Università degli Studi di Bologna

FACOLTÁ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI

Corso di Laurea in Astronomia

Dipartimento di Astronomia

Il Merging Dissipativo delle Galassie: Leggi di scala e Buchi Neri centrali

Tesi di Laurea di:

ELVIRA LEONARDO

Relatore:

Chiar.mo Prof. **LUCA CIOTTI**

Co-Relatore:

Dott.ssa **BARBARA LANZONI**

Sessione II

Anno Accademico 2004-2005

Università degli Studi di Bologna

FACOLTÁ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI

Corso di Laurea in Astronomia

Dipartimento di Astronomia

Il Merging Dissipativo delle Galassie: Leggi di scala e Buchi Neri centrali

Tesi di Laurea di:

ELVIRA LEONARDO

Relatore:

Chiar.mo Prof. **LUCA CIOTTI**

Co-Relatore:

Dott.ssa **BARBARA LANZONI**

Sessione II

Anno Accademico 2004-2005

Indice

1 Introduzione **1**

1.1 Relazioni di scala osservate 2

1.2 Scenari di formazione e loro limiti 9

1.2.1 Le difficoltà del merging non dissipativo 11

1.3 Il nostro lavoro 12

2 Il merging di galassie **13**

2.1 Considerazioni preliminari 14

2.1.1 Caso di $v_\infty \gg v_c$: l' approssimazione impulsiva 15

2.1.2 Caso di $v_\infty < v_c$: il merging di galassie 16

2.2 La configurazione iniziale nel nostro modello di merging 19

3 Il merging non dissipativo **21**

3.1 *Dry mergers* 22

3.2 Il modello di merging senza gas 24

3.2.1 *Equal-mass mergers* 27

3.2.2 *Accretion* 27

3.3 Il merging non dissipativo e le relazioni di scala 31

3.3.1 La massa del buco nero e la crescita della σ_0 38

4 Il merging con gas **45**

4.1 Merging con gas non dissipativo 46

4.1.1 *Equal mass mergers* 46

4.1.2 Merging con masse diverse 51
4.2 Il merging dissipativo 52
4.2.1 Il modello 53
4.2.2 Le relazioni di scala 62

5 Discussione e conclusioni **81**

Appendice A **87**

A Il Teorema del Viriale a due componenti **87**

B Le equazioni di Jeans **89**

C L' equazione dell' equilibrio idrostatico **91**

Bibliografia **93**

Ringraziamenti **97**

Capitolo 1

Introduzione

Le galassie ellittiche costituiscono una famiglia di galassie con caratteristiche morfologiche e dinamiche omogenee. Negli ultimi decenni, con l' avvento di strumentazioni e tecnologie sempre più raffinate, è stato possibile studiare in dettaglio le loro proprietà strutturali e dinamiche.

Si è visto come alcune grandezze osservabili siano molto ben correlate tra loro; la presenza di strette relazioni di scala rappresenta un' evidenza osservativa che non può essere ignorata qualora si proponga uno scenario che tenti di spiegare la formazione delle ellittiche. Ciò costituisce certamente motivo di acceso dibattito in astrofisica: sono infatti stati proposti diversi scenari di formazione, che andiamo ad illustrare, evidenziandone i limiti imposti dalle osservazioni. In particolare descriveremo il modello di *dry merging*, ossia di merging tra galassie povere di gas (e quindi tra ellittiche), avanzato per risolvere le contraddizioni che il merging di spirali lasciava irrisolte, le basi osservative su cui poggia, nonchè le difficoltà che esso comporta.

In seguito si introduce l'idea principale della Tesi, che prevede la presenza di una *fase dissipativa* nel processo di merging tra ellittiche: a partire dalle osservazioni e dagli studi fatti, si evidenzia come tale fenomeno risulti necessario nell' ambito di uno scenario di merging che possa essere compatibile con le osservazioni.

1.1 Relazioni di scala osservate

Le galassie sono i costituenti fondamentali dell' Universo, che presentano caratteristiche morfologiche diverse e raggruppabili nella classificazione data da Hubble (Sandage 1961). Con il nome *early type* si indica un' eterogenea classe di galassie che raggruppa ellittiche di ogni luminosità, galassie S0 nonchè i bulge delle spirali. Fino agli anni '70 si credeva che le ellittiche fossero ellissoidi di rotazione, con uno schiacciamento dovuto ai moti rotazionali, e proporzionale al contenuto di energia cinetica rotazionale per unità di massa.

Con gli anni '80 e l'avvento di tecniche di studio più raffinate che hanno permesso di ottenere misure più accurate, è stato possibile misurare i profili di dispersione di velocità della componente stellare. In particolare, dal confronto della velocità di rotazione con la dispersione di velocità ottenuta tramite lo spostamento Doppler delle righe di assorbimento, si è visto come questi sistemi fossero supportati da moti stellari "disordinati", che caratterizzano l' anisotropia delle loro orbite.

Nonostante questi oggetti posseggano una gran varietà di strutture e di forme, essi presentano delle caratteristiche comuni: ad esempio, i loro profili di brillanza superficiale hanno degli andamenti descritti da una legge di carattere universale, che è la legge di de Vaucouleurs (1948):

$$\mu(R) = \mu_e + 8.3268 \left(\frac{R}{R_e}^{1/4} - 1 \right), \tag{1.1}$$

dove $\mu(R)$ è la brillanza superficiale al raggio proiettato R, R_e è il raggio effettivo, cioè il raggio dell' isofota che contiene metà della luce totale emessa, e $\mu_e = \mu(R_e)$ è la corrispondente brillanza superficiale.

Le ellittiche seguono alcune leggi di scala che forniscono informazioni sia sulla loro struttura interna che sulla dinamica che le governa, e che quindi sono strettamente

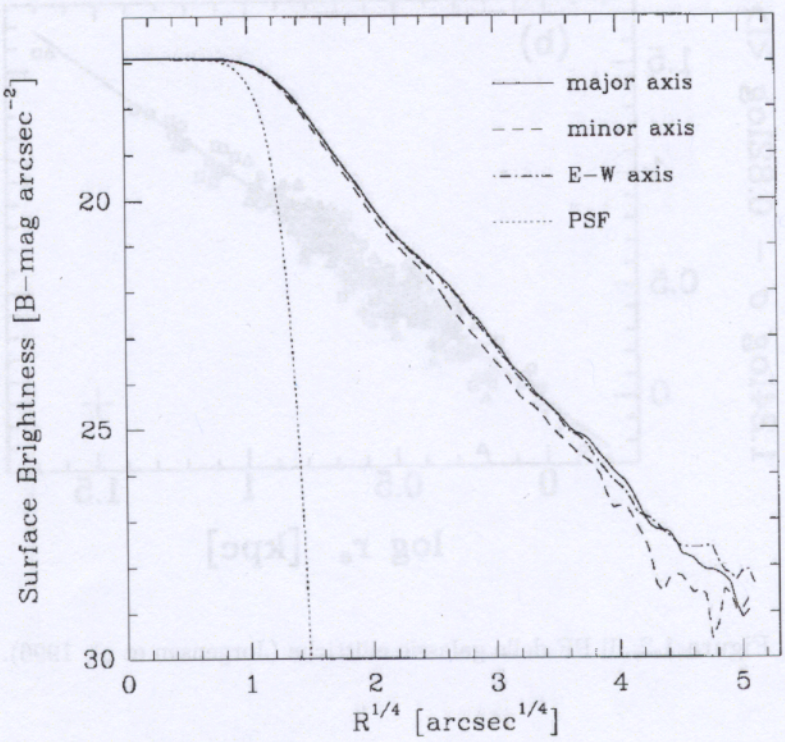


Figura 1.1: Profilo di brillanza superficiale della galassia ellittica NGC3379 ottenuto in banda B (Capaccioli et al.1990).

collegate ai processi evolutivi che le hanno interessate.

Di centrale importanza è l' esistenza, nello spazio tridimensionale definito dai tre osservabili σ_0, R_e e L, di una superficie detta Piano Fondamentale (d' ora in poi indicato con PF), un piano logaritmico su cui giacciono tutte le ellittiche. Il PF è una relazione che combina parametri fotometrici, quali il raggio effettivo R_e, e la luminosità L, con un' osservabile spettroscopica, la dispersione di velocitá centrale σ_0, misurata entro un' apertura circolare di raggio $R_e/8$.

L' equazione del PF ottenuta in banda B da Jorgensen et al.(1996) è:

$$\log R_e = 1.82 \log \sigma_0 - 1.26 \log L + cost \tag{1.2}$$

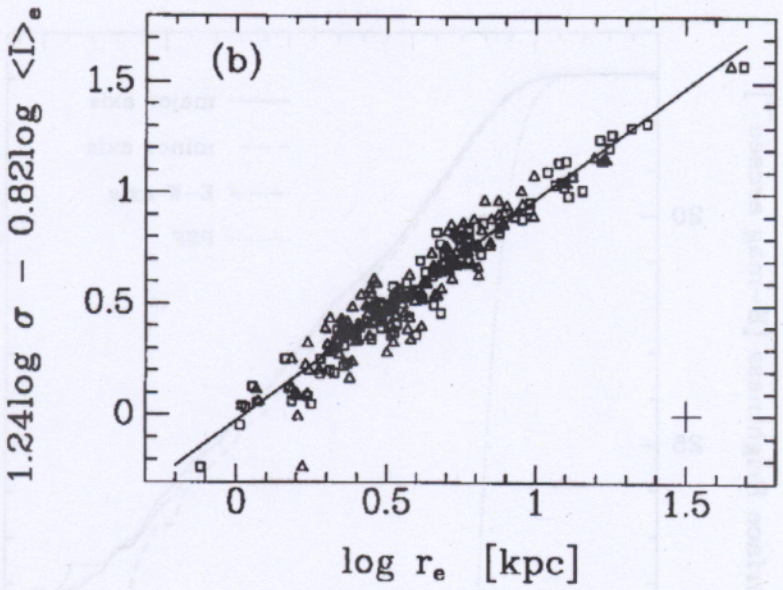


Figura 1.2: Il PF delle galassie ellittiche (Jorgensen et al. 1996).

L' esistenza del PF evidenzia in maniera indiscutibile la stretta correlazione delle proprietà globali delle ellittiche: il PF infatti presenta una dispersione molto piccola, dal momento che la distribuzione dei raggi effettivi delle galassie osservate, a fissati valori di σ_0 e I_e (dove $I_e = \frac{L}{2\pi R_e^2}$ e $\mu_e = -2.5 \log I_e$), mostra una dispersione che varia tra il 15% e il 20%, e che dipende debolmente dalla banda spettrale in cui vengono effettuate le osservazioni.

Vi sono inoltre due leggi di scala che descrivono il modo in cui le ellittiche si distribuiscono sul PF, essendo delle proiezioni della distribuzione delle galassie su tale piano. La prima è la relazione di Faber-Jackson (1976, d'ora in poi indicata con FJ, Fig. 1.3):

$$L_B \propto \sigma_0 \sim^4, \tag{1.3}$$

in cui L_B è la luminosità totale ottenuta in banda B.

Tale relazione sarà una delle leggi di scala più importanti che considereremo in

questo lavoro di Tesi.

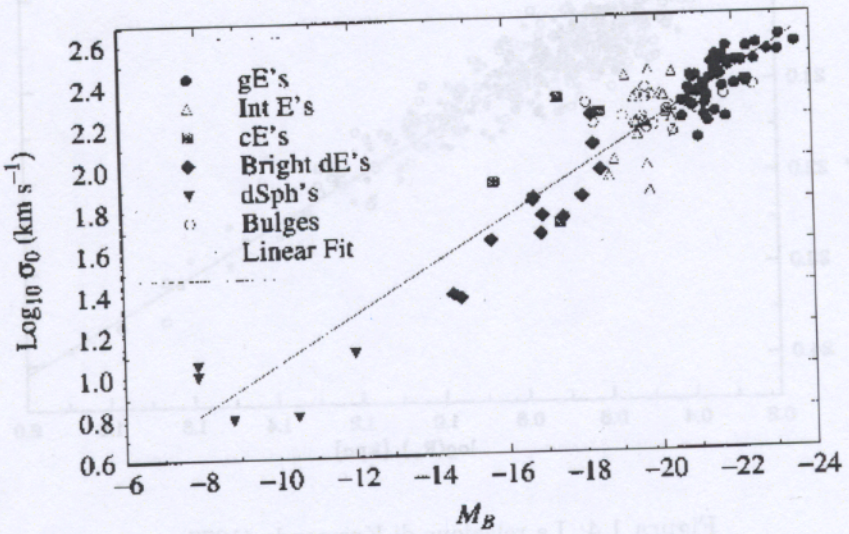


Figura 1.3: Relazione di Faber & Jackson (1976). In ascissa è riportata la magnitudine assoluta in banda B M_B.

I dati rivelano inoltre che il raggio effettivo delle ellittiche correla con la loro luminosità totale secondo la relazione (Kormendy 1977):

$$R_e \propto L_B^{0.7}, \tag{1.4}$$

ovvero galassie ellittiche più luminose non solo hanno dispersioni di velocità più elevate, ma anche dimensioni caratteristiche maggiori.

Non soltanto le proprietà strutturali e dinamiche correlano fra di loro, ma anche le popolazioni stellari delle *early type* mostrano delle proprietà descritte da due relazioni. La prima è la $Mg_2 - \sigma_0$: le righe di assorbimento del magnesio, infatti, rappresentano ottimi indicatori di metallicità per le ellittiche, e la loro intensitá aumenta sia con la luminosità della galassia che con la σ_0:

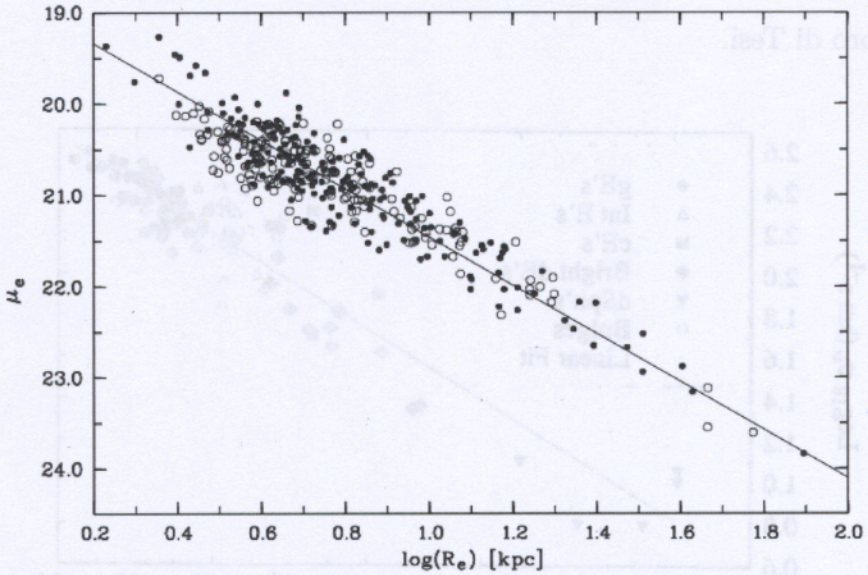


Figura 1.4: La relazione di Kormendy (1977).

$$Mg_2 \propto 0.2 \log \sigma_0 \tag{1.5}$$

(Burstein et al.1988, Bernardi et al.2003).

In altre parole,galassie ellittiche più grandi sono sistematicamente più metalliche di galassie piccole. Sempre nel contesto delle popolazioni stellari, esiste la relazione colore-magnitudine, che mostra come le galassie più brillanti siano anche più rosse. Ad esempio vale la:

$$(u - V) \propto -0.096 M_v \tag{1.6}$$

(Visvanathan & Sandage 1977)

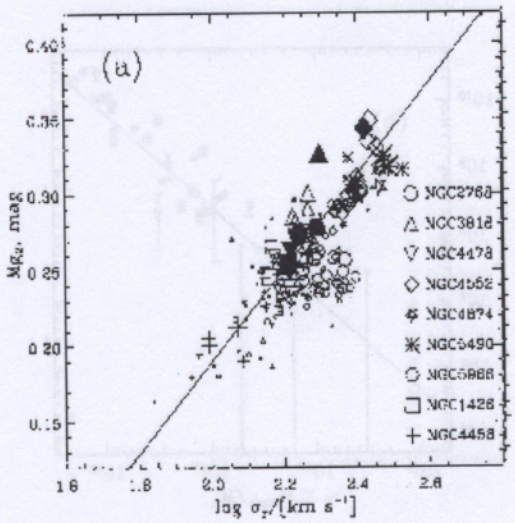


Figura 1.5: Relazione tra la metallicità ottenuta dalle righe del MgII e la σ_0 per un campione di 9 ellittiche (Burstein et al.1988)

Negli ultimi anni è stata confermata da numerose osservazioni la presenza di buchi neri massicci nel centro delle ellittiche (Kormendy & Richstone 1995,Van der Marel 1999, de Zeeuw 2001), le cui masse vanno da 10^6 a $10^9 M\odot$, e sono proporzionali alla massa stellare della galassia ospite secondo la relazione (Magorrian 1996):

$$M_{BH} \sim 1.3 \times 10^{-3} M_{gal}. \tag{1.7}$$

Tale relazione, per quanto importante, è caratterizzata da una dispersione non trascurabile. Risulta pertanto molto interessante l' esistenza di un' altra relazione, molto più "stretta" seguita dai buchi neri ospiti, ovvero la cosiddetta $M_{BH} - \sigma_0$, dove σ_0 è la dispersione di velocità delle regioni centrali della galassia. Tale relazione mostra una dispersione del 10% attorno alla M_{BH} per una data σ_0, tale da farla

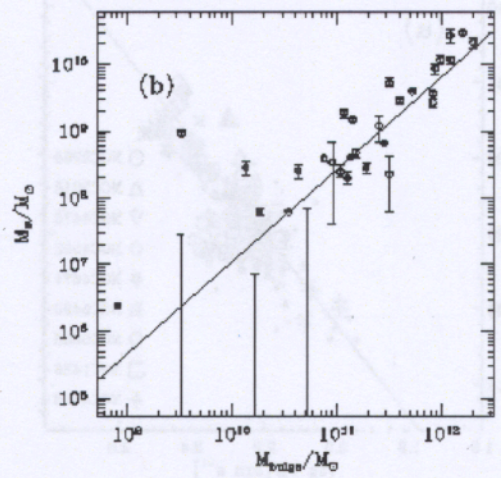


Figura 1.6: La relazione di Magorrian con le barre d'errore sulla M_{BH}, indicata con $M\bullet$. Le masse sono espresse in unità di $M\odot$.

apparire una legge quasi "perfetta":

$$M_{BH} \propto \sigma_0^{\alpha} \tag{1.8}$$

(Ferrarese & Merritt 2000), in cui il valore dello *slope* della relazione, $\alpha = 3.75 \pm 0.3$ (Gebhardt et al.2000) o $\alpha = 4.8 \pm 0.5$ (Ferrarese & Merritt 2000) dipende dalla scelta del campione di galassie osservate e dalla procedura di *fit*.

Questa relazione è un' evidenza osservativa che indica come la storia della formazione delle galassie e dei loro buchi neri centrali siano profondamente legate. *Tutte le leggi di scala finora illustrate predicono la struttura e la dinamica delle ellittiche; è chiaro dunque che la loro esistenza è di fondamentale importanza qualora si considerino le problematiche legate alla formazione ed evoluzione di questi sistemi: ogni scenario di formazione proposto deve pertanto essere in grado di riprodurle, o almeno, di preservarle.*

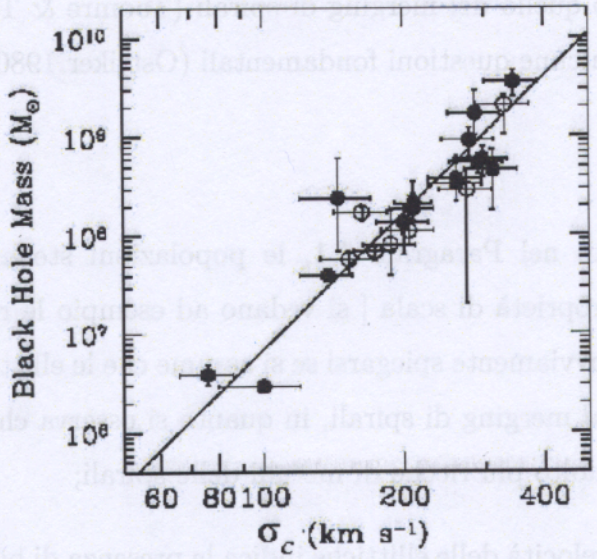


Figura 1.7: La figura mostra la relazione $M_{BH} - \sigma_0$.

1.2 Scenari di formazione e loro limiti

La formazione delle ellittiche costituisce uno dei dibattiti più aperti e discussi in astrofisica. Gli scenari evolutivi proposti finora sono due: il primo è detto *collasso monolitico*, (Eggen, Lynden-Bell & Sandage 1962, Larson 1975), secondo cui le ellittiche si sono formate tutte ad alto redshift in conseguenza del collasso dissipativo di una grossa massa di gas, che ha prodotto un unico e violento evento di formazione stellare. In tale contesto la storia evolutiva di questi sistemi sarebbe governata esclusivamente dall' invecchiamento passivo delle popolazioni stellari.

Il secondo scenario è quello del *merging gerarchico* nel contesto cosmologico della ΛCDM, secondo cui le ellittiche sono i prodotti finali di numerosi eventi di merging di galassie più piccole, in cui l' ultimo merger è avvenuto in tempi recenti ($z < 1$). In tale ambito, dunque, le stelle si formano in diversi episodi ad ogni merging (White

& Rees 1978, Cole & Frenk 1996, Kauffmann 1996). Per un lungo periodo lo scenario più accreditato è stato quello del merging di spirali (Toomre & Toomre 1972), che tuttavia lascia aperte alcune questioni fondamentali (Ostriker 1980), che ricordiamo qui di seguito.

- Come sottolineato nel Paragrafo 1.1, le popolazioni stellari delle ellittiche mostrano delle proprietà di scala [si vedano ad esempio le rel. (1.5) e (1.6)] che non possono ovviamente spiegarsi se si assume che le ellittiche più luminose siano prodotte dal merging di spirali, in quanto si osserva che le ellittiche più metalliche sono molto più ricche di metalli delle spirali;

- la dispersione di velocità delle ellittiche indica la presenza di buche di potenziale (per unità di massa) più profonde di quelle delle spirali. Se in un merging l' energia totale e la massa sono conservate, la teoria prevede (e le simulazioni confermano) che prodotti e progenitori hanno la stessa energia per unità di massa (stessa dispersione di velocità), in chiaro contrasto con il PF e la FJ;

- infine, le ellittiche popolano preferenzialmente gli ammassi, regioni in cui la densità di massa e la dispersione di velocità sono alte. Tale ambiente dunque non favorisce il merging, più probabile nei gruppi di galassie (in cui densità e dispersione di velocità sono più basse). Tuttavia si osserva che i gruppi sono popolati da spirali.

Per tentare di risolvere queste contraddizioni, recentemente sono stati sviluppati modelli semi-analitici di *dry mergers*, un cui è stato esplorato il merging di galassie ellittiche come meccanismo di formazione delle giganti (Khochfar & Burkert 2003). Tali modelli sono stati supportati dalle osservazioni, tra le altre, di ellittiche interagenti nell' ammasso MS1054-03 (Van Dokkum et al.1999), nonchè dagli studi condotti sui residui mareali di un campione di 126 galassie selezionate dalle *surveys* MUSYC e NOAO (Van Dokkum 2005), e su 5 galassie giganti nell' ammasso X C0337-2522 (Nipoti et al.2003).

Questi ultimi hanno messo in luce la presenza, rispettivamente a $z = 0.83$ e a $z = 0.59$, di un' alta frequenza di deformazioni mareali (50% dei casi), dovute all' effetto della frizione dinamica, deformazioni strutturali che appaiono più rosse di quelle associate al merging di galassie ricche di gas.

1.2.1 Le difficoltà del merging non dissipativo

Il merging non dissipativo di galassie ellittiche appare tuttavia ancora incapace di spiegare le relazioni di scala osservate (Ciotti & van Albada 2001, Nipoti, Londrillo & Ciotti 2003, Nipoti 2003, si veda il Cap.3).

Un interessante lavoro è stato recentemente presentato (Robertson, Hernquist et al. 2005), in cui si sono simulati merging parabolici di dischi sia con alte che con basse frazioni di gas, nonchè merging non dissipativi di galassie sferoidali.
I risultati del merging dissipativo hanno evidenziato il ruolo della dissipazione nel riprodurre il tilt del FP osservato, a causa dell' aumento della densità centrale nello spazio delle fasi per effetto della formazione stellare. Tale processo appare più efficiente in sistemi di piccola massa: in essi, durante la fase d' interazione, la densità di massa aumenta rapidamente, provocando la brusca diminuzione del tempo di raffreddamento del gas.

Il merging non dissipativo di dischi non è in accordo con il FP, mentre quello di sferoidi riproduce il FP, e non altera sostanzialmente l' andamento della $M_{BH} - \sigma_0$ prodotta da merging di dischi: ciò porterebbe a non escludere eventi di merging di questo tipo a $z < 1$. Tuttavia non è stata ancora verificata la consistenza di tale risultato con la relazione colore- magnitudine [si veda la rel. (1.6)], che resta uno dei problemi più difficili da spiegare mediante il merging. Infatti, se da un lato l' aumento della densità centrale nello spazio delle fasi produce un andamento delle relazioni di scala in accordo con le osservazioni, dall' altro un aumento sostanziale di massa stellare ad ogni evento di merging pone il problema dell'*età* delle ellittiche. Esse, infatti, appaiono come sistemi vecchi, in cui l' evoluzione del colore delle loro popolazioni stellari sembra essere più consistente con un' evoluzione di tipo passivo.

Partendo dalle considerazioni fatte risulta chiaro che bisogna indagare maggiormente lo scenario di merging tra ellittiche in cui la dissipazione del gas sia un processo rilevante, tale da ridurre la distribuzione di densità dei prodotti del merging ed aumentare la loro σ_0, come richiesto dalle relazioni di scala, e capace di spiegare il problema dell' età.

1.3 Il nostro lavoro

Nel presente lavoro di Tesi ci proponiamo di investigare, con semplici ma robusti argomenti di Fisica, la consistenza, e in caso affermativo l' importanza, dei *dry-mergers* nella storia di formazione delle galassie ellittiche. Mostreremo come i *dry-mergers* non sono compatibili con le proprietà osservative delle galassie odierne. Generalizzeremo quindi il nostro modello in maniera tale da includere gli effetti della dissipazione del gas.

La presente Tesi è articolata in questo modo: nel Capitolo 2 si introduce il problema del merging dal punto di vista fisico, studiando i parametri orbitali che lo caratterizzano; nel Capitolo 3 si introduce il modello di merging non dissipativo e si discute la sua efficacia nel riprodurre le relazioni di scala, confrontando i risultati analitici con quelli ottenuti tramite le simulazioni numeriche; nel Capitolo 4 si formula il modello di merging dissipativo, che costituisce il fulcro di questo lavoro. Infine nel Capitolo 5 si confrontano i risultati ottenuti dal nostro modello teorico con quelli ottenuti dalle osservazioni, per discuterne le congruenze nonchè i limiti.

Capitolo 2

Il merging di galassie

In questo Capitolo si descrive in generale il merging tra galassie tramite i parametri orbitali che determinano la condizione iniziale dei sistemi (energia E e momento angolare J). Si vedrà come non tutte le configurazioni iniziali siano favorevoli al merging, cioè come solo opportuni valori di energia e di momento angolare orbitali possano produrlo; vengono poi date le condizioni iniziali adottate nel modello di merging sviluppato in questa Tesi.

Il materiale contenuto in questo Capitolo può essere considerato materiale di base che viene presentato per chiarificare il contesto in cui si svolgeranno i calcoli originali del lavoro di Tesi (Cap.3, 4, 5).

2.1 Considerazioni preliminari

Molto del materiale qui presentato può essere trovato in libri come Binney & Tremaine (d' ora in poi BT87) e Saslaw (1985). Durante una collisione tra due galassie la probabilità che due stelle si urtino è molto bassa: il numero di volte che una stella può percorrere un'intera galassia senza collidere è infatti dell'ordine di 10^9 (cioè è alto il rapporto tra il libero cammino medio di una stella all' interno della galassia e le dimensioni della stessa). Ciò che invece viene alterato durante la collisione è la dinamica e la distribuzione delle stelle perché, a causa della mutua interazione tra le galassie, il campo gravitazionale di una galassia deflette le orbite stellari dell'altra, e viceversa. Non tutte le collisioni però riescono a dare origine a dei merging: è necessario che vi siano particolari condizioni iniziali delle orbite dei sistemi interagenti; in generale il merging si verifica se un sistema riesce a "succhiare" energia all' altro. Cerchiamo di spiegare in che modo può avvenire questo processo.

Sia v_∞ la velocità con cui inizialmente la galassia A si avvicina alla B, e consideriamo una stella di A posta ad una distanza dal centro della galassia individuata dal vettore di posizione $\mathbf{r}$, e con una velocità $\mathbf{v}$ rispetto a tale centro.

L'orbita della stella guadagna energia con un *rate* dato da $\mathbf{v} \cdot \mathbf{g}[\mathbf{r}(t)]$, dove $\mathbf{g}$ è la differenza tra l' attrazione gravitazionale esercitata dalla galassia B sulla stella e sul centro di A. L' incremento di energia totale dell' orbita della stella di A è dato da:

$$\Delta E(t_0) = \int_0^{t_0} \mathbf{v} \cdot \mathbf{g}[\mathbf{r}(t)]dt, \tag{2.1}$$

dove l' integrale è calcolato tra il tempo iniziale in cui le due galassie sono poste a distanza infinita e il tempo t_0, il tempo impiegato da esse per raggiungere il punto di minima distanza. All' aumentare di v_∞, diminuisce t_0, e così anche l' incremento di energia dato dall' eq. (2.1). In altre parole esiste una velocità critica v_c tale che:

- se $v_\infty > v_c$, le due galassie al tempo t_0 avranno energia orbitale sufficiente per andare all' infinito. In altre parole, l' energia orbitale non viene trasferita da

un sistema all' altro (nel caso in cui $v_\infty \gg v_c$ lo scontro altera di poco le orbite e le strutture interne di entrambe le galassie, ed i sistemi restano praticamente imperturbati);

- se $v_\infty < v_c$ vi è tempo sufficiente perchè ΔE diventi importante, e i due sistemi *mergono*.

2.1.1 Caso di $v_\infty \gg v_c$: l' approssimazione impulsiva

Nel caso in cui le collisioni avvengano a velocità d' impatto elevate, esse producono soltanto delle piccole perturbazioni dello stato di equilibrio delle galassie, con effetti sulla struttura interna sempre più piccoli all' aumentare della velocità. È possibile dimostrare che in questo caso, durante la collisione, le stelle all' interno di ciascuna galassia non cambiano la loro posizione rispetto al centro della galassia cui appartengono, ossia le orbite restano imperturbate. In questo caso durante l' urto la distribuzione di densità di ogni sistema non cambia, e quindi i sistemi si possono trattare a tutti gli effetti come corpi rigidi estesi, i cui centri si muovono a velocità uniforme (approssimazione impulsiva, BT 87).

Consideriamo una particella di massa m_1 della galassia A che si muove con velocità v: durante il passaggio ad una distanza b da una particella di massa m_2 della galassia B, la sua velocità sviluppa una componente perpendicolare dovuta all' attrazione di m_2:

$$m_1 \Delta v_\perp = \frac{G m_1 m_2}{b^2} \Delta t. \tag{2.2}$$

Il tempo caratteristico di interazione tra le due particelle Δt si può stimare come $\Delta t = b/v$ e quindi si ha

$$m_1 \Delta v_\perp = \frac{G m_1 m_2}{bv} \Rightarrow \Delta v_\perp = \frac{G m_2}{bv}, \tag{2.3}$$

cioè la deviazione subita da m_1 è proporzionale a m_2 e diventa poco significativa se il parametro d' impatto b e la velocità v sono alti.

La media statistica di $\Delta v_\perp$ su tutti gli urti tra m_1 e le altre particelle della galassia B si annulla; invece la quantità

$$\overline{\Delta v_\perp^2} = \overline{(\Delta v_\perp - \overline{\Delta v_\perp})^2} \tag{2.4}$$

permette di stimare la variazione di energia cinetica ΔT associata alla deflessione: infatti, quadrando l' eq. (2.3), e moltiplicandola per $m_1/2$ si ha:

$$\Delta T = \frac{m_1(\Delta v_\perp)^2}{2} = \frac{G^2 m_2^2 m_1}{2b^2 v^2}, \tag{2.5}$$

che è l' espressione della fluttuazione di energia cinetica associata ad un solo urto. In questa approssimazione l' energia potenziale del sistema non cambia durante l' urto (le stelle restano "fisse"): la variazione di energia interna del sistema corrisponde ad una variazione di sola energia cinetica.

2.1.2 Caso di $v_\infty < v_c$: il merging di galassie

Come già accennato nel paragrafo precedente, una condizione necessaria perché si abbia un merger è che $v_\infty < v_c$. Vogliamo ora determinare quali sono gli intervalli di energia iniziale e i parametri d' impatto per cui viene prodotto un merger, occupandoci solamente del caso in cui gli scontri avvengano tra galassie a simmetria sferica e non ruotanti, in quanto è il caso che abbiamo considerato per costruire il nostro modello di merging (Cap. 3 e Cap. 4).

Supponiamo che le galassie abbiano stessa massa M e stessa struttura interna, e che siano caratterizzate da un raggio medio r_m (definito come il raggio che contiene metà della massa) e da una velocità quadratica media $< v >^2 \sim 0.4GM/r_m$ (Spitzer 1969), e consideriamo la particella ridotta μ che descrive l' orbita relativa delle due galassie. Essa è per definizione:

$$\mu \equiv \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2}, \tag{2.6}$$

e quindi per galassie uguali è

$$\mu \equiv \frac{M}{2}; \tag{2.7}$$

la particella ridotta ha energia totale e momento angolare per unità di massa rispettivamente E_{orb} e J. Lo scontro può essere descritto dai parametri orbitali adimensionali:

$$\hat{E} = \frac{E_{orb}}{1/2 < v^2 >}, \tag{2.8}$$

e

$$\hat{J} = \frac{J}{r_m < v^2 >^{1/2}}. \tag{2.9}$$

o equivalentemente dall'eccentricità dell'orbita e, definita:

$$e = \sqrt{1 + \frac{2EJ^2}{\mu(GM^2)^2}}. \tag{2.10}$$

In base ai valori di e (e quindi di E) le orbite si possono classificare in iperboliche ($e > 1$, $E > 0$), paraboliche ($e = 1$, $E = 0$), ed ellittiche ($e < 1$, $E < 0$). È conveniente associare ad ogni orbita iniziale un punto nel piano $(\hat{E}, \hat{J})$, come mostra la Figura 2.1.

La linea che rappresenta le orbite paraboliche ($E = 0$) divide il piano $(\hat{E}, \hat{J})$ in due parti: a destra vi sono le orbite slegate, le orbite iperboliche con $E > 0$, mentre a sinistra il grafico è occupato dalle orbite ellittiche, con $E < 0$, che rappresentano orbite legate. La linea continua è il luogo dei punti descritto dall' equazione $\hat{J} = \hat{J}_{circ}(E)$, che indica il valore di J dell'orbita circolare con energia E. Siccome per una data energia un'orbita circolare possiede il massimo valore di momento angolare, i punti che stanno al di sopra di questa linea non corrispondono ad orbite possibili.

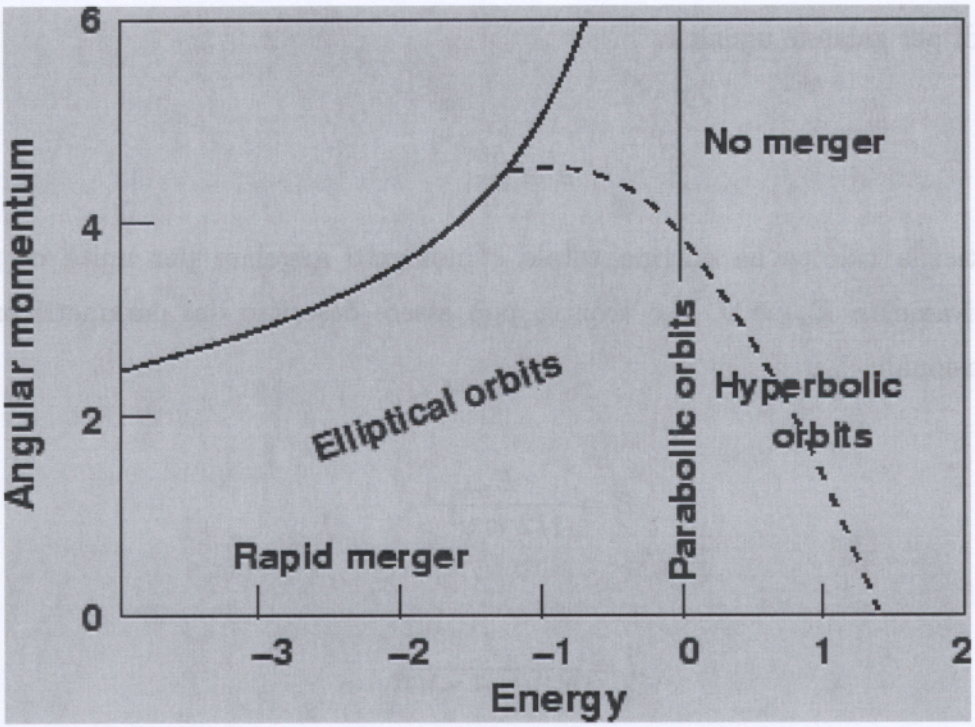


Figura 2.1: Il tempo necessario alle due galassie per mergere è una funzione della posizione iniziale dell' orbita nel piano $(\hat{E}, \hat{J})$.Nel diagramma il tempo di merging per sistemi legati aumenta rapidamente per valori di E e di J crescenti (BT 87).

In linea generale qualunque orbita legata può dare origine ad un merger, poiché anche una minima interazione mareale può sottrarle energia: i sistemi legati mergono velocemente per effetto dell' efficace frizione dinamica (White 1978, 1979) che rimuove rapidamente energia e momento angolare dalle orbite dei sistemi interagenti. Infatti le orbite con bassi valori di momento angolare o di energia mergono in un tempo più breve rispetto alle orbite che mantengono le galassie separate; solitamente le orbite legate portano ad un merger in un periodo orbitale (BT 87).

La linea tratteggiata in figura divide la parte del piano $(\hat{E}, \hat{J})$ che corrisponde ad orbite legate $(E < 0)$ in due regioni: in quella inferiore si ha un merging entro un tempo di Hubble ($\sim 15Gyr$), mentre nella parte superiore il merging avviene in tempi piú lunghi o infiniti.

Le orbite slegate ($E > 0$) vengono caratterizzate in termini di velocità iniziale V e del parametro d' impatto b della particella di massa ridotta.
Siccome, per definizione di parametro d' impatto, $E_{orb} = \frac{1}{2}V^2$ e $J = bV$, si ha:

$$\hat{E} = \frac{V^2}{< v^2 >}, \tag{2.11}$$

e

$$\hat{J} = \frac{b}{r_m}\sqrt{\hat{E}}. \tag{2.12}$$

Combinando i valori di $\hat{E}$ e di $\hat{J}$ si può vedere se le orbite slegate ($E > 0$) possono portare ad un merging oppure no. In particolare:

- per ogni valore $E > 0$, se $\hat{J}$ e b sono sufficientemente alti (parte in alto a destra della figura), non si avranno merging. In particolare, per $\hat{J} = 0$ esiste un' energia massima $\hat{E}_{max}$ (e quindi una velocità d' impatto V_{max}) tale per cui tutti gli urti che partono con $V < V_{max}$ producono un merger. Le simulazioni hanno stimato $V_{max} \sim 1.2\sqrt{< v^2 >}$, e quindi $\hat{E}_{max} \sim 1.4$ (BT87);
- se $\hat{J} > 0$ il merging viene prodotto con V iniziale sempre minore della velocità d' impatto V_{max};
- a valori di energia $0 < \hat{E} < \hat{E_{max}}$ corrisponde un momento amgolare massimo $0 < \hat{J_{max}}(\hat{E})$ che produce un merging. In particolare, se accade che $\hat{E} \to 0$, le orbite possono legarsi facilmente e produrre un merging indipendentemente dal valore di $\hat{J}_{max}$. Le simulazioni numeriche comunque mostrano che i soli scontri parabolici che portano a merging rapidi sono quelli con $\hat{J} \leq 3.5$ (BT87).

2.2 La configurazione iniziale nel nostro modello di merging

Recenti simulazioni cosmologiche a N-corpi (Burkert & Khochfar 2003) hanno permesso di derivare i parametri orbitali che producono merging di aloni di materia

oscura, ma essi risultano essere rappresentativi anche per le componenti galattiche visibili. Nelle simulazioni, i parametri orbitali vengono impostati al tempo iniziale in cui l' interazione tra gli aloni, di masse M_1 e M_2, è debole ed il problema è assimilabile al problema dei due corpi Kepleriano. Ogni alone è rappresentato dalla sua particella più legata, la cui posizione in ciascun alone è indicata con $\mathbf{r_1}$ e $\mathbf{r_2}$, e così l' equazione del moto della massa ridotta del sistema è:

$$\mu \frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = -G\frac{M_1 M_2}{r^2}\frac{\mathbf{r}}{r}, \tag{2.13}$$

in cui la particella fittizia di massa μ si muove attorno ad un punto posto a distanza $r = \|\mathbf{r_1} - \mathbf{r_2}\|$.

I risultati di queste simulazioni mostrano che il 50% dei sistemi che mergono stanno su orbite paraboliche, mentre i sistemi che si trovano su orbite iperboliche ($E > 0, e > 1$) non mergono, o lo fanno in tempi scala lunghissimi. Le orbite paraboliche sono le orbite con la più alta probabilità di produrre un merging: in questa Tesi è stata considerata, nella costruzione del modello di merging, l' ipotesi di galassie poste su orbite paraboliche ($E = 0$), inizialmente a distanza infinita e con velocità relativa nulla. Non è stata fatta alcuna ipotesi sul valore del momento angolare J (si veda il Paragrafo 2.1.2), quindi non vengono fatte ipotesi sul parametro d' impatto b nè sulla mutua orientazione dei sistemi.

Capitolo 3

Il merging non dissipativo

In questo Capitolo esploriamo lo scenario di merging non dissipativo di galassie ellittiche, chiamato *dry merging*. Dopo aver illustrato brevemente le osservazioni e i presupposti teorici su cui si basa questo scenario, viene presentato un modello completamente analitico che lo descrive.

L' ipotesi iniziale è che le galassie progenitrici abbiano simmetria sferica, siano sistemi ad una componente e presentino un BH centrale: in tal modo è possibile ottenere delle semplici espressioni per gli andamenti delle grandezze dinamiche globali delle galassia (dispersione di velocità e raggio viriali, massa stellare e del buco nero).

Si discutono poi tali espressioni e le relazioni di scala derivabili, sia nel caso di *equal mass merging* che nel caso di *accretion*, confrontandole con i risultati ottenuti dalle simulazioni numeriche di Nipoti, Ciotti e Londrillo (d' ora in avanti NCL03), e con quelli di Ciotti & van Albada (d' ora in poi CvA01).

3.1 *Dry mergers*

Come consueto nelle pubblicazioni scientifiche degli ultimi anni sull' argomento, i merging tra galassie vengono classificati a seconda del rapporto tra le masse dei progenitori M_1 e M_2 in *major mergers*, in cui $M_1/M_2 \leq 3.5$, e in *minor mergers*, in cui $M_1/M_2 > 3.5$.

Benchè lo scenario standard di formazione delle ellittiche preveda il merging di galassie a spirale (Toomre & Toomre 1972), negli ultimi anni, per tentare di risolvere le difficoltà che tale scenario comporta (di cui si è parlato nell' Introduzione), sono stati formulati modelli di merging di galassie ellittiche, detti appunto *dry mergers*. Con *"dry"* si intende che in tali mergings manca la fase gassosa, e quindi la dissipazione non può avvenire. Tali modelli sono stati sviluppati per la prima volta nell' ambito degli scenari di cannibalismo galattico, che viene indirizzato soprattutto allo studio della formazione delle ellittiche giganti (dette galassie cD) (Ostriker & Tremaine 1975).

Le osservazioni ottenute con strumenti ad alta risoluzione e a campo profondo hanno permesso di individuare possibili candidati di *mergers* di questo tipo: essi infatti presentano caratteristiche comuni attribuibili all' interazione e al merging, come deformazioni mareali o nuclei multipli. Sono state osservate circa 80 galassie interagenti nell' ammasso MS 1054-03 a redshift $z = 0.83$ (Van Dokkum 1999) e almeno 5 nel *core* dell' ammasso X C0337-2522 a $z = 0.59$ (Nipoti et al.2003). Inoltre, recenti simulazioni a N-corpi (Khochfar & Burkert 2003) sembrano indicare che più del 50% delle ellittiche brillanti ha sperimentato un ultimo *major merging* che non era tra spirali.

La Figura 3.1 mostra la frazione di mergers tra galassie dominate da una componente di bulge (indicati con e-e), quelli tra galassie dominate da una componente di disco (indicati con sp-sp), e quelli "misti" (cioè di tipo sp-e), in funzione del redshift e della magnitudine assoluta.
Nei pannelli superiori sono prese in considerazione galassie di campo, in quelli inferiori galassie in ammasso, ove la frazione di ellittiche risulta essere più alta.

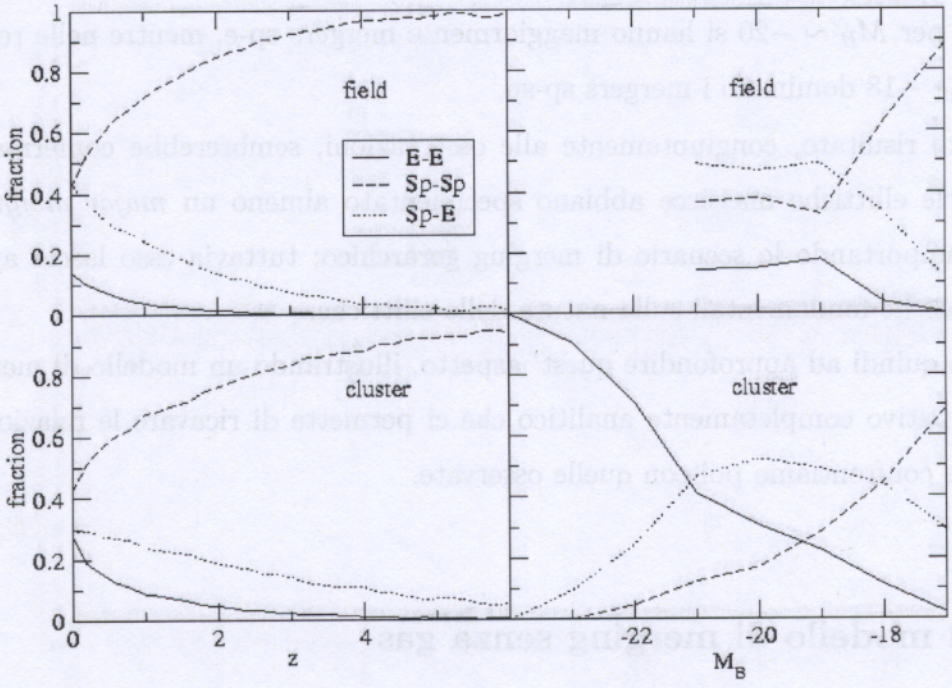


Figura 3.1:)La figura mostra la frazione di ellittiche formate da merging di tipo e-e, sp-e, sp-sp in funzione del redshift (pannelli a sinistra) e della magnitudine M_B (pannelli a destra) per galassie di campo (in alto) e di ammasso (in basso) (Khochfar & Burkert 2003).

Nel pannello a sinistra si vede che, a causa del maggior numero di eventi, la frazione di galassie dominate dal bulge aumenta al diminuire di z. L' aumento della frazione di merger di tipo e-e e sp-e è più rapido negli ammassi e a $z \leq 1$, e la dipendenza del tipo di merger dall' ambiente è molto marcata. Infatti la frazione di mergers e-e aumenta più velocemente col tempo negli ammassi, mentre in essi la frazione di mergers sp-e aumenta più lentamente. Nel pannello a destra è mostrato la frazione di ellittiche a $z = 0$ che hanno sperimentato un ultimo *major merger* di tipo e-e, sp-e o sp-sp in funzione della magnitudine M_B.

Si vede che la frazione di mergers e-e aumenta verso luminosità più alte, con una tendenza ad aumentare più velocemente in ambienti a maggiore densità, a causa della frazione più alta di galassie dominate dal bulge.

In particolare esistono 3 regioni: per $M_B \leq -21$ gli eventi dominanti sono i *dry merging*, per $M_B \sim -20$ si hanno maggiormente mergers sp-e, mentre nelle regioni con $M_B \geq -18$ dominano i mergers sp-sp.

Questo risultato, congiuntamente alle osservazioni, sembrerebbe confermare l' idea che le ellittiche massicce abbiano sperimentato almeno un *major merging* a $z < 1$, supportando lo scenario di merging gerarchico; tuttavia esso lascia aperte problematiche fondamentali sulla natura delle ellittiche.
Andiamo quindi ad approfondire quest' aspetto, illustrando un modello di merging non dissipativo completamente analitico che ci permette di ricavare le relazioni di scala, che confrontiamo poi con quelle osservate.

3.2 Il modello di merging senza gas

Le condizioni iniziali adattate nella nostra trattazione del problema sono imposte dalla scelta dell' energia orbitale totale che caratterizza le orbite su cui stanno le galassie progenitrici (si veda anche il Cap.2). Per il nostro modello consideriamo orbite paraboliche, corrispondenti ad energia orbitale totale $E = 0$ (le galassie sono poste inizialmente a distanza infinita l' una dall' altra, con velocità relativa nulla).

Le galassie ellittiche sono sistemi stazionari: infatti il tempo dinamico caratteristico all' interno di R_e, stimabile come $T_{din} \simeq (G < \rho >)^{-1/2} \approx 10^8$ anni (dove $< \rho >$ è la densità media del sistema), è dello stesso ordine di grandezza del tempo di rilassamento non collisionale (o di *violent relaxation*, Lynden-Bell 1963), ed entrambi sono tempi caratteristici molto inferiori dell' età delle ellittiche ($\simeq 10^{10}$ anni). Quindi le ellittiche soddisfano il teorema del viriale, valido per sistemi stazionari ed autogravitanti:

$$2T + U = 0 \tag{3.1}$$

dove T è l' energia cinetica del sistema

$$T = \frac{1}{2}\int \rho_\star Tr(\sigma_\star^2) d^3\mathbf{x}, \tag{3.2}$$

e

$$U = \frac{1}{2}\int \rho_\star \Phi_\star d^3\mathbf{x} \tag{3.3}$$

quella gravitazionale, mentre $\rho_\star$ è la densità stellare, $\Phi_\star$ il potenziale relativo alla distribuzione di densità $\rho_\star$, e $\sigma_\star^2$ è il tensore simmetrico dispersione di velocità. Come di consueto, a partire dall' eq. (3.1) e dalle identità (3.2) e (3.3), ogni galassia può essere caratterizzata da una dispersione di velocità caratteristica, detta dispersione di velocità viriale, definita come

$$\sigma_v^2 = \frac{2T}{M}, \tag{3.4}$$

e da un raggio caratteristico, detto raggio viriale:

$$r_v = -\frac{GM^2}{U}, \tag{3.5}$$

dove M è la massa del sistema, e G la costante di gravitazione universale.

Iniziamo ad illustrare il nostro modello, considerando due galassie di massa M_1 e M_2, dispersione di velocità viriale $\sigma_{v,1}^2$, $\sigma_{v,2}^2$ e raggio viriale $r_{v,1}$, $r_{v,2}$. Tali galassie ospitano al loro centro un buco nero di massa $M_{BH,1}$ e $M_{BH,2}$.

Al tempo iniziale t_0 ogni galassia soddisfa quindi le seguenti relazioni:

$$E_0 = T_0 + U_0, \tag{3.6}$$

e

$$2T_0 = -U_0 \Rightarrow E_0 = -T_0 = \frac{U_0}{2}. \tag{3.7}$$

Poichè stiamo trattando *dry mergers*, in ognuno di questi eventi la Fisica impone, al tempo $t = i$,

1. conservazione dell' energia totale:

$$E_{1+2,i} = E_{1,0} + E_{2,0}; \tag{3.8}$$

2. conservazione della massa totale:

$$M_{1+2,i} = M_{1,0} + M_{2,0}; \tag{3.9}$$

3. virializzazione del prodotto finale del merging

$$2T_i = -U_i. \tag{3.10}$$

La dispersione di velocità viriale $\sigma^2_{v,i}$ del merging dopo la virializzazione si ricava esprimendo l' energia totale in termini di energia cinetica secondo l' eq. (3.7), e tenendo presente l' eq. (3.4), si ha

$$\sigma^2_{v,1+2} = \frac{M_1\sigma^2_{v,1} + M_2\sigma^2_{v,2}}{M_1 + M_2}, \tag{3.11}$$

da cui risulta l' importantissima proprietà dei *dry-mergers* parabolici

$$\sigma^2_{v,1+2} \leq \max(\sigma^2_{v,1}, \sigma^2_{v,2}). \tag{3.12}$$

In altre parole, la dispersione di velocità viriale *non può aumentare* in un merging del tipo sopra considerato.

Analogamente, il raggio viriale si può scrivere esprimendo l' energia totale finale in termini di energia potenziale, secondo la relazione (3.7), e utilizzando l' eq. (3.5):

$$r_{v,1+2} = \frac{(M_1 + M_2)^2 r_{v,1} r_{v,2}}{M_1^2 r_{v,2} + M_2^2 r_{v,1}} \tag{3.13}$$

da cui si ha

$$r_{v,1+2} \geq \min(\mathrm{r_{v,1}}, \mathrm{r_{v,2}}). \tag{3.14}$$

In altre parole, il raggio viriale *non può diminuire* in questo scenario. In generale (e.g. Ciotti 1991) esiste una stretta proporzionalità tra r_v ed R_e, e quindi possiamo considerare valida l' eq. (3.13) anche per il raggio effettivo.

Una situazione un pò più complessa sorge se si considera la relazione tra σ_v e σ_0: una eventuale non-omologia dei prodotti e dei progenitori può influire sul rapporto σ_0/σ_v (Ciotti, Lanzoni & Renzini 1996), e inoltre la σ_0 può aumentare (anche se σ_v resta costante) per effetto di una variazione sistematica dell' anisotropia delle orbite (e quindi di σ_0) con la massa della galassia. Tuttavia vedremo come, sotto l' ipotesi di omologia dinamica dei progenitori, l' andamento di σ_v dato dall' eq. (3.11) può essere indicativo per predire il comportamento di σ_0.

3.2.1 *Equal-mass mergers*

Le equazioni (3.11) e (3.13) diventano particolarmente semplici nel caso di merging di galassie di masse uguali (*equal-mass mergers*): in tal caso, infatti, esse sono

$$\sigma^2_{v,1} = \sigma^2_{v,0}, \qquad r_{v,1} = 2r_{v,0}. \tag{3.15}$$

Se consideriamo una gerarchia di *equal mass mergers*, come quelli considerati in NCL03, indicando con $i = 0, 1....N$ il numero di merging, si ha subito:

$$\sigma^2_{v,i} = \sigma^2_{v,0}, \qquad r_{v,i} = 2^i r_{v,0}, \qquad M_{\star,i} = 2^i M_{\star,0}. \tag{3.16}$$

3.2.2 *Accretion*

Col nome *accretion* s' intende, in accordo con i modelli di cannibalismo, un tipo di gerarchia di merging secondo cui le galassie giganti si formano per accrezione di

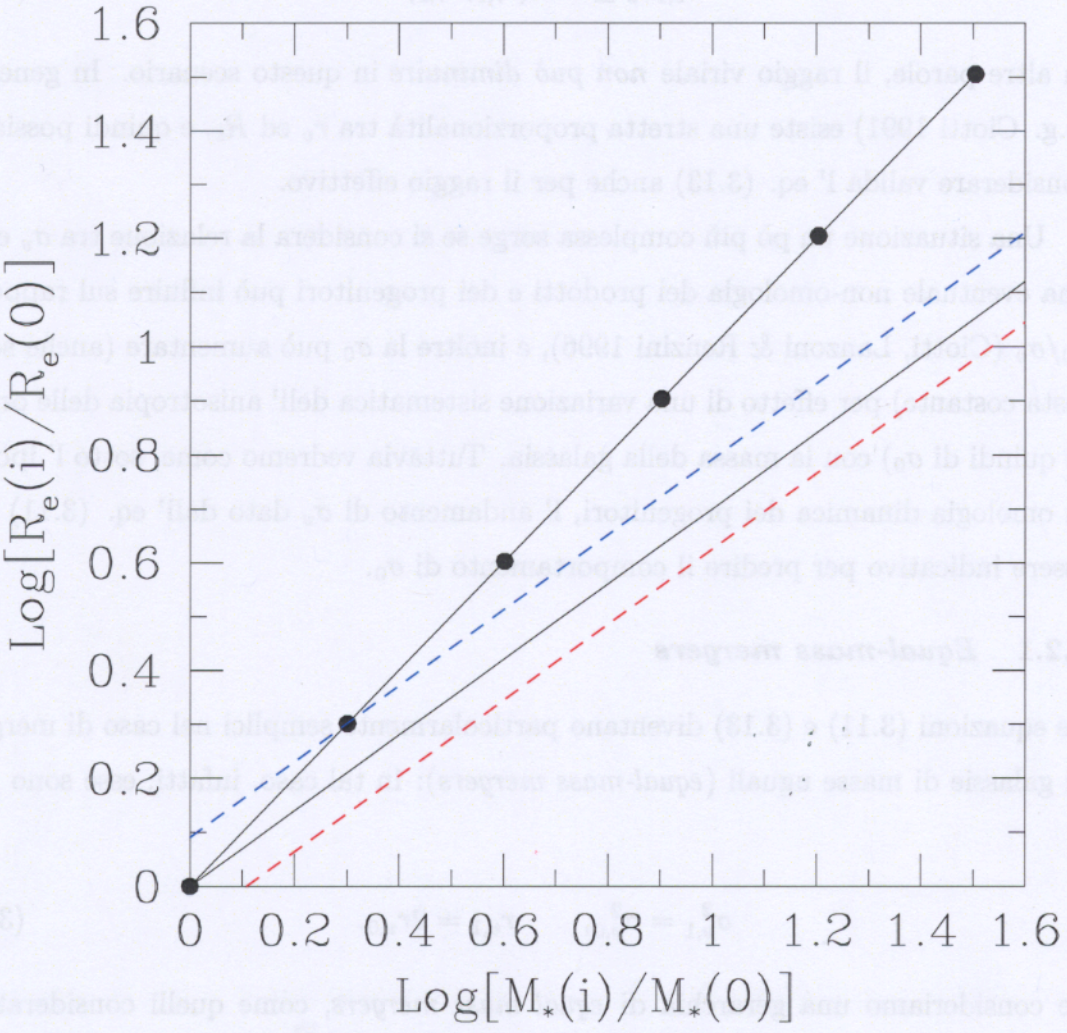


Figura 3.2: La relazione di Kormendy ottenuta in 5 steps di gerarchia di merging di galassie uguali (cerchi pieni). La linea continua indica la relazione di Kormendy osservata, e le linee tratteggiate il suo scatter ($\sim 30\%$).

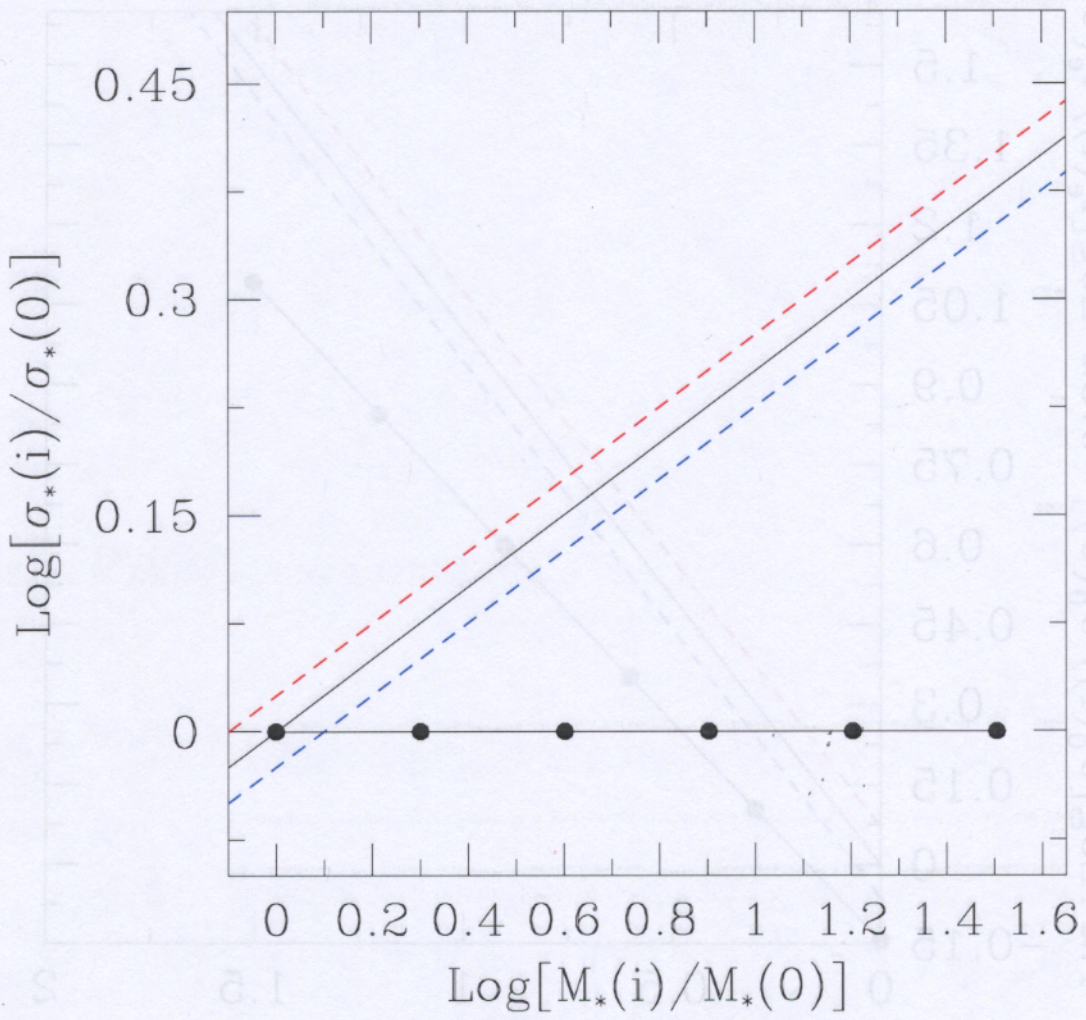


Figura 3.3: La FJ ottenuta in 5 steps di gerarchia di merging di galassie identiche (cerchi pieni): si noti come σ_v resti costante all' aumentare della massa dei prodotti. La relazione ottenuta si discosta notevolmente dalla FJ osservata (linea nera continua) e dal suo scatter (linee tratteggiate), dell' ordine del 30%.

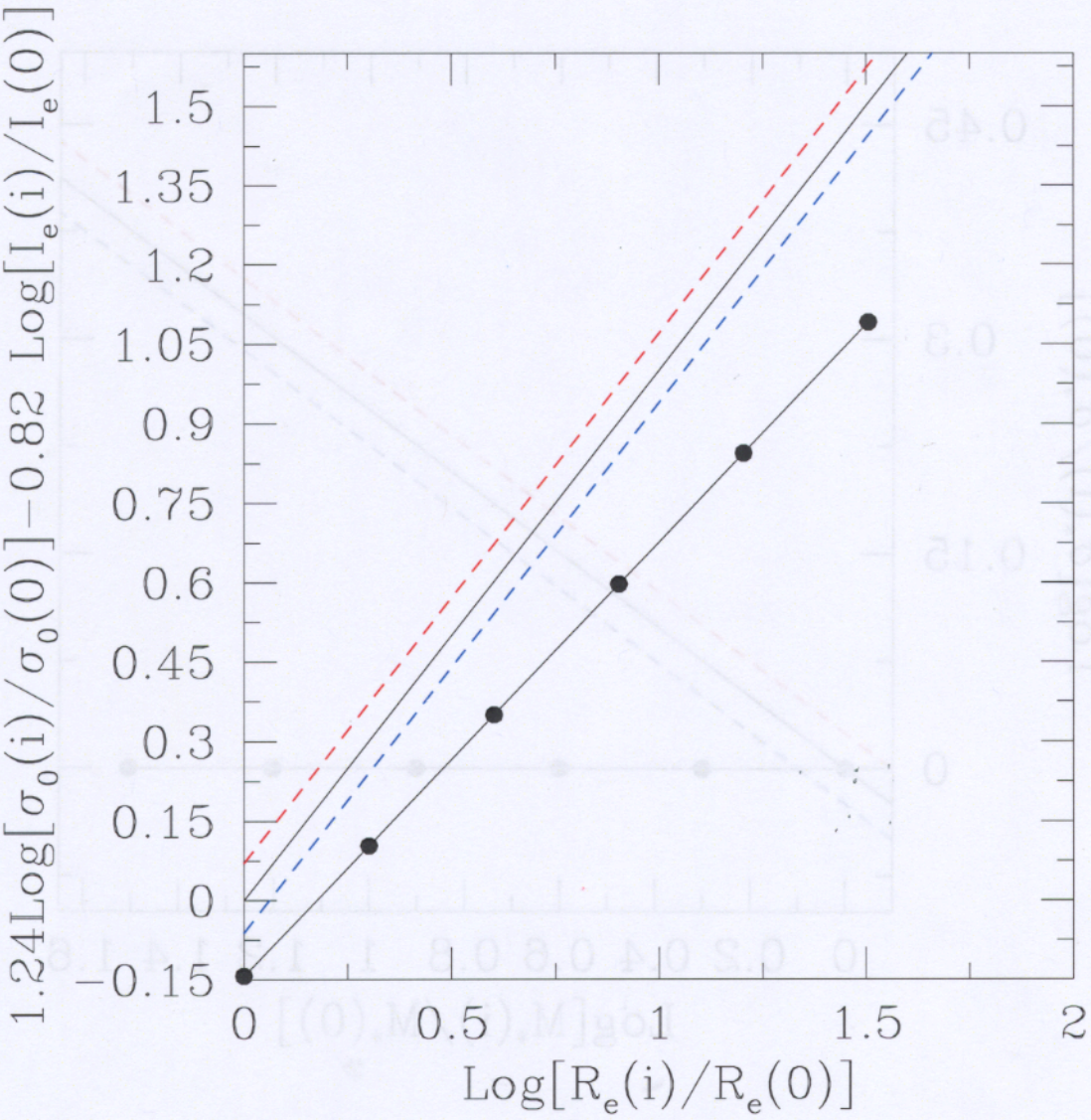


Figura 3.4: Il PF ottenuto in 5 steps di gerarchia di merging di masse uguali (cerchi pieni). La linea continua rappresenta il PF osservato con il relativo scatter (linee tratteggiate), dell' ordine del 15%.

sistemi più piccoli. Nel nostro modello, in particolare, il primo evento di merging è identico a quello del caso di masse uguali; poi, al secondo *step*, la galassia prodotto (che avrà dunque massa $M_{\star,2} = 2M_{\star,1}$) merge con una galassia di massa pari a quella della galassia progenitrice, e così via.
In tal modo il rapporto tra le masse delle galassie decresce nel tempo come $1/n$, dove n è lo step della gerarchia di merging: il prodotto del merging subisce un incremento di massa sempre minore all' aumentare di n.

Le relazioni viriali ottenute per il caso di masse uguali [cfr. l'eq. (3.11) e (3.13)], sono *indipendenti* dalla specifica storia di merging, essendo identiche le galassie iniziali. Si può mostrare facilmente che, nel caso non dissipativo, anche nel caso di *accretion* le relazioni predette sono identiche a quelle derivate nella Sez. precedente. Pertanto, utilizzando l' eq. (3.11) e l' eq. (3.13) per ottenenere le relazioni di scala, si otterranno gli stessi andamenti previsti nel caso del merging di galassie di massa uguale. L' unica differenza rispetto al caso di *equal-mass* è il maggior numero di eventi di merging necessari (30 invece di 5) per ottenere lo stesso incremento di massa (fattore ~ 32) a σ_v costante (FJ, Fig. 3.5) e lo stesso incremento di R_e con $M_\star$ (Kormendy, Fig. 3.6).

3.3 Il merging non dissipativo e le relazioni di scala

Come abbiamo visto nel Par. 3.2, nel caso di galassie identiche ad una componente, il teorema del viriale predice che:

$$\sigma_{v,i} = \sigma_{v,0}, \tag{3.17}$$

$$r_{v,i} = \frac{M_{\star,i}}{M_{\star,0}} r_{v,0}. \tag{3.18}$$

Dallo studio dell' evoluzione col merging delle grandezze r_v e σ_v è possibile ottenere delle indicazioni sugli andamenti delle osservabili σ_0 e R_e; per poter riferire le relazioni trovate per le grandezze viriali alle grandezze osservabili, è necessario ipotizzare che i progenitori ed i prodotti del merging siano sistemi omologhi, cioè

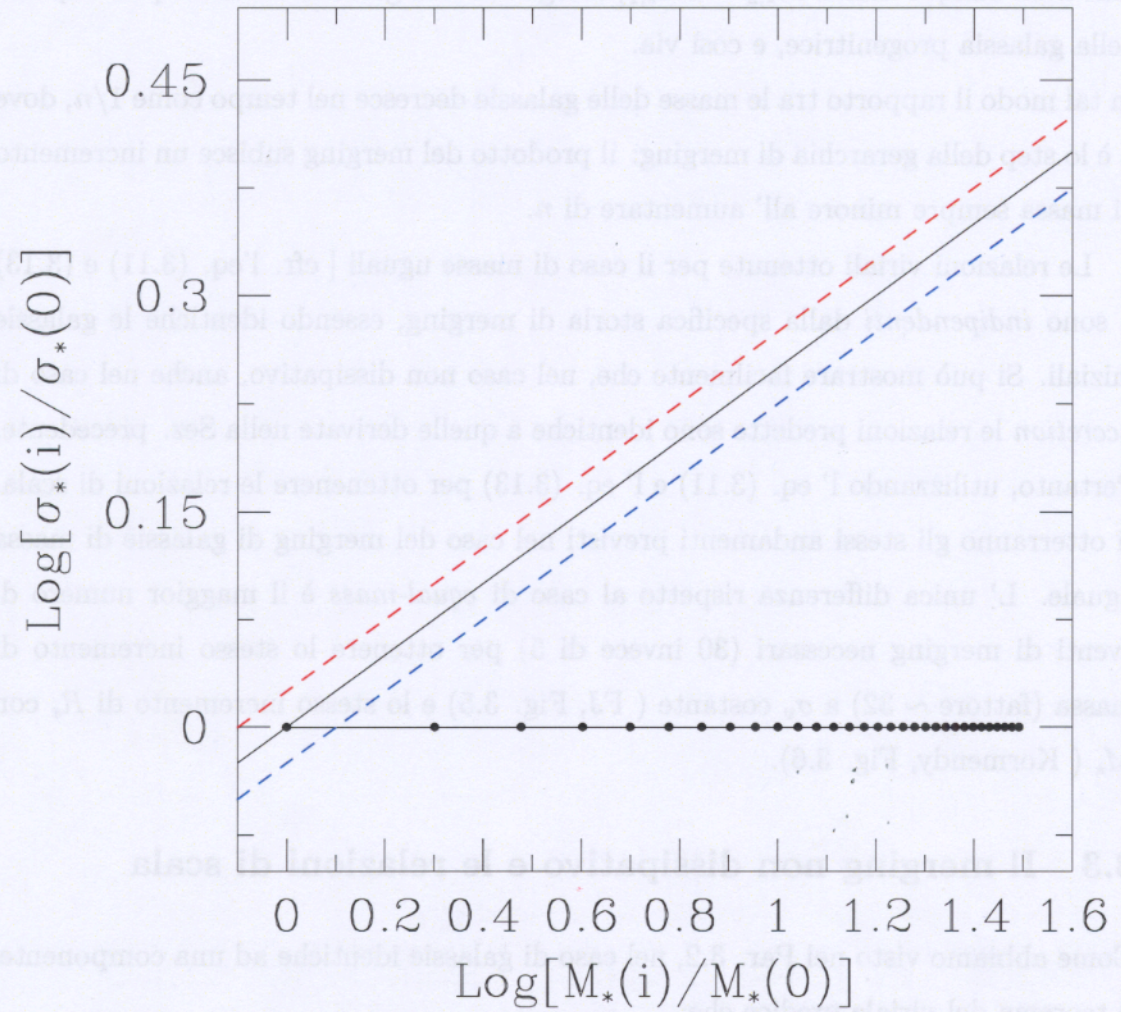


Figura 3.5: Il grafico mostra l'andamento della FJ ottenuta in 15 steps di gerarchia di *accretion* (cerchi pieni). Si noti come esso sia analogo a quello visibile in fig.3.3; l'unica differenza sta nel maggior numero di steps per ottenere lo stesso incremento di massa. La linea continua è la FJ osservata, le linee tratteggiate ne rappresentano lo scatter.

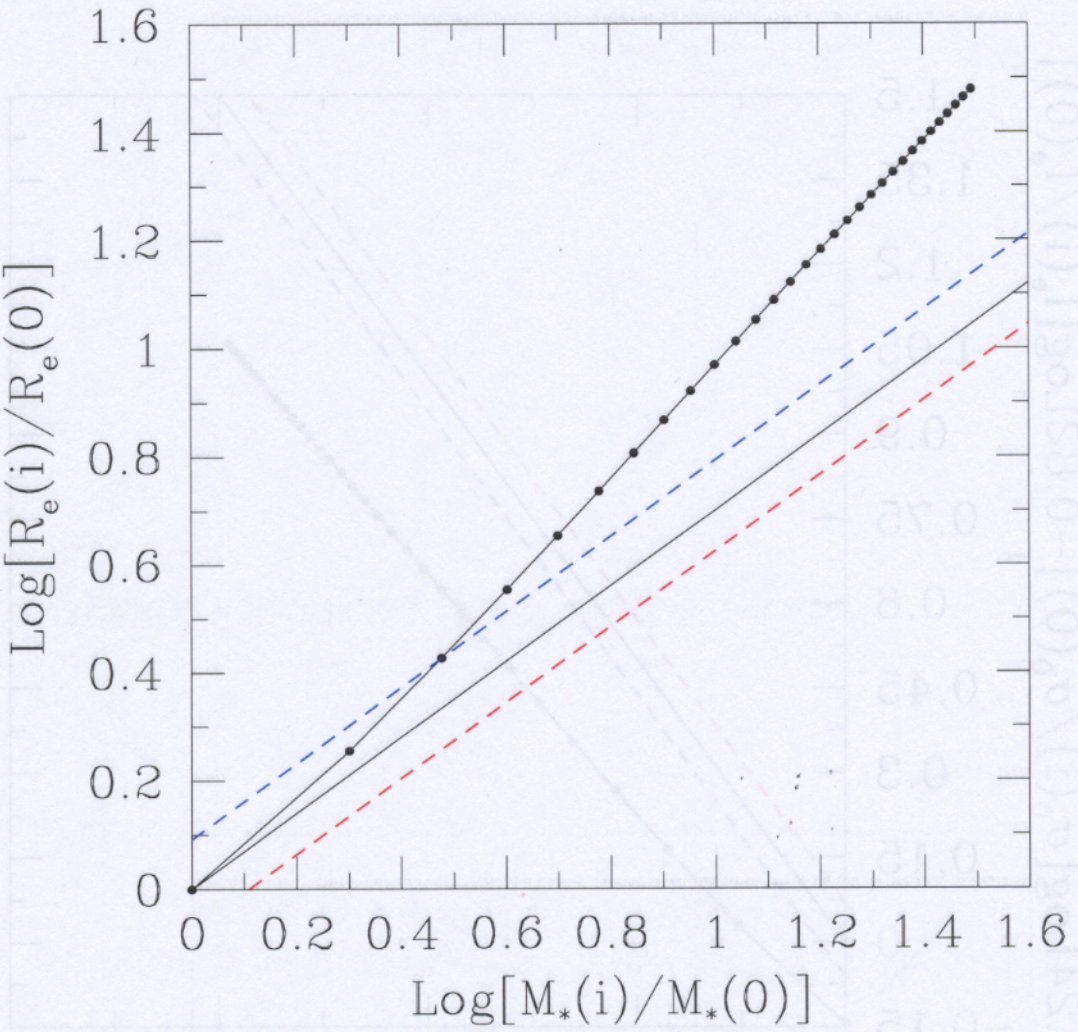


Figura 3.6: Il grafico mostra la relazione di Kormendy ottenuta tramite la gerarchia di *accretion* (cerchi pieni). L' andamento è identico a quello della fig. 3.2; lo stesso aumento di r_v qui è ottenuto in 15 steps. La Kormendy osservata è rappresentata dalla linea continua, mentre le linee tratteggiate ne indicano la dispersione.

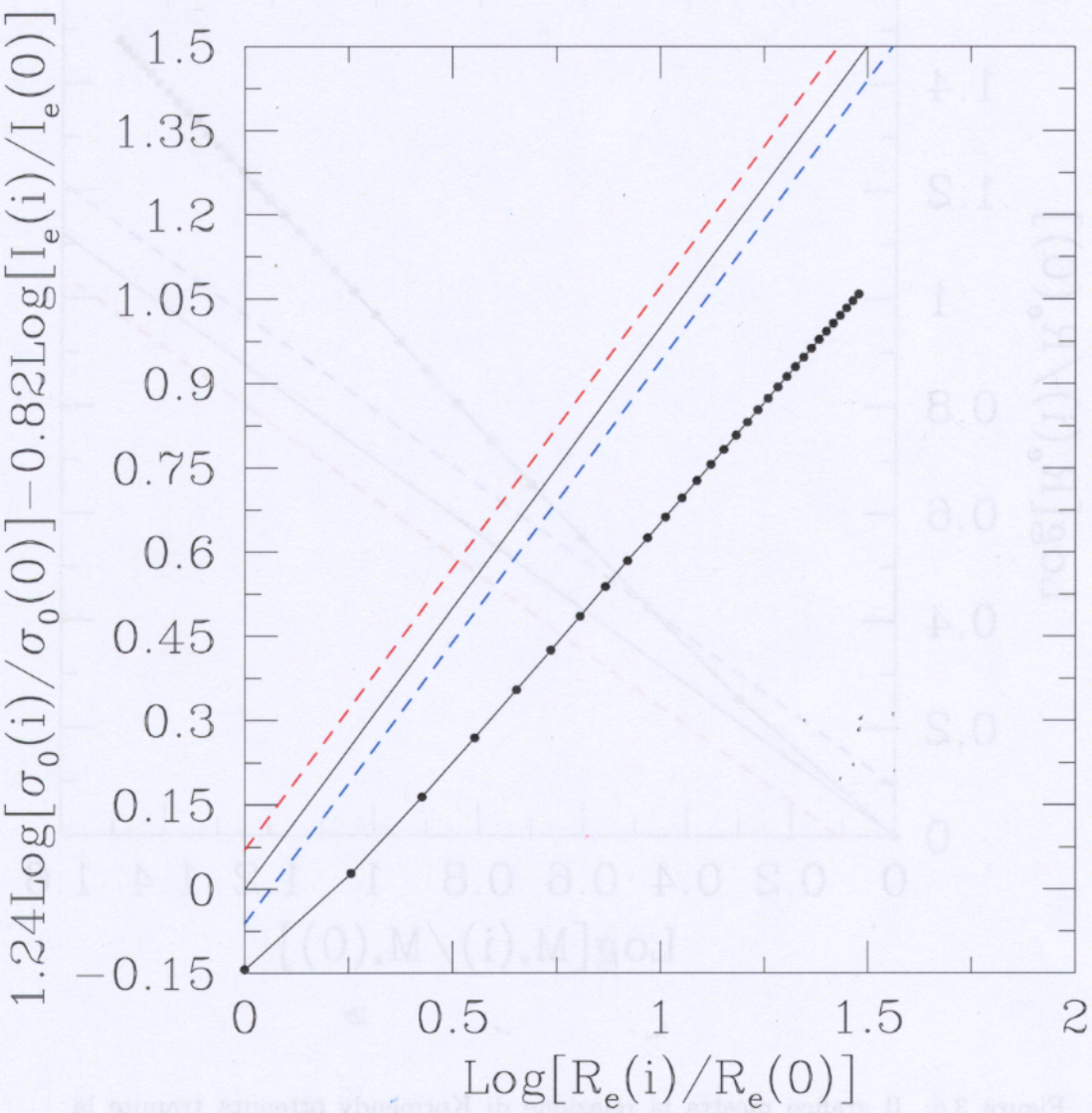


Figura 3.7: In figura è riportato il PF ottenuto nel caso di *accretion* (cerchi pieni), confrontato con il PF osservato (linea continua) e col suo scatter (tratteggi).

che abbiano la stessa struttura dinamica interna. Infatti, nei sistemi omologhi, la dispersione di velocità è sempre proporzionale all' energia cinetica per unità di massa, e all' equilibrio la loro struttura interna differisce solo per fattori di scala (Bertin, Ciotti & Del Principe 2002). Nell' ipotesi di omologia, dunque, le relazioni (3.11) e (3.13) possono essere riferite anche alle grandezze osservabili σ_0 e R_e.

Ricaviamo le relazioni di scala a partire dalle grandezze definite mediante l' eq. (3.16), e le confrontiamo le relazioni osservate, per evidenziare l' incompatibilità del merging non dissipativo con la natura delle galassie ellittiche odierne. D' ora in poi tutte le grandezze che variano durante il merging (raggio effettivo, dispersione di velocità centrale e massa stellare) sono intese normalizzate alle rispettive grandezze iniziali dei progenitori.

La Figura 3.2 mostra la relazione tra il raggio e la massa stellare (relazione di Kormendy) ottenuta in 5 merging di galassie uguali: l' andamento del raggio effettivo con la massa è di tipo lineare, ossia il raggio effettivo aumenta di un fattore ~ 32 così come la massa stellare [si veda l' eq. (3.16)]. Ciò produce una Kormendy che si discosta notevolmente da quella osservata (linea continua), con un effetto sempre più evidente all' aumentare del numero di merging. La linea continua è il luogo dei punti che rappresenta la relazione di Kormendy osservata ($R_e \propto M_\star^{1.42}$), e le linee tratteggiate ne identificano la dispersione (dell 'ordine del 30%, Kormendy 1977).

Nella Figura 3.3 è mostrata la FJ ottenuta con lo stesso tipo di gerarchia: si noti come la σ_v resti costante, come previsto dall' eq. (3.15), mentre la massa dei prodotti aumenti di un fattore ~ 32 in 5 eventi di merging [eq. (3.16)].
Tali andamenti producono una FJ nettamente diversa da quella osservata (rappresentata dalla linea continua insieme al suo scatter -linee tratteggiate-, pari a $\delta \log \sigma_0 \simeq 0.1$, che si traduce in una dispersione attorno al *best-fit* dell' ordine del 30% (Davies et al.1983)).

Il PF nell'ipotesi di omologia si può scrivere come

$$R_e \propto \sigma^{\alpha} I_e^{-\beta}, \tag{3.19}$$

in cui $\alpha = 2$ e $\beta = 1$ (Faber et al.1987).
La Fig. 3.4 mostra tale andamento (cerchi pieni), che si discoste da quello osservato (linea continua) e dal relativo scatter ($\delta = 0.085$ in $logR_e$). In altre parole, il PF ricavato è un FP "viriale", cioè non mostra il tilt osservato.

Le simulazioni N-corpi (NCL03), i cui risultati sono in accordo con gli studi condotti su campioni di galassie supergiganti (Nipoti et al.2003), mostrano le relazioni "viriali" ottenute: la Figura 3.8 riporta il risultato di simulazioni di 5 steps di merging di sistemi ad una componente, sferoidali, di massa uguale (quadrati e triangoli pieni) e 15 eventi di *accretion* (cerchi e triangoli vuoti).
I progenitori sono stati posti su orbite paraboliche, e con diversi valori del momento angolare orbitale ($L = 0$, quadrati pieni e cerchi vuoti; $L \neq 0$, triangoli pieni e vuoti). Nel pannello superiore è mostrato l' andamento della σ_v vs. la massa stellare $M_\star$: si vede come la σ_v aumenti di un fattore ~ 1.16 (e quindi come si discosti dall' andamento dato dal viriale), mentre la massa aumenta di un fattore 24.5 in 5 eventi di merging [rispetto al fattore 32 previsto dall'eq. (3.16), come si vede in Fig.3.3].

Il piccolo aumento di σ_v per un dato aumento di massa stellare, rispetto a quello predetto dal viriale, e la minor crescita della massa della galassia rispetto a quella data dall' eq. (3.16), possono essere spiegati solo attraverso la perdita di una certa frazione di massa ΔM durante il merging, espulsa dalle galassie con velocità v. Ciò produce una dispersione di velocità viriale un pò più alta di quella che si trova mediante l' eq.(3.11):

$$\sigma^2_{v,1+2} = \frac{M_1\sigma^2_{1,v} + M_2\sigma^2_{2,v} + \Delta M v^2}{M_1 + M_2 - \Delta M}, \tag{3.20}$$

in conseguenza della perdita di energia cinetica.

La Kormendy è stata ricavata in funzione del raggio medio r_m definito come il raggio che contiene metà della massa totale della galassia (correlato a r_v e quindi

a $< R_e >$), tramite un coefficiente di proporzionalità che dipende debolmente dal profilo di densità della galassia. Questo vuol dire che, anche se non vale l' ipotesi di omologia per i prodotti del merging, ci si aspetta comunque una crescita lineare del raggio effettivo $< R_e >$ con $M_\star$. Il pannello inferiore della Fig. 3.8 riproduce l' attesa della crescita lineare predetta dal viriale; al primo merger, in particolare, si nota un aumento significativo di r_m che rispecchia la variazione del profilo di densità della galassia, mentre le generazioni successive sono caratterizzate da profili di densità più simili, e quindi si muovono parallelamente alla linea. Nel pannello inferiore della Fig. 3.9 è mostrata la Kormendy ottenuta considerando l' andamento di R_e: i valori del raggio effettivo diventano troppo alti col merging, per un dato aumento di massa stellare, così come accade per r_m (e quindi per r_v).

Si noti come l' andamento dell' osservabile σ_0 rispecchi quello di σ_v (pannello superiore della Fig. 3.9): ciò produce una FJ che si discosta molto da quella osservata. Infatti σ_0 cresce ancora una volta troppo poco rispetto ai valori previsti dalla FJ per un dato aumento di massa (e ciò riflette appunto la costanza di σ_v e l' ipotesi di omologia dinamica dei progenitori).

Il PF viene riprodotto dal tipo di merging che stiamo considerando, sia nel caso di proiezione *edge-on* (cioè considerando la relazione tra R_e e una combinazione di σ_0 e di I_e), sia visto *face-on* (considerando la relazione tra I_e e σ_0), (fig. 3.10).

Il motivo per cui il PF viene riprodotto dal merging non dissipativo è insito nella "compensazione" tra l' eccessivo aumento in raggio e la costanza della dispersione di velocità, essendo il PF una relazione che combina queste due grandezze. Tale effetto perciò permette di sottolineare che la FJ e la Kormendy non rappresentano solamente delle semplici proiezioni del PF, ma contengono informazioni aggiuntive sulla struttura e sulla dinamica delle ellittiche, nonostante il loro scatter sia più alto rispetto a quello del PF.

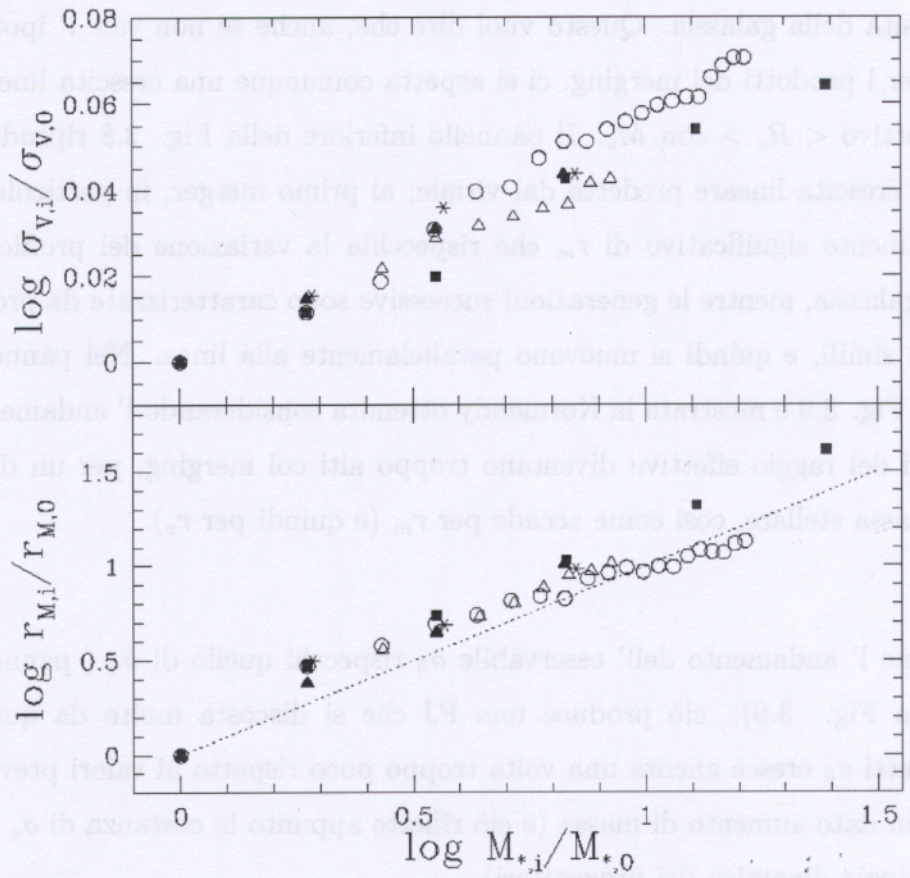


Figura 3.8: Il pannello in alto mostra la FJ "viriale" ottenuta per galassie ad una componente con momento angolare orbitale nullo (cerchi pieni) e non nullo (triangoli) (rispettivamente 5 e 3 steps di gerarchia); quello inferiore mostra, con la stessa simbologia, la Kormendy "viriale"(CNL03).

3.3.1 La massa del buco nero e la crescita della σ_0

Come abbiamo fatto per la massa stellare [eq.(3.16)], vogliamo ora scrivere un' equazione di evoluzione per la massa del buco nero (d' ora in poi BH) in maniera semplice.

A tal scopo bisogna fare delle ipotesi sulla natura del merging dei BH: questo complesso fenomeno, infatti, è a tutt' oggi di difficile comprensione; durante il merging i BH spiraleggiano verso il centro della galassia- prodotto, per effetto della

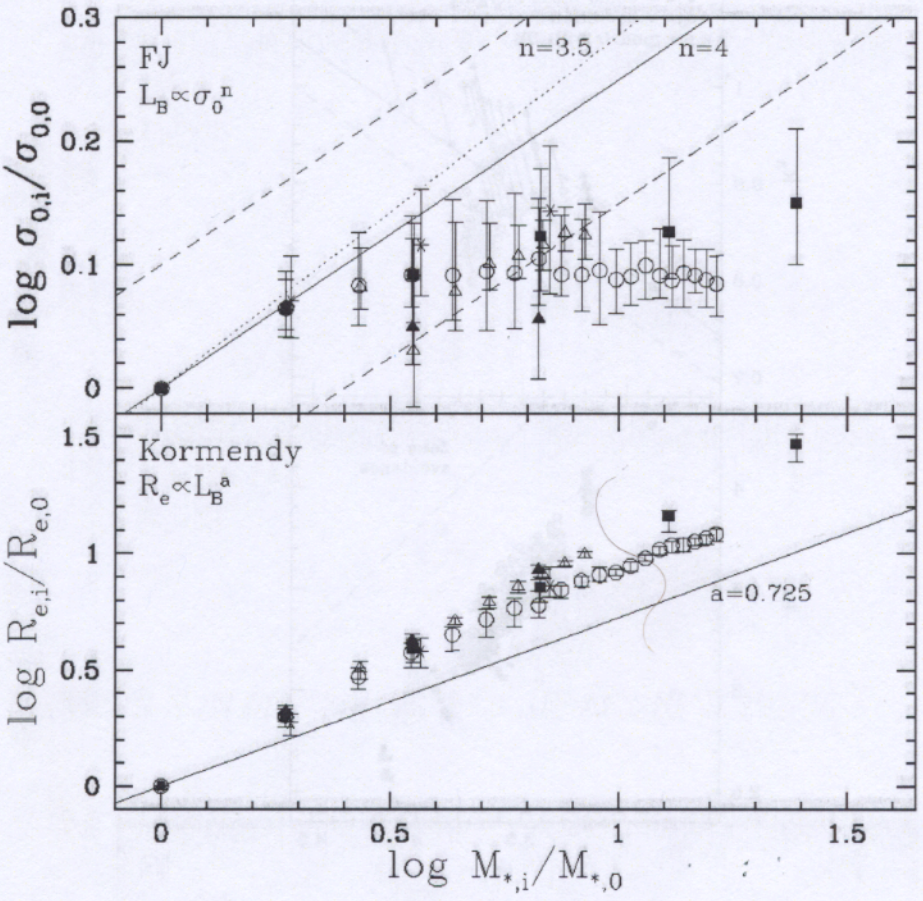


Figura 3.9: In alto è rappresentata la FJ, con due diversi valori della *slope* 3.5 e 4; in basso la Kormendy. I simboli hanno lo stesso significato che in fig.3.8.

frizione dinamica delle stelle di fondo, ma non è chiaro come si combinino le loro masse, in quanto vi è una grossa incertezza sull' energia irraggiata nel processo, collegata all' eventuale emissione di onde gravitazionali.
In maniera del tutto generale possiamo scrivere:

$$M^{\epsilon}_{BH,1} = n_1 M^{\epsilon}_{BH,0}, \tag{3.21}$$

in cui n_1 è il numero di galassie interessate dal merging, $0 < \epsilon < 2$ è un parametro libero che determina il tipo di addizione delle masse (i valori di $\epsilon < 1$ non sono

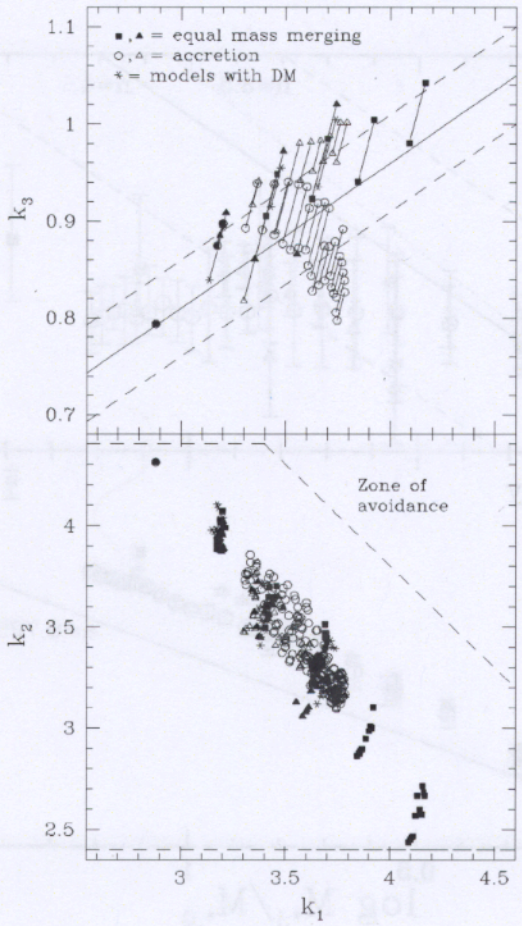


Figura 3.10: Il PF visto *edge-on* (in alto) e *face on* (in basso), CNL03.

fisicamente verosimili, e.g. CvA01) tale che per $\epsilon = 2$ si ha il cosiddetto merging radiativo ad efficienza massima (ME), che corrisponde alla relazione area-entropia valida per i BH (Hawking 1976, Peacock 1999), mentre ponendo $\epsilon = 1$ si cade nel caso di combinazione classica delle masse, cioè non si tiene conto dell' eventuale emissione di onde gravitazionali.

Per senplicità consideriamo quest' ultimo caso, e pertanto, nel merging di due galassie identiche si ha:

$$M_{BH,i} = 2^i M_{BH,0}. \tag{3.22}$$

Confrontando quest' espressione con l' eq. (3.16) si vede facilmente che

$$\frac{M_\star}{M_{BH}} = cost, \tag{3.23}$$

per cui, ponendo $cost = \mu = 1.3 \times 10^{-3}$, risulta evidente che la relazione di Magorrian è mantenuta. L' altra importante relazione che interessa i BH ospiti delle ellittiche, più "stretta" della Magorrian, è la relazione

$$M_{BH} = \sigma_0^\alpha, \tag{3.24}$$

in cui $3.75 < \alpha < 4.8$ (Gebhardt et al.2000, Ferrarese & Merritt 2001).
Per esplorare la compatibiltà di questa relazione con lo scenario di merging fin qua presentato, si possono innanzitutto fare delle considerazioni generali.

Dopo il merging (quando i prodotti sono di nuovo all' equilibrio viriale), la presenza di un buco nero al centro della galassia non altera l' andamento della σ_0. Infatti il raggio d' influenza del buco nero risulta di un ordine di grandezza inferiore al raggio effettivo $< R_e >$ [1] e σ_0, lo ricordiamo, è la dispersione di velocità proiettata entro $< R_e > /8$. Inoltre, visto che l' evoluzione della massa del buco nero col merging è analoga a quella della massa stellare [eq.(3.16) e (3.22)], ci si aspetta un' analogia tra l' andamento della FJ e quello della $M_{BH} - \sigma_0$, sia nel caso di *equal-mass* che in quello di *accretion*: neanche la $M_{BH} - \sigma_0$ è pertanto riprodotta da questo scenario.

Un' ulteriore difficoltà che lo scenario di merging non dissipativo comporta è quella di conciliare la relazione $M_{BH} - \sigma_0$ col PF e con la FJ: infatti, se si assume che le galassie ellittiche si siano formate per merging non dissipativo, queste tre relazioni di scala risultano incompatibili tra di loro. In particolare il problema risiede nell'

[1] per valori tipici di $M_{BH} = 10^8 M_\odot$ e $\sigma_0 = 200 Kms^{-1}$ (Tremaine et al.2002)

andamento di R_e con σ_0 (CvA 01): se vale la $M_{BH} - \sigma_0$ e la FJ, e i prodotti del merging stanno sul PF, allora, per l' eq. (3.21), si ha anche

$$R_e \propto \sigma_0^{1.26\epsilon\alpha - 1.82}. \tag{3.25}$$

Questa relazione è rappresentata in Fig.3.11 per diversi valori della coppia (ϵ, α): gli andamenti del raggio effettivo con la dispersione di velocità si trovano ben al di sopra della linea di *best-fit* (linea continua). Infatti R_e aumenta molto con σ_0: perchè valga la FJ, all' incremento di σ_0 ne deve corrispondere uno di L: se le galassie prodotte dal merging stanno sul PF, allora l'aumento di L causa un corrispondente aumento in R_e.

Abbiamo dunque finora evidenziato come l' andamento delle grandezze osservabili delle ellittiche (σ_0, R_e) rifletta quello delle rispettive grandezze dinamiche viriali (σ_v e r_v) e come questo comporti, nel modello di merging di galassie ad una componente, l' impossibilità di riprodurre le leggi di scala osservate (FJ, Kormendy, $M_{BH} - \sigma_0$). Solamente il FP viene mantenuto da questo scenario, a suggerire una sorta di "compensazione" tra la eccessiva crescita di R_e nel merging, contrapposta all' andamento costante di σ_v (o al piccolo aumento di σ_0). Risulta quindi evidente come la crescita della σ_0, insieme ad una diminuzione della crescita di R_e, sia necessaria, nella direzione indicata dalle relazioni di scala.

L' idea centrale di questa Tesi è pertanto quella di generalizzare il modello di merging gerarchico, introducendo una fase dissipativa che possa provocare un aumento della dispersione di velocità e una diminuzione della crescita del raggio effettivo, come richiesto dalle relazioni di scala finora esaminate.

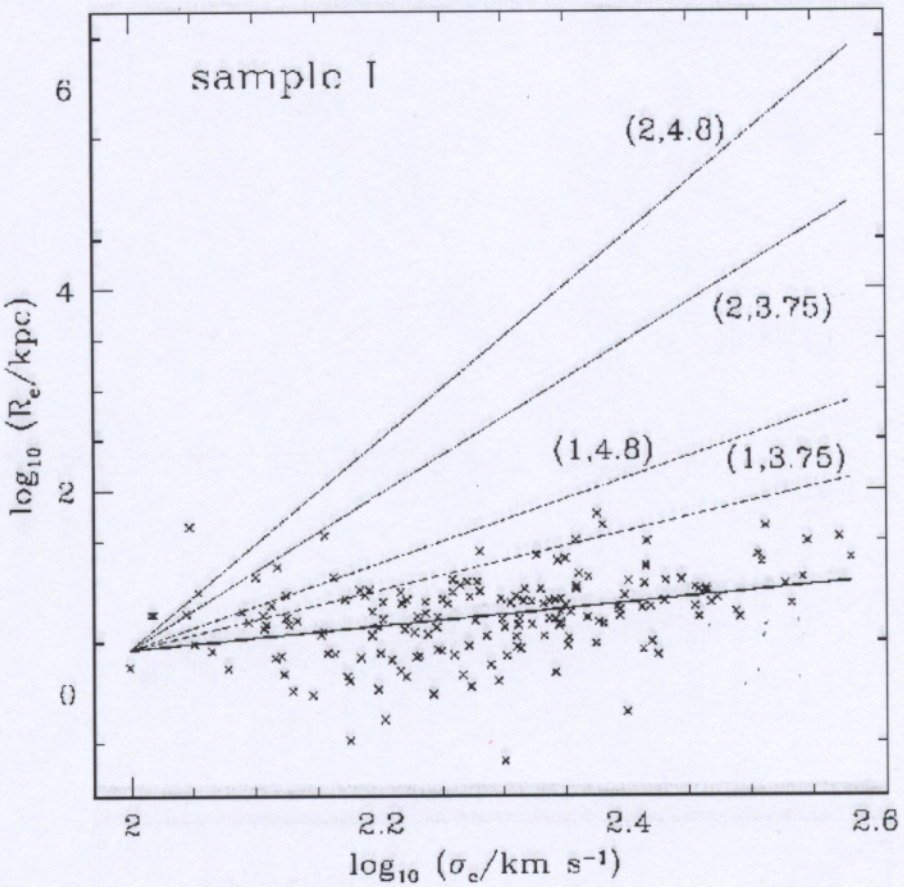


Figura 3.11: Il piano logaritmico (R_e, σ_0) ottenuto per un campione di 170 galassie. Le linee rappresentano i diversi andamenti per le varie coppie dei valori (ϵ, α).

Capitolo 4

Il merging con gas

In questo Capitolo sviluppiamo l' idea centrale del lavoro di Tesi, che è quella di considerare le galassie ellittiche che partecipano ad un merging come sistemi a due componenti, formati da una componente stellare ed una gassosa. Questo perchè la necessità di considerare il merging dissipativo (e quindi un modello analitico che possa descriverlo), sorge dal fallimento del merging non dissipativo nel riprodurre gli andamenti delle relazioni di scala delle ellittiche. Attraverso il modello che sviluppiamo in questo Capitolo otteniamo nuove equazioni per l' evoluzione di σ_v^2, r_v, delle masse $M_\star$ e M_{BH}. Con tali relazioni ricaveremo le relazioni *sintetiche* FJ, Kormendy, $M_{BH} - \sigma_0$ ed il PF prodotti dal merging dissipativo, sia nel caso di *equal mass mergers* che nel caso di gerarchia di *accretion*. Tali relazioni saranno poi confrontate con quelle osservate. Per effetto della dissipazione i vari episodi di merging sono caratterizzati anche da formazione stellare ed accrescimento sul BH centrale. Tali processi dissipativi sono tra l' altro di particolare interesse per spiegare l' esistenza dei Nuclei Galattici Attivi (AGN), la cui attività è certamente connessa con l' accrescimento di grosse masse di gas da parte dei BH presenti nei *core* delle galassie ellittiche.

4.1 Merging con gas non dissipativo

Iniziamo esplorando lo scenario in cui le galassie progenitrici siano sistemi a due componenti, formati cioè da massa stellare e gassosa, e in cui, durante il merging, non vi sia alcuna fase dissipativa. Tale situazione chiaramente non è realistica, però permette di introdurre vari concetti che saranno utili in seguito. In particolare, mostreremo come l' assenza di dissipazione non produca alcun effetto sugli andamenti delle grandezze dinamiche e strutturali della galassia prodotto del merging, rispetto a quelli dati dal merging non dissipativo di galassie progenitrici ad una componente.

L' assunzione fondamentale necessaria per l' impostazione del modello è quella di **distribuzione parallela** tra fase gassosa e stellare in ogni istante. Ovvero,

1. il gas ha la stessa distribuzione di densità delle stelle;
2. è in equilibrio idrostatico non autogravitante nella stessa buca di potenziale delle stelle.

Questa assunzione permette di calcolare agevolmente l' energia cinetica e potenziale del sistema, da cui, come abbiamo visto nel Cap.3, si possono ricavare la dispersione di velocità viriale σ_v^2 e il raggio viriale r_v prodotti dal merging. Le condizioni iniziali del problema sono quelle considerate nel caso di *dry mergers*: il merging è parabolico e i prodotti del merging sono sistemi a due componenti virializzati.

4.1.1 *Equal mass mergers*

Le condizioni aggiuntive 1) e 2) sopra descritte che introduciamo nel caso di progenitori a due componenti, e che scaturiscono direttamente dall' ipotesi di distribuzione parallela, permettono di legare la massa, la densità ed il potenziale del gas alle corrispettive quantità della componente stellare attraverso semplici relazioni di proporzionalità. In ciascuna galassia infatti, come immediata conseguenza del punto 1) si può scrivere per la densità del gas

$$\rho_g = \alpha\rho_\star \qquad (\alpha > 0), \tag{4.1}$$

da cui

$$M_g = \alpha M_\star, \tag{4.2}$$

dove M_g è la massa di gas della galassia, ρ_g la densità di gas e $\rho_\star$ la densità delle stelle.

Inoltre, come ben noto, ogni distribuzione di densità ρ genera un potenziale Φ gravitazionale descritto attraverso l' equazione di Poisson:

$$\bigtriangledown^2\Phi = 4\pi\rho G. \tag{4.3}$$

Nel nostro caso l' eq. (4.3) vale sia per il potenziale delle stelle che per quello del gas, e dall' eq.(4.2) si ha quindi

$$\Phi_g = \alpha\Phi_\star. \tag{4.4}$$

L' energia totale di ciascuna galassia è inoltre

$$E_{tot} = T_\star + T_g + W, \tag{4.5}$$

dove $T_\star$ è l' energia cinetica totale delle stelle [si veda l' eq. (3.2)], T_g è l' energia interna totale del gas (per la quale troveremo l' espressione più avanti), e W è l' energia gravitazionale dell' intero sistema stelle + gas, ovvero

$$W = \frac{1}{2}\int (\rho_\star + \rho_g)(\Phi_\star + \Phi_g)d^3\mathbf{x}. \tag{4.6}$$

Tenendo presente l' eq.(4.4), l' eq. (4.6) può essere scritta come

$$W = \frac{(1+\alpha)^2}{2}\int \rho_\star\Phi_\star d^3\mathbf{x}, \tag{4.7}$$

da cui

$$E_{tot} = T_\star + T_g + (1+\alpha)^2 U_\star, \tag{4.8}$$

dove $U_\star$ è l' autoenergia gravitazionale delle sole stelle

$$U_\star = \frac{1}{2}\int \rho_\star \Phi_\star d^3\mathbf{x}. \tag{4.9}$$

Come per l' energia gravitazionale, anche l' energia termica del gas, T_g, può essere espressa in termini di energia cinetica stellare. In generale, l' energia termica (per unità di volume) di un gas monoatomico ideale è data da

$$\mathcal{U}_g = \frac{3}{2}P = \frac{3}{2}\frac{k_B \rho_g T}{\mu m_H}, \tag{4.10}$$

dove P è la pressione del gas, k_B è la costante di Boltzmann, T la temperatura, μ è il peso molecolare medio e m_H la massa dell' atomo di idrogeno.

L' ipotesi fondamentale per il modello di merging a due componenti che stiamo considerando è che in ogni merging il gas sia in equilibrio e posto nella stessa buca di potenziale delle stelle (distribuzione parallela): quest' ipotesi permette di combinare l' equazione di Jeans (si veda l' Appendice B) valida per la componente stellare nell' ipotesi di simmetria sferica delle galassie

$$\frac{d\rho_\star \sigma_\star^2}{dr} = -\rho_\star \frac{d\Phi_{tot}}{dr} = -(1+\alpha)\rho_\star \frac{d\Phi_\star}{dr}, \tag{4.11}$$

[si veda l' eq. (4.4)], con quella dell' equilibrio idrostatico valida per il gas (cfr. Appendice C):

$$\frac{dP}{dr} = -\rho_g \frac{d\Phi_{tot}}{dr} = -\alpha(1+\alpha)\rho_\star \frac{d\Phi_\star}{dr} \tag{4.12}$$

ottenendo, grazie alla relazione (4.1), la fondamentale identità

$$P = \alpha \rho_\star \sigma_\star^2. \tag{4.13}$$

Sostituendo quest' equazione nell' eq. (4.10) ed integrando su tutto il volume della galassia si ha che

$$T_g = \int \mathcal{U}_g d^3\mathbf{x} = \alpha T_\star, \tag{4.14}$$

cosicchè l' eq.(4.8) divene infine

$$E_{tot} = (1+\alpha)T_\star + (1+\alpha)^2 U_\star. \tag{4.15}$$

In altre parole, attraverso l' ipotesi di distribuzione parallela abbiamo potuto esprimere l' energia totale del sistema soltanto attraverso le proprietà stellari e la costante di proporzionalità α.

Come abbiamo fatto per il modello di merging non dissipativo, ricaviamo le espressioni per $\sigma^2_{v,1+2}$ e $r_{v,1+2}$ utilizzando il Teorema del Viriale. In questo caso abbiamo bisogno del teorema del viriale per un sistema a due componenti (si veda l' Appendice A). Per la sottocomponente stellare si ha in particolare

$$2T_\star = -U_\star - W_{\star g}, \tag{4.16}$$

dove $U_\star$ è, al solito, definita dall' eq.(4.9), e

$$W_{\star,g} \equiv \int < \mathbf{x}, \nabla\Phi_g > \rho_\star d^3\mathbf{x} \tag{4.17}$$

è il termine di interazione viriale delle due componenti (stelle - gas), che si può scrivere, grazie all' eq. (4.4)

$$W_{\star g} = \alpha U_\star, \tag{4.18}$$

da cui l' equazione (4.16) diviene

$$2T_\star = -(1+\alpha)U_\star. \tag{4.19}$$

Utilizzando quest' espressione, l' eq.(4.8) diventa

$$E_{tot} = -(1+\alpha)T_\star = \frac{1}{2}(1+\alpha)^2 U_\star, \tag{4.20}$$

che è analoga alla relazione trovata per il merging non dissipativo di sistemi ad una componente [si veda l' eq. (3.7)], per cui possiamo affermare che, sotto le ipotesi di α costante e di distribuzione parallela mantenute in entrambi i sistemi ad ogni merging, il caso di merging non dissipativo di galassie a due componenti, di masse $M_1 = (1+\alpha)M_{1,\star}$ e $M_2 = (1+\alpha)M_{2,\star}$, si riduce al caso di merging di sistemi ad una sola componente. Rimane pertanto valida la proprietà dei *dry mergers* parabolici [si veda il Cap.3]

$$\sigma^2_{\star v,1+2} \leq \max(\sigma^2_{\star \mathrm{v},1}, \sigma^2_{\star \mathrm{v},2}), \tag{4.21}$$

e

$$r_{v,1+2} \geq \min(\mathrm{r_{v,1}}, \mathrm{r_{v,2}}). \tag{4.22}$$

Le equazioni di evoluzione della massa stellare e del BH sono, ovviamente, uguali a quelle già trovate per il merging non dissipativo; nel caso di combinazione classica delle masse dei BH [si veda il Cap.3] si ha, allo step i della gerarchia

$$M_{\star,i} = 2^i M_{\star,0}, \qquad M_{BH,i} = 2^i M_{BH,0}, \tag{4.23}$$

mentre, nel caso di merging non dissipativo, la massa gassosa evolve secondo l' equazione ricorsiva

$$M_{g,i} = 2^i (1+\alpha)^i M_{\star,0}. \tag{4.24}$$

Abbiamo quindi visto come il merging non dissipativo di galassie a due componenti non predice nulla di nuovo rispetto al caso di sistemi ad una componente:

nell' ipotesi di distribuzione parallela mantenuta dai sistemi ad ogni merging, le grandezze viriali del prodotto del merging non vengono modificate dalla presenza della componente gassosa, che può anche essere interpretata come una componente di materia oscura.

4.1.2 Merging con masse diverse

Generalizzando il risultato appena trovato, se le masse delle galassie M_1 e M_2 sono diverse, dopo il merging si ha una variazione di α data da

$$\alpha_f = \frac{M_{g,1} + M_{g,2}}{M_{\star,1} + M_{\star,2}} = \frac{\alpha_1 M_{\star,1} + \alpha_2 M_{\star,2}}{M_{\star,1} + M_{\star,2}}, \tag{4.25}$$

e, ripetendo il discorso fatto nel caso di galassie di masse uguali, si ricava la dispersione di velocità viriale prodotta dal merging:

$$\sigma^2_{\star,f} = \frac{(1+\alpha_1)M_{\star,1}\sigma^2_{\star,1} + (1+\alpha_2)M_{\star,2}\sigma^2_{\star,2}}{(1+\alpha_1)M_{\star,1} + (1+\alpha_2)M_{\star,2}} \leq \max(\sigma^2_{\star,1}, \sigma^2_{\star,2}), \tag{4.26}$$

mentre per il raggio viriale si ha:

$$r_{v,f} = \frac{[(1+\alpha_1)M_{\star,1} + (1+\alpha_2)M_{\star,2}]^2}{\frac{[(1+\alpha_1)M_{\star,1}]^2}{r_{v,1}} + \frac{[(1+\alpha_2)M_{\star,2}]^2}{r_{v,2}}} \geq \min(\mathrm{r_{v,1}}, \mathrm{r_{v,2}}), \tag{4.27}$$

ossia si conservano ancora una volta le proprietà dei *dry mergers* parabolici.

4.2 Il merging dissipativo

Dopo aver visto che l' introduzione di una componente gassosa nei sistemi considerati nel nostro modello nel caso non dissipativo non altera i risultati ottenuti dal merging non dissipativo di sistemi ad una componente, generalizziamo finalmente il modello introducendo la dissipazione del gas.

Da un punto di vista qualitativo, durante il merging gas innesca una serie di "eventi a catena" che non sono di facile comprensione, dal momento che coinvolgono un gran numero di fenomeni fisici: a causa dello scontro tra le galassie, si creano onde d' urto che comprimono il gas e lo riscaldano fino a che, nelle regioni più dense, esso forma nuove stelle. Infatti il tempo di raffreddamento del gas è $t_{cooling} \propto 1/\rho$, cioè diminuisce nelle regioni a maggiore densità: il raffreddamento è quindi più rapido nelle zone interne della galassia, piuttosto che in quelle esterne. Inoltre, siccome in generale il *rate* di formazione stellare $\Phi(t)$ dipende dalla quantità di gas convertito in stelle:

$$\Phi(t) = -\frac{d\rho_g}{dt}, \tag{4.28}$$

(ρ_g è al solito la densità del gas), si ha che l' aumento di massa stellare per effetto della dissipazione del gas è più rapido nel centro.delle galassie, e questo spiega l' aumento della densità centrale nello spazio delle fasi. Gli effetti di tale aumento sono stati presentati in un recente lavoro (Robertson & Hernquist 2005), che ha permesso di evidenziare come la dissipazione gichi un ruolo di fondamentale importanza nel merging di galassie per spiegare le relazione di scala delle ellittiche, ed in particolare per riprodurre il tilt del PF.

Durante il merging di galassie ellittiche con gas, inoltre, grandi quantità di gas cadono nelle regioni centrali, ove risiedono buchi neri supermassicci (SMBH, $M_{BH} \sim 10^6 \div 10^9 M_\odot$). Si ritiene che tale processo sia alla base dell 'elevata emissione energetica prodotta dagli AGN (Active Galactic Nuclei), in quanto altri processi di emissione non riescono a rendere conto dell' elevata energia osservata. Definendo

L l' emissione di energia per unità di tempo dell' oggetto che accresce, detta $\dot{M}$ la corrispondente massa accresciuta per unità di tempo, si ha

$$L = \beta \dot{M} c^2, \tag{4.29}$$

in cui β è l' efficienza, e c è la velocità della luce. L' accrescimento di gas su una buca di potenziale profonda, quale la buca di potenziale delle ellittiche, è un processo in cui possono essere raggiunte efficienze dell' ordine di $\beta \sim 0.1$, che è l' efficienza richiesta dagli AGN più luminosi. Il problema dell' accrscimento del SMBH centrale che viene alimentato dal gas in caduta è ben descritto dal modello di accrescimento di Bondi (Bondi 1952). Cadendo, il gas viene compresso, ed emette a causa dell' aumento della temperatura. La radiazione emessa interagisce con il gas in accrescimento, alterandone lo stato termico; se l' interazione tra radiazione emessa ed elettroni del fluido in caduta sul BH è di scattering Thomson, si può definire la luminosità di Eddington

$$L_{EDD} \sim \frac{G M_{BH} c m_p}{\sigma_T}, \tag{4.30}$$

dove G é la costante di gravitazione universale, m_p la massa del protone e σ_T la sezione d' urto Thomson. Nel caso in cui

$$L = \beta \dot{M} c^2 \approx L_{EDD}, \tag{4.31}$$

l' attrazione gravitazionale del BH viene bilanciata dalla pressione di radiazione e l' accrescimento si interrompe. La luminosità di Eddington pertanto può essere considerata una luminosità "limite", al di sotto della quale avviene l' accrescimento del BH da parte del gas.

4.2.1 Il modello

Nel nostro modello la dissipazione del gas è introdotta tramite il parametro η scelto in modo tale che il valore $\eta = 0$ riconduce al caso non dissipativo. Abbiamo scelto

di descrivere la dissipazione del gas in modo tale che ad ogni evento di merging un' arbitraria frazione di massa gassosa, η, alimenti la formazione stellare, mentre una frazione $\eta\mu$ accresca il buco nero centrale (e il parametro η è mantenuto costante in ogni merging). Le nuove equazioni per l' evoluzione della massa stellare e del BH possono essere scritte tenendo conto dei processi dissipativi come segue: la massa stellare del prodotto del merging è data da

$$M_{\star,f} = M_{\star,1} + M_{\star,2} + \eta(M_{g,1} + M_{g,2}), \tag{4.32}$$

cioè, oltre che dalla somma delle masse delle galassie progenitrici, anche dal contributo della dissipazione del gas.

L' evoluzione della M_{BH} costituisce un problema molto delicato, di cui abbiamo già parlato nel Cap.3. Supponendo, come abbiamo fatto nel caso di merging non dissipativo, che le masse dei BH si addizionino in maniera classica (cioè senza emissione di onde gravitazionali, si veda però CvA 01), possiamo scrivere

$$M_{BH,f} = M_{BH,1} + M_{BH,2} + \mu\eta(M_{g,1} + M_{g,2}), \tag{4.33}$$

cioè la M_{BH} prodotta dal merging è data dalla somma delle masse dei BH delle galassie progenitrici e dal termine "di sorgente" $\mu\eta(M_{g,1} + M_{g,2})$ che tiene conto della massa di gas accresciuta sul BH.

La massa del gas della galassia prodotto è perciò

$$M_{g,f} = M_{g,1} + M_{g,2} - \eta(1+\mu)(M_{g,1} + M_{g,2}), \tag{4.34}$$

$$\tag{4.35}$$

in cui $\eta(1+\mu)(M_{g,1} + M_{g,2})$ è ovviamente la massa totale di gas dissipata.

Dall' eq.(4.32) e (4.34), si può trovare immediatamente l' espressione che descrive l' andamento nel merging della frazione di gas:

$$\alpha_f = \frac{M_{g,f}}{M_{\star,f}} = \frac{[1-\eta(1+\mu)](\alpha_1 M_{\star,1} + \alpha_2 M_{\star,2})}{(1+\eta)(\alpha_1 M_{\star,1} + \alpha_2 M_{\star,2})}. \tag{4.36}$$

Nel caso di *equal mass mergers*, a partire da queste equazioni, è possibile scrivere delle formule di ricorrenza per l' evoluzione delle masse: infatti, se le galassie iniziali sono uguali per la massa stellare si ha dopo il merging

$$M_{\star,i+1} = 2M_{\star,i} + 2\eta M_{g,i} = 2(1+\alpha_i\eta)M_{\star,i}. \tag{4.37}$$

Per risolvere questa equazione consideriamo l' equazione di ricorrenza per la massa del gas M_g:

$$M_{g,i+1} = 2M_{g,i} - 2(1+\mu)\eta M_{g,i} = 2(1-\eta-\eta\mu)M_{g,i}, \tag{4.38}$$

che può essere facilmente risolta per induzione ponendo $A \equiv 2(1-\eta-\eta\mu)$:

$$M_{g,i} = A^i M_{g,0}. \tag{4.39}$$

Si ha subito che:

1. se $\eta = 1/2$, $(\mu \ll 1)$, $M_g(i) = cost$, ossia si ottiene il caso particolare in cui ad ogni merging metà della massa in gas dei progenitori forma massa stellare e accresce il buco nero delle galassie prodotto, e metà resta in gas;

2. se $\eta \ll 1/2$, $M_g(i) = 2^i M_g(0)$, cioè la massa del gas della galassia- prodotto cresce col merging: bisogna considerare che in tale regime $M_\star$ continua a crescere nel merging (mentre diminuisce $\frac{M_g(i)}{M_\star(i)}$);

3. perchè il merging dissipativo possa risultare compatibile con la quantità di gas osservabile oggi nelle ellittiche, dev' essere $\eta > 1/2$. Solo questi valori infatti

rendono $M_{g,i}$ una funzione decrescente di i [cfr. eq. (4.39)]. In particolare per $A = 0$ si ottiene un limite superiore per il valore del parametro η: si ha infatti $\eta_{max} = (1/1 + \mu)$.

Per ricavare l' equazione di evoluzione della massa stellare, si sostituisce l' eq. (4.39) nell' eq. (4.37), e tenendo presente l' eq.(4.2), si ottiene infine

$$M_{\star,i} = \left(2^i + 2\eta\alpha_0 \frac{A^i - 2^i}{A-2}\right) M_{\star,0}, \tag{4.40}$$

che permette di calcolare l' andamento di $M_{\star,i}$, note la massa stellare e la massa gassosa iniziale, a fissato η.

Confrontando l' eq. (4.37) con l' eq. (4.39) si ottiene l' andamento di α col merging:

$$\alpha_i = \frac{A^i \alpha_0}{2^i + 2\eta\alpha_0(\frac{A^i-2^i}{A-2})}. \tag{4.41}$$

L' equazione di evoluzione per la massa del BH è analoga a quella trovata per la massa stellare:

$$M_{BH,i} = 2M_{BH,i} + 2\mu\eta M_{g,i}, \tag{4.42}$$

che, dopo semplici sostituzioni, diviene

$$M_{BH,i} = \left(2^i + 2\eta\alpha_0 \frac{A^i - 2^i}{A-2}\right) M_{BH,0}. \tag{4.43}$$

Ricordando che $M_{BH,0} = \mu M_{\star,0}$, si vede che la relazione di Magorrian (1998) è mantenuta da questo scenario.

Dopo aver trovato le equazioni di evoluzione per le masse, consideriamo adesso l' equazione dell' energia totale. Includendo i processi dissipativi, l' energia totale

dopo il merging assume una forma più complicata di quella ottenuta nel caso di merging non dissipativo di galassie a due componenti: abbiamo visto che in tal caso l' energia totale di ogni sistema all' equilibrio viriale può essere scritta in termini di sola energia cinetica o di sola energia potenziale grazie all' ipotesi di distribuzione parallela, mediante il Teorema del Viriale per sistemi a due componenti [si veda l' eq.(4.20)] come:

$$E_{tot} = -(1+\alpha)T_\star = \frac{1}{2}(1+\alpha)^2 U_\star. \tag{4.44}$$

Per calcolare l' energia totale dopo il merging dissipativo bisogna conoscere l' energia dissipata dal gas, E_{diss}, che assumiamo essere per ogni galassia

$$E_{diss} = \eta(1+\mu)T_g, \tag{4.45}$$

in cui ηT_g è la frazione di energia cinetica del gas dissipata in stelle, e $\eta\mu T_g$ è l' energia cinetica del gas dissipata per accrescimento sul BH. Sotto l' ipotesi di distribuzione parallela e di simmetria sferica mantenuta ad ogni merging [si veda l' eq. (4.14)] l' energia dissipata da ognuna delle due galassie si può dunque scrivere come

$$E_{diss} = \eta(1+\mu)\alpha_i T_\star. \tag{4.46}$$

La conservazione dell' energia impone che, dopo il merging di galassie uguali, si abbia

$$E_i = 2E_{tot} - 2\eta(1+\mu)\alpha_i T_\star. \tag{4.47}$$

A questo punto è possibile ricavare l' equazione per l' evoluzione della dispersione di velocità viriale prodotta dal merging dissipativo: infatti, con l' ipotesi di virializzazione del prodotto del merging e di distribuzione parallela delle sue

componenti, l' energia totale del prodotto può essere ancora espressa in termini di energia cinetica totale:

$$E_i = -2(1+\alpha_i)T_\star, \tag{4.48}$$

e, uguagliando l' eq. (4.47) all' eq. (4.48) si ottiene, dopo semplici operazioni, la dispersione di velocità viriale prodotta dal merging dissipativo in funzione della dispersione di velocità dei progenitori $\sigma^2_{v,0}$:

$$\sigma^2_{\star v,i} = \left[1 + \frac{\eta(1+2\mu)\alpha_i}{1+\alpha(i)(1-\mu\eta)}\right]\sigma^2_{\star v,0}, \tag{4.49}$$

funzione della quantità di gas dissipata η ed $\eta\mu$, oltre che della frazione di gas totale α_i. Come si può notare,

$$\sigma^2_{\star v,i} > \sigma^2_{\star v,0} \qquad (\eta \neq 0), \tag{4.50}$$

cioè, *per $\eta \neq 0$, troviamo l' importantissima proprietà del merging dissipativo: la dispersione di velocità viriale σ^2_v aumenta col merging.*

Il raggio viriale r_v prodotto dal merging dissipativo si ottiene ripetendo lo stesso procedimento fatto per il calcolo di σ^2_v, esprimendo stavolta l' energia totale dei sistemi prima e dopo il merging in termini di energia potenziale [cfr. eq. (4.20)]. Facendo le opportune semplificazioni si ha

$$r_{v,i} = \left\{\frac{2[1+(1-\mu\eta)\alpha_i]^2}{(1+\alpha_i)[1+\alpha_i+\eta(1+\mu)\alpha_i]}\right\} r_{v,0}, \tag{4.51}$$

cioè *il merging con dissipazione di gas provoca una minor crescita del raggio viriale rispetto al merging non dissipativo* (si veda la Fig. 4.2).

Come già fatto nel Cap.3, riferiamo tutte le relazioni che troviamo per le grandezze dinamiche viriali σ_v ed r_v alle rispettive grandezze dinamiche osservabili σ_0 ed R_e. La Fig. 4.1 mostra l' andamento in un merging di σ_0 (valori normalizzati al valore iniziale $\sigma_{0,0}$) al variare di η, per diversi valori della frazione di gas α. Dall' alto in basso $\alpha(0)$ è 0.7, 0.5, 0.4, 0.3, 0.2, 0. La crescita σ_0 con η è maggiore per valori di α (e quindi di M_{gas}) maggiori (linea rosa); la pendenza della retta descritta dall eq. (4.49) è determinata dal valore di α: si noti che per $\alpha = 0$ (linea celeste) si ottiene il caso non dissipativo ($\sigma_0 = costante$). Tutte le rette terminano in corrispondenza del valore massimo del parametro di dissipazione $\eta = \eta_{max}$.

In Fig. 4.2 è inoltre rappresentato l' andamento in un merging di R_e, (valori normalizzati al valore iniziale $R_{e,0}$), al variare di η e di $\alpha(0)$. Le curve mostrano l' andamento del raggio in funzione di η: R_e cresce meno rispetto al caso non dissipativo ($\eta = 0$) o al caso di merging senza gas ($\alpha = 0$) (linea celeste) per frazioni di gas più alte ($\alpha(0) = 0.7$, linea in rosa). Le curve si appiattiscono al diminuire di $\alpha(0)$, fino a degenerare nella retta $R_e = 2R_e(0)$, che descrive l' andamento di R_e nel caso non dissipativo ($\eta = 0$) e nel caso di merging senza gas ($\alpha = 0$)
(linea celeste).

Avevamo già evidenziato, nel caso di merging non dissipativo [si vedano il Cap. 3 e il Par. 4.1], come gli andamenti di queste due variabili dinamiche prodotte dal merging non fossero compatibili con gli andamenti previsti dalle osservazioni. In particolare avevamo sottolineato come la ragione del fallimento del merging non dissipativo nel riprodurre la FJ e la Kormendy fosse insita nella costanza di σ_0^2 e nell' eccessivo aumento di R_e col merging.

Introducendo una fase dissipativa nel processo di merging, abbiamo visto che la σ_0^2 *aumenta* e il R_e *cresce meno rapidamente*, e questo fatto importante indica che è certamente possibile migliorare i risultati ottenuti dal *dry merging* discussi nel Cap. 3.

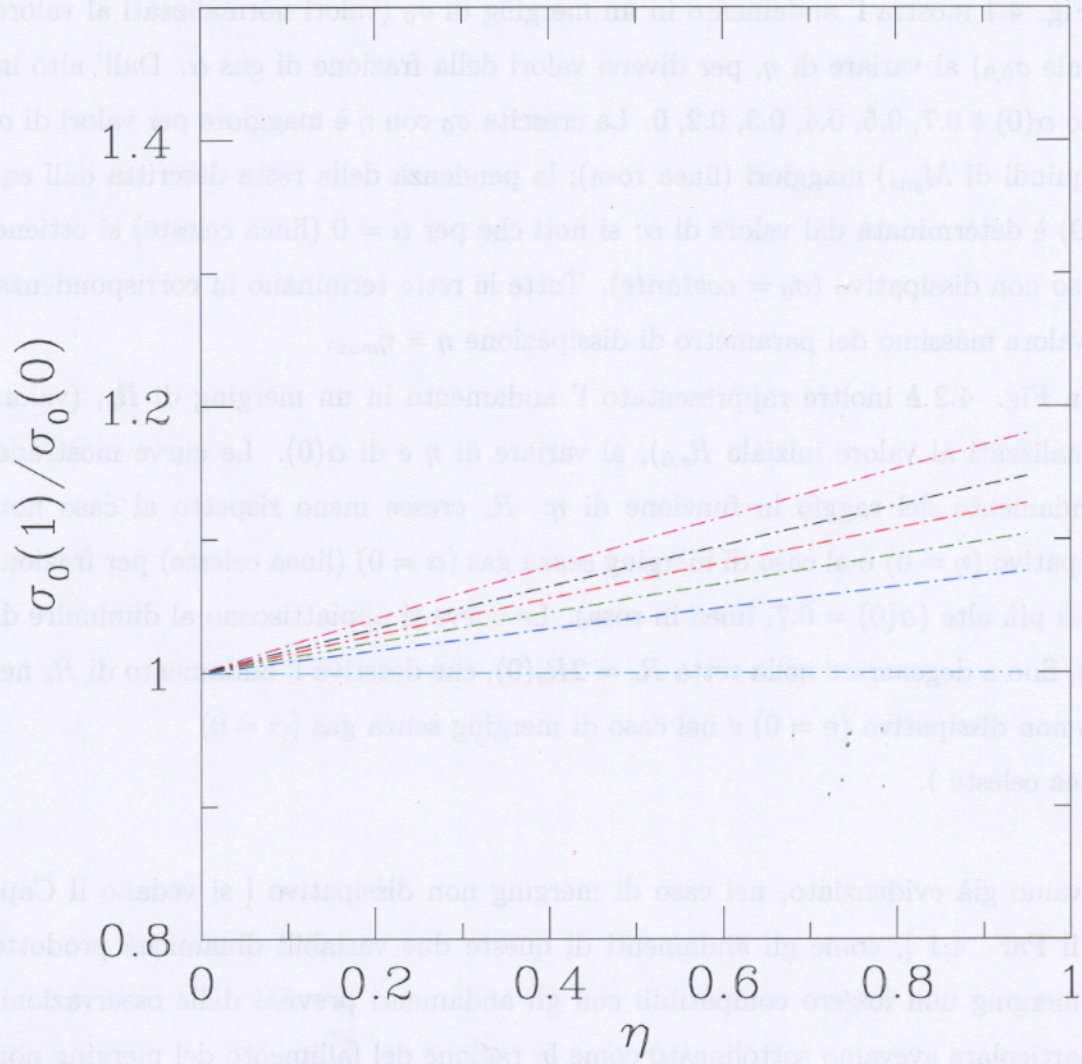


Figura 4.1: Il grafico mostra gli andamenti di σ_0 normalizzati ai valori iniziali $\sigma_{0,0}$ per diversi valori del parametro η. Le curve corrispondono a diversi α: dall' alto verso il basso, $\alpha(0)$ è 0.7, 0.5, 0.4, 0.3, 0.2, 0. Si noti che, per $\alpha = 0$ (caso di merging senza gas) e per $\eta = 0$ (caso di merging non dissipativo) σ_0 resta costante.

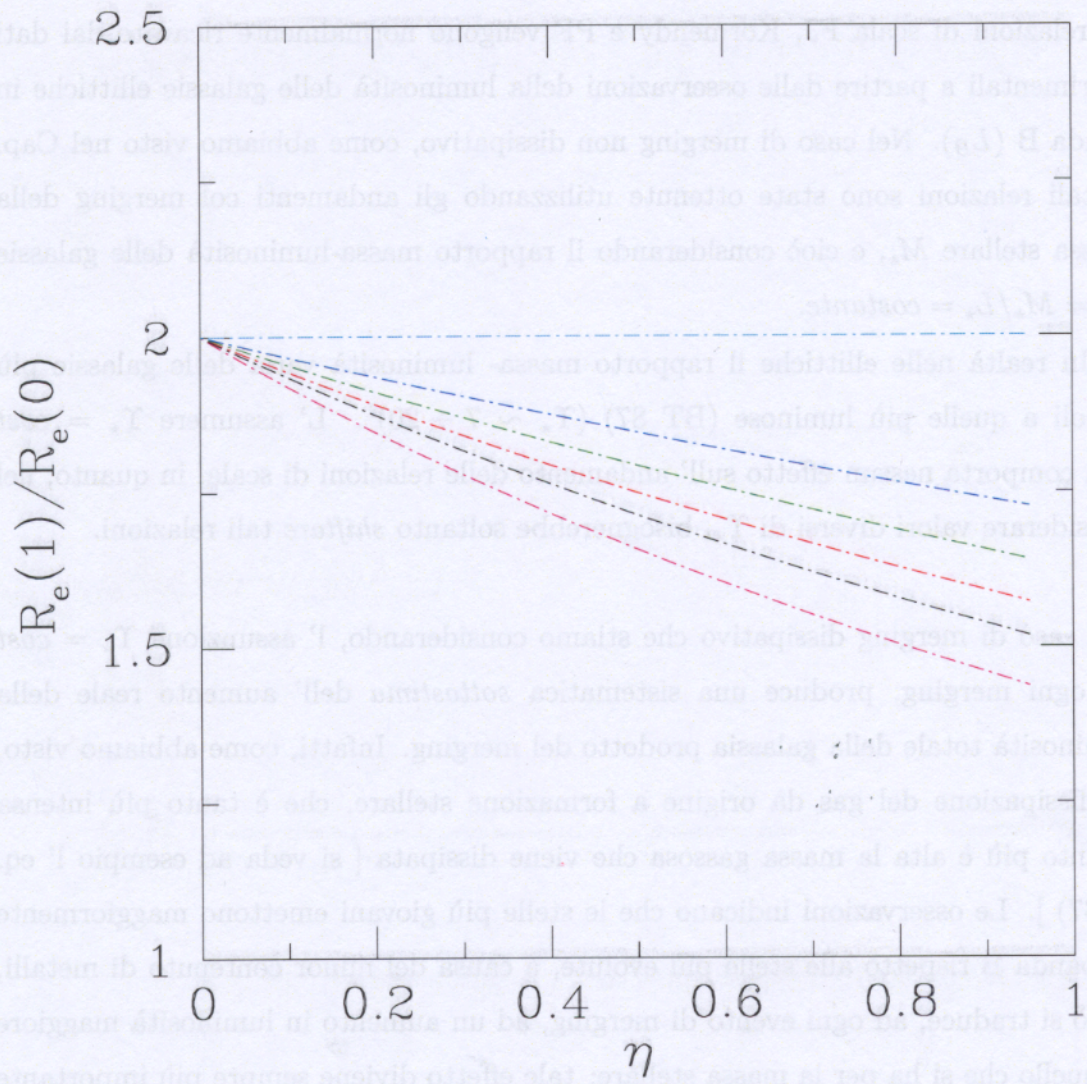


Figura 4.2: La figura mostra gli andamenti di R_e normalizzati ai valori iniziali $R_{e,O}$ per diversi valori del parametro η. Le curve corrispondono a diversi α: dall' alto verso il basso, $\alpha(0)$ è 0, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.7. Si noti che, per $\alpha(0) = 0$ (caso senza gas), e per $\eta = 0$ (caso non dissipativo) R_e è il doppio di quello iniziale.

4.2.2 Le relazioni di scala

Le relazioni di scala FJ, Kormendy e PF vengono normalmente ricavate dai dati sperimentali a partire dalle osservazioni della luminosità delle galassie ellittiche in banda B (L_B). Nel caso di merging non dissipativo, come abbiamo visto nel Cap. 3, tali relazioni sono state ottenute utilizzando gli andamenti col merging della massa stellare $M_\star$, e cioè considerando il rapporto massa-luminosità delle galassie $\Upsilon_\star = M_\star/L_\star = costante$.

In realtà nelle ellittiche il rapporto massa- luminosità varia dalle galassie più deboli a quelle più luminose (BT 87) ($\Upsilon_\star \sim 7 \div 20$)[1]. L' assumere $\Upsilon_\star = cost$ non comporta nessun effetto sull' andamento delle relazioni di scala, in quanto, nel considerare valori diversi di $\Upsilon_\star$, bisognerebbe soltanto *shiftare* tali relazioni.

Nel caso di merging dissipativo che stiamo considerando, l' assunzione $\Upsilon_\star = cost$ ad ogni merging, produce una sistematica *sottostima* dell' aumento reale della luminosità totale della galassia prodotto del merging. Infatti, come abbiamo visto, la dissipazione del gas dà origine a formazione stellare, che è tanto più intensa quanto più è alta la massa gassosa che viene dissipata [si veda ad esempio l' eq. (4.37)]. Le osservazioni indicano che le stelle più giovani emettono maggiormente in banda B rispetto alle stelle più evolute, a causa del minor contenuto di metalli, e ciò si traduce, ad ogni evento di merging, ad un aumento in luminosità maggiore di quello che si ha per la massa stellare: tale effetto diviene sempre più importante all' aumentare della massa di gas che viene dissipata.

Per tener conto di questo fatto, dopo aver ricavato le relazioni di scala utilizzando gli andamenti di $M_\star$, abbiamo considerato l' evoluzione di $L_\star$, distinguendo il contributo alla luminosità totale dato dalle stelle già esistenti nelle galassie progenitrici da quello dovuto alle stelle formatesi nel merging dalla dissipazione del

[1] Dati ottenuti utilizzando il valore della costante di Hubble $H_0 = 100 \mathrm{Kms}^{-1}\mathrm{Mpc}^{-1}$ per stimare le distanze galattiche.

gas. Ciò equivale ad assumere che il tempo che intercorre tra due eventi di merging consecutivi sia molto maggiore del tempo d' invecchiamento delle popolazioni stellari. Le osservazioni indicano che il rapporto $\Upsilon_{\star,new}$ (relativo alle stelle giovani) sia legato a $\Upsilon_{\star,old}$ (valido per le stelle delle galassie progenitrici) dalla relazione

$$\Upsilon_{\star,new} = \lambda \Upsilon_{\star,old}, \tag{4.52}$$

in cui $\lambda = 1/4$ è il parametro che tiene conto del maggiore contributo alla luminosità totale delle stelle formate per dissipazione in ogni evento di merging, rispetto al contributo delle stelle delle galassie progenitrici, già evolute. Si ha quindi che $L_\star$ è definita dall' equazione

$$L_\star = \frac{M_{\star,old}}{\Upsilon_{\star,old}} + \frac{M_{\star,new}}{\lambda \Upsilon_{\star,new}}, \tag{4.53}$$

in cui $M_{\star,old}$ è la massa totale in stelle delle galassie progenitrici mentre

$$M_{\star,new} = \eta M_{g,tot} \tag{4.54}$$

è la massa in stelle formate ad ogni merging.
Per ricavare le relazioni di scala facciamo uso delle espressioni analitiche trovate per la dispersione di velocità centrale σ_0 e per il raggio effettivo R_e, nonchè quelle per l' evoluzione di $M_\star$, di M_{BH} e di $L_\star$.

Abbiamo utilizzato come valore iniziale della frazione di gas $\alpha_0 = 0.7$, scegliendolo in base alle indicazioni date da Robertson, Hernquist et al.(2005), che hanno mostrato come gli effetti della dissipazione del gas dei progenitori sulle galassie prodotto, in termini di aumento della densità centrale dello spazio delle fasi, diventassero apprezzabili per $\alpha > 30\%$, e come in particolare, per $\alpha \sim 70 - 80\%$ tali effetti producessero dei risultati in accordo con le osservazioni. Abbiamo quindi ottenuto le relazioni di scala in 4 diversi casi, scegliendo altrettanti valori del parametro di dissipazione ($\eta = 0.2,\ 0.4,\ 0.6,\ 0.99$), mantenendo fisse tutte le altre

quantità iniziali. In particolare, η è stato mantenuto costante durante i vari steps di gerarchia di merging, sia nel caso di *equal mass mergers* che nel caso di *accretion*.

In tutti i casi che andiamo ora ad illustrare, i valori delle grandezze al tempo $t = i$ s' intendono normalizzati ai valori delle rispettive grandezze dei progenitori al tempo $t = 0$. Sono stati considerati 5 *steps* di gerarchia di *equal mass mergers* e 28 eventi di gerarchia di *accretion*.

- **FJ**: La Fig. 4.3 mostra la FJ ottenuta considerando l' aumento della massa stellare dato dall' eq. (4.40), (cerchi pieni); la linea continua indica la FJ osservata, quelle tratteggiate lo scatter, dell' ordine del 30% (Davies et al. 1983).

  Nel pannello in alto a sinistra $\eta = 0.2$: si ricordi che in tale regime ($\eta \ll 1/2$), la massa del gas cresce col merging [si veda l' eq. (4.39)]. Ciò comporta che $M_\star$ aumenti di un fattore ~ 47, e che la σ_0 *cresca* ad ogni step, a causa della dissipazione, per un aumento totale di un fattore ~ 1.15. Aumentando η (nel secondo pannello $\eta = 0.4$), $M_\star$ continua ad aumentare, così come M_g, che però, a causa della dissipazione maggiore, cresce solo di un fattore ~ 2.5. Si noti come σ_0 aumenti di un fattore ~ 1.2. Quando $\eta = 0.6$, ci troviamo nel regime in cui M_g subisce una notevole diminuzione: aumentando il numero di merging, $M_\star$ cresce poco di più rispetto al caso in cui $\eta = 0.4$, e in tutto aumenta di un fattore ~ 53 (invece di ~ 52). Si noti come ciò si rifletta sull' andamento della σ_0: quest' ultima varia molto debolmente rispetto al caso $\eta = 0.4$, e ha la tendenza ad assumere valori costanti dal terzo step in poi, in concomitanza con la diminuzione di M_g.

  L' effetto sulla σ_0 diventa massimo quando $\eta = 0.99$ (pannello in basso a destra): qui M_g si esaurisce nel primo merging, e di conseguenza σ_0 subisce un considerevole aumento in un solo step (di un fattore ~ 1.2), provocando un

sensibile aumento della pendenza della curva, per poi assumere l' andamento costante tipico del *dry merging*.

La Fig. 4.4 mostra la FJ ottenuta considerando l' aumento della luminosità stellare $L_\star$, che è influenzato fortemente dalla formazione stellare prodotta ad ogni step dalla dissipazione del gas. Si noti a tal proposito il maggior incremento di $L_\star$ rispetto a $M_\star$ in tutti e 4 i casi considerati: con l' aumentare del numero di merging e della frazione di gas dissipata, M_g diminuisce, e ciò comporta un andamento di $L_\star$ che si avvicina a quello di $M_\star$ [si veda l' eq (4.2.2)]. In particolare, per $\eta = 0.99$ si nota un rapido aumento di $L_\star$ (fino a ~ 0.88 il valore iniziale) al primo step, mentre dal secondo in poi la crescita di $L_\star$ coincide con quella di $M_\star$. Ovviamente gli andamenti di σ_0 restano del tutto identici rispetto al caso in cui si prendeva in esame l' andamento di $M_\star$.

- **Kormendy**: In Fig. 4.5 sono mostrate la Kormendy ottenuta dal modello con l' evoluzione della massa stellare (cerchi pieni), la Kormendy osservata (linea continua) ed il suo scatter (tratteggi), dell' ordine del 30% (Kormendy 1977). Si noti come l' andamento di R_e sia determinato fortemente dalla quantità di M_g disponibile e dissipata. Infatti, se $\eta = 0.2$, la Kormendy prodotta è poco ripida, ed ha un andamento simile a quella ottenuta nel merging non dissipativo. Man mano che η aumenta R_e mostra un andamento *descrescente* sempre più marcato al primo step; poi, quando M_g comincia a diminuire ($\eta = 0.6$) o addirittura si esaurisce ($\eta = 0.99$), R_e mostra la tendenza ad aumentare tipica del *dry merging*.

  In Fig. 4.6 si vede come la Kormendy prodotta considerando $L_\star$ sia in generale meno ripida di quella ottenuta mediante $M_\star$: all' aumentare della dissipazione la relazione trovata si avvicina sempre di più alla Kormendy osservata (linea continua), fino a che (per $\eta = 0.99$) dopo il primo merging (che consuma tutto il gas disponibile) la curva mostra un "salto" verso valori più bassi della luminosità. Ciò produce, dal secondo *step* in poi, una Kormendy completamente analoga a quella ottenuta con $M_\star$ in Fig. 4.5.

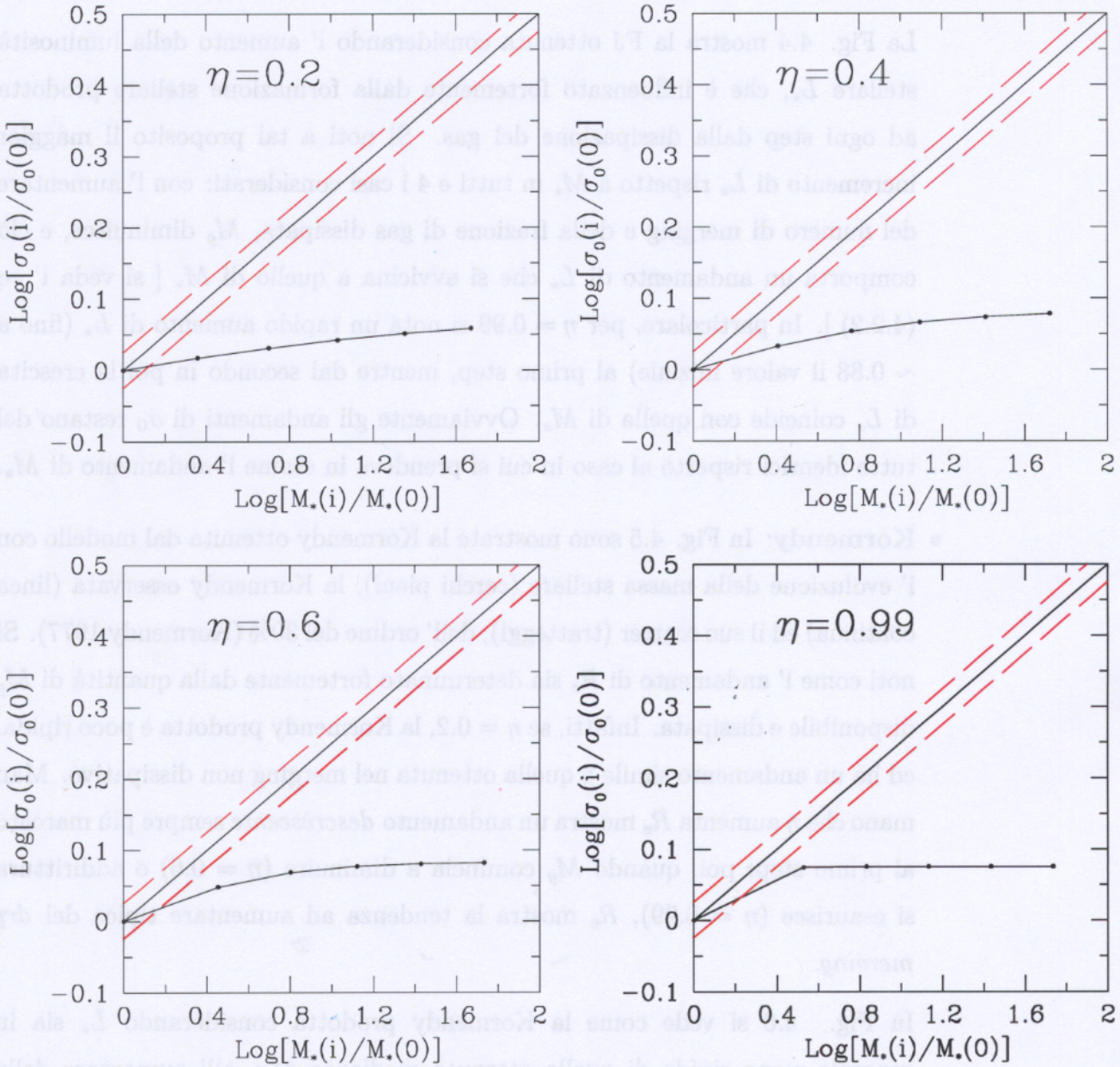


Figura 4.3: Il grafico mostra la FJ ottenuta in 5 steps di gerarchia di *equal mass mergers*, considerando l' evoluzione della massa stellare (cerchi pieni). La FJ osservata è rappresentata dalla linea continua; lo scatter è dato dalle linee tratteggiate.

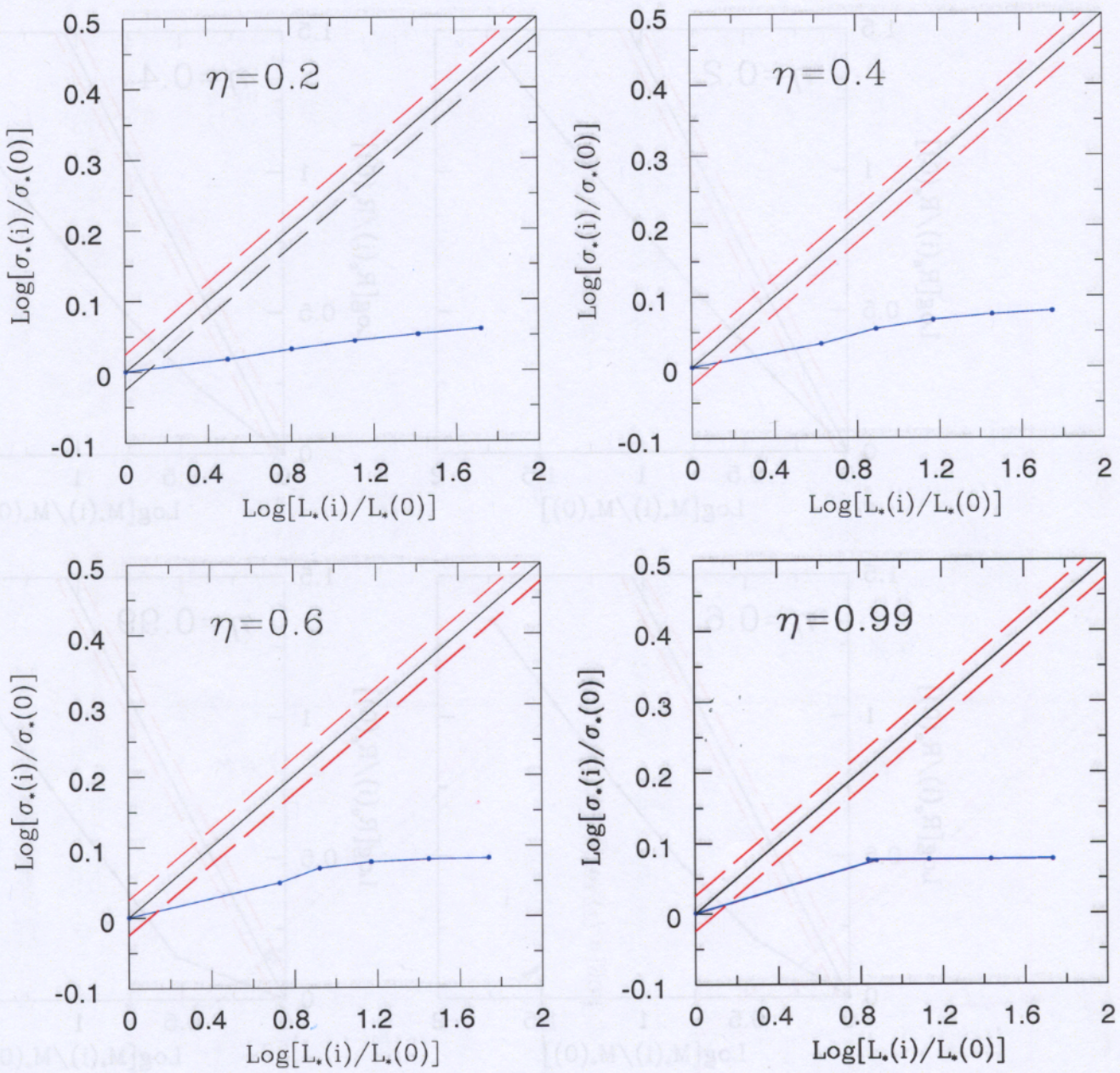


Figura 4.4: La FJ ottenuta in 5 steps di gerarchia di merging di galassie di massa uguale, considerando l' aumento in luminosità. Si noti come esso sia considerevolmente più alto del rispettivo aumento in massa, e come esso aumenti al primo merging con la massa di gas dissipata; infatti, al primo merging, dal pannello in alto a sinistra a quello in basso a destra la luminosità cresce di un fattore ~ 4.

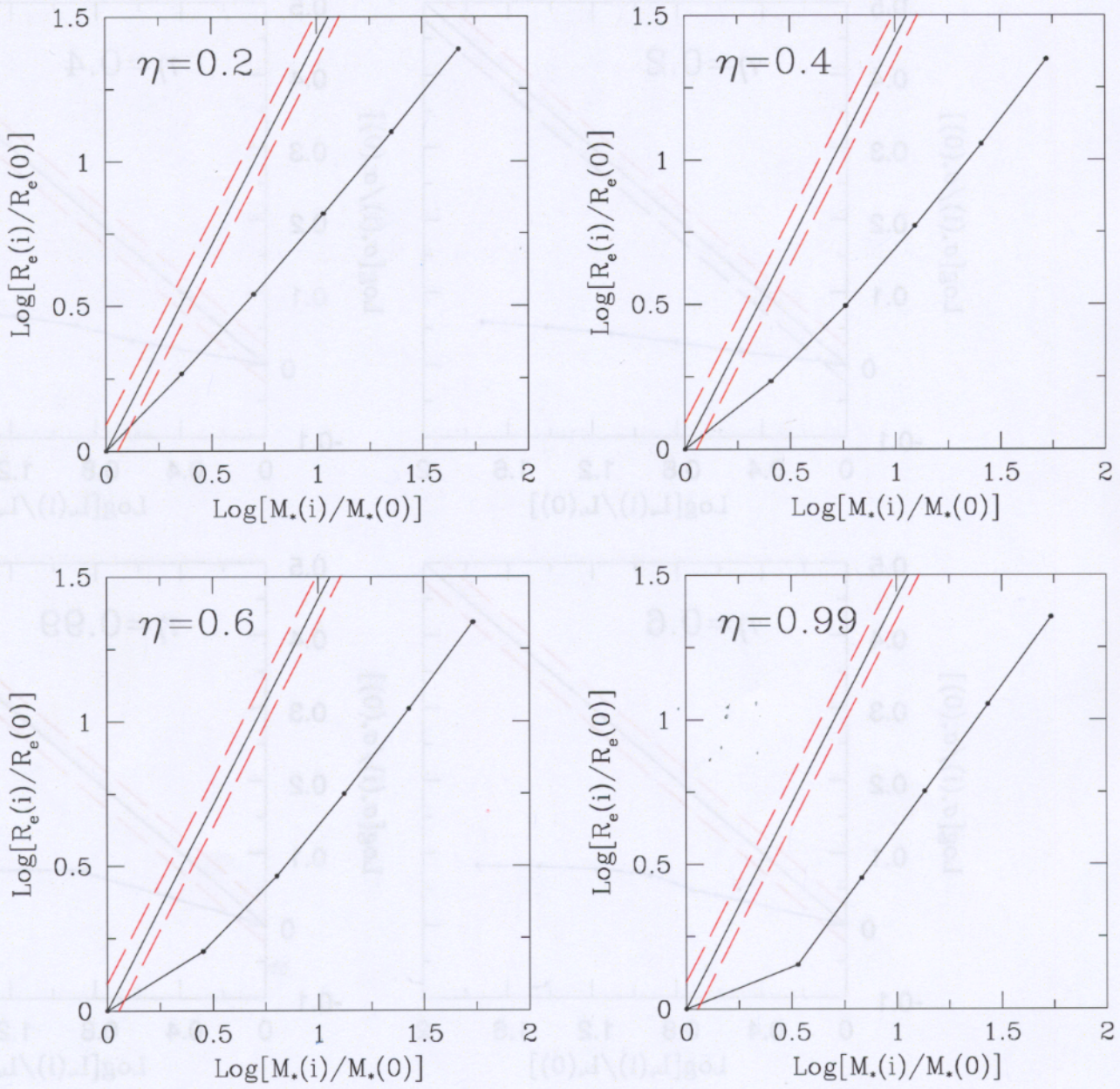


Figura 4.5: La figura mostra la Kormendy ottenuta in 5 steps di gerarchia di *equal mass mergers*, considerando l' evoluzione della massa (cerchi pieni). La linea continua rappresenta la Kormendy osservata, quelle tratteggiate lo scatter.

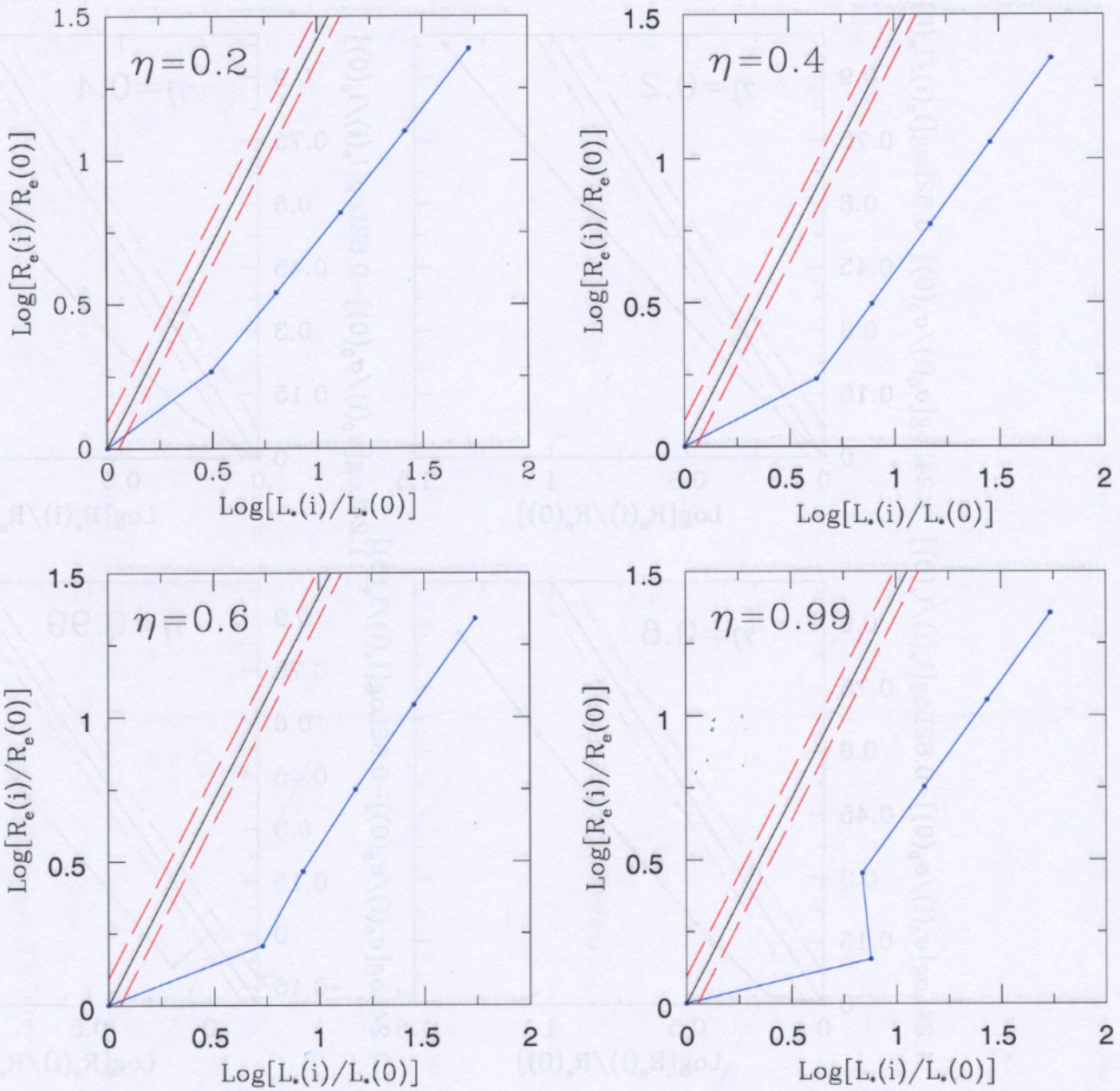


Figura 4.6: La Kormendy ottenuta con l' andamentò della luminosità stellare in 5 steps di gerarchia di merging *equal mass* (in blu). La Kormendy osservata è la linea continua; le linee tratteggiate ne rappresentano lo scatter. Si noti come la luminosità aumenti per effetto della dissipazione di un fattore ~ 4 in un merging dal pannello in alto a sinistra ($\eta = 0.2$) al pannello in basso a destra ($\eta = 0.99$).

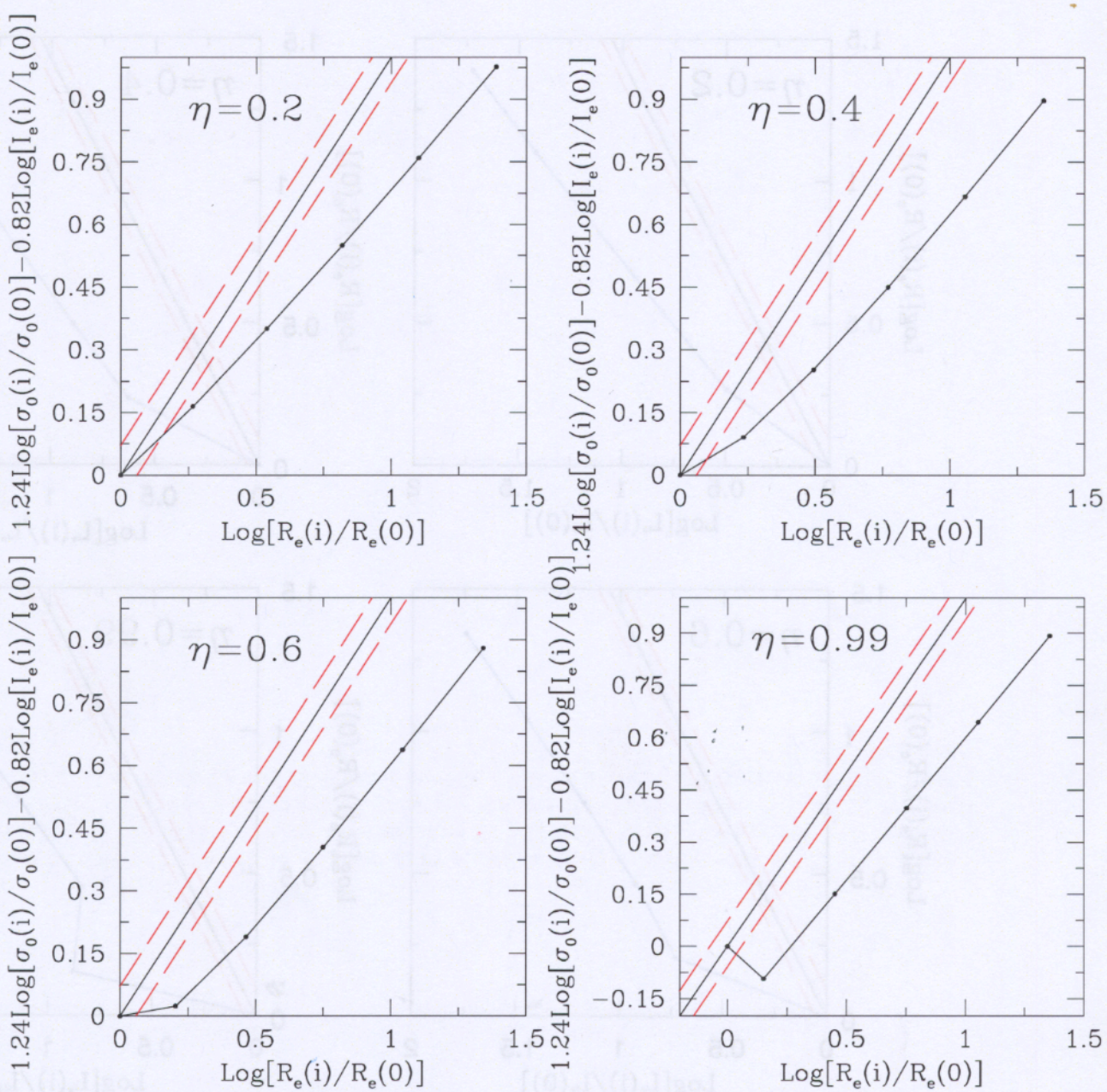


Figura 4.7: Il PF ottenuto in 5 steps di gerarchia di *equal mass mergers* e considerando l' evoluzione di massa stellare (cerchi pieni). La linea continua indica il PF osservato, quelle tratteggiate il suo scatter.

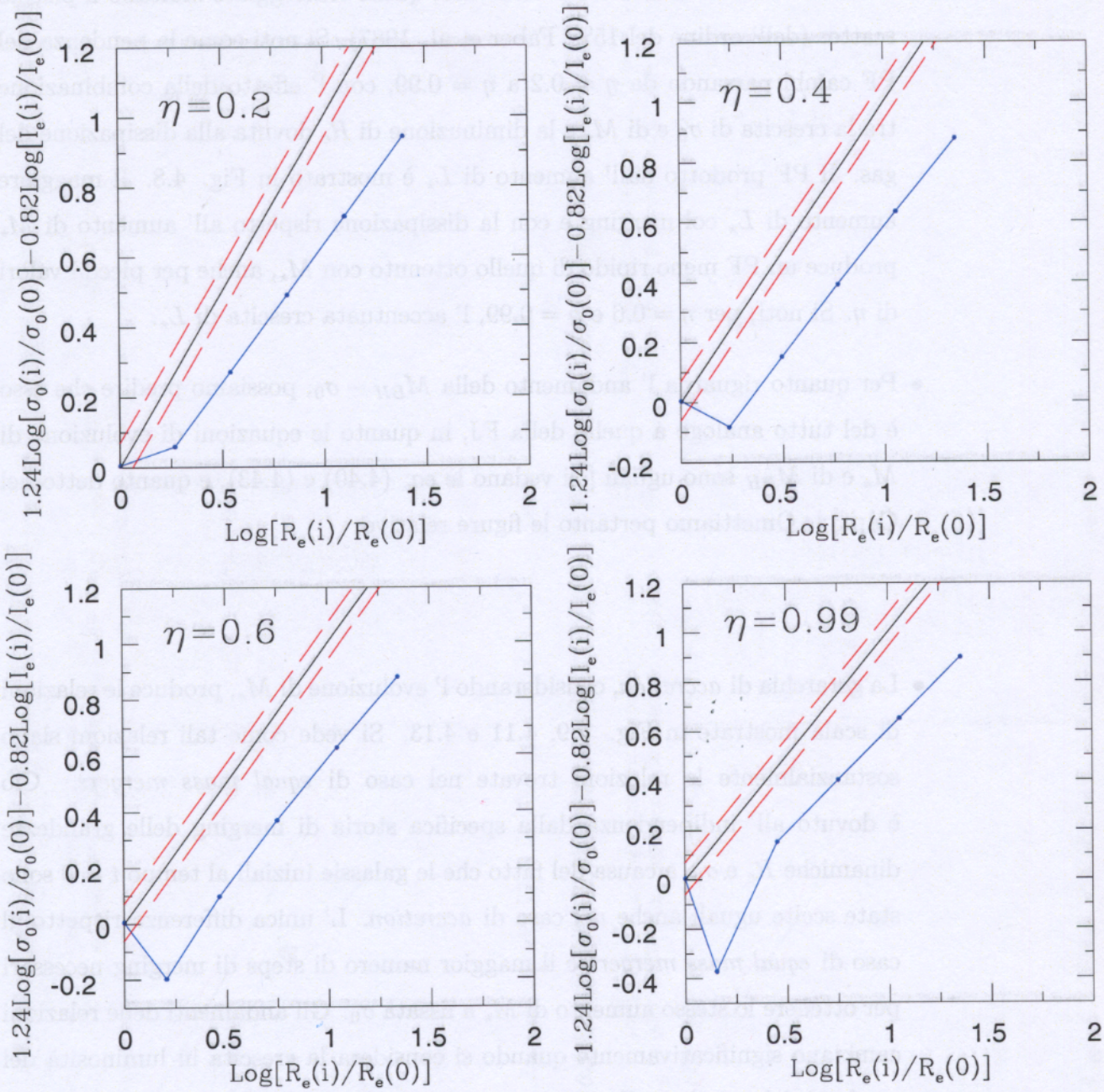


Figura 4.8: Il PF ottenuto in 5 steps di merging *equal mass*, considerando l' aumento in luminosità (cerchi pieni in blu); il PF osservato è la linea continua, mentre le linee tratteggiate ne rappresentano la dispersione.

- **PF**: Il PF ottenuto con l' evoluzione di $M_\star$ è mostrato in Fig. 4.7 (cerchi pieni). La linea continua indica il PF osservato, quelle tratteggiate indicano il piccolo scatter (dell' ordine del 15%, Faber et al. 1987). Si noti come la pendenza del PF cambi passando da $\eta = 0.2$ a $\eta = 0.99$, con l' effetto della combinazione tra la crescita di σ_0 e di $M_\star$ e la diminuzione di R_e dovuta alla dissipazione del gas. Il PF prodotto dall' aumento di $L_\star$ è mostrato in Fig. 4.8. Il maggiore aumento di $L_\star$ col merging e con la dissipazione rispetto all' aumento di $M_\star$ produce un PF meno ripido di quello ottenuto con $M_\star$, anche per piccoli valori di η. Si noti, per $\eta = 0.6$ e $\eta = 0.99$, l' accentuata crescita di $L_\star$.

- Per quanto riguarda l' andamento della $M_{BH} - \sigma_0$, possiamo predire che esso è del tutto analogo a quello della FJ, in quanto le equazioni di evoluzione di $M_\star$ e di M_{BH} sono uguali [si vedano le eq. (4.40) e (4.43), e quanto detto nel Cap.3]. Omettiamo pertanto le figure relative.

- La gerarchia di *accretion*, considerando l' evoluzione di $M_\star$, produce le relazioni di scala mostrate in Fig. 4.9, 4.11 e 4.13. Si vede come tali relazioni siano sostanzialmente le relazioni trovate nel caso di *equal mass mergers*. Ciò è dovuto all' indipendenza dalla specifica storia di merging delle grandezze dinamiche R_e e σ_0, a causa del fatto che le galassie iniziali al tempo $t = 0$ sono state scelte uguali anche nel caso di *accretion*. L' unica differenza rispetto al caso di *equal mass mergers* è il maggior numero di steps di merging necessari per ottenere lo stesso aumento di $M_\star$ a fissata σ_0. Gli andamenti delle relazioni cambiano significativamente quando si considera la crescita in luminosità dei prodotti del merging. Contrariamente a quanto avviene nel caso di *accretion* con l' evoluzione di $M_\star$, la crescita di $L_\star$ è alimentata dall' aggiunta, ad ogni step, della stessa frazione di gas presente nella galassia progenitrice al tempo $t = 0$. La luminosità totale aumenta considerevolmente per tutti e quattro i valori di η (di un fattore ~ 35 in ~ 20 eventi di gerarchia per $\eta = 0.2$, e

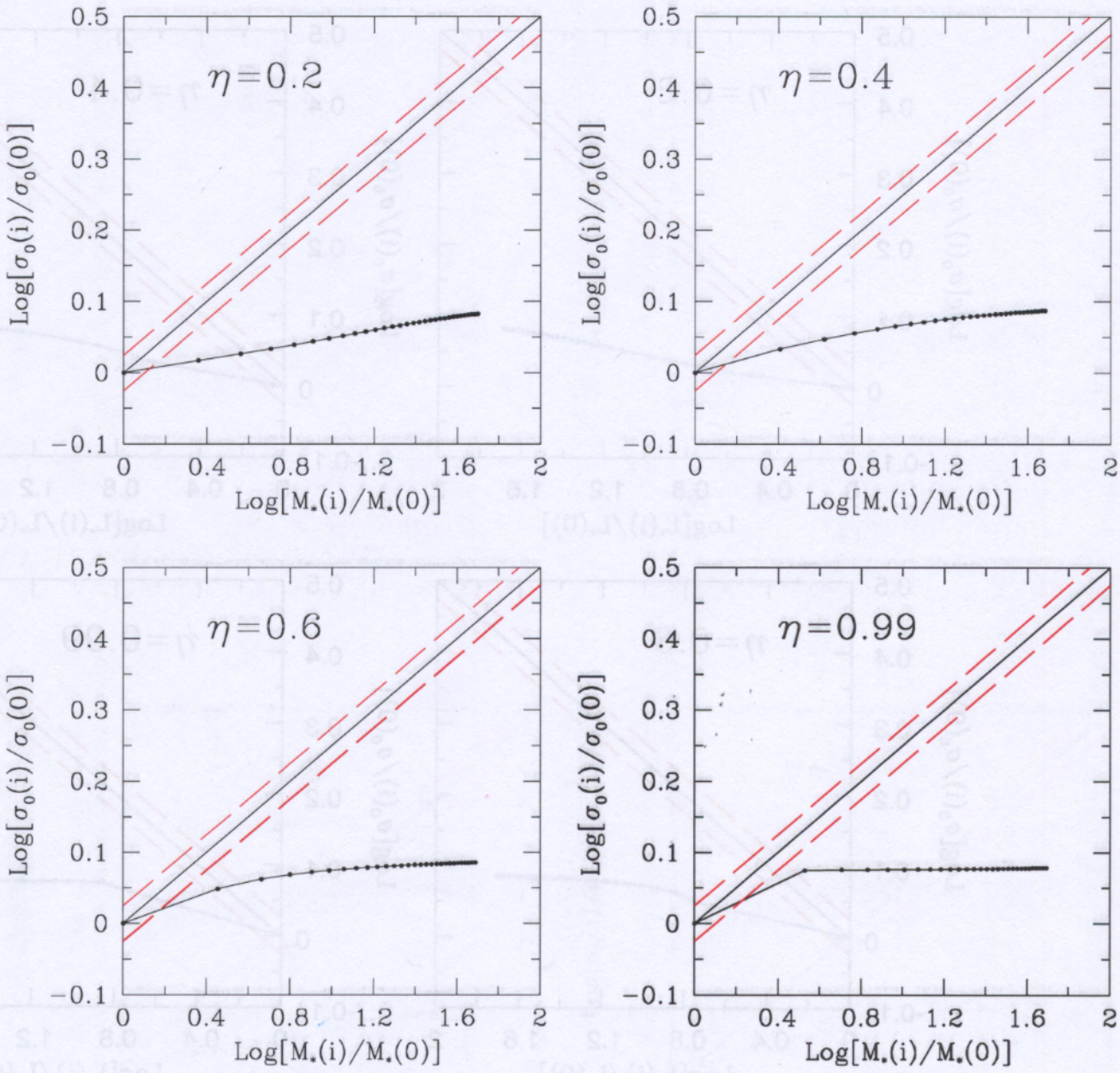


Figura 4.9: La FJ ottenuta in 28 steps di gerarchia di *accretion* (cerchi pieni), considerando l' evoluzione della massa stellare: si noti che l' unica differenza con la FJ ottenuta nel caso *equal mass* è il maggior numero di eventi di merging necessari per ottenere lo stesso aumento di massa. La linea continua è, al solito, la FJ osservata; quelle tratteggiate ne indicano lo scatter.

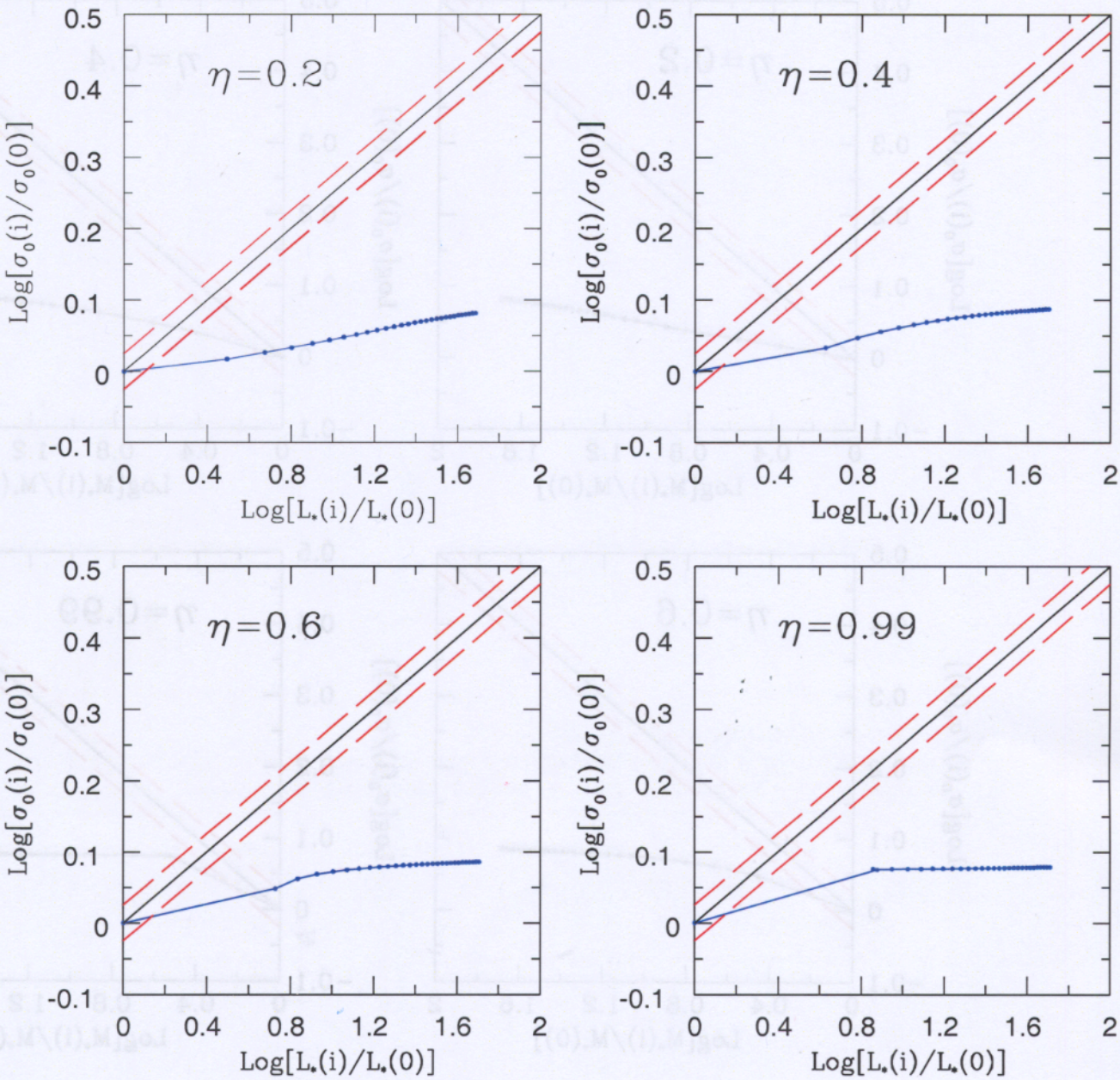


Figura 4.10: La FJ con luminosità nel caso di *accretion*. La linea continua indica il FP osservato, quelle tratteggiate ne rappresentano lo scatter.

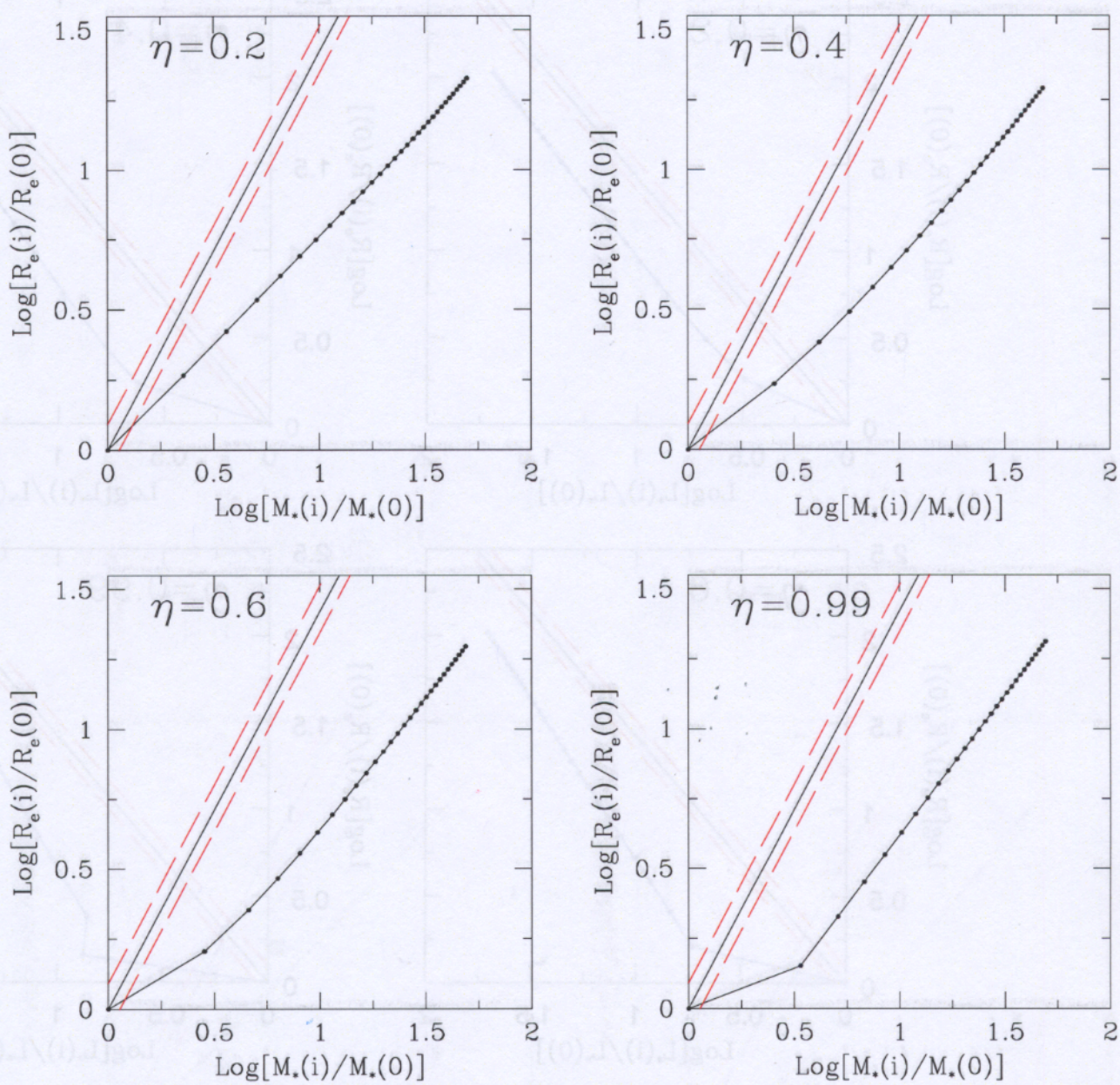


Figura 4.11: La Kormendy ottenuta nel caso di *accretion*, con la massa stellare (cerchi pieni), la Kormendy osservata (linea continua) ed il suo scatter (linee tratteggiate): si noti l' analogia con la Kormendy ottenuta nel caso *equal mass*.

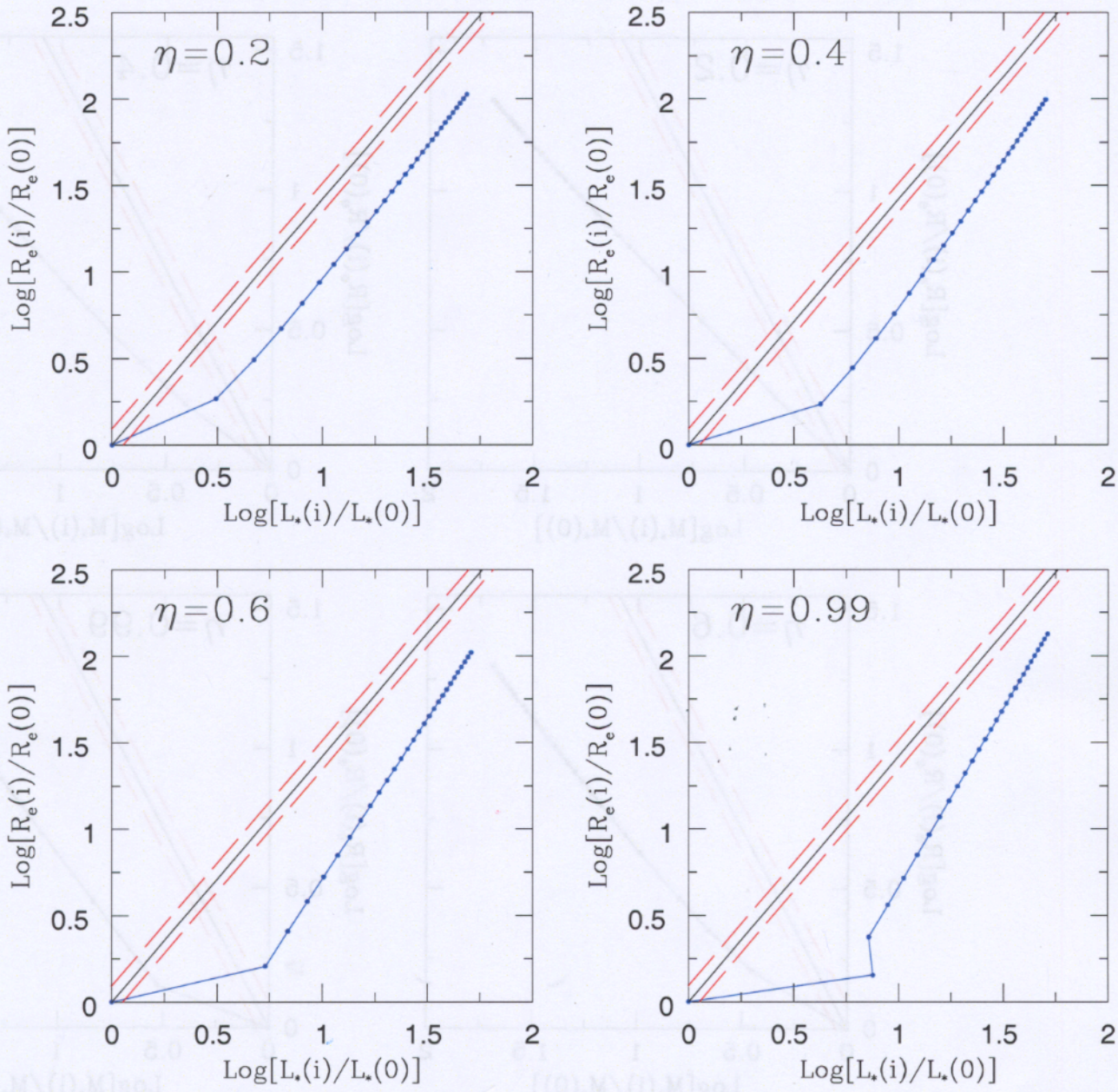


Figura 4.12: La Kormendy nel caso di *accretion* considerando l' evoluzione di $L_\star$. La linea continua indica la Kormendy osservata, quelle tratteggiate ne rappresentano lo scatter. Si noti, nel pannello corrispondente ad $\eta = 0.99$, il salto della luminosità al primo step, e come l' assenza di gas nelle generazioni successive riproduca l' andamento della Kormendy ottenuta con $M_\star$.

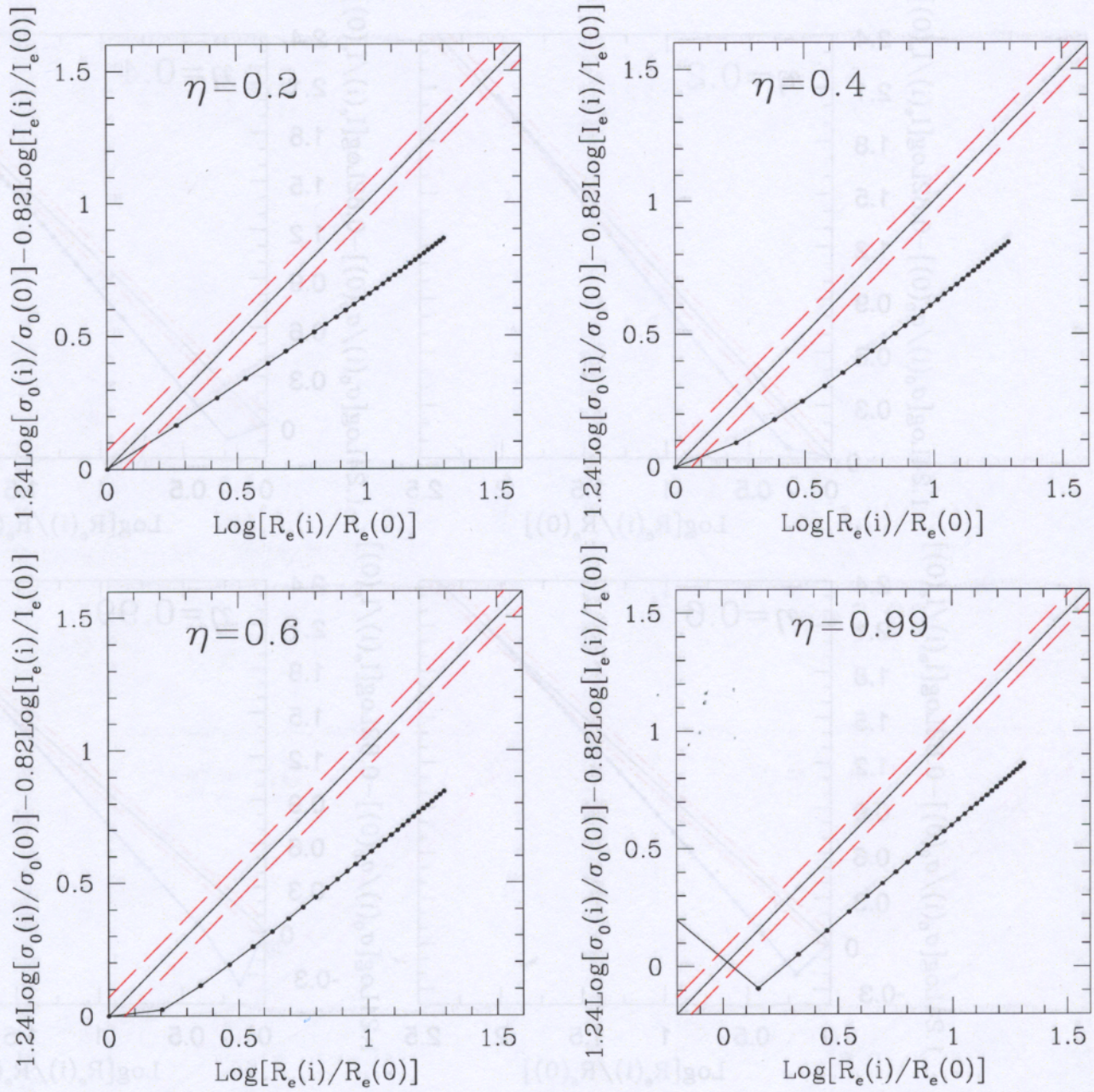


Figura 4.13: Il PF ottenuto nel caso di *accretion* con l' evoluzione della massa stellare (cerchi pieni). La linea continua indica il FP osservato, quelle tratteggiate ne rappresentano lo scatter.

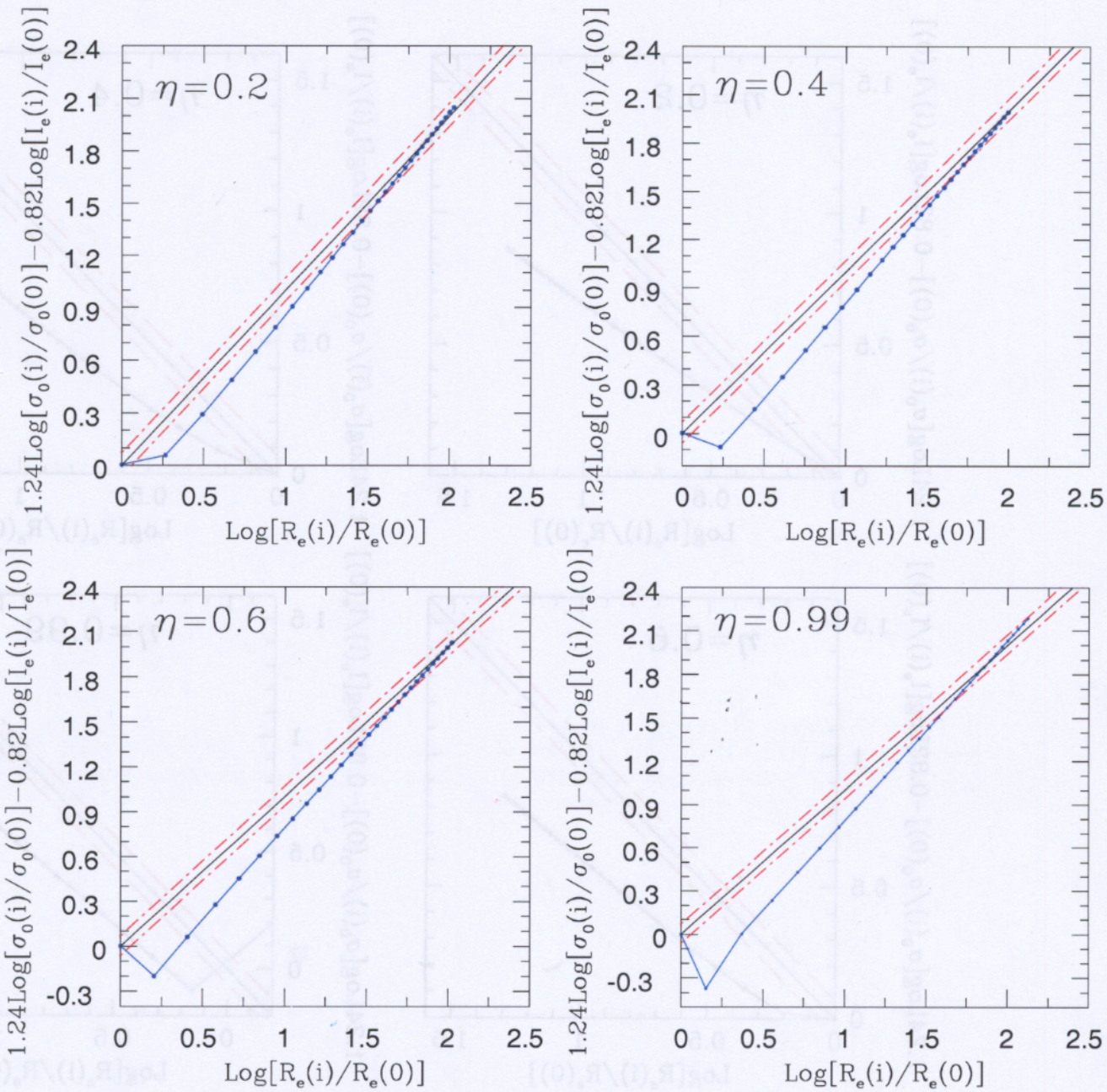


Figura 4.14: Il PF ottenuto nel caso di *accretion* con luminosità. La linea continua indica il PF osservato, quelle tratteggiate ne rappresentano lo scatter.

negli altri casi di un fattore $\sim$ 37 nello stesso numero di steps), dopodichè, per effetto della diminuzione di gas e del decremento del rapporto tra le masse della galassia accresciuta e quella della galassia "satellite", all' aumentare del numero di merging la luminosità cresce sempre meno in percentuale. Come si vede in Fig. 4.10, 4.12 e 4.14, le relazioni prodotte si avvicinano molto di più a quelle osservate rispetto agli altri casi esaminati; in particolare ciò si verifica per il PF. Ricordiamo a tal proposito che il PF è l' unica relazione che viene riprodotta anche dallo scenario di merging non dissipativo, a causa della combinazione tra l' andamento costante della σ_0 e la crescita di R_e (si veda il Cap. 3).

In conclusione, abbiamo visto che, nonostante le relazioni sintetiche ottenute considerando la fase dissipativa nel processo di merging siano migliori di quelle relative al caso non dissipativo, esse non sono in grado di riprodurre le relazioni osservate. Questo ci permette di affermare che nenache uno scenario più sofisticato del *dry merging*, quale il merging dissipativo, è in grado di spiegare la formazione delle ellittiche.

Questa Tesi conferma dunque che lo scenario di merging gerarchico non è compatibile con la struttura e della dinamica delle ellittiche, supportando quindi lo scenario del collasso monolitico, che risulta essere tuttora lo scenario di formazione delle ellittiche più compatibile con le osservazioni.

Capitolo 5

Discussione e conclusioni

In questo Capitolo viene riassunto il lavoro di Tesi e vengono discussi i risultati ottenuti.

La formazione delle galassie ellittiche costituisce uno dei problemi aperti dell' astrofisica odierna. Gli scenari di formazione finora proposti sono due: il primo è detto del *collasso monolitico* (Eggen, Lynden - Bell, Sandage 1962, Larson 1975), secondo cui le ellittiche si sono formate tutte ad alto redshift ($z > 2$), per collasso di una nube gassosa che ha prodotto un unico evento di *starburst*; il secondo è lo scenario del *merging gerarchico* (White & Rees 1978, Kauffmann 1996, Cole & Frenk 1996), secondo cui le ellittiche sono i prodotti finali di numerosi eventi di merging di galassie più piccole, avvenuti anche in tempi recenti ($z < 1$).
Nell' ambito di questo scenario, per lungo tempo il modello standard è stato il merging di spirali (Toomre & Toomre 1972) che però soffre di forti contraddizioni, in quanto non riesce a spiegare le caratteristiche fondamentali delle ellittiche (età, metallicità, dispersione di velocità), ed è in palese disaccordo con quanto si osserva negli ammassi di galassie (regioni con densità di massa e dispersione di velocità alte, poco favorevoli al merging), dove la popolazione predominante è però costituita da ellittiche.

In questa Tesi abbiamo esplorato lo scenario di *dry merging*, ossia di merging di galassie ellittiche, proposto per cercare di risolvere le difficoltà del merging di spirali, sulla base delle osservazioni effettuate nell' ultimo decennio di ellittiche giganti di ammasso con caratteristiche peculiari (quali distorsioni mareali o nuclei multipli) attribuibili all' interazione mareale. Considerando le galassie interagenti come sistemi ad una componente, abbiamo evidenziato l' importantissima proprietà dei *dry merging* parabolici:

$$\sigma^2_{v,1+2} \leq \max(\sigma^2_{\mathrm{v},1}, \sigma^2_{\mathrm{v},2}), \tag{5.1}$$

abbiamo visto cioè che la dispersione di velocità viriale *non può aumentare* in un merging di questo tipo, ed inoltre che

$$r_{v,1+2} \geq \min(\mathrm{r_{v,2}}, \mathrm{r_{v,2}}), \tag{5.2}$$

cioè che il raggio viriale *non può diminuire* in un merging di questo tipo.

Per verificare la consistenza del *dry merging* con le osservazioni, abbiamo ricavato le fondamentali relazioni di scala delle ellittiche: la relazione di Faber-Jackson, la relazione di Kormendy, la $M_{BH} - \sigma_0$ e il PF. Tali relazioni, infatti, esprimono la stretta correlazione delle grandezze osservabili delle ellittiche (massa stellare $M_\star$, massa del buco nero M_{BH}, raggio effettivo R_e e dispersione di velocità centrale σ_0), e pertanto ogni scenario che tenti di spiegare la formazione delle ellittiche deve essere in grado di riprodurle, o quantomeno di preservarle.

Le relazioni di scala sintetiche che sono state usate in questo lavoro di Tesi sono state ottenute a partire dalle equazioni di evoluzione delle suddette osservabili, potendo riferire le espressioni (5.1) e (5.2) alle rispettive osservabili σ_0 e R_e grazie all' ipotesi di omologia dei prodotti del merging. In particolare, per l' evoluzione delle massa del BH è stato considerato il caso di combinazione classica delle masse, cioè non si è considerata l' eventuale emissione di onde gravitazionali da parte del BH (predetta dalla teoria ma non ancora osservata). Abbiamo considerato sia il caso di *equal mass merging* che di *accretion*, e abbiamo visto come nessuno dei due casi fosse in grado di riprodurre tali relazioni, come verificato anche dalle simulazioni numeriche. Il fallimento di questo scenario, come è stato evidenziato, è insito nella *costanza* della dispersione di velocità σ_0 e nella crescita eccessiva di R_e. Solamente il PF è riprodotto in questo scenario, a causa dell' effetto di reciproca compensazione tra gli andamenti di σ_0 e R_e con la massa stellare (quando il numero di merging sia limitato).

Abbiamo successivamente generalizzato il modello di merging non dissipativo, estendendolo al caso di galassie progenitrici a due componenti, formate cioè da massa stellare e massa gassosa, sotto la fondamentale ipotesi di **distribuzione parallela**, che ha permesso di esprimere l' energia totale del sistema attraverso le proprietà della componente stellare e della relazione di proporzionalità tra le due componenti. Dapprima abbiamo studiato lo scenario fortemente idealizzato di merging con gas non dissipativo, che ci ha permesso di verificare come l' introduzione di una componente gassosa *ma che non dissipi* nel sistema lasciasse inalterate le proprietà dei *dry merging*. Abbiamo poi introdotto la fase dissipativa nel processo

di merging di ellittiche, costruendo un modello analitico, in cui la dissipazione del gas avviene mediante formazione stellare ed accrescimento sul BH centrale. Siamo così riusciti a trovare una nuova espressione per la σ_0; si è visto infatti che dopo il merging dissipativo

$$\sigma^2_{\star 0,i+1} > \sigma^2_{\star 0,i}, \tag{5.3}$$

cioè la dispersione di velocità *aumenta*, mentre per il raggio effettivo abbiamo trovato che, se il gas dissipa energia, dopo il merging il raggio effettivo *non aumenta* così tanto come nel caso di *dry merging*.

Questo risultato è molto importante, dal momento che produce un effetto totalmente opposto a quello proprio del merging non dissipativo, e va nel senso indicato dalle relazioni di scala. Per ricavare queste ultime, abbiamo considerato anche in questo caso sia una gerarchia di *equal mass mergers* che di *accretion*, seguendo prima l' evoluzione della massa stellare $M_\star$, e poi l' andamento della luminosità totale $L_\star$ (che è sensibile al *rate* di formazione stellare dato dalla dissipazione del gas) per tener conto dell' invecchiamento delle popolazioni stellari tra un evento di merging e il succesivo. Le stelle giovani formate per dissipazione infatti emettono maggiormente rispetto a quelle già evolute presenti nelle galassie progenitrici, provocando un maggiore incremento in luminosità (rispetto all ' aumento in massa) della galassia prodotto del merging.

Le relazioni di scala ottenute sono state confrontate con quelle osservate: si è trovato che, considerando l' aumento in massa stellare, i due casi di gerarchia esaminati producono gli stessi andamenti della FJ, della $M_{BH} - \sigma_0$, della Kormendy e del PF sintetici. Quando confrontate con le relazioni di scala osservate, anche se le relazioni trovate sono migliori di quelle ottenute nel caso di merging non dissipativo, risulta chiaro come esse non riescano a riprodurle. Il massimo aumento di σ_0 e di massimo decremento di R_e si hanno quando gli effetti della dissipazione cominciano a diventare importanti sull' andamento della frazione di massa gassosa; tali effetti però non bastano a produrre le relazioni osservate. Lo scenario di *accretion*

ottenuto considerando l' evoluzione della luminosità produce relazioni di scala più vicine a quelle osservate: in particolare viene riprodotto il PF, relazione che, come abbiamo visto, è mantenuta anche dallo scenario di *dry merging* (per effetto della combinazione tra gli andamenti di σ_0 ed R_e che comunque non permettono di riprodurre nè la relazione di Faber-Jackson nè quella di Kormendy).

Possiamo concludere che, anche considerando uno scenario più sofisticato di merging di galassie ellittiche, quale lo scenario di merging dissipativo, le relazioni di scala osservate non sono ancora riprodotte. Allo stato attuale non esiste dunque uno scenario di formazione delle ellittiche per merging che sia consistente con le osservazioni. Questo lavoro supporta quindi lo scenario di collasso monolitico, che a tutt' oggi risulta quello più compatibile con la Fisica di oggetti estremamente omogenei, ma altrettanto complessi, quali le galassie ellittiche.

Appendice A

Il Teorema del Viriale a due componenti

Il Teorema del Viriale Scalare (TVS) applicato a sistemi stazionari autogravitanti si scrive

$$2T + U = 0, \tag{A.1}$$

in cui T è l' energia cinetica totale

$$T = \frac{1}{2}\int_{R^3} \rho v^2 d^3\mathbf{x}, \tag{A.2}$$

dove ρ è la distribuzione di densità del sistema, v la velocità, e U è l' energia gravitazionale totale

$$U = \frac{1}{2}\int_{R^3} \rho\Phi d^3\mathbf{x}, \tag{A.3}$$

in cui Φ è il potenziale gravitazionale generato da ρ.

I sistemi a due componenti possono essere descritti da due coppie potenziale-densità (ρ_1, Φ_1) e (ρ_2, Φ_2), in modo tale che il sistema sia caratterizzato dalla densità totale $\rho_t = \rho_1 + \rho_2$ e dal potenziale totale $\Phi_t = \Phi_1 + \Phi_2$, e sia autogravitante, ossia soggetto solamente al potenziale Φ_t, e non a potenziali esterni al sistema. In tal caso

nell' eq. (A.1)

$$U = \frac{1}{2}\int_{R^3} \rho_t \Phi_t d^3\mathbf{x} = \frac{1}{2}\int_{R^3} (\rho_1\Phi_1 + \rho_2\Phi_2 + \rho_1\Phi_2 + \rho_2\Phi_1) d^3\mathbf{x}, \tag{A.4}$$

in cui i termini

$$U_{1,2} \equiv \int_{R^3} \rho_1 \Phi_2 d^3\mathbf{x} \qquad \text{e} \qquad U_{2,1} \equiv \int_{R^3} \rho_2 \Phi_1 d^3\mathbf{x}, \tag{A.5}$$

rappresentano le energie d' interazione delle due componenti, per cui vale la proprietà

$$U_{1,2} = U_{2,1}. \tag{A.6}$$

Per ciascuna sottocomponente, ad esempio la 1, il TVS si scrive

$$2T_1 + U_1 + W_{1,2} = 0, \tag{A.7}$$

in cui il termine d' interazione viriale delle due componenti è

$$W_{1,2} = -\int_{R^3} \rho_1 < \mathbf{x}, \frac{\partial \Phi_2}{\partial \mathbf{x}} > d^3\mathbf{x}. \tag{A.8}$$

Si verifica facilmente che

$$W_{1,2} + W_{2,1} = U_{2,1} = U_{1,2}. \tag{A.9}$$

Appendice B

Le equazioni di Jeans

A partire dalla funzione di distribuzione nello spazio delle fasi $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$, per un sistema stellare si definiscono la densità ρ:

$$\rho(\mathbf{x}, t) = \int f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d^3\mathbf{v}, \tag{B.1}$$

la velocità media in ogni punto del sistema, data da:

$$\overline{v_i} \equiv \frac{1}{\rho(\mathbf{x}, t)} \int v_i f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d^3\mathbf{v}, \tag{B.2}$$

e la dispersione di velocità

$$\sigma_i^2 j = \overline{(v_i - \overline{v_i})(v_j - \overline{v_j})} = \overline{v_i v_j} - \overline{v_i v_j}, \tag{B.3}$$

in cui

$$\overline{v_i v_j}(\mathbf{x}, t) \equiv \frac{1}{\rho(\mathbf{x}, t)} \int v_i v_j f d^3\mathbf{v}. \tag{B.4}$$

Partendo dall' equazione non collisionale di Boltzmann, integrandola su tutto lo spazio delle velocità col metodo dei momenti, si ottengono le equazioni di Jeans (qui considerate fino al secondo ordine) valide per i sistemi stellari:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho \overline{v_i}}{\partial x_i} = 0, \tag{B.5}$$

che è l' equazione di continuità per un fluido stellare, e

$$\frac{\partial \rho \overline{v_i}}{\partial t} + \frac{\partial \rho \overline{v_i v_j}}{\partial x_j} = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial x_i}. \tag{B.6}$$

Le equazioni di Jeans costituiscono un insieme infinito di equazioni, in quanto per i sistemi stellari non è possibile in generale scrivere un' equazione *di chiusura* che leghi le componenti di σ^2 alla densità ρ. In altre parole, le equazioni di Jeans non si possono chiudere perchè in generale, per i fluidi stellari, non si conosce la forma della funzione di distribuzione f. Per poter risolvere le equazioni di Jeans è quindi necessario fare delle assunzioni sullo stato fisico del sistema che si considera, e quindi sulla forma di f. Per il teorema di Jeans, in un sistema stazionario f dipende dalle variabili dello spazio delle fasi $\mathbf{x}, \mathbf{v}$ solo attraverso le leggi di conservazione del potenziale: nel caso di sistema stazionario e a simmetria sferica, su ogni orbita del sistema si conserva l' energia E, per cui $f = f(E)$. In tal caso il tensore dispersione di velocità σ^2 è isotropo, cioè

$$\sigma_{ij}^2 = \sigma^2 \delta_{ij}, \tag{B.7}$$

cioè in ogni punto del sistema la dispersione di velocità assume lo stesso valore.

Appendice C

L' equazione dell' equilibrio idrostatico

In fluidodinamica, l' equazione dell' impulso si ottiene a partire dal teorema del trasporto

$$P_i(t) = \int_{V(t)} \rho u_i d^3\mathbf{x}, \tag{C.1}$$

dove P_i è l' impulso nella i- esima direzione dell' elemento di fluido che si muove con velocità u_i. In un sistema di riferimento inerziale, la seconda legge di Newton dà:

$$\frac{dP_i}{dt} = \int_{V(t)} \rho f_i d^3\mathbf{x} + \int_{\partial V(t)} p_{ij} n_j d^2\mathbf{x}. \tag{C.2}$$

Il primo è un integrale di volume, in cui f_i dà le forze di volume; il secondo è un integrale di superficie in cui $p_i j$ è il tensore degli sforzi (tensore di stress), e l' integrando rappresenta le forze di superficie. Calcolando la derivata materiale della quantità espressa dall' eq. (C.1) e applicando il teorema di Gauss- Green (della divergenza), l' integrale (C.2) può essere riscritto come

$$\int_{V(t)} \left[\frac{D\rho u_i}{dt} + \rho u_i div\mathbf{u} \right] d^3\mathbf{x} = \int_{V(t)} \rho f_i d^3\mathbf{x} + \int_{V(t)} \frac{\partial p_{ij}}{\partial x_j} d^3\mathbf{x}. \tag{C.3}$$

Siccome l' identità non dipende dal volume $V(t)$ considerato si ha

$$\frac{D\rho u_i}{dt} + \rho u_i div\mathbf{u} = \rho f_i + \frac{\partial p_{ij}}{\partial x_j}. \tag{C.4}$$

In assenza di sorgenti (ovvero di pozzi) vale l' equazione di continuità

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho div\mathbf{u} = 0, \tag{C.5}$$

cosicchè, derivando l' eq. (C.4) si ottiene

$$\rho\frac{Du_i}{Dt} = \rho f_i + \frac{\partial p_{ij}}{\partial x_j}, \tag{C.6}$$

in cui il tensore di stress p_{ij} ha in genere la forma

$$p_{ij} = \lambda(\mathbf{x},t)\delta_{ij}div\mathbf{u} + \mu(\mathbf{x},t)(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}) - \delta_{ij}P(\mathbf{x},t), \tag{C.7}$$

dove $\lambda(\mathbf{x},t)$ e $\mu(\mathbf{x},t)$ sono coefficienti di viscosità, mentre $P(\mathbf{x},t)$ è la pressione termodinamica. Per fluidi all' equlibrio termodinamico il tensore di stress è isotropo, e dall' eq. (C.6) si ha, all' equilibrio

$$\rho f_i = \frac{\partial P}{\partial x_i}, \tag{C.8}$$

che è l' equazione dell' equilibrio idrostatico. In particolare, se le forze di volume sono date dalla gravità, cioè se

$$f_i = -\frac{\partial \Phi}{\partial x_i}, \tag{C.9}$$

(in cui Φ è il potenziale gravitazionale) l' equazione (C.8) diventa

$$\frac{\partial P}{\partial x_i} = -\rho\frac{\partial \Phi}{\partial x_i}, \tag{C.10}$$

valida sia per fluidi viscosi che non viscosi.

Bibliografia

Bernardi M. et al. 2003 ApJ, **125**, 1882

Bertin G., Ciotti L., Del Principe M. 2002 A& A, **386**, 149

Binney J., Tremaine S. 1987 *Galactic Dynamics*,
Princeton University Press

Bondi H. 1952 MNRAS, **112**, 195

Burstein D., Davies R.L. et al. 1988 in *"Towards Understanding Galaxies at Large Redshift"*, eds. R.G.Kron & A.Renzini, Kluwer Dordrecht, p.17

Capaccioli M. et al. 1990 A& A, **242**, p.248

Ciotti L. 1991 A& A, **249**, 99

Ciotti L., Lanzoni B., Renzini A. 1996 MNRAS, **282**, 1

Ciotti L., Van Albada T.S. 2001 ApJ, **552**, L13

Cole S., Frenk C.S. 1996 MNRAS, **283**, 1361

Davies et al. 1983 ApJ, **266**, 41

de Vaucouleurs G. 1948 AnAp, **11**, 247

de Zeeuw P. Tim 2001 in *"ESO Conference on Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei"*, eds. L. Kaper, E.P.J. van den Heuvel, 78

Eggen O.J., Lynden- Bell D., Sandage A. 1962 ApJ, **136**, 747

Faber S.M. et al. 1987 in *"Nearly Normal Galaxies. From the Planck time to the Present"*, ed. S.M.Faber, Springer Verlag, New York, p. 175

Faber S.M., Jackson R.E. 1976 ApJ, **204**, 668

Ferrarese L., Merritt D. 2000 ApJ, **547**, 140

Gebhardt et al. 2000 ApJ, **543**, L5

Hawking S., 1976 Phys. Rev., **D14**, 2460

Jorgensen I. et al. 1996 MNRAS, **280**, 167

Kauffmann G. 1996 MNRAS, **281**, 487

Khochfar S., Burkert A. 2003 ApJ 0303529

Kormendy J. 1977 ApJ, **218**, 333

Kormendy J., Richstone D.O. 1995 ARA & A, **33**, 581

Lynden-Bell D. 1963 MNRAS, **136**, 201

Magorrian et al. 1998 ApJ, **115**, 2285

Nipoti C. et al. 2003b MNRAS **344**, 748

Nipoti C., Londrillo P., Ciotti L. 2003a MNRAS **342**, 501

Ostriker J. 1980 Comments Astrophys., **8**, 177

Ostriker J., Tremaine S. 1975 ApJ, **202**, L13

Peacock J.A. 1999 *Cosmological Physics*, Cambridge University Press

Robertson B., Hernquist L. et al. 2005 ApJ, 0511053

Sandage A., 1961 *The Hubble Atlas of galaxies*, Carnegie Institution Press

Saslaw W.C. 1985 *Gravitational physics of stellar and galactic systems*, Cambridge University Press

Tremaine S. et al. 2002 ApJ, **574**, 740

Toomre A. & Toomre J. 1972 ApJ, **178**, 623-666

van der Marel 1999 ApJ 9806365

Van Dokkum P.G. et al. 1999 ApJ, **520**, L95

Van Dokkum P. et al.2005 ApJ, **622**, L5

Visvanathan N., Sandage A. 1977 ApJ, **216**, 214

White S.D.M. 1978 MNRAS, **184**, 185

White S.D.M. 1979 ApJ Lett. **229**, L9

White S.D.M., Rees M. 1978 MNRAS **183**, 341

Ringraziamenti

Il primo, sentito GRAZIE va al mio relatore prof. Luca Ciotti, una persona che stimo molto, un professore dalle doti rare, capace di trasmettere con passione il suo amore per quello che fa, e dalla fervida vivacità intellettuale che mi ha spinto a sceglierlo come relatore per la mia tesi. Grazie per la pazienza mostrata nel condurmi lungo questo impervio cammino (nonostante i mille impegni...), grazie perché ha saputo insegnarmi molto (molto di più di quello che - *ahimè*- ho saputo imparare), e perché mi ha dato modo di affrontare un lavoro che mi ha appassionato sempre di più, nonostante le difficoltà.

Grazie alla mia co-relatrice, la dott.ssa Barbara Lanzoni: (ed i suoi fogliettini esplicativi) per avermi sempre accolto con un sorriso tutte le volte (e sono state tante...) che ho bussato alla sua porta in cerca di delucidazioni e ne sono uscita con meno dubbi, per l' aiuto che mi ha dato col Fortran quando tutto mi sembrava insormontabile, e per l' appoggio nei momenti di sconforto. **GRAZIE!**

Grazie a tutte le persone che ho avuto la fortuna di conoscere e di avere come Amici: non ho molto da dire, eccetto che sarei nulla senza di loro...per quello che è stato e che sarà, grazie a Sara e Giovanni, compagni di (s)ventura nonchè di viaggi fisici e spirituali, Claudia la mia anima gemella, per il nostro mondo *sui generis*, Rosalba la mia donna, Veronica "Gianni" con la quale ho condiviso gioie e dolori (ad intervalli di pochi secondi...) in questi anni, Andrea (spettacolo!), Dino Giuliano ecc. ecc., la dolce Chiara (*che vù fa?* scusa, ma ci stava troppo), Annalisa ed il suo essere Speciale, Viviane-Tina, Antonio, Barbie, Vito, Bon Bon, il Mino e i suoi

fantastici labirinti, il Fern, Any (e tutte le ragazze della mitica casa di via Lanzalone a Salerno, lido di numerosi approdi durante il mio vagare), Madda (e le nostre cene da laureande sotto stress), Cate (per il reciproco sostegno...), Silvia (o è lei a dover ringraziare me?!?), Ciro e il suo rocambolesco mondo alla *Storia Infinita* per avermi aperto le porte della facoltà anche sotto la tempesta, Giuseppe, Yuri. Grazie mille ad Andrea M. per la sua disponibilità e la sua umiltà.

Grazie a *quelli degli ormai lontani giovedì* di incontro e discussioni sempre costruttive: Emanuele e il suo cauto ottimismo, Daniele e la sua calma e Giovanna per i suoi sorrisi. Grazie a Stefano, che mi ha risolto in men che non si dica i miei problemucci con SM, e a Nicoletta, che mi ha "prestato" Apollo perchè risolvessi i miei problemucci con SM (ma se non era per Stefano stavo ancora lì..), grazie ad Antonio "marsala" per gli agguati nel suo studio alla ricerca di risposte che non riuscivo a trovare.

Grazie ai miei zii Carmela (e alle sue *patan cnzuat*), Pasquale, Lucia e Vito, ai miei cugini (tutti un pò fratelli maggiori...) Gre, per aver sempre creduto in me -più di quanto facessi io-, Rosa e la piccola Ludo, Marghe e Vito, e i loro stupendi pargoli Gio e Pachi, Angelo e i suoi nomignoli, Gerardo e Vincenzo.

Un grazie speciale a "cummuà " Maria e alla sua famiglia che sento anche mia: zia Rinuzza, Angela, Fabio, il piccolo Lorenzo, le mie "sorelline" Wanda e Olly con le quali sono cresciuta, senza le quali la vita in quel di Roschito (e non solo) non sarebbe mai la stessa; grazie a Luca (Voltron Salvatoretto) che ormai è *uno di noi*, grazie a mio padre, a mia Sorella Anto (Monghy) per la sopportazione e per l' amore che ci unisce, ai miei nonni Maria e Antonio.
Grazie a Totò, il regalo più bello che questo travagliato anno mi ha saputo fare.
Grazie al magico Portogallo per i suoi profumi e i suoi colori.

Infine voglio dedicare un pensiero speciale a tre persone che hanno fatto (e

continuano a fare) tanto per me: grazie ai miei nonni Elvira e Giovannangelo (ovunque siano...) per tutto quello che mi hanno lasciato, a mia madre e alla sua incredibile Forza che trascina tutti. Questa tesi è il mio piccolo dono per loro.

GRAZIE A TUTTI!

Elvira