

EFFETTI D'AMBIENTE

SU GALASSIE D'AMMASSO

X APPROFONDIMENTI SU CD

<http://www.astro.virginia.edu/~cl57i/>

HOME PAGE DI CRAIG SARAZIN

DOVE C'E WEB VERSION OF BOOK

(SARAZIN 1986)

X APPROFONDIMENTI SU EVOLUZIONE GALS

POGGIANTI 2005

SU ADS

CIOE'

<http://adsabs.harvard.edu/>

ABSTRACT-SERVICE.
HTML

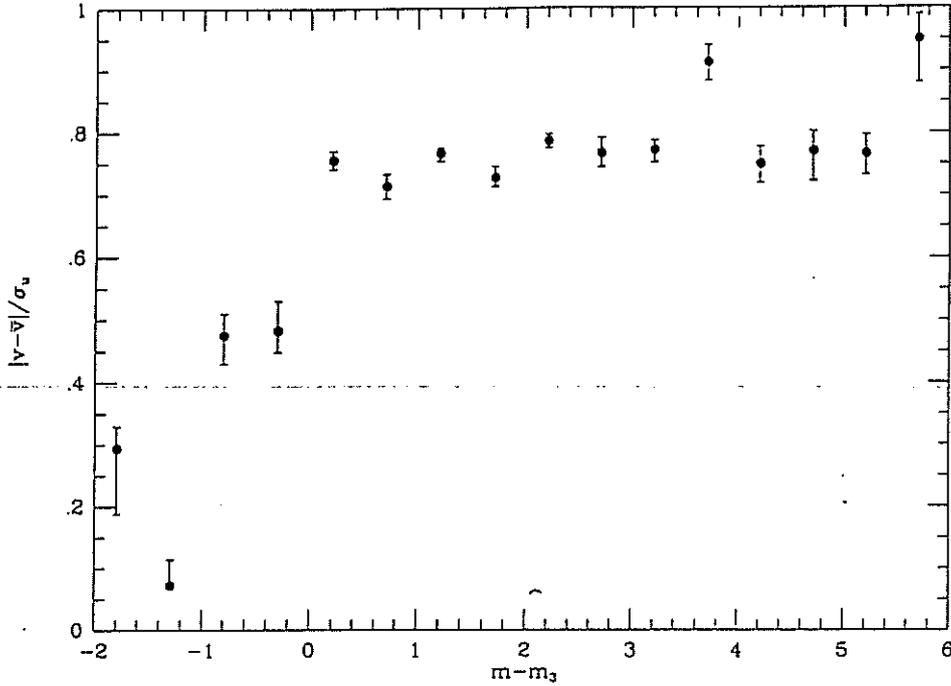


FIG. 2.—Normalized velocities $|v - \bar{v}|/\sigma_u$ binned in intervals of 0.5 mag vs. $m - m_3$; the error bars (at the 68% confidence level) are obtained via a bootstrap resampling procedure.

Both the S and W tests showed that σ_u is larger than σ_{idw} at a significance level $>99.99\%$. The cumulative distributions for σ_u and σ_{idw} are plotted in Figure 4. The increased difference between the weighted and unweighted dispersions can be seen by comparing Figure 4 with Figure 1.

4. DISCUSSION

We detected significant evidence for VLS in a sample of 61 clusters. The velocity dispersions are significantly lower for galaxies with higher luminosities. There is no evidence for VLS of galaxies fainter than the third ranked. The segregated galaxies are those with $m \leq m_3$; these are preferentially early-type galaxies and are located in the central regions. The segregation was clearly detected by using the velocity dispersions weighted both on galaxy luminosities and on the inverse of their clustercentric distances.

Clear-cut evidence of segregation in each of our clusters was not detected; this may be due to the smallness of the effect and/or to the limited quantity of data available for each single cluster. The fact that previous analyses based on a few clusters have sometimes failed to detect a significant amount of segregation is, then, not surprising. Moreover, clusters are likely to be in different evolutionary stages, and, consequently, in different dynamical statuses (see, e.g., Yepes et al. 1991).

The segregation we detected could be a natural characteristic of galaxies formed at the highest density peaks. Being at the cluster center, these galaxies are free enough from size limitations imposed by the mean tidal field of the cluster (see, Dressler 1984; Merritt 1984; Richstone 1990). Another possible explanation is the process of dynamical friction. The relaxation time for this process depends on the mass of the galaxy considered, as well as on the cluster velocity dispersion and core radius. We took the core radii, r_c 's for 20 clusters in our sample from Sarazin (1986), and estimated their σ_{rob} 's, and

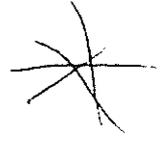
the luminosities, l_3 , of their third-ranked galaxies. From these values we computed the relaxation time, t_3 , for the third-ranked galaxy in each cluster—using equation (2.36) in Sarazin (1986):

$$t_3 \approx 6 \times 10^9 \text{ yr} \left(\frac{\sigma_{rob}}{1000 \text{ km s}^{-1}} \right) \left(\frac{r_c}{0.125 h_{100}^{-1} \text{ Mpc}} \right)^2 \times \left(\frac{l_3}{l^*} \right)^{-1} \left[\frac{(\mathcal{M}/l)_{gal}}{10 (\mathcal{M}/l)_\odot} \right]^{-1}, \quad (6)$$

where l^* is the characteristic visual luminosity of galaxies in the Schechter luminosity function (Schechter 1976), and \mathcal{M}/l is the galaxy mass-to-luminosity ratio. The values of $t_3 [(\mathcal{M}/l)_{gal}/(10 (\mathcal{M}/l)_\odot)]$, for the clusters considered are listed in Table 3, in units of 10^9 yr. We denote as t_{eff} , the effective time during which the dynamical friction process operates, in 10^9 yr. We found that t_3 , averaged over these 20 clusters, is less than a cluster lifetime, if reasonable values for the galaxy mass-to-luminosity ratio are assumed, i.e. $\sim 50/t_{eff}$, in solar units. The extreme values found for t_3 allow us to constrain the average mass-to-luminosity ratio of cluster galaxies, in the visual band, from a minimum of $\approx 10/t_{eff}$ to a maximum of $\approx 150/t_{eff}$, in solar units. Moreover, we divided this sample of 20 clusters into two subsamples: clusters with t_3 higher and, respectively, lower than the median value. We noticed that the evidence for VLS is somewhat stronger for the low t_3 subsample (S: 99.90% and W: 99.90% s.l.) than for the high t_3 one (S: 94.53% and W: 95.80% s.l.). These results are compatible with the segregation being induced by the dynamical friction process.

As a further consideration, we have fitted the logarithm of the normalized velocities $\log(|v_i - \bar{v}|/\sigma_u)$ versus the normalized magnitudes $m_i - m_3$ (see Fig. 2), using a standard least-squares procedure. The straight line fitted on the data for galaxies brighter than m_3 was found to have a slope of 0.2, just

y function
f you want
right non-
y that you
he relative
f that goes
th a bright



DYNAMICAL EVOLUTION OF CLUSTERS OF GALAXIES

Douglas Richstone
Department of Astronomy
University of Michigan
Ann Arbor, MI 48109

Abstract. Recent progress in understanding four processes that play a large role in the evolution of clusters of galaxies is reviewed. These are dynamical friction, mergers, collisional tidal stripping and the cluster mean field tide. Recent estimates for the growth rate of the cD galaxy and its frequency of appearance are discussed. In spherical relaxed clusters the theoretical and observational results for the accretion rate of a central massive galaxy seem to be quite consistent. It appears that a major part of the cD formation must occur in subclusters. Recent work on the formation of clusters containing galaxies and dark matter suggests that considerable mass segregation occurs in small subclusters (provided clusters form in a bottom up manner). This appears to be a result of dynamical friction. It may imply that visible clusters are embedded in large dark matter halos and that cluster M/L 's have been underestimated.

1. INTRODUCTION

Clusters of galaxies represent a fascinating, if formidable, challenge for the theorist. Although relatively young in terms of their crossing times ($T_{cr} = R/v$), the galaxies are sufficiently large and massive that they interact with each other and the intracluster medium on a timescale comparable to their ages. A sensible way to organize a report on this complicated subject is, by analogy with stellar structure, to report first on the detailed processes which may occur (the 'hydrodynamics' and atomic 'physics' of the problem) and then to examine the effects of these processes (the analog of 'evolution') on the galaxies and the cluster. I will attempt to follow that plan. Accordingly, in Section 2 we describe the 'atomic physics' of interactions between cluster galaxies and each other and the intracluster medium. In Section 3 we discuss the new results on the evolution of virialized clusters with spherical symmetry, and a few relevant observational results, especially those which bear on the 'cannibalism' hypothesis for brightest cluster galaxies.

Finally, in Section 4 I report on the somewhat surprising results West and I have recently obtained by simulating formation of clusters of galaxies containing both dark matter and galaxies. These simulations raise questions about the standard model in

which the evolution of galaxy clusters is studied, in which we assume that they are quasi-static, and well-mixed, and that the galaxies carry ~ 10% of the mass. They also suggest that estimates of the mass density of the Universe obtained by combining cluster M/L 's with galaxy surveys may in fact be consistent with $\Omega_0 = 1$ cosmologies.

An important component of the physics of clusters of galaxies is the behavior of the hot X-ray emitting gas in the cluster, and the interaction of that gas with the interstellar media of the galaxies. There is, in addition, a rat's nest of frustrating issues which arise in the interpretation of cluster structure and dynamics, including the significance or importance of observed subclustering, the shape of the velocity distribution profile in projection and putative structure in that profile, the role of velocity anisotropy in confounding mass estimates, and the problem of identifying true members. Those topics are not addressed in this review.

I have been significantly influenced in preparing this report by the recent reviews by Dressler (1984), Merritt (1988), Geller (1987) and White (1982).

2. PHYSICAL PROCESSES

2.1 Dynamical Friction

Dynamical Friction is the loss of energy of a massive object by gravitational scattering of less massive objects. Most work on the application of this process to clusters uses the formula derived by Chandrasekhar (1943) for drag on a massive particle traveling with velocity v through an infinite fluid of less massive objects whose velocity distribution is Maxwellian. That formula may be written as

$M \gg m$ ← $\frac{dv}{dt} = \frac{-4\pi G^2 m \rho_b f(v) \ln \Lambda v}{v^3}$ $\frac{dv}{dt} \propto \frac{m \rho_b f(v) \ln \Lambda}{v^2}$

where m is the mass of the heavy object, ρ_b is the mass density of the lighter objects, $f(v) = \text{erf}(X) - X \text{erf}'(X)$ is the 'active' mass fraction (see Binney and Tremaine 1987), $X = v/(\sqrt{2}\sigma)$, and Λ is the usual ratio of most distant to closest encounters. As written above the formula is correct only in the limit that the background particles are much heavier than the test particle. If that is not the case it should be multiplied by the factor $(1 + m_b/m)$.

Considerable effort during the past decade has been spent on investigating the applicability of the dynamical friction formula to binary stellar systems and heavy point masses embedded in spherical systems (Lin and Tremaine 1983, White 1983, Weinberg 1986). A fair summary of those studies could fill a review paper, but it seems reasonably clear that the Chandrasekhar formula, at least to a factor of two, provides a reasonable description of the angular momentum loss of a heavy object on a nearly circular orbit, embedded in a cluster of less massive points. It is not altogether clear to this reviewer what these studies suggest about its reliability for elongated orbits or background distributions with non Maxwellian or anisotropic distribution functions.

A massive object moving through a sea of particles loses energy on a timescale $\tau = (1/v \, dv/dt)^{-1}$. If this formula is applicable to the orbiting galaxies in clusters, then the timescale for velocity loss (or for orbital decay in a singular isothermal potential well, is

$\tau_{DF} = \frac{v}{|dv/dt|}$

So i
hea
10¹⁰
Not
prop
clus
harr
und

2.2

star
the
an u
has

(198
on th
energ
are r
tran
radi

This
galax

The
fram

wher

This
p². T

$$\tau = 0.3 \times 10^{10} \text{ yr} \left(\frac{v}{10^3 \text{ km sec}^{-1}} \right)^3 \left(\frac{m}{10^{12} M_{\odot}} \right)^{-1} \left(\frac{\rho_b}{10^{-3} M_{\odot}/\text{pc}^3} \right)^{-1}$$

So if no other process intervenes, the dynamical friction formula indicates that the heaviest galaxies near the cluster center should spiral to the center in a time of order 10^{10} yr. In the estimate above we have evaluated $f(v)$ at $X = 1$ and taken $\ln \Lambda = 3$. Note however, that when the erf and erf' are evaluated at small v , the frictional drag is proportional to v . Thus the galaxy does not sink like a stone in honey. In a homogeneous cluster core, the galaxy's equation of motion is that of a damped 3-dimensional simple harmonic oscillator, and for any reasonable cluster and galaxy parameters it is an underdamped oscillator.

2.2 Mergers

Two galaxies which pass each other slowly and closely gravitationally deflect the stars in each other, increasing the internal energy of each. The source of this energy is the relative orbital energy of the galaxies. If the passage is sufficiently slow and close, an unbound orbit will become a bound orbit and the galaxies will merge. This process has been discussed extensively in the literature.

A particularly useful set of approximate merger criteria is provided by Tremaine (1981). These formulae are descended from earlier work by Spitzer (1958) and are based on the impulsive approximation, which appears to provide rather good estimates for the energy transfer to stellar orbits even in fairly slow encounters. Since grazing encounters are much more common than head-on ones, we show below the formula for the energy transferred to the individual stellar orbits in a galaxy of mass m_g and mean square radius $\langle r_g^2 \rangle$ by a perturber of mass m_p passing at velocity v and impact parameter p :

$$\Delta E = \frac{4G^2 m_p^2 m_g \langle r_g^2 \rangle}{3v^2 p^4}$$

This formula can be easily modified to include the energy dissipated in galaxy p by galaxy g, to obtain

$$\Delta E = \frac{4G^2}{3v^2 p^4} (m_p^2 m_g \langle r_g^2 \rangle + m_g^2 m_p \langle r_p^2 \rangle)$$

The total can be divided by the kinetic energy of the galaxies in the center of mass frame $\mu v^2/2$ where $\mu = (m_g m_p)/(m_g + m_p)$, to obtain a criterion for mergers:

$$\frac{\Delta E}{E} \geq 1,$$

where

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{8G^2(m_p + m_g)}{3v^4 p^4} (m_p \langle r_g^2 \rangle + m_g \langle r_p^2 \rangle)$$

This criterion can be used to obtain a merger cross section by solving $\Delta E/E = 1$ for p^2 . This gives

$$p^2 = \left[\frac{8G^2(m_p + m_g)}{3v^4} (m_p \langle r_g^2 \rangle + m_g \langle r_p^2 \rangle) \right]^{1/2}$$

Since collisions at this velocity with impact parameter less than the indicated value of p^2 will lead to mergers, πp^2 is the cross section for merger. This criterion reduces to Tremaine's for equal mass galaxies. Since one galaxy may grow considerably as a result of mergers, it is of some interest to look at the merger rate in the limit $m_g \gg m_p$. We use $r \propto m^{1/2}$ to evaluate the above expression, which reduces to $p^2 \propto m_g \sqrt{m_p} v^{-2}$. Then the merger rate per galaxy, which varies as $n_p \sigma_{cl} \pi p^2$, is proportional to m_g , while the material accreted at each step varies as m_p . In this model, the merger product grows exponentially.

There have been numerous numerical simulations of mergers during the last decade, especially by White (1978, 1979, 1980), van Albada (1982), Villumsen (1982 a, b and 1983), Duncan, Farouki and Shapiro (1983) and May and van Albada (1984). These experiments show that formulae derived from the impulsive approximation provide a reasonable merger criterion, that gradients in population, metallicity or M/L are washed out, but only slowly, and that merger remnants tend to exhibit deVaucouleurs' law surface density profiles.

Two results seem particularly interesting. First, White has noted that head-on mergers tend to produce prolate elliptical galaxies, while grazing mergers tend to produce oblate ones, which however have rather large spin parameters (that is, unlike giant elliptical galaxies, they seem to be flattened by rotation rather than velocity anisotropy). These results are substantiated by Villumsen, who sees little velocity anisotropy in his merger products. Since, barring special tuning, a random distribution of collisions will favor grazing encounters over head-on ones, ellipticals resulting from few mergers should spin rapidly. Hence, it's hard to see how giant ellipticals could result from hierarchical mergers of comparable mass partners at each step.

Second, Quinn and Goodman (1986) have shown that the stellar disks are easily thickened by accretion of companions totaling as little as 10% of the disk mass. So if there is significant merging in the cluster or in subclusters, spirals and SO's must avoid those regions.

2.3 Collisional Tidal Stripping

During galaxy encounters (which may or may not) lead to mergers, some of the stars which acquire energy may become unbound. From the standpoint of cluster evolution, the most interesting single parameter is the fractional rate at which galaxies lose mass.

Aguilar and White (1985) have performed a thorough set of numerical experiments which now constitute the best estimate of mass loss rates due to tidal stripping in clusters. Since the rate at which an individual galaxy encounters others must be proportional to $n \sigma_{cl} \pi r_g^2$, it is possible to estimate the fractional mass loss rate for an individual galaxy from the Aguilar White simulations. It is

m $\sigma_{cl} r_g^2$ $\left(\frac{\sigma_{cl}}{4\sigma_g}\right)^{-\gamma}$ $\left(\frac{r_g}{10\text{kpc}}\right)^2$ $\left(\frac{\sigma_{cl}}{4\sigma_g}\right)^{-\gamma}$ $\gamma \sim 3$

$$\left[\frac{1}{m_g} \frac{dm_g}{dt} \right] = \frac{-1}{10^{10}\text{yr}} \left(\frac{n}{10^{-3} M_{\odot} \text{pc}^{-3}} \right) \left(\frac{\sigma_{cl}}{10^3 \text{km sec}^{-1}} \right) \left(\frac{r_g}{10 \text{kpc}} \right)^2 \left(\frac{\sigma_{cl}}{4\sigma_g} \right)^{-\gamma} \quad *$$

where γ is between 2 and 3. For the important parameter range $\sigma_{cl}/(4\sigma_g) \sim 1$, appropriate to rich clusters of galaxies, their results are numerically very close to some

ancier
hard l
in tha

Ti
the siz
ordina
field ti
future

2.4 M

TL
orbits,
system
been e
that, o

where t
cluster
greatest
implies

This tra
of a ric
from M

Mer
of a prc
recently
field tid

A se
of circul
a good e
because
orbiting
loosely b
1973). C
of galaxi
orbits.

ated value of
on reduces to
ly as a result
 $m_g \gg m_p$
 $m_g \sqrt{m_p v^{-2}}$
to m_g , while
product grows

e last decade,
982 a, b and
4). These ex-
rovide a rea-
L are washed
couleurs' law

that head-on
send to pro-
, unlike giant
(anisotropy).
otropy in his
ollisions will
ergers should
hierarchical

ks are easily
k mass. So if
s must avoid

e of the stars
er evolution,
es lose mass.

experiments
stripping in
must be pro-
rate for an

)^{-γ},

r_g) ~ 1, ap-
ose to some

ancient work by this author (Richstone 1974, 1976 see also Dekel *et. al* 1980 and Gerhard 1981). However, they clearly also demonstrate that certain scaling rules adopted in that work are incorrect, and they find a much steeper dependence on σ_{cl}/σ_g .

Tidal stripping may play a role in limiting the size of galaxy halos or in limiting the size of merger products. It may also have contributed to the halos of cD galaxies if ordinary galaxies had more extended luminosity profiles in the past. Unlike the mean field tide discussed below, collisional stripping is likely to continue to play a role in the future, although at a slow rate.

2.4 Mean Field Tide

[The mean gravitational field of the cluster limits the size of galaxies] For circular orbits, this phenomenon is similar to the Roche limit. Although well known in the solar system, the importance of this process in the evolution of clusters has only recently been emphasized. Much of the work is due to Merritt(1984, 1985, 1988) who shows that, on circular orbits near the cluster center, a galaxy is limited to a size

$$r_g \leq 0.9 \frac{\sigma_g}{\sigma_{cl}} R_o,$$

where the subscript *g* refers to the galaxy and *cl* refers to the cluster, and *R_o* is the cluster core radius. In reasonable cluster mass distributions, galaxies experience the greatest tidal stress near *R_o*. For galaxies with isothermal mass distributions, this implies a mass limit of the form

$$M_g \leq 1.2 \frac{\sigma^3 R_o}{G \sigma_{cl}}$$

This translates to size and mass limits of ~ 50 kpc and ~ 8 × 10¹¹ M_⊙ near the center of a rich cluster. The numerical coefficients in the two above equations were derived from Merritt (1988).

Merritt's work recalls work by Gunn (1977) which argued that the mean field tide of a protocluster limits the size and mass of galaxies at formation. Merritt has also recently drawn attention to the work of Noonan (1970) who had also discussed mean field tides in clusters some time ago.

A set of numerical experiments (Allen and Richstone 1988) suggest that the results of circular orbit theory applied at the pericenter of an elongated orbit may not provide a good estimate of the tidal limitation of galaxies on elongated orbits. These galaxies, because of the short time spent near pericenter, lose only some subset of their stars orbiting outside the tidal radius. These simulations also exhibit some heating of the loosely bound stars in a manner reminiscent of tidal shocking (see Spitzer and Chevalier 1973). On the other hand, Merritt and White (1987) find that repeated pericenter passes of galaxies on elongated orbits reduce their mass below the limit expected for circular orbits.

Capitolo 2

Effetti d'ambiente sulle proprietà delle galassie

Nel capitolo precedente ho descritto i vari tipi di ambienti nei quali si formano ed evolvono le galassie. È evidente che galassie che si trovano a stretto contatto con altre galassie non potranno ignorarne l'esistenza; galassie che si muovono in un mare diffuso di particelle massive (la materia oscura) ne sentiranno l'influenza gravitazionale; alcuni costituenti delle galassie, gas e polveri, saranno particolarmente sensibili alla presenza del plasma ad elevata temperatura che esiste negli ammassi di galassie. Le galassie, insomma, non sono più considerate "universi isola" di kantiana memoria, ma vanno analizzate in relazione all'ambiente in cui vivono. Nel seguito esaminerò i processi fisici fondamentali che possono svolgere un ruolo più o meno importante nella storia evolutiva delle galassie e dei loro ambienti (§2.1). Poi passerò ad esaminare le evidenze osservative di "effetti d'ambiente" sulle galassie (§2.2).

2.1 Processi fisici

Si può operare una distinzione dei processi fisici d'interazione fra galassie e ambiente, in base alla controparte che interagisce con la galassia. Distingueremo quindi i processi:

- galassia - galassia;
- galassia - ammasso (o gruppo, o altro sistema di galassie);

- galassia - gas caldo diffuso (tipico di un ammasso).

2.1.1 Processi galassia - galassia

Rilassamento a due corpi

Le più importanti collisioni elastiche fra due galassie sono di natura gravitazionale. Queste collisioni producono uno scambio di energia fra le due galassie che s'incontrano: la galassia con minor massa acquisisce più velocità della galassia con massa maggiore e tramite una serie di questi incontri il sistema di galassie tende all'equilibrio termodinamico, cioè all'equipartizione di energia fra le galassie. Il tempo necessario perchè una galassia di massa M raggiunga l'equilibrio termodinamico è detto "tempo di rilassamento" (vedi Sarazin 1986 e referenze ivi citate):

Chadrosekhan $\tau \sim \frac{v^3}{G^2 m_p^2 n_f \rho(\frac{v}{\sigma_v}) h \Lambda}$

$$t_r = \frac{3\sigma_v^2}{4\sqrt{\pi}G^2 M M_f n_f \ln \Lambda} \quad (2.1)$$

dove σ_v è la componente radiale della dispersione di velocità nel sistema di galassie considerato, M_f e n_f sono rispettivamente la massa e la densità medie delle galassie del sistema. Λ è il rapporto fra i parametri d'impatto massimo e minimo nelle collisioni; tipicamente, si considera $\Lambda = R/r$, dove R è il raggio viriale (cfr. eq.1.6) e r è il raggio della galassia. Se tutta la massa (inclusa quella oscura) di un ammasso fosse legata alle singole galassie, si avrebbe:

$$t_r(M^*) \approx 3 \times 10^{11} \text{ yr}$$

dove M^* è la massa corrispondente al parametro \uparrow^* della funzione di luminosità - vedi eq.(1.7). Questo processo non può quindi condurre a un'equipartizione di energia fra tutte le galassie in un tempo di Hubble - vedi eq.(1.10) - ma può avere una certa rilevanza per le galassie di massa $M \gg M^*$.

Spoliazione collisionale

Gli incontri fra due galassie generano anche maree, in cui parte dell'energia cinetica dell'urto viene ridistribuita agli strati più esterni delle galassie coinvolte. Il processo è descrivibile analiticamente nell'approssimazione impulsiva (vedi p.es. White 1982), cioè supponendo che l'incontro fra un oggetto perturbatore di massa M_p e la galassia in esame avvenga ad un'elevata velocità

relativa. Sia \vec{v}_p la velocità dell'oggetto perturbatore in orbita intorno alla galassia e sia \vec{d} la posizione del pericentro. Una stella a una distanza r^* dal centro della galassia, in orbita con velocità \vec{v}^* subisce un impulsivo cambio di velocità a causa dell'urto:

$$\Delta\vec{v}(r^*) = \frac{2GM_p}{v_p d^2} [2(\vec{r}^* \cdot \vec{d})\vec{d}/d^2 + (\vec{r}^* \cdot \vec{v}_p)\vec{v}_p/v_p^2 - r^*] \quad (2.2)$$

avendo assunto $d \gg r^*$ e $v_p/d \gg v^*/r^*$. La galassia viene quindi allungata in direzione del pericentro \vec{d} e compressa in direzione perpendicolare al piano orbitale dell'incontro. La variazione di energia per unità di massa della singola stella vale:

$$\Delta(1/2v^{*2}) = \vec{v}^* \cdot \Delta\vec{v} + 1/2\Delta v^2 \quad (2.3)$$

L'eq.(2.3) mostra che il moto cui è soggetta la stella in seguito a una serie di incontri casuali ha una componente di diffusione, per cui la stella esegue un cammino casuale nello spazio delle energie, e una componente di traslazione verso orbite meno legate nella galassia. Integrando la variazione di energia sull'intera galassia si ottiene la variazione totale di energia nel sistema:

$$\left[\frac{\Delta E}{E} \right]_{tot} = -\frac{16}{3} \left[\frac{\mathcal{M}_p}{\mathcal{M}} \right]^2 \frac{\langle v^{*2} \rangle r^2 \langle r^{*2} \rangle}{v_p^2 d^4} \quad (2.4)$$

dove \mathcal{M} ed r sono rispettivamente la massa e il raggio viriale della galassia $\langle v^{*2} \rangle$ e $\langle r^{*2} \rangle$ sono la velocità e il raggio quadratico medio delle stelle nella galassia.

L'eq.(2.4) indica che il danno subito da una galassia per effetti di marea è tanto più elevato quanto più grande è la massa della galassia che incontra e quanto più lento e ravvicinato è l'incontro. In definitiva, gli incontri più importanti dal punto di vista energetico sono proprio quelli per cui l'approssimazione impulsiva testè descritta non vale. Simulazioni numeriche hanno però confermato questo risultato analitico anche in condizioni molto diverse. Richstone (1990) ha calcolato la perdita di massa di una galassia per effetto degli incontri con altre galassie in un ammasso, utilizzando i risultati delle simulazioni numeriche di Aguilar e White (1985):

$$\frac{1}{\mathcal{M}} \frac{d\mathcal{M}}{dt} = \frac{-1}{10^{10} yr} \left[\frac{\rho}{10^{-3} \mathcal{M}_\odot pc^{-3}} \right] \left[\frac{\sigma_v}{10^3 km/s} \right] \left[\frac{r}{10 kpc} \right]^2 \left[\frac{\sigma_v}{4\sigma} \right]^{-\gamma} \quad (2.5)$$

dove σ_v e σ sono la dispersione di velocità dell'ammasso di galassie e della galassia stessa, ρ è la densità di galassie e $\gamma \simeq 2-3$. L'energia interna guadagnata dalla galassia a spese dell'energia cinetica produce un allontanamento delle stelle dalle orbite più legate e quindi una perdita di massa. Tale perdita produrrà a lungo termine una riduzione delle dimensioni delle galassie, che può tuttavia riguardare più gli aloni di materia oscura che le regioni ottiche.

Altri processi mareali

L'incontro fra due galassie può produrre anche effetti diversi dalla spoliatura collisionale. Aguilar e White (1986) hanno realizzato delle simulazioni numeriche per studiare i profili di densità delle galassie che hanno subito gli effetti di marea di uno o più incontri. Gli autori hanno identificato l'esistenza di una fase transeunte in cui le dimensioni lineari della galassia aumentano a causa del rimescolamento delle orbite stellari in orbite meno legate ("distensione mareale"). Solo gli urti più cospicui dal punto di vista energetico generano fenomeni di spoliatura collisionale.

Un altro effetto di marea è stato identificato da Miller (1988): il passaggio di una galassia in regioni ad alta densità di galassie (come il *core* di un ammasso) può produrre un grande rimescolamento delle orbite stellari senza perdita od acquisizione di massa ("scuotimento mareale").

Fusione e cannibalismo

L'energia interna guadagnata da una galassia in un urto con un altro oggetto proviene dall'energia cinetica del loro moto relativo. Se l'incontro è sufficientemente ravvicinato e l'orbita dei due oggetti quasi parabolica (la somma dell'energia cinetica e potenziale della coppia è nulla), la perdita di energia cinetica - eq.(2.4) - è così elevata da produrre un'orbita legata dopo la collisione.

La variazione totale di energia interna nell'approssimazione impulsiva è (White 1982):

$$\Delta E = \frac{4}{3} \frac{G^2 \mathcal{M}_1 \mathcal{M}_2}{d^4 v_p^2} (\mathcal{M}_2 \langle r_1^2 \rangle + \mathcal{M}_1 \langle r_2^2 \rangle) \quad (2.6)$$

dove "1" e "2" indicano le due galassie. L'energia orbitale prima dell'urto è

data da:

$$E = \frac{1}{2} \frac{\mathcal{M}_1 \mathcal{M}_2}{\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2} v_\infty^2 \quad (2.7)$$

dove v_∞ è la velocità relativa delle galassie all'infinito. Le due galassie si cattureranno in un'orbita legata se $\Delta E/E \geq 1$, cioè, assumendo che l'orbita iniziale sia parabolica, se:

$$v_\infty^2 \leq \frac{4}{3d^3} (\sigma_2^2 r_2 < r_1^2 > + \sigma_1^2 r_1 < r_2^2 >) \quad (2.8)$$

Se le galassie sono simili, la cattura avviene quando la velocità relativa delle galassie all'infinito è paragonabile alle dispersioni di velocità interne delle galassie. Tuttavia, nel caso di oggetti di massa molto diversa, la cattura può avvenire soltanto se l'energia dell'orbita è molto piccola. È facile capire che dopo la cattura in un'orbita legata altre perdite di energia cinetica orbitale seguiranno, sempre più consistenti, finché le due galassie formeranno un unico oggetto. Nel caso le due galassie abbiano massa paragonabile fra di loro, si parlerà allora di "fusione"; se una delle due galassie è nettamente più massiva dell'altra, si preferisce parlare di "cannibalismo". Il prodotto di una fusione fra galassie potrà essere anche molto diverso dai progenitori, a causa del grosso incremento di energia interna, che produce una sostanziale modifica delle orbite stellari.

Le simulazioni numeriche hanno generalmente confermato la validità dell'eq.(2.8) anche al di là dell'approssimazione impulsiva (vedi p.es. Richstone 1990). Il numero di fusioni che avviene in un sistema di galassie dipende da diversi fattori, fra cui la funzione di distribuzione delle velocità relative, la densità di galassie, le loro dimensioni e le dispersioni di velocità interne. Va notato che il numero di fusioni è accresciuto dall'effetto di focalizzazione gravitazionale, che è rilevante se molti oggetti nascono già in orbite legate con basso momento angolare totale.

2.1.2 Processi galassia – ammasso

Rilassamento violento

Nel caso in cui un ammasso (o gruppo) di galassie non sia inizialmente in una condizione di equilibrio (come è logico attendersi se la loro formazione avviene per crescita e collasso delle perturbazioni di densità primordiali), esso

sarà sottoposto ad oscillazioni su tempi scala dell'ordine del tempo dinamico:

$$t_d \sim (G \langle \rho \rangle)^{-1/2} \quad (2.9)$$

dove $\langle \rho \rangle$ è la densità di massa media nel sistema (vedi p.es. Lightman e Shapiro 1978; Sarazin 1986 e referenze ivi citate). In tale situazione, il potenziale gravitazionale dell'ammasso fluttua rapidamente e violentemente, producendo una variazione nell'energia per unità di massa, $\epsilon \equiv 1/2v^2 + \phi(r)$, pari a:

$$\frac{\Delta \epsilon}{\Delta t} \sim \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (2.10)$$

In pratica, la singola galassia interagisce con tutto l'ammasso.

L'importanza di questo processo collettivo può essere compreso dall'eq.(2.1) che esprime il tempo necessario al rilassamento di un sistema tramite interazioni gravitazionali a due corpi. Invece di uno scambio di energia fra due galassie, si ha in questo caso uno scambio di energia fra una galassia e il resto del sistema, descrivibile in prima approssimazione come un solo oggetto di massa pari a quella di tutte le galassie messe insieme, cosa che riduce t_r di un fattore pari al numero di galassie nel sistema. L'evoluzione degli ammassi lontani dall'equilibrio procede quindi molto più rapidamente. Perciò si parla di "rilassamento violento", in contrasto con il lento (e poco efficace) rilassamento a due corpi.

La funzione di distribuzione delle galassie nello spazio delle fasi, $f(\vec{r}, \vec{v})$, risultante dal processo di rilassamento violento è ben diversa dall'equipartizione di energia verso cui tende il processo di rilassamento a due corpi. Difatti, essendo $t_d \ll t_r$, il processo può considerarsi non collisionale, quindi $f(\vec{r}, \vec{v})$ è soluzione dell'equazione di Vlasov:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \nabla \phi \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = 0 \quad (2.11)$$

Dall'eq.(2.11) risulta evidente che la distribuzione di stato stazionario eventualmente raggiunta nello spazio delle fasi non dipende dalla massa della galassia considerata, una conseguenza del "principio di equivalenza". L'ammasso subirà alcuni cicli di contrazione ed espansione smorzati, fino a raggiungere una distribuzione di quasi-equilibrio descritta dalla statistica di Fermi-Dirac (Lynden-Bell 1967), che nelle condizioni "non degeneri" (tipiche dei sistemi di galassie) si riduce alla distribuzione di Maxwell-Boltzmann:

$$f(\vec{r}, \vec{v}) \propto \exp(-\epsilon/\sigma_v^2) \quad (2.12)$$

dove σ_v è la dispersione di velocità delle galassie nell'ammasso. Tale funzione di distribuzione genera una distribuzione di velocità gaussiana e una distribuzione spaziale di galassie isoterma. Tuttavia, le galassie dell'ammasso più distanti dal centro non possono essere soggette a rilassamento violento, poichè il loro tempo di attraversamento – vedi eq.(1.11) – è così lungo che non passano mai attraverso le regioni centrali dove il potenziale sta cambiando rapidamente. Si può tener conto di questo fatto, modificando l'eq.(2.12) nel seguente modo:

$$f(\vec{r}, \vec{v}) \propto \exp \left[\frac{\varepsilon}{\sigma_v^2} + \frac{|\vec{r} \times \vec{v}|^2}{\sigma_v^2 R_0^2} \right] \quad (2.13)$$

Questa equazione implica che il sistema non è isotropo se non per piccole distanze dal centro, $r \ll R_0$, mentre a grandi distanze dal centro, $r \gg R_0$ il moto delle galassie è prevalentemente radiale.

Le simulazioni numeriche (vedi p.es. Sarazin 1986 e referenze ivi citate) indicano che la distribuzione finale di un sistema a N corpi non assomiglia ad una sfera isoterma, ma piuttosto a una legge del tipo di de Vaucouleurs – vedi eq.(1.18) – cioè con un picco di densità centrale più pronunciato e un gradiente radiale più elevato. È comunque possibile che una distribuzione isoterma si stabilisca successivamente in seguito ad un collasso secondario di materiale inizialmente molto distante (Gunn 1977).

Frizione dinamica

Se una galassia si muove in un mezzo composto di particelle massive acollisionali, il suo campo gravitazionale perturberà le orbite di queste particelle, focalizzandole verso la galassia stessa. Se la galassia è ferma ne risulterà un incremento di densità nelle vicinanze della galassia stessa, ma se è in movimento tale incremento sarà spostato nell'onda del suo moto e tenderà a frenare la galassia. Il processo è detto "frizione dinamica" ed è l'analogo del processo di rilassamento a due corpi (vedi §2.1.1), dove lo scambio di energia non avviene fra due galassie, ma fra una galassia e il sistema nel suo complesso. Chandrasekhar (1942) ha ricavato l'equazione che descrive l'azione frenante esercitata dalle particelle di fondo su di un oggetto di massa molto maggiore:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{-4\pi G^2 \mathcal{M} \rho_v f(v) \ln \Lambda \vec{v}}{v^3} \quad (2.14)$$

dove \vec{v} è la velocità della galassia perturbatrice di massa \mathcal{M} , $f(v) = \text{erf}(X) - X \text{erf}'(X)$, $X = v/(\sqrt{2}\sigma_\nu)$, essendo σ_ν la dispersione di velocità delle particelle e ρ_ν è la densità di massa delle particelle e Λ è il rapporto fra i parametri d'impatto massimo e minimo.

Dall'eq.(2.14) si evince che la decelerazione risulta proporzionale alla velocità - come per una normale forza viscosa - nel caso di piccole velocità, mentre è proporzionale a v^{-2} per grandi velocità, nel qual caso la frizione dinamica diviene inefficace. Inoltre, la dipendenza da \mathcal{M} implica che le galassie di maggior massa subiscono un rallentamento maggiore. Infine, siccome la decelerazione non dipende dalla massa media delle particelle di fondo ma solo dalla loro densità, l'effetto della frizione dinamica sarà identico qualunque sia il mezzo attraverso cui si muove la galassia (neutrini massivi, nane brune, buchi neri, o anche galassie di piccola massa vedi §1.2). La frizione dinamica rallenta le galassie più massive nelle regioni più dense di un ammasso; esse tendono a disporsi in orbite sempre più prossime al centro; l'energia persa da queste galassie è trasferita alle particelle che tendono ad espandere. La frizione dinamica conduce quindi all'equipartizione di energia e alla segregazione di massa.

Una galassia in moto in un fondo di particelle massive perderà energia su un tempo di scala $t_{fd} = v(dv/dt)^{-1}$. Se assumiamo che le particelle responsabili del processo abbiano una distribuzione isoterma, risulta $4\pi\rho_\nu = 9(\sigma_\nu/r_\nu)^2$, dove r_ν è il raggio di *core* della distribuzione. Assumendo inoltre che la dispersione di velocità e il raggio di *core* delle particelle siano uguali a quelli della distribuzione delle galassie, σ_ν e r_c , possiamo ricavare la seguente espressione (Sarazin 1986):

$$\boxed{t_{fd} \simeq 6 \times 10^9 \text{ yr}} \left(\frac{\sigma_\nu}{1000 \text{ km/s}} \right) \left(\frac{r_c}{0.125 h_{100}^{-1} \text{ Mpc}} \right)^2 \left(\frac{L}{L^*} \right)^{-1} \left[\frac{\mathcal{M}/L}{10\mathcal{M}_\odot/L_\odot} \right]^{-1} \quad (2.15)$$

dove L è la luminosità della galassia e L^* è la luminosità caratteristica della funzione di luminosità di Schechter (1976) - vedi eq.(1.7). Assumendo dei valori tipici per σ_ν e r_c (vedi §1.3.4) e per il rapporto massa/luminosità delle galassie stesse (vedi §1.2) si trova che t_{fd} è dello stesso ordine di grandezza dell'età dell'Universo per le galassie con $L \sim L^*$.

Va detto che l'eq.(2.14) ha una validità limitata ai casi in cui: (1) la massa dell'oggetto perturbatore è molto maggiore di quella della singola particella, (2) il moto dell'oggetto è rettilineo, (3) il mezzo attraverso cui si

muove l'oggetto ha una densità uniforme e (4) una distribuzione di velocità isotropa (White 1982). Nei sistemi di galassie la condizione (1) è in genere verificata ma le altre condizioni non lo sono. Ad esempio, Binney (1977) ha trovato che, nel caso di una distribuzione anisotropa di velocità, la forza di frizione dinamica non è parallela alla velocità e fa aumentare l'anisotropia delle galassie di maggior massa. Da studi successivi sembra comunque di poter concludere che la formula di Chandrasekhar fornisce una buona descrizione del processo, benchè la stima numerica possa essere inaccurata di un fattore due (vedi Richstone 1990 e referenze ivi citate). Anche la scelta di Λ è controversa; una scelta possibile è quella già adottata nel § 2.1.1 (Sarazin 1986).

Per concludere, notiamo che se gli oggetti di massa maggiore contengono una frazione sufficiente della massa dell'intero sistema, il processo di equipartizione di energia viene arrestato per effetto del disaccoppiamento gravitazionale fra queste galassie e le particelle di piccola massa. Questo disaccoppiamento avviene poichè la regione centrale del sistema può divenire auto-gravitante. Si parla allora di "instabilità della segregazione di massa" (vedi p.es. Lightman e Shapiro 1978). È tuttavia poco probabile che le galassie contengano una frazione sostanziale della massa di un ammasso (vedi § 1.2), quindi questo processo non è rilevante per i sistemi fisici qui presi in esame.

Troncamento mareale

Orbitando in un ammasso, una galassia si trova a subire gli effetti di un campo di marea che dipende dal tempo e può significativamente influenzare le sue regioni più esterne. Una descrizione approssimativa di questo processo è fornita dalla teoria classica di Roche (vedi p.es. White 1982; Richstone 1990). Consideriamo una galassia con profilo di massa $\mathcal{M} = \mathcal{M}(r)$ in un'orbita circolare di raggio R_0 in un ammasso con profilo di massa $\mathcal{M}_a(r)$. Assumendo che la forza differenziale dell'ammasso esercitata su una stella a distanza r dal centro della galassia sia uguale e opposta alla forza dovuta alla stessa galassia, si ottiene l'espressione per il "raggio di troncamento mareale", r_t :

$$\frac{\mathcal{M}(r_t)}{r_t^3} = \left(2 - \frac{d \ln \mathcal{M}_a}{d \ln R}\right) \frac{\mathcal{M}(R_0)}{R_0^3} \quad (2.16)$$

Il raggio di troncamento limita le dimensioni della galassia; le stelle a distanze minori di r_t sentono gli effetti di un campo di marea che varia molto

lentamente, mentre le stelle a distanze maggiori di r_t percorrono un'orbita attorno al centro dell'ammasso che è quasi indipendente da quella del nucleo della galassia e risultano separate da essa dal mescolamento di fase.

Nel caso di orbite non circolari, si assume generalmente che R_0 sia uguale al pericentro dell'orbita. In questo caso, utilizzando il modello della sfera isoterma sia per l'ammasso che per la galassia in questione, otteniamo:

$$r_t = R_0 \frac{\sigma}{\sigma_v} \quad (2.17)$$

dove σ e σ_v sono le dispersioni di velocità della galassia e dell'ammasso. Un trattamento più accurato conduce a valori di r_t un poco minori (Keenan 1981).

L'effetto più notevole di questo processo è la perdita degli aloni di materia oscura delle galassie. Meno chiaro è l'effetto sulle parti visibili delle galassie. Le simulazioni numeriche indicano che i risultati della teoria di Roche per orbite circolari, applicati al pericentro di un'orbita allungata, non forniscono una buona stima del troncamento mareale, poichè i danni subiti dalla galassia sono limitati dal fatto che essa passa un tempo molto piccolo al pericentro (Allen e Richstone 1988). D'altra parte, ripetuti passaggi al pericentro potrebbero anche ridurre le dimensioni della galassia al di sotto del valore predetto dalla teoria per orbite circolari (Merritt e White 1987).

2.1.3 Processi galassia – gas caldo diffuso

Pressione di spinta

Gunn e Gott (1972) suggerirono che il rapido moto delle galassie attraverso il mezzo gassoso intergalattico degli ammassi potesse produrre un'asportazione del gas dalle galassie. Difatti, più che la componente stellare, è il mezzo interstellare che si oppone al libero flusso del gas caldo di ammasso attraverso le galassie. Il gas interstellare può essere rimosso se la forza della pressione di spinta del gas caldo è maggiore della forza che trattiene gravitazionalmente il gas interstellare alla galassia:

$$\pi r^2 \rho_a v^2 > f G M \frac{M}{r^2} \quad (2.18)$$

dove indichiamo con ρ_a la densità di massa del gas dell'ammasso, v , M ed r la velocità, massa e raggio della galassia e f la frazione della massa galattica in

forma gassosa. È possibile che in questo processo sia rimossa la fase più calda e dispersa del mezzo interstellare e non invece le nubi più dense (idrogeno molecolare).

L'eq.(2.18) è ricavata facendo il bilancio delle forze statiche in gioco. Tuttavia, successive trattazioni analitiche hanno tenuto in debito conto gli effetti del moto della galassia (vedi Sarazin 1986 e referenze ivi citate); in genere, si è trovato che il processo di pressione di spinta è efficace nel rimuovere parte del gas dalle galassie (ma non le nubi molecolari). Il tempo scala del processo è breve:

$$t_{ps} \simeq 3 \times 10^7 \left[\frac{\rho_g}{\rho_a} \right]^{1/2} \left[\frac{v}{10^3 km/s} \right]^{-1} \left[\frac{r}{20 kpc} \right] yr \quad (2.19)$$

dove ρ_g è la densità del gas interstellare della galassia.

D'altra parte, bisogna tener conto del fatto che alcune galassie sono regioni di attiva formazione stellare, per cui c'è un flusso continuo di gas dalle stelle al mezzo interstellare; la pressione di spinta del gas caldo deve quindi superare non solo l'attrazione gravitazionale della galassia, ma anche il flusso di quantità di moto di questa nuova massa di gas emessa dalle stelle (vedi p.es. Sarazin 1986 e referenze ivi citate). Non solo: un'altra forza che la pressione di spinta deve superare è quella della pressione interna del gas galattico, dovuta alla non trascurabile dispersione di velocità presente, ad esempio, nelle galassie ellittiche. Un'equazione che tiene conto di questi effetti e sostituisce la (2.18) è stata ricavata da Takeda, Nulsen e Fabian (1984):

$$\rho_a v^2 \geq \frac{16\alpha_* \Sigma_* \sigma_*^2}{v} \quad (2.20)$$

dove α_* è il coefficiente del tasso di perdita di gas dalle stelle, Σ_* è la densità di massa in stelle, σ_* la dispersione di velocità della componente stellare.

Simulazioni numeriche hanno indicato che gli effetti della pressione di spinta possono essere anche superiori a quanto indicato dalle formulazioni analitiche. Una galassia può perdere tutto il suo contenuto di gas durante un solo passaggio nelle regioni centrali di un ammasso, a meno che non ci sia un considerevole flusso di gas dalle stelle al mezzo interstellare. In quest'ultimo caso la galassia è soggetta ad un comportamento periodico, cioè accumula gas mentre è distante dal centro dell'ammasso e lo perde quasi completamente in un singolo passaggio attraverso il *core* (Takeda, Nulsen e Fabian 1984).

Evaporazione

La presenza di una galassia a riposo in un mezzo intergalattico permeato da gas caldo farà sì che il gas risponda al gradiente di potenziale stabilendosi, aumentando la sua densità e temperatura attorno alla galassia. L'evoluzione del sistema dipende dalla relativa importanza dei processi radiativi e conduttivi. Se domina la radiazione, la temperatura centrale del gas calerà e si stabilirà un flusso di raffreddamento che accrescerà gas di ammasso alla galassia (vedi più avanti); se la conducibilità termica è efficiente, si stabilirà un flusso di calore per bilanciare le perdite energetiche delle regioni centrali (vedi p.es. White 1982). Nel caso in cui questo flusso di calore sia maggiore del flusso di raffreddamento, esso potrà eventualmente provocare l'evaporazione del gas interstellare della galassia.



Il tasso di evaporazione di massa è dato da (Cowie e Songaila 1977):

$$\frac{dM}{dt} \simeq 700 M_{\odot}/yr \left(\frac{T_a}{10^8 K} \right)^{5/2} \left(\frac{r}{20 kpc} \right) \left(\frac{\ln \Lambda}{40} \right)^{-1} \quad (2.21)$$

dove M ed r sono la massa e raggio della galassia, T_a è la temperatura del gas di ammasso e Λ è il logaritmo di Coulomb, espresso da:

$$\Lambda = 37.8 + \ln \left[\left(\frac{T_a}{10^8 K} \right) \left(\frac{n_a}{10^{-3} cm^{-3}} \right)^{-1/2} \right] \quad (2.22)$$

essendo n_a la densità del gas. L'eq.(2.21) vale per una galassia sferica, mentre per una galassia a disco con stesso raggio il tasso di evaporazione va ridotto di un fattore $2/\pi$ (vedi p.es. Sarazin 1986).

Il tasso di evaporazione sarà ben più ridotto se c'è saturazione della conducibilità, cioè se la lunghezza di scala del gradiente termico, $l_T \equiv T_a / |\nabla T_a|$, è dello stesso ordine di grandezza del cammino libero medio degli elettroni, λ_e , o minore. Inoltre, anche i campi magnetici galattici possono ridurre notevolmente la conducibilità. In assenza di questi effetti, il processo di evaporazione può impoverire le galassie del loro contenuto gassoso.

Conduzione
→
evaporazione

Viscosità e turbolenza

I processi di viscosità e turbolenza possono rivestire una certa importanza nell'insieme delle interazioni fra galassia e gas intergalattico. (Nulsen (1982))

ha calcolato il tasso di perdita di massa a causa della viscosità laminare e della turbolenza e ha dedotto il tempo di scala del processo:

$$t_{vis} \simeq \frac{4r \rho_a}{3\nu \rho_g} \left(\frac{12}{R_e} + 1 \right)^{-1} \quad (2.23)$$

dove R_e è il numero di Reynolds, dato da:

$$R_e \simeq \frac{3\nu r}{c_s \lambda_i} \quad (2.24)$$

essendo c_s la velocità del suono e λ_i il cammino libero medio degli ioni. Tale processo fa perdere alla galassia il suo gas interstellare ad un tasso che, a seconda delle circostanze, può essere persino superiore a quello della pressione di spinta e dell'evaporazione - eq.(2.18) e (2.21).

Flussi di raffreddamento

Il tempo di raffreddamento isobaro di un gas è dato da (Sarazin 1986):

$$t_{raff} = 8.5 \times 10^{10} \left(\frac{n_a}{10^{-3} \text{cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{T_a}{10^8 \text{K}} \right)^{1/2} \text{yr} \quad (2.25)$$

Siccome t_{raff} è inferiore all'età dell'Universo - eq.(1.10) - per le regioni centrali degli ammassi di galassie, ci si attende che il processo di raffreddamento generi un flusso di gas verso il centro dell'ammasso, se la conduzione termica non è troppo efficiente. In pratica, le regioni centrali del gas si raffreddano per radiazione e il più caldo gas delle regioni circostanti cade verso il centro per bilanciare, con trasporto convettivo, il gradiente di temperatura.

La presenza di galassie centrali molto grandi negli ammassi fa pensare a possibili interazioni con i flussi di raffreddamento. La presenza di una galassia massiccia non causa una grande perturbazione nella densità del gas, che è dominata dal potenziale gravitazionale dell'ammasso; l'unico ruolo della galassia è quello di passivo ricettore del gas che si è raffreddato al punto da venire catturato nella buca di potenziale gravitazionale della galassia. La galassia non deve però spostarsi di molto dal picco di densità del gas di ammasso; il gas deve infatti raffreddarsi nel tempo in cui la galassia si trova nella posizione centrale dell'ammasso, il che limita la velocità della galassia a:

$$v \leq \frac{r}{t_{raff}} \quad (2.26)$$

Figura 2.3: Fotometria di superficie di galassie cD: in ascissa il raggio della galassia elevato alla 1/4; in ordinata la brillantezza superficiale in magnitudini per arcosecondo quadrato. I punti sono i dati osservati e le linee rette sono profili teorici alla de Vaucouleurs – vedi eq.(1.18). Pannello di sinistra: un'ellittica normale; pannello centrale: una cD di ammasso; pannello di destra: una galassia D (Sarazin 1986)

negli ambienti densi (Elmegreen e Elmegreen 1988).

2.2.3 Le galassie cD

Una galassia "D" è una galassia quattro volte più grande e luminosa di una galassia ellittica tipica (vedi p.es. Whitmore 1990). Una galassia "cD" non solo è molto più grande e luminosa, ma si distingue per il profilo di luminosità che denota la presenza di una notevole componente di alone (vedi figura 2.3).

Non sembra probabile che le cD siano semplici fluttuazioni statistiche della funzione di luminosità delle galassie (Schechter 1976, Binggeli, Sandage e Tammann 1988): è necessario un processo fisico diverso dalla normale formazione galattica per creare questo tipo di galassie. In effetti, le galassie cD possono essere considerate l'ultimo gradino della relazione morfologia-densità, in quanto sono delle ellittiche estreme situate in ambienti estremi. Le cD si trovano infatti soltanto al centro di alcuni ammassi; qualche galassia D si trova anche in regioni di elevata densità locale (gruppi, ammassi poveri),

ma nessuna cD è mai stata trovata in regioni di bassa densità (Dressler 1984).

I seguenti modelli e loro combinazioni sono stati proposti per la formazione delle cD:

cannibalismo: la frizione dinamica può rallentare le galassie al centro degli ammassi fino a rendere possibile la fusione di alcune galassie; queste vanno quindi a formare una galassia gigante che fagocita tutte le galassie che transitano lentamente nelle sue vicinanze (Ostriker e Tremaine 1975);

accumulo dei residui: il processo di spoliamento mareale delle galassie ad opera del potenziale gravitazionale dell'ammasso rende disponibile materiale che può accumularsi sulla galassia centrale (Richstone 1976);

posizione centrale: sebbene molte galassie D si formino nei proto-ammassi, solo quella collocata al centro del potenziale gravitazionale del sistema è immune da forti tensioni di marea che spogliano le altre galassie dei loro aloni e ne limitano le dimensioni (Merritt 1984);

flussi di raffreddamento: il gas di ammasso raggiunge densità centrali abbastanza elevate da consentire l'instaurarsi di flussi di raffreddamento; questo gas freddo eventualmente collassa in stelle che vanno a formare l'inviluppo della galassia cD (Mushotzky et al. 1981).

La più convincente prova osservativa a favore del processo di **cannibalismo** è la presenza di nuclei multipli all'interno di una cD. Se questi nuclei siano effettivamente galassie prossime ad essere inglobate nella cD o non, piuttosto, proiezioni di galassie lungo la nostra linea di vista, non è del tutto chiaro (vedi Kormendy e Djorgovski 1989 e referenze ivi citate). Alcuni di questi nuclei potrebbero soltanto attraversare la cD, senza essere "divorati", se la loro velocità è molto maggiore della dispersione di velocità delle cD (Tonry 1986) - vedi eq.(2.8). In particolare, l'analisi della dinamica delle galassie nei *core* degli ammassi cD ha portato Merrifield e Kent (1989, 1991) a stimare che solo una piccola frazione di queste galassie è legata alla cD; Bothun e Schombert (1990) hanno però raggiunto conclusioni opposte (vedi figura 2.4). Anche l'analisi dinamica di Biviano et al. (1992) ha recentemente fornito un'evidenza indiretta a favore del cannibalismo (vedi § 6.4).

X-ray emission from clusters of galaxies

See abstract base
below $\mu = 0.63$

Craig L. Sarazin

Department of Astronomy, University of Virginia, Charlottesville, Virginia 22903*
and Institute for Advanced Study, Princeton, New Jersey 08540

PARTE
PER
CD

Clusters of galaxies are gravitationally bound configurations containing typically hundreds of galaxies in a region about 10^{25} cm in size. They range from irregular clusters, with strong subclustering, no strong central concentration, and mainly spiral galaxies, to regular clusters, with smooth and centrally condensed galaxy distributions containing few spiral galaxies. Observations of these clusters of galaxies show that they are bright x-ray sources, with luminosities of 10^{43-45} ergs/sec. It is now established that the emission mechanism is thermal bremsstrahlung from hot ($\sim 10^8$ K), low-density ($\sim 10^{-3}$ atoms/cm³) gas. This intracluster gas has a distribution similar to that of the galaxies in the cluster and fills the space between the galaxies. Remarkably, the total mass of hot gas in a typical cluster is similar to the total mass in all the stars in all the galaxies in the cluster. The x-ray spectra of clusters show strong x-ray line emission from iron and other heavy elements; this indicates that a significant portion of the intracluster gas must have been ejected from galaxies in the cluster. Recent x-ray observations from the *Einstein* x-ray satellite show that intracluster gas is cooling in some clusters and being accreted onto large, central galaxies. X-ray images from *Einstein* also suggest that the morphology of the gas mirrors the dynamical state of the cluster. In this paper the x-ray observations of clusters of galaxies are reviewed. Related optical and radio measurements of clusters are also summarized. Theories for the physical state, distribution, origin, and evolution of the intracluster medium are extensively discussed. Finally, the author comments on the prospects for future x-ray observations.

CONTENTS

I. Introduction	2	2. Perseus	43
II. Optical Observations	4	3. M87/Virgo	45
A. Catalogs	4	4. A1367	47
B. Redshifts	5	F. X-ray-optical correlations	47
C. Richness—the number of galaxies in a cluster	6	G. Poor clusters	50
D. Luminosity function of galaxies	6	H. High-redshift clusters and x-ray cluster evolution	51
E. Morphological classification of clusters	10	IV. Radio Observations	52
F. Velocity distribution of galaxies	12	A. General radio properties	52
G. Spatial distribution of galaxies	12	B. Correlations between x-ray and radio emission	53
1. Models for galaxy distributions	12	C. Head-tail and other distorted radio structures	55
2. Core radii	14	D. Cluster radio halos	58
3. Other parameters and sizes	16	E. Cosmic microwave diminution (Sunyaev-Zel'dovich effect)	59
4. Elongation, alignment, and other complications	16	F. Faraday rotation	62
H. Cluster masses—the missing mass problem	17	G. 21-cm line observations of clusters	63
I. Dynamics of galaxies in clusters	19	V. Theoretical Progress	63
1. Two-body relaxation	20	A. Emission mechanisms	63
2. Violent relaxation	20	1. Inverse Compton emission	63
3. Ellipsoidal clusters	21	2. Individual stellar x-ray sources	65
4. Dynamical friction	21	3. Thermal bremsstrahlung from intracluster gas	65
J. Galactic content of clusters	23	B. Ionization and x-ray emission from hot, diffuse plasma	66
1. cD galaxies	23	1. Ionization equilibrium	67
2. Proportion of spiral, SO, and elliptical galaxies	27	2. X-ray emission	67
K. Extensions of clustering	30	3. Resulting spectra	68
1. Poor clusters	30	C. Heating and cooling of the intracluster gas	68
2. Superclusters and voids	30	1. Cooling	68
III. X-ray Observations	30	2. Infall and compressional heating	69
A. Detections and identifications	30	3. Heating by ejection from galaxies	70
B. X-ray luminosities and luminosity functions	32	4. Heating by galaxy motions	70
C. X-ray spectra	32	5. Heating by relativistic electrons	71
1. Continuum features in the spectrum	33	D. Transport processes	72
2. Line features—the 7-keV iron line	35	1. Mean free paths and equilibration time scales	72
3. Lower-energy lines	37	2. Thermal conduction	73
D. The spatial distribution of x-ray emission	39	3. Effects of the magnetic field	74
1. X-ray centers, sizes, and masses	39	4. Viscosity	75
2. X-ray images of clusters and the morphology of the intracluster gas	40	5. Diffusion and settling of heavy ions	75
E. Individual clusters	43	6. Convection and mixing	76
1. Coma	43		

*Permanent address.

2005

Su ADS

Evolution of galaxies in clusters

Bianca Poggianti*[†]

INAF-Padova Astron. Observatory, Italy

E-mail: poggianti@pd.astro.it

I summarize what is known about the evolution of galaxies in clusters from the observational point of view presenting results at high ($z \sim 1$), intermediate (~ 0.5) and low ($z \sim 0$) redshifts. I comment on the comparison between observations and predictions of CDM models, highlighting the observational landmarks more relevant for this comparison, such as the establishment and evolution of the morphology-density relation, the Butcher-Oemler effect, the evolution of red galaxies/ellipticals, the star formation histories of galaxies in clusters, the downsizing effect and the history of mass assembly.

Baryons in Dark Matter Halos

5-9 October 2004

Novigrad, Croatia

*Speaker.

[†]The author wishes to thank the organizers of this School+meeting for their kind invitation and generous support, and for unlimited patience in waiting for this written contribution.

Published by SISSA

<http://pos.sissa.it/>

POS (RDMH2004) 035

Processi di interazione negli AMMASSI

gals - gals

gals - ammasso (potenziale Totale)

gals - ICM

vedi SAAZIN 86
anche

1) RAM PRESSURE (Gunn e Gott 1972)

Spoliazione per pressione di spinta d'arrete

gals in moto entro ICM

$$P_{RP} \propto \rho_{ICM} v^2$$

F_{Spinta}
RP



$F_{grav.}$

$$\rho_{ICM} v^2 \pi r_{gal}^2 > f \frac{GM^2}{r_g}$$

frizione
di massa
in gas

$$f = \frac{M_{gas}}{M}$$

+ efficiente al
centro degli ammassi
dove ρ_{ICM} è grande!

e dove v è anche maggiore (x orbite radiali!)

PROVA OSSERVATIVA: galassie anemiche da OSS.
radio 21 cm
case spirali (sentite) ionosfero mentre H I
poco

2) Spoliazione per evaporazione: c'è onde se gals fossero ferme! Tasso di riscaldamento da parte di ICM e \rightarrow tasso di raffreddamento

$$T_{ICM} \sim 7 \text{ KeV} \sim 10^8 \text{ K} > T_{gas} \text{ (quello caldo è } T \sim 1 \text{ KeV)}$$

gas sfugge alla buca di potenziale della gal.

$$\dot{M}_{evap.} \propto T_{ICM}^{5/2} r_{gal}$$

3) Spoliazione per processi viscosi e turbolenti

$$\dot{M}_{v,T} \sim 0.3 \dot{M}_{evap}$$

ALTRI PROCESSI (APPROFONDIMENTI)

gals in ammassi

Poggianti 2005
"Evolution of galaxies
in clusters"

es. PROBLEMA

DELLE SF : si trasformano o no in E ?

"strangulation" : gals perdono risorse di gas \rightarrow
 \rightarrow non più SF

altre volte collisioni gals-gal. \rightarrow burst di SF e poi basta
gals E+A con Ellittiche + stelle A

KARASÉMENT
de simulazioni numeriche
~~moore~~ B. MOORE et al. 98

effetto minore di
interazione tra
potenziale e gals

oblio
spettro
Bekki 1999

agisce su gals piccole
potrebbe trasformare

Spi more dSpi in
E more Espi

Formazione delle gals cD

Tesi Bertoldi (cop7.pdf) oppure Sarazin 86