log(t_{\text{exp}}) \text{ mag} \quad (3.1)$$

$$Z_\mu = -(Z_{\text{cal}} + K\chi) + 2.5 \log(t_{\text{exp}}A) \text{ mag arcsec}^{-2}. \quad (3.2)$$

A questo punto si possono calcolare le magnitudini e le brillanze superficiali come

$$m = -2.5 \log(I_{\text{ADU}}) + Z_m \text{ mag} \quad (3.3)$$

$$\mu = -2.5 \log(I_{\text{ADU}}) + Z_\mu \text{ mag arcsec}^{-2}, \quad (3.4)$$

dove I_{ADU} è il flusso espresso in ADU dovuto alla galassia, già sottratto del valore di soglia, corrispondente a $I_{\text{ADU,soglia}} = 1000 \text{ ADU}$, e del contributo dovuto al cielo (Tabella 3.2).

Dalla DR7 in poi, tuttavia, le immagini fornite dalla SDSS vengono calibrate in nanomaggies ($1 \text{ nm} = 3.631 \times 10^{-6} \text{ Jy} = 3.631 \times 10^{-29} \text{ erg cm}^{-2}$) e non in conteggi; il vantaggio consiste nel fatto che risulta immediato calibrare le immagini

$$m = -2.5 \log(I_{\text{nm}}) + 22.5 \text{ mag} \quad (3.5)$$

$$\mu = -2.5 \log(I_{\text{nm}}) + 5 \log(0.396) + 22.5 \text{ mag arcsec}^{-2}, \quad (3.6)$$

poiché la costante di calibrazione è unica e I_{nm} è il flusso espresso in nanomaggies.

Viceversa, in questo modo, risulta più complicato eseguire operazioni di decomposizione fotometrica, poiché il processo di minimizzazione utilizzato dal programma di decomposizione utilizza la statistica poissoniana nel calcolo dei pesi relativi ai parametri e, quindi, risulta necessario conoscere il numero di elettroni per poter effettuare l'analisi. La conversione implica una divisione del valore in nanomaggies per l'energia dell'elettrone, $E = h\nu$ (in erg), usando come ν la frequenza che corrisponde alla banda del filtro al fine di ottenere il numero di elettroni per cm^2 . Il problema è risolto dalla SDSS, che fornisce un'unica immagine multistrato⁴ contenente:

- nel primo strato l'immagine vera e propria, calibrata in nanomaggies e sottratta del valore di cielo;
- nel secondo strato il *flat-field* e un vettore di calibrazione per convertire l'immagine da nanomaggies a conteggi;
- nel terzo strato l'immagine del cielo, in conteggi;
- nel quarto strato tutti i parametri contenenti le informazioni astrometriche e fotometriche, sulla qualità dei dati e sulle proprietà dell'oggetto.

Per ottenere l'immagine calibrata in conteggi è stato scritto in linguaggio *Interactive Data Language* (IDL⁵) un algoritmo che restituisce allo stesso tempo

⁴http://dr10.sdss3.org/datamodel/files/BOSS_PHOTOOBJ/frames/RERUN/RUN/CAMCOL/frame.html

⁵*Interactive Data Language* è distribuito dalla ITT *Visual Informations Solutions* ed è disponibile in <http://www.itervis.com/>.

l'immagine calibrata, i parametri di calibrazione in flusso e una media del valore del cielo dell'immagine (Tabella 3.2). In particolare, il programma restituisce un'altra immagine multistrato, contenente:

- nel primo strato l'immagine della galassia a cui non è stato sottratto il cielo, convertita in conteggi (ADU);
- nel secondo strato l'immagine della galassia a cui è stato sottratto il cielo, convertita in conteggi (ADU);
- nel terzo strato l'immagine contenente il valore di cielo, in conteggi (ADU);
- nel quarto strato l'immagine originale della galassia, in nanomaggies;
- nel quinto strato il vettore di calibrazione per convertire l'immagine da nanomaggies a conteggi.

Il programma è stato implementato aggiungendo la possibilità di ruotare e ritagliare le immagini. I campi delle immagini di SDSS contengono molti oggetti perciò, una volta individuato il centro della galassia attraverso la procedura *image* di IRAF, l'immagine viene ruotata automaticamente con il nord in alto e l'est a sinistra e ritagliata con dimensioni definite dall'utente. Molte galassie del campione in esame non si trovano interamente nel campo dell'immagine, ma è disponibile solo un'immagine parziale di esse; a questo proposito, per eseguire la rotazione ed il ritaglio dell'immagine mantenendo la galassia al centro del campo è stata creata un'immagine vuota di dimensioni maggiori a cui si è sovrapposta l'immagine originale. In questo modo per ogni galassia abbiamo ottenuto una nuova immagine, orientata e di dimensione più piccola con al centro la galassia stessa, cosicché sia possibile ottimizzare i tempi di calcolo.

3.2.2 Stima del livello del cielo

Il valore della brillantezza superficiale del cielo è stato stimato come la media dei conteggi dell'immagine di cielo presente nell'immagine multistrato fornita dall'archivio della SDSS. Tuttavia, poiché anche la variazione di pochi conteggi nella stima del valore del cielo influisce in modo sostanziale nei risultati della decomposizione (Méndez-Abreu et al. 2008), è stata condotta un'analisi più accurata sfruttando la procedura *ellipse* di IRAF (Jedrzejewski 1987). Una volta mascherate tutte le sorgenti al di fuori della galassia in esame, viene effettuata una statistica della brillantezza superficiale a grandi raggi tracciando le isofote dell'immagine convertita in conteggi e sottratta di cielo, mantenendo fissi il valore di angolo di posizione ed ellitticità; in particolare, se la sottrazione del cielo con il valore trovato in precedenza fosse corretta, il valore di brillantezza superficiale a grandi raggi dovrebbe essere compatibile con zero entro gli errori. L'analisi è stata eseguita per

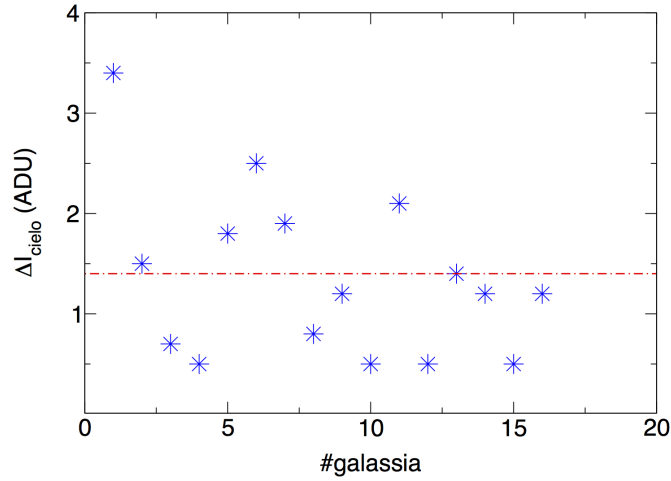


Figura 3.1: Andamento della variazione del valore di cielo rispetto al valore fornito per le immagini in banda i dalla SDSS per le 16 galassie del campione per cui $\Delta I_{\text{cielo}} = I_{\text{cielo, residuo}} - I_{\text{cielo, SDSS}} \geq 0.5$ ADU. La linea tratteggiata corrisponde a $\langle \Delta I_{\text{cielo}} \rangle = 1.4$ ADU.

ogni galassia del campione trovando delle discrepanze nei valori per le 16 galassie riportate in Tabella 3.1.

Qualora il valore di cielo fosse in eccesso o in difetto rispetto a quanto stimato di più di 0.5 conteggi, viene sottratto o aggiunto un numero di conteggi pari alla differenza utilizzando la procedura `imarith` di IRAF. Infatti, considerata la media del valore del cielo $I_{m, \text{cielo}} = 185$ ADU, dall'analisi di Méndez-Abreu et al. (2008) si ricava che la variazione di 0.5 ADU nella stima del valore del cielo comporta un aumento dell'errore da associare ai parametri strutturali di quasi il doppio. L'analisi ci ha permesso di constatare che il 35% delle galassie del campione presentavano un valore del livello del cielo superiore rispetto al valore vero, ottenendo un errore sistematico medio $\langle \Delta I_{\text{cielo}} \rangle = \langle I_{\text{cielo, residuo}} - I_{\text{cielo, SDSS}} \rangle = 1.4$ ADU (Figura 3.1).

Tabella 3.1: Errore sistematico nella stima del livello del cielo.

Nome	ΔI_{cielo} (ADU)	Nome	ΔI_{cielo} (ADU)	Nome	ΔI_{cielo} (ADU)	Nome	ΔI_{cielo} (ADU)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
NGC 2481	3.4	NGC 4379	1.8	NGC 5103	1.2	NGC 5687	1.4
NGC 2685	1.5	NGC 4474	2.5	NGC 5273	0.5	NGC 6149	1.2
NGC 2852	0.7	NGC 4638	1.9	NGC 5485	2.1	NGC 6278	0.5
NGC 4150	0.5	NGC 4694	0.8	NGC 5507	0.5	PGC 028887	1.2

Note. Vengono forniti il nome della galassia (1), (3), (5) e (7) e il valore dell'errore sistematico associato alla stima del livello del cielo (2), (4), (6) e (8).

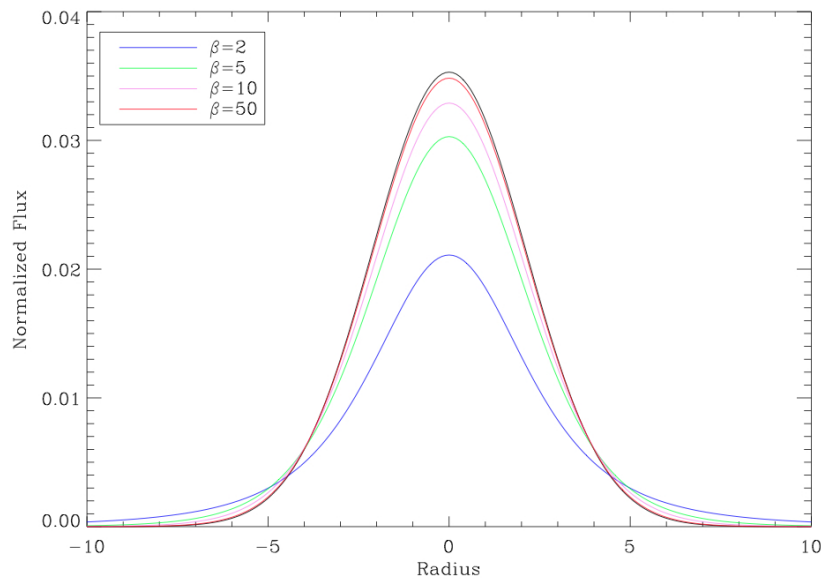


Figura 3.2: Confronto tra una PSF gaussiana (linea nera) e differenti PSF moffattiane (linea blu, verde, viola, rossa) con lo stesso valore di FWHM.

In Tabella 3.2 vengono forniti i valori del livello di cielo, del rumore associato al livello di cielo e le costanti di calibrazione in flusso per le immagini SDSS in banda i adottate per le galassie del campione.

3.2.3 Misura della funzione di allargamento

La funzione di allargamento (dall'inglese *Point Spread Function*) $PSF(x-x', y-y')$ descrive la probabilità che un fotone incida il rivelatore in un punto $P'(x', y')$ ad una distanza $\overline{PP'}$ dal punto $P(x, y)$ in cui sarebbe caduto in assenza di effetti strumentali, come ad esempio la larghezza finita del telescopio o la cattiva messa a fuoco, e di turbolenza dell'atmosfera. Questi effetti sono preponderanti nelle regioni centrali della galassia, dove il profilo di brillantezza superficiale è più piccato; quindi, poiché la luminosità dello sferoide domina su quella del disco a piccoli raggi, i parametri strutturali dello sferoide sono maggiormente affetti da questo problema (Trujillo et al. 2001).

Per stimare la funzione di allargamento viene analizzato il profilo radiale di luminosità di alcune stelle di campo brillanti, ma non sature, negli intorni della galassia.

Il programma di decomposizione fotometrica utilizzato accetta tre tipi di funzioni di allargamento. La prima opzione consiste in una PSF definita e gestita dall'utente; la seconda opzione permette di utilizzare come PSF una gaussiana bidimensionale

$$PSF_{\text{gauss}}(r) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}}, \quad (3.7)$$

dove σ rappresenta la deviazione standard e permette di calcolare la FWHM $= 2\sqrt{2\ln 2}\sigma$; il terzo profilo radiale è descritto dalla legge di Moffat

$$PSF_{\text{moffat}}(r) = \frac{\beta - 1}{\pi\alpha^2} \left(1 + \frac{r}{\alpha}\right)^{-\beta}, \quad (3.8)$$

dove i parametri α e β definiscono la forma del profilo e sono legati alla larghezza a metà altezza dall'equazione $FWHM = 2\alpha\sqrt{2^{1/\beta} - 1}$ (Moffat 1969). Il profilo gaussiano differisce da quello moffattiano, utilizzato in questo lavoro, principalmente nella coda della funzione; inoltre, quando $\beta \rightarrow \infty$ la legge di Moffat si riduce ad un profilo gaussiano (Figura 3.2).

Per ciascuna immagine la misura dei parametri β e FWHM della PSF moffattiana è stata condotta con la procedura `imexamine` di IRAF applicata a 5 stelle di campo non sature.

3.2.4 Misura delle isofote

Si definisce isofota il luogo dei punti di un'immagine di ugual brillantezza superficiale.

Assumendo un sistema di coordinate cartesiane (ξ, η, ζ) con origine nel centro della galassia, l'asse ξ parallelo all'ascensione retta e diretto verso ovest, l'asse η parallelo alla declinazione e diretto verso nord, l'asse ζ lungo la linea di vista e diretto verso l'osservatore, il piano del cielo è confinato nel piano (ξ, η) .

Nel caso in cui le isofote siano ellittiche, è possibile caratterizzare ognuna di esse tramite:

- il valore della brillantezza superficiale μ ;
- le coordinate del centro (ξ_0, η_0) ;
- la lunghezza del semiasse maggiore a ;
- il valore dell'ellitticità $\epsilon = 1 - b/a$, con b lunghezza del semiasse minore;
- il valore dell'angolo di posizione dell'asse maggiore rispetto ad una direzione di riferimento θ .

Quando la forma dell'isofota non è ellittica è possibile quantificare la differenza tra isofota e ellisse di riferimento ricorrendo all'analisi di Fourier. Dall'equazione dell'ellisse che meglio interpola l'isofota espressa in coordinate polari

$$R_{\text{ell}}(\phi) = a \sqrt{\frac{1 - \hat{e}^2}{1 - \hat{e}^2 \cos^2 \phi}}, \quad (3.9)$$

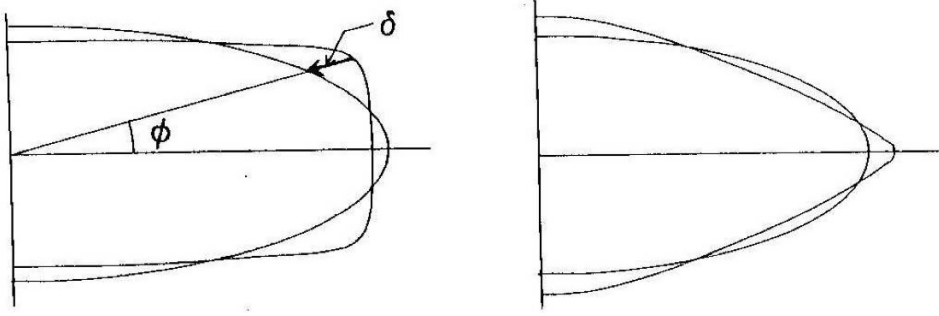


Figura 3.3: Rappresentazione schematica delle isofote e delle ellissi che le approssimano. L'anomalia eccentrica ϕ rappresenta l'angolo di posizione misurato a partire dal semiasse maggiore dell'ellisse di interpolazione, mentre $\delta(\phi)$ rappresenta la deviazione in funzione dell'anomalia eccentrica dell'isofota dall'ellisse che la interpola. Tratto da Binney & Merrifield (1998).

dove a è il semiasse maggiore, ϕ è l'angolo d'anomalia eccentrica misurato dal semiasse maggiore ed \hat{e} è l'eccentricità

$$\hat{e} = \sqrt{1 - \frac{b^2}{a^2}}, \quad (3.10)$$

si può considerare per ogni angolo ϕ la differenza $\delta(\phi) = R_{\text{isof}}(\phi) - R_{\text{ell}}(\phi)$ tra le distanze del centro dell'isofota dal punto sull'isofota e dal punto corrispondente sull'ellisse (Figura 3.3).

Eseguendo un'espansione in serie di Fourier si ottiene

$$\delta(\phi) = R_{\text{isof}}(\phi) - R_{\text{ell}}(\phi) = m + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos(n\phi) + \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin(n\phi), \quad (3.11)$$

dove i coefficienti

$$a_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \delta(\phi) \cos(n\phi) d\phi \quad (3.12)$$

$$b_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \delta(\phi) \sin(n\phi) d\phi \quad (3.13)$$

descrivono le deviazioni delle isofote dalla forma ellittica (Figura 3.4).

In particolare:

- il coefficiente m descrive la differenza media tra i raggi dell'ellisse e quelli dell'isofota;
- il coefficiente a_1 rappresenta la differenza tra le ascisse dei centri. Se il valore è positivo il centro dell'isofota ha un'ascissa maggiore di quella del centro dell'ellisse, se è negativo il centro dell'isofota ha un'ascissa minore di quella del centro dell'ellisse;

- il coefficiente b_1 rappresenta la differenza tra le ordinate dei centri. Se il valore è positivo il centro dell'isofota ha un'ordinata maggiore di quella del centro dell'ellisse, se è negativo il centro dell'isofota ha un'ordinata minore di quella del centro dell'ellisse;
- il coefficiente a_2 descrive la differenza tra le ellitticità. Se il valore è positivo l'ellitticità dell'isofota è maggiore di quella dell'ellisse, se è negativo l'ellitticità dell'isofota è minore di quella dell'ellisse;
- il coefficiente b_2 descrive la differenza tra gli angoli di posizione. Se il valore è positivo l'angolo di posizione dell'isofota è maggiore di quella dell'ellisse, se è negativo l'angolo di posizione dell'isofota è minore di quella dell'ellisse;
- il coefficiente a_3 rappresenta le deviazioni simmetriche rispetto all'asse delle ascisse. Se è positivo l'isofota tende ad essere più ellittica nella parte delle ascisse positive, se è negativo l'isofota tende ad essere più ellittica nella parte delle ascisse negative;
- il coefficiente b_3 rappresenta le deviazioni simmetriche rispetto all'asse delle ordinate. Se è positivo l'isofota ha una deviazione nella parte centrale verso valori minori delle ordinate rispetto all'ellisse, se è negativo l'isofota ha una deviazione nella parte centrale verso valori minori delle ordinate rispetto all'ellisse;
- il coefficiente a_4 descrive la forma allungata o schiacciata delle isofote. Valori positivi di a_4 caratterizzano isofote di forma allungata in direzione dell'asse maggiore (isofote a “disco”), mentre valori negativi di a_4 descrivono isofote di forma più schiacciata in direzione dell'asse maggiore rispetto alla forma ellittica (isofote a “scatola”);
- il coefficiente b_4 rappresenta le deviazioni simmetriche dell'ellisse rispetto all'isofota rispetto ad entrambi gli assi di riferimento.

L'interpolazione delle isofote con ellissi (Figura 3.5) è stata effettuata sfruttando la procedura *ellipse* di IRAF (Jedrzejewski 1987), che si basa sull'analisi dei primi 4 coefficienti A_n e B_n , sfruttando il metodo dei minimi quadrati (Bevington & Robinson 2003).

A partire da un'isofota di riferimento, non troppo centrale (affinché sia campionata da un numero sufficiente di punti per condurre un'interpolazione soddisfacente dal punto di vista statistico) e non troppo esterna (per evitare eventuali contaminazioni da parte di altre sorgenti presenti nel campo di vista) viene campionata la brillantezza superficiale

$$\mu(\phi) = \mu_0 + \sum_{n=1}^4 A_n \cos(n\phi) + \sum_{n=1}^4 B_n \sin(n\phi) \quad (3.14)$$

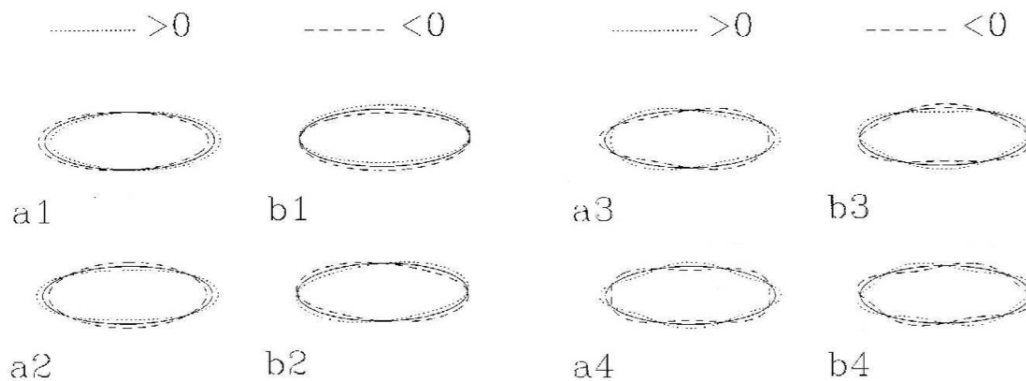


Figura 3.4: Forma delle isofote a seconda del valore positivo (linea punteggiata) o negativo (linea tratteggiata) dei coefficienti della serie di Fourier. La forma delle isofote è confrontata con la forma di un'isofota perfettamente ellittica (linea continua).

lungo l'ellisse, a intervalli regolari di anomalia eccentrica ϕ . L'utente può gestire la scelta dell'isofota di riferimento e i valori del semiasse maggiore a_0 , delle coordinate del centro (ξ_0, η_0) , dell'ellitticità ϵ_0 e dell'angolo di posizione PA_0 da fornire come stime iniziali. In particolare, la stima delle coordinate del centro della galassia e, quindi, delle sue isofote, è stata fatta ricercando il punto di massima brillantezza superficiale, attraverso la procedura `imexamine` di IRAF, per poi associare a questo valore le rispettive coordinate sull'immagine.

Per valutare la bontà dell'interpolazione, `ellipse` calcola per ogni coefficiente il gradiente dell'intensità lungo la direzione del semiasse maggiore valutato in a_0 ; a questo punto, il maggiore dei quattro coefficienti viene aggiornato secondo un opportuno fattore di correzione e l'immagine viene ricampionata. I fattori di correzione di ciascun coefficiente sono definiti come

$$\Delta x_0 = -\frac{A_1}{\left(\frac{\partial I}{\partial a}\right)_{a_0}} \quad (3.15)$$

$$\Delta y_0 = -\frac{B_1(1 - \epsilon_0)}{\left(\frac{\partial I}{\partial a}\right)_{a_0}} \quad (3.16)$$

$$\Delta \epsilon_0 = \frac{2A_2(1 - \epsilon_0)}{a_0 \left(\frac{\partial I}{\partial a}\right)_{a_0}} \quad (3.17)$$

$$\Delta PA_0 = \frac{2B_2(1 - \epsilon_0)}{a_0 \left(\frac{\partial I}{\partial a}\right)_{a_0} [(1 - \epsilon_0)^2 - 1]} \quad (3.18)$$

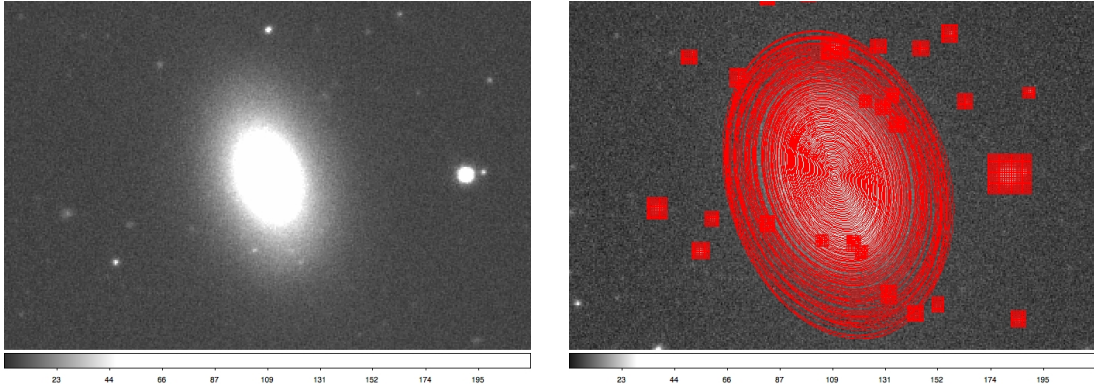


Figura 3.5: Immagine della galassia NGC 6149 in banda i prima (a sinistra) e dopo (a destra) la procedura di interpolazione delle isofote con ellissi e la definizione delle maschere.

Il processo termina quando:

- o la somma quadratica dei residui tra l’interpolazione dell’isofota e i dati è minore di una certa soglia stabilita in partenza;
- o viene superato il numero massimo di iterazioni stabilito in partenza;
- o più di una data frazione di punti sono stati esclusi dall’interpolazione.

Questi parametri vengono impostati manualmente per ogni galassia del campione.

A partire dai coefficienti che descrivono la deviazione di brillantezza superficiale A_n e B_n , ellipse ricava i coefficienti a_n e b_n che descrivono le deviazioni delle isofote dalla forma ellittica tramite

$$\frac{a_n}{a_0} = - \frac{A_n}{a_0 \left(\frac{\partial I}{\partial a} \right)_{a_0}} \quad (3.19)$$

$$\frac{b_n}{a_0} = - \frac{B_n}{a_0 \left(\frac{\partial I}{\partial a} \right)_{a_0}}. \quad (3.20)$$

Eseguita l’interpolazione dell’ellisse di riferimento, il valore del semiasse maggiore viene incrementato (nel nostro lavoro $\Delta a = 1$ pixel) e il processo viene ripetuto, utilizzando come stime iniziali per la nuova interpolazione i risultati di quella precedente. Il termine del processo è stato stabilito ricercando il valore del semiasse maggiore a al quale l’intensità media dell’isofota corrispondente era confrontabile con lo scarto quadratico medio delle fluttuazioni associate al segnale del cielo.

Tabella 3.2: Parametri di calibrazione in Fusso.

Nome	I_{cielo} (ADU) (1)	σ_{cielo} (ADU) (2)	Z_m (mag) (3)	Z_{μ} (mag arcsec ⁻²) (4)	$gain$ (e ⁻ ADU ⁻¹) (5)	RON (e ⁻) (6)	Nome	I_{cielo} (ADU) (7)	σ_{cielo} (ADU) (8)	Z_m (mag) (9)	Z_{μ} (mag arcsec ⁻²) (10)	$gain$ (e ⁻ ADU ⁻¹) (11)	RON (e ⁻) (12)
NGC 2481	370.7	8.9	28.03	26.02	4.86	10.45	NGC 4476	198.9	6.1	27.96	25.95	4.86	10.45
NGC 2577	156.7	6.6	27.91	25.90	4.76	10.71	NGC 4578	160.1	5.1	28.00	25.99	4.86	10.45
NGC 2594	183.4	5.5	28.02	26.01	4.89	13.43	NGC 4638	183.2	5.9	27.89	25.87	5.17	14.46
NGC 2679	134.7	5.3	27.91	25.90	6.57	16.41	NGC 4690	206.3	5.1	27.81	25.80	6.57	16.41
NGC 2685	276.9	7.1	27.89	25.88	6.57	16.41	NGC 4694	177.2	5.7	27.91	25.90	4.76	10.71
NGC 2764	181.1	4.9	28.00	25.99	4.89	13.43	NGC 4803	208.1	4.9	27.92	25.91	4.64	12.99
NGC 2852	184.7	5.7	28.03	26.02	4.86	10.45	NGC 5103	128.2	5.0	27.89	25.88	5.17	14.46
NGC 3032	272.2	6.2	27.95	25.94	4.89	13.43	NGC 5273	149.3	4.4	27.99	25.98	4.86	10.45
NGC 3073	136.1	4.3	27.96	25.95	4.64	12.99	NGC 5485	183.6	5.2	27.91	25.90	4.64	12.99
NGC 3156	144.0	5.0	27.94	25.93	5.17	14.46	NGC 5507	182.4	5.5	27.86	25.85	5.17	14.46
NGC 3182	144.9	3.8	27.93	25.92	6.57	16.41	NGC 5631	152.0	5.2	27.83	25.82	4.64	12.99
NGC 3245	186.3	5.6	27.91	25.90	6.57	16.41	NGC 5687	224.9	5.4	27.87	25.85	6.57	16.41
NGC 3607	198.2	6.9	27.84	25.83	4.76	10.71	NGC 6014	219.6	5.9	27.98	25.97	4.89	13.43
NGC 3648	167.5	4.9	27.94	25.93	4.64	12.99	NGC 6149	123.8	4.4	27.94	25.93	4.86	10.45
NGC 3665	157.8	5.2	27.99	25.98	4.86	10.45	NGC 6278	136.1	5.0	27.85	25.84	6.57	16.41
NGC 3998	176.7	5.1	27.91	25.90	4.64	12.99	IC 3631	160.0	5.1	27.91	25.90	4.64	12.99
NGC 4150	300.1	5.5	27.94	25.93	4.64	12.99	PGC 028887	197.4	5.0	27.92	25.91	6.57	16.41
NGC 4203	133.4	6.1	27.86	25.85	4.64	12.99	PGC 029321	168.2	4.9	28.00	25.99	4.89	13.43
NGC 4249	213.1	5.9	27.94	25.93	4.64	12.99	PGC 035754	176.4	4.7	27.87	25.85	4.76	10.71
NGC 4379	264.8	6.3	27.99	25.97	4.64	12.99	PGC 050395	160.3	4.8	28.01	26.00	4.89	13.43
NGC 4435	168.0	5.2	27.91	25.90	4.64	12.99	PGC 056772	168.5	5.1	27.99	25.98	4.86	10.45
NGC 4459	182.1	5.0	27.94	25.93	5.17	14.46	UGC 09519	192.2	5.7	27.97	25.96	4.89	13.43
NGC 4474	182.0	5.6	27.94	25.93	5.17	14.46							

Note. Parametri di calibrazione delle 45 galassie del campione. Vengono forniti il nome della galassia (1) e (8), il valore del livello del cielo (2) e (9), il valore del rumore associato al livello del cielo (3) e (10), le costanti di calibrazione in Fusso (4), (5), (11) e (12), il valore del guadagno (6) e (13) e del RON (7) e (14).

4 Decomposizione fotometrica

Il capitolo è dedicato alla descrizione del metodo di decomposizione fotometrica. Nella sezione 4.1 viene presentato l'algoritmo utilizzato mentre nella Sezione 4.2 vengono presentati i sottocampioni di galassie che vengono creati sulla base dei risultati ottenuti. La descrizione dei singoli sottocampioni viene proposta nelle rimanenti sezioni del capitolo assieme ai risultati della decomposizione e ai parametri strutturali dello sferoide, del disco e dell'eventuale barra.

4.1 Metodo di decomposizione

Il metodo di decomposizione sfrutta l'algoritmo *Galaxy Surface Photometry 2-Dimensional Decomposition* (GASP2D), scritto in IDL (Méndez-Abreu et al. 2008).

La decomposizione fotometrica adottata è di tipo parametrico e bidimensionale e si basa sull'ipotesi che in qualsiasi punto (ξ, η) dell'immagine della galassia la brillantezza superficiale osservata sia la somma dei contributi dello sferoide I_b e del disco I_d

$$I_g(\xi, \eta) = I_b(\xi, \eta) + I_d(\xi, \eta). \quad (4.1)$$

Ognuno dei due contributi, inoltre, è assunto essere caratterizzato da una distribuzione di brillantezza superficiale che segue una legge parametrica e ha isofote concentriche, con ellitticità e angolo di posizione costante.

Per lo sferoide viene adottato un profilo di brillantezza superficiale che segue la legge di Sérsic (Sersic 1968)

$$I_b(\xi, \eta) = I_e 10^{-b_n [(r_b/r_e)^{1/n} - 1]}, \quad (4.2)$$

dove r_e , I_e e n sono, rispettivamente, il raggio efficace, la brillantezza superficiale a r_e e un parametro che descrive la forma del profilo. Il raggio r_b è definito come

$$r_b = [(-(\xi - \xi_0) \sin \text{PA}_b + (\eta - \eta_0) \cos \text{PA}_b)^2 + ((\xi - \xi_0) \cos \text{PA}_b + (\eta - \eta_0) \sin \text{PA}_b)^2 / q_b^2]^{1/2}. \quad (4.3)$$

Per $n = 0.5$ la legge $r^{1/n}$ assume un andamento gaussiano, per $n = 1$ assume la forma della legge esponenziale, mentre per $n = 4$ si ottiene la legge di de Vaucouleurs (de Vaucouleurs 1948): infatti, la legge di Sérsic è una legge parametrica generalizzazione della legge nota come $r^{1/4}$, usata per descrivere l'andamento della brillantezza superficiale di galassie ellittiche e degli sferoidi delle galassie a disco. Le isofote corrispondenti allo sferoide saranno centrate in (ξ_0, η_0) e caratterizzate da un valore costante di angolo di posizione PA_b e di rapporto assiale q_b . Il valore di b_n è correlato con il valore di n affinché entro il raggio efficace sia contenuta metà della luminosità totale della galassia; esso può essere approssimato come

$b_n = 0.868n - 0.142$ (Caon et al. 1993). Inoltre, sempre Caon et al. (1993) hanno dimostrato come questo profilo riproduca in modo migliore l'andamento di brillantezza nella regione centrale della galassia, risultato non sorprendente dato che si utilizza un parametro libero aggiuntivo; dal punto di vista fisico, tuttavia, hanno trovato una correlazione tra il valore di n ed i parametri strutturali della galassia, quali il raggio efficace, la magnitudine ed il profilo della componente A_4 , ovvero le galassie che hanno un valore maggiore di n sono più grandi, più brillanti e hanno isofote più *boxy*. Andredakis et al. (1995) hanno generalizzato questo risultato mostrando come l'indice n della funzione di Sérsic riproduca il profilo centrale degli sferoidi delle galassie S0 e S0/a con valore $n \simeq 3.7$, degli sferoidi delle galassie Sa - Sb con valore $n \simeq 2.4$ e delle galassie Sbc - Sd con valore $n \simeq 1.6$.

Per la componente di disco è stato adottato un profilo di luminosità che segue la legge esponenziale di Freeman (Freeman 1970)

$$I_d(\xi, \eta) = I_0 e^{-r_d/h}, \quad (4.4)$$

dove h e I_0 corrispondono al raggio di scala e alla brillantezza superficiale centrale. Il raggio r_d è definito come

$$r_d = [(-(\xi - \xi_0) \sin \text{PA}_d + (\eta - \eta_0) \cos \text{PA}_d)^2 + ((\xi - \xi_0) \cos \text{PA}_d + (\eta - \eta_0) \sin \text{PA}_d)^2 / q_d^2]^{1/2}. \quad (4.5)$$

Le isofote del disco, centrate in (ξ_0, η_0) , saranno caratterizzate da un valore costante di angolo di posizione PA_d e di rapporto assiale q_d .

Al fine di trovare il valore dei parametri liberi della galassia (ξ_0, η_0) , dello sferoide $(r_e, I_e, n, \text{PA}_b, q_b)$ e del disco $(h, I_0, \text{PA}_d, q_d)$ del modello che meglio riproduce i dati osservati, si utilizza un metodo di minimizzazione non lineare (Bevington & Robinson 2003), che minimizza il valore della funzione

$$\chi^2 = \sum_{\xi=1}^N \sum_{\eta=1}^M \frac{[I_g(\xi, \eta) - I_m(\xi, \eta)]^2}{\sigma_g^2(\xi, \eta)}, \quad (4.6)$$

dove $I_m(\xi, \eta)$ e $I_g(\xi, \eta) \pm \sigma_g(\xi, \eta)$ sono rispettivamente la brillantezza superficiale del modello e osservata nel punto $P(\xi, \eta)$, mentre N e M sono le dimensioni dell'immagine.

Utilizzando il valore di guadagno (in inglese *gain*, espresso in $e^- \text{ADU}^{-1}$), è possibile convertire le quantità in unità adimensionali (ADU) in unità fisiche, espresse in fotoni. Il metodo di minimizzazione consiste in un confronto, *pixel* per *pixel*, tra il numero di fotoni nell'immagine della galassia osservata $I_g(\xi, \eta)$ e il numero predetto dal modello $I_m(\xi, \eta)$. Ogni *pixel* viene pesato considerando la varianza del numero totale di fotoni, adottando quindi un peso poissoniano, dovuto al contributo di galassia e cielo assumendo come limitazione il rumore RON

(dall'inglese *readout noise*, espresso come scarto quadratico medio in e^-) introdotto dall'elettronica del CCD: $\sigma_g^2(\xi, \eta) = I_g(\xi, \eta) + I_m(\xi, \eta) + \text{RON}^2$. I valori di *gain* e *RON* vengono forniti per ogni immagine dalla SDSS (Tabella 3.2).

GASP2D utilizza la procedura `mpfit` (Markwardt 2009), che si basa sul metodo Levenberg-Marquart e permette di ottimizzare la velocità di calcolo e il grado di convergenza di χ^2 . L'algoritmo di Levenberg-Marquart consente un'efficiente stima del gradiente attraverso il metodo di Newton, che permette di trovare il minimo della funzione risolvendo un problema lineare. Il metodo di interpolazione è basato sulla minimizzazione del χ^2 e, quindi, è necessario fornire delle opportune stime iniziali dei parametri liberi al fine di ridurre i tempi di calcolo, evitare errori e trovare la migliore soluzione. Le stime iniziali dei parametri vengono effettuate attraverso una decomposizione monodimensionale dell'immagine. Interpolando con una legge esponenziale il profilo di brillantezza superficiale estratto attraverso ellipse a grandi distanze dal centro, dove si assume dominante la componente di disco, è possibile stimare i valori iniziali di brillantezza superficiale centrale I_0 e del raggio di scala h ; a questo punto, viene estrapolato il profilo di brillantezza superficiale, assunto esponenziale, a piccoli raggi, per poi sottrarlo al profilo radiale osservato. A partire dalle ipotesi iniziali, in cui si assume un profilo di brillantezza superficiale espresso come somma di due componenti, quella di sferoide e quella di disco, si ottiene la stima dell'andamento della brillantezza superficiale dello sferoide per sottrazione del profilo osservato e del profilo estrapolato dall'andamento della brillantezza superficiale della sola componente di disco. Si interpola, infine, il profilo dello sferoide con una legge di Sérsic, facendo variare n da 0.5 a 6, per ottenere una stima iniziale di r_e , I_e e n . Le stime iniziali del valore del rapporto assiale q_d e dell'angolo di posizione PA_d si trovano mediando i valori estrapolati dalle regioni esterne dei profili radiali di ellitticità e dell'angolo di posizione; le stime iniziali per il valore del rapporto assiale q_b e di PA_b si trovano, invece, interpolando a r_e rispettivamente il profilo radiale di ellitticità e dell'angolo di posizione.

Durante il processo di interpolazione in GASP2D tutti i parametri sono liberi. Il metodo continua iterativamente finché non si ha convergenza, raggiungendo un minimo per la funzione χ^2 , e la differenza del suo valore tra due iterazioni successive è minore di 10^{-7} . Utilizzando i parametri ottenuti viene costruito un modello della distribuzione della brillantezza superficiale.

Durante ogni iterazione è necessario considerare gli effetti dovuti all'apertura finita del telescopio e alla turbolenza atmosferica, che ridistribuiscono la luce e producono una diminuzione della risoluzione spaziale; si apporta quindi una correzione convolvendo l'immagine del modello con una PSF bidimensionale che segue una legge di Moffat, la cui *FWHM* è stata determinata dall'analisi delle stelle di campo. La convoluzione viene effettuata utilizzando l'algoritmo `fft` in IDL prima della determinazione del χ^2 . Il processo di convoluzione può essere effettuato o utilizzando una trasformata di Fourier o risolvendo direttamente l'integrale di convoluzione; in questo lavoro si fa uso della *Fast Fourier Transform* (FFT, Press

et al. 1986), che permette una notevole rapidità di calcolo rispetto alla soluzione numerica dell'integrale. Infine, il modello viene sottratto dall'immagine della galassia in modo da ottenere l'immagine dei residui.

Una volta determinati i parametri relativi alla decomposizione e le immagini dei residui, si eseguono due ulteriori iterazioni per verificare e migliorare l'analisi.

4.2 Risultati della decomposizione

La decomposizione fotometrica bidimensionale ha permesso di ricavare i parametri fotometrici delle componenti strutturali del campione di galassie considerato. In Tabella 4.1 viene riportata la tipologia di decomposizione che fornisce la miglior interpolazione della distribuzione osservata di brillantezza superficiale di ogni galassia considerata.

Tabella 4.1: Tipologia di decomposizione fotometrica.

Nome (1)	Tipo (2)	Commenti (3)	Nome (4)	Tipo (5)	Commenti (6)
NGC 2481	sferoide e disco	inclinazione elevata	NGC 4476	sferoide e disco	
NGC 2577	sferoide e disco	inclinazione elevata	NGC 4578	sferoide e disco	
NGC 2594	sferoide e disco	inclinazione elevata	NGC 4638	sferoide e disco	inclinazione elevata
NGC 2679	sferoide, disco e barra		NGC 4690	sferoide e disco	
NGC 2685	sferoide e disco	inclinazione elevata	NGC 4694	sferoide e disco	inclinazione elevata
NGC 2764	sferoide e disco	inclinazione elevata	NGC 4803	nessuna	
NGC 2852	sferoide	ellittica	NGC 5103	sferoide e disco	inclinazione elevata
NGC 3032	sferoide e disco		NGC 5273	sferoide e disco	bracci di spirale
NGC 3073	sferoide	ellittica	NGC 5485	sferoide	ellittica
NGC 3156	sferoide e disco		NGC 5507	sferoide e disco	bracci di spirale
NGC 3182	sferoide e disco		NGC 5631	sferoide e disco	
NGC 3245	sferoide e disco		NGC 5687	sferoide e disco	
NGC 3607	sferoide e disco		NGC 6014	sferoide, disco e barra	
NGC 3648	sferoide e disco		NGC 6149	sferoide e disco	
NGC 3665	sferoide	ellittica	NGC 6278	sferoide, disco e barra	
NGC 3998	sferoide e disco		IC 3631	sferoide, disco e barra	
NGC 4150	sferoide e disco		PGC 028887	sferoide e disco	
NGC 4203	sferoide, disco e barra		PGC 029321	sferoide e disco	
NGC 4249	sferoide e disco		PGC 035754	sferoide	ellittica
NGC 4379	sferoide, disco e barra		PGC 050395	sferoide	ellittica
NGC 4435	sferoide e disco	inclinazione elevata	PGC 056772	sferoide e disco	inclinazione elevata
NGC 4459	sferoide	ellittica	UGC 09519	sferoide e disco	inclinazione elevata
NGC 4474	sferoide e disco	inclinazione elevata			

Note. Vengono forniti il nome della galassia (1) e (4), la migliore tipologia di decomposizione fotometrica effettuata durante l'analisi (2) e (5) suddivisa in sferoide, sferoide e disco o sferoide, disco e barra e un breve commento sulle caratteristiche della galassia (3) e (6).

Il programma di decomposizione permette di considerare il profilo di brillantezza superficiale della galassia composto solamente da uno sferoide, dalla somma di uno sferoide e di un disco o dalla somma di uno sferoide, di un disco e di una barra. Durante l'analisi, quindi, per ogni galassia sono state effettuate più decomposizioni considerando varie componenti.

I risultati ottenuti ci permettono di suddividere il campione iniziale di 45 galassie in 5 sottocampioni:

- il primo sottocampione (Sezione 4.2.1) comprende le galassie che rispecchiano i criteri di selezione enunciati nella Sezione 2.2 e per cui sarà possibile derivare la forma intrinseca dello sferoide;
- il secondo sottocampione (Sezione 4.2.2) è costituito dalle galassie che presentano una barra, come ad esempio NGC 4379 (Figura 4.1);
- il terzo sottocampione (Sezione 4.2.3) comprende le galassie ellittiche, tra cui NGC 3665 (Figura 4.1);
- il quarto sottocampione (Sezione 4.2.4) comprende le galassie troppo inclinate, come NGC 4474 (Figura 4.1);
- il quinto sottocampione è composto dalle due galassie a spirale NGC 5273 e NGC 5507 (Figura 4.6).

L'immagine della galassia NGC 4803 presenta una stella molto luminosa nel campo di vista ed è risultato impossibile ottenere una decomposizione fotometrica soddisfacente.

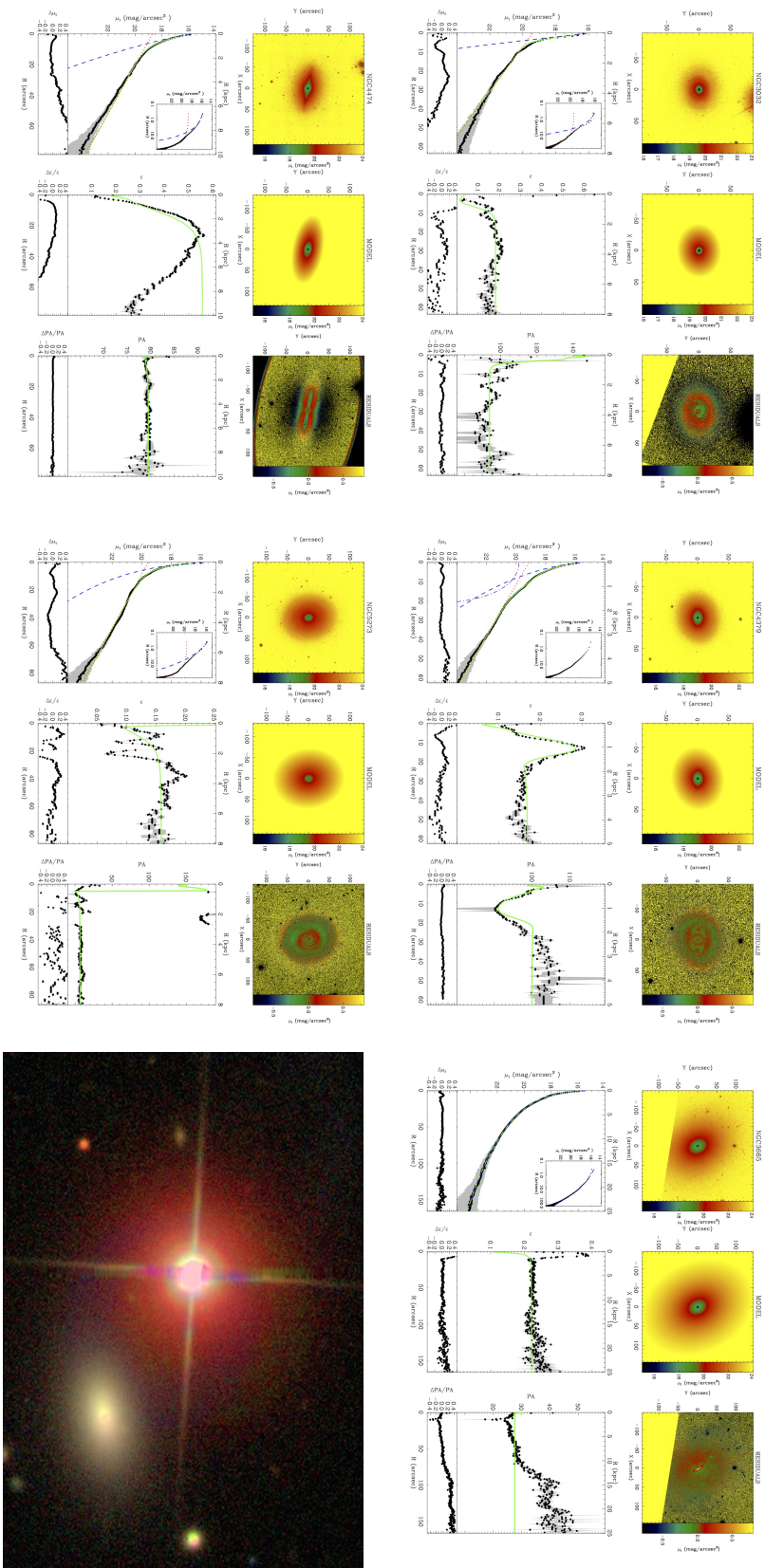


Figura 4.1: Esempi delle diverse tipologie di decomposizione fotometrica adottate: viene proposta la galassia lenticolare non barrata NGC 3032 (pannello in alto a sinistra), la galassia barrata NGC 4379 (pannello in alto al centro), la galassia ellittica NGC 3665 (pannello in alto a destra), la galassia molto inclinata NGC 4474 (pannello in basso a sinistra), la galassia a spirale NGC 5273 (pannello in basso al centro) e la galassia NGC 4803 (pannello in basso a sinistra). In ogni pannello viene proposta l'immagine della galassia (in alto a sinistra), andamento del modello (in alto al centro) e dei residui (in alto a destra), profilo radiale di brillantezza superficiale (in basso a sinistra), andamento dell'ellitticità (in basso al centro) e dell'angolo di posizione (in basso a destra). Il profilo radiale di brillantezza superficiale del modello (linea verde) è dato dalla somma dei contributi dovuti alle componenti di sferoide (linea blu), di disco (linea rossa) e della barra (linea viola).

4.2.1 Galassie lenticolari non barrate

Si trova che 17 galassie del campione iniziale, che presentano la migliore decomposizione fotometrica considerando un profilo di brillantezza superficiale descritto dalla somma dalle componenti di sferoide e disco, soddisfano i criteri di selezione enunciati nella Sezione 2.2. In particolare, questo sottocampione è composto dalle galassie che verranno utilizzate per l'analisi statistica e di cui verrà ricavata la forma intrinseca dello sferoide nella Sezione 5.4. In Tabella 4.2 vengono riportati i valori dei parametri strutturali dello sferoide e del disco mentre in Figura 4.2 vengono proposti i risultati della decomposizione fotometrica.

Tabella 4.2: Parametri strutturali dello sferoide e del disco del sottocampione di 17 galassie lenticolari non barrate.

Nome	μ_e (mag arcsec ⁻²)	r_e (arcsec)	n	q_b	PA _b (gradi)	μ_0 (mag arcsec ⁻²)	h_0 (arcsec)	q_d	PA _d (gradi)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
NGC 3032	17.6	1.7	1.1	1.00	104	19.4	12.8	0.82	94
NGC 3156	21.3	9.8	6.1	0.58	49	18.8	12.6	0.48	48
NGC 3182	20.4	9.3	3.3	0.86	139	20.2	16.7	0.78	139
NGC 3245	17.4	4.2	1.6	0.72	176	18.6	21.3	0.52	177
NGC 3607	19.2	19.2	2.7	0.79	124	20.6	52.7	0.97	151
NGC 3648	17.7	2.4	1.9	0.71	67	18.9	11.3	0.54	70
NGC 3998	17.3	5.4	2.3	0.84	132	19.1	24.0	0.79	139
NGC 4150	17.3	2.6	1.4	0.80	144	18.6	14.0	0.66	146
NGC 4249	19.0	1.7	2.3	1.00	180	19.8	7.6	0.95	93
NGC 4476	18.8	6.1	1.4	0.54	26	18.9	14.6	0.76	28
NGC 4578	19.3	8.9	2.7	0.75	33	20.4	32.5	0.69	31
NGC 4690	25.0	67.6	12.0	0.78	147	19.9	12.3	0.72	150
NGC 5631	20.4	41.8	4.8	0.84	128	20.6	22.9	0.87	26
NGC 5687	19.8	10.7	3.3	0.68	103	20.9	32.9	0.56	100
NGC 6149	20.0	6.3	3.8	0.69	21	20.2	9.8	0.65	17
PGC 028887	18.6	2.4	2.7	0.58	30	20.4	9.3	0.75	34
PGC 029321	18.9	1.3	1.3	0.74	62	18.9	3.9	0.87	54

Note. Vengono riportati il nome della galassia (1), il valore di brillantezza superficiale μ_e (2) e μ_0 (7), il valore del raggio efficace r_e (3) e del raggio di scala (8), il valore dell'indice di Sérsic n (4), il valore di schiacciamento dello sferoide (5) e del disco (9) ed il valore dell'angolo di posizione dello sferoide (6) e del disco (10).

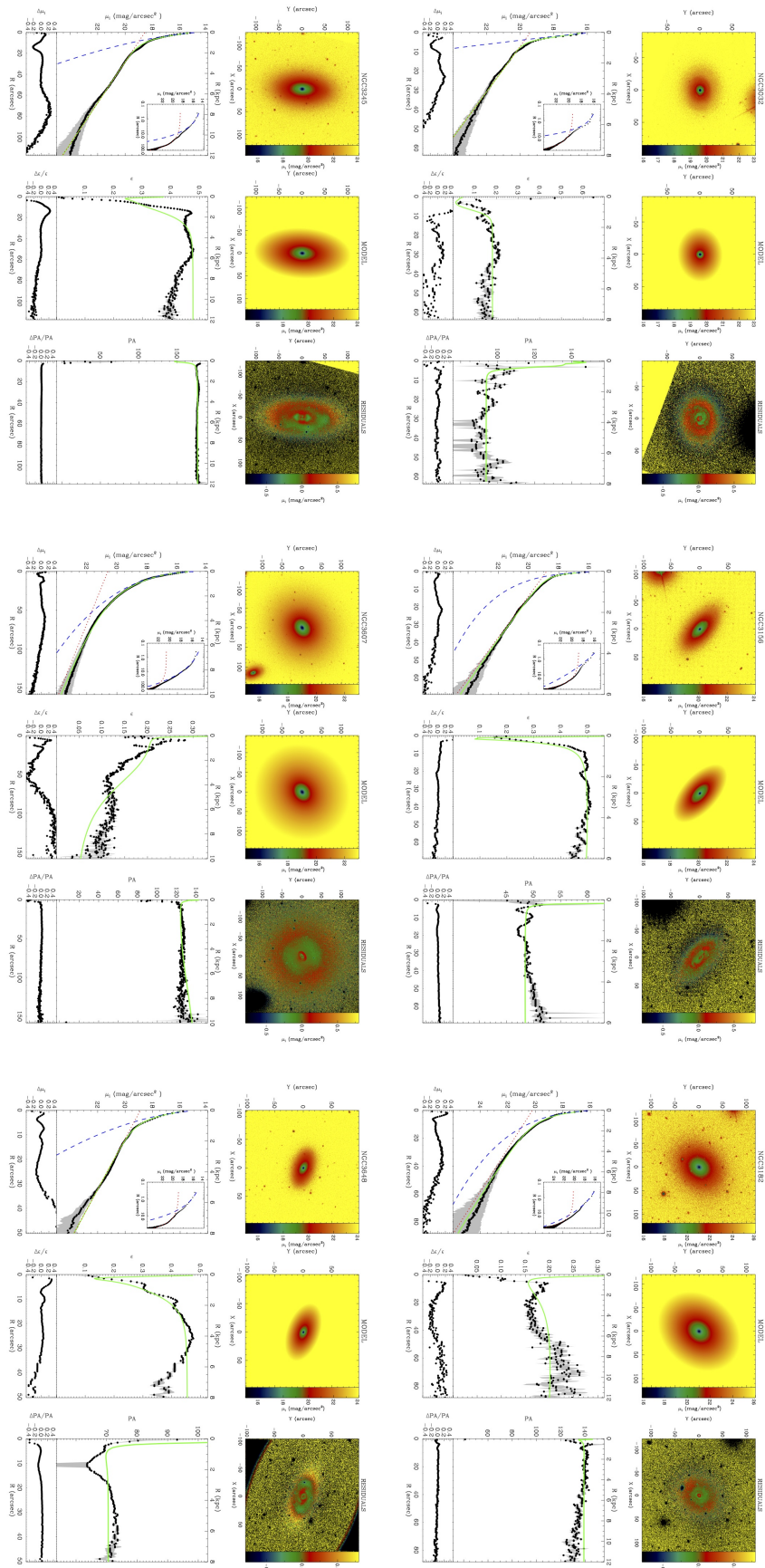


Figura 4.2: Decomposizione fotometrica del sottocampione di galassie lenticolari non barrate.

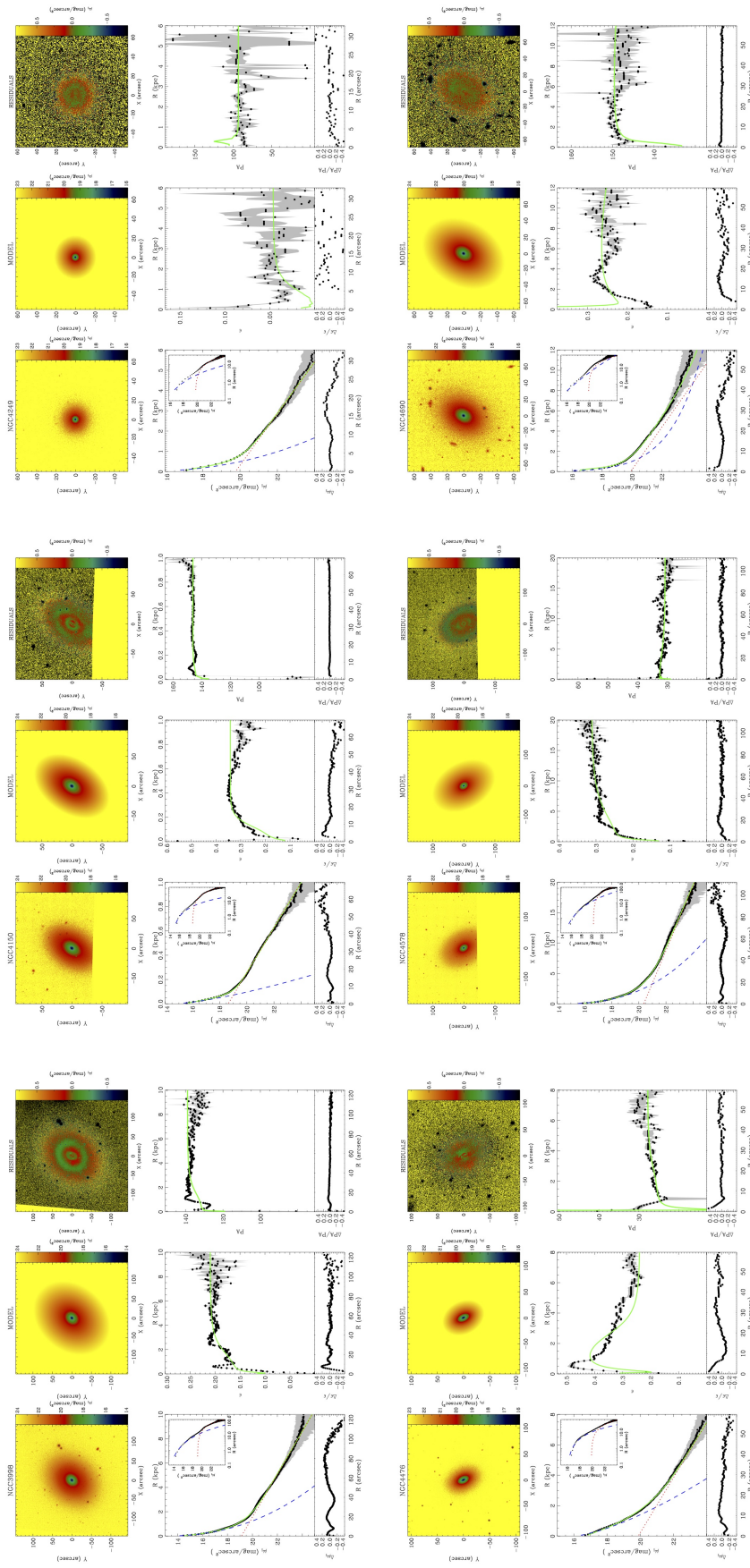


Figura 4.2: continuazione.

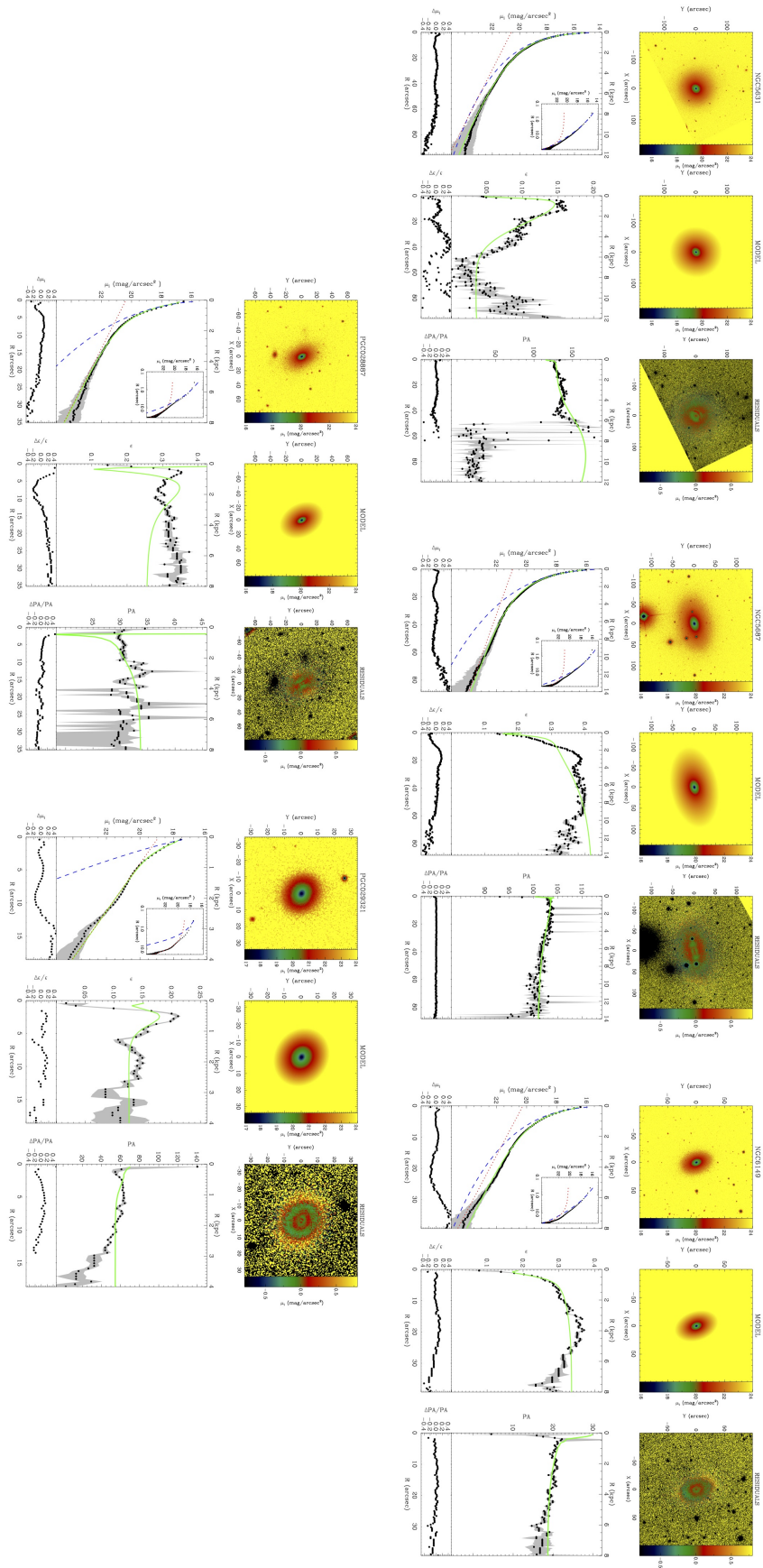


Figura 4.2: continuazione.

4.2.2 Galassie barrate

La decomposizione fotometrica ha messo in evidenza la presenza di una barra all'interno di 6 galassie del campione. Il programma di decomposizione prevede la possibilità di implementare l'analisi fotometrica assumendo che la brillantezza superficiale della galassia sia descritta dalla somma di uno sferoide con il profilo descritto dalla legge $r^{1/n}$, di un disco con profilo descritto da una legge esponenziale e di una barra con un profilo di brillantezza superficiale piatto (Prieto et al. 1997), alla Ferrers (Laurikainen et al. 2005) o ellittico (Freeman 1966). Le isofote della barra presentano ellitticità costante $\epsilon_{\text{bar}} = 1 - q_{\text{bar}}$ e sono concentriche a quelle dello sferoide e del disco ma possono deviare dalla perfetta forma ellittica (Athanasoula et al. 1990) e avere un diverso angolo di posizione PA_{bar} . Per la descrizione della barra viene adottato un profilo di Ferrers

$$I_{\text{bar}}(\xi, \eta) = \begin{cases} I_{0,\text{bar}} \left(1 - \left(\frac{r_{\text{bar}}}{a_{\text{bar}}} \right)^2 \right)^{n_{\text{bar}}+0.5} & \text{se } r_{\text{bar}} \leq a_{\text{bar}} \\ 0 & \text{se } r_{\text{bar}} \geq a_{\text{bar}} , \end{cases} \quad (4.7)$$

dove a_{bar} , $I_{0,\text{bar}}$ e n_{bar} sono rispettivamente la lunghezza della barra, la brillantezza superficiale e il parametro di forma che descrive la curvatura del profilo radiale di brillantezza superficiale; questo profilo, a differenza degli altri, può essere associato ad un potenziale che genera la distribuzione di massa. In accordo con Laurikainen et al. (2005) viene adottato $n_{\text{bar}} = 2$. Il raggio r_{bar} è definito come

$$r_{\text{bar}} = [(-(\xi - \xi_0) \sin \text{PA}_{\text{bar}} + (\eta - \eta_0) \cos \text{PA}_{\text{bar}})^2 + ((\xi - \xi_0) \cos \text{PA}_{\text{bar}} + (\eta - \eta_0) \sin \text{PA}_{\text{bar}})^2 / q_{\text{bar}}^2]^{1/2} . \quad (4.8)$$

In Tabella 4.3 vengono riportati i parametri strutturali dello sferoide, del disco e della barra mentre in Figura 4.3 vengono riportati i risultati della decomposizione fotometrica.

Tabella 4.3: Parametri strutturali dello sferoide, del disco e della barra del sottocampione di 6 galassie barrate.

Nome	μ_e (mag arcsec ⁻²)	r_e (arcsec)	n	q_b	PA _b (gradi)	μ_0 (mag arcsec ⁻²)	h_0 (arcsec)	q_d	PA _d (gradi)	$\mu_{0,\text{bar}}$ (mag arcsec ⁻²)	r_{bar} (arcsec)	q_{bar}	PA _{bar} (gradi)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)	(14)
NGC 2679	19.2	3.3	3.6	0.92	147	20.2	17.2	0.82	164	21.4	34.0	0.30	164
NGC 4203	17.7	4.8	2.1	0.90	9	19.4	29.5	0.91	12	19.5	27.2	0.68	8
NGC 4379	18.5	4.3	2.0	0.88	102	19.1	14.4	0.83	100	19.8	23.2	0.47	87
NGC 6014	20.9	4.9	6.2	0.87	7	20.0	14.1	0.89	8	21.1	26.8	0.40	36
NGC 6278	17.7	2.4	2.4	0.81	123	19.5	16.5	0.54	126	19.8	20.1	0.39	115
IC 3631	18.2	0.9	12.0	0.38	93	19.2	8.7	0.49	89	17.6	7.4	0.60	90

Note. Vengono riportati il nome della galassia (1), il valore di brillantezza superficiale μ_e (2), μ_0 (7) e $\mu_{0,\text{bar}}$ (11), il valore del raggio efficace r_e (3), del raggio di scala del disco h_0 (8) e del raggio di scala della barra r_{bar} (12), il valore dell'indice di Sérsic n (4), il valore di schiacciamento dello sferoide (5), del disco (9) e della barra (13) ed il valore dell'angolo di posizione dello sferoide (6), del disco (10) e della barra (14).

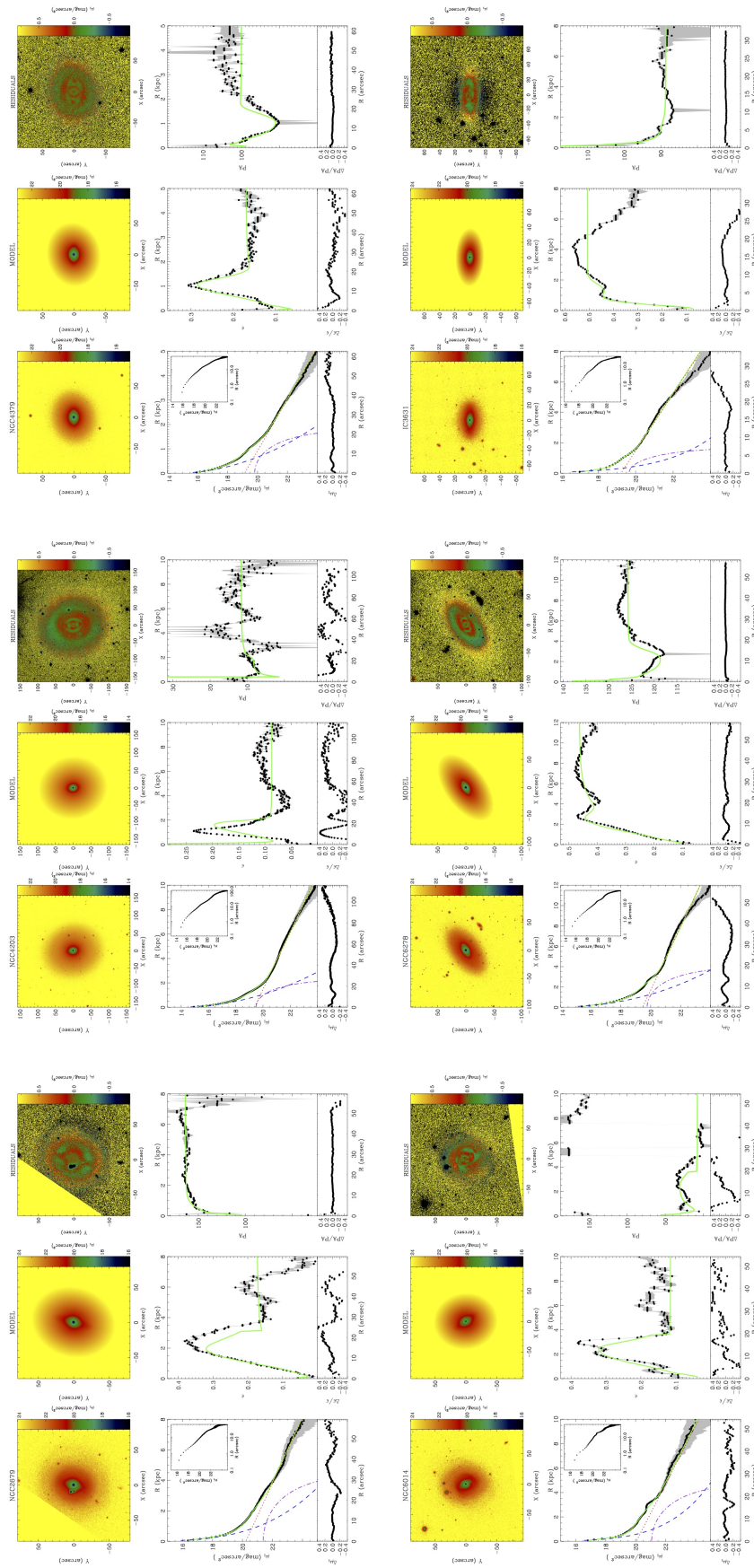


Figura 4.3: Decomposizione fotometrica del sottocampione di galassie barrate.

4.2.3 Galassie ellittiche

Un ulteriore sottocampione comprende le 7 galassie che non presentano un'evidente componente di disco; infatti, dopo aver eseguito la decomposizione fotometrica considerando la brillantezza superficiale composta dai contributi di sferoide e di disco ed aver notato che la luminosità dovuta allo sferoide domina nel profilo di brillantezza superficiale anche a grandi raggi, è stata eseguita una decomposizione considerando solamente la componente di sferoide. I parametri strutturali del sottocampione sono proposti in Tabella 4.4 mentre in Figura 4.4 vengono riportati i risultati della decomposizione fotometrica.

Tabella 4.4: Parametri strutturali dello sferoide del sottocampione di galassie ellittiche.

Nome	μ_e (mag arcsec ⁻²)	r_e (arcsec)	n	q_b	PA _b (gradi)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
NGC 2852	20.3	8.1	5.8	0.89	149
NGC 3073	22.7	24.5	4.6	0.85	163
NGC 3665	21.3	49.2	3.9	0.78	28
NGC 4459	21.4	60.0	5.2	0.82	104
NGC 5485	20.9	25.6	3.1	0.82	173
PGC 035754	20.8	8.8	5.5	0.62	82
PGC 050395	21.5	12.2	4.4	0.75	11

Note. Vengono riportati il nome della galassia (1), il valore di brillantezza superficiale μ_e (2), il valore del raggio efficace r_e (3), il valore dell'indice di Sérsic n (4), il valore di ellitticità dello sferoide (5) ed il valore dell'angolo di posizione dello sferoide (6).

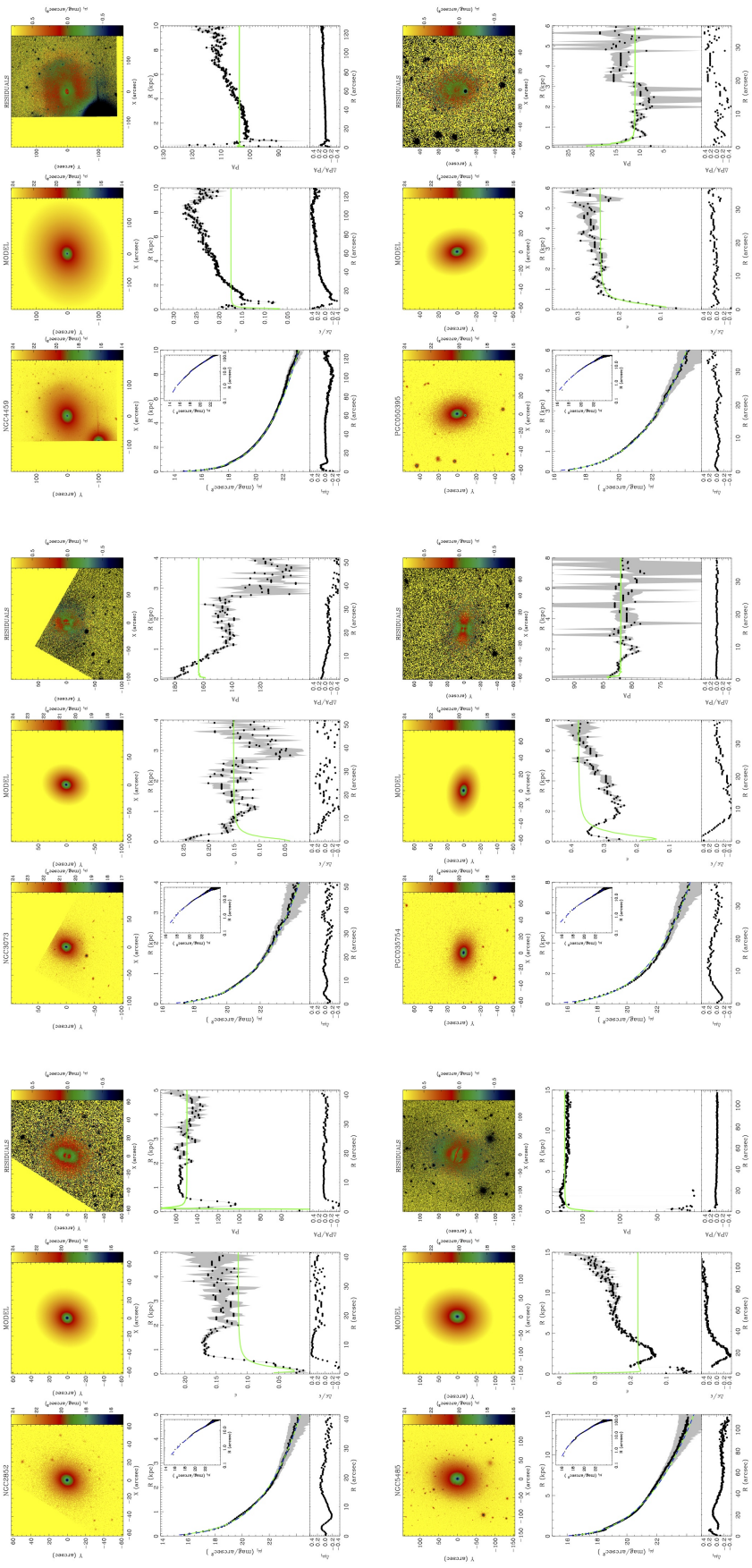


Figura 4.4: Decomposizione fotometrica del sottocampione di galassie ellittiche. La galassia NGC 3665 è mostrata in Figura 4.1.

4.2.4 Galassie troppo inclinate

La decomposizione fotometrica ha messo in evidenza che 12 galassie del campione presentano un'inclinazione troppo elevata affinché i risultati siano accettabili. In particolare, le galassie presentano un alone circolare che viene interpretato come disco di faccia mentre il vero disco, posto di taglio, viene interpretato come sferoide ellittico. Questo effetto è dovuto alla forte inclinazione della galassia, non evidenziata nella stima effettuata nella Sezione 2.2 considerando il rapporto b/a (2MASS) tra i semiassi minore e maggiore della galassia. Per questo sottocampione di galassie non vengono riportati, quindi, i valori dei parametri strutturali poiché non descrivono correttamente le galassie considerate ma vengono comunque proposte in Figura 4.5 le decomposizioni fotometriche effettuate.

4.2.5 Galassie a spirale

L'analisi dei residui delle galassie NGC 5273 e NGC 5507 ha evidenziato delle strutture molto avvolte attorno allo sferoide, assimilabili a bracci di spirale (Figura 4.6). Poiché una componente strutturata all'interno della galassia andrebbe a determinare variazioni nel valore dei parametri strutturali dello sferoide o del disco, anche queste 2 galassie vengono scartate dal campione iniziale. Infatti, la presenza dei bracci di spirale non permette di capire se l'angolo di posizione e l'ellitticità ottenuti come risultato della decomposizione fotometrica siano indicativi di quelli del disco. In Tabella 4.5 vengono comunque proposti i parametri strutturali ottenuti dalla decomposizione fotometrica per queste due galassie.

Tabella 4.5: Parametri strutturali dello sferoide e del disco delle 2 galassie a spirale.

Nome	μ_e (mag arcsec ⁻²)	r_e (arcsec)	n	q_b	PA _b (gradi)	μ_0 (mag arcsec ⁻²)	h_0 (arcsec)	q_d	PA _d (gradi)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
NGC 5273	19.0	3.8	2.8	0.90	6	19.6	21.3	0.84	7
NGC 5507	19.0	5.5	3.4	0.87	78	19.5	15.1	0.43	60

Note. Vengono riportati il nome della galassia (1), il valore di brillantezza superficiale μ_e (2) e μ_0 (7), il valore del raggio efficace r_e (3) e del raggio di scala (8), il valore dell'indice di Sérsic n (4), il valore di schiacciamento dello sferoide (5) e del disco (9) ed il valore dell'angolo di posizione dello sferoide (6) e del disco (10).

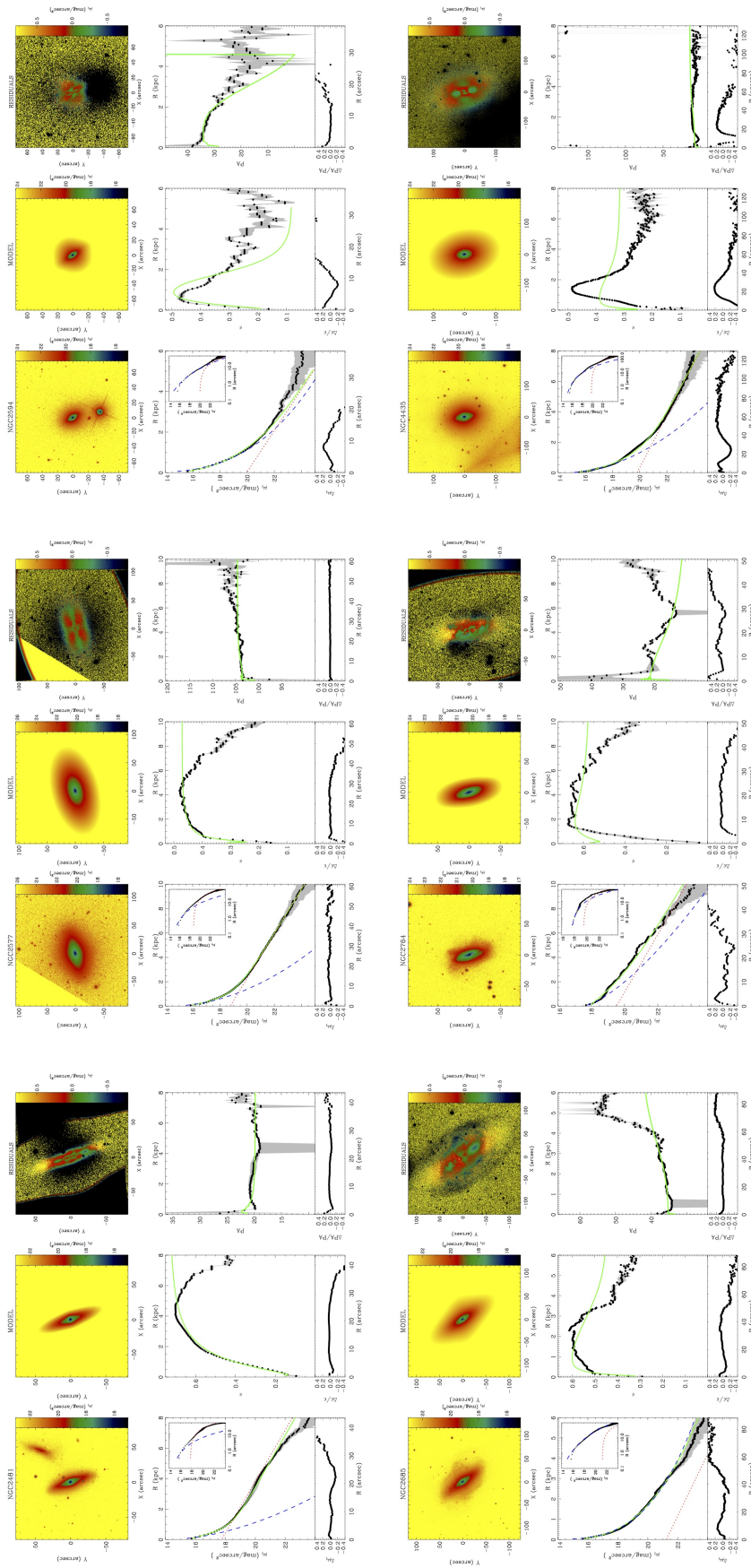


Figura 4.5: Decomposizione fotometrica del sottocampione di galassie troppo inclinate.

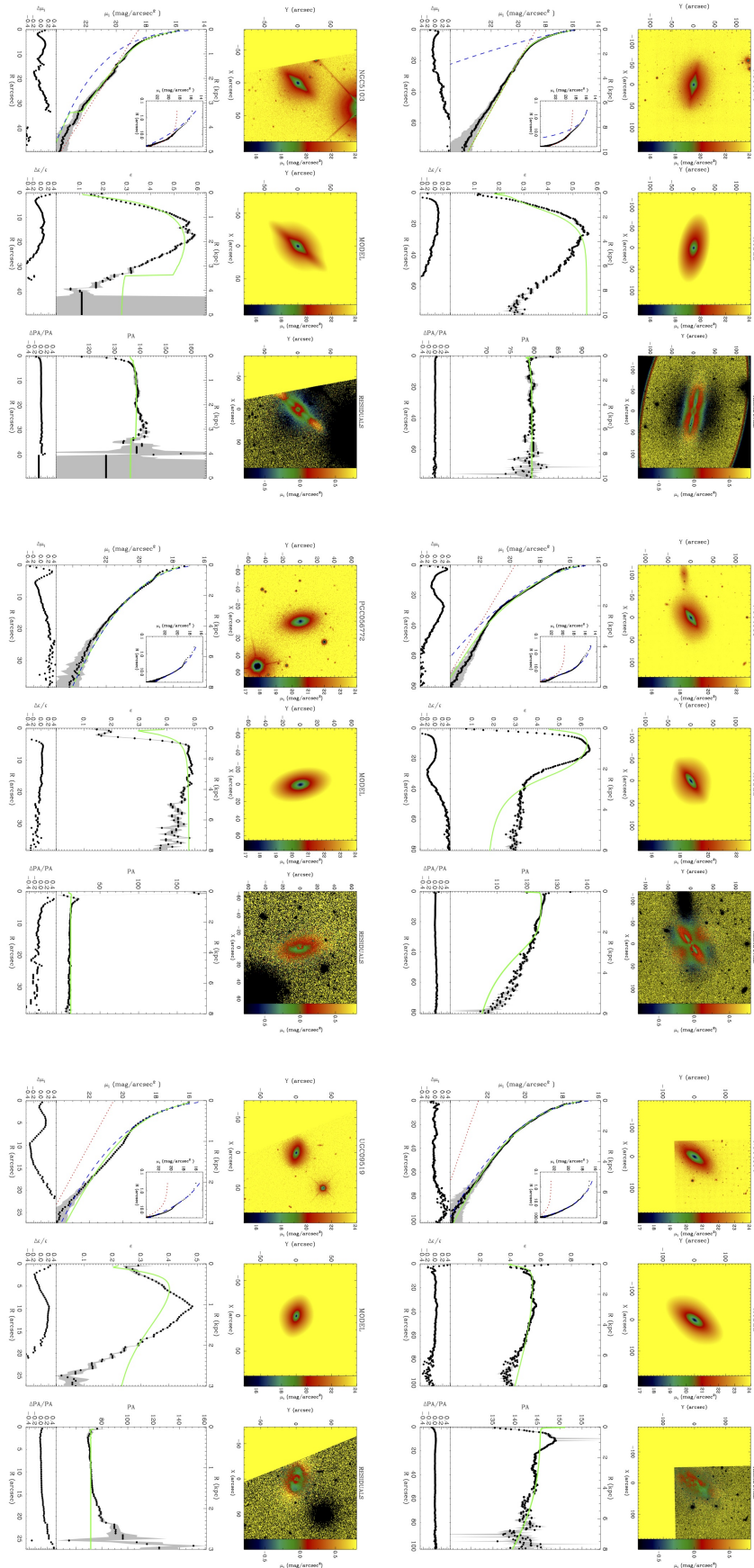


Figura 4.5: continuazione.

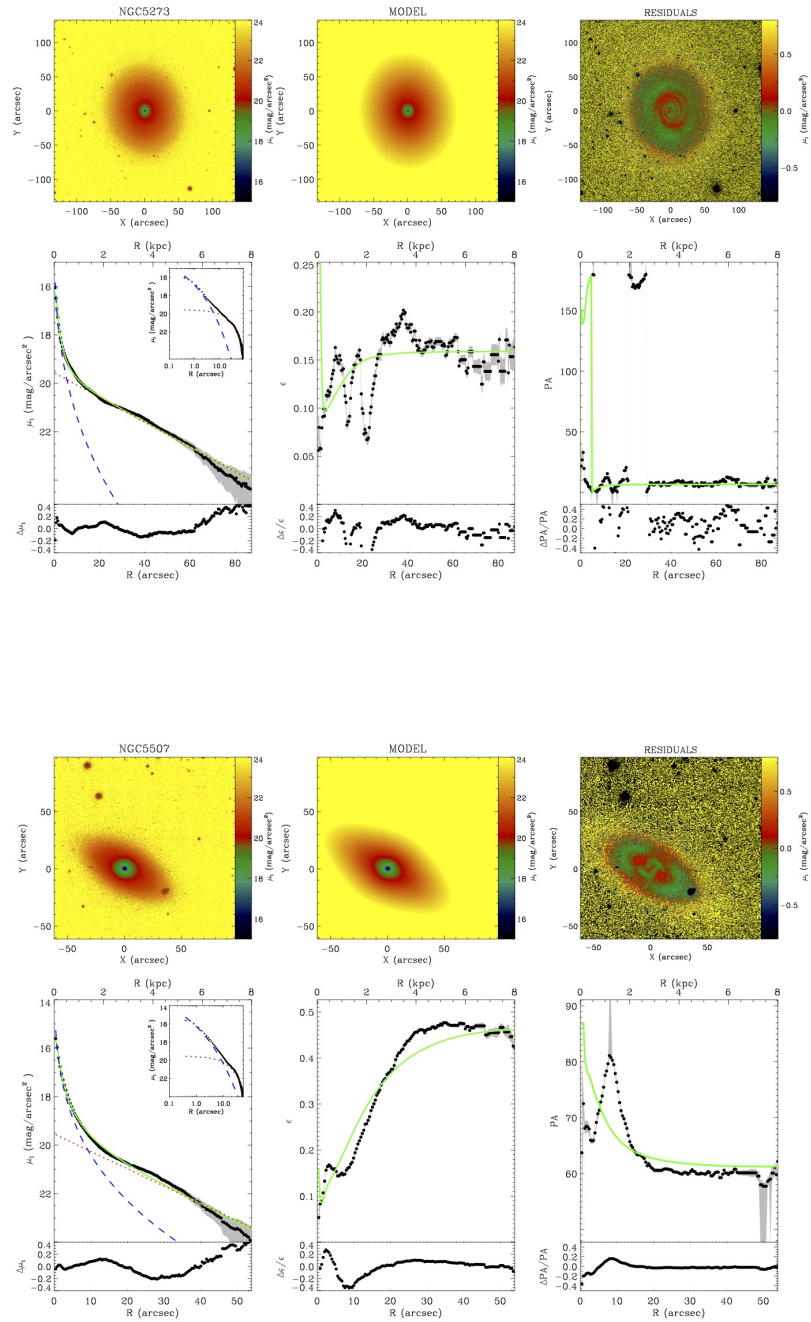


Figura 4.6: Decomposizione fotometrica delle galassie a spirale NGC 5273 e NGC 5507.

5 Forma intrinseca dello sferoide

In questo capitolo si ricava la forma intrinseca del sottocampione di 17 galassie lenticolari che soddisfano tutti i criteri di selezione alla luce dei risultati ottenuti attraverso la decomposizione fotometrica. Viene presentato il problema della triassialità degli sferoidi nella Sezione 5.1 ed analizzate le relazioni geometriche che permettono di caratterizzare il problema diretto (Sezione 5.2.1), il problema inverso (Sezione 5.2.2) e gli angoli caratteristici associati al sistema (Sezione 5.2.3). Nella Sezione 5.3 viene descritto il metodo di analisi statistica che permette di caratterizzare l'ellitticità equatoriale dello sferoide (Sezione 5.3.1) ed il suo schiacciamento intrinseco (Sezione 5.3.2). Infine, nella Sezione 5.4 vengono proposti i risultati ottenuti nel corso dell'analisi.

5.1 Introduzione

Studiando la forma intrinseca degli sferoidi è possibile comprendere l'importanza relativa dei vari meccanismi che sono coinvolti nel processo di formazione.

Il primo tentativo di risalire alla forma intrinseca delle galassie ellittiche si deve a Hubble (1926). La distribuzione degli schiacciamenti intrinseci viene descritta in funzione dei valori osservati di ellitticità, nell'ipotesi che le galassie siano degli ellissoidi oblati orientati casualmente rispetto alla linea di vista. Successivamente, numerose evidenze fotometriche e cinematiche, quali il basso valore del rapporto tra velocità di rotazione e dispersione di velocità (Bertola & Capaccioli 1975) e la rotazione delle isofote (Bertola & Galletta 1979), hanno messo in evidenza la possibilità che esistessero galassie ellittiche che fossero intrinsecamente triassiali. Tuttavia, dallo studio di differenti campioni di galassie con diverse ipotesi sulla triassialità del sistema si ottengono differenti distribuzioni dei rapporti intrinseci.

Per determinare la forma intrinseca delle galassie ellittiche è possibile anche combinare i risultati fotometrici con quelli cinematici (Binney 1985). Tuttavia, la distribuzione degli schiacciamenti intrinseci, delle ellitticità equatoriali e del disallineamento intrinseco tra il momento angolare e l'asse minore non può essere derivato in modo univoco; infatti, sono necessarie delle assunzioni, poiché solamente due osservabili sono disponibili, ovvero la distribuzione delle ellitticità osservate e la distribuzione dei disallineamenti tra l'asse minore fotometrico e l'asse di rotazione.

Lo studio della forma intrinseca dello sferoide delle galassie a disco presenta molte analogie con lo studio della forma intrinseca delle galassie ellittiche, con il vantaggio di conoscere l'inclinazione del sistema dall'orientazione del disco e la complicazione del dover isolare la componente luminosa dello sferoide da altre eventuali strutture luminose quali il disco, la barra, gli anelli e la lente.

Sebbene il disco delle galassie lenticolari e a spirale sia spesso considerato come infinitamente sottile ed esattamente circolare, la sua forma intrinseca può essere approssimata con un ellissoide triassiale molto schiacciato. In particolare, il suo

spessore può essere derivato studiando galassie viste di taglio e considerando la dipendenza sia dalla lunghezza d'onda alla quale si osserva (Mitronova et al. 2004) sia dal tipo morfologico della galassia (Guthrie 1992).

Esistono numerose prove a sostegno del fatto che alcuni sferoidi di galassie non barrate siano triassiali. Dal punto di vista fotometrico, la rotazione delle isofote e il disallineamento tra l'angolo di posizione dello sferoide e del disco non sono possibili in caso di assisimetria del sistema (Lindblad 1956; Zaritsky & Lo 1986; Bertola et al. 1991); dal punto di cinematico, una prova della triassialità degli sferoidi si ha dalle curve di rotazione che presentano delle velocità maggiori di quelle predette per i moti circolari (Gerhard et al. 1989), dal confronto tra le curve di rotazione predette teoricamente per un potenziale triassiale e i dati osservati (Gerhard & Vietri 1986; Bertola et al. 1989; Gerhard et al. 1989; Berman 2001) o dai gradienti di velocità misurati nelle regioni centrali lungo l'asse minore del disco (Corsini et al. 2003; Coccato et al. 2004, 2005).

Si utilizza in questo lavoro il metodo presentato da Méndez-Abreu et al. (2010), il quale permette di derivare la forma intrinseca degli sferoidi delle galassie a disco sotto l'ipotesi che siano oggetti triassiali. L'analisi statistica è basata su relazioni analitiche tra le forme osservate e intrinseche degli sferoidi e dei rispettivi dischi, ovvero considerando la distribuzione delle ellitticità e il disallineamento tra l'angolo di posizione dello sferoide e del disco.

5.2 Considerazioni geometriche

5.2.1 Problema diretto: dall'ellissoide all'ellisse

Si assuma che lo sferoide della galassia sia descritto da un ellissoide triassiale e che il disco si possa considerare circolare e giacente nel piano equatoriale dello sferoide; essi condividono lo stesso centro e gli stessi assi polari. Di conseguenza, l'inclinazione degli assi polari, cioè l'inclinazione della galassia, e l'angolo di posizione rispetto alla linea dei nodi, cioè l'angolo di posizione dell'asse maggiore della galassia, si possono derivare rispettivamente dai valori osservati di ellitticità e di orientazione del disco.

Si consideri un sistema di coordinate cartesiane (x, y, z) con l'origine nel centro galattico, l'asse x e l'asse y corrispondenti agli assi equatoriali principali dello sferoide, l'asse z corrispondente all'asse polare. Nel caso in cui il piano equatoriale dello sferoide e del disco coincidano, l'asse z è anche l'asse polare del disco. Siano A, B, C le lunghezze dei semiassi dell'ellissoide; l'equazione dello sferoide nel sistema di riferimento adottato sarà

$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} + \frac{z^2}{C^2} = 1, \quad (5.1)$$

dove nessuna limitazione viene posta sulle grandezze A, B e C , diversamente da quanto fatto solitamente in letteratura.

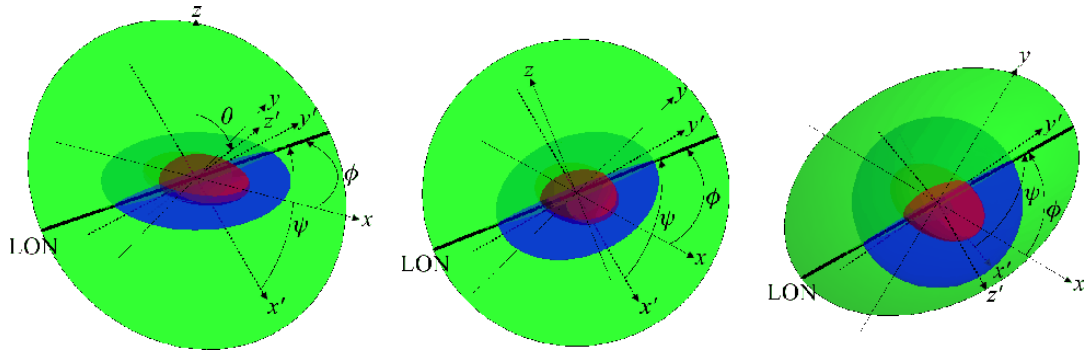


Figura 5.1: Geometria del sistema. Sono raffigurati l'ellissoide dello sferoide, il piano del disco e il piano del cielo rispettivamente in rosso, blu e verde. Il sistema di riferimento dell'ellissoide, il sistema di riferimento associato all'osservatore e la linea dei nodi (LON) sono raffigurati rispettivamente con linee sottili continue, linee sottili tratteggiate e linee continue spesse. L'ellissoide dello sferoide è mostrato sotto diverse angolazioni: angolazione arbitraria (a sinistra), lungo la linea di vista (al centro) e lungo l'asse polare (a destra). Tratto da Méndez-Abreu et al. (2010).

Si consideri ora il sistema di coordinate cartesiane (x', y', z') associato all'osservatore, con origine nel centro galattico e l'asse polare z' lungo la linea di vista e diretto verso la galassia. Il piano del cielo è confinato nel piano (x', y') .

La proiezione del disco nel piano del cielo corrisponde ad un'ellisse con l'asse maggiore corrispondente alla linea dei nodi, che rappresenta l'intersezione tra il piano galattico e il piano del cielo. L'angolo θ tra l'asse z e l'asse z' corrisponde all'inclinazione della galassia e può essere derivato dalla lunghezza dei due semiassi, c e d , dell'ellisse del disco proiettata: $\theta = \arccos(d/c)$. Si definisce ϕ ($0 \leq \phi \leq \pi/2$) l'angolo compreso tra l'asse x e la linea dei nodi sul piano equatoriale dello sferoide (x, y) . Infine, si definisce ψ ($0 \leq \psi \leq \pi/2$) l'angolo compreso tra l'asse x' e la linea dei nodi sul piano (x', y') . I tre angoli θ , ϕ e ψ sono gli angoli di Eulero e correlano il sistema di riferimento (x, y, z) dell'ellissoide con il sistema di riferimento (x', y', z') dell'osservatore attraverso tre rotazioni (Figura 5.1). Poiché la posizione della linea dei nodi è nota, è possibile scegliere l'asse x' coincidente con esso, imponendo di conseguenza $\psi = 0$. Applicando ora due rotazioni all'Equazione (5.1) è possibile derivare l'equazione dell'ellissoide dello sferoide nel sistema di riferimento dell'osservatore e l'equazione dell'ellisse corrispondente alla sua proiezione sul piano del cielo (Simonneau et al. 1998). Ora, se identifichiamo quest'ultimo con l'ellisse proiettata, possiamo determinare la posizione dei suoi assi di simmetria x_e e y_e e le lunghezze dei corrispondenti semiassi a e b . L'asse x_e forma un angolo δ rispetto alla linea dei nodi corrispondente all'asse x' nel piano del cielo. È possibile scegliere $0 \leq \delta \leq \pi/2$ cosicché a possa essere identificato sia come semiasse maggiore sia come semiasse minore.

Dalle considerazioni precedenti si ottengono le equazioni che correlano le lunghezze dei semiassi dell'ellisse proiettata con le lunghezze dei semiassi dell'ellissoide intrinseco

$$a^2 b^2 = A^2 C^2 \sin^2 \theta \cos^2 \phi + B^2 C^2 \sin^2 \theta \sin^2 \phi + A^2 B^2 \cos^2 \theta; \quad (5.2)$$

$$a^2 + b^2 = A^2 (\cos^2 \phi + \cos^2 \theta \sin^2 \phi) + B^2 (\sin^2 \phi + \cos^2 \theta \cos^2 \phi) + C^2 \sin^2 \theta; \quad (5.3)$$

$$\tan 2\delta = \frac{(B^2 - A^2) \cos \theta \sin 2\phi}{A^2 (\cos^2 \theta \sin^2 \phi - \cos^2 \phi) + B^2 (\cos^2 \theta \cos^2 \phi - \sin^2 \phi) + C^2 \sin^2 \theta}. \quad (5.4)$$

Si noti dall'Equazione (5.4) che se l'ellissoide dello sferoide non risulta circolare nel piano equatoriale ($A \neq B$) è possibile osservare un disallineamento ($\delta \neq 0$) tra gli assi proiettati dello sferoide e del disco.

5.2.2 Problema inverso: dall'ellisse all'ellissoide

Si consideri ora il problema della deproiezione dello sferoide. A partire dal lavoro di Simonneau et al. (1998) si possono esprimere le lunghezze dei semiassi dello sferoide A , B e C come funzioni delle lunghezze dei semiassi dell'ellisse proiettata, a e b , e dell'angolo di rotazione δ .

Definendo

$$K^2 = \frac{a^2 + b^2}{2} (1 + e \cos 2\delta), \quad (5.5)$$

possiamo esprimere l'ellitticità dell'ellisse osservata, con

$$e = \frac{a^2 - b^2}{a^2 + b^2} \quad -1 \leq e \leq 1. \quad (5.6)$$

Si tenga presente che la quantità K^2 è misurabile direttamente.

Sfruttando le Equazioni (5.2), (5.3) e (5.4) si ottiene

$$K^2 = \frac{A^2 + B^2}{2} (1 + E \cos 2\phi), \quad (5.7)$$

dove

$$E = \frac{A^2 - B^2}{A^2 + B^2} \quad -1 \leq E \leq 1 \quad (5.8)$$

rappresenta la misura dell'ellitticità intrinseca dello sferoide.

Con questa notazione siamo in grado di esprimere i semiassi dello sferoide nella forma

$$A^2 = K^2 \left(1 + \frac{e \sin 2\delta}{1 + e \cos 2\delta} \frac{\tan \phi}{\cos \theta} \right); \quad (5.9)$$

$$B^2 = K^2 \left(1 - \frac{e \sin 2\delta}{1 + e \cos 2\delta} \frac{\cot \phi}{\cos \theta} \right); \quad (5.10)$$

$$C^2 = K^2 \left(1 - \frac{2e \cos 2\delta}{\sin^2 \theta (1 + e \cos 2\delta)} + \frac{2e \cos \theta \sin 2\delta}{\sin^2 \theta (1 + e \cos 2\delta)} \cot^2 \phi \right). \quad (5.11)$$

I valori di a , b , δ e θ possono essere ottenuti direttamente dall'osservazione. La relazione tra le variabili intrinseche e proiettate dipendono, tuttavia, dalla posizione spaziale dello sferoide, in particolare dall'angolo ϕ , che è l'unica incognita del nostro problema e sarà il fulcro dell'analisi statistica.

5.2.3 Angoli caratteristici

Esistono limitazioni fisiche al valore di ϕ , come ad esempio il fatto che il valore della lunghezza dei tre semiassi è definita positiva (Simonneau et al. 1998). È possibile, quindi, definire alcuni angoli caratteristici che limitino l'intervallo di valori di ϕ ; in particolare, esistono due possibilità diverse per ogni valore delle variabili a , b , δ e ϕ .

Il primo caso si ottiene con $a > b$. In questa configurazione, dall'Equazione (5.6) si trova $e > 0$ e dalle Equazioni (5.9) e (5.10) si ottiene $A > B$. Per ogni valore di ϕ , $A^2 > K^2$ e K^2 è sempre definito positivo in accordo con l'Equazione (5.7). Tuttavia, B^2 e C^2 possono essere sia positivi sia negativi a seconda del valore di ϕ . La variabile B^2 è definita positiva solamente per angoli $\phi > \phi_B$, dove ϕ_B viene definito ponendo $B^2 = 0$ nell'Equazione (5.10), cioè

$$\phi_B = \arctan \left(\frac{e \sin 2\delta}{\cos \theta (1 + e \cos 2\delta)} \right). \quad (5.12)$$

Allo stesso modo, C^2 è definito positivo solo per angoli $\phi < \phi_C$, con ϕ_C ottenuto ponendo $C^2 = 0$ nell'Equazione (5.11), cioè

$$\phi_C = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2e \sin 2\delta \cos \theta}{e \cos 2\delta (1 + \cos^2 \theta) - \sin^2 \theta} \right). \quad (5.13)$$

In questa situazione il valore di ϕ è limitato nell'intervallo $\phi_B \leq \phi \leq \phi_C$.

Il secondo caso corrisponde ad avere $a < b$. Questo implica, sfruttando l'Equazione (5.6), che $e < 0$ e, dalle Equazioni (5.9) e (5.10), si ottiene $A < B$. Anche in questo caso, per ogni valore di ϕ , $B^2 > K^2$, la variabile K^2 è sempre definita positiva in accordo con l'Equazione (5.7) e A^2 e C^2 possono essere sia positivi sia negativi a seconda del valore di ϕ . La variabile A^2 è definita positiva solamente per angoli $\phi < \phi_A$, dove ϕ_A viene definito ponendo $A^2 = 0$ nell'Equazione (5.9), cioè

$$\phi_A = -\arctan \left(\frac{\cos \theta (1 + e \cos 2\delta)}{e \sin 2\delta} \right). \quad (5.14)$$

Allo stesso modo, C^2 è definito positivo solo per angoli $\phi > \phi_C$, con ϕ_C ricavato nell'Equazione (5.13). Se $a < b$, il valore di ϕ è limitato nell'intervallo $\phi_C \leq \phi \leq \phi_A$.

Tuttavia, il problema affrontato è simmetrico. Infatti, è possibile dimostrare che si ha in ogni caso $e \geq 0$ e $E \geq 0$; in ognuno dei due casi si ha la medesima descrizione matematica, previa un'ovvia ridefinizione degli angoli, cosicché sia sufficiente considerare l'angolo ϕ limitato tra $\phi_B \leq \phi \leq \phi_C$.

È possibile riscrivere le Equazioni (5.9), (5.10) e (5.11) come

$$A^2 = K^2(1 + \tan \phi_B \tan \phi); \quad (5.15)$$

$$B^2 = K^2 \left(1 - \frac{\tan \phi_B}{\tan \phi} \right); \quad (5.16)$$

$$C^2 = 2K^2 \tan \phi_B \cot^2 \theta (\cot 2\phi - \cot 2\phi_C), \quad (5.17)$$

dove ϕ_B e ϕ_C vengono ricavati dalle osservabili a , b , δ e θ , ovvero sono funzioni note per ogni sferoide osservato.

Dalla descrizione fornita si ricava che è sempre possibile considerare il caso $A > B$. Tuttavia, nessuna condizione è stata imposta sinora sulla lunghezza C del semiasse polare. Si definisce, quindi, un ellissoide, assunto triassiale, come completamente oblatato se la lunghezza C è minore sia di A sia di B ; viceversa, si definisce un ellissoide come totalmente prolato se C è maggiore sia di A sia di B . Se il valore del semiasse polare è intermedio tra i due casi si ritrova un ellissoide triassiale o parzialmente oblatato o parzialmente prolato.

Un'analisi più dettagliata del problema è riassunta in Figura (5.2).

Dall'equazione (5.16) si ricava che la lunghezza del semiasse B è nulla quando $\phi = \phi_B$ e cresce quando l'angolo ϕ va da ϕ_B a ϕ_C ; invece, la lunghezza del semiasse C è nulla quando $\phi = \phi_C$ e decresce quando l'angolo ϕ va da ϕ_B a ϕ_C . Esiste un valore intermedio,

$$\phi_{BC} = \arctan \left(\frac{\tan \delta}{\cos \theta} \right), \quad (5.18)$$

per il quale $B^2 = C^2$. Per $\phi_{BC} \leq \phi \leq \phi_C$ si ha $C^2 < B^2$ ed entrambi minori di A^2 ; questo implica che in questo intervallo l'ellissoide triassiale è completamente oblatato.

È possibile definire, in analogia, l'angolo

$$\phi_{AC} = \arctan(\cos \theta \tan \delta), \quad (5.19)$$

tale per cui $C^2 = A^2$. Per $\phi < \phi_{AC}$ si ha $C^2 > A^2 > B^2$ ed il corrispondente ellissoide triassiale risulta completamente prolato. È importante notare che quest'ultima configurazione è fisicamente realizzabile solamente quando $\phi_{AC} > \phi_B$ e $\phi_B \leq \phi \leq \phi_C$; quindi, ogni sferoide osservato può sempre risultare intrinsecamente oblatato ma non è detto che possa risultare intrinsecamente prolato.

Per descrivere con maggior chiarezza il problema è utile introdurre il raggio

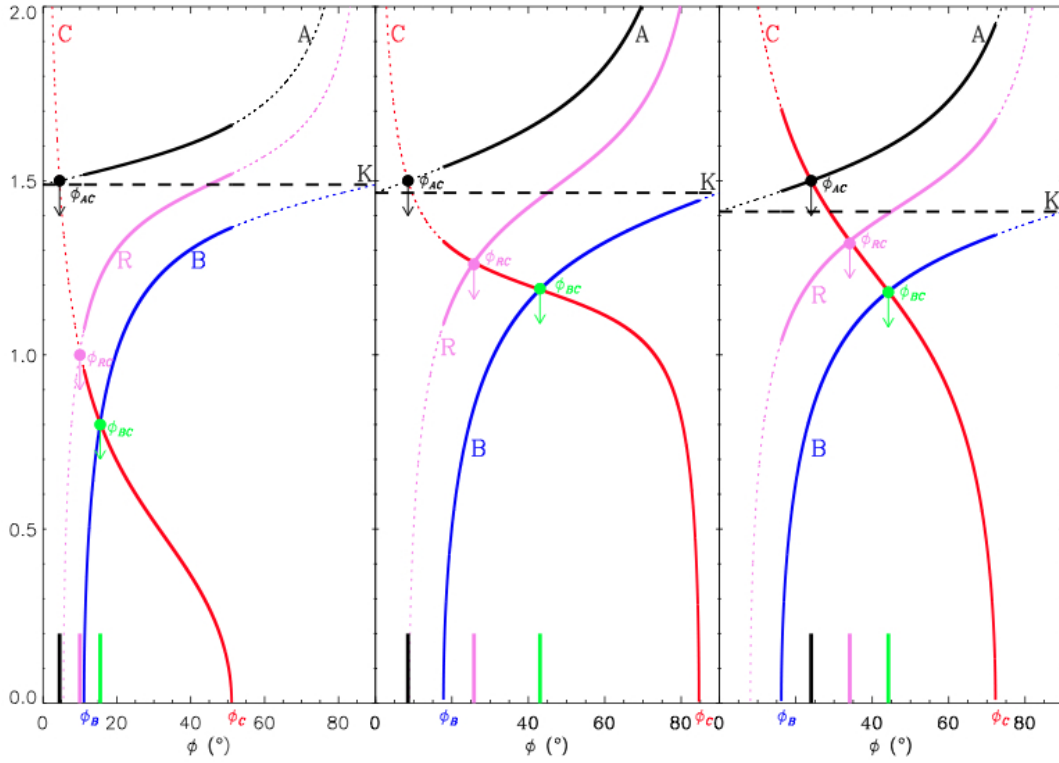


Figura 5.2: Vengono rappresentate le lunghezze A , B e C dei semiassi dell'ellissoide dello sferoide e il suo raggio equatoriale medio R in funzione dell'angolo ϕ . Le linee solide corrispondono all'intervallo dei possibili valori che le variabili A , B , C e R possono assumere, mentre le linee tratteggiate mostrano il loro andamento per $0 \leq \phi \leq \pi/2$. Viene mostrato uno sferoide triassiale con $\phi_{AC} < \phi_{RC} < \phi_B$ (a sinistra), $\phi_{AC} < \phi_B < \phi_{RC}$ (al centro) e $\phi_B < \phi_{AC} < \phi_{RC}$ (a destra). L'asse delle ordinate rappresenta la lunghezza del semiasse in unità arbitrarie. Tratto da Méndez-Abreu et al. (2010).

quadratico medio dell'ellisse equatoriale, definito come

$$R^2 = \frac{A^2 + B^2}{2} = K^2 \tan \phi_B (\cot \phi_B - \cot 2\phi) \quad (5.20)$$

e dipendente solamente dall'angolo incognito ϕ .

Poiché $A^2 > B^2$, si ha $A^2 \geq R^2 \geq B^2$; esiste, tuttavia, l'angolo

$$\phi_{RC} = \frac{1}{2} \arctan \left(\tan 2\delta \frac{1 + \cos^2 \theta}{2 \cos \theta} \right) \quad (5.21)$$

tale per cui $C^2 = R^2$ (Figura 5.2).

5.3 Analisi statistica

5.3.1 Ellitticità equatoriale dello sferoide

Il rapporto assiale B/A permette di caratterizzare l'ellitticità equatoriale dello sferoide; a questo proposito si definisce l'ellitticità equatoriale come $Z = B^2/A^2$. Utilizzando le Equazioni (5.9) e (5.10), si ha

$$Z = \frac{B^2}{A^2} = \frac{\tan(\phi - \phi_B)}{\tan \phi} = 1 - \frac{2 \sin \phi_B}{\sin \phi_B + \sin(2\phi - \phi_B)}. \quad (5.22)$$

Tra ϕ_B e ϕ_C il valore di Z raggiunge un massimo

$$Z_M = \frac{1 - \sin \phi_B}{1 + \sin \phi_B} \quad (5.23)$$

quando

$$\phi = \phi_M = \frac{\pi}{4} + \frac{\phi_B}{2}. \quad (5.24)$$

La funzione Z decresce per $\phi > \phi_M$, dopo aver raggiunto il massimo Z_M a $\phi = \phi_M$ e si annulla per $\phi = \pi/2$; non è necessario studiare l'andamento della funzione nell'intervallo $\phi_C \leq \phi \leq \pi/2$, poiché esso non è fisicamente accettabile.

Al crescere di ϕ risultano possibili due casi per il valore di ϕ_M e il corrispettivo andamento di Z :

1. se $\phi_C > \phi_M$, il valore di Z raggiunge un massimo in Z_M per poi decrescere raggiungendo il valore limite

$$Z_C = \frac{\tan(\phi_C - \phi_B)}{\tan \phi_C} = 1 - \frac{2 \sin \phi_B}{\sin \phi_B + \sin(2\phi_C - \phi_B)}; \quad (5.25)$$

2. se $\phi_C < \phi_M$, Z non raggiunge il valore massimo dato dall'Equazione (5.23) ma è limitato da Z_C .

Per ogni sferoide si deriva, a partire dall'Equazione (5.22), il valore medio

$$\langle Z \rangle = \frac{1}{\phi_C - \phi_B} \int_{\phi_B}^{\phi_C} Z(\phi) d\phi = 1 - \frac{\tan \phi_B}{\phi_C - \phi_B} \ln \frac{\sin \phi_C}{\cos(\phi_C - \phi_B) \sin \phi_B}. \quad (5.26)$$

Al fine di ottenere un'analisi statistica esaustiva, viene calcolato per ogni sferoide osservato la probabilità $P(Z)$ corrispondente a $0 \leq Z \leq Z_C$ prendendo in considerazione il fatto che il valore dell'angolo ϕ possa variare in tutto l'intervallo $\phi_B \leq \phi \leq \phi_C$ con la stessa probabilità, data da

$$P(\phi) = \frac{1}{\phi_C - \phi_B}. \quad (5.27)$$

La probabilità

$$P(Z) = \sum P(\phi) |d\phi/dZ| \quad (5.28)$$

permette di calcolare i valori caratteristici di Z , tra cui il valore mediano $Z_{1/2}$.

Infine, vengono definiti gli intervalli di confidenza $(Z_{1/6}, Z_{5/6})$ che corrispondono ad una probabilità del 67% di trovare il valore considerato in relazione agli angoli

$$\phi_{1/6}^0 = \frac{1}{6}\phi_C + \frac{5}{6}\phi_B \quad \text{e} \quad \phi_{5/6}^0 = \frac{5}{6}\phi_C + \frac{1}{6}\phi_B. \quad (5.29)$$

Se $\phi_C < \phi_M$, il valore di Z cresce in modo monotono da $Z(\phi_B) = 0$ a $Z_C = Z(\phi_C)$; esiste un solo valore di ϕ per ogni valore di Z . In questo caso anche la probabilità

$$P(Z) = \frac{1}{\phi_C - \phi_B} \frac{\sin \phi_B}{(1-Z)\sqrt{(1-Z)^2 - (1+Z)^2 \sin^2 \phi_B}} \quad (5.30)$$

cresce da

$$P(0) = \frac{1}{\phi_C - \phi_B} \tan \phi_B \quad (5.31)$$

a

$$P(Z_C) = \frac{1}{\phi_C - \phi_B} \frac{[\sin \phi_B + \sin(2\phi_C - \phi_B)]^2}{4 \sin \phi_B \cos(2\phi_C - \phi_B)}. \quad (5.32)$$

La probabilità descritta dall'Equazione (5.30) è piccata in corrispondenza di $Z = Z_C$ in modo tale che $Z_{1/2}$ è molto vicino a Z_C .

Se $\phi_C > \phi_M$, il valore di Z cresce in modo monotono da $Z(\phi_B) = 0$ a $Z_M = Z(\phi_M)$ per poi decrescere, sempre in modo monotono, da Z_M a $Z_C = Z(\phi_C)$. Per $0 < Z < Z_C$ esiste un solo valore di ϕ per ogni valore di Z mentre per $Z_C < Z < Z_M$ esistono due valori di ϕ per ogni valore di Z . La funzione $P(Z)$ presenta una discontinuità in $Z = Z_C$ che corrisponde al valore di $\phi'_C = \pi/2 - (\phi_C - \phi_B)$; inoltre, $dZ/d\phi$ è nulla quando $\phi = \phi_M$ e la probabilità $P(Z)$ diventa infinita a $Z = Z_M$. In questo caso

$$P(Z) = \begin{cases} \frac{1}{\phi_C - \phi_B} \frac{\sin \phi_B}{(1-Z)\sqrt{(1-Z)^2 - (1+Z)^2 \sin^2 \phi_B}} & 0 \leq Z \leq Z_C \\ \frac{2}{\phi_C - \phi_B} \frac{\sin \phi_B}{(1-Z)\sqrt{(1-Z)^2 - (1+Z)^2 \sin^2 \phi_B}} & Z_C \leq Z \leq Z_M, \end{cases} \quad (5.33)$$

La probabilità descritta dall'Equazione (5.33) è piccata in corrispondenza di $Z = Z_M$ in modo tale che $Z_{1/2}$ è molto vicino a Z_M e l'intervallo di confidenza $(Z_{1/6}, Z_{5/6})$ è molto piccolo.

5.3.2 Schiacciamento intrinseco dello sferoide

Il rapporto assiale C/A permette di caratterizzare lo schiacciamento intrinseco $F = C^2/A^2$ dell'ellissoide triassiale sotto la condizione $A \geq B \geq C$. Senza nessuna limitazione su A , B e C si può ridefinire lo schiacciamento

$$F(\phi) = \frac{C^2}{R^2} = \frac{2C^2}{A^2 + B^2} \quad (5.34)$$

utilizzando le Equazioni (5.11) e (5.20) e ottenendo

$$F(\phi) = F_\theta \frac{\cot 2\phi - \cot 2\phi_C}{\cot \phi_B - \cot 2\phi} = F_\theta \frac{\sin \phi_B \sin (2\phi_C - 2\phi)}{\sin 2\phi_C \sin (2\phi - \phi_B)}, \quad (5.35)$$

dove

$$F_\theta = \frac{2 \cos^2 \theta}{\sin \theta^2} \quad (5.36)$$

considerando l'effetto dell'inclinazione.

Poiché $dF(\phi)/d\phi < 0$, la funzione $F(\phi)$ è monotona decrescente con un massimo F_M dato da

$$F_M = F_\theta \frac{\sin (2\phi_C - 2\phi_B)}{\sin 2\phi_C} \quad (5.37)$$

quando $\phi = \phi_M$. In accordo con l'Equazione (5.37), per $F_M < 1$ gli ellipsoidi triassiali sono parzialmente o completamente oblati, mentre per $F_M > 1$ gli ellipsoidi triassiali possono essere parzialmente o completamente prolati.

Utilizzando l'Equazione (5.35) è possibile calcolare il valore medio dello schiacciamento intrinseco

$$\begin{aligned} \langle F \rangle &= \frac{1}{\phi_C - \phi_B} \int_{\phi_B}^{\phi_C} F(\phi) d\phi \\ &= F_\theta \frac{\sin \phi_B}{\sin 2\phi_C} \left[\frac{\sin 2\phi_C - \phi_B}{2(\phi_C - \phi_B)} \ln \frac{\sin (2\phi_C - \phi_B)}{\sin \phi_B} - \cos (2\phi_C - \phi_B) \right]. \end{aligned} \quad (5.38)$$

Come fatto per l'ellitticità intrinseca, è possibile definire l'intervallo di confidenza ($F_{1/6}$, $F_{5/6}$) dove esiste il 67% di probabilità di trovare il valore vero di F .

È possibile ottenere una statistica più soddisfacente definendo la probabilità $P(F)$ di avere uno schiacciamento intrinseco F come

$$P(F) = k_0 \frac{1}{A_0 F^2 + B_0 F + C_0} \quad (5.39)$$

dove

$$A_0 = \frac{1}{\sin^2 \phi_B}; \quad (5.40)$$

$$B_0 = \frac{4 \cos^2 \theta \cos(2\phi_C - \phi_B)}{\sin^2 \theta \sin 2\phi_C \sin \phi_B}; \quad (5.41)$$

$$C_0 = \frac{4 \cos^4 \theta}{\sin^4 \theta \sin^2 2\phi_C}; \quad (5.42)$$

$$k_0 = \frac{\cos^2 \theta \sin(2\phi_C - \phi_B)}{\sin^2 \theta (\phi_C - \phi_B) \sin 2\phi_C \sin \phi_B}. \quad (5.43)$$

I valori di k_0 , A_0 e C_0 sono sempre positivi mentre $B_0 > 0$ per $2\phi_C - \phi_B < \pi/2$ ($\phi_C < \phi_M$) e $B_0 < 0$ per $2\phi_C - \phi_B > \pi/2$ ($\phi_C > \phi_M$). Tutte queste quantità possono essere ricavate dai parametri osservati dello sferoide, poiché dipendono solamente dalla misura dei valori a , b , δ e θ attraverso gli angoli ϕ_B e ϕ_C .

5.4 Risultati

I valori dell'ellitticità e dell'angolo di posizione dello sferoide e del disco del sottocampione di 17 galassie lenticolari non barrate che soddisfano i criteri di selezione vengono utilizzati per ricavare la forma intrinseca dello sferoide.

Il metodo di decomposizione fotometrica bidimensionale è stato testato attraverso una serie di simulazioni Monte Carlo per valutarne l'accuratezza e l'affidabilità (Méndez-Abreu et al. 2008). In questo modo è possibile anche associare gli errori ai valori dei parametri strutturali di sferoide e disco. In particolare, sono state generate 1000 immagini di galassie artificiali che possono essere descritte come somma di uno sferoide centrale che segue la legge $r^{1/n}$ e un disco che segue la legge esponenziale. I parametri strutturali delle galassie artificiali sono stati scelti casualmente entro un intervallo di valori osservati su un campione di 40 galassie S0-Sb (Möllenhoff & Heidt 2001) nel seguente modo:

$$1 \leq r_e \leq 3 \text{ kpc} \quad 0.4 \leq q_b \leq 0.9 \quad 0.5 \leq n \leq 6$$

per lo sferoide, e

$$2 \leq h \leq 5 \text{ kpc} \quad 0.4 \leq q_d \leq 0.9 \quad q_d \leq q_b$$

per il disco.

Le immagini delle galassie artificiali sono state costruite simulando la configurazione strumentale adottata e tenendo conto delle caratteristiche del CCD (scala dei *pixel*, *gain*, RON), del tempo di posa e del livello del cielo e sono state analizzate come se fossero vere effettuando la decomposizione parametrica per derivare i parametri strutturali. Gli errori sui parametri sono stati stimati confrontando i valori assunti per le galassie artificiali p_i e quelli misurati p_o . Gli errori relativi $1 - p_i/p_o$ sono stati assunti avere una distribuzione normale con la media e lo scarto quadratico medio corrispondenti all'errore sistematico e casuale.

In questo lavoro vengono utilizzati gli errori relativi ricavati come sopra descritto, essendo comunque consapevoli del fatto che l'analisi dovrà essere raffinata. In particolare, le simulazioni dovranno essere ripetute nell'intervallo di magnitudini in cui cade il campione selezionato ed i parametri strutturali dovranno variare in un intervallo affine a quanto trovato durante la decomposizione parametrica; inoltre, l'errore associato ai valori di ellitticità ed angolo di posizione non sarà computato come un errore percentuale bensì si ricaverà un errore medio sulla base dei risultati ottenuti dalla simulazione. Vengono riportati in Tabella 5.1 gli errori associati ai parametri strutturali delle galassie di cui si ricaverà la forma intrinseca e che quindi soddisfano, alla luce dei risultati della decomposizione fotometrica, i criteri di selezione stabiliti nella Sezione 2.2.

Tabella 5.1: Parametri strutturali del sottocampione di galassie lenticolari non barrate ed errori ad essi associati.

Nome	q_b	q_d	PA _b (gradi)	PA _d (gradi)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
NGC 3032	1.00 ± 0.03	0.82 ± 0.02	104 ± 2	94 ± 2
NGC 3156	0.58 ± 0.02	0.49 ± 0.01	49 ± 1	48 ± 1
NGC 3182	0.86 ± 0.03	0.78 ± 0.02	139 ± 3	139 ± 3
NGC 3245	0.72 ± 0.01	0.52 ± 0.01	176 ± 2	177 ± 4
NGC 3607	0.79 ± 0.01	0.97 ± 0.01	124 ± 1	151 ± 3
NGC 3648	0.71 ± 0.02	0.54 ± 0.02	67 ± 1	70 ± 1
NGC 3998	0.84 ± 0.01	0.79 ± 0.01	132 ± 1	139 ± 3
NGC 4150	0.80 ± 0.02	0.66 ± 0.03	144 ± 3	146 ± 3
NGC 4249	1.00 ± 0.05	0.95 ± 0.05	180 ± 9	93 ± 5
NGC 4476	0.54 ± 0.02	0.76 ± 0.02	26 ± 6	28 ± 1
NGC 4578	0.75 ± 0.02	0.69 ± 0.03	33 ± 1	31 ± 1
NGC 4690	0.78 ± 0.02	0.72 ± 0.02	147 ± 3	150 ± 3
NGC 5631	0.84 ± 0.02	0.87 ± 0.03	128 ± 3	26 ± 1
NGC 5687	0.68 ± 0.01	0.56 ± 0.02	103 ± 2	100 ± 2
NGC 6149	0.69 ± 0.04	0.65 ± 0.06	21 ± 1	17 ± 1
PGC 028887	0.58 ± 0.03	0.75 ± 0.07	30 ± 2	34 ± 2
PGC 029321	0.74 ± 0.05	0.87 ± 0.08	62 ± 7	54 ± 4

Note. Vengono riportati il nome della galassia (1), il valore di ellitticità dello sferoide (2) e del disco (3) ed il valore dell'angolo di posizione dello sferoide (4) e del disco (5) con i rispettivi errori.

Le distribuzioni dell'ellitticità equatoriale $Z = B^2/A^2$ e dello schiacciamento intrinseco $F = C^2/A^2$ sono state descritte come statisticamente indipendenti nelle Sezioni 5.3.1 e 5.3.2. Tuttavia, è possibile correlare le grandezze E e $F(\phi)$ tramite

$$\sqrt{E^2 - \sin^2 \phi_B} = \frac{F}{F_\theta} \frac{\sin 2\phi_C + \sin \phi_B \cos(2\phi_C - \phi_B)}{\sin(2\phi_C - \phi_B)}, \quad (5.44)$$

in modo tale che lo schiacciamento intrinseco dello sferoide osservato sia limitato dagli angoli caratteristici ϕ_B e ϕ_C i quali, a loro volta, dipendono solamente dalle quantità a , b , δ e θ che sono direttamente misurabili.

L'Equazione (5.44) può essere riscritta in funzione dei rapporti assiali B/A e C/A come

$$\frac{\sin(2\phi_C) \sin^2 \theta}{\cos^2 \theta} F = -\sin \phi_B \cos(2\phi_C - \phi_B)(1 + Z)^2 + \sin(2\phi_C - \phi_B) \sqrt{(1 - Z)^2 - \sin^2 \phi_B (1 + Z)^2}. \quad (5.45)$$

Poiché i rapporti assiali B/A e C/A sono entrambi funzioni della stessa variabile ϕ , le loro probabilità sono identiche: $P(Z) = P(F)$. Quindi, seguendo questa descrizione, è possibile calcolare per il sottocampione di 17 galassie i rapporti assiali B/A e C/A ed i relativi intervalli di confidenza.

Sono state effettuate delle simulazioni Monte Carlo, scegliendo casualmente 3000 configurazioni geometriche e utilizzando per ciascuno dei parametri q_b , q_d , PA_b e PA_d (Tabella 5.1) un valore compatibile con una distribuzione gaussiana centrata sul valore osservato corrispondente e avente come scarto quadratico medio il valore dell'errore associato. Per ogni configurazione geometrica sono stati generati 1000 valori di B/A e C/A in accordo con le rispettive distribuzioni di probabilità. La distribuzione risultante dei rapporti assiali B/A e C/A dello sferoide delle galassie analizzate è mostrata in Figura 5.3.

I risultati evidenziano che il 76% degli sferoidi del campione di 17 galassie sono compatibili con l'essere ellissoidi oblati, il 18% degli sferoidi sono compatibili con l'essere prolatti mentre solamente lo sferoide della galassia NGC 5631 risulta triassiale. In Tabella 5.2 vengono riportati i valori mediani di B/A e C/A e le relative incertezze definenti i limiti dell'intervallo che racchiude il 68.3% delle realizzazioni.

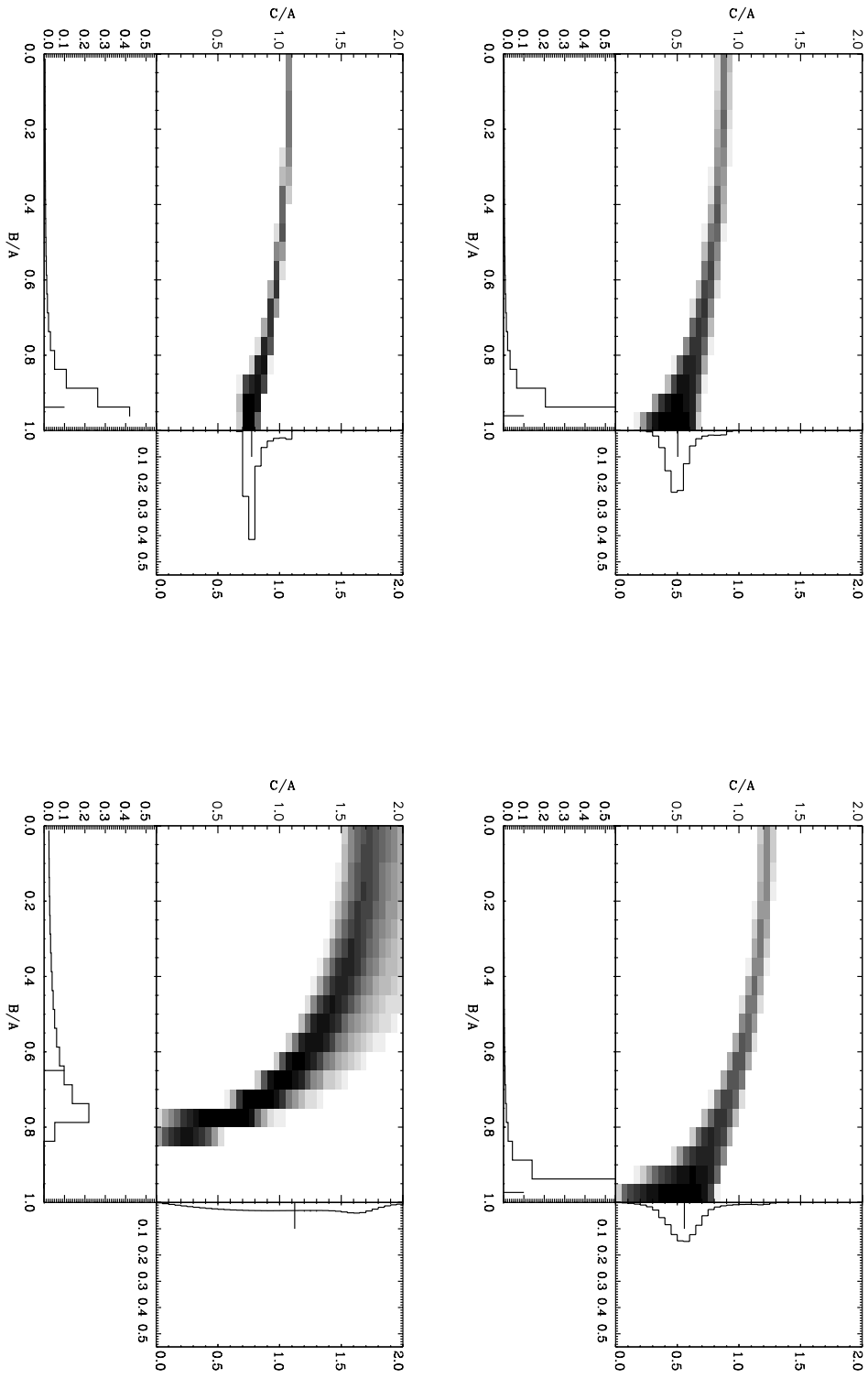


Figura 5.3: Distribuzione di probabilità dell'ellitticità equatoriale e dello schiacciamento intrinseco. I segmenti all'interno degli istogrammi indicano il valore della mediana dei valori di B/A (in basso) e C/A (a destra).

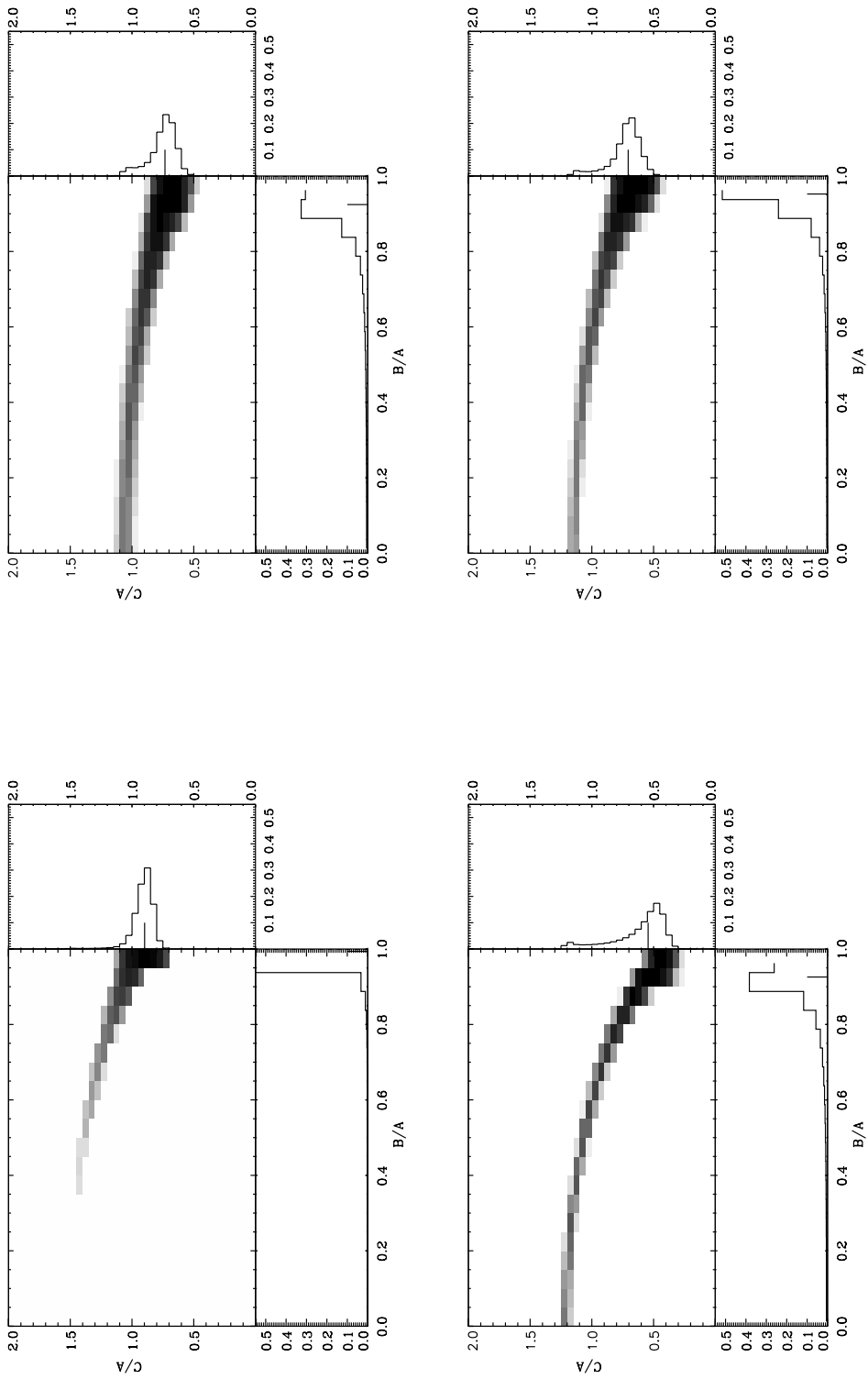


Figura 5.3: continuazione.

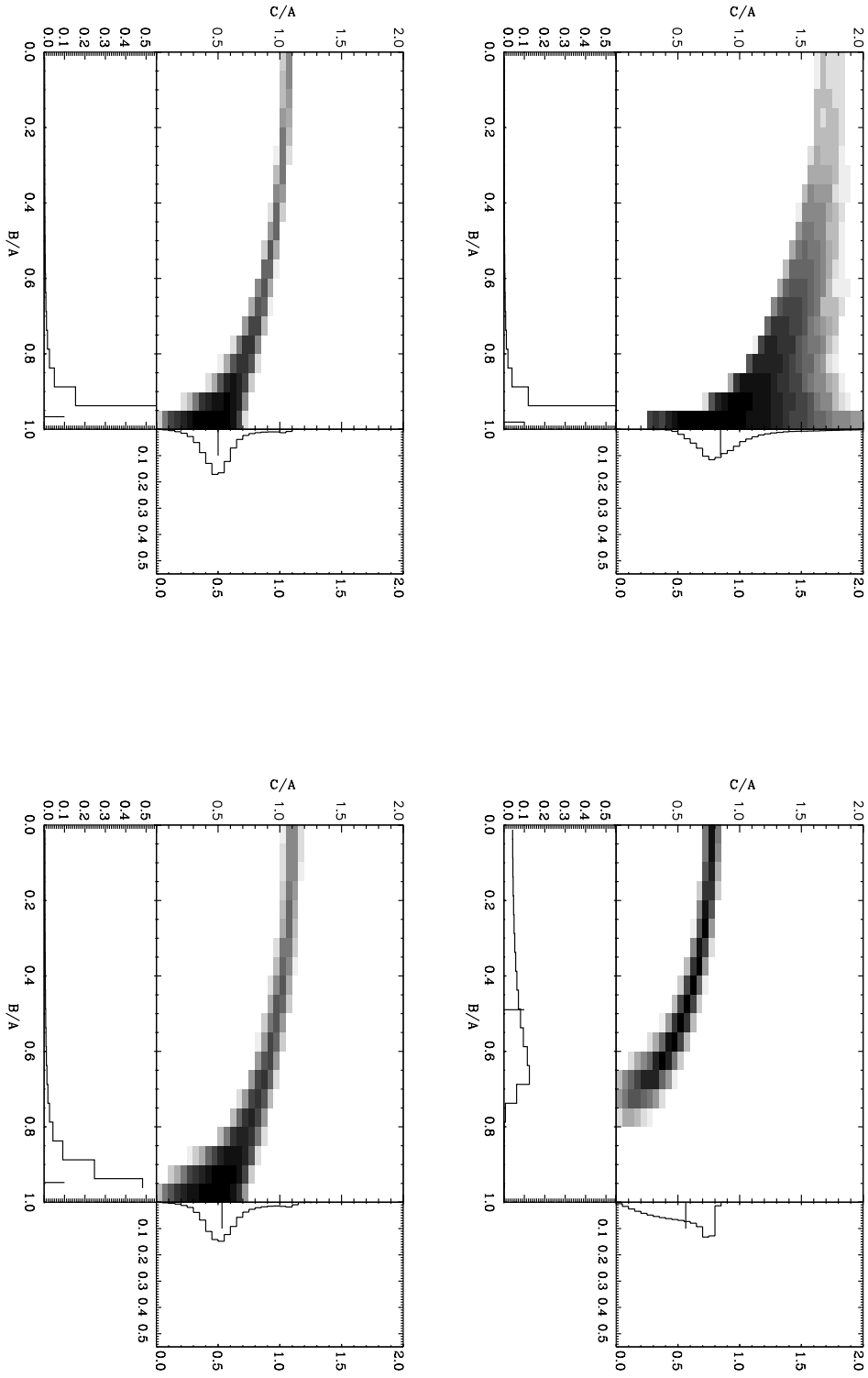


Figura 5.3: continuazione.

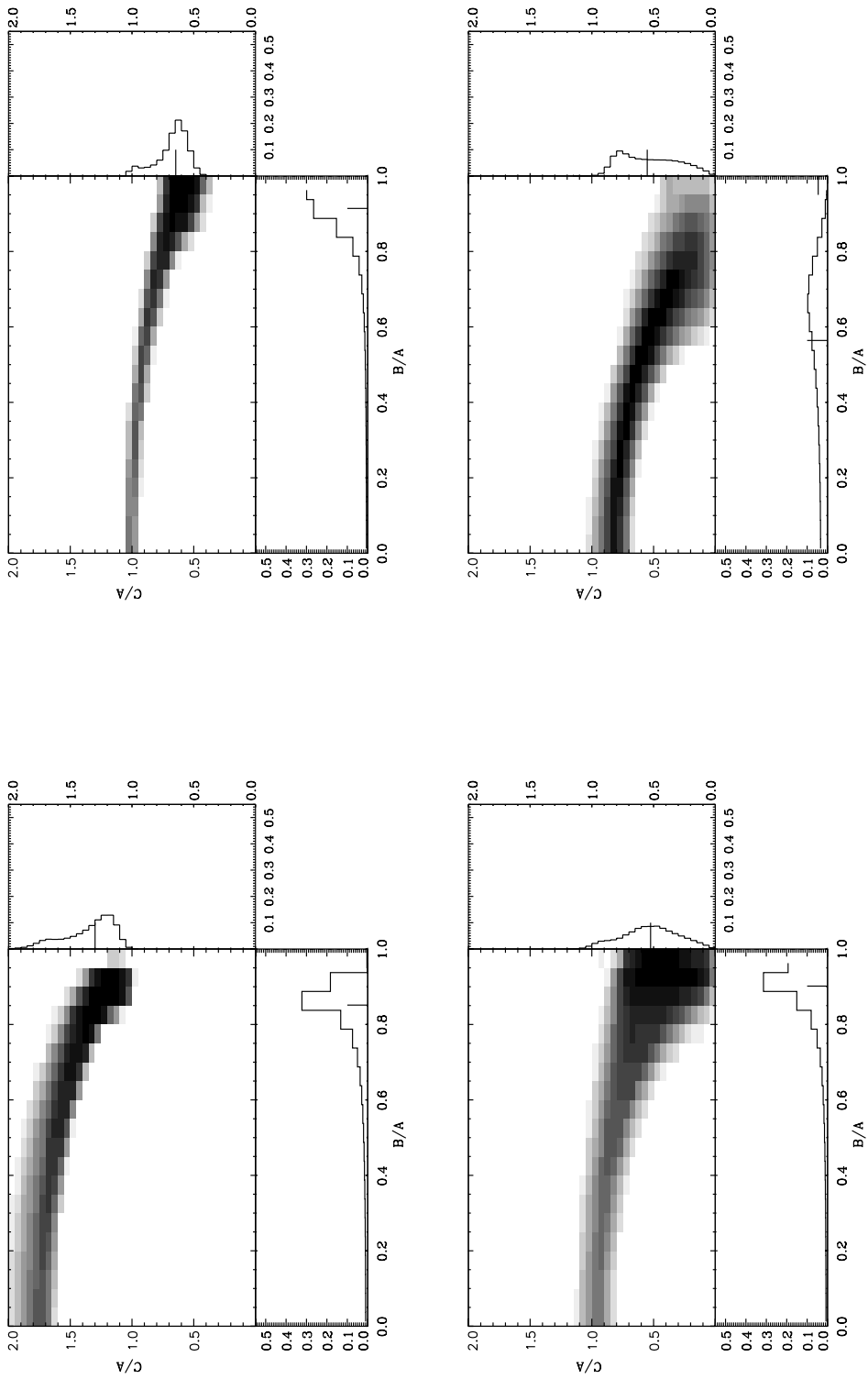


Figura 5.3: continuazione.

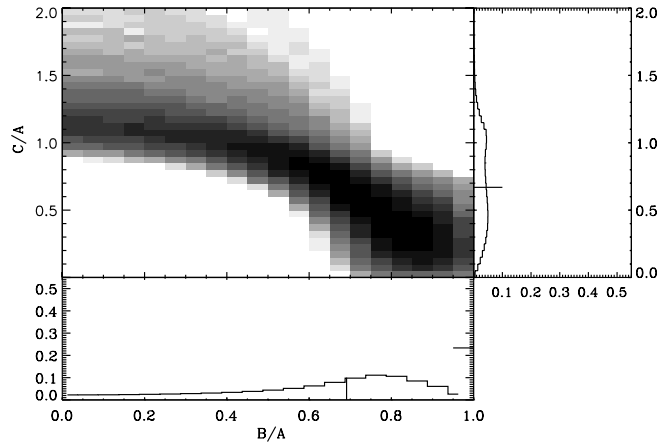


Figura 5.3: continuazione.

Tabella 5.2: Valori dell'ellitticità equatoriale e dello schiacciamento intrinseco dello sferoide del sottocampione di galassie lenticolari non barrate.

Nome (1)	B/A (2)	C/A (3)	Classificazione (4)	Nome (5)	B/A (6)	C/A (7)	Classificazione (8)
NGC 3032	$0.99^{+0.01}_{-0.01}$	$0.90^{+0.03}_{-0.03}$	F	NGC 4476	$0.49^{+0.10}_{-0.15}$	$0.56^{+0.11}_{-0.14}$	S
NGC 3156	$0.96^{+0.02}_{-0.03}$	$0.50^{+0.04}_{-0.04}$	F	NGC 4578	$0.97^{+0.01}_{-0.02}$	$0.50^{+0.06}_{-0.05}$	F
NGC 3182	$0.97^{+0.01}_{-0.02}$	$0.56^{+0.06}_{-0.06}$	F	NGC 4690	$0.95^{+0.02}_{-0.03}$	$0.53^{+0.07}_{-0.06}$	S
NGC 3245	$0.94^{+0.03}_{-0.04}$	$0.77^{+0.03}_{-0.02}$	F	NGC 5631	$0.85^{+0.03}_{-0.08}$	$1.30^{+0.12}_{-0.08}$	S
NGC 3607	$0.65^{+0.08}_{-0.15}$	$1.1^{+0.3}_{-0.3}$	F	NGC 5687	$0.91^{+0.03}_{-0.05}$	$0.65^{+0.06}_{-0.04}$	F
NGC 3648	$0.92^{+0.02}_{-0.04}$	$0.73^{+0.05}_{-0.04}$	F	NGC 6149	$0.90^{+0.03}_{-0.06}$	$0.52^{+0.11}_{-0.11}$	F
NGC 3998	$0.93^{+0.02}_{-0.04}$	$0.54^{+0.10}_{-0.06}$	F	PGC 028887	$0.56^{+0.11}_{-0.15}$	$0.55^{+0.14}_{-0.15}$	S
NGC 4150	$0.95^{+0.02}_{-0.03}$	$0.71^{+0.05}_{-0.04}$	F	PGC 029321	$0.69^{+0.09}_{-0.15}$	$0.67^{+0.23}_{-0.19}$	F
NGC 4249	$0.98^{+0.01}_{-0.02}$	$0.85^{+0.11}_{-0.08}$	F				

Note. Vengono riportati il nome della galassia (1) e (5), il valore del rapporto B/A (2) e (6), il valore del rapporto C/A (3) e (7) e la classificazione cinematica in rotatori lenti, S, o rotatori veloci, F, sulla base dell'analisi del progetto ATLAS^{3D} (4) e (8).

6 Correlazione tra forma intrinseca e anisotropia

Il questo capitolo viene descritto come ricavare la correlazione tra la forma intrinseca descritta nella Sezione 5 ed il grado di anisotropia del sottocampione di galassie. In particolare, nella Sezione 6.1 vengono descritte le proprietà di un sistema non collisionale, come un sistema galattico, al fine di ricavare l'equazione non collisione di Boltzmann. A partire dall'equazione di Boltzmann si ricavano le equazioni di Jeans (Sezione 6.1.2) ed il teorema del viriale (Sezione 6.2), che descrive il bilancio di energia in un sistema non collisionale in stato stazionario. Infine, viene descritta l'applicazione del teorema del viriale nel ricavare il diagramma diagnostico ($v/\sigma - \epsilon$) nella Sezione 6.3, vengono discussi i risultati (Sezione 6.4) e vengono proposte le conclusioni dell'intero lavoro (Sezione 6.5).

6.1 Equazione non collisionale di Boltzmann

Lo studio di un sistema galattico dovrebbe comprendere la conoscenza dettagliata delle orbite di ogni componente (stelle, gas, polvere, materia oscura); quest'analisi, tuttavia, risulta impraticabile dato l'enorme numero di oggetti che si muovono in una galassia, poiché già considerando il problema a tre corpi non si riesce ad ottenere una soluzione analitica. Inoltre, se si provasse a cercare una soluzione numerica al posto di una analitica, il tempo di calcolo richiesto sarebbe troppo elevato. Il problema può essere semplificato utilizzando come tracciante per la descrizione del potenziale di una galassia la componente stellare, così da poter applicare la trattazione valida per un sistema non collisionale. Si usa, quindi, trattare il campo gravitazionale generato dalle stelle che compongono una galassia come una distribuzione regolare.

Per una generica galassia composta da N stelle identiche, da considerazioni geometriche si può definire il tempo di rilassamento come

$$t_{\text{relax}} \simeq \frac{0.1N}{\ln N} t_{\text{cross}},$$

dove t_{cross} è il tempo necessario ad una stella per attraversare la galassia. Il tempo di rilassamento è una quantità correlata con il numero di urti che avvengono all'interno della galassia, siano essi per contatto reale tra due stelle o per effetto dell'attrazione gravitazionale che esse risentono. Poiché una tipica galassia contiene $N \approx 10^{11}$ stelle e $t_{\text{cross}} \approx 10$ anni per una galassia ellittica, risulta che il tempo di rilassamento è di qualche ordine di grandezza superiore al tempo di Hubble $\tau_H = 13.8$ miliardi di anni. Questo permette di trattare una galassia come un sistema non collisionale, in cui le stelle si muovono sotto l'influenza del campo gravitazionale generato da una distribuzione regolare di massa.

Con questa premessa, consideriamo una galassia costituita da N particelle massive puntiformi, identificabili come stelle; anche se non completamente rea-

listica, questa assunzione permette di semplificare la trattazione e non inficia la generalità delle successive argomentazioni.

Si definisce la funzione di distribuzione f tale che $f(\vec{x}, \vec{v}, t)d^3\vec{x}d^3\vec{v}$ sia la probabilità che al tempo t una generica stella abbia coordinate nello spazio delle fasi nell'intervallo dato. Segue dalla definizione la condizione di normalizzazione

$$\int f(\vec{x}, \vec{v}, t) d^3\vec{x} d^3\vec{v} = 1. \quad (6.1)$$

La funzione di distribuzione ha lo stesso valore in un dato punto dello spazio delle fasi per ogni sistema di coordinate canoniche $\vec{w} = (\vec{q}, \vec{p})$. La funzione di distribuzione presenta una dipendenza dal tempo, perciò è possibile descrivere qual è la sua evoluzione temporale. La probabilità si conserva durante l'evoluzione nello spazio delle fasi, ovvero

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \vec{w}} (f \dot{\vec{w}}) = 0, \quad (6.2)$$

così come in un fluido si conserva la massa

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \vec{x}} (\rho \dot{\vec{x}}) = 0, \quad (6.3)$$

con ρ e $\dot{\vec{x}} = \vec{v}$ rispettivamente la densità di massa e la velocità del fluido. Utilizzando le equazioni di Hamilton per eliminare $\dot{\vec{w}} = (\dot{\vec{q}}, \dot{\vec{p}})$, il secondo termine dell'Equazione (6.2) diventa

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \vec{q}} (f \dot{\vec{q}}) + \frac{\partial}{\partial \vec{p}} (f \dot{\vec{p}}) &= \frac{\partial}{\partial \vec{q}} \left(f \frac{\partial H}{\partial \vec{p}} \right) - \frac{\partial}{\partial \vec{p}} \left(f \frac{\partial H}{\partial \vec{q}} \right) \\ &= \frac{\partial f}{\partial \vec{q}} \frac{\partial H}{\partial \vec{p}} - \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} \frac{\partial H}{\partial \vec{q}} \\ &= \dot{\vec{q}} \frac{\partial f}{\partial \vec{q}} + \dot{\vec{p}} \frac{\partial f}{\partial \vec{p}}. \end{aligned} \quad (6.4)$$

Sostituendo nell'Equazione (6.2), si ottiene l'equazione non collisionale di Boltzmann (Binney & Tremaine 1987)

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \dot{\vec{q}} \frac{\partial f}{\partial \vec{q}} + \dot{\vec{p}} \frac{\partial f}{\partial \vec{p}}, \quad (6.5)$$

che può essere riscritta, utilizzando le parentesi di Poisson, nella forma

$$\frac{\partial f}{\partial t} + [f, H] = 0. \quad (6.6)$$

Una forma alternativa per l'equazione non collisionale di Boltzmann si può

derivare estendendo a sei dimensioni il concetto di derivata convettiva

$$\begin{aligned}\frac{df}{dt} &\equiv \frac{\partial f}{\partial t} + \dot{w} \frac{\partial f}{\partial w} \\ &= \frac{\partial f}{\partial t} + [f, H],\end{aligned}$$

la quale descrive come varia localmente la densità di probabilità se vista da un osservatore comovente con la stella nello spazio delle fasi. Risulta immediato riscrivere l'equazione non collisione di Boltzmann nella forma

$$\frac{df}{dt} = 0, \quad (6.7)$$

ricavando che il flusso attraverso lo spazio delle fasi di un fluido di probabilità è incomprimibile.

Considerando un sistema di riferimento inerziale, nel quale l'Hamiltoniana è

$$H = \frac{1}{2}v^2 + \Phi(\vec{x}, t),$$

con Φ termine di potenziale gravitazionale, l'equazione non collisione di Boltzmann diventa

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{x}} - \frac{\partial \Phi}{\partial \vec{x}} \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = 0. \quad (6.8)$$

6.1.1 Osservabili correlate alla funzione di distribuzione

La densità numerica

$$\nu(\vec{x}) \equiv \int d^3\vec{v} f(\vec{x}, \vec{v})$$

descrive la probabilità per unità di volume di trovare una particolare stella in posizione \vec{x} , indipendentemente dalla sua velocità. Moltiplicando la densità numerica per il numero totale di stelle nel sistema, si ottiene la densità numerica totale $n(\vec{x}) \equiv N\nu(\vec{x})$. Risulta conveniente modificare la definizione della funzione di distribuzione in modo tale che $f(\vec{x}, \vec{v}, t) d^6\vec{w}$ non rappresenti la probabilità di trovare una stella nell'elemento di volume nello spazio delle fasi, bensì il numero totale di stelle, la massa totale o la luminosità totale del sistema; per fare ciò sarà sufficiente moltiplicare f per il numero totale di stelle N , per la massa totale del sistema M o per la luminosità totale L .

Inoltre, dall'analisi di uno spettro galattico si può ricavare la velocità media

$$\bar{v}(\vec{x}) \equiv \frac{1}{\nu(\vec{x})} \int \vec{v} f(\vec{x}, \vec{v}) d^3\vec{v},$$

che rappresenta frazione di stelle che presentano una velocità compresa tra v e

$v+dv$ lungo la linea di vista, ed il tensore

$$\begin{aligned}\sigma_{ij}^2(\vec{x}) &= \frac{1}{\nu(\vec{x})} \int (v_i - \bar{v}_i)(v_j - \bar{v}_j) f(\vec{x}, \vec{v}) \\ &= \bar{v}_i \bar{v}_j - \bar{v}_i \bar{v}_j,\end{aligned}\quad (6.9)$$

che descrive qual è la dispersione di velocità del sistema.

6.1.2 Equazioni di Jeans

Il momento di ordine zero dell'equazione non collisionale di Boltzmann rappresenta un'equazione di continuità per la densità numerica di stelle, nella forma

$$\frac{\partial \nu}{\partial t} + \frac{\partial(\nu \bar{v}_i)}{\partial x_i} = 0. \quad (6.10)$$

Essa si ricava integrando l'Equazione (6.8) rispetto alle velocità

$$\int \frac{\partial f}{\partial t} d^3\vec{v} + \int v_i \frac{\partial f}{\partial x_i} d^3\vec{v} - \int \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial v_i} d^3\vec{v} = 0. \quad (6.11)$$

In particolare, termine per termine,

$$\int \frac{\partial f}{\partial t} d^3\vec{v} = \frac{\partial f}{\partial t} \int f d^3\vec{v}, \quad (6.12)$$

dove l'intervallo di velocità per le quali si è interessati non dipende dal tempo, cosicché il termine di derivata parziale temporale nel primo termine si possa portare fuori dal segno di integrale;

$$\begin{aligned}\int \frac{\partial f}{\partial x_i} d^3\vec{v} &= \int \frac{\partial f}{\partial x_i} (f v_i) d^3\vec{v} - \int f \frac{\partial v_i}{\partial x_i} d^3\vec{v} \\ &= \frac{\partial}{\partial x_i} \int f v_i d^3\vec{v},\end{aligned}\quad (6.13)$$

dove il termine di velocità v_i non dipende dalle coordinate x_i e si può portare fuori dal segno di integrale il contributo di derivata parziale spaziale;

$$\int \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial v_i} d^3\vec{v} = 0, \quad (6.14)$$

come conseguenza dell'applicazione del teorema della divergenza, essendo $f(\vec{x}, \vec{v}, t)$ nulla per valori sufficientemente grandi di $|\vec{v}|$, poiché non esistono stelle del sistema che si muovono a velocità infinita.

Il momento di ordine primo rappresenta l'analogo dell'equazione di Eulero

applicata alla densità numerica di stelle, cioè

$$\frac{\partial(\nu\bar{v}_j)}{\partial t} + \nu\bar{v}_j \frac{\bar{v}_i}{\partial x_i} = -\nu \frac{\partial\phi}{\partial x_j} - \frac{\nu\sigma_{ij}^2}{\partial x_i}. \quad (6.15)$$

In particolare, l'ultimo termine dell'Equazione (6.15) rappresenta l'equivalente di un gradiente di pressione; più precisamente, il termine $-\nu\sigma_{ij}^2$ prende il nome di *stress tensor* e descrive una pressione anisotropa. Essa si ottiene moltiplicando l'Equazione (6.8) per v_j ed integrando su tutte le velocità

$$\int \frac{\partial f}{\partial t} v_j d^3\vec{v} + \int \frac{\partial f}{\partial x_i} v_i v_j d^3\vec{v} - \int \frac{\partial\Phi}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial v_i} v_j d^3\vec{v} = 0. \quad (6.16)$$

In particolare, termine per termine,

$$\int \frac{\partial f}{\partial t} v_j d^3\vec{v} = \frac{\partial}{\partial t}(\nu\bar{v}_j); \quad (6.17)$$

$$\begin{aligned} \int \frac{\partial f}{\partial x_i} v_i v_j d^3\vec{v} &= \int \frac{\partial}{\partial x_i} (f v_i v_j) d^3\vec{v} - \int f \frac{\partial v_i}{\partial x_i} v_j d^3\vec{v} - \int f \frac{\partial v_j}{\partial x_i} v_i d^3\vec{v} \\ &= \frac{\partial}{\partial x_i} \int f v_i v_j d^3\vec{v}, \end{aligned} \quad (6.18)$$

dove i termini di velocità v_i e v_j non dipendono dalle coordinate x_i e si può portare fuori dal segno di integrale il contributo di derivata parziale spaziale;

$$\begin{aligned} \int \frac{\partial\Phi}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial v_i} v_j d^3\vec{v} &= \frac{\partial\Phi}{\partial x_i} \int \left(\frac{\partial}{\partial v_i} (f v_j) - f \frac{\partial v_j}{\partial v_i} \right) d^3\vec{v} \\ &= -\frac{\partial\Phi}{\partial x_i} \int f \delta_{ij} d^3\vec{v}, \end{aligned} \quad (6.19)$$

dove si è applicato il teorema della divergenza e considerato che la funzione f si annulla per grandi valori di $|\vec{v}|$. Si ottiene, quindi,

$$\frac{\partial(\nu\bar{v}_j)}{\partial t} + \frac{\partial(\nu\bar{v}_i\bar{v}_j)}{\partial x_i} = -\nu \frac{\partial\phi}{\partial x_j}, \quad (6.20)$$

o, sottraendo v_j volte l'equazione di continuità (6.10) e utilizzando la definizione di dispersione di velocità, si ottiene l'Equazione (6.15).

6.2 Teorema del viriale

Il teorema del viriale permette di correlare, a partire dall'equazione non collisionale di Boltzmann, alcune proprietà globali di una galassia, come l'energia cinetica totale e la velocità quadratica media di trascinamento.

A partire dall'Equazione (6.20) è possibile ricavare il primo momento rispetto alle posizioni:

$$\int x_k \frac{\partial}{\partial t} (\nu \bar{v}_j) d^3 \vec{x} + \int x_k \frac{\partial}{\partial x_i} (\nu \bar{v}_i \bar{v}_j) d^3 \vec{x} = - \int x_k \nu \frac{\partial \phi}{\partial x_j} d^3 \vec{x}. \quad (6.21)$$

Introducendo l'ipotesi che la densità numerica sia distribuita come la densità luminosa e che questa, a sua volta, sia distribuita come la densità di massa ($\nu \propto j \propto \rho$), cioè il rapporto massa su luminosità M/L sia costante, il primo termine si può scrivere come

$$\begin{aligned} \int x_k \frac{\partial}{\partial t} (\nu \bar{v}_j) d^3 \vec{x} &= \int \frac{\partial}{\partial t} (x_k \rho \bar{v}_j) d^3 \vec{x} - \int \frac{\partial x_k}{\partial t} \rho \bar{v}_j d^3 \vec{x} \\ &= \frac{\partial}{\partial t} \int x_k \rho \bar{v}_j d^3 \vec{x}; \end{aligned} \quad (6.22)$$

il secondo termine si può scrivere come

$$\begin{aligned} \int x_k \frac{\partial}{\partial x_i} (\nu \bar{v}_i \bar{v}_j) d^3 \vec{x} &= \int \frac{\partial}{\partial x_i} (x_k \rho \bar{v}_i \bar{v}_j) d^3 \vec{x} - \int \rho \bar{v}_i \bar{v}_j \frac{\partial x_k}{\partial x_i} d^3 \vec{x} \\ &= - \int \delta_{ki} \rho \bar{v}_i \bar{v}_j d^3 \vec{x} \\ &= -2K_{kj}; \end{aligned} \quad (6.23)$$

il terzo termine è

$$- \int x_k \rho \frac{\partial \phi}{\partial x_j} d^3 \vec{x} = W_{kj}, \quad (6.24)$$

dove si introduce il tensore energia cinetica K_{kj} ed il tensore energia potenziale W_{kj} . Il tensore W_{ij} , per un ellissoide triassiale con lunghezze dei tre semiassi $a_1 > a_2 > a_3$, assume la forma

$$W_{ij} = -\frac{8}{15} \pi^2 G \rho^2 a_1 a_2 a_3 A_i a_i^2 \delta_j^i, \quad (6.25)$$

dove

$$A_1 = 2 \frac{a_2 a_3}{a_1^2} \frac{\tilde{F}(\theta, k) - \tilde{E}(\theta, k)}{k^2 \sin^3 \theta} \quad (6.26)$$

$$A_2 = 2 \frac{a_2 a_3}{a_1^2} \frac{\tilde{E}(\theta, k) - k'^2 \tilde{F}(\theta, k) - (a_3/a_2) k^2 \sin \theta}{k^2 k'^2 \sin^3 \theta} \quad (6.27)$$

$$A_3 = 2 \frac{a_2 a_3}{a_1^2} \frac{(a_2/a_3) \sin \theta - \tilde{E}(\theta, k)}{k'^2 \sin^3 \theta} \quad (6.28)$$

e

$$k = \sqrt{\frac{a_1^2 - a_2^2}{a_1^2 - a_3^2}} \quad (6.29)$$

$$k' = 1 - k^2 \quad (6.30)$$

$$\theta = \arccos \left(\frac{a_3}{a_1} \right). \quad (6.31)$$

Le funzioni $\tilde{F}(\theta, k)$ e $\tilde{E}(\theta, k)$ sono integrali ellittici incompleti del primo e del secondo tipo ed assumono la forma

$$\tilde{F}(\theta, k) = \int_0^\theta \frac{d\theta}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \phi}} \quad (6.32)$$

$$\tilde{E}(\theta, k) = \int_0^\theta \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \phi} d\phi. \quad (6.33)$$

Quindi, sfruttando il fatto che i tensori sono simmetrici, si può scrivere

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int \rho x_k \bar{v}_j d^3 \vec{x} &= 2K_{kj} + W_{kj} \\ \frac{\partial}{\partial t} \int \rho x_j \bar{v}_k d^3 \vec{x} &= 2K_{jk} + W_{jk} \end{aligned} \quad (6.34)$$

e sommando membro a membro si ottiene

$$\frac{\partial}{\partial t} \int \rho (x_k \bar{v}_j + x_j \bar{v}_k) = 2(2K_{kj} + W_{kj}). \quad (6.35)$$

Introducendo il momento di inerzia

$$I_{kj} = \int \rho x_k x_j d^3 \vec{x}, \quad (6.36)$$

la relazione diventa

$$\begin{aligned} \frac{dI_{kj}}{dt} &= \int \frac{\partial \rho}{\partial t} x_k x_j d^3 \vec{x} + \int \rho \frac{\partial x_k}{\partial t} x_j d^3 \vec{x} + \int \rho \frac{\partial x_j}{\partial t} x_k d^3 \vec{x} \\ &= - \int \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \bar{v}_i) x_k x_j d^3 \vec{x} \\ &= - \int \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \bar{v}_i x_k x_j) d^3 \vec{x} + \int \rho \bar{v}_i \frac{\partial}{\partial x_i} (x_k x_j) d^3 \vec{x} \\ &= \int \rho \bar{v}_k x_j d^3 \vec{x} + \int \rho \bar{v}_j x_k d^3 \vec{x} \\ &= \int \rho (x_k \bar{v}_j + x_j \bar{v}_k) d^3 \vec{x}. \end{aligned} \quad (6.37)$$

Se ora si deriva rispetto al tempo, l'Equazione (6.37) diventa

$$\frac{d^2 I_{kj}}{dt^2} = \frac{\partial}{\partial t} \int \rho (x_k \bar{v}_j + x_j \bar{v}_k) d^3 \vec{x}, \quad (6.38)$$

nota anche come identità di Jacobi-Lagrange nella forma

$$\frac{d^2 I_{kj}}{dt^2} = 2(2K_{kj} + W_{kj}). \quad (6.39)$$

Introducendo l'ipotesi di stato stazionario, si ottiene il teorema del viriale nella forma canonica

$$2K_{kj} + W_{kj} = 0. \quad (6.40)$$

In modo più generale, l'energia cinetica si correla alla componente di dispersione di velocità $\sigma_{kj}^2 = \overline{v_k v_j} - \overline{v_k} \overline{v_j}$; introducendo i tensori

$$\Pi_{kj} = \int \rho \sigma_{kj}^2 d^3 \vec{x}, \quad (6.41)$$

rappresentativo dei moti disordinati, e

$$T_{kj} = \frac{1}{2} \int \rho \overline{v_k v_j} d^3 \vec{x}, \quad (6.42)$$

rappresentativo dei moti ordinati, è possibile scomporre il tensore energia cinetica nei due contributi ed ottenere

$$\Pi_{kj} + 2T_{kj} + W_{kj} = 0. \quad (6.43)$$

6.3 Diagramma diagnostico ($v/\sigma - \epsilon$)

Una delle principali applicazioni del teorema del viriale riguarda la possibilità di correlare la cinematica di una galassia ellittica e, per analogia, di uno sferoide, con la sua forma apparente.

Si consideri un sistema di riferimento cartesiano (x, y, z) ed uno sferoide triassiale di una galassia, centrato nell'origine del sistema di riferimento e con gli assi di simmetria coincidenti con gli assi cartesiani, che ruota attorno all'asse z con velocità media di trascinamento \overline{v}_ϕ ; in questo caso le componenti medie radiale e verticale di velocità \overline{v}_R e \overline{v}_z risultano nulle. Sfruttando il teorema del viriale, assumendo quindi il rapporto M/L costante, si ha che

$$T_{xx} = T_{yy}, \quad \Pi_{xx} = \Pi_{yy}, \quad W_{xx} = W_{yy},$$

poiché l'asse x è indistinguibile dall'asse y nel ragionamento. Per semplicità, si assuma che i tensori siano simmetrizzati, cioè allineati con il sistema di riferimento, e quindi

$$T_{ij} = \delta_{ij}, \quad \Pi_{ij} = \delta_{ij}, \quad W_{ij} = \delta_{ij}.$$

Si può scrivere

$$\begin{cases} 2T_{xx} + \Pi_{xx} + W_{xx} = 0 \\ 2T_{yy} + \Pi_{yy} + W_{yy} = 0 \\ 2T_{zz} + \Pi_{zz} + W_{zz} = 0, \end{cases}$$

e, sommando membro a membro, si ottiene

$$\frac{2T_{xx} + \Pi_{xx}}{2T_{zz} + \Pi_{zz}} = \frac{W_{xx}}{W_{zz}}. \quad (6.44)$$

Dimensionalmente, la componente $T_{xx} \propto Mv_0^2$, dove M rappresenta la massa totale e v_0 rappresenta la velocità pesata per la massa ma, dato che il rapporto M/L è costante, rappresenta anche la velocità pesata per la luminosità, cioè ciò che si osserva lungo la linea di vista sul piano di simmetria; allo stesso modo, la componente $\Pi_{xx} \propto M\sigma_0^2$. Poiché $\bar{v}_z = 0$, anche la componente del tensore energia cinetica T_{zz} risulta nulla; infine, è possibile caratterizzare la componente Π_{zz} in funzione della componente Π_{xx} ,

$$\Pi_{zz} = \int \rho\sigma_{zz}^2 d^3\vec{x} = (1 - \delta)\Pi_{xx},$$

con

$$\delta \equiv 1 - \frac{\Pi_{zz}}{\Pi_{xx}}$$

definito come parametro di anisotropia. L'espressione che si ricava risulta valida per le galassie viste di taglio; in generale, per ricavare l'espressione valida per ogni angolo di inclinazione, è sufficiente deproiettare le quantità considerate, ottenendo

$$\frac{\tilde{v}}{\tilde{\sigma}} = \sqrt{\left[2(1 - \delta)\frac{W_{xx}}{W_{zz}} - 2\right] \frac{\sin^2 i}{1 - \delta \cos^2 i}} = f(\epsilon, \delta, i). \quad (6.45)$$

Il diagramma diagnostico $(v/\sigma - \epsilon)$ permette di visualizzare l'importanza relativa dei moti ordinati e disordinati che dominano in una galassia oblatata in funzione del valore di ellitticità osservata (Figura 6.1). Le curve continue si riferiscono a valori costanti del parametro di anisotropia δ , mentre le curve tratteggiate descrivono come varia la posizione del punto rappresentativo di una galassia nel diagramma $(v/\sigma - \epsilon)$ al variare dell'inclinazione; in particolare, se si considera una galassia oblatata isotropa, $\delta = 0$, la variazione della posizione con l'inclinazione segue una traiettoria parallela alla curva corrispondente a $\delta = 0$. Al diminuire dell'inclinazione il punto si sposta verso $\epsilon = 0$. Si può concludere, quindi, che se il punto rappresentativo di una galassia giace vicino alla curva corrispondente a $\delta = 0$ allora il sistema è dominato dalla rotazione. Invece, se la rotazione è dinamicamente poco importante (cioè se il rapporto $v/\sigma < 1$) e se il sistema è schiacciato, necessariamente deve essere anisotropo: le stelle si allontanano il più possibile dalla mutua attrazione gravitazionale nella direzione in cui la dispersione

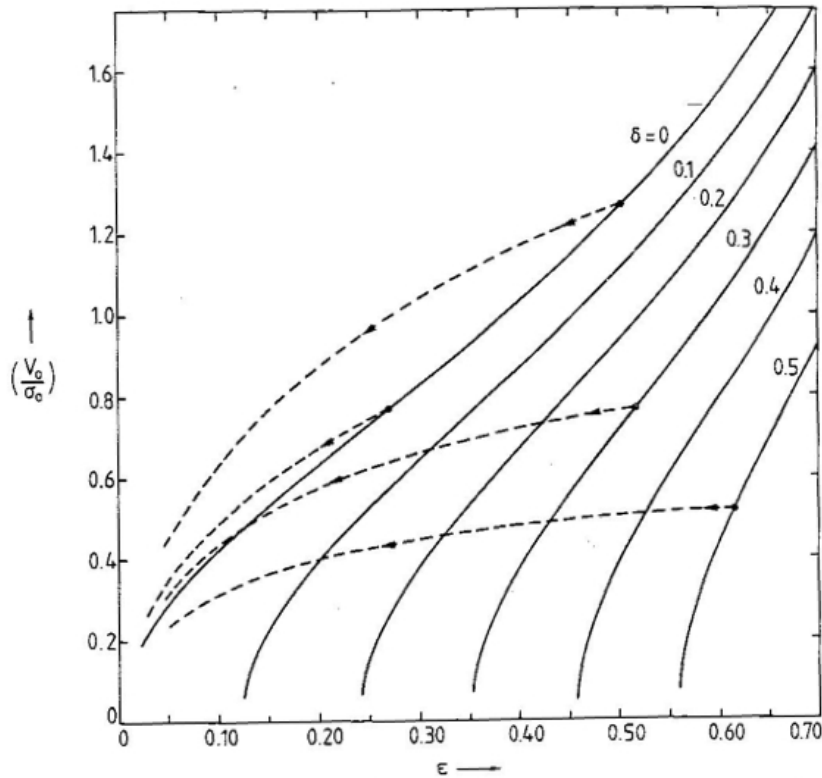


Figura 6.1: Diagramma diagnostico ($v/\sigma - \epsilon$). Sono indicati vari livelli di anisotropia (curve continue) ed alcuni andamenti al variare dell'inclinazione della galassia (curve tratteggiate). Tratto da Binney & Tremaine (1987).

di velocità è maggiore.

La maggior parte delle galassie ellittiche giganti, le quali presentano una velocità di rotazione quasi nulla e sono dominate dalla dispersione di velocità (Bertola & Capaccioli 1975; Illingworth 1977; Bender et al. 1992; Emsellem et al. 2011), si dispongono nella parte bassa del diagramma. Le galassie ellittiche di bassa luminosità sono sistemi quasi isotropi e consistenti con la linea dei rotatori oblati (Kormendy & Illingworth 1982; Davies & Illingworth 1983; Fillmore et al. 1986; Corsini et al. 1999; Pignatelli et al. 2001).

6.4 Discussione

Diversi scenari sono stati proposti per spiegare la formazione degli sferoidi delle galassie a disco e rendere conto della notevole varietà delle proprietà fotometriche, cinematiche e dinamiche che si osservano (Sezione 1.2).

Alcuni di questi scenari si fondano su processi che agiscono su tempi scala relativamente brevi, siano essi il collasso dissipativo di grandi nubi di gas avvenuto in epoche remote o la più recente fusione di dischi protogalattici. In questi casi, si forma uno sferoide classico, compatibile con l'essere oblato o lievemente triassiale,

che ha proprietà simili a quelle delle galassie ellittiche di bassa luminosità; il disco galattico si forma dopo lo sferoide o per accrescimento attorno allo sferoide stesso o a seguito di un processo di formazione stellare di durata maggiore rispetto al collasso. Al contrario, qualora siano coinvolti processi di evoluzione secolare indotti dalla presenza di una barra o stimolati da effetti di interazione atti a convogliare gas e stelle provenienti dal disco verso le regioni centrali della galassia, si osservano nello sferoide, che si forma successivamente al disco, caratteristiche simili a quelle del disco stesso. In questo scenario si formano gli sferoidi a “scatola”, fortemente triassiali, e gli pseudosferoidi, con forma oblata molto schiacciata. Dato che i diversi processi di formazione producono sferoidi di diversa forma intrinseca, quest’ultima diventa un elemento utile per discriminare tra le varie possibilità; in particolare, la selezione del campione effettuata esclude la possibilità di individuare gli sferoidi a “scatola”, avendo evitato di trattare le galassie barrate, ma ci consente di studiare gli sferoidi classici e gli pseudosferoidi.

L’analisi dinamica effettuata nel progetto ATLAS^{3D} (Emsellem et al. 2011; Krajnović et al. 2011) ha permesso di effettuare una distinzione dinamica delle galassie ellittiche e lenticolari in due famiglie: quella dei rotatori veloci, isotropi, caratterizzati da alte velocità di rotazione in rapporto alla dispersione di velocità, da campi di velocità regolari e da una dinamica sostenuta dai moti ordinati, e quella dei rotatori lenti, anisotropi, caratterizzati da basse velocità di rotazione, da campi di velocità complessi, tanto che spesso includono nuclei stellari cinematicamente distinti, e da una dinamica sostenuta dai moti disordinati. Questa classificazione riprende la distinzione tra galassie sostenute dalla rotazione e galassie sostenute dalla pressione dinamica basata sull’analisi della forma delle isofote condotta da Bender (1990) e sullo studio della cinematica eseguito da Bender et al. (1992).

Weijmans et al. (2014) hanno recentemente proposto uno studio della forma intrinseca del campione di galassie ATLAS^{3D} combinando informazioni fotometriche e cinematiche. Sotto l’assunzione di assisimmetria del sistema, hanno derivato la forma intrinseca delle galassie del campione senza fare alcuna distinzione tra le varie componenti (sferoide, disco ed eventuale barra) o tra galassie ellittiche e galassie lenticolari. L’assunzione viene utilizzata anche per i rotatori lenti, nonostante presentino proprietà tipiche dei sistemi triassiali come il disallineamento tra gli assi cinematici e fotometrici. La loro analisi fotometrica, inoltre, è stata sviluppata considerando una distribuzione gaussiana della forma intrinseca. Il risultato di questa analisi mette in evidenza che i rotatori veloci sono prevalentemente assisimmetrici o presentano eventualmente un lieve grado di triassialità. I rotatori lenti, al contrario, presentano un certo grado di triassialità.

L’analisi effettuata in questo lavoro di tesi permette di estendere questo risultato agli sferoidi delle galassie lenticolari. La forma intrinseca degli sferoidi studiati nella Sezione 5.4 è mostrata in Figura 6.2 e viene correlata con la posizione che la galassia assume nel diagramma diagnostico ($v/\sigma - \epsilon$) in Figura 6.3.

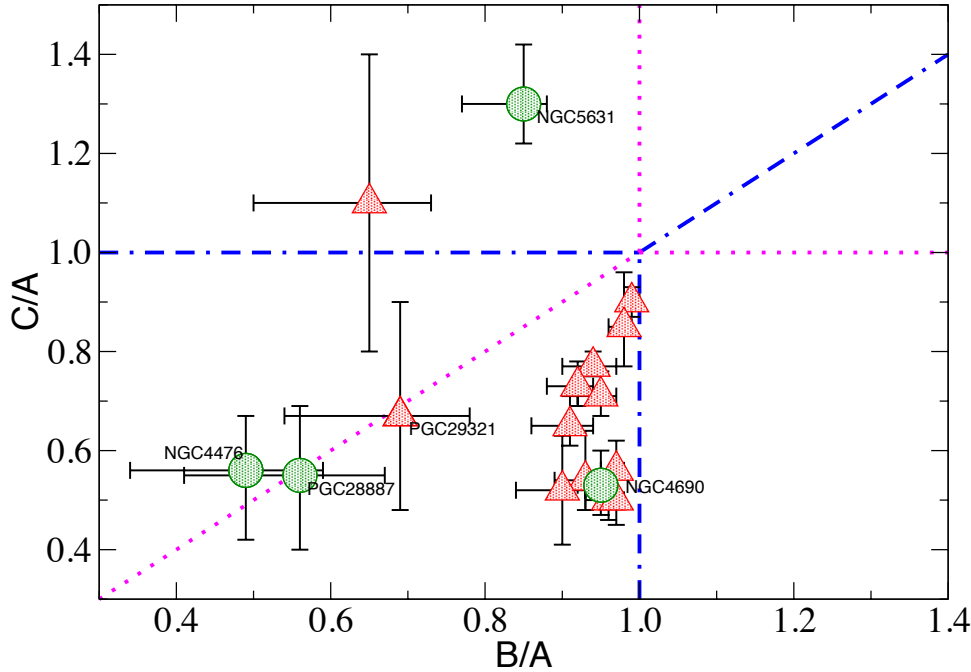


Figura 6.2: Forma intrinseca degli sferoidi delle galassie lenticolari non barrate. Le galassie che vengono classificate da Emsellem et al. (2011) come rotatori veloci sono rappresentate da triangoli rossi mentre le galassie classificate come rotatori lenti sono rappresentate da cerchi verdi. Le linee tratteggiate blu rappresentano la posizione degli sferoidi oblati mentre le linee punteggiate viola rappresentano la posizione degli sferoidi prolati; il punto di intersezione delle linee corrisponde agli sferoidi sferici. Nel resto del diagramma di dispongono gli sferoidi triassiali.

In particolare, la linea di separazione tra i rotatori veloci ed i rotatori lenti della Figura 6.3 si ricava sfruttando l'Equazione (2.1) ed effettuando uno sviluppo in serie di Taylor, arrestandosi al primo ordine; in questo modo $\lambda_R = 0.31 \sqrt{\epsilon}$, che marca la distinzione tra le due classi, equivale a $v/\sigma \simeq 0.28 \sqrt{\epsilon}$ mentre l'equazione che descrive la linea dei rotatori isotropi oblati può essere approssimata dalla relazione (Kormendy 1982)

$$\frac{v}{\sigma} = \sqrt{\frac{\epsilon}{1-\epsilon}}. \quad (6.46)$$

Delle 17 galassie studiate si ha che 13 sono rotatori veloci e 4 sono rotatori lenti. In particolare, 12 dei 13 sferoidi in rotatori veloci sono pressoché oblati, avendo $A \simeq B > C$ oppure $A \simeq C > B$ (Figura 6.2) e si dispongono lungo la linea dei rotatori isotropi oblati (Figura 6.3); solamente la galassia PGC 029321 ($\epsilon = 0.140$, $v/\sigma = 0.339$) risulta prolata, con $B \simeq C < A$ (Figura 6.2). La forma intrinseca degli sferoidi dei rotatori lenti del campione risulta, invece, più eterogenea. Solo

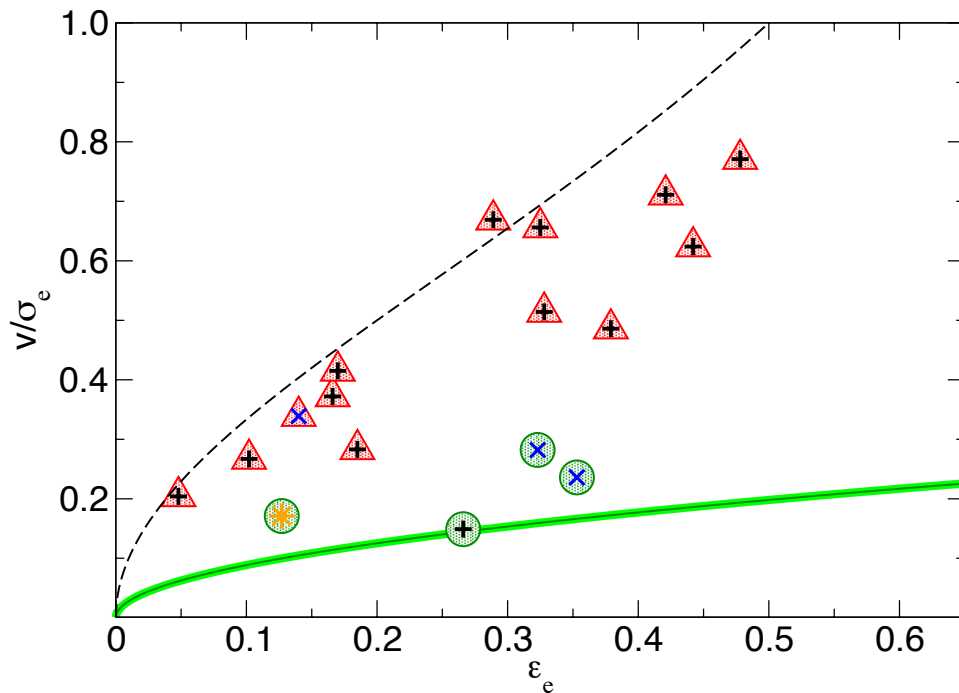


Figura 6.3: Valori misurati da Emsellem et al. (2011) del rapporto v/σ_e ed ellipticità ϵ_e entro $1 R_e$ per il campione di galassie lenticolari non barrate. La linea nera tratteggiata corrisponde a sistemi isotropi oblati visti di taglio; la linea verde continua indica un valore di $0.28 \times \sqrt{\epsilon}$. Le galassie che vengono classificate da Emsellem et al. (2011) come rotatori veloci sono rappresentate da triangoli rossi mentre le galassie classificate come rotatori lenti sono rappresentate da cerchi verdi. Le galassie compatibili con l'essere oblate sono rappresentate con + neri, le galassie compatibili con l'essere prolate sono identificate con \times blu e la galassia triassiale è raffigurata con * arancione.

lo sferoide della galassia NGC 4690 ($\epsilon = 0.266$, $v/\sigma = 0.149$) risulta oblatto; gli sferoidi delle galassie NGC 4476 ($\epsilon = 0.353$, $v/\sigma = 0.236$) e PGC 028887 ($\epsilon = 0.323$, $v/\sigma = 0.282$) sono prolatti, mentre lo sferoide della galassia NGC 5631 ($\epsilon = 0.127$, $v/\sigma = 0.171$) è fortemente triassiale, con $B/A = 0.85$ e $C/A = 1.3$ (Figura 6.2).

La distribuzione della forma intrinseca degli sferoidi analizzati può essere studiata considerando il parametro di triassialità (Franx et al. 1991)

$$T = \frac{1 - \left(\frac{\hat{B}}{\hat{A}}\right)^2}{1 - \left(\frac{\hat{C}}{\hat{A}}\right)^2}, \quad (6.47)$$

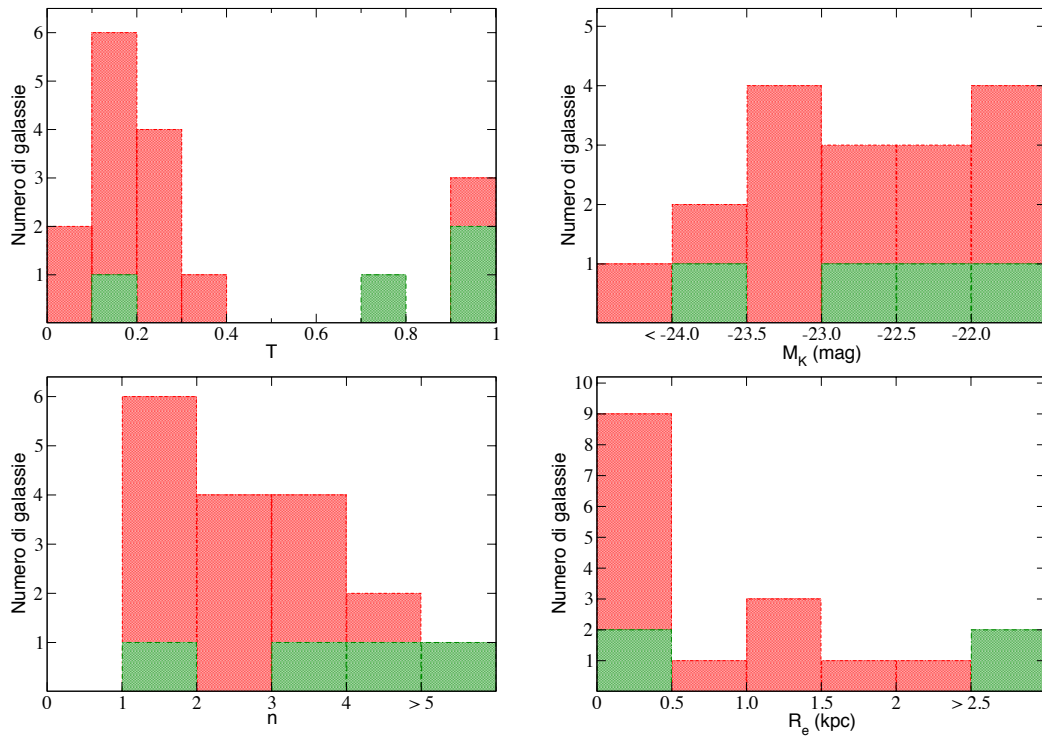


Figura 6.4: Distribuzione del valore del parametro di triassialità T (in alto a sinistra), della magnitudine assoluta M_K (in alto a destra), dell'indice di Sérsic n (in basso a sinistra) e del raggio efficace R_e (in basso a destra) per gli sferoidi del campione di galassie lenticolari non barrate. I rotatori veloci sono indicati in rosso mentre i rotatori lenti sono indicati in verde.

con \hat{A} , \hat{B} e \hat{C} le lunghezze del semiasse più lungo, intermedio e più corto dell'ellissoide triassiale ($\hat{A} \geq \hat{B} \geq \hat{C}$). Gli ellissoidi oblati triassiali o assisimmetrici possono essere schiacciati lungo l'asse y nel piano equatoriale della galassia o lungo l'asse polare z . Gli ellissoidi prolati triassiali o assisimmetrici possono essere allungati lungo l'asse x nel piano equatoriale della galassia o lungo l'asse polare z . Quindi, gli sferoidi prolati possono stare o sul piano del disco o perpendicolarmente ad esso.

La Figura 6.4 mostra la distribuzione di T per gli sferoidi del campione.

Méndez-Abreu et al. (2010) trovano che la distribuzione del parametro di triassialità T per un campione di 115 galassie S0 - Sb è bimodale, con un minimo pari a $T = 0.55$ e due massimi rispettivamente a $T = 0.05$ e $T = 0.85$. In accordo con questa distribuzione, essi riscontrano che il 65% degli sferoidi del loro campione sono ellissoidi triassiali oblati ($T < 0.55$) mentre il rimanente 35% sono ellissoidi triassiali prolati ($T > 0.55$). Inoltre, la loro analisi prevede una suddivisione del campione in base al parametro di Sérsic in sferoidi con $n < 2$ e sferoidi con $n > 2$. Questi 2 sottocampioni risultano distinti: la frazione degli sferoidi oblati ($T < 0.1$) è molto maggiore per valori di $n \leq 2$ rispetto a quella che presenta valori di $n > 2$ mentre la frazione degli sferoidi triassiali ($0.1 < T < 0.9$) è molto minore per gli sferoidi con $n \leq 2$ rispetto a quelli con $n > 2$.

La nostra analisi permette di confermare l'andamento bimodale nella distribuzione anche per il nostro campione di galassie ed evidenzia che i due picchi della distribuzioni sono caratteristici di due diverse categorie: il 92% dei rotatori veloci presentano $T < 0.4$ e, quindi, sono compatibili con l'essere ellissoidi oblati o leggermente triassiali mentre il 75% dei rotatori lenti possiedono $T > 0.7$ e sono compatibili con ellissoidi prolati o leggermente triassiali (Figura 6.4).

La nostra analisi fotometrica ci permette anche di concludere che non esiste nessuna dipendenza significativa per gli sferoidi dei rotatori lenti o veloci del nostro campione dalla magnitudine assoluta o dal raggio di scala (Figura 6.4). Inoltre, la distribuzione dell'indice di Sérsic sembra confermare il fatto che i rotatori veloci hanno per la maggior parte un profilo $n < 3$ più simile a quello dei dischi mentre i rotatori lenti presentano $n > 3$ più simile a quello delle galassie ellittiche poco brillanti (Figura 6.4).

6.5 Riassunto e conclusioni

Questo lavoro di tesi è stato dedicato allo studio della forma intrinseca degli sferoidi di un campione di galassie lenticolari.

Il campione è stato selezionato a partire dal campione di galassie ellittiche e lenticolari del progetto ATLAS^{3D} (Cappellari et al. 2011) classificate come non barrate e scegliendo oggetti senza peculiarità morfologiche e cinematiche. È stato utilizzato l'archivio della SDSS - DR9 (Ahn et al. 2012) per ottenere le immagini in banda i delle galassie del campione selezionato, le quali sono state analizzate attraverso i programmi di riduzione di dati astronomici contenuti in IRAF per ottenere i parametri fotometrici da utilizzare come parametri iniziali per la procedura di decomposizione fotometrica. Il metodo di decomposizione fotometrica sfrutta l'algoritmo GASP2D (Méndez-Abreu et al. 2008) ed è di tipo parametrico e bidimensionale, basato sull'ipotesi che la brillantezza superficiale osservata della galassia sia la somma del contributo dello sferoide e del disco.

L'analisi fotometrica ci ha permesso di escludere dall'analisi statistica le galassie che si sono rivelate barrate, troppo inclinate, senza disco o con strutture assimilabili a bracci di spirale. Le rimanenti 17 galassie sono state prese in considerazione per derivare la forma intrinseca dello sferoide, sfruttando l'analisi geometrica e statistica sviluppata da Méndez-Abreu et al. (2010). Si è trovato che 13 sferoidi sono compatibili con l'essere oblati, 3 sono compatibili con l'essere prolati ed uno è triassiale.

Sulla base della classificazione dinamica effettuata da Emsellem et al. (2011) delle galassie nelle categorie di rotatori veloci, sostenuti dalla velocità di rotazione, e di rotatori lenti, sostenuti dalla dispersione di velocità, si è trovato che gli sferoidi di 12 su 13 rotatori veloci sono compatibili con l'essere oblati mentre i 4 sferoidi dei rotatori lenti sono più eterogenei. La distribuzione del parametro di triassialità ottenuta è bimodale, come trovato da Méndez-Abreu et al. (2010),

con il 92% dei rotatori veloci che sono compatibili con l'essere ellissoidi oblati o leggermente triassiali ed il 75% dei rotatori lenti che sono compatibili con ellissoidi prolati o leggermente triassiali. Invece, non è stata trovata alcuna dipendenza delle distribuzioni di magnitudine assoluta e raggio di scala dallo stato dinamico.

È possibile, pertanto, concludere che esiste una forte correlazione tra forma intrinseca ed anisotropia degli sferoidi delle galassie lenticolari non barrate. Gli sferoidi dei rotatori veloci hanno bassa anisotropia e sono oblati mentre quelli dei rotatori lenti hanno una forte anisotropia e sono prolati o triassiali. Dal momento che non si osservano sferoidi oblati fortemente schiacciati ($C/A < 0.5$), si conclude che tutti gli sferoidi studiati appartengono alla classe degli sferoidi classici, compatibili con un processo di formazione più rapido.

Riferimenti bibliografici

- Abazajian, K. N., Adelman-McCarthy, J. K., Agüeros, M. A., et al. 2009, *ApJS*, 182, 543
- Aguerri, J. A. L., Balcells, M., & Peletier, R. F. 2001, *A&A*, 367, 428
- Aguerri, J. A. L., Elias-Rosa, N., Corsini, E. M., & Muñoz-Tuñón, C. 2005, *A&A*, 434, 109
- Ahn, C. P., Alexandroff, R., Allende Prieto, C., et al. 2012, *ApJS*, 203, 21
- Andredakis, Y. C., Peletier, R. F., & Balcells, M. 1995, *MNRAS*, 275, 874
- Athanassoula, E. 2005, *MNRAS*, 358, 1477
- Athanassoula, E. 2008, in *IAU Symposium*, Vol. 245, *Formation and Evolution of Galaxy Bulges*, ed. M. Bureau, E. Athanassoula, & B. Barbuy (Cambridge University Press, Cambridge), 93
- Athanassoula, E., Morin, S., Wozniak, H., et al. 1990, *MNRAS*, 245, 130
- Baugh, C. M., Cole, S., & Frenk, C. S. 1996, *MNRAS*, 283, 1361
- Bender, R. 1990, in *Dynamics and Interactions of Galaxies*, ed. R. Wielen (Springer, Berlin), 232
- Bender, R., Burstein, D., & Faber, S. M. 1992, *ApJ*, 399, 462
- Berman, S. 2001, *A&A*, 371, 476
- Bertola, F. & Capaccioli, M. 1975, *ApJ*, 200, 439
- Bertola, F. & Galletta, G. 1979, *A&A*, 77, 363
- Bertola, F., Vietri, M., & Zeilinger, W. W. 1991, *ApJ*, 374, L13
- Bertola, F., Zeilinger, W. W., & Rubin, V. C. 1989, *ApJ*, 345, L29
- Bevington, P. R. & Robinson, D. K. 2003, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences* (McGraw-Hill, Boston)
- Binney, J. 1985, *MNRAS*, 212, 767
- Binney, J. & Merrifield, M. 1998, *Galactic Astronomy* (Princeton University Press, Princeton)
- Binney, J. & Petrou, M. 1985, *MNRAS*, 214, 449
- Binney, J. & Tremaine, S. 1987, *Galactic Dynamics* (Princeton University Press, Princeton)

- Bournaud, F., Jog, C. J., & Combes, F. 2007, *A&A*, 476, 1179
- Burbidge, E. M. & Burbidge, G. R. 1959, *ApJ*, 130, 20
- Bureau, M. & Athanassoula, E. 2005, *ApJ*, 626, 159
- Bureau, M. & Freeman, K. C. 1999, *AJ*, 118, 126
- Caon, N., Capaccioli, M., & D'Onofrio, M. 1993, *MNRAS*, 265, 1013
- Cappellari, M., Emsellem, E., Bacon, R., et al. 2007, *MNRAS*, 379, 418
- Cappellari, M., Emsellem, E., Krajnović, D., et al. 2011, *MNRAS*, 413, 813
- Carollo, C. M. 1999, *ApJ*, 523, 566
- Carollo, C. M., Ferguson, H. C., & Wyse, R. F. G. 1999, *The Formation of Galactic Bulges* (Cambridge University Press, Cambridge)
- Carollo, C. M., Scarlata, C., Stiavelli, M., Wyse, R. F. G., & Mayer, L. 2007, *ApJ*, 658, 960
- Carollo, C. M. & Stiavelli, M. 1998, *AJ*, 115, 2306
- Carollo, C. M., Stiavelli, M., de Zeeuw, P. T., Seigar, M., & Dejonghe, H. 2001, *ApJ*, 546, 216
- Carollo, C. M., Stiavelli, M., & Mack, J. 1998, *AJ*, 116, 68
- Chung, A. & Bureau, M. 2004, *AJ*, 127, 3192
- Coccatto, L., Corsini, E. M., Pizzella, A., & Bertola, F. 2005, *A&A*, 440, 107
- Coccatto, L., Corsini, E. M., Pizzella, A., et al. 2004, *A&A*, 416, 507
- Coelho, P. & Gadotti, D. A. 2011, *ApJ*, 743, L13
- Cole, S., Lacey, C. G., Baugh, C. M., & Frenk, C. S. 2000, *MNRAS*, 319, 168
- Combes, F., Debbasch, F., Friedli, D., & Pfenniger, D. 1990, *A&A*, 233, 82
- Combes, F. & Sanders, R. H. 1981, *A&A*, 96, 164
- Conselice, C. J., Bershad, M. A., Dickinson, M., & Papovich, C. 2003, *AJ*, 126, 1183
- Corsini, E. M., Pizzella, A., Coccatto, L., & Bertola, F. 2003, *A&A*, 408, 873
- Corsini, E. M., Pizzella, A., Sarzi, M., et al. 1999, *A&A*, 342, 671
- Courteau, S., de Jong, R. S., & Broeils, A. H. 1996, *ApJ*, 457, L73

- Davies, R. L. & Illingworth, G. 1983, *ApJ*, 266, 516
- Davis, T. A., Alatalo, K., Sarzi, M., et al. 2011, *MNRAS*, 417, 882
- de Lorenzo-Cáceres, A., Vazdekis, A., Aguerri, J. A. L., Corsini, E. M., & Debattista, V. P. 2012, *MNRAS*, 420, 1092
- de Vaucouleurs, G. 1948, *Annales d'Astrophysique*, 11, 247
- de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Corwin, Jr., H. G., et al. 1991, *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies* (Springer, New York)
- Drory, N. & Fisher, D. B. 2007, *ApJ*, 664, 640
- Eggen, O. J., Lynden-Bell, D., & Sandage, A. R. 1962, *ApJ*, 136, 748
- Eisenstein, D. J., Weinberg, D. H., Agol, E., et al. 2011, *AJ*, 142, 72
- Ellison, S. L., Nair, P., Patton, D. R., et al. 2011, *MNRAS*, 416, 2182
- Elmegreen, B. G., Bournaud, F., & Elmegreen, D. M. 2008, *ApJ*, 688, 67
- Emsellem, E., Cappellari, M., Krajnović, D., et al. 2011, *MNRAS*, 414, 888
- Emsellem, E., Cappellari, M., Krajnović, D., et al. 2007, *MNRAS*, 379, 401
- Erwin, P. 2008, in *IAU Symposium, Vol. 245, Formation and Evolution of Galaxy Bulges*, ed. M. Bureau, E. Athanassoula, & B. Barbuy (Cambridge University Press, Cambridge), 113
- Erwin, P., Vega-Beltrán, J. C., Graham, A. W., & Beckman, J. E. 2003, *ApJ*, 597, 929
- Eskridge, P. B., Frogel, J. A., Pogge, R. W., et al. 2000, *AJ*, 119, 536
- Faber, S. M. & Jackson, R. E. 1976, *ApJ*, 204, 668
- Fillmore, J. A., Boroson, T. A., & Dressler, A. 1986, *ApJ*, 302, 208
- Fisher, D. B. & Drory, N. 2008, *AJ*, 136, 773
- Franx, M., Illingworth, G., & de Zeeuw, T. 1991, *ApJ*, 383, 112
- Freeman, K. C. 1966, *MNRAS*, 133, 47
- Freeman, K. C. 1970, *ApJ*, 160, 811
- Fu, Y. N., Huang, J. H., & Deng, Z. G. 2003, *MNRAS*, 339, 442
- Fukugita, M., Hogan, C. J., & Peebles, P. J. E. 1998, *ApJ*, 503, 518

- Fukugita, M., Ichikawa, T., Gunn, J. E., et al. 1996, *AJ*, 111, 1748
- Gadotti, D. A. 2009, *MNRAS*, 393, 1531
- Gerhard, O. E. & Vietri, M. 1986, *MNRAS*, 223, 377
- Gerhard, O. E., Vietri, M., & Kent, S. M. 1989, *ApJ*, 345, L33
- Guthrie, B. N. G. 1992, *A&AS*, 93, 255
- Hopkins, P. F., Bundy, K., Croton, D., et al. 2010, *ApJ*, 715, 202
- Hopkins, P. F., Cox, T. J., Younger, J. D., & Hernquist, L. 2009, *ApJ*, 691, 1168
- Hubble, E. P. 1926, *ApJ*, 64, 321
- Illingworth, G. 1977, *ApJ*, 218, L43
- Immeli, A., Samland, M., Gerhard, O., & Westera, P. 2004, *A&A*, 413, 547
- Jarrett, T. H., Chester, T., Cutri, R., et al. 2000, *AJ*, 119, 2498
- Jarvis, B. J. 1986, *AJ*, 91, 65
- Jedrzejewski, R. I. 1987, *MNRAS*, 226, 747
- Kauffmann, G. 1996, *MNRAS*, 281, 487
- Kent, S. M. 1985, *ApJS*, 59, 115
- Kent, S. M. 1986, *AJ*, 91, 1301
- Knapen, J. H., Shlosman, I., & Peletier, R. F. 2000, *ApJ*, 529, 93
- Kormendy, J. 1982, in *Morphology and Dynamics of Galaxies*, ed. L. Martinet & M. Mayor (Geneva Observatory, Sauverny), 113
- Kormendy, J. 1993, in *IAU Symposium, Vol. 153, Galactic Bulges*, ed. H. Dejonghe & H. J. Habing (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht), 209
- Kormendy, J. & Barentine, J. C. 2010, *ApJ*, 715, L176
- Kormendy, J. & Cornell, M. E. 2004, in *Astrophysics and Space Science Library, Vol. 319, Penetrating Bars Through Masks of Cosmic Dust*, ed. D. L. Block, I. Puerari, K. C. Freeman, R. Groess, & E. K. Block (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht), 261
- Kormendy, J. & Illingworth, G. 1982, *ApJ*, 256, 460
- Kormendy, J. & Kennicutt, Jr., R. C. 2004, *ARAA*, 42, 603

- Krajnović, D., Alatalo, K., Blitz, L., et al. 2013, MNRAS, 432, 1768
- Krajnović, D., Emsellem, E., Cappellari, M., et al. 2011, MNRAS, 414, 2923
- Kuijken, K. & Merrifield, M. R. 1995, ApJ, 443, L13
- Lauer, T. R., Faber, S. M., Gebhardt, K., et al. 2005, AJ, 129, 2138
- Laurikainen, E., Salo, H., & Buta, R. 2005, MNRAS, 362, 1319
- Laurikainen, E., Salo, H., Buta, R., & Knapen, J. H. 2007, MNRAS, 381, 401
- Lindblad, B. 1956, Stockholms Observatoriums Annaler, 19, 7
- Lütticke, R., Dettmar, R.-J., & Pohlen, M. 2000, A&AS, 145, 405
- Markwardt, C. B. 2009, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 411, Astronomical Data Analysis Software and Systems XVIII, ed. D. A. Bohlender, D. Durand, & P. Dowler (ASP, San Francisco), 251
- Martig, M., Crocker, A. F., Bournaud, F., et al. 2013, MNRAS, 432, 1914
- Martinez-Valpuesta, I., Shlosman, I., & Heller, C. 2006, ApJ, 637, 214
- 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, in stampa
- Méndez-Abreu, J., Simonneau, E., Aguerri, J. A. L., & Corsini, E. M. 2010, A&A, 521, A71
- Mitronova, S. N., Karachentsev, I. D., Karachentseva, V. E., Jarrett, T. H., & Kudrya, Y. N. 2004, Bulletin of the Special Astrophysics Observatory, 57, 5
- Moffat, A. F. J. 1969, A&A, 3, 455
- Möllenhoff, C. & Heidt, J. 2001, A&A, 368, 16
- Noguchi, M. 1999, ApJ, 514, 77
- Norman, C. A., Sellwood, J. A., & Hasan, H. 1996, ApJ, 462, 114
- Nowak, N., Thomas, J., Erwin, P., et al. 2010, MNRAS, 403, 646
- Oh, S., Oh, K., & Yi, S. K. 2012, ApJS, 198, 4
- O'Neill, J. K. & Dubinski, J. 2003, MNRAS, 346, 251

- Patsis, P. A., Athanassoula, E., Grosbøl, P., & Skokos, C. 2002, MNRAS, 335, 1049
- Pérez, I. & Sánchez-Blázquez, P. 2011, A&A, 529, A64
- Persic, M. & Salucci, P. 1992, MNRAS, 258, 14P
- Pfenniger, D. 1984, A&A, 134, 373
- Pfenniger, D. 1985, A&A, 150, 112
- Pignatelli, E., Corsini, E. M., Vega Beltrán, J. C., et al. 2001, MNRAS, 323, 188
- Press, W. H., Flannery, B. P., & Teukolsky, S. A. 1986, Numerical Recipes. The Art of Scientific Computing (Cambridge University Press, Cambridge)
- Prieto, M., Gottesman, S. T., Aguerri, J.-A. L., & Varela, A.-M. 1997, AJ, 114, 1413
- Raha, N., Sellwood, J. A., James, R. A., & Kahn, F. D. 1991, Nature, 352, 411
- Renzini, A. 1999, in The Formation of Galactic Bulges, ed. C. M. Carollo, H. C. Ferguson, & R. F. G. Wyse (Cambridge University Press, Cambridge), 9
- Samland, M. & Gerhard, O. E. 2003, A&A, 399, 961
- Sandage, A. 1990, JRASC, 84, 70
- Sersic, J. L. 1968, Atlas de Galaxias Australes (Observatorio Astronomico de Cordoba, Cordoba)
- Shaw, M. 1993, A&A, 280, 33
- Shaw, M. A. 1987, MNRAS, 229, 691
- Shen, J. & Sellwood, J. A. 2004, ApJ, 604, 614
- Simonneau, E., Varela, A. M., & Munoz-Tunon, C. 1998, Nuovo Cimento B Serie, 113, 927
- Steinmetz, M. & Muller, E. 1995, MNRAS, 276, 549
- Thomas, D. & Davies, R. L. 2006, MNRAS, 366, 510
- Tissera, P. B., Smith Castelli, A. V., & Scannapieco, C. 2006, A&A, 455, 135
- Toomre, A. 1977, in Evolution of Galaxies and Stellar Populations, ed. B. M. Tinsley & R. B. G. Larson, D. Campbell (Yale University Press, New Haven), 401

- Trujillo, I., Aguerri, J. A. L., Cepa, J., & Gutiérrez, C. M. 2001, MNRAS, 328, 977
- van den Bergh, S. 1976, ApJ, 206, 883
- Vega-Beltrán, J. C., Corsini, E. M., Pizzella, A., & Bertola, F. 1997, A&A, 324, 485
- Weijmans, A.-M., de Zeeuw, P. T., Emsellem, E., et al. 2014, MNRAS, in stampa (arXiv: 1408.1099)
- Whitmore, B. C. & Bell, M. 1988, ApJ, 324, 741
- Williams, M. J., Zamojski, M. A., Bureau, M., et al. 2011, MNRAS, 414, 2163
- York, D. G., Adelman, J., Anderson, Jr., J. E., et al. 2000, AJ, 120, 1579
- Zaritsky, D. & Lo, K. Y. 1986, ApJ, 303, 66
- Zhao, Y. 2012, A&AS, 337, 719
- Zwicky, F. 1957, Morphological Astronomy (Springer, Berlin)