



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA

INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE-0000-TDI/000

EVOLUÇÃO DE GRUPOS COMPACTOS ATRAVÉS DE SIMULAÇÕES NUMÉRICAS

Cláudio Soriano de Souza Brandão

Dissertação de Mestrado em Astrofísica, orientada pelo Dr. Hugo V. Capelato.

INPE
São José dos Campos
2006

00.000.00(000.0)

BRANDÃO, C. S. S.

Evolução de Grupos Compactos Através de Simulações Numéricas / C. S. S. Brandão. – São José dos Campos: INPE, 2006.

191p. – (INPE-0000-TDI/000).

1. Galáxias. 2. Grupos Compactos. 3. Simulações Numéricas. 4. Evolução. 5. Aspectos Observacionais

Aprovada pela Banca Examinadora
em cumprimento a requisito exigido
para a obtenção do Título de **Mestre**
em **Astrofísica**.

Dr. Hugo Vicente Capelato

Orientador
INPE, SJCampos (SP)

Dr. Reinaldo Ramos de Carvalho

Membro da Banca
INPE, SJCampos (SP)

Dr. Oswaldo Duarte Miranda

Membro da Banca
INPE, SJCampos (SP)

Dra. Cláudia Mendes de Oliveira

Membro da banca – convidado –
IAG, São Paulo (SP)

Candidato: Cláudio Soriano de Souza Brandão

São José dos Campos, 25 de Maio de 2006.

“Moving waves, the wind has left you and you are still in commotion.

*We are still repeating the word it has taught us, It moves our whole
being to ecstasy.*

Waves, why do you all become excited and then all calm together?

Because behind our individual action there is one impulse working.

Rising waves, what motive is behind your impulse?

The desire to reach upwards”.

INAYAT KHAN

A todos aqueles que valorizam o seu semelhante.

AGRADECIMENTOS

Agradeço a Deus e ao Seu Filho Jesus Cristo.

Aos meus queridos avós e pais, pela minha educação e pelo suporte pecuniário na cidade de São José dos Campos, na primeira fase da pesquisa.

À minha esposa, por sua incansável dedicação nos bastidores durante a elaboração desta pesquisa.

Aos meus grandes amigos do grupo musical Crescendo com Cristo.

Aos meus médicos e amigos Dr. Elson Marcos, Dr. Eusínio Lavigne Neto e Dr. Irani Salomão.

Ao Doutor Hugo Vicente Capelato, pela orientação e incentivo intelectual à realização este trabalho.

Ao Doutor Reinaldo Ramos de Carvalho pelas sugestões e críticas.

Ao pessoal do Suporte Técnico dos Clusters do IAG: Huang Sen Yann, Laercio Alves Nogueira e Ulisses Manzo Castello. Sem a ajuda incansável destas pessoas, as simulações não poderiam ter sido realizadas.

Ao Dr. Marcio Ramos de Oliveira, da UFRGS, que gentilmente colaborou com este trabalho.

Às secretárias da DAS: Valdirene e Nilda.

Agradecimentos especiais à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Capes, pelo apoio financeiro.

RESUMO

Neste trabalho, estudamos algumas das principais questões correntes sobre os grupos compactos de galáxias. Estes grupos são pequenos sistemas de galáxias nos quais as separações angulares entre os seus membros é da mesma ordem de grandeza da dimensão angular do grupo. Atualmente, os astrônomos ainda se questionam como é possível que se observem tantos grupos compactos no Universo, enquanto simulações numéricas de N-corpos indicam que esses devam se fundir em apenas poucos períodos orbitais de suas galáxias-membros. Em contrapartida, algumas observações sugerem que estes grupos são sistemas fisicamente ligados e que as suas galáxias constituintes estão imersas num halo de matéria escura *comum*. Estudamos esta última hipótese, no caso particular em que as galáxias se encontram em equilíbrio dinâmico com o halo hospedeiro, originado segundo o cenário de formação hierárquica de estruturas. Alguns estudos mostram que, neste caso, as galáxias destes grupos não coalescem, mantendo as suas características primevas por muitos períodos orbitais, durante um tempo de Hubble. Nesta Dissertação, fazemos críticas a este cenário simplificado, investigando a sua compatibilidade com os seguintes aspectos observacionais: o grande número de grupos nos quais as duas galáxias dominantes possuem pequena diferença de magnitudes (ΔM_{12}), a população de galáxias de baixa luminosidade, a segregação de luminosidades de suas galáxias e a emissão de luz difusa emitido pelo material intragrupo. Estes aspectos são importantes, porque constituem evidências de interações por forças de maré e coalescências entre as galáxias, decorrentes de instabilidades dinâmicas, contradizendo o cenário analisado. Portanto, estudamos estes aspectos e as características dinâmicas destes sistemas auto-gravitantes, realizando cinco simulações numéricas de grupos compactos modelados por um conjunto de galáxias representadas por partículas e por um halo de matéria escura, cujo campo gravitacional é representado por uma função analítica. Assim, verificamos a evolução dinâmica dos grupos modelados, integrando as equações de movimento das suas partículas com o auxílio de um código numérico paralelizado. Deste modo, encontramos que este cenário não explica porque existem tantos grupos com pequenos valores de ΔM_{12} . Mostramos também que a segregação de luminosidades se manifesta transientemente, não sendo, pois, explicada por este cenário, embora o grupo conserve a sua população de galáxias com baixa luminosidade por um período de 10 Ganos. Concluimos que, à luz deste simples cenário, a quantidade de luz difusa emitida pelo meio intragrupo depende das características dinâmicas de todo o grupo. Dentre cinco grupos simulados, em apenas dois reproduzimos a fração de material intragrupo observada em dois grupos compactos de Hickson (H79 e H95).

EVOLUTION OF COMPACT GROUPS BY NUMERICAL SIMULATIONS

ABSTRACT

In this work, we study the main questions about the compact groups of galaxies. These groups are small systems of galaxies in apparent close proximity in the sky. Nowadays, astronomers question why too many groups are seen in the Universe, because some N-body numerical simulations suggest that compact groups should not persist for a time longer than 10% of the Hubble time, due to mergers of their galaxies in a few orbital periods. On the other hand, some observations suggest that these groups are physically bound systems in which the galaxies are embedded in a common dark matter halo. We verify this hypothesis, in which the galaxies are in dynamical equilibrium with a common halo originated in hierarchical scenario of structure formation. In this case, some numerical simulations show that galaxies don't merge, maintaining their original properties for a time period equal to or longer than a Hubble time. In this work, we criticize this simple scenario, examining its compatibility with the following observational aspects: i) the excess of groups for which the first and second ranked galaxies have small magnitude differences (the ΔM_{12} problem); ii) the presence of a faint galaxy population; iii) the existence of a luminosity segregation of galaxies and, iv) the detection of a diffuse intragroup light. These aspects are important, because their presence suggests strong tidal interactions and mergers of galaxies due to dynamical instabilities, which may contradict our simple scenario. Our approach is based on numerical simulations, in which the galaxies are treated as particles embedded in the dark matter halo, whose gravitational field is represented by an analytical function. The dynamical evolution of the simulated groups is studied by evaluating the equation of motion of their particles with a numerical code. In this way, we find that our adopted scenario can't explain the ΔM_{12} problem. We also show that the luminosity segregation seldom has occurred in the simulations. So, our simple scenario can't explain the luminosity segregation in compact groups, although, in our simulations, the faint galaxy population can persist for a time period equal to 10 Gyears. We conclude that the quantity of the diffuse intragroup light depends on the group dynamical properties. Only two groups (among five simulated groups) have fractions of intragroup material similar to what is observed in Hickson Compact Groups H79 and H95.

SUMÁRIO

Pág.

LISTA DE FIGURAS

LISTA DE TABELAS

CAPÍTULO 1 - Introdução	25
1.1 - Panorama Histórico e Principais Levantamentos	25
1.2 - Aspectos Observacionais dos Grupos Compactos	27
1.2.1 - <i>Redshifts</i> Discordantes	27
1.2.2 - O Tempo de Cruzamento – <i>Crossing Time</i>	28
1.2.3 - Aspectos Morfológicos e Dinâmicos	29
1.2.4 - Interações e Formação Estelar	32
1.2.5 - Galáxias de Baixa Luminosidade e Segregação de Luminosidades em GCs	34
1.2.6 - A Função de Luminosidade dos GCH's	35
1.2.7 - Atividade Nuclear em Galáxias de GC's	36
1.2.8 - GCs: Uma Natureza Peculiar	38
1.2.9 - Massas Dinâmicas – Teorema do Virial	41
1.2.10 -Massas Dinâmicas – Emissão em Raios-X	43
1.3 - Estado da Arte	44
1.3.1 - Principais Hipóteses Sobre A Natureza dos GC's	45
1.4 - Objetivos desta Dissertação de Mestrado	52
 CAPÍTULO 2 - Os Modelos Simulados	 55
2.1 - Das Condições Iniciais	55
2.1.1 - Aspectos Gerais das Condições Iniciais	55
2.1.2 - As Galáxias-Membros e Suas Massas	60
2.2 - As Famílias de Modelos	64
2.2.1 - O Modelo <i>Arbitrário</i>	64
2.2.2 - Os Modelos Determinados por Maré	66
2.2.3 - O Modelo MGFDT-E : Implementações ao Modelo MGFDT	73
2.2.4 - Modelos Derivados do Modelo MGFDT-E	76
2.3 - Comparação entre os Modelos	78

CAPÍTULO 3 - Das Simulações	81
3.1 - O Código GADGET-2	81
3.1.1 - Simulações de Sistemas Físicos Autogravitantes	82
3.1.2 - O Algoritmo em Árvore	83
3.1.3 - A Paralelização – Uma Breve Explicação	86
3.1.4 - Estrutura do Arquivo de Instantâneo	90
3.2 - Principais Parâmetros Usados	91
3.2.1 - O Parâmetro de Amolecimento	91
3.2.2 - Parâmetro de Tolerância e o Passo Temporal	93
3.2.3 - Sistema de Unidades	93
3.3 - Dos Equipamentos Usados	93
 CAPÍTULO 4 - Resultados das Simulações	 95
4.1 - Principais Técnicas Usadas para Obtenção dos Resultados	95
4.1.1 - Cálculo da Energia Total e do Coeficiente Virial	96
4.1.2 - Das Galáxias ou Objetos Transientes	96
4.2 - Principais Resultados das Simulações.	103
4.2.1 - Resultados do modelo MRAND .	103
4.2.2 - Resultados do Modelo MGFDT	107
4.2.3 - Resultados do Modelo MGFDT-E	111
4.2.4 - Resultados do Modelo MGFDT-E-RAD	116
 CAPÍTULO 5 - Análises e Resultados Finais das Simulações	 123
5.1 - Introdução	123
5.1.1 - Estimativas de Canibalização e Interpenetração entre Membros	123
5.1.2 - Evolução Temporal dos Valores de ΔM_{12} .	124
5.1.3 - Estimativas da Segregação de Luminosidades	125
5.1.4 - Dispersão de Velocidades dos Grupos	125
5.1.5 - Separação Média Interpares e Separação Projetada	126
5.2 - Evolução dos Observáveis nos Modelos	126
5.2.1 - Evolução do Modelo MRAND	127
5.2.2 - O Modelo MGFDT	128
5.2.3 - Resultados dos Modelos MGFDT-E , MGFDT-E-RES e MGFDT-E-RAD	130
5.3 - Análises Adicionais	135
5.3.1 - Estimativas do Perfil Radial do Brilho Superficial	135

5.3.2 - Análises do Percentual do Material Intragrupo	142
CAPÍTULO 6 - Discussões Finais	145
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	149
APÊNDICE A - Conversão do Sistema de Magnitudes	157
APÊNDICE B - Principais Métodos Usados em Simulações Numé- ricas	163
APÊNDICE C - Esferas de King	169
APÊNDICE D - Esferas de Hernquist	173
APÊNDICE E - Das Figuras de Instantâneo	177

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Fração de Espirais versus a dispersão de velocidades.	30
1.2 A função de luminosidades ajustada para a amostra de grupos compactos de de Carvalho <i>et al.</i> (1997).	36
1.3 Função de luminosidades do grupos obtida no levantamento na banda R por Hunsberger <i>et al.</i> (1998).	37
1.4 Histogramas dos valores de ΔM_{12} para 734 GCs.	40
2.1 Perfis de Hernquist e de NFW.	58
2.2 Distribuição do número de GCs em função de suas massas totais.	59
2.3 Perfis radiais de densidade dos modelos de King e de Hernquist.	60
2.4 Distribuição da Separação Interpares das galáxias de um típico modelo simulado.	63
2.5 Trajetórias ideais dos centros de massa das galáxias do modelo MRAND	66
2.6 Valores do parâmetro de concentração c em função dos valores de W_0	70
2.7 Superposição das órbitas ideais dos centros de massa das vinte galáxias do Modelo MGFDT	71
2.8 Superposição das órbitas ideais dos centros de massa das vinte galáxias do Modelo MGFDT-E	74
2.9 Trajetórias ideais seguidas pelos centros de massa das galáxias do modelo MGFDT-E-RAD	78
3.1 Dois instantâneos do modelo MRAND , com distintos valores de ϵ	84

3.2	Representação da árvore octal de Barnes e Hut em duas dimensões. . . .	85
3.3	Divisão recursiva do domínio computacional para quatro processadores em duas dimensões.	87
3.4	Divisão recursiva do domínio computacional bidimensional seguindo uma curva de Peano-Hilbert com a forma de $\square$	88
3.5	Divisão recursiva do domínio computacional por uma curva de Peano-Hilbert.	89
4.1	Evolução temporal do coeficiente virial, da energia total e do número de objetos-FOFs do modelo MRAND	105
4.2	Evolução dos remanescentes do modelo MRAND	107
4.3	Instantâneos do modelo MRAND em projeção no plano- xy	108
4.4	Evolução temporal do coeficiente virial, da energia total e do número de objetos-FOFs do modelo MGFDT	109
4.5	Evolução temporal do número de partículas dos objetos remanescentes do modelo MGFDT	110
4.6	Instantâneos em projeção no plano- xy do modelo MGFDT . Os instantes estão indicados nos quadros.	111
4.7	Evolução do coeficiente virial, da energia total normalizada e do número de objetos-FOFs do modelo MGFDT-E	112
4.8	Evolução dos objetos remanescentes do modelo MGFDT-E	113
4.9	Instantâneos do modelo MGFDT-E em projeção no plano- xy	114
4.10	Evolução do coeficiente virial, da energia total normalizada e do número de objetos-FOFs do modelo MGFDT-E-RES	115
4.11	Evolução dos objetos remanescentes do modelo MGFDT-E-RES	116
4.12	Visualização das partículas do modelo MGFDT-E-RES no plano- xy . .	117

4.13	Visualização das partículas do modelo MGFDT-E-RES no plano- xz .	118
4.14	Visualização das partículas do modelo MGFDT-E-RES no plano- yz .	119
4.15	Evolução do coeficiente virial, da energia total normalizada e do número de objetos-FOFs do modelo MGFDT-E-RAD .	120
4.16	Evolução dos remanescentes do modelo MGFDT-E-RAD .	121
4.17	Visualização das partículas do modelo MGFDT-E-RAD no plano- xy .	122
5.1	Evolução das características do modelo MRAND .	128
5.2	Visualização das galáxias do modelo MRAND no instante de 2,0 Ganos.	129
5.3	Evolução das características do modelo MGFDT .	130
5.4	Evolução dos aspectos observacionais do modelo MGFDT .	132
5.5	Evolução dos aspectos observacionais do modelo MGFDT-E-RES .	133
5.6	Evolução de parâmetros globais para o modelo MGFDT-E-RAD .	134
5.7	Visualização das galáxias do modelo MRAND no instante de 9,9 Ganos.	136
5.8	Estimativas do perfil radial do brilho superficial na banda V do material intragrupo do modelo MRAND .	138
5.9	Estimativas do perfil radial do brilho superficial na banda V do objeto central do modelo MRAND .	139
5.10	Perfil radial do brilho superficial na banda V para a galáxia cD 1413 do aglomerado de Abell.	140
5.11	Perfis radiais do brilho superficial na banda V para galáxias de diversas luminosidades.	141
A.1	Correlação entre os valores de magnitude obtidos no sistema fotométrico usado por Hickson <i>et al.</i> (1989) (R) e os respectivos valores obtidos no sistema usado pelo SDSS (r').	159

E.1	Visualização das partículas de todos os modelos simulados. Cada modelo é apresentado nas três projeções de um sistema cartesiano ortogonal.	178
-----	---	-----

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Modelo MRAND.	65
2.2 Modelo MGFDT.	72
2.3 O Modelo MGFDT-E.	75
2.4 Número de Partículas do Modelo MGFDT-E-RES	76
2.5 O Modelo MGFDT-E-RAD	77
2.6 Principais Características dos Modelos Simulados.	79
3.1 Representação esquemática da estrutura de um arquivo de instantâneo. .	90
3.2 Valores de ϵ para os modelos simulados.	93
4.1 Estrutura típica de um arquivo de relatório.	100
4.2 Modelo de estrutura do arquivo contendo a análise completa dos dados dos objetos-FOFs.	101
6.1 Características das Principais Simulações Discutidas Nesta Dissertação. .	147
A.1 Dados de 48 galáxias de GCHs, disponibilizados pelo banco de dados do SDSS.	160

CAPÍTULO 1

Introdução

1.1 Panorama Histórico e Principais Levantamentos

Grupos compactos de galáxias (GCs) são pequenos sistemas de galáxias nos quais a separação angular entre seus membros é da ordem de grandeza de suas próprias dimensões. O estudo de tais objetos remonta às observações de Stephan ([STEPHAN, 1877](#)), seguidas por aqueles realizados por Seyfert ([SEYFERT, 1948](#)) quase um século após.

Os primeiros catálogos de GCs eram intrinsecamente subjetivos, pois eram elaborados com base em inspeções visuais de placas fotográficas que indicavam presença de peculiaridades. O Atlas of Interacting Galaxies ([VORONTSOV-VELYAMINOV, 1959](#)) e o Atlas of Peculiar Galaxies ([ARP, 1966](#)) são exemplos clássicos deste procedimento. Somente na década de 70 é que catálogos baseados em critérios de seleção quantitativos começaram a aparecer ([ROSE, 1977](#)). Neste trabalho, Rose identifica grupos com três ou mais galáxias mais brilhantes que a magnitude limite de $17,5^m$ e com contraste de densidade superficial de 1000 em relação ao campo. No entanto, [Hickson \(1982\)](#) foi o pioneiro na elaboração de um catálogo baseado em critérios de seleção objetivos, usando placas fotográficas de um levantamento fotográfico homogêneo e completo, o POSS-I (*Palomar Observatory Sky Survey*). Tais critérios foram:

- Riqueza. $n \geq 4$, onde n é o número de galáxias no intervalo de magnitudes $m_f - m_b \leq 3^m$. m_f representa a magnitude da galáxia menos luminosa do grupo e m_b , a da galáxia mais luminosa.
- Isolamento. $\theta_{iso} \geq 3\theta_g$, onde θ_g é o diâmetro angular do menor círculo que contém os centros geométricos das galáxias do grupo. θ_{iso} é o diâmetro angular do maior círculo concêntrico desprovido de galáxias com magnitudes m_e tais que $m_e - m_b \leq 3^m$.
- Compactidade. $\mu_g < 26,0 \text{ mag arcsec}^{-2}$ na banda E (que corresponde aproximadamente à banda R do sistema fotométrico de Johnson), onde μ_g é o brilho superficial médio do grupo, calculado como $\mu_g = -2,5 \log \left(\frac{\sum_i 10^{-0,4m_i}}{\pi\theta_g^2} \right)$, com m_i representando as magnitudes das galáxias membros.

Utilizando tais critérios, [Hickson \(1982\)](#) catalogou exatos 100 GCs, que passaram a ser conhecidos como Grupos Compactos de Hickson (GCHs), cobrindo uma área que corresponde a 67% do céu.

Posteriormente, outros trabalhos definiram amostras de GCs a partir de imagens digitalizadas e critérios objetivos. [Prandoni et al. \(1994\)](#), usando um catálogo digitalizado de galáxias (*COSMOS/UKST Southern Galaxy Catalogue*) e os mesmos critérios de seleção adotados por Hickson, catalogaram 59 GC's no Hemisfério Sul (Southern Compact Groups – SCG's). [Barton et al. \(1996\)](#), baseados num levantamento completo de *redshifts* limitados por magnitude, definem um catálogo de GC's selecionados por *redshifts*, no qual os grupos foram detectados através da aplicação de um algoritmo “amigos-dos-amigos” (*friends-of-friends*). Os critérios utilizados para selecionar os grupos incluem separações projetadas máximas de $50 h^{-1}$ kpc e diferenças entre as velocidades da linha de visada de até 1000 km.s^{-1} . Mais recentemente, [Iovino et al. \(2003\)](#) definiram, com base nos dados do DPOSS, uma amostra de 84 GC's sobre 2000 graus quadrados no céu do Hemisfério Norte, usando os seguintes critérios de seleção:

- Riqueza. $n \geq 4$, onde n é o número de galáxias no intervalo de magnitudes $m_f - m_b \leq 2 \text{ mag}$.
- Isolamento. $\theta_{iso} \geq 3\theta_g$, θ_{iso} é a distância entre o centro do menor círculo que define o grupo e a galáxia não-membro mais próxima, com magnitude $m_{lim} \leq 0,5 + m_f$.
- Compacticidade. $\mu_g < \mu_{lim}$, onde $\mu_{lim} = 24,0 \text{ mag arcsec}^{-2}$ na banda r .

[Lee et al. \(2004\)](#) selecionam uma amostra de 175 GC's, a partir dos dados do Levantamento Digital do Sloan (SDSS – Sloan Digital Sky Survey), com o *redshift* fotométrico mediano de 0,13, usando os seguintes critérios de seleção:

- Limitação em magnitude. $14,0^m \leq r^* \leq 21,0^m$, onde a banda r^* é medida no sistema fotométrico dos dados preliminares (*Early Data Release*) do SDSS.
- Riqueza, com número máximo de membros. $10 \geq N \geq 4$.
- Isolamento. $\theta_{iso} > 3\theta_G$.

- Compacticidade. $\mu_G < 24,0 \text{ mag arcsec}^{-2}$, na banda r^* .

Utilizando os mesmos critérios de seleção usados por [Iovino *et al.* \(2003\)](#), [de Carvalho *et al.* \(2005\)](#) definem um catálogo de GC's distantes (*redshift* mediano, 0,12) usando os dados do DPOSS e selecionando 459 GCs numa área de 6260 graus quadrados do céu.

1.2 Aspectos Observacionais dos Grupos Compactos

Desde a divulgação dos primeiros catálogos de GCs definidos de forma objetiva, questiona-se a natureza destes grupos. Conforme veremos em mais detalhes na Seção 1.3.1, várias hipóteses foram propostas, porém sempre em torno da questão principal se os GCs são realmente sistemas físicos ligados ou simples alinhamentos casuais. Segundo a hipótese de alinhamentos casuais, as dimensões das galáxias que compõem um dado GC seriam muito menores do que as suas separações reais. Na nossa linha de visada, eles constituiriam um sistema compacto devido a efeitos de projeção. Logo, interações gravitacionais poderiam ocorrer apenas entre pares de galáxias ocasionalmente próximas ([MAMON, 1995](#)). Por outro lado, a hipótese de sistemas gravitacionalmente ligados, como o próprio nome sugere, admite que as galáxias de um dado GC estão gravitacionalmente ligadas, portanto, susceptíveis às forças de maré decorrentes das interações mútuas. Embora muito discutida, como veremos neste Capítulo, a hipótese de sistemas ligados é a mais aceita entre os pesquisadores, porque explica melhor os dados obtidos das observações. Nesta Seção, estudaremos os principais aspectos dos GC's obtidos das observações astrofísicas. Veremos de que modo as observações têm contribuído para a formulação das hipóteses aqui discutidas.

1.2.1 *Redshifts* Discordantes

A medida do *redshift* $z = V/c$ de um objeto distante permite estimar a sua distância, D , desde que a sua velocidade peculiar, $v \equiv V - V_{exp}$, seja muito menor que a velocidade decorrente da expansão universal, $v \ll V_{exp} = H_o \cdot D$ ($H_o = h \times 100 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$, sendo $h \sim 0.75$). Um GC cujas galáxias apresentem *redshifts* com valores próximos pode ser entendido como uma entidade física localizada espacialmente. Entretanto, um GC pode ser um alinhamento casual de galáxias do campo. Neste caso, o GC seria composto por objetos cujos *redshifts* possuem diferenças significativas, evidenciando distâncias discrepantes. Por isto, uma das fontes de con-

trov rsia a respeito da natureza dos GCs foi a existência de galáxias com *redshifts* discordantes nestes grupos. Antes da adoção de uma definição objetiva dos *redshifts* discordantes, conforme veremos abaixo, alguns pesquisadores questionaram se havia ou não uma relação entre a frequência de galáxias com *redshifts* discordantes com a estatística de projeções casuais (SULENTIC, 1987) e (HICKSON *et al.*, 1988a). Para esclarecer esta questão, Hickson realizou um estudo met culoso de sua amostra, posto que o seu critério de seleção não prevê a rejeição de grupos por *redshifts* discordantes. Neste estudo, Hickson *et al.* (1992) definem os *redshifts* discordantes objetivamente. Eles apresentam os valores das velocidades radiais de praticamente toda a amostra de 462 galáxias dos GCH's, concluindo que ela é caracterizada por uma distribuição gaussiana de velocidades peculiares, $v_p \equiv V - V_{med}$, onde V_{med}   velocidade de expansão média *do grupo*, com desvio padrão $\sigma \sim 250 \text{ km.s}^{-1}$. Deste modo, usando argumentos relacionados à dinâmica esperada dos grupos, i.é, que os CG's sejam sistemas ligados e em equilíbrio, eles estabelecem um critério de exclusão cinemático: excluem-se galáxias com velocidades peculiares tais que $v_p > 1000 \text{ km.s}^{-1}$, i. É, $4\times$ a dispersão de velocidade típica dos grupos, σ . As galáxias excluídas por este critério são aquelas com *redshifts* discordantes. Por este critério, cerca de 16% das galáxias analisadas foram excluídas do catálogo original, de modo que 8 dos GCHs foram considerados espúrios, i.e, projeções casuais.

1.2.2 O Tempo de Cruzamento – *Crossing Time*

Conforme veremos na Seção 1.3.1.1, estudos baseados em simulações numéricas sugerem que GCs duram uma fração do tempo de Hubble (MAMON, 1986), (MAMON, 1987) e (BARNES, 1989). Estes resultados reforçam a hipótese de alinhamentos casuais, porque, segundo Mamon (1986), torna-se difícil conciliar o número de grupos observados com a sua curta duração. De fato, admitindo que GCs são sistemas fisicamente ligados, as suas galáxias deveriam encontrar-se muito próximas, favorecendo as interações por forças de maré e mesmo a coalescência entre elas. O número de encontros próximos sofridos por uma dada galáxia, num intervalo de tempo T , depende, além da seção de choque para tais encontros, do número de vezes em que a galáxia, na sua órbita, cruza o grupo, isto é, T/T_{orb} , onde T_{orb} é o período orbital típico das galáxias no grupo, $T_{orb} \sim 2\pi t_c$, sendo t_c o *tempo de cruzamento* do grupo, dado por $t_c = R/V$, onde R é um raio característico do grupo, e V , a sua dispersão de velocidades. Como as propriedades orbitais das galáxias são essencialmente determinadas pelo campo gravitacional global – coletivo – do sistema, a escala de

tempo dada pelo tempo de cruzamento está intimamente relacionada com a escala de tempo de relaxação global – a *virialização* – do sistema. Por esta razão, o tempo de cruzamento também é denominado *tempo dinâmico*. As simulações numéricas indicam que o tempo de virialização dos sistemas tais como os grupos de galáxias é da ordem de 5 a 7 vezes o tempo de cruzamento, ou dinâmico. Para a amostra de GCHs estudada por [Hickson et al. \(1992\)](#) (cf. seção anterior), o valor mediano do tempo de cruzamento é de $t_{cMED} = 0,016H_0^{-1}$. Com este resultado, conclui-se que as galáxias cruzem muitas vezes os GCs aos quais pertençam, reforçando a hipótese de que coalescências ou fortes interações ocorram continuamente. Entretanto, em seções a seguir, veremos que este cenário pode não ser necessariamente correto.

1.2.3 Aspectos Morfológicos e Dinâmicos

Um aspecto importante a ser discutido a respeito dos GCs diz respeito à morfologia de suas galáxias. É bem sabido que as interações entre galáxias tem o efeito de alterar sua estrutura interna, produzindo desde distorções na sua morfologia e no seu campo de velocidades interno (cf. discussão *in* [Binney e Tremaine \(1987\)](#), cap. 7), até a transmutação completa do seu tipo morfológico, como indicam as simulações numéricas de coalescência entre galáxias de tipo disco, das quais resultam galáxias de tipo esferoidal (vd. por exemplo, [Barnes \(1989\)](#)). Assim, espera-se que ambientes mais densos, tais como os GC's, que favoreçam as interações intergalácticas, apresentem galáxias com morfologias e campos de velocidades peculiares, além de uma distribuição de tipos morfológicos característica, diferente dos ambientes mais rarefeitos.

Vários estudos sobre a abundância relativa dos tipos morfológicos das galáxias nos GCs apontam para uma fração de espirais (f_s) menor dentro dos GCs em relação às amostras do campo. O valor de $f_s = 0,49$ encontrado por [Hickson et al. \(1988b\)](#) e o de 0,59 por [Prandoni et al. \(1994\)](#) são menores do que o valor encontrado para as amostras do campo, $f_s \sim 0,82$ ([GISLER, 1980](#)), porém significativamente maiores do que as encontradas nas regiões centrais densas dos aglomerados ricos, $f_s \leq 0,4$ ([DRESSLER, 1980](#)) e ([DRESSLER et al., 1997](#)). Outros estudos examinam possíveis correlações com parâmetros globais de GCs (e.g. [Hickson et al. \(1988b\)](#)):

- *A fração de galáxias espirais se anti-correlaciona com a dispersão de velocidades, conforme exibimos na Figura 1.1.*

Esta figura, extraída do trabalho de [Ribeiro et al. \(1998\)](#), e que confirma o

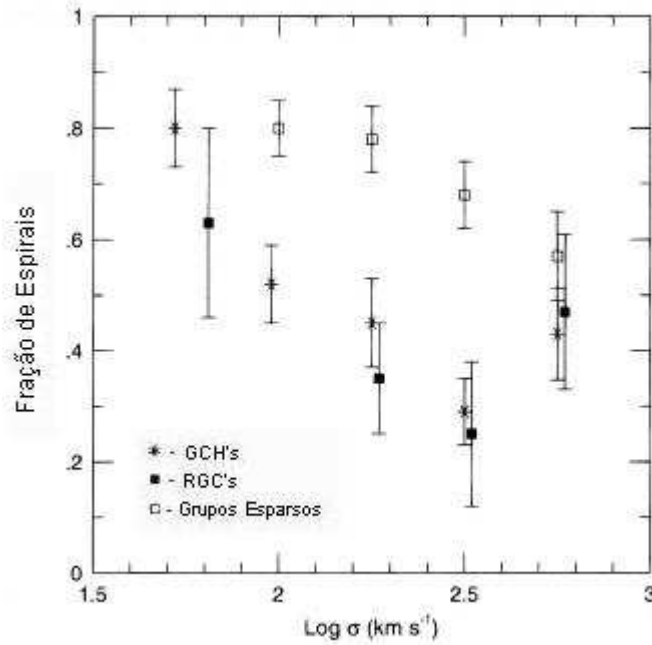


FIGURA 1.1 - Gráfico exibindo a fração de espirais versus a dispersão de velocidades para amostras de pequenos grupos de galáxias. A amostra é composta por GCH's, por grupos compactos estudados por [Ribeiro et al. \(1998\)](#) (RGCs) e por grupos esparsos catalogados por [Maia et al. \(1989\)](#).

resultado anterior de [Hickson et al. \(1988b\)](#), mostra que, apesar dos CG's seguirem a mesma tendência de diminuição da fração de espirais exibida pelos grupos esparsos, a taxa de diminuição é significativamente maior no caso do CG's. A mudança de comportamento observada em $\sigma \sim 300 \text{ km.s}^{-1}$ é provavelmente devida à contaminação da amostra de CG's por sistemas maiores, grupos esparsos ou mesmo aglomerados pobres; cf. discussão *in* [Ribeiro et al. \(1998\)](#).

Para [Hickson et al. \(1988b\)](#), a anti-correlação observada nesta figura está em desacordo com a idéia de que as galáxias espirais deveriam ser destruídas em interações próximas com outras galáxias, pois tais processos seriam mais efetivos em encontros lentos. Em vista disto, e da observação da inexistência, nos grupos compactos, de uma correlação morfologia-densidade tal como é observada nos grupos esparsos e nos aglomerados de galáxias, confirmada pelo estudo posterior de [Ribeiro et al. \(1998\)](#), [Hickson et al.](#) concluem que, nos CG's, as morfologias não foram significativamente alteradas pela evolução dinâmica do grupo, devendo estar relacionadas às

características do ambiente do grupo *num período anterior, durante sua formação*. No entanto, como apontamos acima, os grupos esparsos apresentam um comportamento semelhante ao dos CG's, com a fração de espirais diminuindo com o aumento da dispersão de velocidades do grupo, contradizendo a idéia que a destruição das galáxias espirais seja favorecida em encontros lentos.

Vale a pena notar que esta hipótese de favorecimento da destruição das galáxias espirais em encontros lentos é estritamente válida apenas para interações isoladas. No caso de ambientes densos, as forças de maré devido às outras galáxias, assim como a fricção dinâmica no material estelar eventualmente disperso, pode mudar bastante a dinâmica das galáxias em interação e tornar mais eficiente mesmo encontros mais rápidos. Os resultados mostrados na Figura 1.1 para os grupos esparsos (os quais obedecem a relação morfologia-densidade), reforçam esta possibilidade.

Em qualquer hipótese, no entanto, é bastante claro que, se considerarmos um cenário em que os CG's constituem sistemas físicos, com densidades tipicamente da ordem de $10^{3.5}$ gals. Mpc^{-3} , muito semelhantes àquelas prevalentes nas regiões mais centrais, dos aglomerados ricos de galáxias, fica bem estabelecido que os CG's apresentam uma *super-abundância* de galáxias espirais, inconsistente com as altas densidades e baixas dispersões de velocidades que apresentam.

- *O tipo morfológico da galáxia mais brilhante não difere significativamente do tipo da população geral.* Os autores analisam o tipo morfológico da galáxia mais brilhante (*first-ranked*) de cada grupo compacto e também o tipo morfológico de todas as galáxias existentes nos grupos (população geral), totalizando uma amostra homogênea de 98 GCH's. Com isso, concluem que 49% das galáxias da população geral são espirais, enquanto 48% das galáxias mais brilhantes são também deste mesmo tipo. Se os processos de fusões entre as galáxias dos grupos compactos constituíssem o cenário evolutivo dominante, então a fração de espirais da população de galáxias mais brilhantes dos GCH's deveria ser menor, porque as galáxias originadas de fusões são elípticas.
- *Galáxias de um mesmo grupo têm a tendência de pertencer a um mesmo tipo morfológico.*

A interpretação deste conjunto de resultados num único quadro evolutivo é difícil. Para [Hickson *et al.* \(1988b\)](#), eles reforçariam a hipótese de que o tipo morfológico estaria relacionado principalmente com o ambiente de formação do grupo (Vide discussão ao fim da Seção 1.3.1.1).

1.2.4 Interações e Formação Estelar

Os GC's apresentam muitas evidências da ocorrência de interações entre as suas galáxias constituintes. Uma das evidências pode ser encontrada em estudos de curvas de rotação peculiares das galáxias espirais. Nestes estudos, comparam-se as curvas de rotação de galáxias em GC's com as curvas de galáxias do campo, supostas isoladas e sem interação. Baseados nesta técnica, [Rubin *et al.* \(1991\)](#) obtêm espectros e imagens na banda R de uma amostra de galáxias pertencentes a 21 GCHs, estudando as linhas de emissão H_α e $[N_{II}]$. Com isto, eles analisam as curvas de rotação das galáxias espirais da amostra. Assim, [Rubin *et al.* \(1991\)](#) encontram que 2/3 das 32 galáxias espirais estudadas mostram alterações nas curvas de rotação. Mais recentemente, [Mendes de Oliveira *et al.* \(1997\)](#) usam um dispositivo de Fabry Perot para obter os mapas de velocidade de 26 galáxias espirais em GCH's. Eles encontram que apenas 1/3 das galáxias da sua amostra possui curvas de rotação alteradas. Para eles, a discrepância entre os seus resultados e os resultados de [Rubin *et al.* \(1991\)](#) decorrem da maior precisão inerente à obtenção das curvas de rotação a partir dos mapas de velocidade em duas dimensões.

Além destes estudos, a análise das morfologias da quase totalidade da amostra de galáxias dos HCG's ([Mendes de Oliveira e Hickson \(1994\)](#)), mostrou que 43% das galáxias apresentam sinais de interação ou coalescência e que 32% destes possuem três ou mais galáxias em interação. No entanto, como mostram estes autores, a fração de galáxias interagentes dos grupos não se correlaciona com parâmetros globais dos grupos como a velocidade de dispersão ou o tempo de cruzamento.

A ação das forças de maré entre galáxias pode deformar as suas estruturas ou extirpar uma fração significativa de suas massas. Neste caso, o material galáctico passa a ocupar o meio intragrupo, emitindo uma débil luminosidade difusa. [Pildis *et al.* \(1995\)](#) haviam detectado evidências de luz difusa em CGH's com emissão em raios-X (cf. Seção 1.2.10). Mais recentemente, novas observações revelaram a existência de luz difusa emitida do meio intergalático de diversos GCH's. [da Rocha e Mendes de Oliveira \(2005\)](#) estudam três GCH's. Dois deles apresentam uma emissão de luz

difusa. O Grupo H95 apresenta uma luz difusa de cor proeminentemente vermelha, possivelmente devida a uma população estelar antiga, sem taxas significativas de formação estelar. O Grupo H79 tem um material intragrupo cuja cor é mais azul do que a cor média de grupos de galáxias. [da Rocha e Mendes de Oliveira](#) sugerem que esta emissão é devida a porções de matéria originadas do esfacelamento de galáxias anãs pelas forças de maré exercidas por um halo massivo que englobaria todo o grupo.

Indícios de surtos de formação estelar foram identificados em GC's. Sugere-se que estes surtos são causados por interações de maré entre galáxias de um mesmo GC. Tais interações deformam a estrutura das galáxias, pela conversão da energia orbital em energia interna. Subsistemas individuais, tais como as nuvens moleculares, podem ganhar parte deste aporte de energia fragmentando-se. O subsequente colapso dos fragmentos induziria uma formação estelar coletiva, cujas regiões emitem também no *infravermelho distante*¹.

Zepf (1993) obteve os fluxos de radiação infravermelha de galáxias pertencentes a três amostras: de GC's, do campo e de ambientes com galáxias supostamente coalescentes (merger). Comparando os valores dos fluxos, Zepf conclui que a amostra de GC's é diferente das demais amostras e que cerca de um terço dos GC's possui cores mais quentes no infravermelho, i.e., maiores valores para a razão $F_{60\mu m}/F_{100\mu m}$, onde os índices nos fluxos denotam bandas do espectro eletromagnético, sendo compatíveis com os valores obtidos para as galáxias supostamente coalescentes. Deste modo, ele conclui que apenas 7% das galáxias em GCHs estão coalescendo.

As observações em rádio também permitem estimar a taxa de formação estelar. A emissão em rádio deve-se ao mecanismo de emissão síncrotron por elétrons relativísticos que interagem com o campo magnético. [Menon \(1991\)](#) afirma que a forte correlação entre a emissão de radiação infravermelha e a emissão em rádio indica que tais emissões se originam de uma mesma região, sugerindo que a densidade de elétrons relativísticos está relacionada com as regiões de formação estelar, caracterizadas pela presença de estrelas quentes. As suas observações mostram que a emissão nuclear das galáxias espirais em GC's é maior do que a emissão das galáxias isoladas mas que, de maneira geral, as galáxias de GC's emitem menos em rádio do que

¹Em regiões galácticas com formação estelar, as estrelas de grande massa (tipo espectral O e B) emitem fortemente radiação ultravioleta. A poeira absorve parte desta radiação e reemite no *infravermelho distante*. Portanto, pode-se estimar a taxa desta formação através de observações nesta banda do espectro eletromagnético.

as do campo. Em relação aos GCs, tais emissões estão relacionadas o aumento da taxa de formação estelar e da atividade nuclear (AGN) na maior parte das galáxias espirais dos GC's. Estes resultados são consistentes com o cenário de interações gravitacionais entre as galáxias, que induziriam um afluxo de gás das regiões externas das galáxias para as suas regiões nucleares, resultando no aumento da sua taxa de formação estelar e também alimentando um buraco negro central.

1.2.5 Galáxias de Baixa Luminosidade e Segregação de Luminosidades em GCs

A delimitação do grupo apenas à área que engloba as galáxias mais brilhantes pode subestimar o número de galáxias menos luminosas (débeis) e, portanto, o número total de objetos que realmente possam pertencer a ele. O critério de seleção em magnitudes adotado por Hickson obviamente exclui populações de galáxias com baixa luminosidade. Por outro lado, se confirmada a presença deste tipo de população na maioria dos GC's, o cenário de coalescência proposto por [Barnes \(1989\)](#) deveria ser revisto. Neste cenário, as galáxias canibalizam-se mútua e continuamente em poucos períodos orbitais, consumindo rapidamente a população de baixa luminosidade, formando em seguida uma galáxia elíptica gigante em 4 Ganos ([BARNES, 1989](#)).

Os primeiros estudos a este respeito foram realizados por [de Carvalho *et al.* \(1994\)](#) (ver também [Ribeiro *et al.* \(1994\)](#)), a partir de um levantamento fotométrico de galáxias até a magnitude limite de 19,5, na banda B , em regiões de $0,5^\circ \times 0,5^\circ$ em torno de 22 grupos compactos de Hickson. Eles encontram que as galáxias débeis distribuem-se difusamente, com excessos significativos nas regiões em torno da maioria do grupos estudados. Isto indica que, estatisticamente, estas galáxias deveriam estar associadas aos grupos, fato que foi confirmado posteriormente por um levantamento espectroscópico de 17 GCH's realizado por [de Carvalho *et al.* \(1997\)](#). Posteriormente, [Zabludoff e Mulchaey \(1998\)](#) estudaram 12 pequenos grupos de galáxias, usando espectroscopia de multifibras. Eles verificam que 9 grupos, com um número de membros $\sim 20 - 50$, apresentam galáxias de magnitudes absolutas tão fracas quanto $M_B \sim -14 + 5\log_{10}h_{100}$, aí incluindo alguns grupos de Hickson com forte emissão em raios-X (H42, o H62 e o H90). Estes estudos indicam que a presença de uma população de baixa luminosidade pode ser freqüente em pequenos grupos de galáxias que constituem o Universo local.

O fenômeno de segregação de luminosidades, num sistema de galáxias – grupos ou

aglomerados – caracteriza-se pelo fato das galáxias mais brilhantes distribuírem-se de maneira mais concentrada, em torno da região central do sistema, do que as galáxias mais fracas. Zepf et al. (1997), usando os dados de redshifts do levantamento de de Carvalho et al. (1997), verificaram que a população de baixa luminosidade dos GCH's tem separação projetada média maior do que as galáxias mais brilhantes. Isto mostra a ocorrência da segregação de luminosidades nos GC's, o que já havia sido notado no trabalho de [Ribeiro et al. \(1994\)](#)

1.2.6 A Função de Luminosidade dos GCH's

As comparações entre GC's e outros ambientes podem revelar alguns aspectos importantes destes grupos. Por exemplo, cenários de coalescências explicariam escassez de populações de baixa luminosidade ou predominância de galáxias elípticas na amostra em estudo. Uma destas comparações é realizada através do estudo da distribuição de luminosidades dos objetos que compõem uma amostra representativa destes grupos. Com isto, pode-se comparar esta distribuição com as respectivas distribuições obtidas em outros ambientes, e então conhecer a influência do ambiente sobre as propriedades das galáxias dos GC's. Assim, [Mendes de Oliveira e Hickson \(1991\)](#) utilizando unicamente a amostra de galáxias do catálogo original de Hickson, encontram uma função de luminosidade caracterizada por uma significativa deficiência de galáxias débeis. Estudos posteriores utilizando amostras incluindo a população de galáxias débeis (cf. Seção 1.2.5), mostram uma função de luminosidade similar à de ambientes com baixa densidade superficial de galáxias (cf. [Ribeiro et al. \(1994\)](#) e [Zepf et al. \(1997\)](#)). Em termos da parametrização introduzida pela função de Schechter (Vide Seção 2.1.2 para mais detalhes), os ajustes obtidos por [Zepf et al.](#) fornecem (com magnitudes calibradas no sistema fotométrico de Johnson) $M_B^* = -19,5 + 5\log h$, $\alpha = -1,0$ e $\Phi^* = 2 \times 10^{-4} \text{ gals Mpc}^{-3}$. No entanto, quando a amostra é separada em amostra de galáxias com ou sem linhas de emissão H_α , nota-se uma clara deficiência de galáxias débeis com linhas de emissão, como mostra a Figura 1.2, o que estaria em desacordo com os estudos baseados em amostras de galáxias do campo ([ZEPF et al., 1997](#)).

Outro trabalho importante de ser mencionado é o levantamento realizado por [Hunsberger et al. \(1998\)](#), que estudam a região intragrupo de 39 GCHs na banda-R. Este trabalho levou à detecção de uma população de galáxias anãs, as quais, segundo os autores, supostamente se originaram no interior dos grupos, devido às forças de maré que atuam no material galático, “extirpando-o” nas interações intergaláticas.

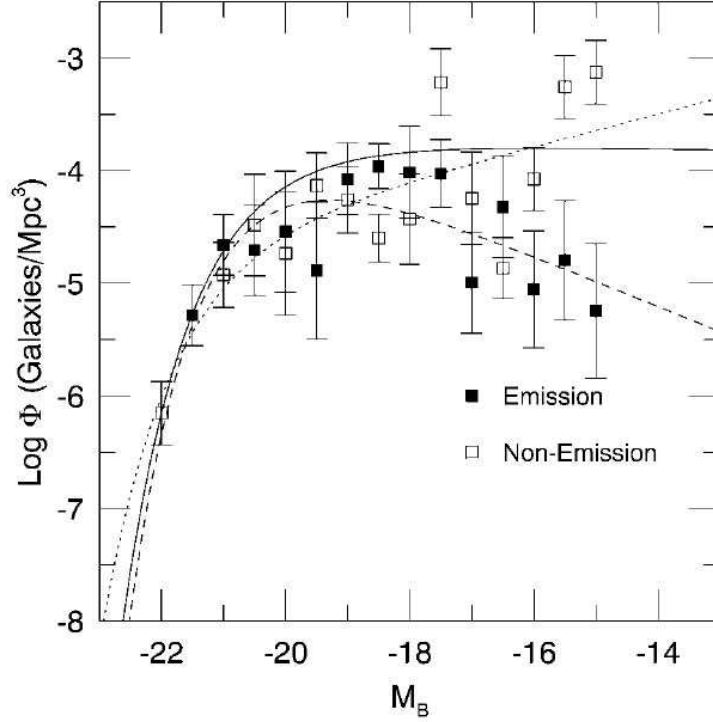
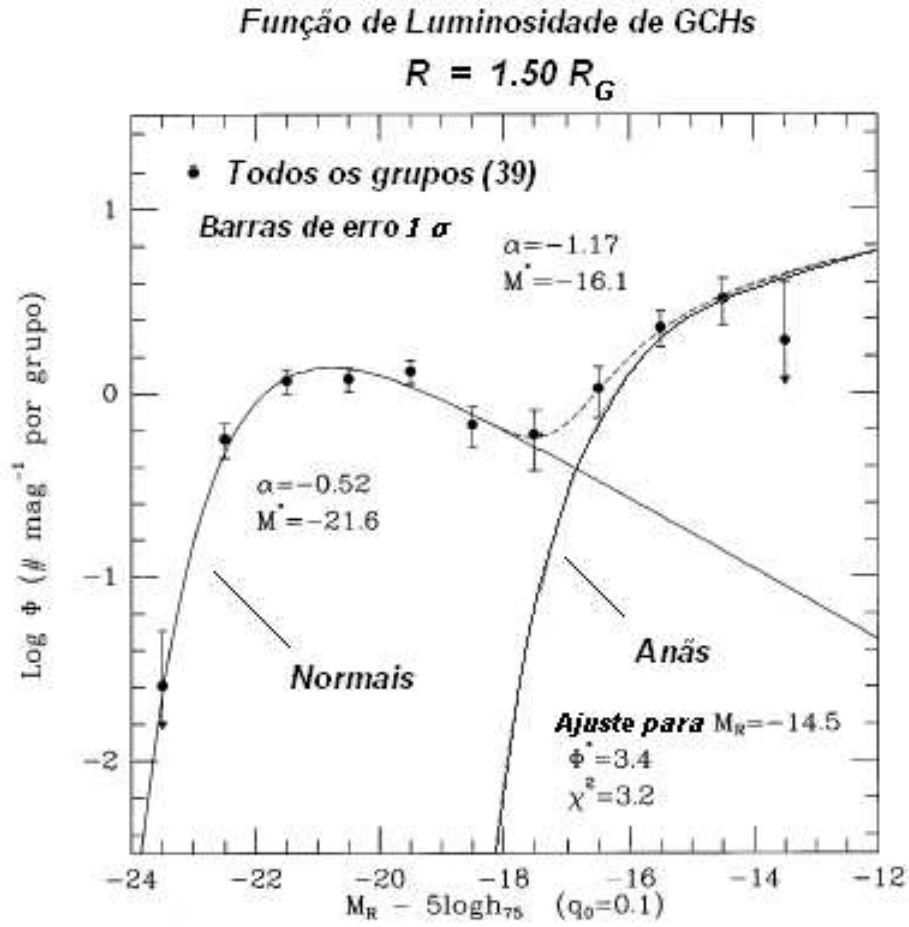


FIGURA 1.2 - A função de luminosidades ajustada para a amostra de grupos compactos de [de Carvalho et al. \(1997\)](#). A linha contínua representa a totalidade da amostra. A linha tracejada, galáxias “com emissão”, linha pontilhada, “sem emissão” (Figura 3 de [Zepf et al. \(1997\)](#)).

A Figura 1.3 mostra a função de luminosidade dos GCs estudados por Hunsberger e colaboradores. Duas funções de Schechter superpostas, com diferentes parâmetros (vd. figura), foram utilizadas para ajustar as contagens obtidas, uma representando o grupo de Hickson original (“normais”) e outra a população de galáxias anãs (“anãs”). Verifica-se que $\alpha = -0,52$, ou seja, o grupo possui uma deficiência em galáxias com magnitudes intermediárias (“galáxias débeis”), i.e, com $M_R \sim -17,5$, relativamente ao resultados de [Zepf et al. \(1997\)](#), que obtiveram $\alpha = -1,0$. Esta discrepância ocorre porque [Hunsberger et al. \(1998\)](#) inspecionam os grupos delimitando-os por um círculo com raio máximo de $2 \times R_g$, onde R_g é o raio do grupo definido por Hickson, enquanto que o levantamento de [Zepf et al. \(1997\)](#) cobre regiões freqüentemente bem maiores (e.g., $4 - 5 \times R_g$).

1.2.7 Atividade Nuclear em Galáxias de GC’s

A evolução de GC’s pode ser estudada a partir da análise espectral de suas galáxias. Isto é possível porque as interações de maré entre as galáxias, além de aumentar as



suas chances de coalescência, podem aumentar também a sua atividade nuclear e desencadear surtos de formação estelar, como discutimos na seção anterior. Em cada um destes eventos, uma quantidade considerável de energia é dissipada na forma de radiação eletromagnética pelas estrelas formadas durante os surtos ou pelo gás interagente com o AGN. Assim, somados com as análises morfológicas, dinâmicas e de metalicidade das galáxias de GC's, os estudos espectroscópicos permitem deduzir quais foram os principais eventos ocorridos durante a evolução destes grupos. Por exemplo, [Coziol et al. \(1998\)](#) estudam a amostra de 17 GCH's do levantamento de de Carvalho et al. (1997), realizando a classificação espectral das 86 galáxias, estudadas

de acordo com a sua atividade nuclear: galáxias com linhas de emissão, galáxias com surtos de formação estelar, AGNs luminosos (incluindo Seyfert e LINERs) e AGNs de baixa luminosidade (LLAGNs). Eles descobrem que núcleos ativos de galáxias (AGN), ambos os de baixa luminosidade (LLAGNs) e os normais, residem principalmente nas galáxias elípticas mais luminosas dos GC's. Segundo estes autores, a probabilidade de encontrar um AGN aumenta com a luminosidade da galáxia e as galáxias AGN tendem a se concentrar nos núcleos dos grupos. Eles argumentam que esta concentração é uma consequência da segregação de luminosidades descrita na Seção 1.2.5. Por outro lado, [Coziol et al.](#) mostram que a fração de galáxias com surtos de formação estelar diminui gradativamente desde o halo até o centro dos grupos. Assim, sugerem a existência de um tipo de relação atividade-morfologia-densidade: as regiões de baixa densidade de galáxias, localizadas na periferia dos grupos, são caracterizadas por maiores frações de galáxias com surtos de formação estelar. Regiões com grande densidade de galáxias possuem frações maiores de galáxias LLAGN. Esta relação sugere que as galáxias de GC's têm evoluções semelhantes, influenciadas pelo ambiente. Deste modo, eles propõem um cenário evolucionário para os GCH's: galáxias massivas se formariam por subseqüentes processos de coalescência de sistemas de massa menos ricos em gás. Ambientes mais densos acelerariam este processo, de modo que as galáxias mais massivas se formariam primeiro nas regiões mais ricas. A frequência e intensidade das fusões determinariam as morfologias e as galáxias mais massivas evoluiriam no sentido de uma morfologia mais elíptica. Isto poderia justificar porque nos GCH's as galáxias mais luminosas são também as mais concentradas e possuem um tipo morfológico mais elíptico. Este cenário pode ser resumido do seguinte modo: coalescências desencadeiam surtos de formação estelar. Quando a quantidade de massa da galáxia for suficiente ou quando uma grande quantidade de gás estiver disponível, o gás sofre um processo de colapso central, originando ou alimentando um núcleo ativo.

1.2.8 GCs: Uma Natureza Peculiar

Conforme vimos na Seção 1.2.7, [Coziol et al. \(1998\)](#) sugerem que as galáxias das regiões centrais de GC's seriam mais evoluídas do que as galáxias das regiões periféricas destes grupos. Em outras palavras, coalescências ocorridas primitivamente originariam as galáxias das regiões centrais, enquanto as galáxias do halo ainda deveriam passar por este processo. Segue que as coalescências podem ocorrer continuamente na história dos GC's. Fisicamente, coalescências de galáxias ocorrem numa taxa que

depende das suas velocidades relativas e de suas seções de choque. Deste modo, espera-se que as galáxias massivas “canibalizem” um número maior de galáxias do que as menos massivas. De qualquer modo, coalescências modificam o número de galáxias e as suas massas. Assim, a função de luminosidade dos GC’s (Vide Seção 2.1.2) é alterada por este processo. Portanto, poder-se-ia deduzir, pelo menos em aspectos gerais, de que maneira as coalescências ocorrem nos GC’s, mediante a comparação entre as luminosidades de suas galáxias mais massivas. Esta investigação é realizada através da análise estatística dos valores de $\Delta m_{12} = m_2 - m_1$, onde m_2 é a magnitude (numa dada banda fotométrica) da segunda galáxia mais brilhante do GC estudado e m_1 , a da galáxia mais brilhante. Em outras palavras, analisamos a distribuição do número de GC’s em função destas diferenças de magnitudes calculadas.

Desta maneira, realizamos medidas estatísticas de Δm_{12} de todos os GCs catalogados por [Hickson *et al.* \(1989\)](#), por [Lee *et al.* \(2004\)](#) (GCSDSS) e por [\(de Carvalho *et al.*, 2005\)](#) (GCDPOSS). Tal escolha se justifica do seguinte modo: os três catálogos foram definidos por distintos critérios de seleção e cada um deles tem $n \geq 100$, onde n é o número de grupos catalogados, aumentando o grau de certeza das respectivas análises estatísticas (por esta razão, não estudamos os SCGs). Entretanto, os três catálogos são definidos em sistemas fotométricos distintos: [Hickson *et al.*](#) usam o sistema fotométrico B_T ; [Lee *et al.*](#) usam o sistema $u^*g^*r^*i^*z^*$, característico dos dados preliminares do SDSS (pré-DR1), que, segundo eles, possui uma diferença percentual desprezível em relação ao sistema *ugriz* adotado pelo SDSS; [de Carvalho *et al.*](#) usam o sistema fotométrico do DPOSS, que coincide com o sistema *gri* de Gunn. Para compararmos os GCHs e os GCDPOSS com os GCSDSS, uniformizamos o sistema fotométrico da amostra para o sistema fotométrico usado pelo SDSS.

Através da equação de conversão proposta por [Lopes \(2003\)](#): $r_{DPOSS} = -0,20 + 1,02r_{SDSS} - 0,08(g - r)_{SDSS}$, convertemos o sistema fotométrico do DPOSS para o sistema fotométrico do SDSS, nas bandas de interesse. Nesta equação, g e r representam as magnitudes nas bandas fotométricas utilizadas. Em primeira aproximação, considera-se o termo do índice de cor, $(g - r)$, desprezível e resolve-se a equação para determinar r_{SDSS} . Com isto, as magnitudes de todas as 459 galáxias do catálogo de [de Carvalho *et al.* \(2005\)](#) foram convertidas para o sistema do SDSS.

Para a conversão do sistema fotométrico B_T para o sistema fotométrico do SDSS, nas bandas de interesse, é preciso deduzir a respectiva equação de transformação.

A partir das magnitudes das galáxias dos GCHs disponíveis no banco de dados do SDSS (SDSS-DR3). Assim, encontramos a equação de transformação: $r_{SDSS} = 1,14 + 0,95R_{Hickson}$, onde $R_{Hickson}$ é a magnitude medida na banda R do sistema B_T . (Os detalhes sobre a dedução desta equação estão no Apêndice A).

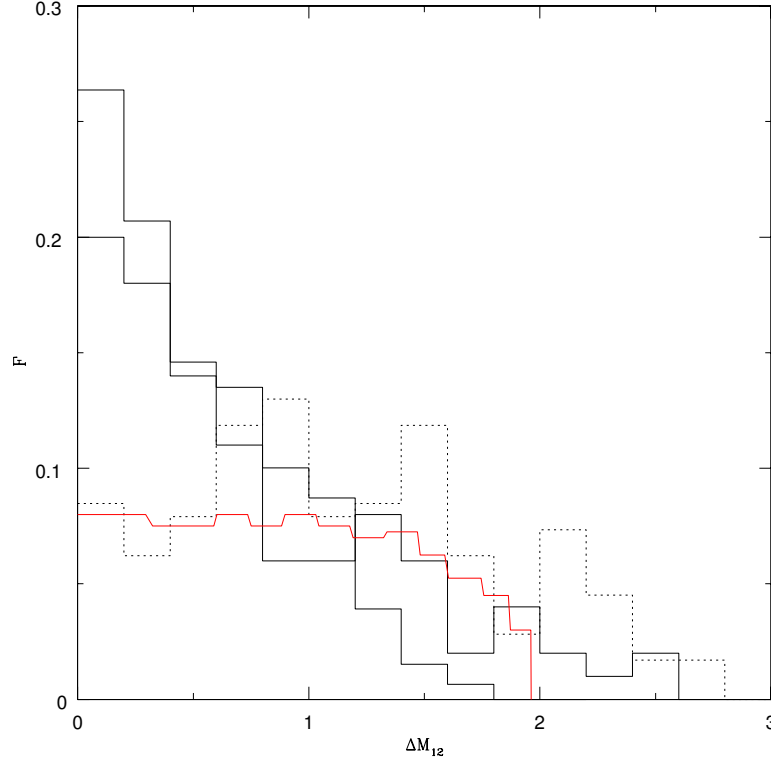


FIGURA 1.4 - Histogramas dos valores de ΔM_{12} para os GCs dos catálogos de de Carvalho e colaboradores (de Carvalho *et al.*, 2005), representado por uma linha cheia, de Hickson, por uma linha tracejada, e de Lee e colaboradores (LEE *et al.*, 2004), por uma linha pontilhada. A distribuição dos grupos fictícios está representada por uma linha vermelha.

Deste modo, calculamos, para cada subamostra, a histograma de frequências dos valores de Δm_{12} , que exibimos na Figura 1.4. Observando esta figura, concluímos que a maioria dos GCH's e dos GCDPOSS's possui $\Delta m_{12} \leq 1$. Em relação a estes grupos, as distribuições de Δm_{12} têm comportamentos similares, com máximos situados no intervalo $0 \leq \Delta m_{12} \leq 0,20$ e decaindo à medida que Δm_{12} cresce. Ao contrário, para os GCSDSS's, a distribuição de ΔM_{12} apresenta um pequeno número de grupos no intervalo $0 \leq \Delta m_{12} \leq 0,25$. Embora esta distribuição seja caracterizada por um grande número de flutuações locais, levando em conta os erros de medida de

natureza poissoniana, pode-se considerá-la aproximadamente constante em torno do valor $F \sim 0, 1$, pelo menos até $\Delta m_{12} \sim 1, 6$, quando a distribuição começa a decair. Portanto, pode-se afirmar que a distribuição dos GCSDSS possui um comportamento distinto das demais.

O estudo proposto por [de Carvalho *et al.* \(2005\)](#) pode nos fornecer explicações para as distribuições mostradas na Figura 1.4. Estes autores construíram um catálogo de 36000 grupos fictícios, usando galáxias do campo com magnitudes compatíveis com as galáxias dos GCDPOSS. A distribuição de Δm_{12} resultante pode ser comparada com a dos grupos reais, como mostramos na Figura 1.4. Constata-se que os grupos reais GCH e GCDPOSS possuem propriedades que os distinguem significativamente de quaisquer efeitos aleatórios. Portanto, as distribuições mostradas na Figura 1.4 argumentam fortemente a favor da natureza distinta dos GC's, porque as galáxias dos grupos fictícios, por construção, não interagem entre si. O mesmo não se pode dizer dos GCSDSS's, cuja distribuição de Δm_{12} é semelhante àquela dos grupos fictícios. Isto argumenta contra a realidade dos GCSDSS's, sugerindo que eles possuam uma taxa de de contaminação por galáxias do campo maior do que a dos demais catálogos. Provavelmente, o único mecanismo plausível que explique as distribuições dos GCH's e dos GCDPOSS's é o de interações entre as galáxias destes grupos.

1.2.9 Massas Dinâmicas – Teorema do Virial

Além do método de lentes gravitacionais que, no caso do GC's, está além dos limites observacionais atuais, é possível estimar a massa de um GC conhecendo as suas propriedades dinâmicas. O conhecimento das massas de grupos de galáxias é importante, porque muitas das galáxias no Universo se encontram em grupos. Além disso, conforme veremos na Seção 1.3.1.1, alguns resultados obtidos em simulações numéricas de GC's mostram que as taxas de interação entre as galáxias destes grupos depende de suas massas e do modo como estas se distribuem nos grupos. Em vista disto, descrevamos sucintamente um dos métodos usados na estimativa das massas de grupos de galáxias, supondo que estes grupos sejam reais, i.e., sistemas de galáxias fisicamente ligadas.

Galáxias são sistemas de partículas acolisionais ([BINNEY; TREMAINE, 1987](#)). As interações entre suas partículas são devidas ao potencial gravitacional global do sistema, que predomina largamente sobre o potencial gravitacional decorrente de interações binárias. [Binney e Tremaine](#) mostram que um sistema auto-gravitante acolisional

com massa M e em equilíbrio estacionário satisfaz o Teorema do Virial, expresso por:

$$2K + W = 0, \quad (1.1)$$

onde W é a energia potencial total do sistema e K é a energia cinética do sistema de partículas dada por $K = \frac{1}{2}M\langle v \rangle^2$, sendo $\langle v \rangle^2$ a velocidade quadrática média. W é dado por $|W| = \frac{GM^2}{r_g}$, onde r_g é o raio gravitacional, que depende da configuração geométrica do sistema em estudo. Se supusermos que GC's reais são sistemas em equilíbrio dinâmico, podemos aplicar o Teorema do Virial para calcular suas massas. Neste caso, as galáxias podem ser representadas pelos seus centros de massa, simplificando a aplicação do teorema. Uma consequência do Teorema do Virial, é que, conforme demonstrado por [Heisler et al. \(1985\)](#), se as N partículas de um sistema auto-gravitante apresentam órbitas isotrópicas, a massa total M do sistema é dada por:

$$M = \frac{3\pi N}{2G} \frac{\sum_i v_{z,i}^2}{\sum_{i < j} 1/R_{\perp,ij}}, \quad (1.2)$$

onde $v_{z,i}^2$ representa a velocidade, medida ao longo da dada linha de visada z , da i -ésima galáxia relativamente à velocidade do centróide das galáxias, $R_{\perp,ij}$ representa a distância projetada entre a i -ésima e a j -ésima galáxia. Usando um método análogo a este, [Hickson et al. \(1992\)](#) calculam as massas dos grupos compactos e depois estimam a relação entre a massa *dinâmica*, i.é, calculada pela eq. (1.2) e a massa “luminosa” dos grupos. A massa luminosa é a massa estimada através da luminosidade total dos objetos, numa dada banda fotométrica. Neste caso, os autores a calculam na banda- B . [Hickson et al.](#) obtêm que o valor mediano da relação massa-luminosidade dos GCH's é $50h$ (M/L) $_{\odot}$ ($h = H_0/100$ km.s $^{-1}$ Mpc $^{-1}$). O valor máximo desta relação para a amostra é cerca de $1000(M/L)_{\odot}$. Isto sugere que $\sim 85\%$ da massa de um grupo pode ser composta de matéria escura ([HICKSON et al., 1992](#)).

1.2.10 Massas Dinâmicas – Emissão em Raios-X

Conforme vimos na Seção 1.2.9 existem indícios de que GC's contêm matéria escura em quantidades muito maiores do que a de matéria comum. Porém, tais resultados não são conclusivos: foram obtidos a partir da hipótese de sistemas gravitacionalmente ligados. De fato, [Mamon \(1995\)](#) critica esta hipótese, afirmando que os indícios de interações (entre as galáxias de GC's) poderiam ser explicados pela hipótese de alinhamentos casuais, supondo que a maioria dos GC's possuisse pelo menos 1 par de galáxias interagentes. Entretanto, conforme veremos abaixo, estudos posteriores reforçaram a hipótese de sistemas gravitacionalmente ligados.

Além do método baseado no Teorema do Virial, pode-se determinar as massas de grupos de galáxias, através de observações da emissão em raios-X destes grupos. A análise espectral desta emissão indica que ela se deve ao mecanismo de *bremsstrahlung* térmico, ocorrendo num gás ionizado e opticamente fino que permeia o grupo, com temperaturas $T \sim 1 - 2$ KeV. Além disto, o modelo usado na determinação da massa total do grupo assume que o gás intragrupo pode ser considerado como um fluido² em equilíbrio hidrostático com o potencial gravitacional total do grupo. Partindo destas hipóteses e supondo que o gás é isotérmico e com distribuição esfericamente simétrica, calcula-se a massa total $M(r)$ do sistema dentro do raio r com origem no seu centro:

$$M(r) = -\frac{kT_g r}{G\mu m_p} \frac{r}{\rho_g} \frac{d\rho_g}{dr}. \quad (1.3)$$

Nesta equação, k é a constante de Boltzmann. T_g é a temperatura do gás, suposta constante. G é a constante gravitacional, m_p é a massa do próton, μ é o peso molecular médio do gás emissor e ρ_g é a densidade do gás. A temperatura é estimada a partir de ajustes de espectros de raios-X observados ao modelo de emissão *bremsstrahlung* de um plasma quente.

O estudo mais completo sobre a emissão em raios-X dos GC's deve-se a [Ponman et al. \(1996\)](#). Analisando uma amostra de 85 GCH's, [Ponman et al.](#) verificam uma emissão difusa, originada do meio intragrupo, em 75% dos grupos estudados e encontram

²Na realidade, demonstra-se que o tempo de resfriamento do gás é muito maior do que o seu tempo de relaxação e que o caminho livre-médio de suas partículas é da mesma ordem de grandeza que a das dimensões das galáxias. Assim, numa aproximação, pode-se considerá-lo como um fluido.

uma ausência de correlação entre a luminosidade em raios-X e a luminosidade óptica destes grupos, sugerindo que o gás intragrupo é primordial. Estes resultados são confirmados pelas análises de metalicidade da amostra. Ajustando os dados obtidos nas observações com um modelo de plasma quente e isotérmico, os autores encontram uma metalicidade correspondente a 0,2 da metalicidade solar. Estes resultados, juntamente com os discutidos na Seção anterior, sugerem o seguinte cenário para a natureza dos GCs: suas galáxias estão imersas numa distribuição de matéria escura *comum* que detém cerca de $\sim 85\%$ da massa total do grupo (PONMAN *et al.*, 1996). Esta distribuição é denominada *halo de matéria escura comum*.

Enfim, as comparações entre os valores das massas totais obtidos com os dois métodos descritos acima (equações (1.2) e (1.3)) mostra consistência dentro de um fator 2. Além desta constatação, usamos os dados disponibilizados por Hickson *et al.* (1992) para verificar que 37% dos GCHs possuem massas viriais totais $M_{tot} > 5 \times 10^{12} M_{\odot}$. Isto está de acordo com as constatações de Mulchaey *et al.* (1996). Eles se baseam em observações em raios-X para afirmar que um grande número de grupos possui massas $M_{tot} \sim 10^{13} M_{\odot}$. De qualquer forma, estas estimativas parecem confirmar a hipótese de que os GC's são, de fato, sistemas ligados.

1.3 Estado da Arte

A natureza dos GC's ainda não é perfeitamente conhecida. Por exemplo, os resultados discutidos nas Seções 1.2.10 e 1.2.9 não informam de que modo estes grupos se originaram ou como eles evoluíram até chegar à configuração que atualmente observamos. Um dos métodos usados para sondar a evolução de grupos de galáxias consiste em representá-las por muitas partículas e integrar numericamente as suas equações de movimento com o auxílio de códigos numéricos executados em computadores. Assim, torna-se possível testar diferentes hipóteses sobre a origem e a natureza dos GC's, estudando em detalhes todas as variáveis físicas que os caracterizam em qualquer instante de tempo de sua existência. Por exemplo, nas próximas subseções, veremos que simulações representando a evolução de GC's abrigados por um halo massivo comum, obtêm menores taxas de coalescência entre as galáxias, do que naquelas nas quais os halos massivos estão ligados às próprias galáxias. Assim, hipótese de que GC's possuem um halo comum pode explicar as baixas taxas de coalescência observadas em GCH's, conforme discutimos nas Seções anteriores. A este respeito, convém também ressaltar o fato que, apesar das várias evidências da ocorrência de interações entre as galáxias dos grupos compactos (cf. e.g. Seções 1.2.3,

1.2.4, 1.2.7 e 1.2.8), a fração de galáxias com sinais claros de interação ou de fusões, não se correlaciona, ou se correlaciona muito fracamente, com parâmetros globais dos grupos compactos, tais como a densidade central, a dispersão de velocidades ou a luminosidade em raios-X (PILDIS *et al.*, 1995).

Muitas pesquisas baseadas em simulações computacionais foram realizadas nos últimos 20 anos. Entretanto, como iremos discutir, tais simulações desconsideraram certos aspectos importantes de GC's, ou foram realizadas com recursos computacionais obsoletos. Nesta Seção, estudamos o Estado da Arte concernente às pesquisas sobre GC's. Exibimos as principais hipóteses que procuram explicar a sua natureza. Em seguida, realizamos um breve estudo sobre as principais simulações numéricas descritas na literatura científica, tentando discutir seus pontos positivos e negativos. Demonstramos que a maioria das galáxias de GC's têm natureza distinta das galáxias observadas em ambientes de baixa densidade superficial. Por fim, discutiremos as hipóteses assumidas para a realização desta pesquisa, descrevendo os principais métodos utilizados na sua realização.

1.3.1 Principais Hipóteses Sobre A Natureza dos GC's

As observações astrofísicas são limitadas quanto às informações disponíveis. Por exemplo, para um dado objeto astrofísico, mede-se apenas um componente do vetor velocidade, ao longo da linha de visada e dois valores para a sua posição, pois dispomos apenas de imagens projetadas. Em face destas limitações, não se pode conhecer a natureza dos GC's através de simples inspeções de suas imagens em placas fotográficas. Segundo Hickson (1997), as diversas hipóteses propostas sobre a natureza dos GCs podem ser assim resumidas:

- a) Alinhamentos casuais em grupos esparsos (MAMON, 1986), (MAMON, 1995), (WALKE; MAMON, 1989).
- b) Alinhamentos casuais em estruturas filamentosares (HERNQUIST *et al.*, 1995).
- c) Configurações densas transientes (ROSE, 1977).
- d) Configurações densas ligadas e isoladas, em quase-equilíbrio dinâmico (SULENTIC, 1987), (HICKSON; ROOD, 1988), (GÓMEZ-FLECHOSO; DOMÍNGUEZ-TENREIRO, 2001a).
- e) Configurações densas ligadas dentro de grupos esparsos (DIAFERIO *et al.*, 1994), (GOVERNATO *et al.*, 1996).

Como havíamos mencionado anteriormente, os argumentos suportando a hipótese de que os CG's seriam produto de alinhamentos casuais de galáxias formando configurações compactas em projeção, surgiram dos resultados das primeiras simulações numéricas por [Mamon \(1986\)](#). Estas mostraram que, fossem os CG's sistemas espacialmente densos, o seu tempo de vida típico não deveria ultrapassar uma fração do tempo de Hubble, de modo que, ou os GC's observados no universo próximo teriam sido formados recentemente ou então não constituem sistemas físicos ligados. Estudos mais detalhados como o de [Barnes \(1989\)](#) (cf. Seção 1.3.1.1) confirmaram, em linhas gerais, os resultados obtidos por Mamon. A dificuldade de se entender em qual cenário cosmológico poderiam surgir sistemas de galáxias tão densos como seriam os CG's, se reais fossem, muito contribuiu para a idéia dos alinhamentos casuais. Assim, [Hernquist et al. \(1995\)](#), a partir de simulações cosmológicas de formação de estruturas, propõem a hipótese alternativa pela qual os alinhamentos casuais resultariam de filamentos vistos ao longo de seus eixos ou em ângulos ligeiramente oblíquos.

No entanto, como discutimos detalhadamente em seções anteriores (1.2.4 e 1.2.7), diversas evidências da ocorrência de interação entre as galáxias apontam fortemente para a hipótese de que os CG's sejam realmente sistemas densos e não meros alinhamentos casuais.

Por outro lado, a hipótese de [Rose \(1977\)](#) admite que um grupo compacto possa ser um grupo esparsos no qual muitos dos seus membros alcancaram o centro do grupo simultaneamente, formando um subsistema denso mas não dinamicamente ligado. No entanto, a existencia de halos de matéria escura, evidenciada pelos estudos da massa dinâmica dos CG's e da sua emissão em raios-X (vd. Seções 1.2.9 e 1.2.10), indica que esta hipótese também deve ser descartada e que os CG's formam, em sua maioria, sistemas fisicamente ligados.

Se GCs são entidades fisicamente ligadas, eles poderiam ser classificados em categorias dinâmicas dependendo do grau de interação entre as suas galáxias membro. [Ribeiro et al. \(1998\)](#), baseados no estudo das propriedades dinâmicas e estruturais de uma amostra de GCH's, sugerem que eles ser representados por três categorias dinâmicas distintas:

- a) Grupos esparsos ou pelo menos parte dos esparsos.
- b) Sistemas núcleo + halo.

c) Grupos verdadeiramente compactos.

Com cada uma delas apresentando um perfil de densidade superficial típico distinto. Esta visão parece conciliar as hipóteses supracitadas. Se correspondessem a estágios evolutivos distintos destes grupos, estariam de acordo com as simulações propostas por Diaferio e colaboradores ([DIAFERIO *et al.*, 1994](#)), conforme abordaremos na Seção [1.3.1.1](#).

1.3.1.1 Principais Resultados Obtidos via Simulações Numéricas

O problema de N -Corpos interagentes por forças centrais não pode ser resolvido analiticamente. Entretanto, pode ser tratado por métodos numéricos, nos quais as derivadas que conduzem às acelerações e velocidades, são substituídas por diferenças finitas. No caso em que são estudados os movimentos de milhares de partículas, o número de cálculos envolvidos é enorme³, de modo que diversas aproximações são necessárias a fim de resolver o problema. Diversos métodos são usados, os principais sendo descritos no Apêndice [B](#).

As primeiras simulações numéricas da evolução de GC's foram realizadas por [Mamon \(1986\)](#). Ele conclui que os GC's seriam alinhamentos casuais de galáxias dentro de grupos esparsos. Esta conclusão é obtida após a realização de 1000 simulações numéricas de modelos representando pequenos grupos de galáxias, sendo estas representadas por partículas pontuais dotadas de uma prescrição semi-empírica de coalescência. Deste modo, ele conclui que apenas 15% dos GCH's contendo pelo menos quatro galáxias, poderiam ser fisicamente densos. [Mamon \(1987\)](#) refaz estas simulações, observando que os grupos simulados possuíam curtos tempo de cruzamento, da ordem de $1/30$ a $1/8$ do tempo de Hubble, de modo que nenhum deles conseguiu durar mais do que a metade deste tempo. A sua conclusão é que se os GC's fossem configurações fisicamente densas, jamais poderíamos observá-los na proporção que observamos hoje. Posteriormente, [Mamon \(1995\)](#) realiza novas simulações, porém sempre usando a mesma metodologia muito simplificada de prescrições semi-empíricas para representar as interações coalescentes. Entre outras coisas, as interações de maré, dinamicamente importantes na evolução do sistema, não são levadas em conta nesta descrição. Além disso suas simulações não levam em conta a presença de um halo de matéria escura no grupo.

Em meados da década de 80, a introdução, por [Barnes e Hut \(1986\)](#), de um código

³Da ordem de N^2 cálculos por passo de tempo, onde N é o número de partículas.

baseado num algoritmo de árvore recursiva (Vide Apêndice B) permitiu aumentar o número de partículas nas simulações numéricas e, conseqüentemente, a resolução dos detalhes físicos das galáxias simuladas⁴. Barnes (1989) faz uso deste código para simular 65,536 partículas representando um pequeno grupo de galáxias discóides. As galáxias foram modeladas com duas componentes, um halo de matéria escura e uma componente "luminosa". As simulações mostraram que elas coalesciam num único objeto central (*central merger remnant*) em poucos períodos orbitais (~ 4 Ganos), o que, segundo Barnes, seria uma característica geral de sistemas aglomerados auto-gravitantes. O objeto central é identificado como uma galáxia elíptica dinamicamente ordinária. Isto se justifica porque os processos de coalescência ocorrem com a desaceleração eficiente das partículas "luminosas" nos próprios halos de matéria escura. Este frenamento produz objetos de baixo momento angular e com perfil de luminosidade característico das galáxias elípticas gigantes. Os resultados de Barnes corroboraram os resultados anteriores de Mamon (1986), a respeito das curtas durações dos GC's. Assim, os GC's observados no universo próximo, ou resultariam de alinhamentos casuais na linha de visada, ou teriam sido formados recentemente, sem se constituírem resíduos de uma população muito maior. Assim como as simulações de Mamon discutidas antes, estas simulações não consideraram o caso em que as galáxias estão imersas num halo de matéria comum, como discutimos na Seção 1.2.10. De fato, elas ocorreram anos antes do trabalho de Ponman *et al.* (1996). Mesmo assim, estas simulações influenciaram de tal modo a comunidade científica que ainda hoje aceita-se a idéia de que GC's fisicamente ligados durem apenas poucos Ganos. Em seções a seguir, mostraremos que esta afirmação precisa ser revista.

Com uma abordagem diferente, Diaferio *et al.* (1994) realizam novas simulações utilizando um código de árvore, para mostrar que configurações compactas formam-se natural e freqüentemente no interior de grupos esparsos de galáxias ainda não completamente formados e virializados. Estas configurações seriam transientes, com um tempo de vida típico de ~ 1 Gano. Embora as galáxias participantes destes subsistemas densos, sejam progressivamente destruídas por efeito das coalescências mútuas, tal como ocorria nas simulações de Mamon e de Barnes, novas galáxias, originárias do grupo esperso hospedeiro, ainda pré-virializado, são eventualmente acrescentadas a ele, realimentando-o constantemente. A maioria destas configurações compactas são tripletos e quartetos, formando subsistemas *ligados* semelhantes aos GCH's, inclusive obedecendo aos critérios originais de Hickson, quando vistos em

⁴Neste caso, o número de cálculos por passo de tempo cai de N^2 para $N \log N$.

projeção. Um suporte observacional para o modelo é a constatação de que pelo menos 66% dos 38 GCH's situados na região do levantamento de redshifts do CfA (*Center for Astrophysics*) situam-se em estruturas maiores e mais ricas (cf. [Ramella et al. \(1994\)](#)). Por outro lado, diversos estudos (p. ex., [Diaferio et al. \(1993\)](#) e suas referências) mostraram evidências de que os grupos *esparcos*, em sua maioria, ainda não se encontram virializados, isto é ainda estão em fase de colapso. Num trabalho posterior, [Diaferio et al. \(1995\)](#) continuam a exploração deste modelo de formação dos GC's, mas agora juntando uma componente gasosa, dissipativa, às galáxias. Para isso utilizam um código de árvore acoplado a um código hidrodinâmico SPH. As interações intergalácticas arrancam o material gasoso para o meio intragrupo que é aquecido a temperaturas comparáveis àsquelas observadas através da emissão de raios-X dos GC's. Os resultados mostram de maneira geral, um razoável acôrdo com as observações.

Desta forma este modelo consegue conciliar as evidencias que os GC's são de fato sistemas densos e ligados, ainda que sofrendo a instabilidade por coalescencia dos sistemas densos demonstrada nos estudos de Mamon e Barnes. Neste modelo, os GC's seriam sistemas 3-D que se formaram recentemente no interior de grupos esparcos, e, desta forma, não constituem uma escala típica do modelo de formação hierárquica de estruturas. Notar que as simulações de [Diaferio et al. \(1994\)](#), têm resolução muito menor dos que aquelas do estudo de [Barnes \(1989\)](#), sendo cada galáxia representada por poucas centenas de partículas, num total de 8192 por simulação (em apenas uma simulação eles usam o total de 16384 partículas).

[Governato et al. \(1996\)](#) seguem a idéia básica do modelo de [Diaferio et al. \(1994\)](#), i.é, de que os GC's seriam sistemas continuamente realimentados por novas galáxias. Porém, em constraste com o trabalho anterior, propoem que os CG's se originem do colapso de uma região esférica sobre-densa, o qual é seguido pela acreção (*colapso secundário*) das massas circunvizinhas, num universo crítico, i.e., com $\Omega_{matéria} = 1$. Os resultados de suas simulações numéricas⁵ mostram que os processos de coalescências são mais efetivos durante a fase de colapso inicial (correspondente a $1 \leq z \leq 0,35$), diminuindo, até tornarem-se desprezíveis, na fase de colapso secundário. Analisado à luz do formalismo de Press & Schechter, o modelo prevê que o cenário do colapso

⁵Nestas simulações os grupos são inicialmente constituídos por oito galáxias e por uma componente difusa representando um halo de matéria escura e uma população de galáxias menores não resolvidas. As galáxias seguem um modelo de duas componentes: um halo de matéria escura, representado por 760 partículas, e as estrelas, representadas por 320 partículas, totalizando 20000 partículas para cada grupo.

secundário é consistente com a abundância dos GCH's, levando os autores a argüir que a existência atual de muitas associações densas e pequenas de galáxias, como os GCH's, aponta na direção de um Universo de densidade crítica de matéria. Porém sabemos que o modelo atualmente aceito possui uma componente de energia de vácuo e isto poderia alterar os resultados.

[Athanassoula *et al.* \(1997\)](#) realizaram simulações numéricas para estudar a taxa de fusões em grupos compactos constituídos de cinco galáxias elípticas idênticas. Os autores consideraram dois casos: no primeiro, as galáxias possuem seus próprios halos de matéria escura individuais. No segundo caso, um halo de matéria escura engloba todo o grupo. As simulações procuraram explicar porque um número considerável de grupos compactos é observado, apesar de estudos, como o de [Barnes \(1989\)](#), terem indicado uma curta existência, em comparação com a idade do Universo. Modelando as galáxias como simples esferas de Plummer ([BINNEY; TREMAINE, 1987](#)), os autores encontraram os seguintes resultados:

- Para os grupos com halo comum, a taxa de fusões entre as galáxias depende da razão entre a massa do halo e a massa total do grupo. A medida que esta razão aumenta, a taxa de fusões diminui, desde que a matéria escura não esteja excessivamente concentrada na região central do grupo.
- Grupos com halos individuais fundem-se mais rápido do que grupos com halos comuns, se a configuração do grupo for centralmente concentrada.

Assim, os autores concluem que, em certas condições, que dependem da massa contida no halo de matéria escura, da sua concentração central, e também das órbitas iniciais das galáxias, os grupos compactos poderiam ter um tempo de vida consideravelmente maior do que os estudos anteriores indicavam, podendo ser da ordem ou até maior que a idade estimada do Universo

[Gómez-Flechoso e Domínguez-Tenreiro \(2001a\)](#) exploraram a proposta de [Athanasoula *et al.* \(1997\)](#), considerando o caso em que as galáxias dos CG's são modeladas como esferas de Michie-King ⁶, cujos raios são determinados pela ação das forças de maré produzidas pelo halo de matéria escura que abriga o grupo. Nestas novas simulações, o halo de matéria escura foi modelado conforme as observações em raios-X mencionadas na Seção [1.2.10](#). As galáxias foram representadas por esferas

⁶No Apêndice [C](#) encontra-se uma descrição das esferas de Michie-King.

de Michie-King limitadas por maré, com um tensor de dispersão de velocidades isotrópico. Nestes modelos, portanto, as galáxias são satélites do halo massivo comum, tal como no modelo de [Athanassoula *et al.* \(1997\)](#), mas, em contraste, seus raios são determinados *a priori* pela ação de maré do campo produzido pelo halo.

As simulações foram realizadas com grupos de quatro galáxias, cuja evolução correspondente a um período de 10^{10} anos ⁷ foi estudada. Os resultados mostraram que as galáxias podem ser individualmente estáveis em relação às forças de maré, cujo efeito principal é o de arrancar material das galáxias para o halo de matéria escura comum (*tidal stripping*). Neste caso a estabilidade significa que: (a) a perda relativa de massa não supera $\sim 25\%$; (b) o perfil de densidade de massa assim como a distribuição de velocidades interna, não sofrem modificações significativas.

Os resultados destas simulações sugerem, portanto, a viabilidade de um modelo no qual CG's seriam sistemas ligados em equilíbrio e estáveis. É interessante notar que este modelo é consistente com um cenário hierárquico de formação de estruturas, no qual os halos de matéria escura que abrigam os CG's seriam formados a partir da fusão de halos menores contendo matéria bariônica já colapsada, na forma de galáxias normais ou anãs, ou mesmo de nuvens de hidrogênio neutro. Estes halos seriam capazes de sobreviver ao processo de relaxação violenta na fase de virialização final do sistema, passando a orbitar no interior do halo massivo, recém formado e em equilíbrio.

Como apontam [Gómez-Flechoso e Domínguez-Tenreiro \(2001a\)](#), alguns aspectos observacionais dos CG's que discutimos anteriormente, podem ser imediatamente interpretados à luz deste cenário evolutivo:

- A ausência de correlações entre a taxa de interações entre as galáxias e os parâmetros globais de GC's. Neste modelo, se o halo comum, em equilíbrio, for suficientemente massivo, as galáxias tendem a orbitar como satélites no potencial global, de modo que as interações binárias passam a representar pequenas perturbações, independentes das suas propriedades globais (e.g massa total e densidade de massa) do halo.

Por outro lado, como a taxa de interações e fusões é função, principalmente, da massa do halo comum, a consideração de um intervalo de massas para o halo de matéria escura dos CG's, pode ser a explicação para as diferentes

⁷Equivalente a 100 tempos de cruzamento, para as massas e velocidades iniciais utilizadas.

categorias dinâmicas sugeridas no estudo de [Ribeiro et al. \(1998\)](#).

- A ausência de fusões no interior dos halos massivos, na sua fase de equilíbrio, sugere que as galáxias elípticas dos CG's tenham se formado *antes* desta fase. Isto poderia explicar a anticorrelação entre a fração de espirais e a dispersão de velocidades dos grupos mencionada na Secção 1.2.3.
- As elípticas observadas nos CG's não podem ter sido formadas na sua fase de equilíbrio. É plausível supor que elas tenham sido formadas antes, durante a fase de formação do halo comum, seguindo a mesma árvore de fusões que lhe deu origem. Por outro lado, como os processos de fusões, num cenário hierárquico, são mais eficientes em ambientes mais densos, seria natural supor que os CG's tem mais chances de se originar no interior de grupos esparsos do que em ambientes isolados, o que vai de encontro com diversas observações a este respeito (e.g. [de Carvalho et al. \(1997\)](#), [Barton et al. \(1998\)](#)).
- Neste cenário, a fase de formação do halo massivo que abriga os CG's, dá origem à fusões e à interações violentas capazes de gerar grande fluxos de gás nas galáxias, dando origem a episódios de formação estelar intensa, i.é, a galáxias *starburst*, que, tendo posteriormente, esgotado o seu gás, evoluíram para um núcleo ativo de baixa luminosidade, tal como é predominantemente observado nas regiões centrais dos CG's. Este mecanismo poderia explicar a relação *densidade-morfologia-atividade nuclear* discutida na Secção 1.2.7.

1.4 Objetivos desta Dissertação de Mestrado

Como vimos na seção anterior, as simulações de [Barnes \(1989\)](#) ajudaram na formulação de um paradigma que influenciaram as demais pesquisas. Deste modo, a maioria das simulações se preocupou com a duração dos grupos. Por isto, o cenário proposto por [Diaferio et al. \(1994\)](#) constituiu numa solução alternativa, porém dentro dos aspectos dinâmicos de coalescências proposto por Barnes. Por outro lado, os cenários propostos por [Athanassoula et al. \(1997\)](#) e [Gómez-Flechoso e Domínguez-Tenreiro \(2001a\)](#) podem resolver o problema levantado pelas simulações de Barnes, porque os GCs poderiam durar por um tempo de Hubble. Entretanto, ao nosso ver, o cenário proposto pelas simulações de [Gómez-Flechoso e Domínguez-Tenreiro](#) precisa ser estudado em detalhes, porque três questões importantes deixaram de ser aborda-

das nas suas simulações: i) qual a influência da população de galáxias “débeis” e da segregação de luminosidades na evolução do modelo; ii) qual a origem do material difuso observado no CG’s; iii) qual a origem da distribuição dos valores de Δm_{12} que é observada.

Deste modo, objetivamos executar simulações num cenário análogo ao proposto por [Gómez-Flechoso e Domínguez-Tenreiro \(2001a\)](#), conforme descrito na seção anterior, para estudar a questão da segregação de luminosidades, a evolução dos valores de Δm_{12} , a presença da população de baixa luminosidade e as características do material difuso no meio intragrupo, entre outros aspectos. Para isso, consideraremos que os GCs são entidades astrofísicas gravitacionalmente ligadas constituídas por galáxias, imersas num halo de matéria escura comum e sujeitas à forças de maré originadas do halo. As galáxias são representadas por esferas de Michie-King, conforme Apêndice C, i.e., as galáxias são inicialmente modeladas por um conjunto de partículas cuja função de distribuição no espaço de fase contém todas as informações dinâmicas de que precisamos para mantê-las em equilíbrio com o halo externo. Assim, ao representarmos as galáxias por esferas de King, estamos assegurando a possibilidade de existirem sistemas auto-gravitantes que não se destroem, pelo menos abruptamente, mediante à ação de um campo gravitacional externo.

Diferentemente do modelo explorado por [Gómez-Flechoso e Domínguez-Tenreiro \(2001a\)](#), nos incluiremos, além das galáxias usualmente admitidas como pertencentes aos GC’s, um número representativo de galáxias débeis (cf. veremos no Capítulo 2), que desempenharão o papel da população de baixa luminosidade, conforme discutimos na Seção 1.2.5.

De um modo geral, além de analisar os aspectos dinâmicos das simulações, realizaremos as seguintes análises:

- a) Evolução dos valores de ΔM_{12} .
- b) Separação tridimensional média entre membros.
- c) Separação projetada média entre membros mais massivos, ajudando na identificação da segregação de luminosidades,
- d) Separação projetada média entre membros menos massivos, analogamente ao item anterior.

- e) Estudo da evolução dos remanescentes,
- f) Estudo da taxa de coalescências entre as galáxias.
- g) Verificação de material difuso intragrupo.
- h) Verificação da consistência do modelo perante às principais características dos GCs citadas na literatura.

É importante observar que, embora estas simulações sejam realizadas fora de um contexto cosmológico, elas podem se inserir corretamente num cenário de formação hierárquica de estruturas, no qual os halos de matéria escura que abrigam os CG's seriam formados a partir da fusão de halos menores contendo matéria bariônica já colapsada, como mencionamos acima.

No Capítulo 2 descreveremos de que maneira as condições iniciais dos GCs simulados foram geradas. Discutiremos nos Capítulos 3 e 4 como executamos um código numérico para integrar as equações de movimento das partículas, obtendo os seus dados em instantes posteriores da evolução dos grupo simulados. No Capítulo 5, estudamos em detalhes estes instantes, analisando os aspectos observacionais itemizados acima. Finalmente, verificaremos se o cenário abordado nesta Dissertação explica, pelo menos em parte, as principais características astrofísicas observadas nos GCHs e nos GCDPOSS.

CAPÍTULO 2

Os Modelos Simulados

2.1 Das Condições Iniciais

Nesta Dissertação, decidimos investigar em maior detalhe as propriedades evolutivas do modelo de grupos compactos de galáxias (GC's) proposto por [Gómez-Flechoso e Domínguez-Tenreiro \(2001a\)](#), utilizando resultados a serem obtidos através de simulações numéricas. Um tal estudo requer, previamente, a modelagem de todos os componentes do grupo: o halo comum, estático, de matéria escura, e as galáxias constituintes do grupo, num certo instante, quando é iniciada a integração (numérica) das equações de movimento do sistema.

Para realizar esta modelagem, nós iremos supor, diferentemente que [Gómez-Flechoso e Domínguez-Tenreiro \(2001a\)](#), que os GC's, inicialmente, isto é logo após o colapso e virialização do seu halo escuro comum, se assemelhariam aos grupos esparsos em vários de seus aspectos observacionais: massa, perfil de densidades do halo, dimensões típicas e a separação média e a função de luminosidades de suas galáxias-membros. Com isto estamos implicitamente supondo que a compacticidade atualmente observada deve originar-se, principalmente, da ação de forças de maré do halo e também da ação mútua entre as galáxias-membros, durante a evolução do grupo.

2.1.1 Aspectos Gerais das Condições Iniciais

Para estabelecer as condições iniciais, é importante determinar o número de galáxias por grupo que represente o número de galáxias observados em grupos esparsos. Escolhemos em todos os modelos o número de 20 galáxias componentes para o grupo esparsa primordial, de modo a tornar possível a inclusão de uma população de galáxias de baixa luminosidade, conforme mencionamos no Capítulo 1. Este número representa uma quantidade de galáxias observada em grupos esparsos mais ricos, conforme os estudos de [Zabludoff e Mulchaey \(1998\)](#) e de [Tucker *et al.* \(2000\)](#).

Os demais procedimentos, seguidos no estabelecimento das condições iniciais, são mais complexos e merecerão um estudo à parte nas próximas seções. Por esta razão, são sucintamente descritos abaixo:

- Adota-se o modelo do perfil de densidades para o halo.

- Distribuem-se as luminosidades das galáxias a partir da função de luminosidade obtida das observações de grupos esparsos.
- Calculamos a massa de cada galáxia a partir de suas luminosidades atribuídas. Usamos uma luminosidade padrão para calibrar as massas, assumindo uma razão massa-luminosidade uniforme para todo o grupo (detalhes na Seção 2.1.2).
- Escolhemos o número total de partículas usado na simulação, distribuindo-as nas galáxias conforme as suas massas.
- Fazemos uma série de procedimentos numéricos, usando o método de MonteCarlo, para distribuir vinte partículas que representem os centros de massa das galáxias, seguindo uma função de distribuição de posições e velocidades que caracterize o Halo do grupo esperso.
- Para cada centro de massa calculado no item anterior, construímos uma galáxia, distribuindo partículas conforme um modelo de King esférico, com raios de maré calculados em função da posição da galáxia no interior do halo.

Nas simulações que realizamos, são computadas apenas as forças gravitacionais. Portanto, não consideramos os efeitos astrofísicos dissipativos, i.e., inerentes a um componente gasoso, tais como: formação estelar, choques e realimentação energética do sistema por supernovas.

2.1.1.1 Modelando o Halo de Matéria Escura

A eficiência com que se faz uma simulação numérica depende, principalmente, do número de cálculos efetuados, o qual, por sua vez, depende do número de partículas usado pelo modelo simulado. Pensando nisto, decidimos realizar o cálculo do potencial gravitacional originado do halo de matéria escura utilizando uma função analítica, eliminando, pois, a necessidade do uso de partículas, aumentando a eficiência de nossas simulações. Usando simulações computacionais, [Navarro *et al.* \(1997\)](#) propõem um perfil radial de densidades que representa os halos formados por fusões de halos menores segundo o cenário de formação hierárquica de estruturas. Este perfil é popularmente conhecido como perfil de NFW, descrito pela seguinte equação:

$$\rho(r) = \frac{\delta_c \rho_{crit}}{(r/r_s)(1 + r/r_s)^2}, \quad (2.1)$$

onde $\rho(r)$ é a densidade de matéria escura em função do raio, r_s é uma escala característica, ρ_{crit} é a densidade crítica do Universo, dada por $\rho_{crit} = 3H^2/8\pi G$, e δ_c , um contraste de densidade adimensional característico. Entretanto, conforme apontado por [Lokas e Mamon \(2001\)](#), este perfil tem a desvantagem, do ponto de vista físico, de que a massa total do modelo é divergente para grandes valores de r , o que exige a introdução do raio de corte para a sua caracterização física. Uma função analiticamente mais simples que descreve perfis radiais de densidade foi proposta por [Hernquist \(1990\)](#):

$$\rho(r) = \frac{M}{2\pi} \frac{a}{r} \frac{1}{(r+a)^3}. \quad (2.2)$$

Nesta equação, M é a massa total do halo e a é uma escala característica. Assim, o perfil radial de densidades depende apenas destes dois parâmetros, que podem ser ajustados a partir dos dados observacionais. Este perfil representa uma classe de modelos esfericamente simétricos, conhecido como Esferas de Hernquist, cuja descrição física se encontra no Apêndice C. A equação 2.2 foi proposta com o objetivo inicial de recuperar teoricamente o perfil radial de luminosidades observado de galáxias elípticas e de bojos. Segundo [Navarro *et al.* \(1997\)](#), o perfil de NFW difere do perfil de Hernquist apenas no comportamento assintótico, ou seja, para grandes valores de r , conforme podemos observar na figura 2.1. Neste regime de grandes distâncias ao centro da distribuição, o perfil de Hernquist diminui com r^{-4} , enquanto o perfil de NFW diminui com r^{-3} . Assim, por sua simplicidade analítica e sua grande similaridade com o perfil de NFW, o perfil de Hernquist foi escolhido para modelar a distribuição de matéria do halo de matéria escura.

Uma descrição da realização MonteCarlo¹ de esferas de Hernquist se encontra no Apêndice D. A realização MonteCarlo de uma esfera de Hernquist requer o conhecimento de dois parâmetros: a massa total M_{tot} e o comprimento de escala a . Nas próximas seções discutimos os fundamentos da escolha e aceitação dos valores destes parâmetros.

2.1.1.2 A massa do Grupo

Decidimos usar um valor para a massa total do halo de acordo com os resultados das observações em Raios-X, conforme explicamos na Seção 1.2.10. Segundo [Mulchaey *et*](#)

¹Nesta dissertação, a expressão “realização Montecarlo” significa *executar uma série de procedimentos computacionais numéricos, baseados no método de MonteCarlo*. Estes procedimentos visam à modelagem física dos sistemas de interesse. Apesar de constituir um abuso de linguagem, consideramos de fácil entendimento para o leitor.

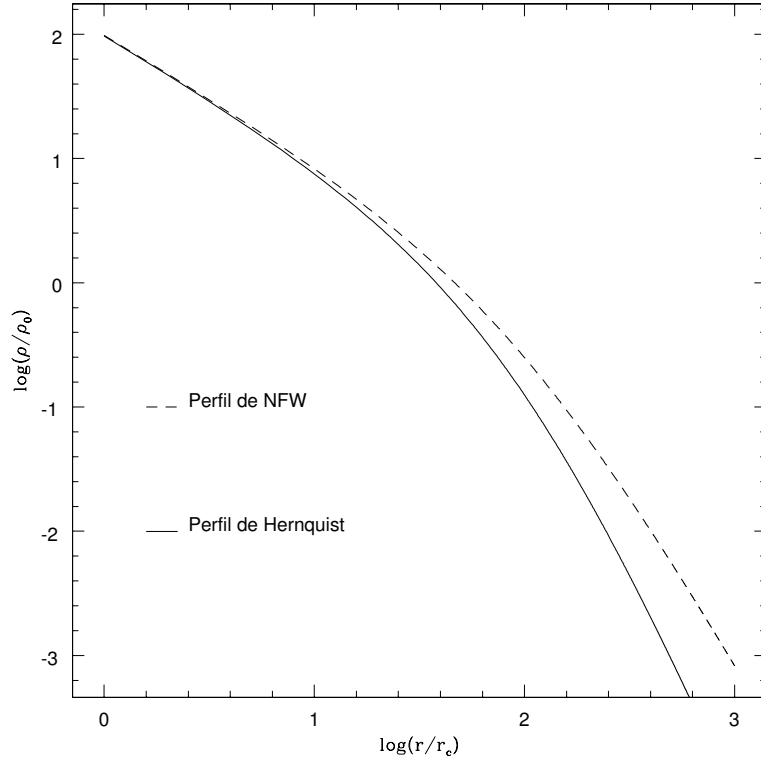


FIGURA 2.1 - Perfis radiais de densidade ρ , normalizada pela densidade central ρ_0 , em função da coordenada radial r normalizada por uma escala característica comum r_c . Os perfis estão representados em escala logarítmica.

al., as medidas do ROSAT indicam que as massas totais dos grupos assumem valores distribuídos num pequeno intervalo, se calculadas em escala logarítmica, conforme podemos observar na Figura 2.2. Analisando esta Figura, notamos que a distribuição das massas dos GCs observados possui um valor modal em torno de $2 \times 10^{13} M_\odot$. Desta forma, decidimos usar uma massa representativa de $M_{grupo} = 2 \times 10^{13} M_\odot$ para o halo.

2.1.1.3 O Comprimento de Escala “ a ”

Usando dados observacionais, [Ribeiro *et al.* \(1998\)](#) exibem perfis de densidade projetada para os três tipos característicos de grupos, na sua classificação (compactos, sistemas núcleo+halo e esparsos). Embora eles tenham usado um modelo diferente do modelo de Hernquist para ajustar os perfis de densidade projetada dos grupos analisados, é possível recuperar o tamanho do raio característico a que seria obtido se esses grupos compactos fossem representados por uma esfera de Hernquist. [Ri-](#)

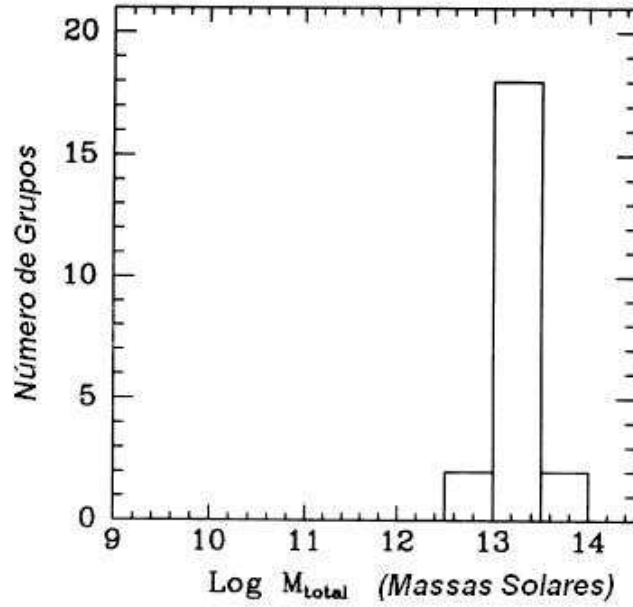


FIGURA 2.2 - Distribuição do número de GCs em função de suas massas totais, em unidades solares. Os valores das massas foram calculados em escala logarítmica.

beiro *et al.* (1998) encontram um raio característico de $r_c = 68 \pm 16$ kpc, usando perfis de King, para ajustar o perfil de densidade superficial dos grupos. Para isto, eles usam o perfil de Hubble modificado, que se aproxima do perfil de King para $\frac{r}{r_c} \leq 2$, onde r_c representa um comprimento característico (cf. Binney e Tremaine (1987)):

$$\rho_K = \frac{\rho_0}{\left(1 + \frac{r}{r_c}\right)^{\frac{3}{2}}}, \quad (2.3)$$

onde ρ_K representa a densidade de matéria e ρ_0 a respectiva densidade na região central do sistema considerado. Assim, com este perfil de densidades, recuperamos o raio característico de um modelo de Hernquist, comparando as curvas do perfil de densidades de ambos os modelos e variando o parâmetro a até que as curvas possuam um mesmo intervalo de densidades, exceto na região central. Na Figura 2.3, podemos verificar esta estimativa.

A Figura 2.3 nos mostra que, para distâncias razoáveis do centro, o perfil de densidades de uma esfera de Hernquist delimita o mesmo intervalo de densidades de um perfil de King, desde que a esfera de Hernquist possua um fator multiplicativo de dois, ou seja, o seu raio característico deve ter cerca de duas vezes o raio característico de uma esfera de King. Com isso, adotamos um valor de $a \geq 140$ kpc.

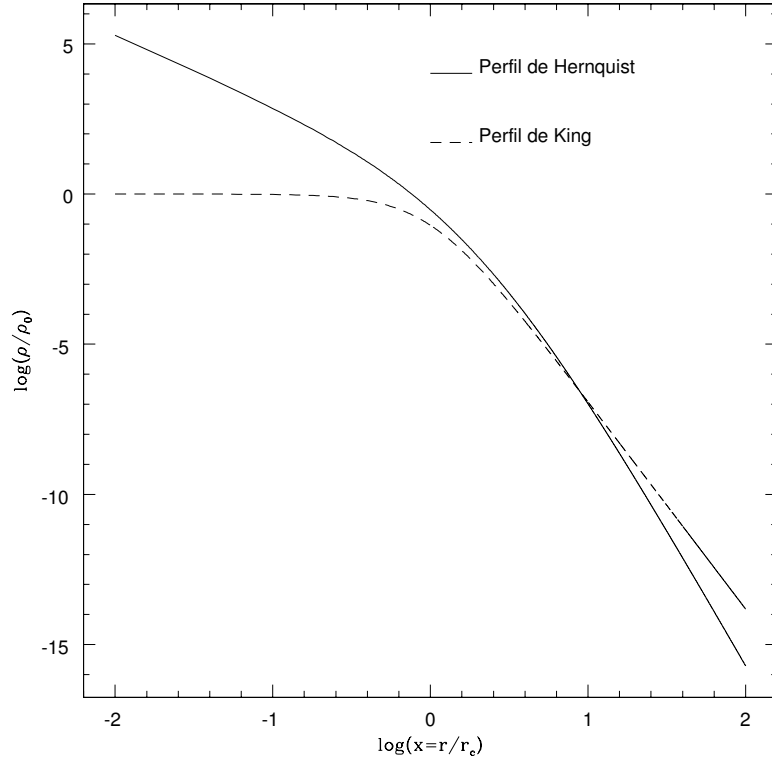


FIGURA 2.3 - Perfis radiais de densidade dos modelos de King e de Hernquist. No eixo das ordenadas, os valores da densidade. No eixo das abscissas, os valores das coordenadas, normalizadas por um mesmo fator r/r_c . As medidas estão exibidas em escala logarítmica (log).

Entretanto, esta seria a escala típica de distribuição de matéria visível, sendo pois, plausível supor que o halo de matéria escura tenha escalas maiores. Assim, decidimos adotar *ad hoc* o valor de 300 kpc para o comprimento característico do halo. Justificamos que, à medida que as galáxias orbitam o halo rígido, uma fração significativa de suas massas é extirpada, devido às forças de maré originadas do halo, e concentrada gradativamente no centro do sistema, onde as forças gravitacionais são mais intensas. Por causa desta concentração, observa-se um menor comprimento característico nos GCs mais evoluídos.

2.1.2 As Galáxias-Membros e Suas Massas

Os valores das massas luminosas individuais das galáxias são calculados supondo-se que elas são caracterizadas por uma mesma relação massa-luminosidade. Então o cálculo das massas das galáxias requer o cálculo de suas respectivas luminosidades, sendo necessário o conhecimento da *função de luminosidade* (SCHECHTER, 1976) que

atribua as luminosidades das galáxias modeladas. A função de luminosidade fornece a densidade numérica de galáxias face às suas magnitudes absolutas numa dada banda. É, portanto, uma função de distribuição de luminosidades ou magnitudes de objetos de uma amostra. Seja $dn(M)$ a densidade numérica de galáxias com magnitudes entre M e $M + dM$ numa dada banda. A função de luminosidade $\phi(M)$ pode ser definida como:

$$\phi(M) = \frac{dn(M)}{dM}. \quad (2.4)$$

Esta equação pode ser escrita em termos da luminosidade L :

$$\phi(L) = \frac{dn(L)}{dL}. \quad (2.5)$$

O número total de objetos n_{tot} é calculado mediante a realização da integral sobre todas as magnitudes M ou sobre todas as luminosidades L :

$$n_{tot} = \int_0^\infty \phi(L)dL = \int_{-\infty}^\infty \phi(M)dM. \quad (2.6)$$

[Schechter \(1976\)](#) introduziu a seguinte função de distribuição:

$$\phi(L)dL = \phi^* \left(\frac{L}{L^*} \right)^\alpha e^{-\frac{L}{L^*}} \frac{dL}{L^*}, \quad (2.7)$$

Esta função pode ser reescrita em termos das magnitudes absolutas:

$$\phi(M)dM = 0,4 \ln 10 \phi^* 10^{-0,4(\alpha+1)(M-M^*)} \exp^{-10^{-0,4(\alpha+1)(M-M^*)}} dM \quad (2.8)$$

O parâmetro ϕ^* representa uma constante de normalização medida em unidades de inverso de volume (Mpc^{-3}). O parâmetro L^* é a luminosidade correspondente a uma magnitude absoluta M^* e corresponde a um ponto de inflexão da curva definida pela função $\text{Log}\phi(L)$. O parâmetro α representa a taxa de variação da função de luminosidade no plano- $(\text{Log}\phi, M)$ quando $M \gg M^*$ ($L \ll L^*$).

Usando esta técnica, para atribuímos luminosidades representativas às galáxias modeladas, é necessário o conhecimento dos valores dos parâmetros α e M^* da função de luminosidade que caracteriza os GCs em estágios primordiais de sua evolução. Como esta função em particular não é conhecida, admitimos a hipótese de que, no estágio primordial da evolução dos grupos compactos, a sua função de luminosidade

não difere significativamente da função de luminosidade representativa do campo, porque, por hipótese, espera-se que nestes ambientes as fusões e interações entre as galáxias ocorram raramente. Mesmo para um cenário com um halo estático, seria errôneo tomar os parâmetros da função de luminosidade dos grupos compactos, posto que, no nosso cenário evolutivo, estes representariam o último estágio evolucionário dos esparsos.

Assim, utilizamos uma função de luminosidade de [Schechter \(1976\)](#) ajustada para o campo, conforme [Trentham et al. \(2005\)](#). Segundo eles, tal função de luminosidade é caracterizada pelos valores $\alpha = -1,29$ e $M_r^* = -22,0$. Usando uma equação de transformação de magnitudes em banda R para a banda B , i.e., $M_B = M_R + 1,4$ ([TRENTHAM et al., 2005](#)), encontramos $M_B^* = -20,6$. Usando tais valores de α e de M_B^* , efetuamos uma *realização MonteCarlo*, atribuindo luminosidades e magnitudes para uma amostra representativa de galáxias. Usando estes procedimentos, para cada galáxia convertemos a sua magnitude atribuída M_{B_i} em massa m_i , mediante a suposição *ad hoc* de que todas as galáxias são caracterizadas por uma mesma razão massa-luminosidade $M/L \sim 6$ (este valor está em acordo com os dados de 37 galáxias elípticas, conforme apontado por [van der Marel \(1991\)](#)). Deste modo, um objeto com magnitude absoluta $M_B = -20,0$ possui massa $m = 1,00 \times 10^{11} M_\odot$:

$$m_i = (1,00 \times 10^{11} M_\odot)(10^{-0,4(M_B+20)}). \quad (2.9)$$

2.1.2.1 O Número de Partículas na Simulação

O número de partículas usado na simulação é escolhido principalmente por questões concernentes às nossas disponibilidades computacionais. Escolhemos uma quantidade de partículas $\sim 10^5$, sendo todas com a mesma massa. Estas partículas foram distribuídas entre as galáxias de acordo com as massas individuais das mesmas. A massa m_p de cada partícula é igual a $m_p = \frac{m_{total}}{N_P}$, onde m_{total} representa a soma das massas m_i das galáxias e N_P denota o número total de partículas da simulação.

2.1.2.2 Dos Centros de Massa das Galáxias-Membros

Os centros de massa das galáxias são encontrados mediante uma realização Monte-Carlo de uma esfera de Hernquist que modela o halo de matéria escura, conforme Apêndice D. Como já dissemos, os principais parâmetros usados são a massa total

e o raio característico. Apresentamos na Figura 2.4 a distribuição das separações interpares das galáxias de um modelo simulado típico. Por construção, impomos que todos os modelos devem possuir uma separação média ~ 500 kpc, em concordância com os valores obtidos em estudos sobre grupos esparsos realizados por [Tucker *et al.* \(2000\)](#).

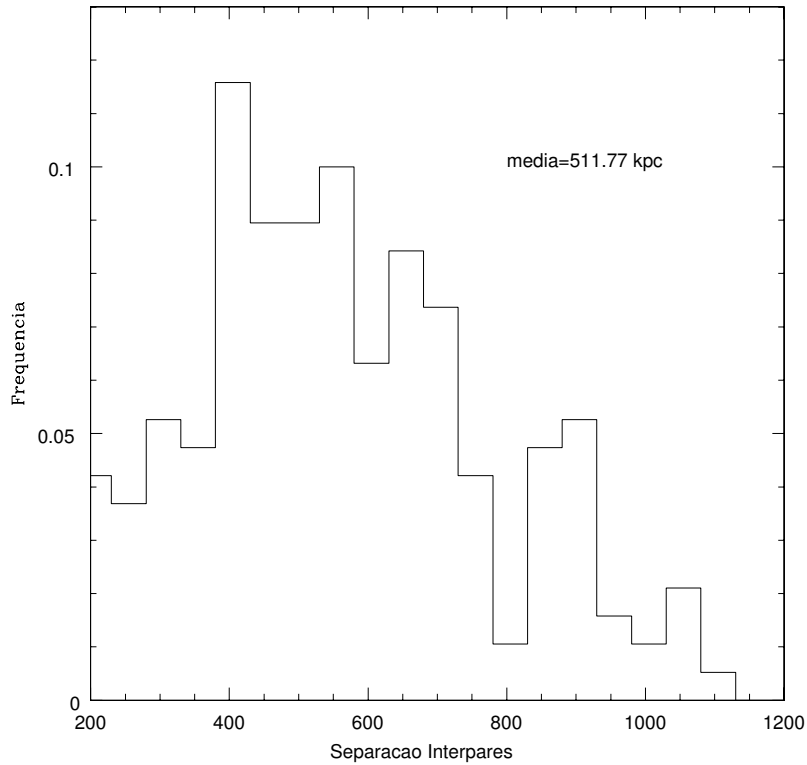


FIGURA 2.4 - Distribuição da Separação Intepares das galáxias de um típico modelo simulado. No eixo das abscissas, a distância intepares, fornecida em kpc. No eixo das ordenadas, as respectivas frequências. O valor médio da Separação Intepares é exibido no “canto” superior direito da imagem.

Para cada centro de massa, ou seja, para cada galáxia, gerou-se uma esfera de King, conforme o Apêndice C. Esta esfera possuía uma massa total igual à massa calculada previamente usando a técnica de distribuição de luminosidades, conforme descrevemos na Seção 2.1.2.

2.2 As Famílias de Modelos

Foram simulados dois tipos principais de modelos: o modelo que chamamos de *arbitrário* e o modelo de galáxias limitadas por maré, segundo [Gómez-Flechoso e Domínguez-Tenreiro \(2001a\)](#). Vamos, nesta seção, explicitar os principais aspectos destes modelos. Para o modelo de galáxias limitadas por maré, realizamos quatro simulações variando alguns aspectos do modelo.

2.2.1 O Modelo *Arbitrário*

O modelo que chamamos de *arbitrário* (tecnicamente chamado de **MRAND**) é determinado do modo mais simples possível. Ele é chamado de arbitrário porque os valores de W_0 dos modelos (cf. Apêndice C) são gerados aleatoriamente, usando como valores padrões os disponibilizados por [Gómez-Flechoso e Domínguez-Tenreiro \(2001a\)](#). Na Tabela 2.1, fornecemos os principais detalhes das galáxias no modelo **MRAND**. **ID** é o rótulo de identificação da galáxia, N representa o número de partículas da galáxia, a massa bariônica M é dada em unidades de $10^{10}M_{\odot}$, X_{CM} , Y_{CM} e Z_{CM} são as coordenadas dos centros de massa das galáxias, exibidos em kpc. As velocidades dos centros de massa VX_{CM} , VY_{CM} e VZ_{CM} são medidas em km.s^{-1} . Conforme explicamos anteriormente, as posições e velocidades dos centros de massa são simulados através de um modelo de Hernquist, com as especificações que já citamos. Ao distribuírmos as partículas nas galáxias, a massa total M da galáxia deve corresponder à massa total das respectivas partículas distribuídas. Esta distribuição segue um modelo de King, cujos parâmetros se encontram na Tabela 2.1. Conforme exibimos no Apêndice C, W_0 é o potencial central adimensional, r_c , o raio do caroço em kpc, r_t , o raio de maré em kpc e σ é a dispersão de velocidades em km.s^{-1} . Os demais valores r_c , r_t e σ são parâmetros livres, calculados depois de gerada toda a distribuição de partículas.

TABELA 2.1 - Modelo MRAND.

ID	N	M	X_{CM}	Y_{CM}	Z_{CM}	VX_{CM}	VY_{CM}	VZ_{CM}	W_0	r_c	r_t	σ
1	3492	6,98	154,153	-60,348	-138,378	17,023	59,092	0,313	7,600	0,073	3,760	418,000
2	1875	3,75	143,381	21,992	201,829	13,414	-4,452	-53,314	8,500	0,038	3,690	334,000
3	28104	56,21	344,227	-41,589	-242,798	6,354	-23,271	-21,000	7,800	0,064	3,810	1210,000
4	6237	12,47	234,194	60,696	-402,203	12,303	-22,678	8,684	8,600	0,035	3,640	617,000
5	2673	5,35	23,723	-8,144	-3,543	-18,180	162,576	133,686	7,900	0,060	3,820	375,000
6	962	1,92	-345,528	-377,726	246,443	-2,890	-15,816	5,656	8,800	0,030	3,530	248,000
7	2005	4,01	-367,395	123,817	-168,668	27,091	17,099	-2,400	8,500	0,038	3,690	346,000
8	11425	22,85	197,826	309,341	463,331	-5,657	5,023	-12,715	7,400	0,082	3,680	747,000
9	3102	6,20	242,389	334,690	-261,998	15,319	-10,873	17,302	8,200	0,048	3,790	417,000
10	5456	10,91	91,049	79,712	134,043	-63,365	27,558	11,256	8,000	0,056	3,820	541,000
11	11588	23,18	-200,902	227,097	433,631	-16,862	5,750	-12,370	7,300	0,087	3,630	748,000
12	3545	7,09	-30,025	290,765	-222,816	-11,866	-26,887	-24,920	8,200	0,048	3,800	445,000
13	1747	3,49	450,534	-67,717	166,227	4,559	22,929	-11,666	7,400	0,082	3,680	292,000
14	640	1,28	-94,108	196,654	-584,654	-5,342	-1,682	-9,825	8,300	0,044	3,770	191,000
15	745	1,49	210,264	236,133	4,433	8,015	-14,423	41,973	7,600	0,073	3,770	193,000
16	2890	5,78	401,672	319,508	159,978	13,514	8,884	13,720	7,300	0,087	3,630	374,000
17	478	0,96	25,664	319,421	-417,246	4,852	-8,125	-20,315	7,700	0,068	3,790	156,000
18	10677	21,35	-106,375	42,566	449,901	12,309	-1,507	25,715	8,600	0,035	3,640	807,000
19	1117	2,23	-238,007	166,342	-42,699	8,517	-44,435	17,174	8,300	0,044	3,770	252,000
20	1241	2,48	4,713	-277,573	-2,177	-19,546	9,585	45,981	7,600	0,073	3,770	249,000

Os centros de massa das galáxias deste modelo descrevem órbitas radiais. A Figura 2.5 nos revela as trajetórias esperadas destas órbitas, obtidas mediante a consecução de simulações preliminares com 20 partículas, representando os centros de massa. A energia cinética de cada órbita foi gerada aleatoriamente, durante a “realização” da esfera de Hernquist, o que levou naturalmente a uma maior probabilidade de se gerarem órbitas radiais.

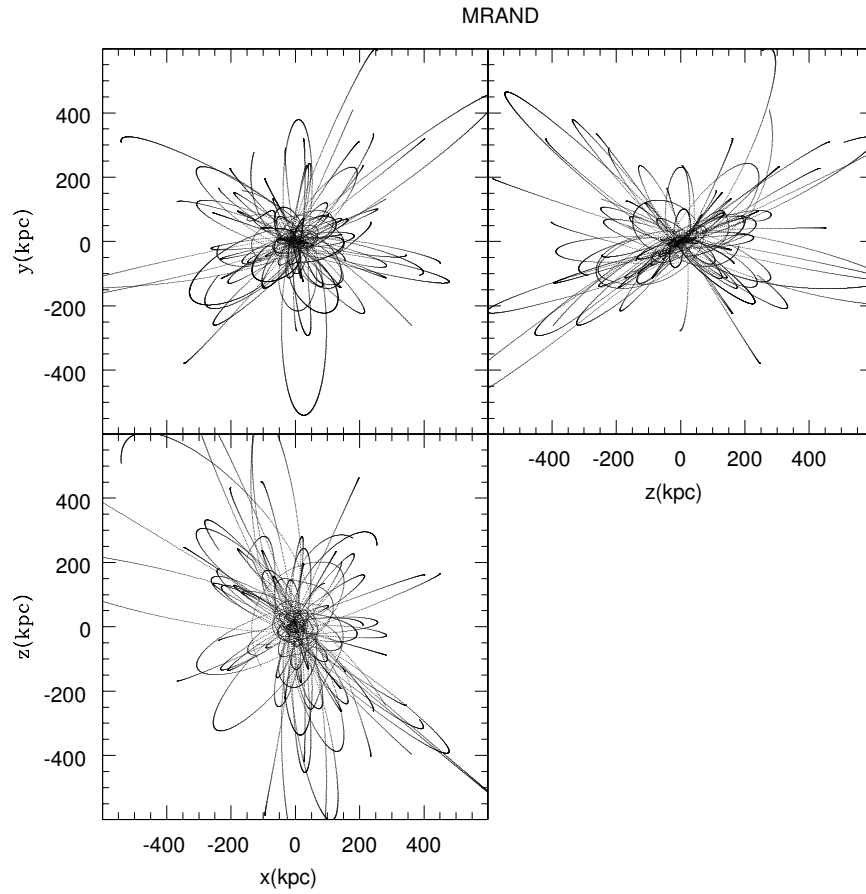


FIGURA 2.5 - Trajetórias ideais dos centros de massa das galáxias do modelo **MRAND**. As posições estão dadas em kpc e as projeções estão indicadas nos eixos.

2.2.2 Os Modelos Determinados por Maré

O modelo **MGFDT** faz parte de uma família de modelos conhecidos como Modelos Determinados pelo Campo de Maré, descritos em detalhes por [Gómez-Flechoso e Domínguez-Tenreiro \(2001b\)](#). Neste cenário, a distribuição da matéria bariônica das galáxias possui suas propriedades primordiais determinadas pelo campo de maré

originado pelo halo de matéria escura. Este é o caso em que as condições iniciais aqui expostas representem um estágio evolutivo imediatamente após uma fase de relaxação violenta sofrida pelo halo. Assim, as galáxias orbitariam numa configuração de quase-equilíbrio com o halo hospedeiro. Este cenário não é bem compreendido. Por isto, uma investigação posterior da gênese destes sistemas poderia revelar estes detalhes, mediante a realização de ressimulações cosmológicas.

2.2.2.1 Procedimentos para a Elaboração dos Modelos Determinados por Maré

Uma vez escolhidas as posições e velocidades dos centros de massa e também as massas individuais das galáxias, os demais parâmetros listados na Tabela 2.2 ficam determinados, conforme as diretrizes exibidas a seguir e demonstradas por [Gómez-Flechoso e Domínguez-Tenreiro \(2001b\)](#).

Quando determinada a esfera de Hernquist, dispõem-se apenas dos centros de massa das galáxias. Cada um destes é caracterizado pelas seguintes informações: massa total m_i , posição descrita pelo vetor $\vec{r} = X_{CM}\vec{i} + Y_{CM}\vec{j} + Z_{CM}\vec{k}$ e velocidade representada por $\vec{v} = VX_{CM}\vec{i} + VY_{CM}\vec{j} + VZ_{CM}\vec{k}$, onde $\vec{i}$, $\vec{j}$ e $\vec{k}$ são os versores de um sistema de coordenadas cartesiano. Com estas informações, para cada galáxia, deve-se calcular o valor do pericentro de sua órbita. Com isto, são determinadas as características físicas da galáxia analisada, para que ela permaneça em equilíbrio dinâmico com o halo rígido, conforme veremos ainda nesta seção. O estudo mais profundo das órbitas foge aos objetivos desta Dissertação. Mas, quando determinamos os centros de massa, fixamos de antemão a condição de que as galáxias estão fisicamente ligadas ao halo hospedeiro, ou seja, a energia total de cada galáxia é negativa. A seguir, listamos os principais procedimentos para calcular o pericentro das órbitas.

- Uma vez escolhida uma galáxia, desprezam-se as interações com as demais e calcula-se o potencial gravitacional que o halo exerce sobre ela. O potencial é dado por:

$$\Phi(r) = \frac{-GM}{r + a}, \quad (2.10)$$

onde G é a constante gravitacional, M é a massa total do halo, r é o módulo do vetor posição e a é um comprimento característico da esfera de Hernquist.

- Calculam-se L , o módulo do momento angular orbital da galáxia e E , a energia total, ambos por unidade de massa.
- O pericentro é encontrado com a resolução da equação cúbica:

$$r^3 + (a + \frac{GM}{E})r^2 + (\frac{-L^2}{2E})r + (-a\frac{L^2}{2E}) = 0. \quad (2.11)$$

Em geral, as raízes de uma equação polinomial são complexas. Mas, para órbitas ligadas, verificamos que a equação (2.11) possui três raízes reais: uma negativa e duas positivas. As duas raízes positivas fornecem o pericentro e o apocentro das órbitas. O menor valor para as raízes fornece o pericentro, ou seja, o r_{peri} .

- Calculamos a velocidade angular orbital Ω da galáxia e um termo α que quantifica indiretamente a intensidade da ação gravitacional do halo sobre a galáxia satélite. Eles são dados pelas expressões:

$$\Omega = \frac{L}{r_{peri}^2}, \quad (2.12)$$

$$\alpha(r_{peri}) = \frac{-GM}{(r_{peri} + a)^3} - \frac{\Omega^2}{2}. \quad (2.13)$$

- Calculamos o raio de maré r_t da galáxia, dado por:

$$r_t = \frac{2x_e}{3}. \quad (2.14)$$

No qual x_e representa

$$x_e = \left(\frac{-GM}{2\alpha}\right)^{\frac{1}{3}}. \quad (2.15)$$

Alguns autores preferem adotar x_e como o próprio raio de maré r_t . Entretanto, segundo [Gómez-Flechoso e Domínguez-Tenreiro \(2001b\)](#), os modelos determinados através destes procedimentos são os mais estáveis, i.e., as galáxias modeladas deste modo são as que perdem a menor quantidade de matéria, em decorrência da ação de forças de maré do halo rígido.

Com os procedimentos descritos acima, conhecemos os raios de maré r_t das galáxias simuladas. A modelagem de uma dada galáxia é finalizada após a determinação do

seu parâmetro de concentração. Isto depende da sua massa (previamente conhecida), conforme mostraremos abaixo. Para uma dada galáxia, o parâmetro concentração é definido por:

$$c = \text{Log}_{10}\left(\frac{r_t}{r_c}\right), \quad (2.16)$$

onde r_t é o raio de maré e r_c é o raio do caroço central. Adotamos um procedimento segundo o qual o parâmetro de concentração de uma dada galáxia é estimado em função de sua massa (BINNEY; TREMAINE, 1987). Neste caso, o valor do parâmetro c depende da massa da respectiva galáxia. Deste modo, uma galáxia elíptica anã, com magnitude na banda B pertencente ao intervalo $-17,5 < M_B < -10,0$ possui um parâmetro de concentração no intervalo $0,5 < c < 0,8$. Uma galáxia elíptica normal ou maior, isto é com magnitudes $M < -17,5$ possui os valores do parâmetro de concentração no intervalo $2,0 < c < 2,4$, conforme Binney e Tremaine (1987). Uma vez escolhido o valor de c , calcula-se r_c , porque o valor de r_t foi previamente determinado. Para obter o valor de W_0 , usamos um ajuste empírico, que determinamos previamente a partir das soluções numéricas das equações do modelo de King:

$$W_0 = 4,42c + 0,10. \quad (2.17)$$

Para calcularmos o ajuste 2.17, usamos o método dos mínimos quadrados. Os pontos de interesse, a partir dos quais tal ajuste foi obtido, estão apresentados na Figura 2.6.

Usando estes procedimentos, dispomos de todos os parâmetros necessários para fazer uma realização MonteCarlo de esferas de King. Para cada galáxia, conhecemos os seguintes valores: o número de partículas, a massa destas partículas e os valores de W_0 e de r_c .

Usamos este algoritmo para fixar as condições iniciais das galáxias do modelo **MGFDT**. Descrevamos todos os demais sucintamente.

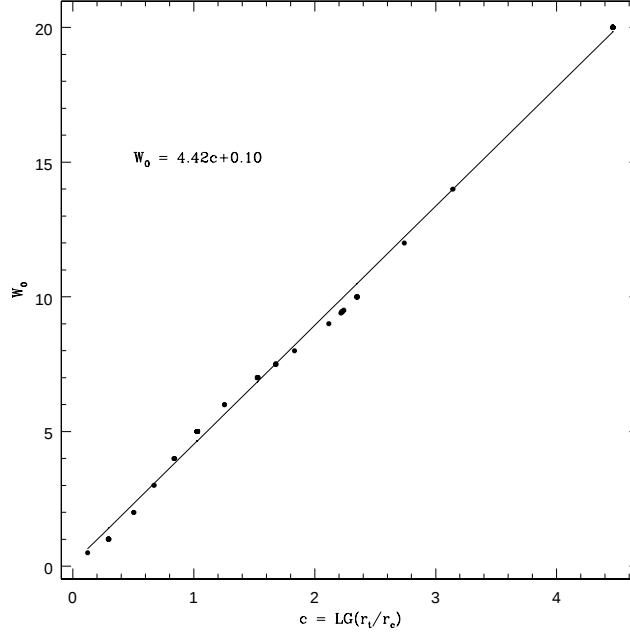


FIGURA 2.6 - Valores do parâmetro de concentração c em função dos valores de W_0 . Apresentamos também a equação da reta definida pelo ajuste.

2.2.2.2 O Modelo MGFDT

O modelo **MGFDT** foi gerado rigorosamente seguindo os procedimentos descritos na seção anterior. Numa simulação preliminar, verificamos que as órbitas dos centros de massa das galáxias, cf. exibimos na Figura 2.7, são em maioria radiais. A Tabela 2.2 resume as principais características do modelo **MGFDT**. R_{peri} representa o pericentro da órbita de cada objeto. A massa total bariônica deste modelo é igual a $4,72 \times 11^{10} M_{\odot}$ ², sendo o número total de partículas simuladas igual a 2×10^5 . Para este modelo e os seguintes, simulamos um halo de matéria escura com parâmetros $M = 2 \times 10^{13} M_{\odot}$ e um comprimento característico de $a = 300$ kpc, conforme

²A precisão de 2 algarismos significativos para o valor da massa bariônica decorre do uso da equação 2.9.

descrevemos na Seção 2.1.1.3.

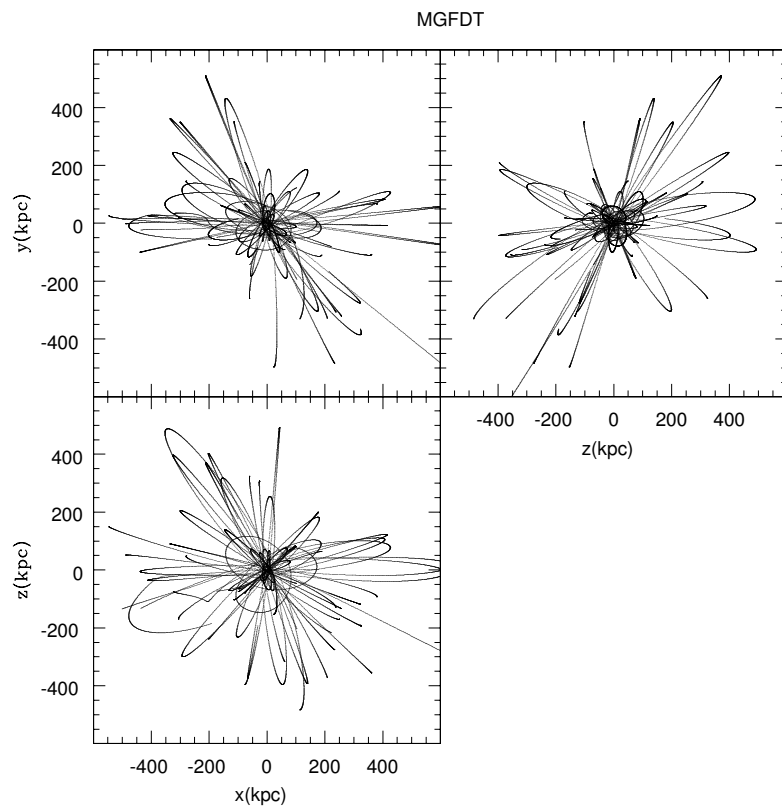


FIGURA 2.7 - Superposição das órbitas ideais dos centros de massa das vinte galáxias do Modelo MGFDT. Esta figura exhibe os resultados de uma simulação realizada com os centros de massa das galáxias. As unidades de distância estão exibidas em kpc. As devidas projeções estão explicitamente indicadas nos eixos.

TABELA 2.2 - Modelo MGFDI.

ID	N	M	X_{CM}	Y_{CM}	Z_{CM}	VX_{CM}	VY_{CM}	VZ_{CM}	R_{peri}	W_0	r_c	r_t	σ
1	2137	0,50	188,984	-109,248	64,079	-7,537	-38,817	6,086	18,333	2,742	0,544	2,149	102,000
2	3194	0,75	379,446	66,205	-93,186	11,617	8,826	17,931	15,626	2,704	0,512	1,985	130,000
3	1784	0,42	23,369	-496,397	-153,283	13,256	-1,403	4,107	12,404	3,500	0,229	1,342	119,000
4	2016	0,48	250,342	111,420	-168,956	-6,798	-22,591	-17,768	18,328	2,840	0,474	1,970	104,000
5	1527	0,36	237,611	-306,426	-129,073	-0,547	5,941	21,465	14,086	3,217	0,284	1,438	106,000
6	10001	2,36	79,139	-64,439	69,315	34,667	-31,970	38,535	1,858	10,096	0,005	0,853	439,000
7	13817	3,26	361,482	-107,139	-355,269	4,266	-13,268	-2,912	10,570	10,672	0,010	2,380	306,000
8	3656	0,86	-76,035	210,773	-395,394	11,144	-15,261	0,522	13,143	2,822	0,438	1,806	146,000
9	1741	0,41	-201,893	-72,729	-238,654	12,991	-25,461	7,967	17,749	2,784	0,454	1,835	99,800
10	1665	0,39	233,620	-483,556	-275,806	-5,380	3,948	1,792	3,259	3,217	0,103	0,521	183,000
11	4602	1,09	-277,995	146,029	49,218	-25,043	-4,756	-15,810	15,043	10,649	0,009	2,264	181,000
12	45742	10,80	-305,271	18,953	-170,069	-12,790	-3,272	23,683	18,026	10,599	0,023	5,433	368,000
13	1867	0,44	-25,197	145,133	305,421	-6,678	-6,072	26,571	11,212	2,403	0,408	1,353	122,000
14	1396	0,33	256,811	-319,818	-133,531	13,720	-14,754	-4,703	1,697	2,365	0,102	0,330	213,000
15	1107	0,26	-323,427	32,544	-74,031	16,398	13,613	-19,048	17,038	3,161	0,310	1,523	87,400
16	4032	0,95	-545,122	25,774	149,341	-3,457	-8,411	-5,764	10,117	3,174	0,306	1,515	167,000
17	10622	2,51	-59,825	-260,214	323,878	-7,054	20,417	-2,029	12,947	10,254	0,013	2,579	260,000
18	68971	16,28	61,484	-91,696	-316,757	-18,886	-3,575	21,099	11,147	10,203	0,023	4,496	502,000
19	17435	4,12	-112,599	349,642	-100,548	-10,507	16,561	-15,418	7,571	10,220	0,011	2,138	366,000
20	2688	0,63	-488,316	-2,133	52,309	16,390	4,126	0,998	4,070	2,742	0,184	0,727	197,000

2.2.3 O Modelo MGFDT-E: Implementações ao Modelo MGFDT

Apresentamos na Tabela 2.3 as principais características do modelo **MGFDT-E**. Seguimos as notações e definições apresentadas nos modelos anteriores. Este modelo possui duas particularidades :

- Conforme exibimos na Figura 2.8, as órbitas dos centros de massa das galáxias são elípticas, cujas excentricidades são bem menores do que as dos modelos anteriores. Escolhemos as velocidades cujos módulos são no mínimo 80% da velocidade circular de um objeto submetido a um potencial de Hernquist (HERNQUIST, 1990). Esta velocidade circular é dada em função da posição inicial r :

$$v_c = \frac{\sqrt{GM}r}{r + a} \quad (2.18)$$

As órbitas do modelo **MGFDT-E** são apresentadas na Figura 2.8. Analisando esta figura, percebemos que a maioria das galáxias não passa pelo centro do halo, o que diminui a frequência de encontros próximos entre elas.

- Os raios físicos das galáxias obedecem a um compromisso entre o raio de maré calculado pelo método descrito na seção anterior e os raios isofotais típicos de galáxias elípticas para os quais o brilho superficial é menor ou igual a 28 magnitudes por segundo de arco quadrado, conforme a Figura 4.26 de Binney e Merrifield (1998). Deste modo, reescalamos os raios das galáxias para os valores obtidos em observações. Com isto, desejamos verificar de que modo as galáxias maiores interagem no cenário que estudamos. Se estes raios de maré tivessem sido calculados conforme o modelo **MGFDT**, eles seriam em geral menores, conforme explicaremos na próxima seção.

O modelo **MGFDT-E** possui 10^5 partículas e simula uma massa total bariônica de $9,10 \times 10^{11} M_{\odot}$.

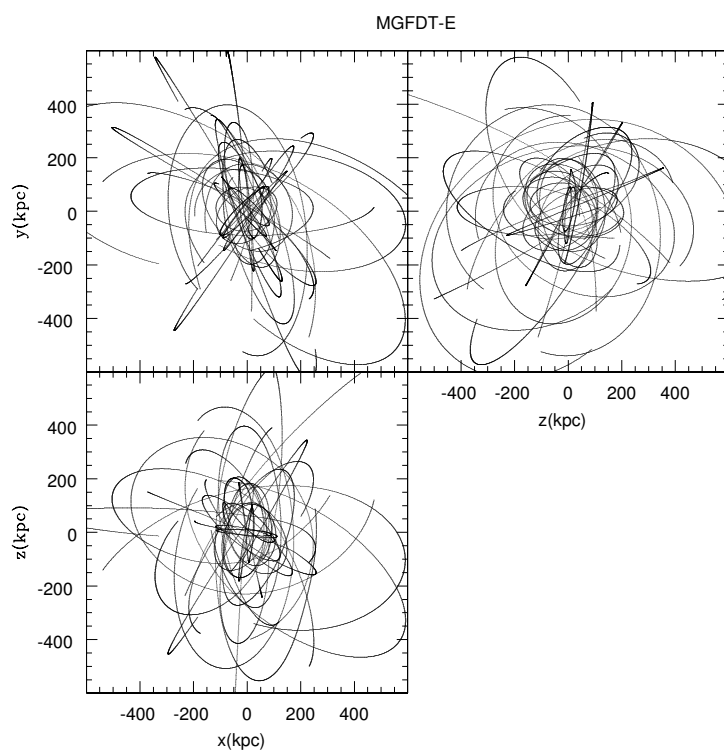


FIGURA 2.8 - Superposição das órbitas ideais dos centros de massa das vinte galáxias do Modelo **MGFDT-E**. Esta figura exhibe os resultados de uma simulação realizada com os centros de massa das galáxias. As unidades de distância estão exibidas em kpc. As devidas projeções estão explicitamente indicadas nos eixos.

TABELA 2.3 - O Modelo MGFDT-E.

ID	N	M	X_{CM}	Y_{CM}	Z_{CM}	VX_{CM}	VY_{CM}	VZ_{CM}	R_{peri}	W_0	r_c	r_t	σ
1	2799	2,52	13,071	-146,128	-398,003	210,854	54,788	77,530	259,807	10,565	0,015	3,529	240,000
2	715	0,64	-175,021	-290,036	-376,579	-67,656	217,276	30,017	252,560	3,272	0,618	3,219	103,000
3	3012	2,71	16,206	-372,508	103,857	6,792	238,062	6,795	51,482	10,435	0,018	3,799	241,000
4	776	0,70	-195,472	-17,672	42,436	-17,509	236,822	-17,557	168,850	3,433	0,617	3,493	103,000
5	18036	16,25	-152,089	-77,959	196,221	-42,452	237,457	-43,125	182,349	10,435	0,112	24,369	233,000
6	790	0,71	118,860	-103,707	-333,865	-66,030	227,944	-68,745	308,308	3,433	0,628	3,559	103,000
7	2665	2,40	68,087	29,526	598,841	-83,237	202,307	-90,007	390,967	10,435	0,015	3,361	241,000
8	1024	0,92	-258,270	410,424	41,947	-104,266	189,151	-119,057	138,471	3,433	0,815	4,614	103,000
9	7149	6,44	-160,796	-192,021	378,622	-119,188	165,240	-146,958	227,916	10,435	0,044	9,659	233,000
10	1915	1,73	-184,261	-290,254	-316,362	-126,366	133,568	-173,958	334,692	10,435	0,011	2,415	241,000
11	8871	7,99	308,114	-175,406	136,547	-126,118	98,041	-205,489	106,619	10,435	0,055	11,986	233,000
12	1040	0,94	-105,999	101,708	11,188	-100,451	50,973	-221,984	109,266	3,433	0,827	4,684	103,000
13	2330	2,10	26,020	-100,447	170,928	-28,478	3,131	-260,586	56,887	10,435	0,014	2,938	241,000
14	8032	7,23	-231,775	380,092	-235,897	81,119	38,425	189,492	245,799	10,435	0,050	10,852	233,000
15	976	0,88	200,930	272,951	60,436	104,957	78,312	175,508	123,899	3,433	0,776	4,397	103,000
16	19407	17,48	-538,724	110,444	-140,897	105,671	108,039	147,814	252,705	10,435	0,121	26,221	233,000
17	2609	2,35	-183,965	-203,838	417,592	104,331	140,206	130,046	345,977	10,435	0,015	3,289	241,000
18	4114	3,71	55,978	150,148	-104,600	95,479	167,722	109,866	110,452	10,435	0,024	5,188	241,000
19	10965	9,88	-60,913	-258,133	-145,968	83,187	194,949	90,443	23,261	10,435	0,068	14,814	233,000
20	2774	2,50	230,448	-468,767	-112,167	62,157	204,954	64,952	176,207	10,435	0,016	3,499	241,000

2.2.4 Modelos Derivados do Modelo MGFDT-E

Determinamos dois modelos complementares ao modelo **MGFDT-E**.

2.2.4.1 O Modelo MGFDT-E-RES

Este modelo é uma versão do **MGFDT-E** com maior resolução. Para representar as galáxias modeladas, determinamos o número total de 4×10^5 partículas, aumentando, pois, a resolução do modelo **MGFDT-E** em quatro vezes. Decidimos com este modelo investigar em linhas gerais de que modo o número de partículas pode influenciar nos resultados de uma simulação. Dispomos na Tabela 2.4 o número inicial de partículas por galáxia do modelo **MGFDT-E-RES**. As demais variáveis que caracterizam este modelo são iguais às do modelo **MGFDT-E** e estão exibidas na Tabela 2.3.

TABELA 2.4 - Número de Partículas do Modelo **MGFDT-E-RES**.

ID	N	ID	N
1	11194	11	35484
2	2859	12	4160
3	12049	13	9319
4	3102	14	32129
5	72144	15	3906
6	3161	16	77629
7	10662	17	10434
8	4098	18	16457
9	28596	19	43858
10	7661	20	11098

2.2.4.2 O Modelo MGFDT-E-RAD

Este modelo constitui uma versão modificada do modelo **MGFDT-E**: as órbitas das galáxias do modelo **MGFDT-E** são fixadas como radiais, estabelecidas de um modo similar aos modelos **MRAND** e **MGFDT**. Mantivemos os mesmos valores dos raios de maré para as galáxias, seguindo os mesmos passos usados para definir os parâmetros que definem o modelo **MGFDT-E**. A seguir, mostramos a Tabela 2.5

com os detalhes das órbitas do presente modelo. Nesta tabela, r_{tO}/r_{tC} representa a razão entre o raio de maré definido e fixado no modelo **MGFDT-E** e o raio de maré calculado através da dinâmica das órbitas das galáxias, seguindo o algoritmo usado pelo modelo **MGFDT**. Mostramos, portanto, que, em geral, $r_{tO} > r_{tC}$. Isto sugere que a maioria das galáxias observadas não estejam em equilíbrio com o campo de maré do halo que as hospeda.

TABELA 2.5 - O Modelo **MGFDT-E-RAD**.

X_{CM}	Y_{CM}	Z_{CM}	VX_{CM}	VY_{CM}	VZ_{CM}	R_{peri}	r_{tO}/r_{tC}
13,071	-146,128	-398,003	-19,198	-3,945	7,147	15,272	1,220
-175,021	-290,036	-376,579	7,445	11,745	-4,855	11,827	2,145
16,206	-372,508	103,857	0,142	-8,722	22,134	13,437	1,381
-195,472	-17,672	42,436	-16,005	-21,557	-34,835	19,360	1,365
-152,089	-77,959	196,221	0,564	-4,431	-35,658	13,140	4,626
118,860	-103,707	-333,865	13,581	0,495	-21,524	6,217	3,399
68,087	29,526	598,841	2,253	-3,186	-5,879	4,047	3,053
-258,270	410,424	41,947	-5,194	2,117	-15,675	13,850	2,433
-160,796	-192,021	378,622	-16,712	-8,685	2,782	11,847	2,940
-184,261	-290,254	-316,362	0,004	-14,374	-10,965	6,195	1,781
308,114	-175,406	136,547	-17,877	0,286	16,971	16,275	2,654
-105,999	101,708	11,188	-42,049	-19,296	-28,808	19,522	1,531
26,020	-100,447	170,928	-34,958	17,018	21,133	19,878	0,780
-231,775	380,092	-235,897	-10,711	10,527	3,967	9,436	3,765
200,930	272,951	60,436	22,036	-14,127	-9,037	18,200	1,849
-538,724	110,444	-140,897	0,883	-10,476	-2,069	9,931	6,645
-183,965	-203,838	417,592	9,397	11,231	6,101	13,482	1,299
55,978	150,148	-104,600	-1,296	-20,860	40,650	10,054	1,824
-60,913	-258,133	-145,968	-28,934	-5,719	11,280	18,650	2,674
230,448	-468,767	-112,167	1,685	12,311	5,241	6,771	2,184

As trajetórias dos centros de massa foram seguidas numa simulação prévia, analogamente aos modelos anteriores, conforme a Figura 2.9. Nos próximos capítulos, discutiremos os métodos usados para a realização das simulações e os resultados obtidos.

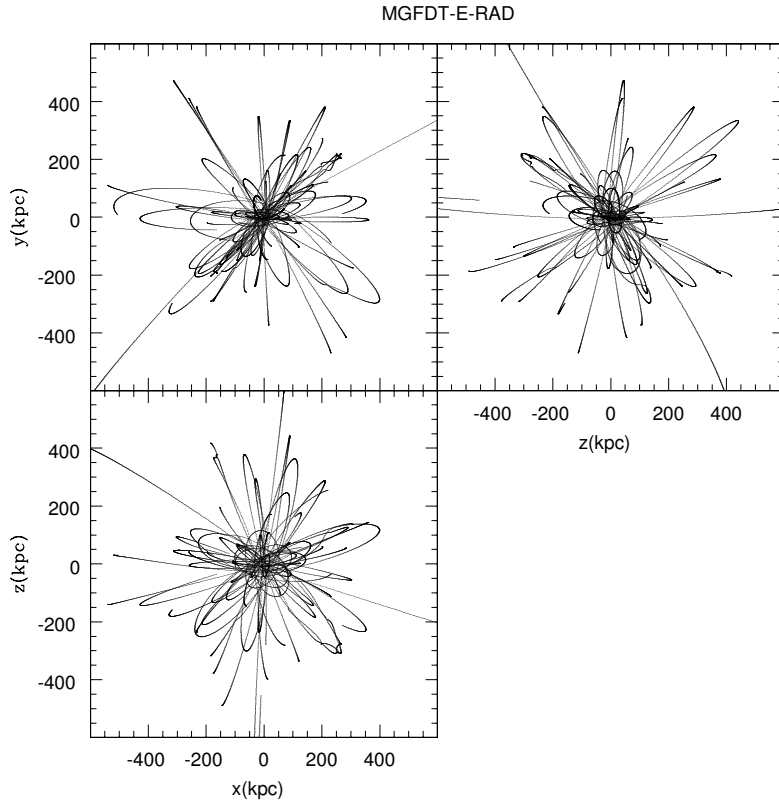


FIGURA 2.9 - Trajetórias ideais seguidas pelos centros de massa das galáxias do modelo **MGFDT-E-RAD**. A escala é dada em kpc e os eixos do Sistema Cartesiano Ortogonal estão explicitamente representados.

2.3 Comparação entre os Modelos

Apresentamos a seguir a Tabela 2.6, na qual citamos as principais características dos modelos simulados nesta Dissertação.

Uma vez fixadas as condições iniciais dos modelos de interesse, ou seja, uma vez calculadas as posições, velocidades e massas para todas as partículas do modelo em questão, dois arquivos são criados: o primeiro, um arquivo binário contendo as informações físicas das partículas. O segundo é escrito em formato **ASCII** com os principais parâmetros computacionais usados, que serão discutidos no próximo capítulo. Com estes dois arquivos de entrada, as simulações foram realizadas com uma versão modificada do código **GADGET-2** (SPRINGEL, 2005), conforme veremos no próximo capítulo.

TABELA 2.6 - Principais Características dos Modelos Simulados. O termo “Aleatório” indica que as galáxias são geradas em desequilíbrio com o halo rígido. Para isto, usamos um gerador de números aleatórios. A designação “Formal” indica que as galáxias foram contruídas conforme os procedimentos descritos na Seção 2.2.2.1. A designação “Obs” indica que os raios de maré das galáxias foram escalonados de modo que possuem valores compatíveis com os obtidos em observações, conforme descrevemos na Seção 2.2.3.

Nome	Natureza das Órbitas	Natureza do Modelo
MRAND	Radial	Aleatória
MGFDT	Radial	Formal
MGFDT-E	Elítica	Formal-Obs
MGFDT-E-RES	Elíptica	Formal-Obs
MGFDT-E-RAD	Radial	Formal-Obs

CAPÍTULO 3

Das Simulações

A evolução dinâmica de sistemas de partículas é obtida através da integração das suas equações de movimento. Como vimos no Capítulo 1, isto é realizado com o auxílio de códigos numéricos, conforme descrevemos no Apêndice B. Embora existam muitos códigos, escolhemos aquele que realizasse os devidos cálculos e disponibilizasse os arquivos de análise de maneira eficiente. Assim, adotamos o **GADGET-2** como ferramenta computacional para o cálculo das forças e para a integração das equações de movimento de todas as partículas das condições iniciais descritas no capítulo anterior.

Este capítulo é composto de duas partes: a primeira explora os principais conceitos usados na formulação do código e a segunda comenta os principais parâmetros usados e fornecidos ao código para a consecução das simulações.

3.1 O Código GADGET-2

O **GADGET-2** (SPRINGEL, 2005) é um código numérico paralelizado (este conceito será explicado adiante) elaborado especialmente para simulações cosmológicas hidrodinâmicas. A versão utilizada nesta pesquisa foi modificada por Dr. Márcio Ramos de Oliveira da UFRGS (comunicação privada) e inclui, nos cálculos do potencial gravitacional, uma função analítica que representa o potencial gravitacional de um halo rígido de matéria, quantificado de acordo com a equação 2.10¹. O **GADGET-2** realiza a integração das equações de movimento de sistemas constituídos de partículas acolisionais e gás, porém pode ser usado para estudar opcional e unicamente interações entre partículas de matéria, como um caso particular, ou seja, sem a presença de gás. Este código tanto pode ser usado para realizar simulações de sistemas isolados como de sistemas que levam em conta a expansão do Universo. Como realizamos apenas simulações sem expansão universal, sem gás, e sem formação estelar, muitos recursos complexos do código foram desativados. Por isso, convém que nos fixemos somente aos recursos explorados para a consecução desta Dissertação.

Neste capítulo, primeiro explicitamos alguns conceitos subjacentes ao código, bem como algumas técnicas usadas para a construção de uma árvore de dados durante o

¹Verificamos a confiabilidade desta versão modificada do **GADGET-2**, realizando uma série de simulações-testes antes da realização das principais simulações descritas nesta Dissertação.

funcionamento do mesmo. Depois, discutiremos mais alguns parâmetros de entrada importantes.

3.1.1 Simulações de Sistemas Físicos Autogravitantes

O código **GADGET-2** foi desenvolvido para a realização de simulações cosmológicas de formação de estruturas. Estas simulações descrevem o comportamento de um sistema de partículas acolisionais em interação com um componente gasoso (gás ideal), imersos num espaço-tempo em expansão. O componente acolisional representa a matéria escura, as estrelas que compõem as galáxias, ou as próprias galáxias, dependendo do tipo de simulação realizado. O componente gasoso representa os diversos modos segundo os quais o gás observado no meio intergalático ou interestelar pode se apresentar, por exemplo, nuvens moleculares de hidrogênio e hélio. Entretanto, as nossas simulações não incluem o gás, que é tratado com um formalismo adicional, o **SPH** (*Smoothed particle hydrodynamics*). Por isso, limitemo-nos apenas ao formalismo pertinente ao componente acolisional do código, que representa as matérias escura e bariônica. As interações entre as partículas de matéria escura e estrelas são descritas pelo acoplamento da equação acolisional de Boltzmann com a equação de Poisson num modelo de Friedman-Lamaitre. O Hamiltoniano do sistema é dado por:

$$H = \sum_i \frac{\mathbf{p}_i^2}{2m_i a(t)^2} + \frac{1}{2} \sum_{ij} \frac{m_i m_j \phi(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j)}{a(t)}, \quad (3.1)$$

onde $H = H(\mathbf{p}_i, \dots, \mathbf{p}_N, \mathbf{x}_i, \dots, \mathbf{x}_N, t)$, ou seja, o Hamiltoniano é função dos vetores coordenadas comóveis $\mathbf{x}_i$ e dos momentos canônicos $\mathbf{p}_i$ dados por $\mathbf{p}_i = a^2 m_i \dot{\mathbf{x}}_i$. A dependência do Hamiltoniano com t vem da evolução temporal do fator de escala $a(t)$, expresso na equação 3.1. ϕ é o potencial gravitacional entre as i - e j -ésimas partículas, sendo $\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j$ o vetor distância entre as partículas. O modelo de Friedman-Lamaitre baseia-se na hipótese de que o Universo é homogêneo e isotrópico. Então, uma simulação cosmológica pode ser realizada num cubo que mantenha estas propriedades do Universo. Este cubo é modelado em coordenadas comóveis, i.e., um sistema de coordenadas situadas no referencial que se expande com o Universo. Por isso, para realizar o cálculo do potencial gravitacional neste volume comóvel, assumem-se condições de contorno periódicas nas faces deste cubo. No caso em que se modelam sistemas físicos desacoplados da expansão universal, como exemplo, pequenos sistemas de galáxias em colisão, pode-se impedir que o **GADGET-2** calcule os efeitos da expansão do Universo, fixando o valor do fator de escala $a(t) = 1$.

O cálculo do potencial entre duas partículas, designadas pelos índices i e j , obedece à equação:

$$\phi(\mathbf{x}) = \sum_i m_i \frac{-G}{\sqrt{|\mathbf{x}_j - \mathbf{x}_i|^2 + \epsilon^2}}, \quad (3.2)$$

que é o chamado potencial “amolecido” e ϵ é o parâmetro de amolecimento. A equação 3.2 é introduzida para forçar a acolisionalidade do sistema, representado nas simulações por um número de partículas muito menor do que o número estimado de estrelas em galáxias reais. Isto é necessário porque as colisões binárias tornam-se tanto mais frequentes quanto *menor* for o número de partículas do sistema. A introdução do potencial amolecido, desta forma, reduz a importância destas interações próximas. O fator de amolecimento evita que apareçam problemas numéricos devido a regimes assintóticos divergentes do potencial para distâncias muito pequenas. Este é o caso em que ocorrem encontros próximos entre partículas interagentes.

Vale salientar que as equações de movimento das partículas são deduzidas a partir da “equação-mestre” 3.2. Então, conclue-se que os resultados de simulações realizadas com o **GADGET-2** dependem do valor do parâmetro de “amolecimento” ϵ escolhido. Em vista desta questão, para verificar a influência do valor de ϵ na evolução dinâmica dos modelos de sistemas autogravitantes, realizamos duas simulações preliminares do modelo **MRAND** com distintos valores de ϵ , mantendo os demais parâmetros computacionais constantes (sobre estes parâmetros, Vide Seção 3.2). Apresentamos na Figura 3.1 dois instantâneos destas simulações preliminares, correspondentes a um mesmo instante de tempo simulado. Verificamos que, quando se usa $\epsilon = 0,2$, o número de partículas que “escapam” das galáxias é maior, pois o potencial gravitacional calculado é menor do que no caso em que $\epsilon = 0,004$, de acordo com o previsto pela equação 3.2. Nesta figura, observamos também que, quando $\epsilon = 0,004$, as partículas iniciam um processo de escape mais tardio, em relação ao outro caso. De qualquer modo, veremos na Seção 3.2.1 que o valor de ϵ não é determinado por simulações preliminares, mas por métodos analíticos.

3.1.2 O Algoritmo em Árvore

A aplicação do método de Árvore em simulações de N –Corpos deve-se a Barnes e Hut (BARNES; HUT, 1986). Segundo este método, as partículas são organizadas numa hierarquia de grupos, conforme as suas separações espaciais mútuas ou suas aglomerações. Neste algoritmo, o domínio computacional é definido por um nó raiz cúbico que engloba toda a distribuição de matéria. A raiz é consecutiva e hierarquicamente

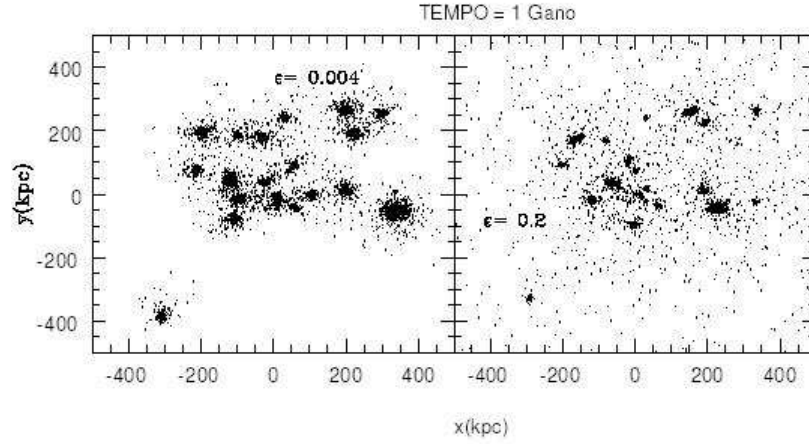


FIGURA 3.1 - Dois instantâneos do modelo MRAND, tomados em instantes iguais de tempo simulado, porém com distintos valores de ϵ . As devidas projeções estão exibidas nos eixos e as distâncias estão determinadas em kpc. Em cada quadro se encontra o valor de ϵ usado na respectiva simulação.

dividida em cubos virtuais, que contém agrupamentos de partículas. Dentro de cada cubo virtual existem oito cubos menores de igual tamanho. De fato, as “arestas” destes cubos menores teriam a metade do tamanho da “aresta” do respectivo cubo progenitor. Cada cubo progenitor corresponde a um nó de uma árvore octal e hospeda um grupo de partículas. Logo, a árvore é construída de tal modo que, ou cada nó contenha mais oito nós subordinados, ou contenha apenas uma partícula. Neste último caso, temos a última hierarquia de organização da árvore, em que os nós contêm uma única partícula, sendo chamados de *folhas*. Uma mesma sequência de subdivisões sucessivas constitui um *ramo*. Uma representação esquemática de árvore bidimensional pode ser vista na Figura 3.2.

Depois de construída a árvore hierárquica, para se efetuarem os cálculos da força segundo o algoritmo tradicional de Barnes e Hut (1986), realiza-se uma varredura na árvore. Durante esta varredura, somam-se as contribuições das forças sobre uma dada partícula a partir dos nós, caracterizados por um comprimento l e um centro de massa. Sejam r a distância entre uma partícula e o centro de massa de um nó e θ um parâmetro livre determinado prévia e arbitrariamente, denominado parâmetro de acurácia. Se r satisfaz a desigualdade

$$r > \frac{l}{\theta}, \quad (3.3)$$

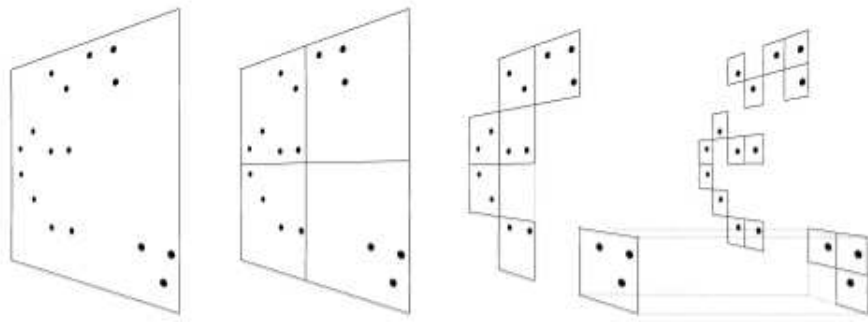


FIGURA 3.2 - Representação da árvore octal de [Barnes e Hut](#) em duas dimensões. Da esquerda para a direita: primeiro, as partículas são agrupadas no nó raiz, correspondendo ao quadrado maior da figura. Este é dividido em quatro quadrados com metade do tamanho original, os quais, por sua vez, são recursivamente subdivididos, até a obtenção do último estágio de hierarquização, no qual existe apenas uma partícula por célula. As células-folhas vazias não precisam ser computadas. Figura extraída de ([SPRINGEL et al., 2001](#)).

então realiza-se uma expansão multipolar, tomando o total das partículas contidas no nó como se fosse uma única entidade física que as represente. Então a varredura ao longo de um mesmo “ramo” da árvore termina, continuando em outros ramos. Caso a desigualdade [3.3](#) não seja satisfeita, a varredura continua ao longo de um mesmo ramo, com todas as suas subdivisões.

Entretanto, o código **GADGET-2** não realiza expansões multipolares, mas apenas as monopulares. Isto significa que mais cálculos entre as partícula e os nós precisam ser efetuados, para se evitem as possíveis perda de acurácia. Tal inovação tecnológica foi viável, pois os cálculos monopulares são menos onerosos computacionalmente do que os cálculos de quadrupolo ou octupolo efetuados no código original de [Barnes e Hut \(1986\)](#). Adiciona-se a esta vantagem o fato de que árvores octais com momentos monopulares podem ser construídas eficientemente, em termos de memória. Grosso modo, aproveitando os conceitos aqui abordados, podemos resumir como funciona o algoritmo em árvore do **GADGET-2** :

- Numa primeira etapa da construção da árvore octal, as partículas são inseridas uma por uma na árvore, com cada nó interno mantendo o armazenamento para os índices de oito nós progenitores ou partículas. Para as folhas, correspondentes ao último nível da organização da árvore, não há a necessidade de armazenamento de nós.
- Numa segunda etapa, computam-se os potenciais gravitacionais recursiva-

mente pela varredura completa da árvore de uma só vez. Deve-se notar que os oito índices já usados para uma partícula não serão mais necessários na varredura atual, porque o que apenas é necessário para cada nó interno é a informação sobre o próximo nó da hierarquia, para saber se este precisa ser aberto, ou alternativamente, se o respectivo cálculo dos momentos monopulares serão usados. Logo, pode-se reciclar a memória usada para os oito índices, nela armazenando dois índices para a varredura, e os demais índices, para os momentos monopulares, para o comprimento do cubo e mais uma para a paralelização. Este processo consome no máximo 21 bytes por partícula.

Com este método, o número de operações computacionais é da ordem de $N \log N$ e a reconstrução da árvore torna-se mais eficiente, em cada ciclo computacional.

3.1.2.1 Da Criação das Células

Os nós são abertos mediante critérios quantitativos. O processo de criação de nós chama-se *abertura de células*. Uma célula de massa M , comprimento l a uma distância r do ponto no qual se quer calcular a força gravitacional resultante só é aberta se a seguinte condição for satisfeita:

$$\frac{GM}{r^2} \left(\frac{l}{r}\right)^2 \leq \alpha |\mathbf{a}|, \quad (3.4)$$

na qual $|\mathbf{a}|$ é o módulo da aceleração obtido no último laço e α é um parâmetro de tolerância.

3.1.3 A Paralelização – Uma Breve Explicação

A paralelização é uma técnica que permite o estabelecimento de um sistema de computadores trabalhando ordenadamente em conjunto, com memória distribuída e conectados entre si, dividindo as tarefas de processamento. Usando este conceito, o **GADGET-2** efetua os cálculos da força gravitacional com o auxílio do código **MPI** (*Message Passing Interface*), um programa de distribuição gratuita e disponível em muitas plataformas que efetiva e gerencia a comunicação entre distintos e diversos processadores. Podemos entender melhor este conceito nos exemplos de como os processadores interagem para realizar uma decomposição em domínios nas subseções seguintes. É importante lembrar que a explicação detalhada do funcionamento

da paralelização do código fica além dos objetivos desta Dissertação. Entretanto, torna-se importante conhecer os conceitos substanciais da técnica usada pelo código **GADGET-2** para classificar o domínio computacional e estruturar uma árvore de dados.

3.1.3.1 Decomposição em Domínios e Ordenação de Peano-Hilbert

Paralelizar processadores significa decompor o volume computacional numa série de domínios, cada um gerenciado pelo seu respectivo processador. Esquemas antigos, como o *algoritmo ortogonal de biseção hierárquico* ilustrado na figura 3.3, são susceptíveis a uma dependência da precisão do cálculo da força gravitacional com o número de processadores usados (SPRINGEL, 2005).

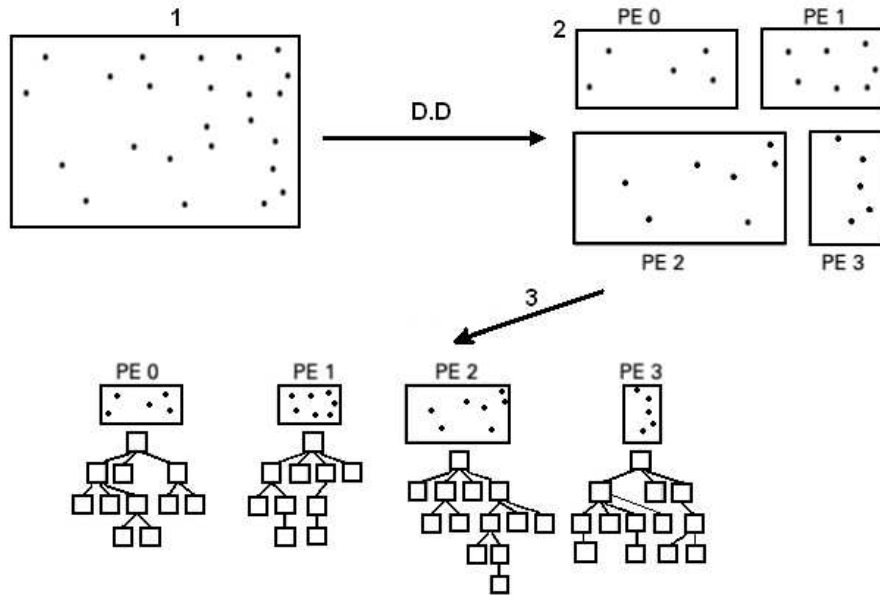


FIGURA 3.3 - Divisão recursiva do domínio computacional para quatro processadores em duas dimensões. Esta técnica foi usada por Springel et al. (2001) e se chama *algoritmo ortogonal de biseção hierárquico*. A primeira divisão do domínio ocorre numa direção do espaço, por exemplo, o eixo- x , separando os processadores em dois grupos. A segunda divisão ocorre no eixo- y , dividindo os processadores (PE) em quatro grupos. Depois, cada processador monta a sua árvore octal. De 1 para 2, temos a decomposição em domínios e de 2 para 3 temos a construção das árvores pelos processadores.

Para decompor o domínio computacional, o **GADGET-2** usa um algoritmo sofisticado, cf. veremos a seguir, evitando que a acurácia cometida no cálculo da força não varie com o número de processadores, que era a principal inconsistência do *al-*

goritmo ortogonal de biseção hierárquico, usado pela primeira versão do código. O **GADGET-2** utiliza uma técnica baseada nas propriedades matemáticas da curva de Peano-Hilbert, para mapear um espaço tridimensional numa curva unidimensional. Deste modo, o volume computacional é dividido em pequenos pedaços que definem os domínios computacionais individuais.

Uma curva de Peano bidimensional pode ser construída recursivamente pela sua forma básica em “ $\sqcap$ ”, que preenche uma malha 2×2 . Observando os quadrados da Figura 3.4, da esquerda para a direita, ilustramos como o algoritmo mapeia o espaço bidimensional numa curva de Peano-Hilbert:

- No primeiro quadrado da esquerda, o “ $\sqcap$ ” define a orientação espacial de todas as subdivisões.
- A barra superior de um “ $\sqcap$ ” deve ser substituída por duas cópias menores, com a mesma orientação espacial do original jazendo em suas extremidades, conforme segundo quadrado.
- Ainda no segundo quadrado, percebemos que as extremidades laterais possuem duas cópias menores do “ $\sqcap$ ” maior. Elas são dispostas uma contra a outra e fixadas na extremidade inferior de cada barra original maior, com suas aberturas voltadas para fora do “ $\sqcap$ ”.
- Cada “ $\sqcap$ ” da figura originada pelos dois processos anteriores sofre o mesmo recurso de divisões, originando o padrão observado nos terceiro e quarto quadrados, e assim em diante. A divisão pode ser feita recursivamente até que todo o domínio esteja coberto pelo fractal.

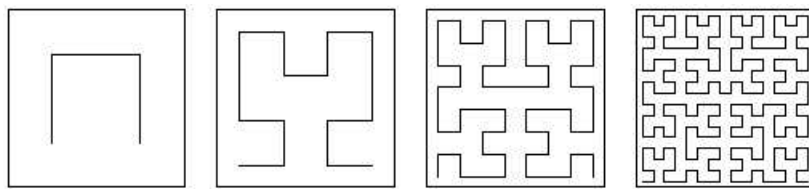


FIGURA 3.4 - Divisão recursiva do domínio computacional bidimensional seguindo uma curva de Peano-Hilbert com a forma de $\sqcap$. Figura extraída de [Springel \(2005\)](#).

Na realidade, cada “ $\sqcap$ ” define o número de divisões do domínio computacional. Na

Figura 3.4, cada quadrado corresponde a uma hierarquia da divisão em domínios. Da esquerda para a direita, o segundo quadrado corresponde à segunda hierarquia, com quatro regiões do domínio computacional cobertos pela curva de Peano. No terceiro quadrado, correspondente à terceira hierarquia, há dezesseis partes do domínio cobertas pela curva de Peano e assim em diante. Em três dimensões o processo é análogo, porém mais complicado, cuja descrição foge aos nossos objetivos. Entretanto, ilustramos o processo na Figura 3.5, como um exemplo.

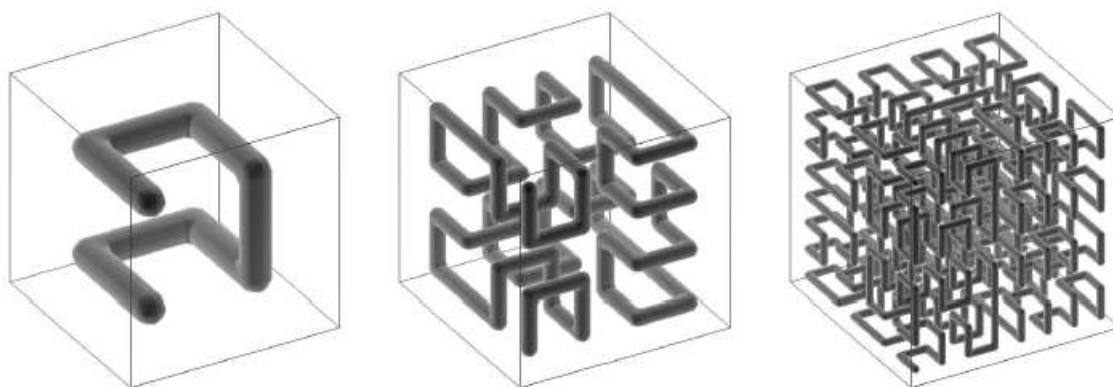


FIGURA 3.5 - Divisão recursiva do domínio computacional tridimensional segundo uma curva de Peano-Hilbert. Figura extraída de [Springel \(2005\)](#).

O mapeamento do espaço por este fractal possui as seguintes propriedades:

- A curva possui uma auto-similaridade. Isto significa que as posições de algumas células podem ser conhecidas a partir de outras. Por ser construída recursivamente, é possível “contrair” matematicamente a curva inteira, obtendo uma curva de ordem menor, otimizando o esforço computacional.
- Pontos próximos entre si numa curva de Peano-Hilbert também estão próximos no espaço. O mapeamento do espaço pelo fractal de Hilbert preserva a localidade.
- Existe uma correspondência entre a decomposição espacial obtida por uma curva de Peano-Hilbert e a decomposição obtida por um esquema de árvore octal, sobre a qual já comentamos. Por exemplo, consideremos uma curva de Peano-Hilbert preenchendo uma caixa inteira, constituindo um nó raiz, englobando todo o domínio computacional de um conjunto de partículas.

Ao cortar esta curva em oito pedaços de comprimentos iguais e em seguida cada pedaço em mais oito partes iguais, pode-se recuperar a estrutura octal da árvore de Barnes e Hut ([BARNES; HUT, 1986](#)).

Usando a divisão recursiva do espaço conforme explicitamos, pode-se designar um segmento arbitrário da curva de Peano-Hilbert a um processador, tornando o volume computacional correspondente resultante compatível com a estrutura de nós de uma árvore de Barnes e Hut cobrindo o volume inteiro. Designar fragmentos de curva de Peano-Hilbert a um processador é computacionalmente equivalente a designar um ramo de uma árvore octal ao mesmo ([SPRINGEL, 2005](#)). Com isto, obtêm-se uma árvore cuja geometria independe do método de paralelização e os resultados para o cálculo das forças independem do número de processadores usados.

3.1.4 Estrutura do Arquivo de Instantâneo

Os arquivos de instantâneo são aqueles que possuem os dados físicos de todas as partículas do modelo simulado e correspondem ao instante da simulação em que foram gerados. Com isto, pode-se recomeçar a simulação a partir de um dado instante para o qual o referido arquivo foi gerado. Para ler as condições iniciais das partículas e produzir os seus arquivos referentes aos instantâneos da simulação, o **GADGET-2** trabalha com a formatação binária. Com isso, o fluxo dos dados é mais rápido e consome menos memória. Os arquivos binários de instantâneo são constituídos de blocos de dados, seguindo a ordem apresentada na Tabela 3.1. No caso em que o componente dissipativo (gás) é modelado, o arquivo conteria mais blocos de dados, relacionados com os aspectos físicos do gás.

TABELA 3.1 - Representação esquemática da estrutura de um arquivo de instantâneo em blocos de dados. O arquivo de condições iniciais não necessita dos dados da energia potencial.

1	Cabeçalho
2	Posições
3	Velocidades
4	Rótulos de Identificação
5	Energia Potencial

O cabeçalho contém o número de partículas usadas na simulação, e as massas das

partículas, entre outras informações de uso técnico do código. Por exemplo, os rótulos são números inteiros que identificam as partículas ao longo da simulação, tornando possível encontrá-las em qualquer arquivo de instantâneo e, com isto, fazer as análises, porque cada rótulo permanece o mesmo ao longo de toda a simulação.

3.2 Principais Parâmetros Usados

Os parâmetros usados pelo código são números que permitem a realização dos cálculos citados na seção anterior, estipulam os erros percentuais envolvidos nestes cálculos e fixam o intervalo de tempo entre os quais os arquivos de instantâneo são escritos. Muitos são os parâmetros definidos por [SPRINGEL](#) no Manual do Usuário do código **GADGET -2**. Os principais são:

- O fator de amolecimento ϵ .
- O parâmetro de tolerância θ .
- O passo temporal máximo da integração Δt .
- Números de rescalonamento do sistemas de unidades.

O conhecimento destes parâmetros e a consecução dos arquivos de instantâneos são suficientes para a inicialização das simulações.

3.2.1 O Parâmetro de Amolecimento

O parâmetro de amolecimento ϵ , já definido na seção [3.1.1](#), pode ser estimado para cada modelo. Para isto, partimos das seguintes hipóteses:

- Detalhes estruturais menores do que $\sim 10\epsilon$ podem não corresponder à realidade ([BARNES; HUT, 1989](#)). Logo, a resolução espacial λ deve obedecer à condição $\lambda > 10\epsilon$.
- Definimos a resolução espacial a partir do raio que contem metade da massa (r_{half}) do objeto (e.g. galáxia) inicialmente mais denso, e tal forma que $\lambda = fr_{half}$, com $f < 1$.
- O sistema é acolisional. Desta forma, o parâmetro de impacto para desvios de 90° , representado por p_{90} deve ser menor que uma fração do parâmetro

de amolecimento, isto é, satisfazer a condição $p_{90} = (Gm_p/(6\sigma^2)) < \epsilon/C$, na qual m_p é a massa de uma partícula da galáxia, sendo $C \sim 50 - 100$ conforme indicam Barnes & Hut.

Com isto, elaboramos um critério que permite realizar estas estimativas de ϵ . Ele está incluso nas diretrizes listadas abaixo e seguidas para a sua realização:

- a) Procura pela galáxia mais densa. Quanto maior a sua densidade, menor a distância média entre partículas que a compõem. Deste modo, uma maior resolução é requerida para estimar as forças entre elas. A densidade central de uma galáxia modelada conforme os nossos critérios é quantificada no Apêndice C.
- b) Cálculo do raio dentro do qual está contida a metade de toda a massa da galáxia mais densa, chamado de r_{half} .
- c) O ϵ é estimado pela desigualdade

$$\frac{CGM_{tot}}{6N\sigma^2} < \epsilon < \frac{fr_{half}}{10}, \quad (3.5)$$

onde C é um número pertencente ao intervalo $50 - 100$, G é a constante da gravitação universal, M_{tot} , a massa total da galáxia mais densa, N o número total de estrelas da galáxia e σ , a dispersão de velocidades.

- d) Rearranjando a desigualdade acima, temos uma condição sobre o N , o número de partículas representando a galáxia:

$$N > \frac{10C}{2f} \frac{M_{tot}}{\sigma^2 r_{half}} \quad (3.6)$$

Supondo que a galáxia encontre-se inicialmente em equilíbrio, então a aplicação do Teorema do Virial nos dá:

$$\sigma^2 = \gamma G \frac{M_{tot}}{R_{half}} \quad (3.7)$$

Onde $\gamma \sim 0,4$, para uma extensa classe de perfis de densidade. Substituindo acima obtemos uma condição sobre o fator f que permite estimar a resolução espacial:

$$f > 12,5 \frac{C}{N} \quad (3.8)$$

Com estes procedimentos, podemos estimar o valor de ϵ para um mesmo sistema de galáxias modeladas. Para este fim, usamos $C = 100$. Na Tabela 3.2, fornecemos os valores de ϵ dos modelos que simulamos nesta Dissertação:

TABELA 3.2 - Valores de ϵ para os modelos simulados.

MRAND	MGFDT	MGFDT-E	MGFDT-E-RES	MGFDT-E-RAD
0,004	0,0015	0,02	0,005	0,02

3.2.2 Parâmetro de Tolerância e o Passo Temporal

O passo temporal Δt é um intervalo de tempo usado pelo código para realizar a integração numérica das equações de movimento. Conforme apontado por [Dantas \(2001\)](#), o cálculo da força através do parâmetro de tolerância é mais importante do que a adoção de um passo temporal extremamente pequeno. Portanto, seguimos a sugestão de [Springel \(2005\)](#), usando um valor de máximo de $\Delta t = 0,025$, que é razoavelmente bom para muitas simulações.

É importante mencionar que, de um modo geral, a violação da conservação da energia total para um $\theta = 0,7$ não ultrapassa o valor de 1%, conforme apontado por [Dantas \(2001\)](#). Assim, o uso de $\theta = 0,8$, conforme sugerido por [Springel \(2005\)](#), assegura um bom desempenho na execução do código.

3.2.3 Sistema de Unidades

As unidades usadas na simulação foram:

- Massa dadas em $10^{10}M_{\odot}$.
- Distâncias dadas em kpc.
- Velocidades em km.s^{-1} .
- Constante da Gravitação Universal dada por $G = 43007,1 \frac{\text{km/s}^2 \text{kpc}}{10^{10}M_{\odot}}$.

3.3 Dos Equipamentos Usados

Todas as simulações descritas neste trabalho foram realizadas em dois sistemas de processamento paralelo (*cluster*) construídos no Depto. de Astronomia do IAG/USP,

no âmbito de um projeto Temático FAPESP (*Evolução das Galáxias em Grupos e Aglomerados*, processo no. 01/07342-7) do qual o Dr. Hugo Capelato é membro). Tratam-se de dois sistemas independentes. O primeiro (o “pmc”) é um *cluster* de 8 nodos sem discos internos, controlados por um servidor bi-processado com 160Gb em discos rígidos e placa de rede Dlink Card DGE 550T. Tanto o servidor como o nodos são dotados de processadores Athlon 2000+ em placas mãe KT400, com 512Kb de memória RAM. As comunicações entre os nodos são realizadas através de um *switch* Gigabit 3Com. O segundo sistema (o “hpc64”) é um *cluster* de 20 nodos de arquitetura semelhante, mas com processadores 64 bits (Athlon64 3000+, 1Gb RAM, em placas mãe ASUS K8V-X, placas de rede D-Link 10/100). Ambos os *clusters* são gerenciados por implementações atualizadas do sistema LINUX: o “pmc” é gerenciado pelo Debian e o “hpc64”, pelo Ubuntu, versão 64 bits.

CAPÍTULO 4

Resultados das Simulações

Neste capítulo, discutiremos as principais características físicas dos modelos simulados de GCs: a energia total do sistema de partículas, o coeficiente virial do sistema, o número de galáxias e o número de objetos remanescentes, cujas definições se encontram a seguir. Deste modo, apresentamos os principais resultados obtidos diretamente dos dados contidos nos arquivos de instantâneo, definidos no capítulo anterior. Informaremos as técnicas usadas para a obtenção dos resultados e estudaremos a evolução temporal dos GCs simulados, apresentando a visualização das partículas dos modelos em instantes de tempo padronizados, permitindo a comparação direta entre eles.

4.1 Principais Técnicas Usadas para Obtenção dos Resultados

Os procedimentos seguidos para a obtenção dos resultados obedecem a um protocolo computacional, i.e., a uma série de procedimentos aplicados a todos os instantâneos da simulação e padronizados para todos os modelos. Após o término de uma dada simulação, o primeiro procedimento adotado é calcular as energias potencial, cinética e total de todo o grupo compacto em cada instantâneo. A contagem do número de galáxias em cada um de todos os instantâneos requer a prévia definição computacional de **galáxia**. Desta maneira, pode-se contar o número de partículas dispersas para o meio intergalático e o número de partículas ainda “aprisionadas” em galáxias. Com estes números, calculamos as massas, as coordenadas da posição e os componentes do vetor velocidade do centro de massa das galáxias definidas, permitindo a aplicação de alguns algoritmos que estudem em detalhes o grupo compacto simulado, conforme estudaremos no próximo capítulo.

Os principais resultados concernentes aos instantâneos dos grupos compactos simulados envolvem os seguintes aspectos:

- a) Evolução da energia total e do coeficiente virial associados ao grupo compacto.
- b) Representação gráfica da evolução do número de galáxias ou objetos transientes.
- c) Representação gráfica da evolução temporal dos remanescentes primor-

diais, ou seja, dos objetos que permaneceram com 70% de suas massas inalteradas e das aproximações mútuas entre as galáxias.

d) Representação pictórica dos instantâneos da simulação.

Nas próximas seções discutimos o método seguido para a consecução de cada um destes itens.

4.1.1 Cálculo da Energia Total e do Coeficiente Virial

O **GADGET-2** calcula a energia potencial total decorrente de todas as interações gravitacionais binárias entre as partículas e também a sua energia cinética total. Ao longo da simulação, um arquivo denominado *energy.txt* é “escrito” pelo código e contém os valores do tempo decorrido da simulação e destas energias. Entretanto, para armazenar os dados da energia potencial total das partículas no arquivo *energy.txt*, o algoritmo do **GADGET-2** não inclui os cálculos do potencial gravitacional proveniente do halo rígido. Este impasse decorre do modo de estruturação e de programação do código, de maneira que se torna inviável reestruturá-lo para este fim. Em vista desta dificuldade, escrevemos um programa em linguagem C chamado *energy.c*, que obtém a energia potencial total de interações binárias entre as partículas a partir dos arquivos de instantâneo e concomitantemente inclui a contribuição do halo, dada pela equação 2.10. O *energy.c* também calcula a energia cinética total, valendo-se dos próprios instantâneos escritos pelo **GADGET-2**. A energia total é a soma algébrica das energias potencial total (partículas e halo) e da energia cinética total. Com estas informações, investigamos o estado dinâmico dos GCs simulados, através do coeficiente virial Vir dado por $Vir = |\frac{2T}{W}|$, onde W representa a energia potencial total e T , a energia cinética total.

4.1.2 Das Galáxias ou Objetos Transientes

As análises das simulações dependem do método segundo o qual as galáxias são definidas, no âmbito computacional, pois os instantâneos contém apenas números que representam posições, velocidades, massas, rótulos e energias potenciais de partículas (as definições são totalmente arbitrárias). Por exemplo, pode-se definir uma galáxia como um sistema astrofísico cujas partículas estão ligadas gravitacionalmente. Entretanto, esta definição pode excluir uma razoável quantidade de matéria situada nas fronteiras geométricas da galáxia, mas em pleno processo de escape, por causa de atrações gravitacionais decorrentes das interações de maré. Embora existam algorit-

mos sofisticados usados na identificação de objetos gravitacionalmente ligados, neste trabalho decidiu-se pela aplicação de um algoritmo simples que leva em conta apenas os aspectos geométricos de sistemas de partículas. A vantagem deste método reside em incluir quaisquer outros objetos dentro das fronteiras do objeto definido, identificando processos de coalescência entre dois objetos distintos ou encontros casuais entre eles. As partículas em processo de escape e situadas nas fronteiras geométricas dos respectivos objetos hospedeiros também são incluídas. O algoritmo para tal finalidade se chama *amigos-dos-amigos*, do inglês *Friends-of-Friends* (algoritmo FOFs ou simplesmente FOFs).

4.1.2.1 Do Algoritmo FOFs

O algoritmo FOFs é um código numérico de classificação de dados de posições de partículas. A sua aplicação permite encontrar objetos (galáxias) previamente definidos satisfazendo dois critérios:

- a) O objeto encontrado deve ter um número mínimo de membros, isto é, o objeto deve ter um número de partículas não menor do que um dado N_{min} .
- b) O objeto deve ter um comprimento de ligação característico l , ou seja, suas partículas não podem estar separadas mutuamente por uma distância maior do que l .

O nome *amigos-dos-amigos* vem da seguinte apreciação: o algoritmo “aceita” uma partícula como pertencente ao objeto encontrado se ela tem uma partícula “amiga” dentro de uma distância menor ou igual à especificada pelo comprimento de ligação característico l .

Para a obtenção dos resultados, padronizamos o comprimento de ligação característico l e o número mínimo de membros N_{min} para todos os modelos simulados, porque o número de objetos “encontrados” através da aplicação do FOFs (*objetos-FOFs*) varia em função destes parâmetros. Portanto, a padronização permite comparações equitativas entre os diversos modelos. Desta maneira, os valores usados para a consecução dos resultados foram de $l = 5kpc$ e de $N_{min} = 4 \times 10^2$. O primeiro assegura que os limites geométricos dos objetos-FOFs sejam diferenciados do material intergalático, caracterizado por apresentar pequenos valores de brilho superficial (cf. veremos no Capítulo 5) e também assegura que as galáxias definidas tenham dimensões

compatíveis (em ordens de grandeza) com as respectivas dimensões estimadas em observações astrofísicas. Em outras palavras, uma galáxia tem suas fronteiras estabelecidas quando suas partículas periféricas estão a uma distância maior do que $5kpc$ de qualquer outra partícula ou objeto externos. O segundo critério define o número mínimo de partículas necessário para compor um dado objeto-FOF. Baseamo-nos no número típico de partículas da galáxia com **ID**=17 do modelo **MRAND**, porque esta é a galáxia com o menor número de partículas dentre todas as modeladas neste trabalho.

A aplicação do algoritmo FOFs para um grande número de instantâneos requer procedimentos automatizados. Por isto, desenvolvemos programas em linguagem Tcl, com uma série destes procedimentos que convertessem os instantâneos escritos na formatação padrão do **GADGET-2** para a devida formatação usada pelo algoritmo FOFs.

4.1.2.2 Aplicações Imediatas do FOFs

Uma vez que o algoritmo é aplicado, cada partícula recebe um rótulo que identifica a qual objeto-FOF ela pertence. Por exemplo, todas as partículas com rótulo numérico “12” pertencem a um único objeto-FOF rotulado numericamente como “12”. Uma partícula com rótulo “0” não tem vínculos com quaisquer objetos-FOFs, ou seja, é considerada livre, representando o material intragrupo originado dos efeitos de mutilação por forças de maré, conforme explicaremos em seções a seguir. Usando estes procedimentos para definir e catalogar galáxias em arquivos de instantâneo, construímos as formas gráficas contendo a evolução do número de objetos-FOFs (galáxias ou objetos transientes) ao longo da simulação. As seções seguintes exploram em detalhes os recursos disponíveis do algoritmo FOFs.

4.1.2.3 Dos Remanescentes

Nesta Seção, definimos as galáxias remanescentes e apontamos quais as vantagens e os defeitos implícitos neste tipo de formulação. As galáxias remanescentes (“remanescentes”) são definidas como aqueles objetos-FOFs compostos principalmente por um mesmo tipo primordial de partículas, quer dizer, por uma mesma galáxia primordial. Isto implica que os remanescentes são galáxias primordiais que permaneceram com a maior parte de suas massas originais agrupadas num mesmo objeto-FOF e que não sofreram fusões ou mutilações significativas por efeitos de maré. Vale lembrar que

um mesmo objeto-FOF pode receber rótulos diferentes em dois instantâneos distintos, dificultando as nossas investigações. Para recuperarmos os remanescentes, escrevemos um código em linguagem C, denominado *analizador.c*. Para cada instante de tempo da simulação, o *analizador.c* acessa os dados pertinentes a três arquivos: um arquivo de instantâneo, um arquivo com os dados dos objetos-FOFs e uma tabela que contém os **IDs** e o número de partículas das galáxias primordiais do modelo em questão. Por exemplo, as duas primeiras colunas da Tabela 2.1 e das tabelas análogas dos demais modelos nos informam a estrutura dos dados de uma tabela usada pelo *analizador.c*. Com estes dados, o código fornece três arquivos:

- a) Um relatório com os dados das posições, velocidades e massas dos centros de massas dos objetos-FOFs e com as separações interpares destes objetos.
- b) Um arquivo com os dados de análise de cada objeto-FOF. Para cada um destes objetos, o arquivo contém dados com valores do percentual de suas partículas primordiais sobre a massa total do objeto e do percentual de partículas primordiais sobre a massa total da galáxia primordial, conforme veremos abaixo. No cabeçalho deste arquivo há o valor do número total de estrelas que escaparam das galáxias, rotuladas com índice “0”.
- c) Um arquivo utilizado no estudo da evolução temporal dos remanescentes.

Em resumo, o algoritmo seguido pelo *analizador.c* realiza o seguinte roteiro:

- a) Identificação do instante de tempo correspondente ao arquivo de instantâneo analisado. Estruturação dos dados na Memória de Acesso Aleatório, incluindo os dados das posições, das velocidades, dos rótulos e das energias potenciais das partículas.
- b) Acesso ao arquivo que contém os dados de **IDs** e do número de partículas das galáxias primordiais. Armazenamento destes dados na memória. Leitura do arquivo com as informações dos objetos-FOFs, com a estruturação destes dados.
- c) Realização de um laço no qual se identificam as partículas não vinculadas às galáxias.

- d) Realização de uma série de laços hierarquizados que “analisam” todos os objetos-FOFs, um a um e consecutivamente. Para cada objeto-FOFs, os seguintes procedimentos são adotados:
- 1) Identificação das partículas pertencentes ao objeto-FOFs analisado e do **ID** da galáxia primordial à qual elas pertenciam no primeiro instantâneo. Isto é realizado com todas as partículas.
 - 2) Cálculo percentual das partículas primordiais encontradas no item anterior. Duas contagens percentuais são efetuadas. A primeira, sobre a massa total do objeto-FOF. A segunda, sobre a massa da galáxia primordial. As duas contagens servem como indicadores de fusões entre galáxias ou encontros casuais.
 - 3) Identificação dos remanescentes, definidos pelo seguinte critério *ad hoc*: o remanescente é aquele objeto-FOFs que possui uma fração maior ou igual a 70% da massa de um dado objeto primordial.
- e) Geração dos seguintes arquivos: o de relatório, o de análise dos objetos-FOFs e o de evolução dos remanescentes.

Exemplificamos com uma exibição de tabelas com o conteúdo parcial destes arquivos. Para o instantâneo de número 7 proveniente da simulação do modelo **MRAND**, apresentamos as Tabelas 4.1 e 4.2. Todos os arquivos dos demais modelos seguem um mesmo padrão.

TABELA 4.1 - Estrutura típica de um arquivo de relatório. Para gerar este arquivo, usamos os dados do sétimo arquivo de instantâneo do modelo **MRAND** (correspondendo ao instante de 0.7 Ganos de simulação deste modelo).

FOF-ID	X_{CM}	Y_{CM}	Z_{CM}	VX_{CM}	VY_{CM}	VZ_{CM}	$N_{\star}$	M
1	-55,372	-44,964	-52,538	-340,569	-193,279	-154,202	5366	10,73
2	211,752	23,068	-414,028	-31,220	-43,571	56,908	6145	12,29
3	-0,813	17,767	-8,563	-407,067	-47,674	265,852	6031	12,06
4	348,656	-64,595	-259,060	31,617	-55,295	-78,611	27950	55,90
5	-97,313	194,920	-566,551	-10,725	-17,408	75,809	590	1,18
6	-21,493	241,493	-254,919	-38,543	-167,603	-54,492	3476	6,95
7	30,230	280,173	-419,326	0,408	-103,103	41,514	437	0,87

A Tabela 4.1 corresponde ao relatório com os dados dos centros de massa das galáxias definidas. Nesta tabela, **FOF-ID** denota o rótulo fornecido pelo algoritmo FOFs.

X_{CM} , Y_{CM} e Z_{CM} representam as coordenadas do centro de massa. VX_{CM} , VY_{CM} e VZ_{CM} são os componentes do vetor velocidade do centro de massa e N_* é o número de partículas do objeto-FOF. $\mathbf{M}$ representa a massa em unidades de $10^{10}M_{\odot}$.

TABELA 4.2 - Modelo de estrutura do arquivo contendo a análise completa dos dados dos objetos-FOFs.

FOF-ID	$N\star\text{FOF}$	$N\star_{Prm}$	ID_{Prm}	$N\star_{Prm}/N\star_{TP}$	$N\star_{Prm}/N\star_{FOF}$	NP	COND
1	5366	5366	10	0,98350	1,00000	5366	0
2	6145	6145	4	0,98525	1,00000	6145	0
3	6031	3422	1	0,97995	0,56740	3422	1
3	6031	1	2	0,00053	0,00017	3422	0
3	6031	2607	5	0,97531	0,43227	3422	1
3	6031	1	10	0,00018	0,00017	3422	0
4	27950	27950	3	0,99452	1,00000	27950	0
5	590	590	14	0,92188	1,00000	590	0

A Tabela 4.2 corresponde ao relatório de análise das partículas dos objetos-FOFs. Para gerar os dados apresentados na tabela, um típico arquivo de instantâneo do modelo **MRAND** foi utilizado. Nesta tabela, **FOF-ID** representa o rótulo estabelecido pelo algoritmo FOFs. $N\star\text{FOF}$ é o número total de partículas do objeto-FOF. $N\star_{Prm}$ é o número de partículas primordiais de um mesmo tipo, cujo rótulo original é descrito por ID_{Prm} . É importante observar que ID_{Prm} não é necessariamente igual a **FOF-ID**¹. $N\star_{Prm}/N\star_{TP}$ representa a razão entre $N\star_{Prm}$ e $N\star_{TP}$ ($N\star_{TP}$ denota o número total inicial de partículas da galáxia primordial). $N\star_{Prm}/N\star_{FOF}$ representa a razão entre $N\star_{Prm}$ e $N\star_{FOF}$. Se $N\star_{Prm}/N\star_{FOF} > 70\%$, o objeto é considerado remanescente. **NP** representa o número de partículas primordiais $N\star_{Prm}$ que mais contribui para o número de partículas do objeto-FOF. **COND** é um rótulo que indica a ocorrência de fusões ou interpenetrações de galáxias. Neste caso, objetos com $\text{COND} = 1$ estão suficientemente próximos uns dos outros, de modo que o algoritmo FOFs os encontra como um único objeto com **FOF-ID**= 3. Notemos que as quatro linhas com o valor de **FOF-ID**=3 (Vide primeira coluna da Tabela 4.2) indicam que o respectivo objeto-FOF é composto por quatro tipos de partículas primordiais. De fato, este objeto foi o resultado de um encontro entre as galáxias primordiais

¹A uma dada galáxia primordial, atribui-se um dado valor constante de ID_{Prm} , para que se possa “encontrá-la” em qualquer instante de simulação. Como o algoritmo FOFs não fixa os valores dos rótulos de um mesmo objeto “encontrado” em instantes distintos, um mesmo remanescente pode ter diferentes valores de **FOF-ID** em dois instantâneos consecutivos de uma simulação.

indicadas por $ID_{P_{rm}} = 1$ e $ID_{P_{rm}} = 5$ (ver a quarta coluna da Tabela 4.2). Assim, a multiplicidade de objetos-FOFs com $COND = 1$ pode gerar ambigüidades. Por exemplo, múltiplas fusões e interpenetrações podem ocorrer simultaneamente, de maneira que vários objetos-FOFs possuem o rótulo $COND = 1$. Entretanto, este problema é solucionado da seguinte maneira: a identificação das galáxias primordiais correspondentes aos objetos coalescidos ou interpenetrados é realizada por inspeções diretas de tabelas similares à Tabela 4.2.

Do ponto de vista dinâmico, os objetos-FOFs correspondem às seguintes categorias:

- Coalescidos, quando dois remanescentes constituem um único objeto-FOFs durante todos os instantâneos.
- Interpenetrados, quando dois remanescentes constituem um único objeto-FOFs identificado em apenas um arquivo de instantâneo, ou em dois arquivos gerados consecutivamente.
- Descaracterizados, quando possuem $N_{\star_{P_{rm}}} / N_{\star_{FOF}} < 70\%$ ou quando compostos por diversos tipos de partículas, sem a predominância de um dado tipo.

4.1.2.4 Visualização de Partículas

Vimos que os arquivos de instantâneo são escritos em formatação binária. A disponibilização dos dados contidos nestes arquivos depende de uma prévia conversão dos dados em formatação binária para a forma ASCII, bem como de subseqüentes manipulações com programas de construção de gráficos, que permitam a visualização das partículas no espaço. Definimos um sistema de visualização no qual as partículas são representadas nas três projeções de um sistema cartesiano ortogonal em quatro instantâneos da simulação, em intervalos de tempo iguais, incluindo o instante inicial. O sistema das cores visualizadas obedece ao seguinte padrão:

- a) Vermelho: representa as partículas perdidas para o meio intergalático, ou seja, estrelas com rótulos nulos obtidos pelo FOFs.
- b) Azul: representa as partículas cujas galáxias primordiais possuíam massas maiores ou iguais do que $10,0 \times 10^{10} M_{\odot}$. Portanto, as galáxias azuis primordiais são as mais massivas.

- c) Ciano: exibe as partículas cujas galáxias primordiais possuem massas no intervalo $1,0 \times 10^{10} M_{\odot} \leq M_{gal} < 10,0 \times 10^{10} M_{\odot}$. M_{gal} denota a massa da galáxia.
- d) Amarelo: neste caso, as galáxias primordiais possuem massas menores do que $1,0 \times 10^{10} M_{\odot}$.

No Apêndice E, apresentamos as figuras padronizadas e coloridas de todos os instantâneos. Nas próximas seções apresentaremos as figuras de interesse.

4.2 Principais Resultados das Simulações.

Conforme descrevemos anteriormente, a execução dos códigos *energy.c*, FOFs e *analisador.c* gera um enorme conjunto de dados, que nos permitem estudar os principais aspectos físicos dos modelos simulados. Os principais resultados imediatos obtidos das simulações dizem respeito à evolução temporal da energia total, do coeficiente virial e do número de objetos-FOFs e à visualização das partículas dos modelos, cujos dados estão disponíveis nos arquivos de instantâneo. O estudo da evolução da energia total nos permite averiguar a confiabilidade das simulações realizadas, porque a energia total do sistema de partículas que modelamos deve se conservar². A interpretação dos valores do coeficiente virial é direta, informando de que modo o sistema de partículas está próximo do equilíbrio dinâmico. Além disto, levando em consideração as características do cenário de Gómez-Flechoso e Domínguez-Tenreiro (2001a), entendemos que a conservação do número de objetos-FOFs nos informa indiretamente sobre a estabilidade do modelo simulado, porque, neste caso, coalescências ou descaracterizações de galáxias inexistem ao longo da simulação.

4.2.1 Resultados do modelo MRAND.

Na Figura 4.1, exibimos a evolução do coeficiente virial $|2T/W|$, da energia total normalizada em função da energia total inicial E_0 e do número de objetos-FOFs encontrados. Analisando esta figura, percebemos que ocorrem pequenas flutuações do número de objetos-FOFs com duração de 10^8 anos. Ao longo da simulação, o número dos objetos-FOFs diminui. Para explicar tais flutuações e o decréscimo do número de objetos-FOFs, fizemos uma análise detalhada da evolução das massas dos objetos remanescentes. Resumimos esta análise segundo o gráfico exibido na Figura 4.2. Estudando este gráfico, percebemos que as flutuações negativas ocorrem por

²As nossas simulações não modelam efeitos dissipativos.

interpenetrações temporárias sofridas pelas galáxias, ao longo de suas órbitas. Neste caso, o algoritmo FOFs calculou as posições das partículas das galáxias próximas, de modo que elas são rotuladas como um único objeto. Percebe-se uma diminuição do número de objetos-FOFs observando um intervalo de tempo igual a 10 Ganos, conforme apresentamos na Figura 4.1.

As flutuações positivas do número de objetos-FOFs são explicadas após a análise dos arquivos de relatório. Verifica-se que as galáxias capturam constantemente partículas dispersas no meio intragrupo. Em geral, ao perderem as suas partículas, as galáxias menos massivas adquirem uma quantidade menor do que N_{min} , não sendo, portanto, classificadas como objetos-FOFs, conforme explicamos anteriormente. Entretanto, à medida que orbitam as regiões ricas em partículas previamente dispersas, os objetos-FOFs recapturam-nas, de modo que eles são novamente detectados pelo algoritmo FOFs.

Analisando a curva exibida no gráfico do Coeficiente Virial, percebemos que ela é caracterizada por uma série de variações no valor deste coeficiente. Estas flutuações coincidem com as variações negativas no número de objetos FOFs definidos e indicam as fases evolutivas do sistema nas quais a maioria das partículas possui grandes valores de energia cinética T . Algumas galáxias perdem a maior parte de suas partículas para o meio intragrupo até se descaracterizarem, embora ainda sejam consideradas como objetos-FOFs. Isto é percebido quando as curvas representam o valor $N_{norm} = 0$, conforme apresentamos na Figura 4.2.

O modelo **MRAND** apresenta duas peculiaridades:

- A energia total das partículas não se conserva, pois a energia final do sistema corresponde a 20% da inicial. Isto pode ser explicado através do pequeno parâmetro de amolecimento ϵ usado na simulação. Este parâmetro pode ter sido estimado indevidamente, porque o modelo **MRAND** pertence a uma geração de modelos elaborados para fins de testes, anteriores aos demais citados nesta obra. Um pequeno valor para o ϵ implicaria numa maior resolução para a simulação, permitindo que o código computasse os encontros próximos entre as partículas. Quanto mais colisional for um sistema, menos exato será o código, cujo integrador não consegue resolver as colisões, originando os erros no cálculo da energia das partículas, implicando na não-conservação da energia. As devidas correções serão

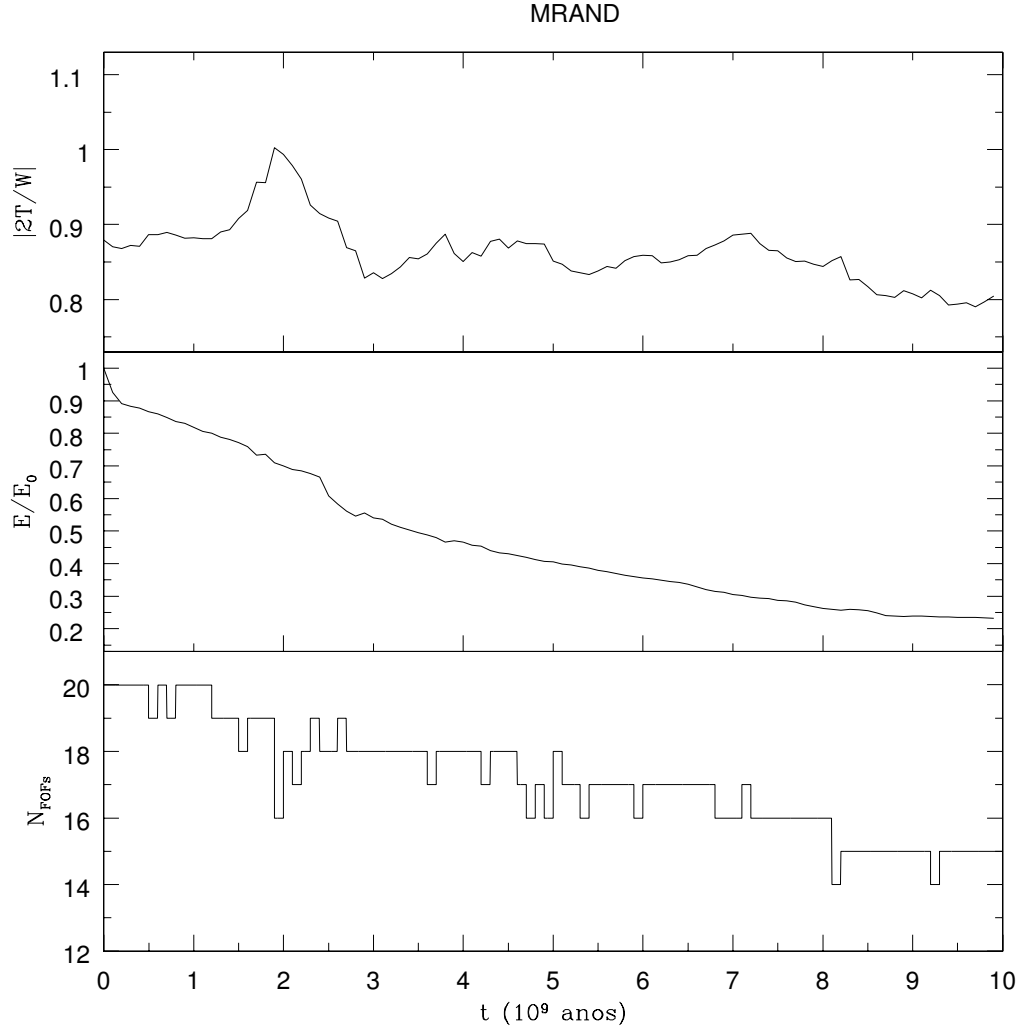


FIGURA 4.1 - No gráfico superior, apresentamos a evolução do Virial $|2T/W|$. No gráfico do meio, a evolução da energia total E normalizada pela energia total inicial E_0 . No gráfico inferior, o número de objetos-FOFs N_{FOFs} encontrados em função do tempo decorrido da simulação, em bilhões de anos.

implementadas em breve.

- O valor do coeficiente virial está compreendido entre 0,8 e 1,0. Isto indica que, ao longo da simulação, o sistema se encontrava próximo do equilíbrio dinâmico global e que as partículas se encontravam ligadas ao halo rígido.

Na Figura 4.2, apresentamos a evolução temporal do número de remanescentes do modelo **MRAND** e da quantidade relativa de partículas de cada um deles. Cada linha contínua exibida nesta figura representa o número normalizado de partículas

remanescentes de uma dada galáxia N_{norm} (número de partículas remanescentes da referida galáxia dividido pelo número total de partículas da simulação). Quando $N_{norm} = 0$, significa que o objeto é não remanescente. Entretanto, o fato de que um dado objeto-FOF apresente $N_{norm} = 0$ não indica que ele deixou de ser definido pelo algoritmo FOFs, apenas não é considerado como um remanescente. Observamos também que a perda de partículas ocorreu com todos os objetos-FOFs, em quase todos os instantes de simulação, independentemente de suas massas. Para este modelo, algumas linhas são interrompidas em estágios mais avançados da simulação. O final destas linhas indica o valor $N_{norm} = 0$ e ocorrem antes do instante de 10,0 Ganos. Por vezes, tais interrupções são precedidas de oscilações abruptas do valor de N_{norm} , as quais, por sua vez, correspondem aos pequenos “picos” exibidos por estas linhas. Estes “picos” são percebidos pelas linhas poligonais presentes na Figura 4.2. A presença destes “picos” indica que o valor de $N_{\star Prm} / N_{\star TP}$ flutua em torno de 70%. Neste caso, os objetos remanescentes perdem e ganham partículas alternadamente, explicando porque são reconsiderados remanescentes, após terem perdido esta condição. É importante salientar que, em intervalos de tempo $\sim 10^8$ anos, o número de partículas varia muito pouco. Entretanto, estas variações são confirmadas através da inspeção dos arquivos gerados pelos programas de análises. Em relação às interações entre as galáxias, os quadrados exibidos na Figura 4.2 representam interpenetrações de objetos-FOFs (galáxias). Veremos, em seções a seguir, que uma seqüência ininterrupta de quadrados constitui um indício convincente de coalescências. Para saber se as forças de maré alteraram as galáxias, realizamos a contagem do número de partículas dispersas para o material intragrupo. A evolução temporal deste número é representada por uma linha tracejada na Figura 4.2

Na Figura 4.3, exibimos a representação pictórica das partículas do modelo **MRAND** em quatro instantâneos da simulação, intercalados em intervalos de tempo iguais a 3,3 Ganos. Projetamos o sistema no plano- xy de um sistema cartesiano ortogonal. O sistema das cores obedece ao esquema padrão já explicado. Analisando esta figura, percebemos que apenas as galáxias mais massivas possuem as suas estruturas definidas no final da simulação, enquanto que as galáxias menos massivas se descaracterizam e perdem definitivamente as suas partículas para todo o volume do espaço correspondente às regiões centrais do halo rígido de matéria escura.

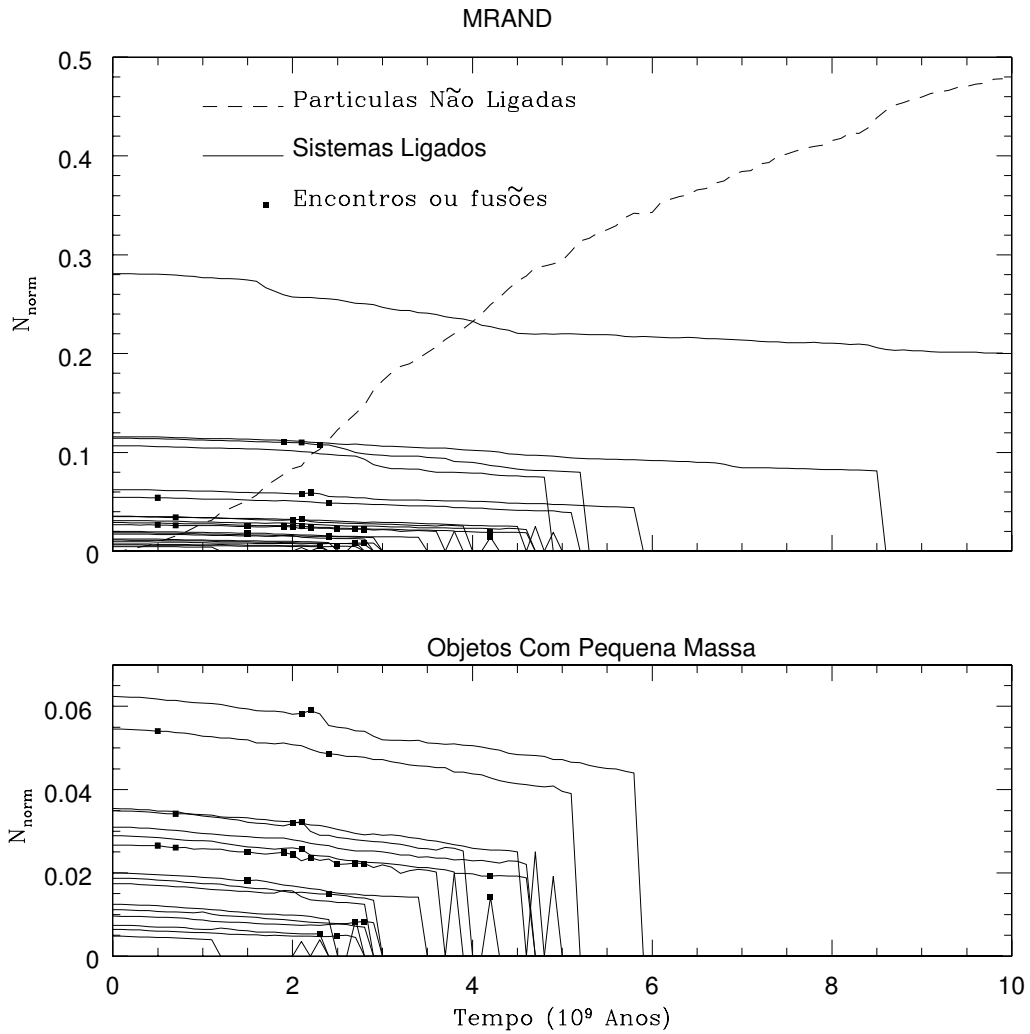


FIGURA 4.2 - Evolução dos remanescentes para o modelo **MRAND**. A linha tracejada representa o número de partículas perdidas para o meio intergalático.

4.2.2 Resultados do Modelo MGFDT

Conforme [Gómez-Flechoso e Domínguez-Tenreiro \(2001a\)](#) demonstram, o modelo **MGFDT** possui mais equilíbrio dinâmico: menor taxa de fusões, menos mutilações por efeitos das forças de maré, correspondente ao “esfacelamento” das galáxias mais débeis. Nesta seção, mostraremos as evidências sobre estas assertivas.

Na Figura³ 4.4, exibimos as formas gráficas da evolução do coeficiente virial, da

³Adotamos o padrão de exibição de figuras do modelo **MRAND** para todas as figuras dos demais modelos.

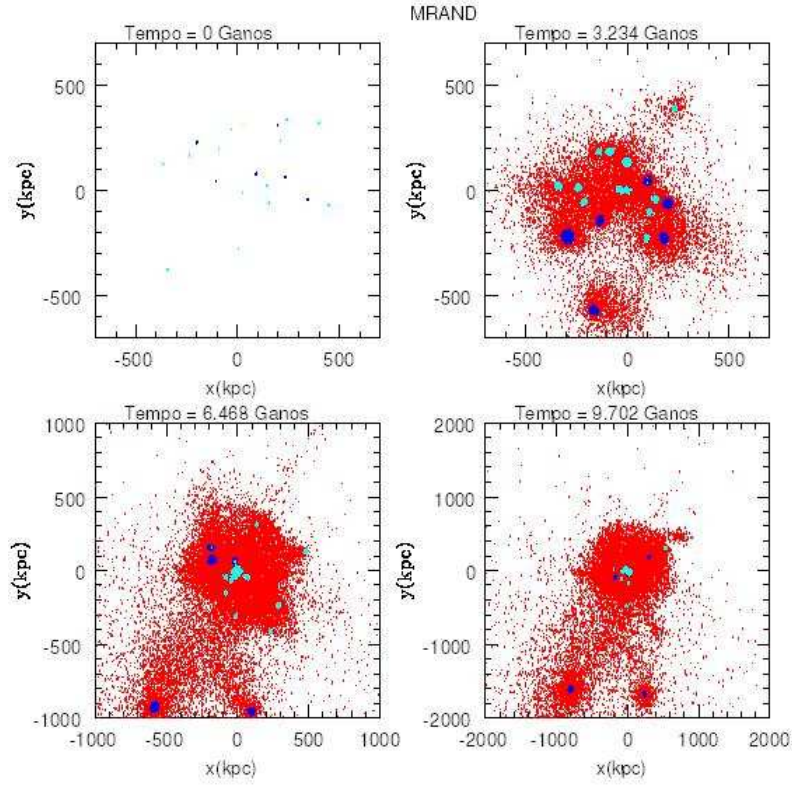


FIGURA 4.3 - Representação pictórica das partículas do modelo **MRAND**. A projeção é feita no plano- xy e os instantes de tempo simulado estão indicados nos quadros.

energia total normalizada e do número de objetos-FOFs. Percebemos que a maioria das variações positivas do coeficiente virial (picos) correspondem às interpenetrações sofridas por algumas galáxias. Entretanto, não ocorrem coalescências: o número de objetos-FOFs permanece constante, ocorrendo apenas variações negativas, quando os objetos se interpenetram. De acordo com a Figura 4.4, o coeficiente virial é menor do que 1 em todos os instantes de simulação, sendo caracterizado por 6 variações positivas abruptas. O sistema está em quase-equilíbrio dinâmico, caracterizado da seguinte forma: as galáxias que compõem este modelo são atraídas pelo halo. As suas órbitas são perturbadas constantemente pela presença de galáxias vizinhas, porque as passagens pelos pericentros (localizados no centro do halo) ocorrem simultaneamente entre diversos objetos-FOFs. Nestas ocasiões, os objetos de um modo geral estão submetidos a máximas acelerações e velocidades, o que poderia explicar os “picos” do coeficiente virial. As velocidades das galáxias no apocentro são muito pequenas, em relação às do pericentro. O comportamento global deste processo é percebido na alternância entre os máximos e mínimos do coeficiente virial, o que

produz o padrão de “picos” intercalados. A energia é conservada em torno de 80%, indicando que este modelo é mais confiável do que o modelo **MRAND**. O número de objetos-FOFs permanece constante, apesar de variar por causa das interpenetrações.

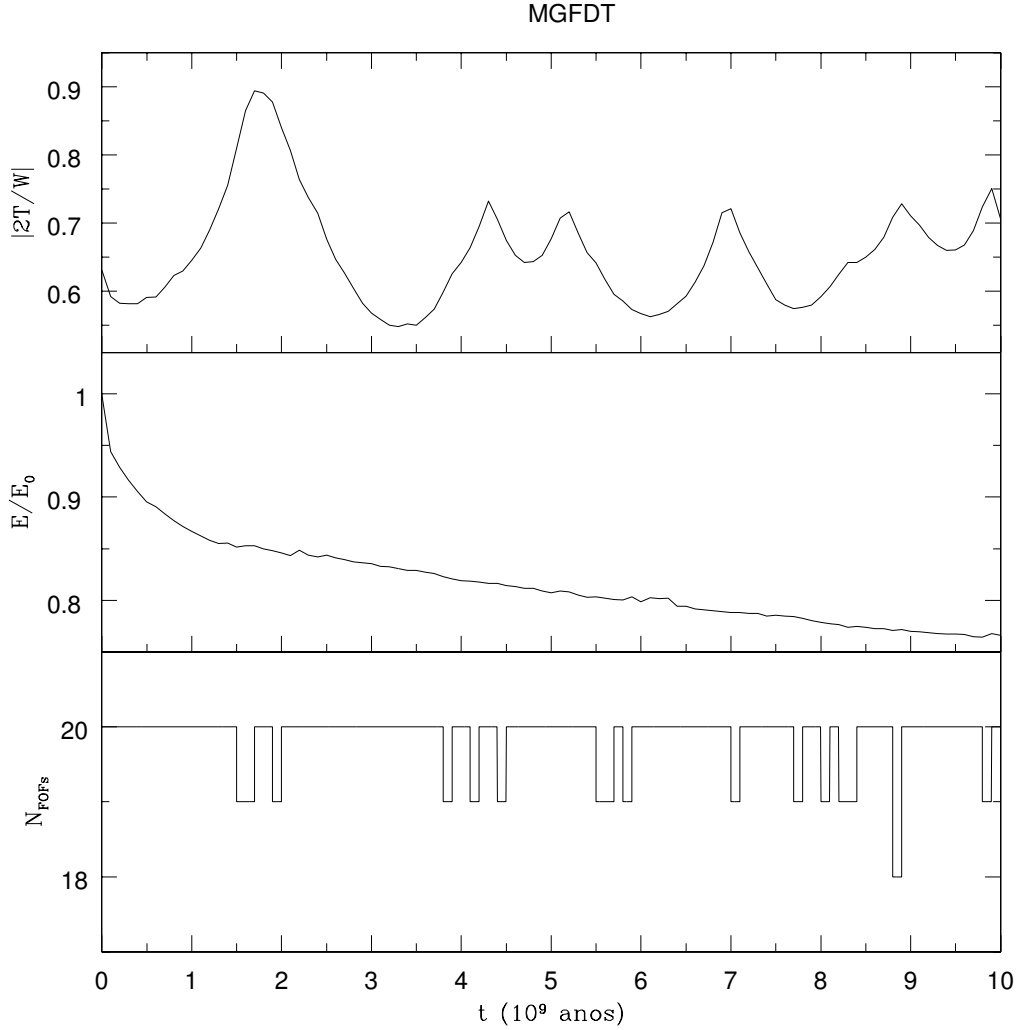


FIGURA 4.4 - Evolução temporal do coeficiente virial, da energia total e do número de objetos-FOFs do modelo **MGFDT**. No gráfico superior: evolução temporal do coeficiente virial. No gráfico do meio: a evolução da energia total. Abaixo: Número de objetos-FOFs definidos no decorrer da simulação.

A Figura 4.5 exibe o comportamento global do sistema de partículas do modelo **MGFDT**, ao longo de toda a simulação. Analisando esta figura, percebemos que o modelo em questão é dinamicamente estável, pelas seguintes razões:

- O número de remanescentes é constante e eles perdem uma quantidade de partículas desprezível.
- As galáxias menos massivas não são destruídas pelas interações de maré.
- Observamos que, no final da simulação, há uma pequena quantidade de material intragrupo, mostrando que as galáxias estão em equilíbrio com as forças de maré oriundas do potencial gravitacional do halo rígido.

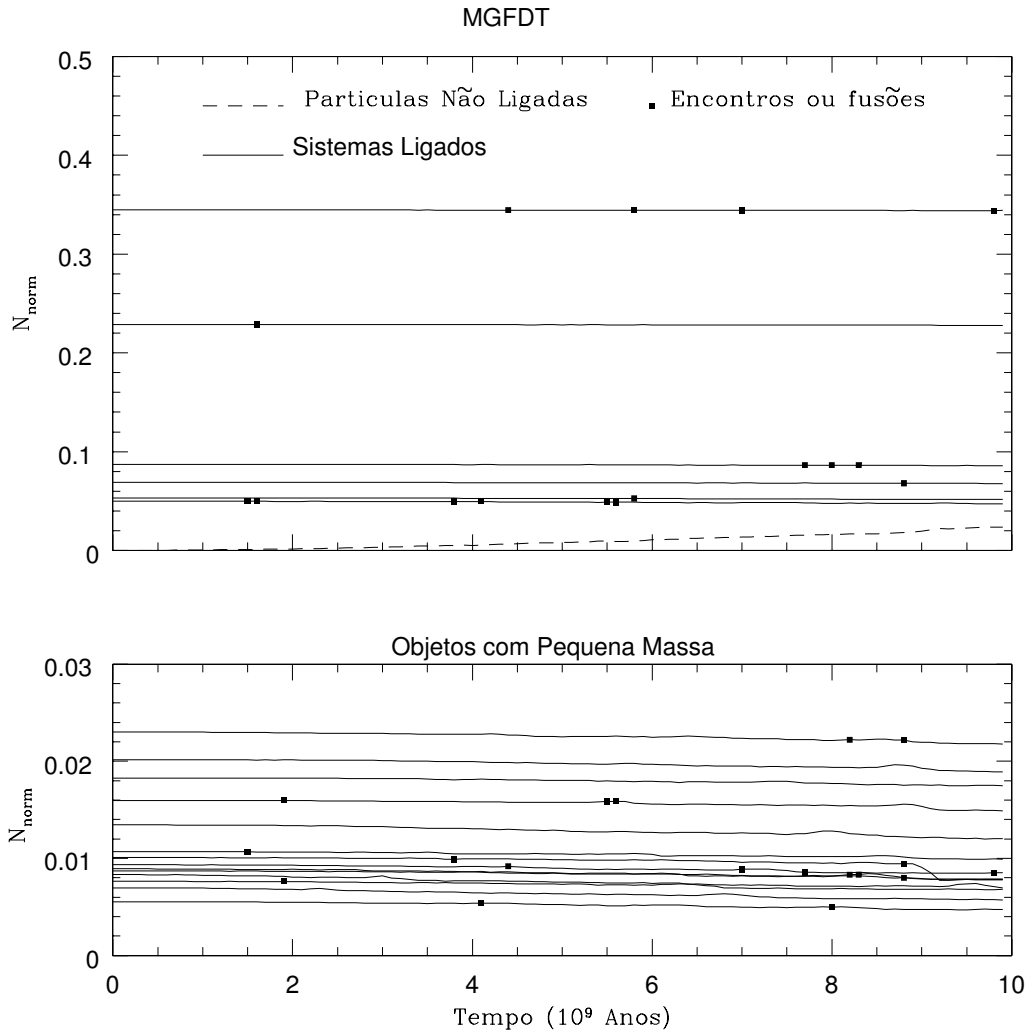


FIGURA 4.5 - Evolução temporal do número de partículas dos objetos remanescentes do modelo MGFDT. Apresentamos a evolução temporal do número de partículas do material intragrupo e o número de interpenetrações ocorridas nos devidos instantes. Cada interpenetração é representada por um pequeno quadrado.

Na Figura 4.6, apresentamos a visualização dos instantâneos da simulação em quatro instantes de tempo igualmente intercalados, incluindo o instante inicial. Os demais modelos seguirão este padrão de exibição. As galáxias do modelo **MGFDT** não se descaracterizaram e o GC simulado permaneceu estável até o final da simulação.

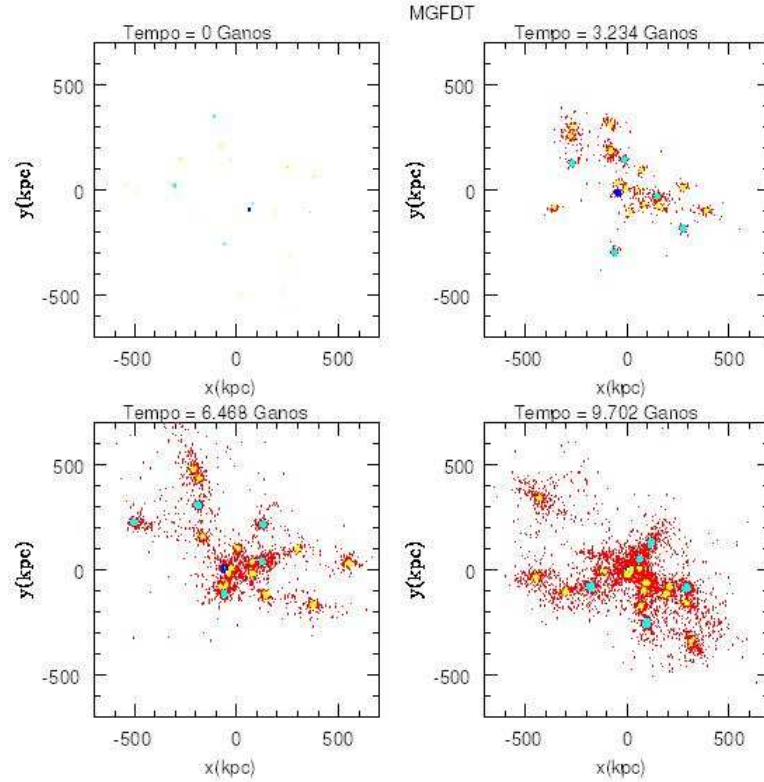


FIGURA 4.6 - Instantâneos em projeção no plano- xy do modelo **MGFDT**. Os instantes estão indicados nos quadros.

4.2.3 Resultados do Modelo MGFDT-E

Em relação ao modelo **MGFDT**, o modelo **MGFDT-E** exibiu os seguintes resultados, conforme percebemos através da análise das Figuras 4.7, 4.8 e 4.9:

- a) Maior conservação da energia total, ficando aproximadamente em torno de 92%.
- b) Menor número de variações do coeficiente virial. Isto pode ser explicado como uma maior estabilidade das órbitas estabelecidas para as galáxias do modelo. Estas órbitas são definidas de tal modo que os seus pericentros

permanecem distantes do centro do halo, de maneira que as acelerações das galáxias são menores do que aquelas ocorridas quando as órbitas possuem trajetórias predominantemente radiais.

- c) Menor número de interpenetrações, porque, em decorrência da natureza das órbitas estabelecidas para este modelo, o número de galáxias que passam pelo centro do halo rígido é menor, diminuindo a frequência de encontros próximos.

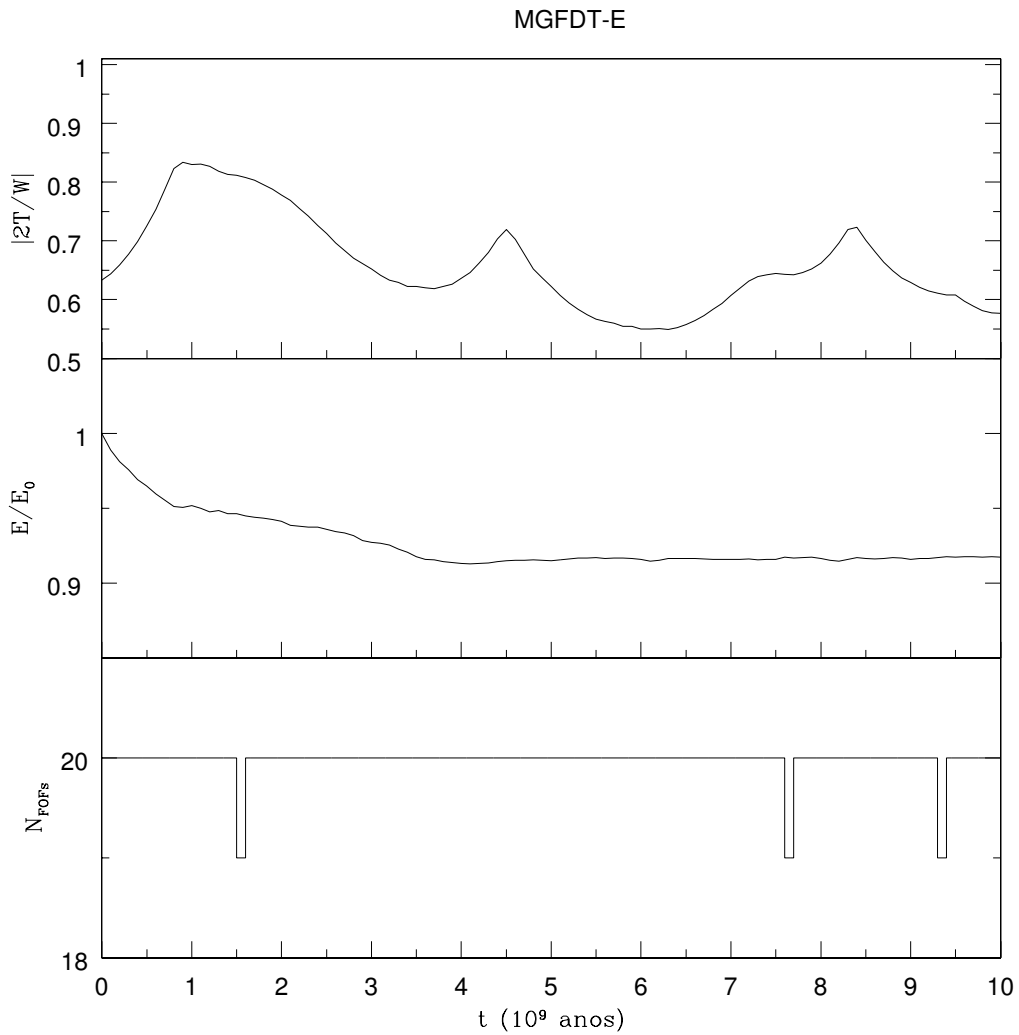


FIGURA 4.7 - Evolução do coeficiente virial, da energia total normalizada e do número de objetos-FOFs do modelo **MGFDT-E**. Esta figura segue o padrão adotado para os modelos anteriores.

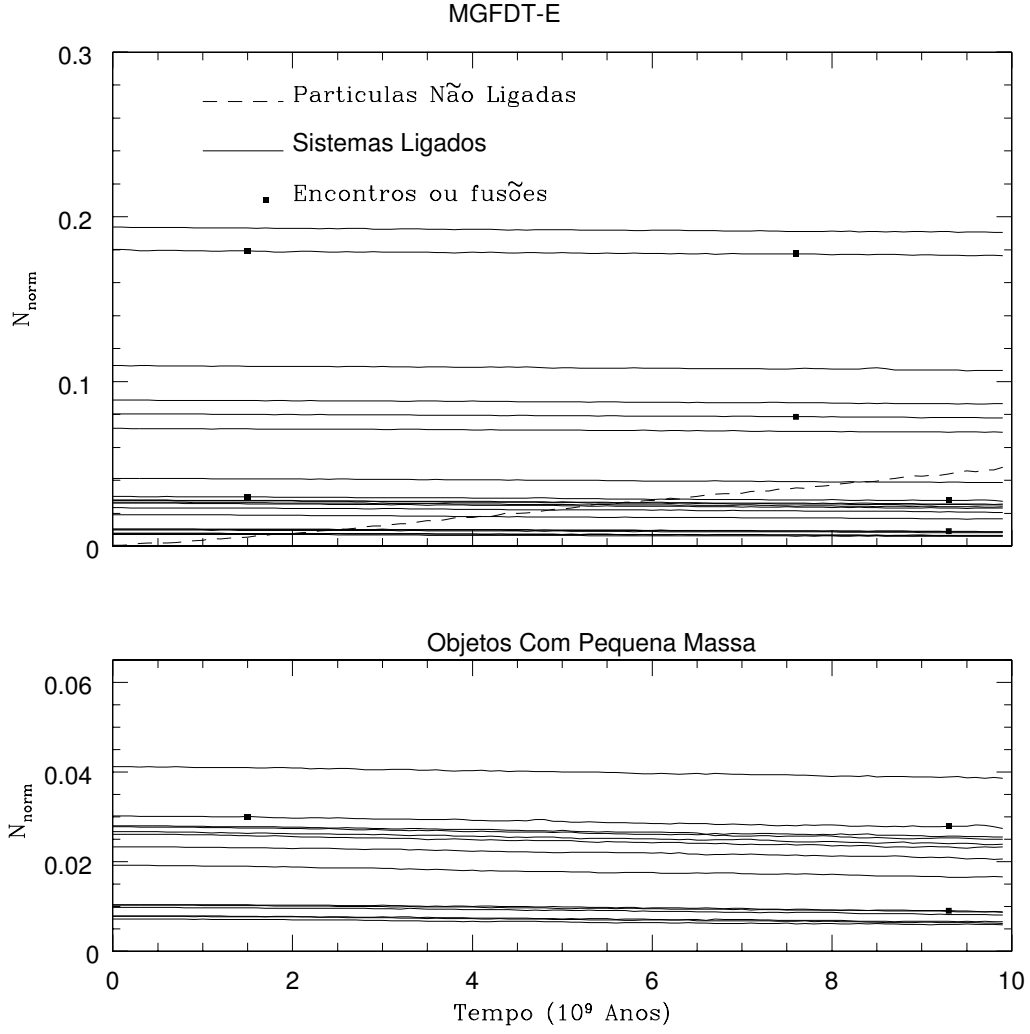


FIGURA 4.8 - Evolução dos objetos remanescentes do modelo **MGFDT-E**. Esta figura segue o padrão adotado para os modelos anteriores.

4.2.3.1 Resultados do Modelo **MGFDT-E-RES**

Apresentamos a seguir os resultados do modelo **MGFDT-E-RES**. Conforme exibimos na Figura 4.10, a evolução temporal do coeficiente virial é semelhante à apresentada pelo modelo **MGFDT-E**. Este modelo apresenta uma maior conservação da energia total e uma maior resolução de detalhes estruturais em relação ao modelo original, por causa da inclusão de mais partículas. De um modo similar ao ocorrido em modelos anteriores, alguns máximos locais do coeficiente virial coincidem com as aproximações relativas entre as galáxias.

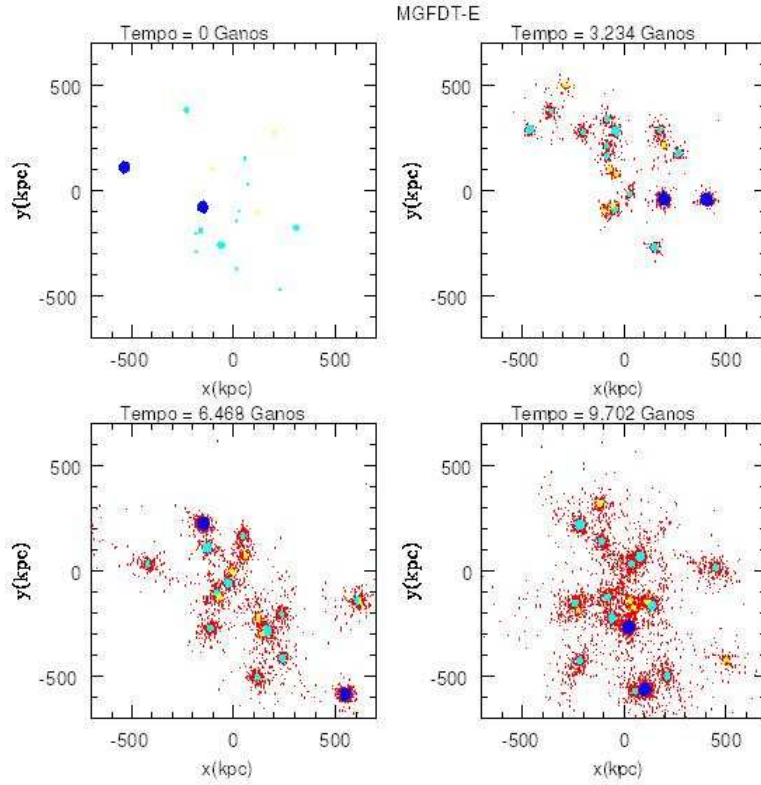


FIGURA 4.9 - Instantâneos do modelo **MGFDT-E** em projeção no plano- xy . Esta figura segue o padrão adotado para os modelos anteriores.

Analizamos também a evolução do número de objetos-FOFs. Entretanto, de acordo com o que exibimos na Figura 4.10, alguns arquivos de instantâneo não foram gerados pelo **GADGET-2**, por razões técnicas, o que dificulta uma análise mais detalhada. Mesmo assim, este problema técnico não impossibilita as nossas análises, vez que apenas 5% do número total de arquivos não estão disponíveis. Por possuir maior resolução, o modelo **MGFDT-E-RES** exibe resultados diferentes do modelo original. Por exemplo, no modelo **MGFDT-E-RES** ocorrem mais interpenetrações do que no modelo **MGFDT-E** (original). Além disto, elas duram mais tempo do que as ocorridas no modelo original.

O modelo **MGFDT-E-RES** é dinamicamente estável, conforme percebemos na Figura 4.11. Todos os objetos mantiveram a maior parte de suas massas inalteradas, perdendo uma quantidade muito pequena de partículas para o meio intragrupo. Estudando a Figura 4.11, vale salientar que a quantidade de partículas que constitui o material intagrupo é desprezível, corroborando a nossa afirmação de que o presente

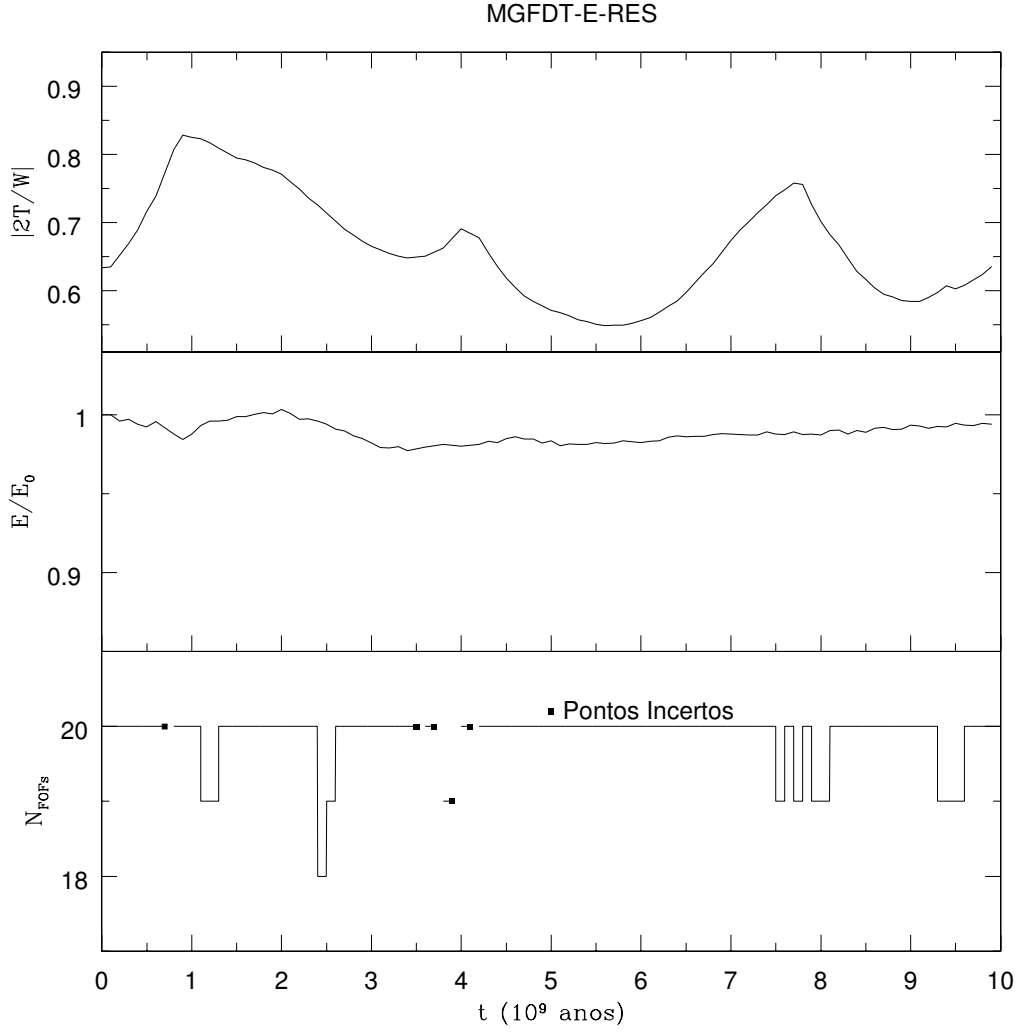


FIGURA 4.10 - Evolução do coeficiente virial, da energia total normalizada e do número de objetos-FOFs do modelo **MGFDT-E-RES**. Mantemos o mesmo padrão de exibição dos modelos anteriores. Os dados dos instantes 0,7, 3,5, 3,7, 3,9 e 4,1 Ganos inexistem. Representamos estas lacunas por pequenos quadrados.

modelo é dotado de estabilidade dinâmica.

A comparação direta entre as Figuras 4.9 e 4.12 nos permite concluir que o aumento da resolução altera os resultados da simulação, de modo que as trajetórias descritas pelas galáxias são diferentes nos dois modelos, alterando os eventos ocorridos. Isto ocorre porque as árvores hierárquicas das partículas dos dois modelos, construídas pelo **GADGET-2**, armazenam diferentes quantidades de dados, alterando a maneira com a qual os dados são estruturados para o cálculo das forças gravitacionais.

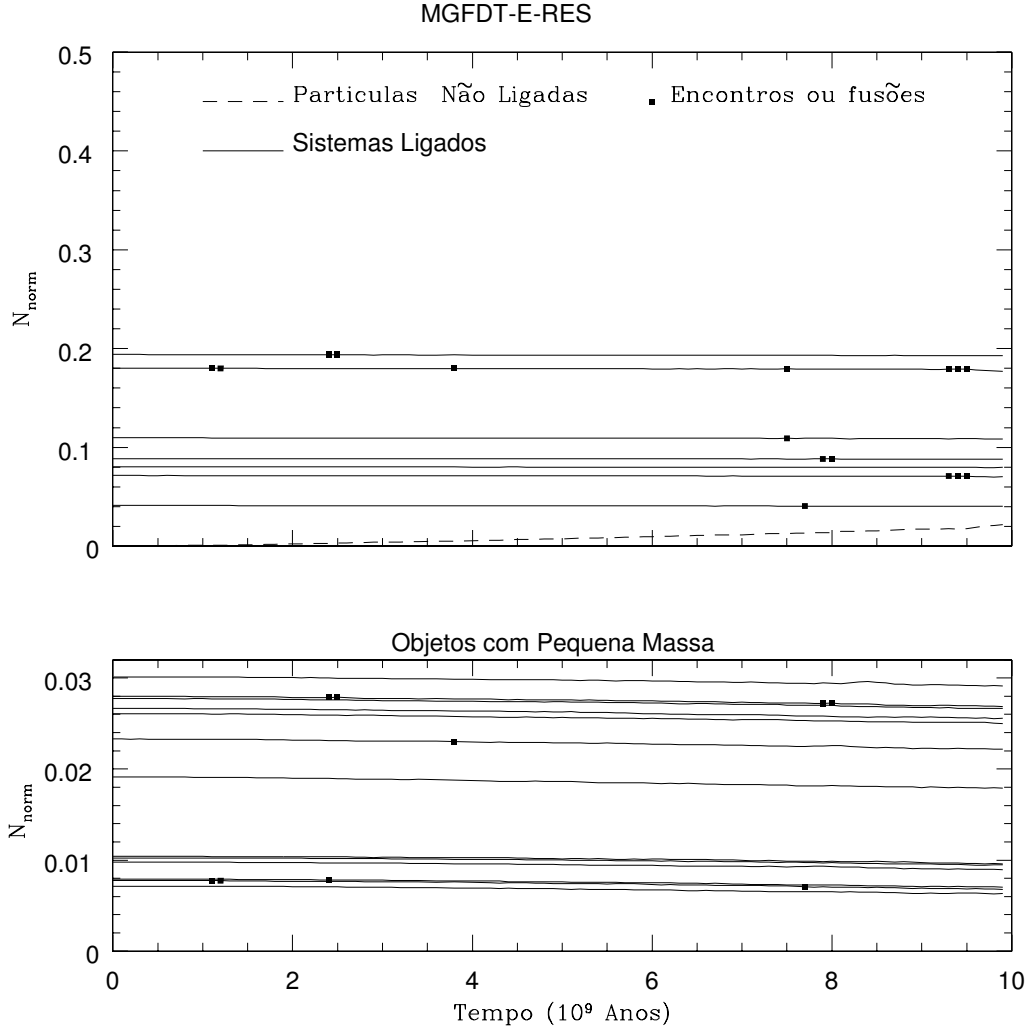


FIGURA 4.11 - Evolução dos objetos remanescentes do modelo **MGFDT-E-RES**. Mantivemos o padrão exibido nas figuras dos modelos estudados anteriormente. No detalhe: as galáxias de baixa massa mantém as suas massas quase inalteradas.

Exibimos a visualização das partículas do modelo em questão em três projeções nas Figuras 4.12, 4.13 e 4.14.

4.2.4 Resultados do Modelo MGFDT-E-RAD

Conforme exibimos na Figura 4.15, a evolução do coeficiente virial deste modelo apresenta um comportamento diferente da respectiva evolução do modelo **MGFDT-E** embora a conservação da energia total ocorra do mesmo modo. Comparando estes modelos, percebemos que os valores do coeficiente virial do modelo **MGFDT-E**

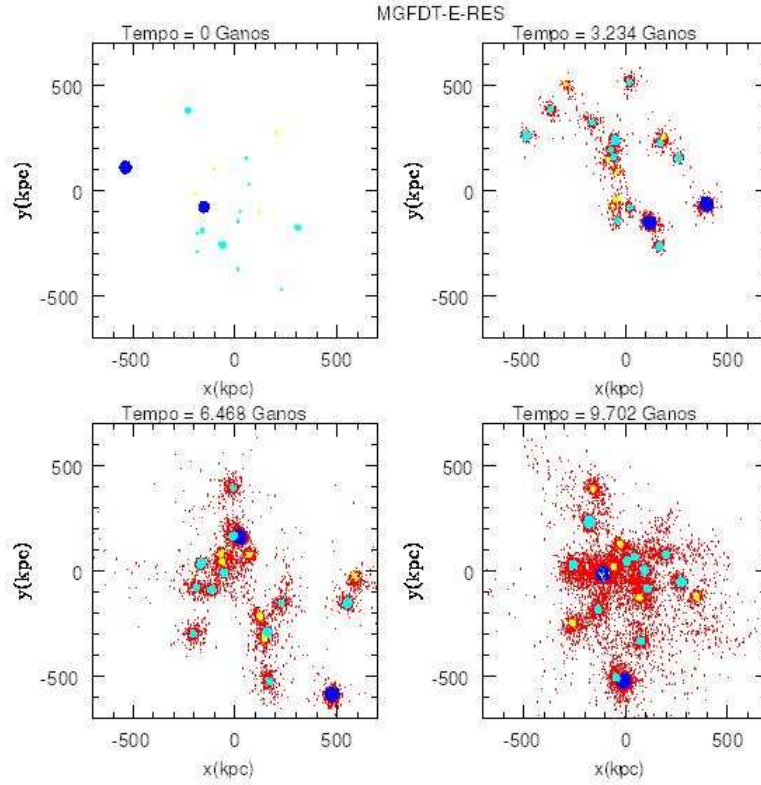


FIGURA 4.12 - Representação das partículas do modelo **MGFDT-E-RES**, de acordo com a padronização adotada para os modelos anteriores. A projeção é realizada no plano- xy .

RAD apresentam mais variações locais, intercalados por pequenos mínimos locais do que no outro modelo. A natureza das órbitas radiais fornece uma explicação para o aumento de “picos” do coeficiente virial, analogamente ao explicado no caso do modelo **MGFDT**. O número de objetos-FOFs encontrados é inferior ao do modelo **MGFDT-E**, em quase toda a simulação. Ocorrem mais encontros próximos entre as galáxias no modelo **MGFDT-E-RAD** do que no **MGFDT-E**, por causa da natureza das órbitas impostas às galáxias, lembrando que elas possuem as mesmas posições iniciais nos dois modelos.

A Figura 4.16 revela que o modelo **MGFDT-E-RAD** apresentou o número de 19 objetos-FOFs devido a uma fusão ocorrida entre duas galáxias no instante de tempo simulado ~ 0.4 Ganos: aplicando o algoritmo *analizador.c*, encontramos um objeto-FOF composto por dois tipos dominantes de partículas primordiais. Esta coalescência é identificada na Figura 4.16 através de duas seqüências ininterruptas de quadrados superpostos que jazem nas curvas de dois remanescentes, indicando que dois objetos

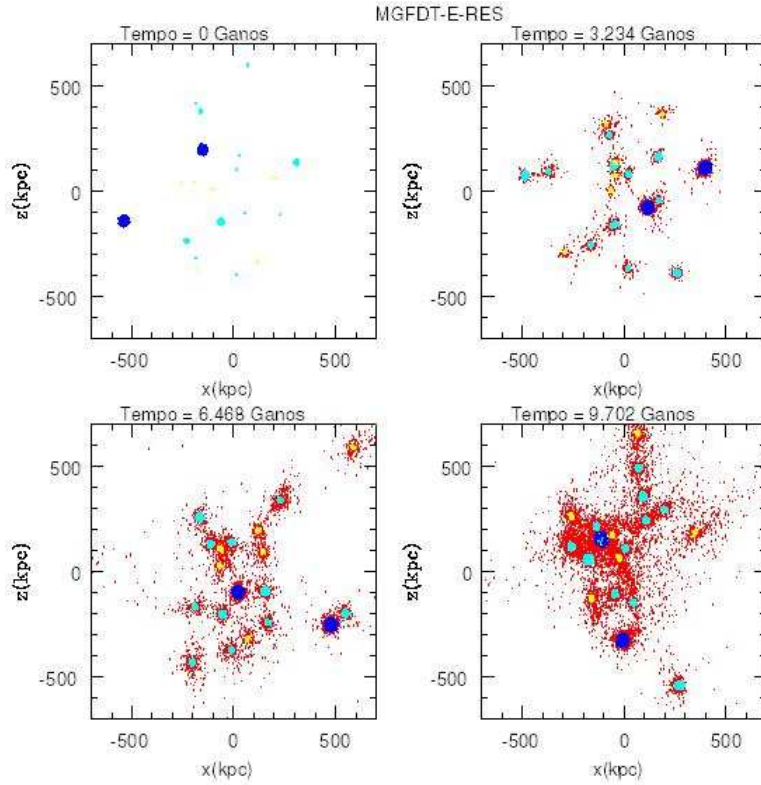


FIGURA 4.13 - Representação das partículas do modelo **MGFDT-E-RES**, de acordo com a padronização adotada para os modelos anteriores. A projeção é realizada no plano- xz .

remanescentes constituem um único objeto-FOFs. As análises baseadas nas Figuras 4.16 e 4.15 nos permitem concluir que as galáxias do modelo **MGFDT-E-RAD** estão sujeitas a mais interpenetrações do que as galáxias do modelo **MGFDT-E**. Dois remanescentes do modelo **MGFDT-E-RAD** se descaracterizam no final da simulação, perdendo suas partículas para o material intragrupo.

A maior frequência de interpenetrações ocorridas no modelo **MGFDT-E-RAD** é uma consequência natural de se fixarem órbitas com trajetórias predominantemente radiais para as suas galáxias, nas quais os pontos de periélio se localizam bem próximo do centro do halo, onde as forças de maré provenientes do halo são as mais intensas, se comparadas com as regiões distantes do seu centro. Assim, dentre as vinte galáxias simuladas, a maioria delas possuem trajetórias que convergem preferencialmente para o centro do halo rígido, aumentando as suas chances de colisão e favorecendo a ocorrência de mutilações por forças de maré. Isto explica porque os nossos modelos com órbitas predominantemente radiais apresentam uma tendência

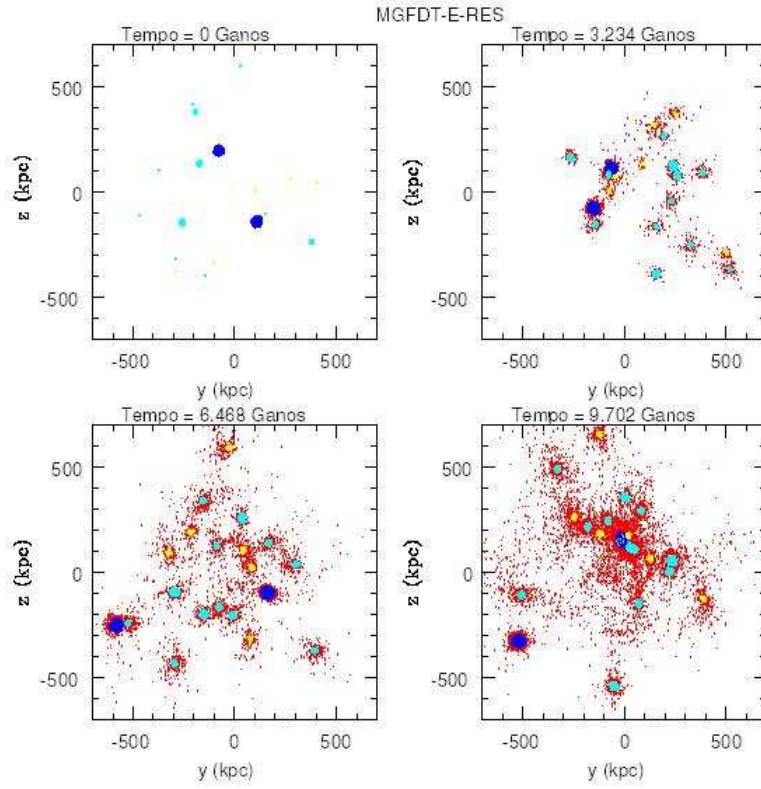


FIGURA 4.14 - Representação das partículas do modelo **MGFDT-E-RES**, de acordo com a padronização adotada para os modelos anteriores. A projeção é realizada no plano yz .

maior de hospedarem o material intragrupo nas regiões centrais dos respectivos halos simulados durante a evolução destes sistemas. Para o presente modelo, a Figura 4.17 exemplifica esta característica.

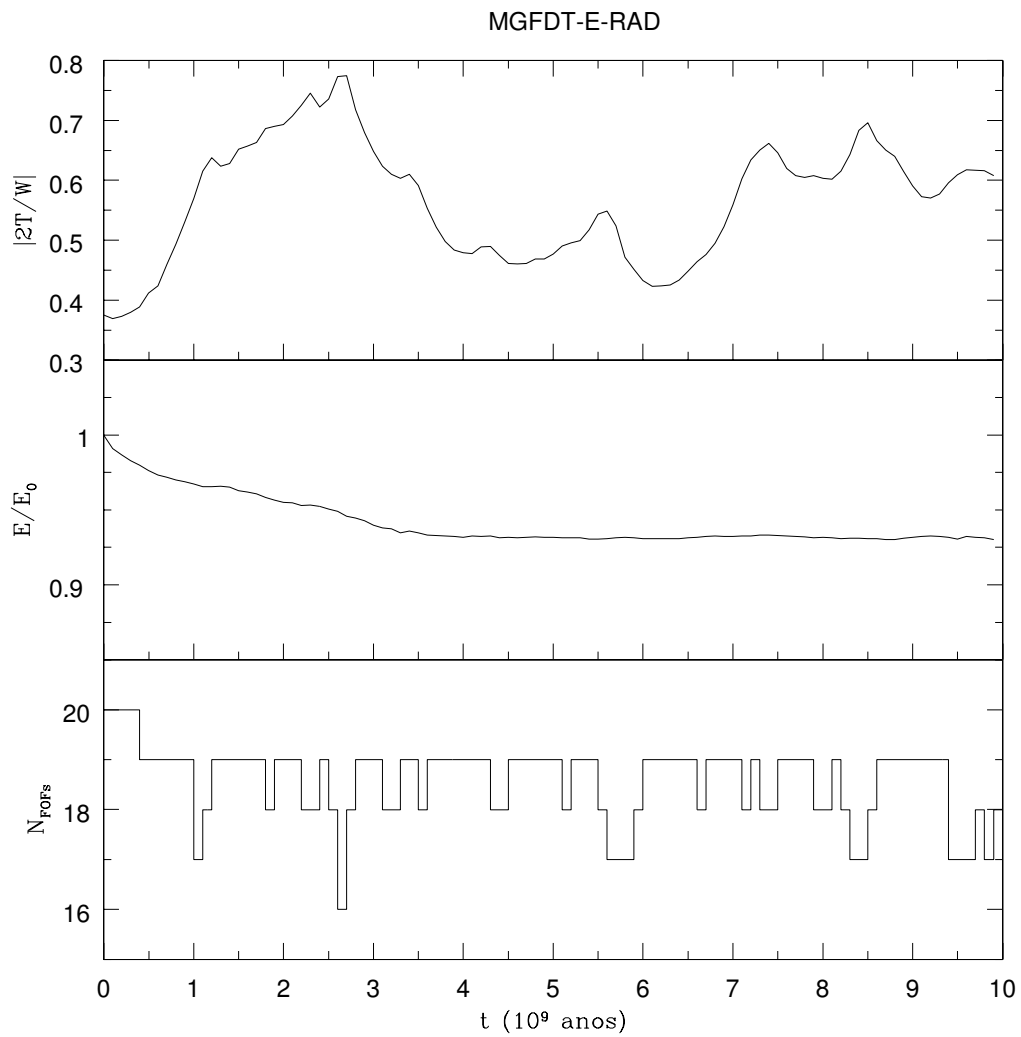


FIGURA 4.15 - Evolução do coeficiente virial, da energia total normalizada e do número de objetos-FOFs do modelo **MGFDT-E-RAD**. Mantemos o padrão de exibição adotado para modelos anteriores. O número de objetos-FOFs diminui para 19 membros em $t \sim 0,4$ Ganos, enquanto as oscilações temporárias no número de membros refletem encontros próximos ou colisões.

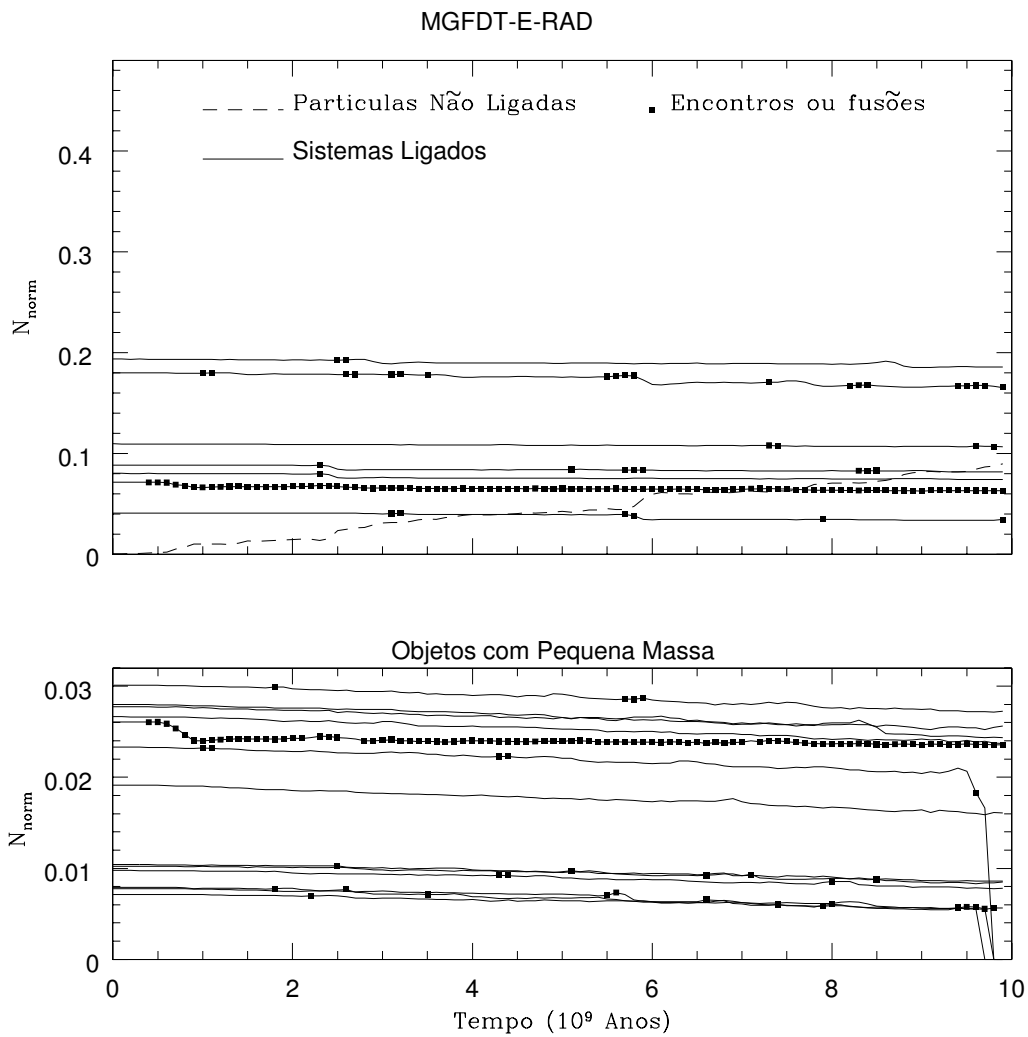


FIGURA 4.16 - Evolução dos remanescentes do modelo **MGFDT-E-RAD**. Apesar de uma fusão ocorrida logo após a simulação acontecer, o número total de objetos remanescentes do modelo **MGFDT-E-RAD** é praticamente constante até o fim. Dois objetos se fundiram mutuamente, sendo percebidos no gráfico superior e no inferior, indicados pela sequência contínua de pequenos quadrados ao longo de uma mesma linha.

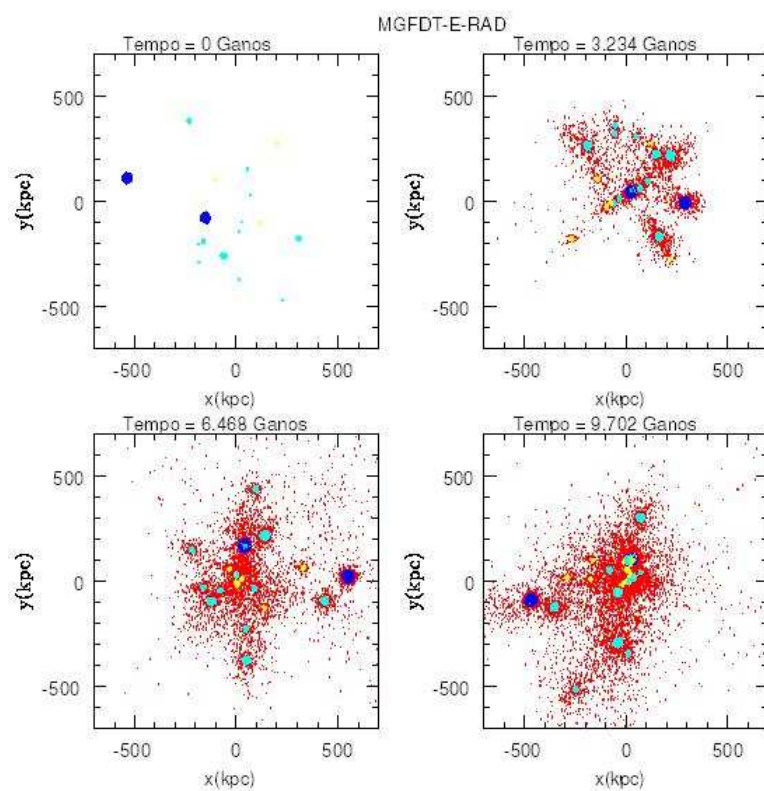


FIGURA 4.17 - Visualização das partículas do modelo **MGFDT-E-RAD** no plano- xy em quatro instantes de simulação indicados nos quadros.

CAPÍTULO 5

Análises e Resultados Finais das Simulações

5.1 Introdução

Neste capítulo, realizamos uma série de análises dos GCs simulados, usando os dados gerados pelo código *analizador.c*, cuja descrição se encontra no capítulo anterior. Usando estes dados, realizamos as estimativas dos seguintes aspectos astrofísicos dos GCs simulados:

- a) Frequência de coalescências entre os membros dos grupos.
- b) Evolução temporal dos valores de ΔM_{12} .
- c) Estimativas do índice de segregação de luminosidades.
- d) Evolução temporal da dispersão de velocidades, da distância interpares média e da distância média projetada interpares.
- e) Presença ou não de galáxias gigantes, originadas de fusões entre galáxias.

Assim, estudamos de que modo estes aspectos se revelam no cenário proposto por [Gómez-Flechoso e Domínguez-Tenreiro \(2001a\)](#). Ao nosso ver, eles constituem importantes vínculos observacionais, a partir dos quais fazemos críticas a este cenário. Nas subseções seguintes, explicaremos em detalhes os conceitos subjacentes aos itens supracitados, exceto para o item “a”, cuja explicação foi descrita no capítulo anterior.

5.1.1 Estimativas de Canibalização e Interpenetração entre Membros

Analisando as Figuras [4.2](#), [4.5](#), [4.8](#), [4.11](#) e [4.16](#) concluímos que:

- a) O modelo **MRAND** é o que apresenta o maior número de partículas dispersas para o meio intragrupo em relação ao respectivo número apresentado pelos demais modelos. As galáxias deste modelo perderam as suas partículas gradativamente e a maioria delas se descaracterizou.
- b) De um modo geral, as interpenetrações ocorrem raramente. Nos modelos em que elas mais ocorrem, estimamos uma taxa máxima de uma interpenetração a cada 10^8 anos por objeto remanescente.

- c) A única figura que exhibe uma sequência contínua de quadrados é a Figura 4.16.¹ Portanto, em todas as simulações que realizamos, registramos apenas um único evento de coalescências. Este evento ocorreu entre duas galáxias do modelo **MGFDT-E-RAD** nos instantes iniciais de simulação.
- d) Os modelos construídos conforme os procedimentos propostos Gómez-Flechoso e Domínguez-Tenreiro (2001a), bem como os modelos reescalados, são os que conservam todos os seus remanescentes por mais tempo, a despeito dos reescalamentos dos raios das galáxias estabelecidos para a família de modelos **MGFDT-E** e da única fusão ocorrida entre duas galáxias no modelo **MGFDT-E-RAD**, conforme explicamos.

Portanto, em todos os modelos que simulamos, constituindo um total de 100 galáxias simuladas, ocorreu um único evento de coalescência. Isto sugere que *sistemas compostos de galáxias imersas em um mesmo halo de matéria escura comum e em quase-equilíbrio com ele possuem pequenas taxas de coalescências. Elas perdem degenerativamente as suas estrelas primordiais para o material intragrupo numa taxa que depende das condições dinâmicas iniciais, estabelecidas logo após o surgimento do grupo.*

5.1.2 Evolução Temporal dos Valores de ΔM_{12} .

Partindo da equação 2.9, podemos deduzir uma expressão matemática cujo resultado fornece o valor da diferença de magnitudes entre as duas galáxias mais brilhantes de cada grupo:

$$\Delta M_{12} = M_2 - M_1 = -2,5 \log \frac{m_2}{m_1}, \quad (5.1)$$

sendo M_2 a magnitude da segunda galáxia mais luminosa e M_1 a da galáxia mais luminosa. m_2 e m_1 representam, respectivamente, as massas da segunda galáxia mais massiva e a da mais massiva².

¹É importante mencionar que os quadrados exibidos nas figuras em questão estão sempre superpostos e aos pares, ou seja, se for traçada uma reta perpendicular ao eixo das abscissas (eixo dos tempos), um dado quadrado deverá ter o seu quadrado-imagem, porque duas galáxias remanescentes estariam dentro de um mesmo objeto-FOF (interpenetração).

²Note-se que assumimos a mesma relação massa-luminosidade para todas as galáxias do grupo, conforme explicamos no Capítulo 2.

5.1.3 Estimativas da Segregação de Luminosidades

Na Seção 1.2.5, estabelecemos um conceito para a segregação de luminosidades. Para estudar este aspecto observacional em GCs simulados, definimos um índice de segregação representativo, como explicaremos abaixo, baseado nas características de GCs reais, i.e., pertencentes a uma amostra previamente definida. Deste modo, escolhemos a amostra de GCHs para estabelecer os nossos critérios de definição, porque, conforme vimos na Seção 1.2.5, os estudos sobre a segregação de luminosidades se basearam nesta amostra. Usando os dados disponibilizados por [Hickson *et al.* \(1992\)](#), estimamos que cerca de 64% dos GCHs originalmente catalogados possuem quatro galáxias. Estas galáxias constituem a população de galáxias ditas massivas. Por isto, escolhemos as quatro galáxias mais massivas de cada modelo para representar este tipo de população. Assumimos que as demais galáxias simuladas representam a população de baixa luminosidade, não catalogadas por Hickson e estudadas por [de Carvalho *et al.* \(1994\)](#) e [de Carvalho *et al.* \(1997\)](#). Assim, definimos o índice de segregação como a razão entre a distância média interpares das galáxias mais débeis da amostra r_{ot} e a distância interpares das quatro galáxias mais brilhantes de cada grupo r_4 :

$$I_3 = \frac{r_{ot}}{r_4}. \quad (5.2)$$

Se $I_3 > 1,00$, afirmamos que as galáxias mais débeis estão mais separadas do que as mais massivas, ou seja, o grupo está segregado.

Adicionalmente, definimos o índice de segregação projetado: dada uma projeção decorrente de uma observação realizada ao longo de uma linha de visada k , calculamos as separações projetadas médias das quatro galáxias mais brilhantes e as das demais galáxias, usando a equação $I_{P,k} = \frac{r_{ot}}{r_4}$, onde os termos r_{ot} e r_4 mantêm os mesmos significados dos estabelecidos na equação 5.2. Por exemplo, assumindo um sistema de coordenadas cartesiano, um índice de separação projetada $I_{P,x}$ indica que o grupo é observado na linha de visada ao longo do eixo-x e os eixos-y e -z definem as coordenadas a partir das quais se calculam as distâncias projetadas.

5.1.4 Dispersão de Velocidades dos Grupos

Definimos a dispersão de velocidades radiais σ_k , medida ao longo da k -ésima linha de visada, através da expressão:

$$\sigma_k = 0,7415(Q_{75} - Q_{25}), \quad (5.3)$$

onde Q_{25} representa o primeiro quartil do conjunto dos dados, representando a mediana da sua metade inferior e Q_{75} representa o terceiro quartil, que identifica a mediana da sua metade superior. Enfatizamos que os dados usados na equação 5.3 representam as velocidades dos centóides das galáxias (objetos-FOFs).

5.1.5 Separação Média Interpares e Separação Projetada

Para cada GC simulado, calculamos a evolução de sua dimensão física (tamanho) ao longo da simulação. Para isto, definimos a separação média interpares de suas galáxias, medida em kpc, calculada através da média aritmética de todas distâncias calculadas entre as galáxias, usando três coordenadas do vetor posição. A distância interpares média é calculada pela expressão:

$$Sep = \frac{2(N-2)!}{N!} \sum_{i,j}^{i>j} r_{ij_k}, \quad (5.4)$$

Onde r_{ij} representa a distância entre a i -ésima e a j -ésima galáxias, calculada em três dimensões, e os fatoriais calculam o número de operações efetuadas.

A distância projetada média interpares é calculada usando duas coordenadas do vetor posição, determinadas pela projeção escolhida. Deste modo, usamos a seguinte fórmula:

$$\delta_k = \frac{2(N-2)!}{N!} \sum_{i,j}^{i>j} r_{\perp,ij_k}. \quad (5.5)$$

A equação 5.5 é análoga à 5.4, porém $\perp$ denota que a distância entre as partículas deve ser calculada usando as duas coordenadas que definem o plano de projeção e o subíndice k informa a linha de visada ao longo da qual a projeção é realizada. Por exemplo, se k indica que “observamos” um dado sistema numa linha de visada ao longo do eixo- z , então os eixos projetados são os eixos- x e $-y$.

5.2 Evolução dos Observáveis nos Modelos

Exibimos nas Figuras 5.1, 5.3, 5.4, 5.5 e 5.6 as formas gráficas da evolução dos observáveis definidos desde o início deste Capítulo. As figuras são padronizadas. Seguindo a ordem de cima para baixo, temos os seguintes gráficos:

- a) Separação interpares média, medida em kpc, designada por Sep.

- b) Separação projetada interpares média, em kpc, designada por δ_k e calculada nas três projeções, identificadas pelo índice k .
- c) Índice de segregação I_3 e índice de segregação projetado $I_{P,k}$.
- d) ΔM_{12} , explicado na Seção 5.1.2.
- e) Dispersão de velocidades, medida em km.s^{-1} e calculada nas projeções definidas pelas três linhas de visada, indicadas pelos índices x , y e z .

5.2.1 Evolução do Modelo MRAND

Observando a Figura 5.1 e as demais relacionadas ao modelo **MRAND** (exibidas no capítulo anterior), pode-se afirmar que as partículas deste modelo iniciam um processo de escape contínuo e irreversível para o meio intragrupo. No intervalo $1,6 < t < 2,1$ Ganos, a maioria das galáxias deste modelo, incluindo as massivas, passa pela região central do halo rígido. Na Figura 5.2, visualizamos as galáxias num instante característico deste evento. A passagem simultânea de galáxias pelo centro do grupo favorece a ocorrência de “mutilações”, devidas às intensas forças de maré do halo e aos encontros próximos que desestabilizam a estrutura interna das galáxias, iniciando um processo irreversível de escape das partículas das galáxias para o meio intragrupo. Deste maneira, as duas galáxias mais massivas deste modelo perdem as suas partículas, de tal modo que a diferença entre as suas massas torna-se menor e, conseqüentemente, ΔM_{12} adquire o valor mínimo de 0,4 mags. Em $t = 2,0$ Ganos, $Sep \sim 250 \text{ km.s}^{-1}$, i.e., a distância interpares média adquire o menor valor em toda a simulação. Esta constatação confirma a ocorrência da aproximação conjunta entre os membros mais massivos do grupo naquele instante, aumentando significativamente o índice de segregação. Após este evento, o valor de ΔM_{12} cresce novamente, porque a segunda galáxia mais massiva perde partículas numa taxa superior à da galáxia mais massiva.

Observando a Figura 5.1, notamos que a evolução da separação projetada média interpares se comporta de um modo similar à da separação mútua tridimensional dos membros do grupo. O mesmo ocorre com o índice de segregação projetado em relação ao seu análogo obtido em três dimensões. Esta constatação sugere que as estimativas das separações projetadas (obtidas em observações diretas de grupos de galáxias) representem devidamente, no geral, as separações reais destes sistemas. Após o instante de 2,0 Ganos, as galáxias mais débeis são destruídas e as galáxias

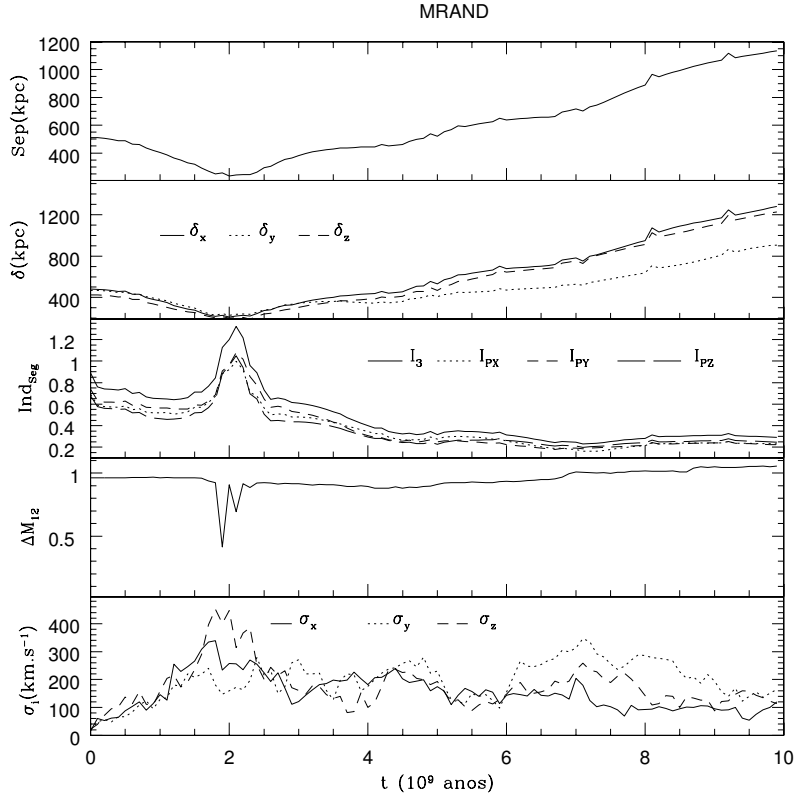


FIGURA 5.1 - Evolução das características do modelo **MRAND**. De cima para baixo, respectivamente: Separação interpares média, medida em kpc, designada por Sep. Separação projetada interpares média, em kpc, designada por δ_i e calculada nas três projeções, identificadas pelo índice i . Índice de segregação I_3 e índice de segregação projetado $I_{P,k}$. ΔM_{12} . Dispersão de velocidades, medida em km.s^{-1} e calculada nas projeções definidas pelas três linhas de visada, indicadas pelos índices x , y e z .

mais massivas se distanciam do centro do halo, de modo que os valores dos índices de segregação aumentam, ou seja, o grupo gradativamente “antissegrega-se”. As partículas das galáxias destruídas e as que escaparam dos objetos de massa intermediária preenchem a maior parte do material intragrupo, conforme veremos na Seção 5.3.

5.2.2 O Modelo MGFDT

A análise deste modelo é imediata, porque ele é dinamicamente bem-comportado, se comparado com o modelo **MRAND**. Analisando as Figuras 4.5 e 5.3, podemos afirmar que a evolução do modelo **MGFDT** é caracterizada pelas seguintes peculiaridades:

- Variação desprezível do número de partículas por galáxia. Todos os objetos

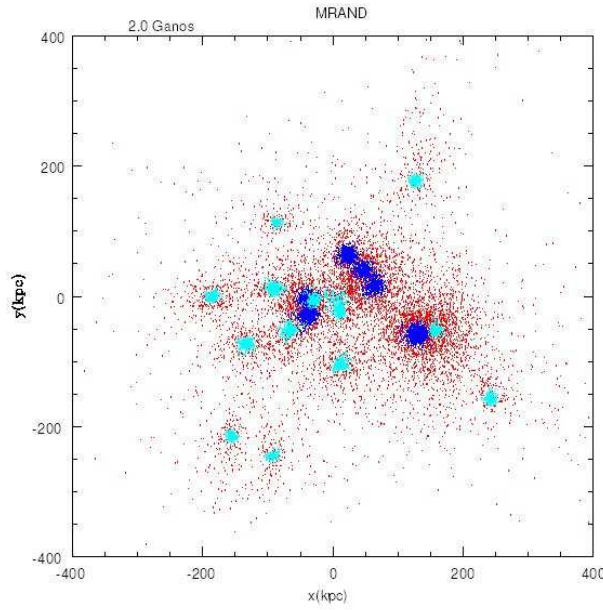


FIGURA 5.2 - Visualização das galáxias do modelo **MRAND** no instante de 2,0 Ganos.

primordiais persistem quase intactamente até o fim da simulação.

- Ocorrem dois eventos caracterizados pelos menores valores da distância média interpares, correspondendo a aproximações mútuas entre as galáxias, nos instantes de 2,0 e 8,0 Ganos. Entretanto, $\text{Sep}(2,0 \text{ Ganos}) < \text{Sep}(8,0 \text{ Ganos})$.
- Máximos locais dos valores da segregação de luminosidades, correspondendo aos instantes de $t \sim 2,0$, $t \sim 5,3$ e $t \sim 9,3$ Ganos. Entre estes instantes, o grupo se encontra antissegregado.
- Quantidade desprezível de partículas componentes do material intragrupo.
- Valor de ΔM_{12} constante, exceto em alguns instantes de simulação, conforme exibimos na Figura 5.3. As variações mais significativas dos valores de ΔM_{12} ocorrem nos instantes de 1,6 e 5,8 Ganos. No primeiro caso, a segunda galáxia mais massiva se interpenetra com uma de massa intermediária. Portanto, o valor de ΔM_{12} diminui. No segundo caso, a galáxia mais massiva se interpenetra com uma outra, adquirindo massa maior e aumentando o valor de ΔM_{12} .
- Dispersão de velocidades típica à dos GCHs, conforme medida por [Hickson](#)

et al. (1992). É importante mencionar que todos os modelos exibiram este comportamento.

- Ausência de coalescências, analogamente ao modelo **MRAND**, constituindo num contra-exemplo ao paradigma de que grupos compactos não durariam mais do que um tempo de Hubble.

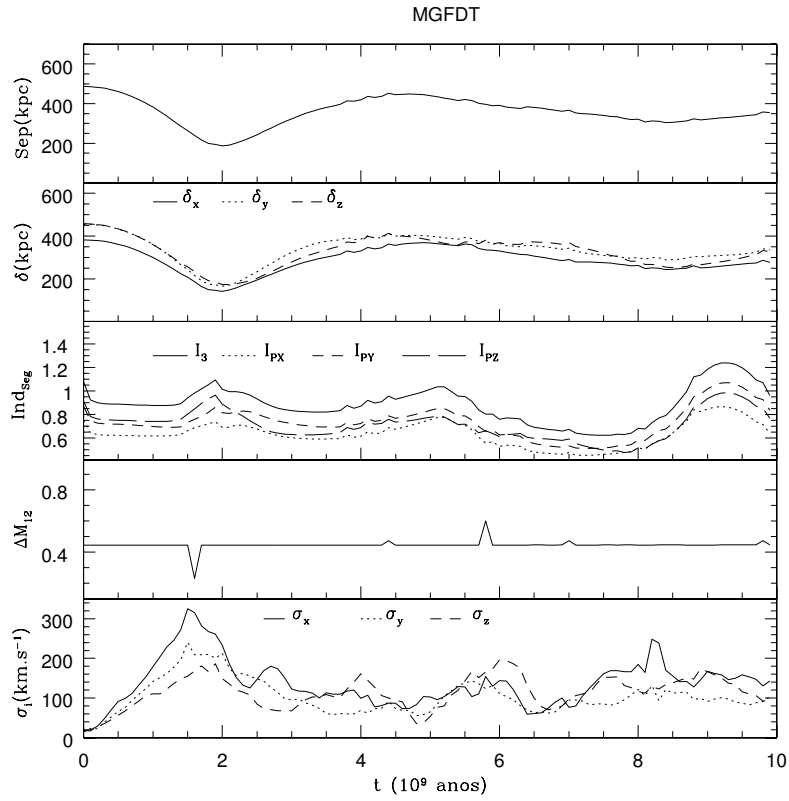


FIGURA 5.3 - Evolução das características do modelo **MGFDT**. De cima para baixo, respectivamente: Separação inter pares média, medida em kpc, designada por Sep. Separação projetada inter pares média, em kpc, designada por δ_i e calculada nas três projeções, identificadas pelo índice i . Índice de segregação I_3 e índice de segregação projetado $I_{P,k}$. ΔM_{12} . Dispersão de velocidades, medida em km.s^{-1} e calculada nas projeções definidas pelas três linhas de visada, indicadas pelos índices x , y e z .

5.2.3 Resultados dos Modelos **MGFDT-E**, **MGFDT-E-RES** e **MGFDT-E-RAD**

A evolução do modelo **MGFDT-E** é caracterizada do seguinte modo:

- Ocorre apenas um evento de aproximação global entre as suas galáxias no instante de 2 Ganos, quando o valor da distância média interpares atinge o seu valor mínimo. Em seguida, o grupo mantém uma separação média quase constante ~ 600 kpc.
- Diferentes valores da separação projetada média nas três linhas de visada, com δ_y representando melhor o valor de Sep em 2,0 Ganos, correspondendo à aproximação explicada no item anterior.
- No intervalo $0,7 < t < 1,9$ Ganos, $I_3 > 1,00$, ou seja, o grupo se encontra segregado. No instante de 1,5 Ganos, o índice de segregação apresenta o valor máximo, ou seja, $I_3 = 1,40$, de modo que o grupo encontra-se mais segregado do que nos demais instantes. Entretanto, este evento deve-se a uma configuração geométrica transiente do grupo. Além disto, o grupo não se encontraria segregado, se observado ao longo da linha de visada z , porque $I_{P,z} < 1,00$. Em quase todos os instantes, o grupo se encontra antissegregado, i.e., o sistema apresenta $I_3 < 1,00$.
- No instante de $t = 7,6$ Ganos, ΔM_{12} adquire o valor máximo de 0,4, porque a segunda galáxia mais massiva se interpenetra com uma de massa intermediária. As duas galáxias passam a constituir um objeto-FOF com a maior massa do sistema. Depois, os objetos se afastam, de modo que os objetos-FOFs adquirem as massas originais e ΔM_{12} assume o valor de 0,09, que o caracterizava antes da interpenetração.
- A dispersão de velocidades possui valores compatíveis com os obtidos em observações.

Analisando a Figura 5.5, podemos estudar de que modo o aumento da resolução estabelecido para o modelo **MGFDT-E** modifica a sua evolução. Portanto, o modelo **MGFDT-E-RES** apresentou os seguintes aspectos não observados no modelo original:

- Um ponto de mínimo local do valor da separação interpares média, correspondendo a uma pequena reaproximação entre as galáxias no instante de 7,8 Ganos.
- Variação negativa do valor do índice de segregação no instante 7,5 Ganos.

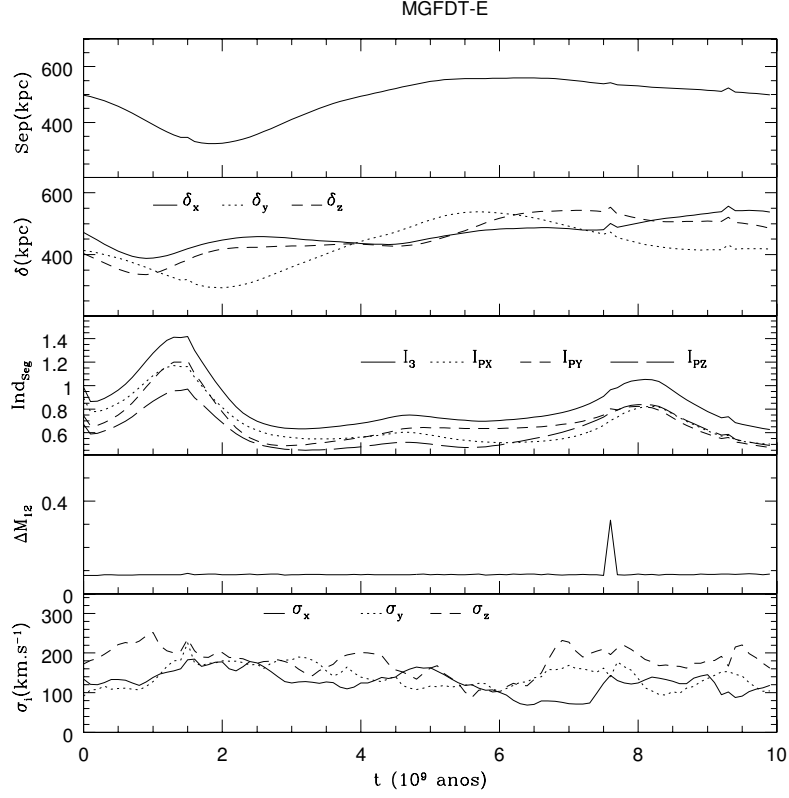


FIGURA 5.4 - Evolução dos aspectos observacionais do modelo **MGFDT**. De cima para baixo, respectivamente: Separação inter pares média, medida em kpc, designada por Sep. Separação projetada inter pares média, em kpc, designada por δ_i e calculada nas três projeções, identificadas pelo índice i . Índice de segregação I_3 e índice de segregação projetado $I_{P,k}$. ΔM_{12} . Dispersão de velocidades, medida em km.s^{-1} e calculada nas projeções definidas pelas três linhas de visada, indicadas pelos índices x , y e z .

- Um maior número de variações dos valores de ΔM_{12} , devido ao maior número de interpenetrações ocorridas.

Deste modo, percebemos que o aumento da resolução altera o modelo inicial em alguns aspectos observacionais particulares, conforme itemizamos logo acima. Entretanto, os aspectos mais gerais não sofrem alterações. Por exemplo, em ambos os modelos as galáxias não coalescem e os aspectos observacionais discutidos neste capítulo não sofrem alterações substanciais.

A evolução do modelo **MGFDT-E-RAD** é caracterizada pelas seguintes peculiaridades, conforme a Figura 5.6:

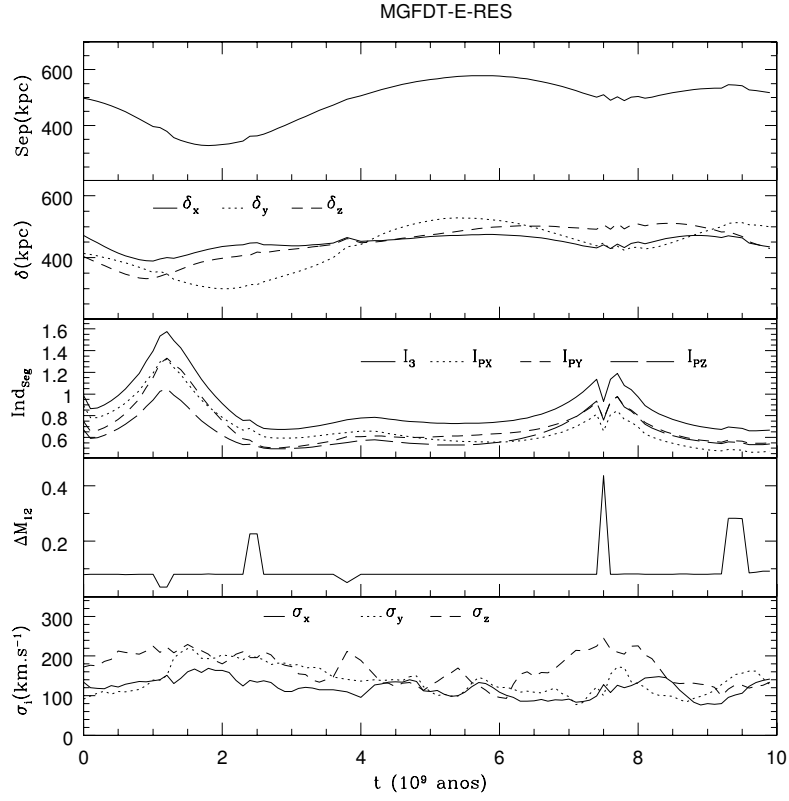


FIGURA 5.5 - Evolução dos aspectos observacionais do modelo **MGFDT-E-RES**. De cima para baixo, respectivamente: Separação inter pares média, medida em kpc, designada por Sep . Separação projetada inter pares média, em kpc, designada por δ_i e calculada nas três projeções, identificadas pelo índice i . Índice de segregação I_3 e índice de segregação projetado $I_{P,k}$. ΔM_{12} . Dispersão de velocidades, medida em km.s^{-1} e calculada nas projeções definidas pelas três linhas de visada, indicadas pelos índices x , y e z .

- Máxima aproximação entre os membros do grupo, no instante $t = 2,3$ Ganos, correspondendo a $Sep = 200$ kpc. Em seguida, os membros se afastam mutuamente, até que a distância média entre os eles atinge o valor ~ 400 kpc. A partir de $t \sim 6,0$ Ganos, a distância média diminui gradativamente, até atingir o valor de 300 kpc.
- O grupo se apresenta antissegregado na maior parte do tempo simulado, exceto nos instantes 3,0, 7,2, 7,4 e 8,5 Ganos.
- Um maior número de flutuações dos valores de ΔM_{12} , devido ao maior número de interpenetrações ocorridas em relação aos demais modelos escalonados.

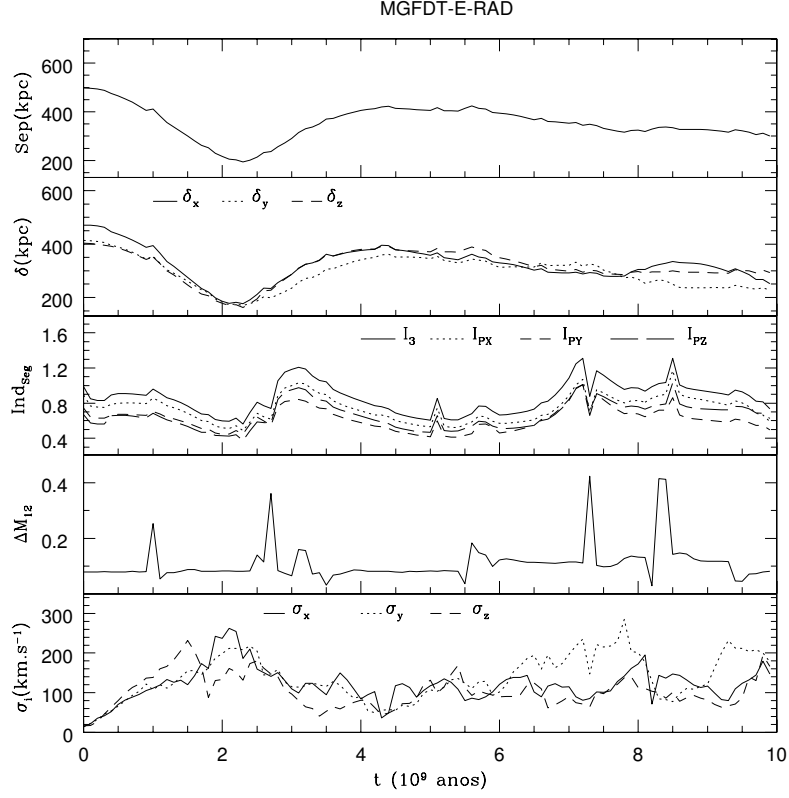


FIGURA 5.6 - Evolução de parâmetros globais para o modelo **MGFDT-E-RAD**. De cima para baixo, respectivamente: Separação inter pares média, medida em kpc, designada por Sep . Separação projetada inter pares média, em kpc, designada por δ_i e calculada nas três projeções, identificadas pelo índice i . Índice de segregação I_3 e índice de segregação projetado $I_{P,k}$. ΔM_{12} . Dispersão de velocidades, medida em km.s^{-1} e calculada nas projeções definidas pelas três linhas de visada, indicadas pelos índices x , y e z .

Baseados nas análises apresentadas nesta seção e nos resultados exibidos no capítulo anterior, podemos resumir de modo os aspectos evolutivos do modelo **MGFDT-E-RAD** diferem dos aspectos evolutivos do modelo **MGFDT-E**:

- O modelo **MGFDT-E-RAD** apresenta uma quantidade de partículas dispersas para o meio intragrupo cerca de duas vezes maior.
- As interpenetrações ocorrem com uma frequência cerca de dez vezes maior.
- Ocorre um evento de coalescência entre duas galáxias no início da simulação.
- Os valores de ΔM_{12} e dos índices de segregação variam mais vezes.

Face às diferenças discutidas acima, concluímos que as galáxias do modelo **MGFDT-E** constituem um sistema dinâmico mais estável do que o sistema composto pelas galáxias do modelo **MGFDT-E-RAD**. Em outras palavras, a imposição de órbitas radiais torna o modelo **MGFDT-E** dinamicamente mais complexo.

5.3 Análises Adicionais

Analizando a Figura 4.3, que exhibe as galáxias do modelo **MRAND**, nota-se que, nos instantes $t = 6,5$ e $t = 9,7$ Ganos, a região central do halo rígido é preenchida com uma grande quantidade de partículas livres, i.e., desvinculadas dos objetos-FOFs (na figura, coloridas em vermelho), constituindo o material intragrupo. Observando os dados exibidos na Figura 4.2, concluímos que, no instante de tempo $t = 7,5$ Ganos, o material intragrupo é composto por uma quantidade de partículas cuja massa total corresponde a 48% da massa total de todas as partículas simuladas. Em particular, observamos na Figura 4.3, também referente ao modelo **MRAND**, uma distribuição centralizada de partículas de material intragrupo, compondo um objeto com a forma aproximadamente circular (colorido em vermelho), cujo centro de massa possui coordenadas $(0, 0)$, quando definidas no plano- xy . Neste caso, análises baseadas na visualização das partículas deste objeto (cf. exibimos na Figura 4.3) não nos permite afirmar se ele representa uma galáxia elíptica gigante, conhecida como galáxia cD, ou não. Para responder a questões análogas a esta, realizamos uma **estimativa** do perfil radial do brilho superficial do material intragrupo dos modelos que simulamos, nas três linhas de visada x , y e z . Em seguida comparamos com valores obtidos em observações de GCs.

5.3.1 Estimativas do Perfil Radial do Brilho Superficial

Estimamos o perfil radial do brilho superficial das “imagens projetadas” dos objetos de interesse. Para simplificar o problema, estudamos cada objeto adotando um sistema de coordenadas cartesiano com origem no seu centro. Neste sistema de coordenadas, cada eixo indica uma direção do espaço associada à linha de visada na qual se observaria o objeto. Por exemplo, observando o objeto ao longo do eixo- z , obtêm-se a sua imagem projetada no plano- xy , conforme exibimos na Figura 5.7. Nesta projeção, estimamos o perfil radial do brilho superficial do objeto do seguinte modo (Vide Figura 5.7): definimos uma região retangular do plano com largura e comprimento fixos. Estabelecemos um valor típico para a largura de 10 kpc. O comprimento é definido por um segmento de reta colateral ao eixo- x , com origem no

centro do objeto e com extremidade a uma distância de 1000 kpc da sua origem. Portanto, a razão entre os lados de menor tamanho e de maior tamanho desta região é de 1:100. Em seguida, ela é dividida em pequenos quadrados idênticos, com áreas iguais a 100 kpc². Na Figura 5.7, os quadrados estão exibidos com dimensões maiores do que as definidas nos cálculos, para que sejam visualizados com mais nitidez. Neste exemplo, os segmentos que definem a largura dos quadrados são paralelos ao eixo- y . Depois de definidas, as regiões são analisadas, uma a uma e consecutivamente, começando no quadrado central e finalizando no quadrado situado a uma distância de 800 kpc da origem.

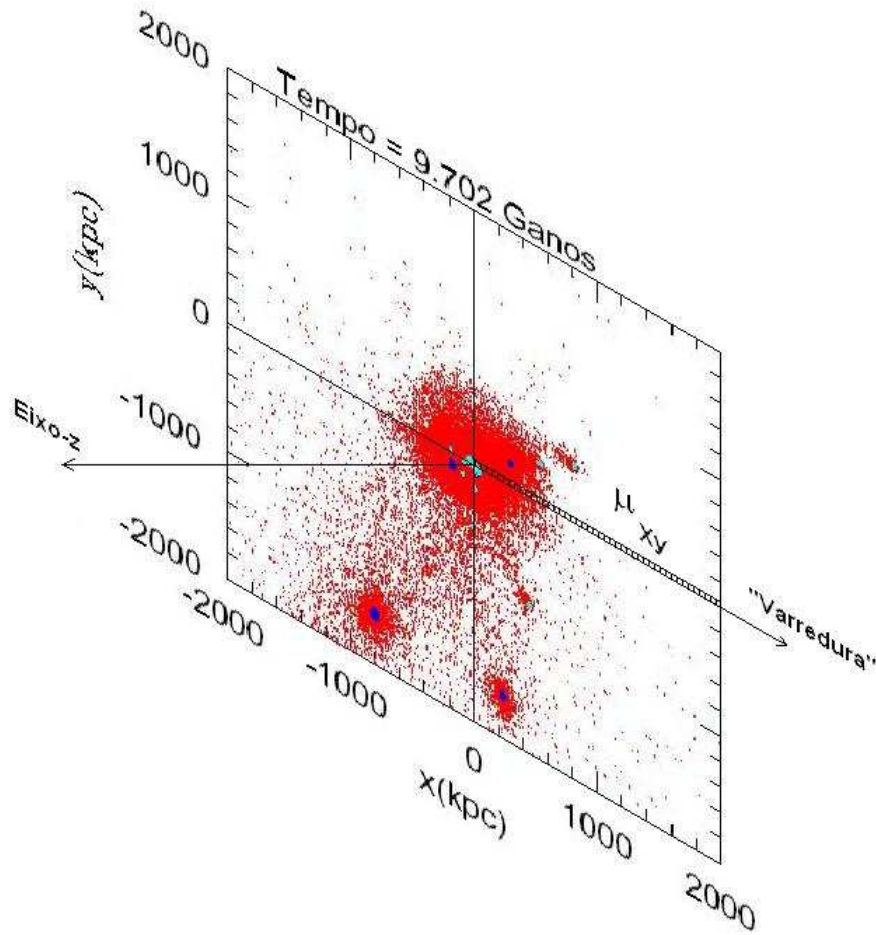


FIGURA 5.7 - Visualização das galáxias do modelo MRAND no instante de 9,9 Ganos. Esta Figura corresponde quadro inferior direito da Figura 4.3 visto em perspectiva. Os pequenos quadrados que definem os elementos de área são colaterais ao eixo- x e estão ampliados para melhor visualização. A “varredura” é realizada ao longo do eixo- x .

Durante cada análise, contam-se o número de partículas em cada quadrado, conforme discutiremos abaixo. A este procedimento denominamos *varredura*, que é realizada ao longo do eixo colateral ao segmento que define o comprimento da região retangular. Neste exemplo, a *varredura* é feita ao longo da direção paralela ao eixo- x , conforme exibimos na figura. Rotulamos o brilho superficial calculado nesta projeção como $\mu_{z_x y}$. O primeiro índice indica a linha de visada que define o tipo de projeção, o segundo, em letra maiúscula, denota o eixo do sistema cartesiano ao longo da qual se realiza a “varredura”. O terceiro, o eixo que define a largura das regiões retangulares. Usando a mesma projeção, pode-se definir um retângulo com largura paralela ao eixo- x e realizando a *varredura* ao longo do eixo- y , estimamos o perfil radial do brilho superficial rotulado como $\mu_{z_y x}$. Em outras projeções, as notações seguem o mesmo critério de procedimentos.

Em cada varredura, definimos cem quadrados. Em cada um deles, realizamos a contagem do número de partículas situadas dentro de suas fronteiras. Definindo quadrados menores, regiões “vazias” são encontradas, dificultando as estimativas do brilho superficial. A partir destas contagens, calculamos o brilho superficial em unidades de mag.arcsec⁻² na banda-B, como descreveremos a seguir. Calculamos a luminosidade total das partículas contadas³ e dividimo-la pela área de cada quadrado, obtendo a luminosidade superficial de cada elemento de área I_B , medida em L_⊙.pc⁻². Estas estimativas são convertidas em brilho superficial μ_B medido em mag.arcsec⁻² (com prévia conversão de kpc² para pc²) conforme a equação (BINNEY; MERRIFIELD, 1998):

$$\mu_B = 27,05 - 2,5 \log(I_B) \quad (5.6)$$

Este cálculo pode ser aplicado porque o conhecimento da luminosidade total do modelo permite calcular a luminosidade de uma só partícula. Convertemos todas as magnitudes para a banda V , a fim de compararmos com alguns valores obtidos das observações.

5.3.1.1 Comparação com as Observações: MRAND

Conforme explicamos, nos instantes finais da simulação, aproximadamente metade das partículas do modelo **MRAND** se distribuem em volta da região central do halo rígido, constituindo o objeto gigante central com raio aproximado de 800 kpc, exibido

³Conhecemos o valor das massas das partículas. As suas luminosidades são calculadas com o auxílio da equação 2.9.

em cor vermelha na Figura 4.3. Na Figura 5.8, apresentamos os valores estimados do brilho superficial deste objeto, calculado na banda V , em função da coordenada radial R , incluindo somente a contribuição do material intragrupo (MIG).

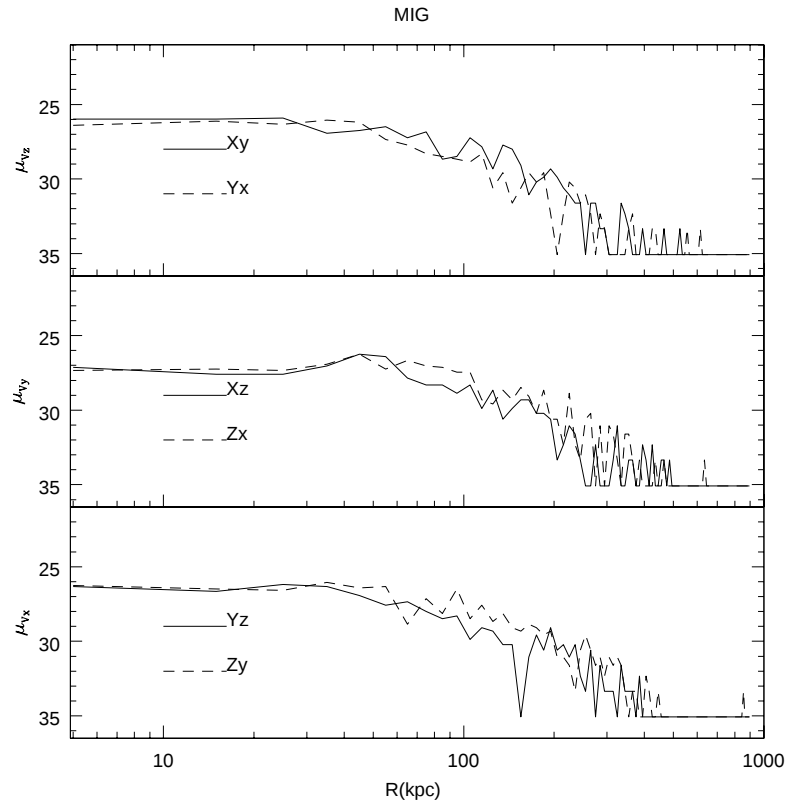


FIGURA 5.8 - Estimativas do perfil radial do brilho superficial na banda V , ao longo das linhas de visadas x , y e z , incluindo somente o material intragrupo do modelo **MRAND**. Os brilhos superficiais são dados em mag.arcsec^{-2} e a coordenada radial é exibida em escala logarítmica.

Na Figura 5.9, exibimos o perfil radial do brilho superficial do grupo, incluindo todas

as partículas ligadas a objetos-FOFs.

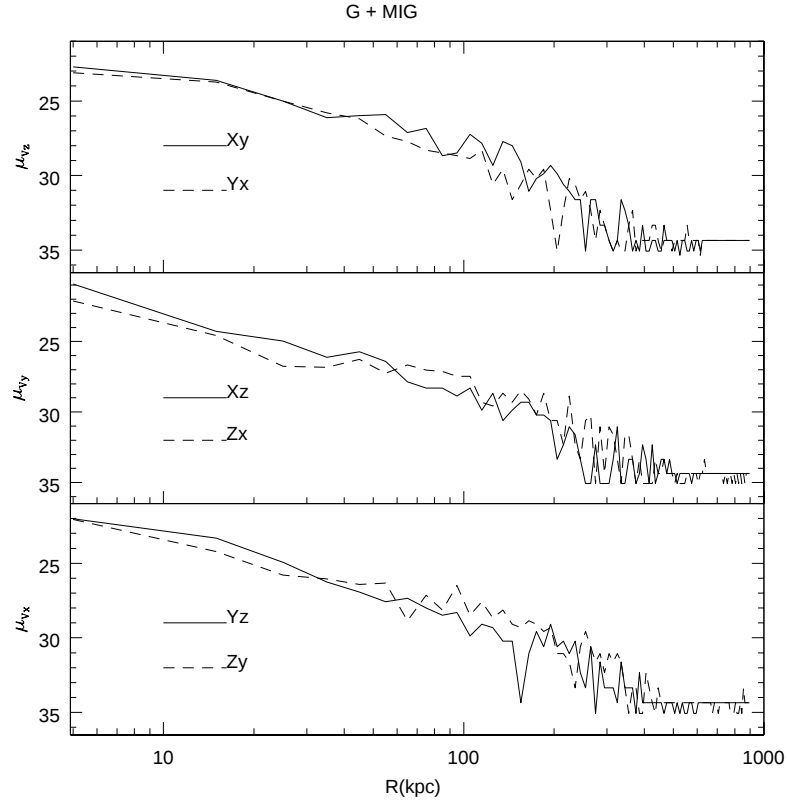


FIGURA 5.9 - Estimativas do perfil radial do brilho superficial médio na banda V ao longo das linhas de visadas x , y e z , incluindo os objetos-FOFs, na figura designada por G. Os brilhos superficiais são dados em mag.arcsec^{-2} .

Em contrapartida, nas Figuras 5.10 e 5.11 (publicadas por Schombert (1986)) exibimos respectivamente o perfil radial de uma galáxia elíptica gigante, no centro do aglomerado de Abell 1413 e vários perfis para galáxias de diversas luminosidades.

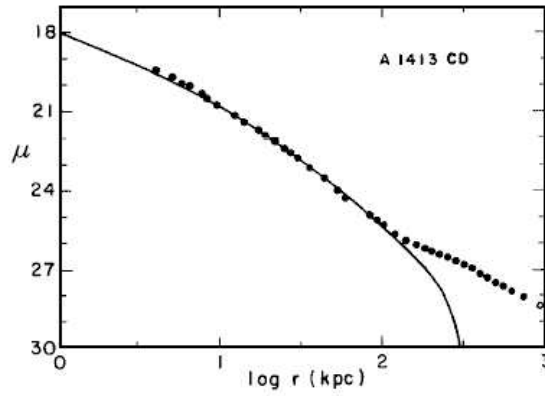


FIGURA 5.10 - Perfil radial do brilho superficial na banda V para a galáxia cD 1413 do aglomerado de Abell. Os brilhos superficiais são dados em mag.arcsec^{-2} . Figura extraída de (SCHOMBERT, 1986).

Comparando as Figuras 5.10 e 5.11 com as Figuras 5.8 e 5.9, concluímos que:

- O perfil radial do brilho superficial estimado para o objeto gigante do modelo **MRAND** não é compatível com os respectivos perfis de galáxias gigantes.
- No intervalo correspondente a $10\text{kpc} < R < 100\text{ kpc}$, o brilho superficial médio possui valores inferiores aos valores típicos de uma galáxia cD ou de uma galáxia muito luminosa com magnitude absoluta $M_V = -22,5$.
- Para os valores de R tais que $R \sim 100\text{ kpc}$, o brilho superficial do objeto em estudo é $\sim 30,0\text{ mag.arcsec}^{-2}$, para quaisquer projeções escolhidas. Para $R > 200\text{ kpc}$, o brilho superficial possui valores tão pequenos quanto $33,0\text{ mag.arcsec}^{-2}$. Analisando as Figuras 5.8 e 5.9, percebemos que os valores do brilho superficial apresentam variações significativas no intervalo $100 < R < 1000\text{ kpc}$. Estas flutuações são caracterizadas por sucessivas ocorrências de máximos e mínimos locais intercalados entre si. Elas decorrem da natureza do modelo simulado. Por ser composto de partículas, em pequenas escalas de tamanho $\sim 1\text{ kpc}$, encontram-se regiões do espaço destituídas de partículas. Logo, a distribuição de matéria do objeto em estudo não é uniforme, o que explica a irregularidade nos procedimentos de contagem das regiões de baixa densidade. Isto dificulta inferir o valor do brilho superficial nas regiões menos densas com maior exatidão. Por isto,

estabelecemos que, nestas regiões, o brilho superficial médio μ pertence ao intervalo $\mu > 30,0 \text{ mag.arcsec}^{-2}$.

Estas análises sugerem fortemente que o objeto central do modelo **MRAND** não é uma galáxia elíptica gigante originada por acréscimo de material intragrupo. O objeto em estudo possui uma quantidade de material intragrupo cujo brilho superficial calculado possui valores compatíveis com os obtidos em observações de GCs (da Rocha; Mendes de Oliveira, 2005). Portanto, consideramo-lo como um objeto com brilho difuso.

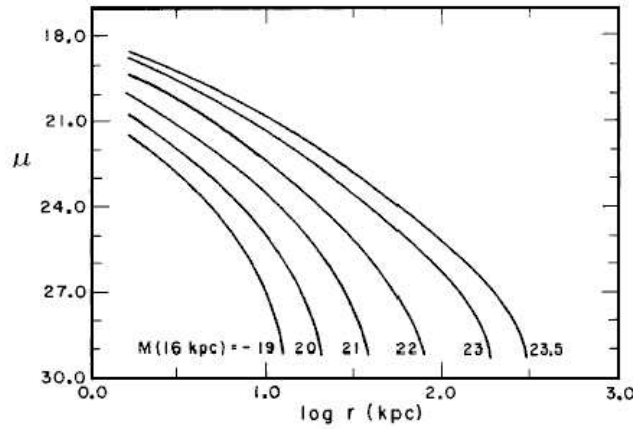


FIGURA 5.11 - Perfis radiais do brilho superficial na banda V para galáxias de diversas luminosidades. Os brilhos superficiais são dados em mag.arcsec^{-2} . Figura extraída de (SCHOMBERT, 1986).

5.3.1.2 Comparação com as Observações: Demais Modelos

Usando técnicas similares às citadas anteriormente, observamos que os demais modelos apresentaram valores de brilho superficial maiores do que aqueles apresentados pelo modelo **MRAND**. As partículas do meio intragrupo dos demais modelos constituem sistemas de pequena massa. As regiões mais densas do meio intergalático simulado nestes modelos apresentam as seguintes estimativas de μ_V :

- a) $33,7 \text{ mag.arcsec}^{-2}$ (**MGFDT**).
- b) $32,229 \text{ mag.arcsec}^{-2}$ (**MGFDT-E**).
- c) $35,430 \text{ mag.arcsec}^{-2}$ (**MGFDT-E-RES**).

d) 28,26 mag.arcsec⁻² (**MGFDT-E-RAD**).

Portanto, isto sugere que o único modelo que exibiria uma emissão difusa detectável (sobre o limite de detecção na banda- B , Vide Seção 5.3.2), conforme explicamos no item anterior, seria o **MGFDT-E-RAD**. Entretanto, esta emissão estaria concentrada numa região do espaço delimitada por uma esfera com 100 kpc de raio e centrada nas coordenadas espaciais (x, y, z) dadas por (20,20,120).

5.3.2 Análises do Percentual do Material Intragrupo

Em seções anteriores, vimos que os encontros próximos entre as galáxias, bem como as suas passagens pelo periélio de suas órbitas (onde as forças de maré são mais intensas), favorecem a dispersão de partículas para o meio intragrupo. A fim de estudar este aspecto dos modelos simulados, nesta seção, apresentamos a fração de partículas dispersas para o meio intragrupo de todos os modelos. Em seguida, fazemos uma comparação com os resultados obtidos por [da Rocha e Mendes de Oliveira \(2005\)](#) na banda- B .

Apresentamos, logo abaixo, a fração percentual de partículas dispersas para o meio intragrupo em relação ao número total de partículas de cada um dos modelos simulados, no instante de 10 Ganos decorridos de simulação. A contrapartida observacional desta análise é a fração percentual de luz difusa em relação à luminosidade total na banda- B .

- **MRAND**: 47,81 %.
- **MGFDT**: 4,79 %.
- **MGFDT-E**: 2,38 %.
- **MGFDT-E-RES**: 2,16 %.
- **MGFDT-E-RAD**: 8,99 %.

Segundo [da Rocha e Mendes de Oliveira \(2005\)](#), a fração de luz difusa proveniente do meio intragrupo do GC H79 é de 46%. De acordo com os autores, o grupo H88 não apresenta luminosidade difusa (no trabalho apresentado pelos autores, o limite de detecção é de $\mu_B = 29.1$ mag.arcsec⁻¹ na banda- B). Assim, eles argumentam que o

grupo H88 é um sistema filamentar que se encontra num estágio inicial de evolução, ou seja, é um sistema que se constituiu recentemente. O grupo H95 apresenta uma fração de luz difusa de 10%. Os autores supõem que, no caso do grupo H79, uma parte do seu material difuso pode se originar da destruição de galáxias anãs, devido às forças de maré do grupo.

Observando os resultados das simulações apresentados nesta seção, concluímos que os modelos **MRAND** e **MGFDT-E-RAD** apresentam frações de material intra-grupo semelhantes às dos GCs reais H79 e H95, respectivamente. No caso do modelo **MRAND**, as galáxias de baixa massa foram destruídas e passaram a compor o material intragrupo. Isto corrobora a hipótese levantada por [da Rocha e Mendes de Oliveira \(2005\)](#), cf. explicamos no parágrafo anterior. Os modelos mais estáveis, tais como o **MGFDT**, **MGFDT-E** e **MGFDT-E-RES**, possuem as suas galáxias anãs intactas durante longos períodos de tempo simulado (~ 10 Ganos). Por causa desta estabilidade, eles apresentam pequenas frações de luz difusa, se comparadas com as respectivas frações dos modelos **MRAND** e **MGFDT-E-RAD**. Os grupos simulados estáveis têm a sua contrapartida observacional ou em GCs desprovidos de luz difusa, ou em grupos nos quais a quantidade de luz difusa está abaixo do limiar de detecção, tal como o grupo H88.

CAPÍTULO 6

Discussões Finais

Face aos resultados e análises discutidos respectivamente nos Capítulos 4 e 5, chegamos às seguintes conclusões a respeito do cenário evolutivo de GCs proposto por Gómez-Flechoso e Domínguez-Tenreiro (2001a):

- Coalescências entre as galáxias ocorrem raramente. Totalizando 100 galáxias simuladas em cinco grupos, apenas uma coalescência ocorreu.
- Quando as galáxias dos GCs simulados não se encontram inicialmente em equilíbrio com o halo rígido, as galáxias de pequena massa duram cerca de 2,0 Ganos, porque elas perdem as suas partículas gradativa e irreversivelmente para o meio intragrupo, devido ao intenso campo gravitacional do halo *comum*. As galáxias mais massivas duram mais tempo do que as menos massivas, embora também percam as suas partículas para o meio intragrupo.
- Os resultados sugerem que a frequência de encontros próximos entre as galáxias depende das características das suas órbitas estabelecidas nas condições iniciais do grupo.
- A maior parte das partículas que escapam das galáxias passa a ocupar a região central do halo rígido e constitui o material intragrupo. Por construção, os nossos modelos são compostos de partículas “luminosas”. Portanto, sugerimos que o material intragrupo composto por partículas fugitivas emita luz difusamente (vide capítulo anterior). Entretanto, não consideramos efeitos de dissipação de energia, tais como surtos de formação estelar, comuns em nuvens de gás perturbadas por forças gravitacionais externas, e, portanto, não podemos estimar qual a sua contribuição para a luz difusa observada nos GCs.
- Os grupos podem manter as suas características originais por um período de 10 bilhões de anos. O cenário de um halo de matéria escura comum sugere uma existência mais duradoura para os grupos compactos.
- Um dos nossos objetivos era o de estudar a evolução do valor de ΔM_{12} de cada grupo simulado. Verificamos que a natureza dinâmica dos modelos

pode influenciar transientemente no valor de ΔM_{12} . No caso do modelo **MRAND**, a variação percentual entre os valores inicial e final de ΔM_{12} é muito pequena, $\sim 1\%$. Constatamos que os demais modelos também apresentam variações transientes de ΔM_{12} . Logo, os modelos demonstram que, no cenário em questão, ΔM_{12} mantém um valor aproximadamente constante durante a história do grupo, a despeito dos efeitos transientes. Segue que, à luz deste cenário, não podemos explicar porque $\Delta M_{12} \leq 1,5$ na maioria dos grupos catalogados.

- Se futuros estudos confirmarem que a segregação de luminosidades caracteriza a maioria dos grupos compactos, então o cenário em discussão será incapaz de explicar este fenômeno, porque, nas nossas simulações, verificamos que a segregação ocorre transientemente. Assim, modelos de galáxias coalescentes e realimentadas por galáxias circunvizinhas ao grupo, como proposto por [Diaferio et al. \(1994\)](#), podem esclarecer esta questão.

A natureza dos grupos compactos ainda é matéria de discussão. Enquanto objetos fisicamente ligados, eles podem resultar de um processo coletivo de fusões de halos primordiais de matéria escura, que hospedavam coágulos de matéria bariônica. O halo originado por este processo estaria, pois, virializado, depois de ter sofrido um processo de relaxação violenta ocorrido logo após a fusão dos objetos originais, e a matéria bariônica “coagulada” orbitaria de um modo similar ao exibido pelos modelos mais estáveis simulados nesta Dissertação.

Em relação aos estudos realizados por [Athanasoula et al. \(1997\)](#) e por [Gómez-Flechoso e Domínguez-Tenreiro \(2001a\)](#), inovamos na simulação de 20 galáxias, ou seja, quando levamos em consideração a população de baixa luminosidade. Do mesmo modo, as análises da segregação de luminosidades e dos valores de ΔM_{12} em GCs simulados são inovadoras. Na Tabela 6.1, apresentamos um quadro sinóptico com as principais características das simulações realizadas no presente trabalho e com as respectivas características de algumas simulações discutidas na literatura científica.

TABELA 6.1 - Características das Principais Simulações Discutidas Nesta Dissertação.

Aspecto (Modelagem Detalhada)	Presente Trabalho	(GÓMEZ-FLECHOSO; DOMÍNGUEZ-TENREIRO, 2001a)	(ATHANASSOULA <i>et al.</i> , 1997)	(GOVERNATO <i>et al.</i> , 1996)	(DIAFERIO <i>et al.</i> , 1994)
Halo Comum Virializado	SIM	SIM	SIM	NÃO	NÃO
População de Baixa Luminosidade	SIM	NÃO	NÃO	NÃO	NÃO
Coalescências	RARAS	NÃO	NÃO	SIM	SIM
Cenário de Realimentação	NÃO	NÃO	NÃO	SIM - Objetos Circunvizinhos	SIM - Em grupos esparsos
Duração do Grupo	10 Ganos	10 Ganos	28 Ganos	10 Ganos	1 Gano
Análise do Material Intragrupo(M.I.G.)	SIM	SIM	NÃO	SIM	NÃO
Segregação de Luminosidades	SIM	NÃO	NÃO	NÃO	NÃO
ΔM_{12} e μ_V do M.I.G.	SIM	NÃO	NÃO	NÃO	NÃO

No entanto, a comparação das observações mais características dos Grupos Compactos com os resultados que obtivemos até aqui, não se mostra inteiramente compatível com este cenário simplificado, a menos que consideremos os grupos compactos como configurações transitórias, uma hipótese pouco satisfatória dada a universalidade destes sistemas.

Convém ressaltar, por outro lado, que ainda que não esgotamos todas as possíveis condições iniciais do nosso cenário simples. Assim, por exemplo, será interessante retomar casos como o exemplificado pelo modelo **MRAND**, mas com resolução semelhante àquela utilizada no caso **MGFDT-E-RES**. Como vimos, neste caso pode ser possível realizar um sistema bastante compacto (e, provavelmente segregado), com uma distribuição de luz difusa qualitativamente semelhante ao observado em alguns GC's.

Em qualquer caso, no entanto, é importante lembrar que apenas através de futuras ressimulações numéricas cosmológicas que poderemos definitivamente esclarecer a origem e a frequência observada destes objetos.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ARP, H. Atlas of peculiar galaxies. **Astrophysical Journal Supplement**, v. 14, p. 1–20, November 1966.

ATHANASSOULA, E.; MAKINO, J.; BOSMA, A. Evolution of compact groups of galaxies - i. merging rates. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 286, p. 825–838, 1997.

BARNES, J. E. Evolution of compact groups and the formation of elliptical galaxies. **Nature**, v. 338, p. 123–126, March 1989.

BARNES, J. E.; HUT, P. A hierarchical $O(n \log n)$ force-calculation algorithm. **Nature**, v. 324, p. 446–449, december 1986.

_____. Error analysis of a tree code. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 70, p. 389–417, June 1989.

BARTON, E.; GELLER, M. J.; RAMELLA, M.; MARZKE, R. O.; da Costa, L. N. Compact group selection from redshift surveys. **The Astronomical Journal**, v. 112, n. 3, p. 871–886, 1996.

BARTON, E. J.; de Carvalho, R. R.; GELLER, M. J. Environments of redshift survey compact groups of galaxies. **The Astronomical Journal**, v. 116, p. 1573–1590, October 1998.

BINNEY, J.; MERRIFIELD, C. **Galactic Astronomy**. [S.l.]: Princeton Univ. Press, 1998.

BINNEY, J.; TREMAINE, S. **Galactic Dynamics**. [S.l.]: Princeton Univ. Press, 1987.

COZIOL, R.; RIBEIRO, A. L. B.; de Carvalho, R. R.; CAPELATO, H. V. The nature of the activity in hickson compact groups of galaxies. **The Astrophysical Journal**, v. 493, n. 2, p. 563–570, February 1998.

da Rocha, C.; Mendes de Oliveira, C. Intra-group diffuse light in compact groups of galaxies. hcg 79, hcg 88 and hcg 95. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, 2005. No prelo. Disponível em: <http://arXiv:astro-ph/0509908>. Acesso em: 17 de Janeiro de 2006.

DANTAS, C. C. **Investigações Sobre as Relações de Escala dos Sistemas Estelares Auto-Gravitantes**. Tese (Doutorado) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 2001.

de Carvalho, R. R.; Gonçalves, T. S.; IOVINO, A.; KOHL-MOREIRA, J. L.; DJORGOVSKY, S. G. A catalog of distant compact groups using dposs. **The Astrophysical Journal**, v. 130, n. 2, p. 425–444, August 2005.

de Carvalho, R. R.; RIBEIRO, A. L. B.; CAPELATO, H. V.; ZEPF, S. E. Redshift survey of galaxies around a selected sample of compact groups. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 110, n. 1, p. 1–8, May 1997.

de Carvalho, R. R.; RIBEIRO, A. L. B.; ZEPF, S. E. Structural properties of compact groups. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 93, n. 1, p. 47–63, July 1994.

DIAFERIO, A.; GELLER, M. J.; RAMELLA, M. The formation of compact groups of galaxies. i. optical properties. **The Astronomical Journal**, v. 107, n. 3, p. 868–879, March 1994.

_____. The formation of compact groups of galaxies. ii. x-ray properties. **The Astronomical Journal**, v. 109, n. 6, p. 2293–2304, June 1995.

DIAFERIO, A.; RAMELLA, M.; GELLER, M. J.; FERRARI, A. Are groups of galaxies virialized systems? **The Astronomical Journal**, v. 105, p. 2035–2046, june 1993.

DRESSLER, A. Galaxy morphology in rich clusters - implications for the formation and evolution of galaxies. **The Astrophysical Journal**, v. 236, p. 351–365, march 1980.

DRESSLER, A.; OEMLER, A. J.; COUCH, W. J.; SMAIL, I.; BARGER, A.; BUTCHER, H.; POGGIANTI, B. M.; ELLIS, R. S.; SHARPLES, R. M. Evolution since $z = 0.5$ of the morphology-density relation for clusters of galaxies. **The Astrophysical Journal**, v. 490, p. 577–591, december 1997.

GISLER, G. R. On the morphology of galaxies in clusters. **The Astronomical Journal**, v. 85, n. 6, p. 623–625, June 1980.

GÓMEZ-FLECHOSO, M. A.; DOMÍNGUEZ-TENREIRO, R. Is the fast-evolution scenario for virialized compact groups really compelling? the role of a dark massive group halo. **The Astrophysical Journal**, v. 549, n. 2, p. L187–190, March 2001a.

_____. On the stability of quasi-equilibrium self-gravitating configurations in a tidal field. **The Astrophysical Journal**, v. 550, n. 2, p. 703–712, April 2001b.

GOVERNATO, F.; TOZZI, P.; CAVALIERE, A. Small group of galaxies : a clue to a critical universe. **The Astrophysical Journal**, v. 458, n. 1, p. 18–26, February 1996.

HEISLER, J.; TREMAINE, S.; BAHCALL, J. N. Estimating the masses of galaxy groups: alternatives to the virial theorem. **The Astrophysical Journal**, v. 298, n. 1, p. 8–17, November 1985.

HERNQUIST, L. An analytical model for spherical galaxies and bulges. **The Astrophysical Journal**, v. 356, n. 2, p. 359–364, June 1990.

HERNQUIST, L.; KATZ, N.; WEINBERG, D. H. Physically detached “compact groups”. **The Astrophysical Journal**, v. 442, n. 1, p. 57–66, March 1995.

HICKSON, P. Systematic properties of compact groups of galaxies. **The Astrophysical Journal**, v. 255, n. 2, p. 382–391, April 1982.

_____. Compact group of galaxies. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 35, p. 357–388, 1997.

HICKSON, P.; KINDL, E.; AUMAN, J. R. A photometric catalog of compact groups of galaxies. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 70, n. 4, p. 687–698, August 1989.

HICKSON, P.; KINDL, E.; HUCHRA, J. P. Discordant redshifts in compact groups of galaxies. **The Astrophysical Journal**, v. 329, n. 2, p. L65–L67, June 1988a.

_____. Morphology of galaxies in compact groups. **The Astrophysical Journal**, v. 331, n. 1, p. 64–70, August 1988b.

HICKSON, P.; Mendes de Oliveira, C.; HUCHRA, J. P.; PALUMBO, G. G. C. Dynamical properties of compact groups of galaxies. **The Astrophysical Journal**, v. 399, n. 2, p. 353–367, November 1992.

HICKSON, P.; ROOD, H. J. The nature of compact groups of galaxies. **The Astrophysical Journal**, v. 331, n. 2, p. L69–L72, August 1988.

HUNSBERGER, S. D.; CHARLTON, J. C.; ZARITSKY, D. The luminosity function of galaxies in compact groups. **The Astrophysical Journal**, v. 505, p. 536–557, October 1998.

IOVINO, A.; de Carvalho, R. R.; GAL, R. R.; ODEWAHN, S. C.; LOPES, P. A. A.; MAHABAL, A.; DJORGOVSKI, S. G. A new sample of distant compact groups from dpos. **The Astronomical Journal**, v. 125, n. 4, p. 1660–1681, April 2003.

LEE, B. C.; ALLAM, S. S.; TUCKER, D. L.; ANNIS, J.; BLANTON, M. R.; JOHNSTON, D. E.; SCRANTON, R.; ACEBO, Y.; BAHCALL, N. A.; BARTELMANN, M.; BOHRINGER, H.; ELLMAN, N.; GREBEL, E. K.; INFANTE, L.; LOVEDAY, J.; MCKAY, T. A.; PRADA, F.; SCHNEIDER, D. P.; STOUGHTON, C.; SZALAY, A. S.; VOGLEY, M. S.; VOGES, W.; YANNY, B. A catalog of compact groups of galaxies in the sdss commissioning data. **Astronomical Journal**, v. 127, n. 4, p. 1811–1859, April 2004.

LOKAS, E. L.; MAMON, G. A. Properties of spherical galaxies and clusters with an nfw density profile. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 321, p. 155–166, 2001.

LOPES, P. A. A. **Seleção de Aglomerados de Galáxias a Partir do segundo Levantamento Fotográfico do Observatório Palomar**. Tese (Doutorado) — Observatório Nacional, 2003.

MAIA, M. A. G.; da Costa, L. N.; Latham, D. W. A catalog of southern groups of galaxies. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 69, p. 809–829, April 1989.

MAMON, G. A. Are compact groups of galaxies physically dense? **The Astrophysical Journal**, v. 307, n. 2, p. 426–430, August 1986.

_____. The dynamics of small groups of galaxies. i - virialized groups. **The Astrophysical Journal**, v. 321, p. 622–644, October 1987.

_____. Compact groups : Observations and theories. In: Otto-G. Richter; BORNE, K. (Ed.). **Groups of Galaxies**. [S.l.]: Astronomical Society of the Pacific, 1995. v. 70, p. 83–94.

Mendes de Oliveira, C.; AMRAM, P.; BALKOWSKI, C.; BOULESTEIX, J. Rotation curves of hickson compact groups galaxies from fabry-perot $h\alpha$ velocity fields. In: PERSIC, M.; SALUCCI, P. (Ed.). **Dark and Visible Matter in Galaxies**. [S.l.]: Astronomical Society of the Pacific, 1997. v. 117, p. 156–160.

Mendes de Oliveira, C.; HICKSON, P. The luminosity function of compact groups of galaxies. **The Astrophysical Journal**, v. 380, n. 1, p. 30–38, October 1991.

_____. Morphology of galaxies in compact groups. **The Astrophysical Journal**, v. 427, n. 2, p. 684–695, June 1994.

MENON, T. K. The influence of high-density enviroment on the radio-far-infrared correlation of spiral galaxies. **The Astrophysical Journal**, v. 372, n. 2, p. 419–423, May 1991.

MULCHAEY, J. S.; DAVIS, D. S.; MUSHOTZKY, R. F.; BURSTEIN, D. The intragroup medium in poor groups of galaxies. **The Astrophysical Journal**, v. 456, n. 1, p. 80–97, January 1996.

NAVARRO, J. F.; FRENK, C. S.; WHITE, S. D. M. A universal density profile from hierarchical clustering. **The Astrophysical Journal**, v. 490, n. 2, p. 493–508, December 1997.

PILDIS, R. A.; BREGMAN, J. N.; EVRARD, A. E. Rosat observations of compact groups of galaxies. **The Astrophysical Journal**, v. 443, n. 2, p. 514–526, April 1995.

PONMAN, T. J.; BOURNER, P. D. J.; EBELING, H.; BOHRINGER, H. A *ROSAT* survey of hickson's compact galaxy groups. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 283, p. 690–708, July 1996.

PRANDONI, I.; IOVINO, A.; MACGILLIVRAY, H. T. Automated search for compact groups of galaxies in the southern sky. **The Astronomical Journal**, v. 107, n. 4, p. 1235–1244, April 1994.

RAMELLA, M.; DIAFERIO, A.; GELLER, M. J.; HUCHRA, J. P. The birthplace of compact groups of galaxies. **The Astronomical Journal**, v. 107, p. 1623–1628, may 1994.

- RIBEIRO, A. L. B.; de Carvalho, R. R.; CAPELATO, H. V.; ZEPF, S. E. Structural and dynamical analysis of the hickson compact groups. **The Astrophysical Journal**, v. 497, n. 1, p. 72–88, April 1998.
- RIBEIRO, A. L. B.; de Carvalho, R. R.; ZEPF, S. E. The luminosity function of galaxies in compact groups. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 267, p. L13–L16, January 1994.
- ROSE, J. A. A survey of compact group of galaxies. **The Astrophysical Journal**, v. 211, n. 2, p. 311–318, January 1977.
- RUBIN, V. C.; HUNTER, D. A.; FORD, W. K. J. Optical properties and dynamics of galaxies in the hickson compact groups. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 76, n. 1, p. 153–183, May 1991.
- SCHECHTER, P. An analytic expression for the luminosity function for galaxies. **The Astrophysical Journal**, v. 203, n. 2, p. 297–306, January 1976.
- SCHOMBERT, J. M. The structure of brightest cluster members. i. surface photometry. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 60, n. 3, p. 603–693, March 1986.
- SEYFERT, C. K. Five thousand galaxies and a new dense group. **Astronomical Journal**, v. 53, p. 203, 1948.
- SPRINGEL, V. The cosmological simulation code gadget-2. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, 2005. No prelo.
- SPRINGEL, V.; YOSHIDA, N.; WHITE, S. D. Gadget : a code for collisionless and gasdynamical cosmological simulations. **New Astronomy**, v. 6, p. 79–117, January 2001.
- STEPHAN, M. E. Nebulae (new) discovered and observed at the observatory of marseilles, 1876 e 1877, m. stephan. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 37, p. 334, April 1877.
- SULENTIC, J. W. Properties of dense galaxy groups and the implications for their existence. **The Astrophysical Journal**, v. 322, n. 2, p. 605–617, November 1987.
- TRENTHAM, N.; SAMPSON, L.; BANERJI, M. The galaxy luminosity from $m_R = -25$ to $m_R = -9$. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 357, p. 783–792, December 2005.

- TUCKER, D. L.; OEMLER, J. A.; HASHIMOTO, Y.; SCHECTMAN, S. A.; KIRSHNER, R. P.; LIN, H.; LANDY, S. D.; SCHECHTER, P. L.; ALLAM, S. S. Loose groups of galaxies in the las campanas redshift survey. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 130, n. 2, p. 237–265, October 2000.
- van der Marel, R. P. The velocity dispersion anisotropy and mass-to-light ratio of elliptical galaxies. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 253, p. 710–726, August 1991.
- VORONTSOV-VELYAMINOV, B. A. **Atlas and Catalog of Interacting Galaxies**. [S.l.]: Moscow: Sternberg Inst., 1959.
- WALKE, D. G.; MAMON, G. A. The frequency of chance alignments of galaxies in loose groups. **Astronomy and Astrophysics**, v. 225, p. 291–302, April 1989.
- ZABLUDOFF, A. I.; MULCHAEY, J. S. The properties of poor groups of galaxies. i. spectroscopy survey and results. **The Astrophysical Journal**, v. 496, p. 39–72, March 1998.
- ZEPF, S. E.; de Carvalho, R. R.; RIBEIRO, A. L. B. The faint end of the luminosity function of galaxies in hickson groups. **The Astrophysical Journal**, v. 488, n. 2, p. L11–L14, October 1997.

APÊNDICE A

Conversão do Sistema de Magnitudes

No Capítulo 1, levantamos a questão das diferenças de magnitudes entre as duas galáxias mais brilhantes de cada grupo compacto (ΔM_{12}) e das distribuições de ΔM_{12} dos GCs catalogados por [Hickson *et al.* \(1989\)](#), por [Lee *et al.* \(2004\)](#) e por [de Carvalho *et al.* \(2005\)](#). Para compararmos estas distribuições, é necessária a conversão dos diversos sistemas fotométricos adotados para um só sistema. Nesta pesquisa, decidimos converter todas as magnitudes para o sistema fotométrico usado pelo SDSS (e que, portanto, [Lee *et al.* \(2004\)](#) usaram), por duas razões: na primeira, o banco de dados do SDSS disponibiliza os dados de 11 GCHs. Com estes dados, definimos uma amostra composta de 89 galáxias. Assim, calculamos uma função de conversão do sistema adotado na definição dos GCHs para o sistema usado por [Lee *et al.* \(2004\)](#). Na segunda, a equação de conversão do sistema usado por [de Carvalho *et al.* \(2005\)](#) para o sistema do SDSS foi encontrada por [Lopes \(2003\)](#). Portanto, apenas o sistema fotométrico usado na definição do catálogo de GCHs requereu nossas análises de ajuste.

Na Tabela A.1, apresentamos, como um exemplo, os dados das magnitudes de 48 galáxias disponibilizados pelo banco de dados do SDSS, representando uma fração de 54% do número total de galáxias de nossa amostra. Os erros cometidos na medida destes dados são desprezíveis, cf. apresentamos na tabela. Usando todos os dados de nossa amostra, encontramos a seguinte equação de conversão do sistema fotométrico adotado por [Hickson *et al.* \(1989\)](#) para o sistema usado por [Lee *et al.* \(2004\)](#), através do método de mínimos quadrados:

$$r' = 1,14 + 0,95 * R \quad (\text{A.1})$$

Sendo r' e R as magnitudes do sistema do SDSS e do Catálogo de Hickson, respectivamente. Os desvios-padrões calculados foram de 0,485 e 0,033, respectivamente, para o termo independente e para o coeficiente angular da equação A.1. Na Figura A.1, apresentamos a correlação entre as magnitudes r' e R , bem como a reta definida pela equação A.1. O diagrama de resíduos, exibido nesta figura, mostra uma distribuição razoavelmente uniforme dos resíduos em torno do valor $r' - R = 0,00$. É imediato notar que o cálculo de ΔM_{12} depende apenas do coeficiente de R , que

possui o valor igual a 0,95. É importante lembrar que alguns pontos foram previamente excluídos, porque, ou representavam valores de magnitudes medidos no regime de não-linearidade de detecção do CCD usado, ou se tratavam de casos extremos, conhecidos como *outliers*, que representam erros de origem desconhecida.

Para convertermos os dados do DPOSS para o sistema fotométrico utilizado pelo SDSS, usamos a equação de conversão encontrados por Lopes (LOPES, 2003), conforme descrevemos no Capítulo 1.

O erro intrínseco cometido no cálculo da distribuição dos valores de ΔM_{12} é de natureza poissoniana, sendo calculado por:

$$Err = \sqrt{n}, \quad (\text{A.2})$$

onde Err representa o erro da contagem de n grupos com um dado valor para a diferença de magnitudes $M_2 - M_1$ entre as duas galáxias mais brilhantes por grupo. Convertemos este valor no espaço das frequências f :

$$f = \frac{\sqrt{n}}{N}. \quad (\text{A.3})$$

Na equação A.3, N representa o número total de grupos observados.

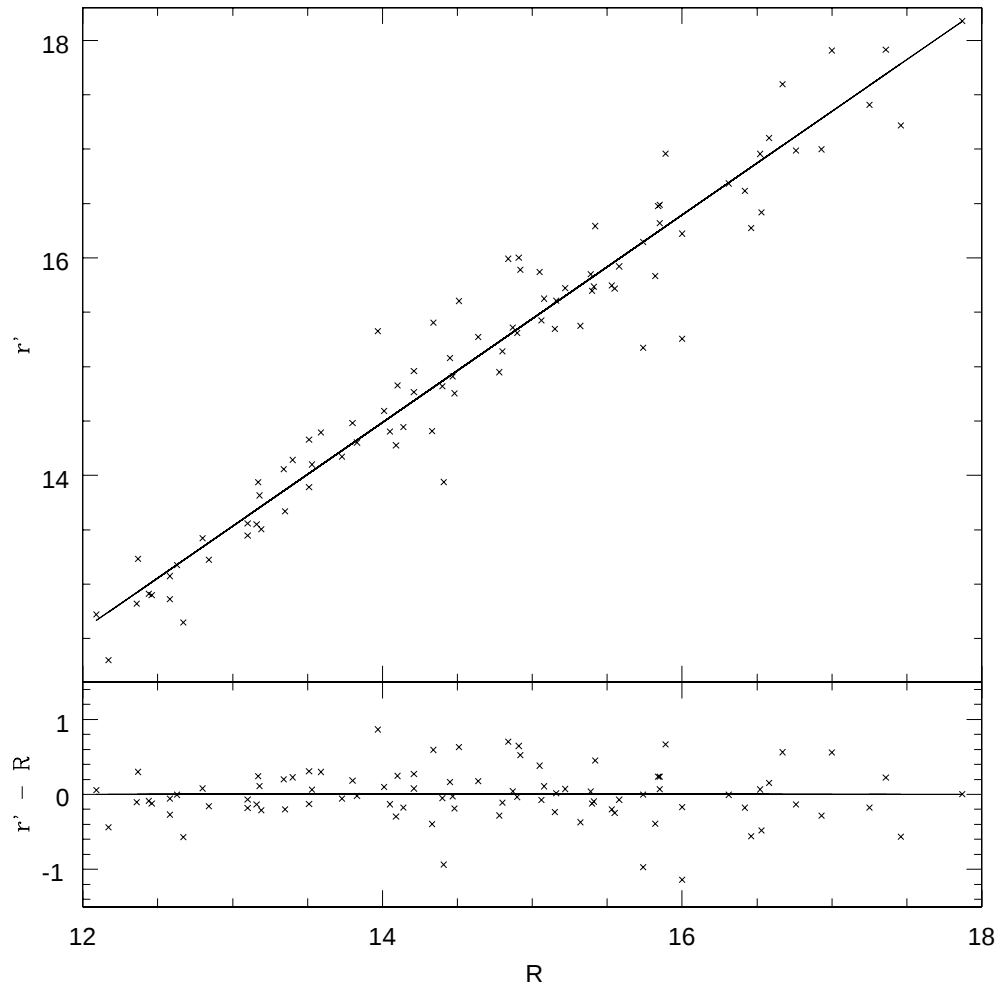


FIGURA A.1 - Correlação entre os valores de magnitude obtidos no sistema fotométrico usado por [Hickson *et al.* \(1989\)](#) (R) e os respectivos valores obtidos no sistema usado pelo SDSS (r'). Usamos os dados de 89 galáxias catalogadas por [Hickson *et al.* \(1989\)](#) e disponibilizados pelo banco de dados do SDSS. Abaixo: diagrama dos resíduos.

TABELA A.1 - Dados de 48 galáxias de GCHs, disponibilizados pelo banco de dados do SDSS. As colunas representam, da esquerda para a direita, respectivamente: Nome da galáxia, tal como catalogada por [Hickson et al. \(1989\)](#), ascensão reta (em graus), declinação (em graus), magnitude no sistema fotométrico do SDSS (banda r'), erro na medida de r' e magnitude no sistema fotométrico usado por [Hickson et al. \(1989\)](#).

Nome	A.R.	Dec	r'	Erro	R
HCG07a	9,806	+0,864	12,582	1,668E-3	11,980
HCG07b	9,824	+0,913	13,074	1,746E-3	12,580
HCG07c	9,895	+0,860	13,198	1,976E-3	11,710
HCG07d	9,828	+0,892	18,159	2,000E-2	13,990
HCG16a	32,352	-10,134	12,302	1,616E-3	12,170
HCG16b	32,337	-10,133	12,647	1,682E-3	12,670
HCG16c	32,411	-10,147	12,820	1,900E-2	12,360
HCG17a	33,521	+13,311	15,358	2,817E-3	14,870
HCG17b	33,516	+13,313	15,310	2,882E-3	14,900
HCG17c	33,521	+13,317	15,832	3,442E-3	15,820
HCG17d	33,537	+13,307	16,998	5,238E-3	16,930
HCG17e	33,517	+13,319	17,915	7,627E-3	17,360
HCG25a	50,179	-1,109	14,057	2,302E-3	13,340
HCG25b	50,189	-1,045	13,446	1,853E-3	13,100
HCG25c	50,180	-1,002	14,910	2,634E-3	14,470
HCG25d	50,161	-1,035	14,949	2,512E-3	14,780
HCG25e	50,178	-1,006	15,890	8,063E-3	14,920
HCG25f	50,189	-1,054	15,175	2,721E-3	15,740
HCG25g	50,217	-1,063	15,718	4,485E-3	15,550
HCG35a	131,338	+44,521	15,404	2,758E-3	14,340
HCG35b	131,335	+44,509	14,277	2,067E-3	14,090
HCG35c	131,326	+44,528	14,828	2,314E-3	14,100
HCG35d	131,336	+44,540	15,745	3,143E-3	15,530
HCG35e	131,336	+44,503	16,488	3,753E-3	15,850
HCG35f	131,336	+44,533	17,102	5,414E-3	16,580
HCG41a	149,398	+45,230	13,559	1,882E-3	13,100
HCG41b	149,420	+45,260	14,171	2,288E-3	13,730
HCG41c	149,364	+45,239	15,625	3,069E-3	15,080
HCG41d	149,460	+45,229	16,616	4,257E-3	16,420

(continua)

TABELA A.1 - (continuação)

Nome	A.R.	Dec	r'	Erro	R
HCG43a	152,832	-0,023	14,765	2,401E-3	14,210
HCG43b	152,781	-0,042	15,273	2,884E-3	14,640
HCG43c	152,802	-0,068	14,755	2,321E-3	14,480
HCG43d	152,804	-0,087	16,145	3,628E-3	15,740
HCG43e	152,809	-0,051	15,922	3,466E-3	15,580
HCG43f	152,827	-0,008	17,596	8,754E-3	16,670
HCG45a	154,807	+59,131	14,406	2,279E-3	14,330
HCG45b	154,772	+59,106	15,255	2,823E-3	16,000
HCG45c	154,782	+59,085	17,908	7,417E-3	17,000
HCG45d	154,817	+59,138	16,223	3,645E-3	16,000
HCG49a	164,173	+67,185	15,347	3,261E-3	15,150
HCG49b	164,163	+67,180	16,476	4,261E-3	15,840
HCG49c	164,153	+67,181	16,956	6,429E-3	16,520
HCG49d	164,140	+67,178	16,684	4,344E-3	16,310
HCG50a	169,276	+54,917	16,418	5,075E-3	16,530
HCG50b	169,284	+54,917	16,986	5,568E-3	16,760
HCG50c	169,266	+54,921	17,219	9,079E-3	17,460
HCG50d	169,277	+54,924	17,409	1,700E-2	17,250
HCG50e	169,287	+54,920	18,179	9,160E-3	17,870

FONTE: *SDSS Data Release 3***(Fim da Tabela)**

APÊNDICE B

Principais Métodos Usados em Simulações Numéricas

Existem vários métodos de simulações numéricas de N —corpos disponíveis na literatura científica. Os principais são os seguintes, em sua generalidade:

- a) Partícula-partícula (método PP) – É o mais simples conceitualmente. O estado físico do sistema é descrito por um conjunto de dados de posições e velocidades de todas as partículas. Os cálculos das posições e velocidades são feitos em etapas, denominadas de “laços” computacionais. Para realizar cada “laço”, o código possui um algoritmo que usa o tempo como variável independente. Assim, cada etapa é denominada de passo da variável temporal (passo temporal ou *timestep*). Neste método, em cada passo temporal (laço), o código atualiza os valores para as velocidades e posições, usando como informações as forças de interação e as equações de movimento para obter o estado do sistema num tempo imediatamente posterior. Cada laço é constituído por três etapas básicas:
- 1) Cálculo das forças. Neste caso, todas as forças calculadas em etapas anteriores são apagadas da memória e recalculadas. Encontra-se a força da i —ésima partícula exercida sobre a j —ésima partícula. Isto é feito com todas as partículas.
 - 2) Integração das equações de movimento. É realizada uma integração numérica das equações de movimento para cada partícula, a partir do valor da força resultante exercida sobre ela. Com este dado, os valores para as velocidades são calculados, para cada partícula individualmente. Depois, usando os valores das velocidades, as posições são calculadas.
 - 3) Atualização do contador temporal. Isto significa que o valor do tempo é atualizado.

Logo abaixo, exibimos o algoritmo que caracteriza este método. Para uma dada i —ésima partícula, as variáveis apresentadas são: $\vec{F}_i$, a força resultante. F_{ij} , a força sentida por esta partícula devido à ação da j —ésima partícula. m_i , a massa. $\vec{v}_i$, a velocidade e $\vec{x}_i$, a posição. N_P representa o número total de partículas e t , o tempo. Os termos *novo* e *velho* informam em que laço as suas respectivas variáveis foram calculadas.

Para $i = 1$ a N_P , faça:

$$\vec{F}_i = 0; \quad (\text{B.1})$$

Para $i = 1$ a $N_P - 1$ e $j = i + 1$ a N_P , faça:

$$\vec{F}_i = \vec{F}_i + \vec{F}_{ij} \quad (\text{B.2})$$

$$\vec{F}_j = \vec{F}_j + \vec{F}_{ij}; \quad (\text{B.3})$$

Para $i = 1$ a N_P , faça:

$$\vec{v}_i^{novo} = \vec{v}_i^{velho} + \frac{\vec{F}_i}{m_i} dt \quad (\text{B.4})$$

$$\vec{x}_i^{novo} = \vec{x}_i^{velho} + \vec{v}_i dt \quad (\text{B.5})$$

$$t_{novo} = t_{velho} + dt \quad (\text{B.6})$$

A evolução do sistema é obtida mediante a aplicação de laços sucessivos destes três passos. Obviamente, os métodos baseados neste esquema são mais complexos, com muitos detalhes técnicos aqui não estudados. Por exemplo, existem códigos que utilizam um polinômio de quarta ordem para a força por unidade de massa sobre cada partícula num dado tempo t :

$$\vec{F} = \vec{F}_0 + \vec{B}t_r + \vec{C}t_r^2 + \vec{D}t_r^3 + \vec{E}t_r^4 \quad (\text{B.7})$$

Os coeficientes $\vec{F}_0$, $\vec{B}$, $\vec{C}$, $\vec{D}$ e $\vec{E}$ podem ser deduzidos através do formalismo do cálculo numérico.

O laço é realizado sobre cada partícula individualmente. Cada partícula possui o valor do instante de tempo t_i e também o valor “atual” do seu último passo temporal Δt_i . Primeiro, encontra-se a partícula que possui o menor valor de $(\Delta t_i + t_i)$. Ela é avançada no tempo de um pequeno intervalo Δt_α . O polinômio B.7 é usado para prever as novas posições, velocidades e o próximo passo temporal. Depois disto, as demais partículas são tratadas de modo similar. O método PP é o mais direto dos três descritos neste

apêndice, entretanto necessita de um enorme esforço computacional para ser aplicado em modelos mais sofisticados, como os que tratam milhares de partículas interagentes. O esforço computacional é da ordem de $O(N^2)$, pois N^2 operações são requeridas para se calcularem todas as forças sentidas por todas as N partículas.

- b) Método Partícula-Célula (*particle-mesh*, ou P-M) – Este método vale-se de duas equações de campo: na primeira, relaciona-se a força gravitacional com o respectivo potencial, mediante a aplicação do operador gradiente sobre uma função representativa do potencial. Na segunda, utiliza-se a equação de Poisson, que veremos logo abaixo. Os operadores diferenciais nestas equações são substituídos por aproximações de diferenças finitas em células, que dividem o espaço em regiões de resolução limitada. As quantidades do campo, que permeiam todo o espaço num sistema físico, são representados por valores numa “grade” (*array*) regular de pontos-células. Em suma, o método partícula-célula trata a força como uma quantidade do campo, aproximando-a em valores discretos do espaço (células), e modelando o espaço como uma grade tridimensional. Os potenciais e as forças calculados na posição da partícula são obtidos pela interpolação dos valores definidos nas células que definem na grade. As densidades definidas nas células (*mesh-defined densities*) são obtidas pelo processo oposto, o de designar aos pontos-células os atributos das partículas contidas nestas regiões (ex. “massa”), a fim de criar valores definidos por célula (densidade de matéria). Designamos assim, n corpos para cada célula. O laço temporal (*timestep loop*) deste método difere daquele do método anterior (PP) no cálculo das forças. Eis aqui os passos:

- 1) Designação de “massas” às células – a massa das “partículas” torna-se “densidade das malhas” (*grid density*). Trata-se de um procedimento de contagem de partículas dentro de cada região previamente delimitada do espaço, ou seja, de calcular as densidades em cada malha previamente definida.
- 2) Resolução da equação de Poisson na célula.

$$\vec{\nabla}^2 \phi = 4\pi G \rho \quad (\text{B.8})$$

onde ϕ é o potencial gravitacional, ρ , a densidade de matéria e G , a

constante gravitacional.

- 3) Cálculo das forças a partir das energias potenciais definidas nas células e interpolação das forças nas posições da partícula.

$$\vec{F} = \vec{\nabla} \phi \quad (\text{B.9})$$

- 4) Integração das forças para obtenção das posições e velocidades, analogamente às equações B.5 e B.4.
- 5) Atualização do contador do *timestep*.

Este método é mais rápido do que o PP, porém a redução do custo computacional tem o preço da perda de resolução espacial. Isto significa que o movimento de apenas uma partícula do sistema não pode ser seguido individualmente. Se fossem calculados os encontros próximos (*close encounters*, definidos por encontros entre duas partículas separadas por distâncias típicas às de colisão), dever-se-ia resolver uma malha tão fina cujo *timestep* superaria ao do método PP. Por isso, este método é razoável para se modelarem galáxias e aglomerados globulares, por possuírem um grande número de partículas.

- c) Método Partícula-Partícula / Partícula-Célula (particle-particle/particle-mesh P3M) – Este método procura minimizar o principal defeito do P-M, que é o da baixa resolução no cálculo das forças entre partículas próximas, combinando o método PP com o P-M. O método P3M suplementa as forças interpartículas com uma soma direta sobre pares separados por menos que uma distância padrão, que pode ser de três vezes o valor dos espaçamentos entre as células (*grids*). As forças entre as partículas podem ser classificadas em duas: forças de curto alcance variando rapidamente, tratadas com o método PP, e forças de longo alcance variando lentamente, tratadas com o método P-M. Duas malhas são usadas: uma malha carga-potencial (*charge-potential mesh*), usada em diferentes estágios do cálculo PM para armazenar os dados pertinentes às densidades das cargas e aos do potencial, e outra malha “*chaining*”, constituída por uma “grade” de células usadas para localizar pares de partículas vizinhas no cálculo de interação a curta distância. O laço é constituído grosseiramente dos seguintes passos:

- 1) Início com a posição e o momento das partículas.

- 2) Atualização do *timestep*.
- 3) Cálculo de forças PM - designação de cargas às malhas, soluções para os potenciais, interpolação de forças, incremento dos momentos.
- 4) Cálculo de forças PP preenchimento completo da “malha em cadeias” (*chaining mesh*) e atualização dos momentos.
- 5) Criação de equações de movimento atualização de posições, aplicação de condições de contorno da partícula e atualização dos acumuladores de energia.
- 6) Integração para obtenção da posição e momento.

O número de operações é da ordem $N + Ng$, com N sendo o número de partículas e Ng o número de *grids*. Foi largamente usado em simulações cosmológicas e é o melhor indicado quando as forças podem ser classificadas em forças de curto alcance e forças de longo alcance.

- d) O Método Hierárquico – Este método tem vários algoritmos a ele associados, entre elas o Código de Árvore de Barnes-Hut (Barnes, 1986). Devido ao fato de utilizarmos um código análogo a este último como ferramenta nas simulações, atentemo-nos a ele. De um modo geral, os códigos em árvore abordam as simulações de N-corpos usando alguns conceitos implícitos no algoritmo P3M, embora use um método completamente distinto. A força total agindo sobre um elemento do sistema tem três origens: externa, de vizinhos mais próximos e de partículas distantes. As forças externas podem ser calculadas para cada partícula independentemente. A força oriunda de vizinhos mais próximos pressupõe interação entre os vizinhos mais próximos de fato. As forças oriundas de objetos distantes são mais computacionalmente onerosas, porque a força sobre cada partícula depende de todas as demais. O código de Barnes direciona os árduos cálculos de forças distantes mediante os seguintes passos :

- 1) Construção de uma árvore quadrada (*quadtree*). Isto significa a construção de uma hierarquia de “caixas” que dividem o domínio computacional em regiões menores e cada vez menores. Numa hierarquia mais alta, tem-se o domínio por inteiro. O refinamento do nível é obtido recursivamente, desde o primeiro nível pela subdivisão de cada caixa em duas partes iguais em cada direção do espaço.

- 2) Para cada subquadrado dentro da *quadtree*, realiza-se o cálculo do centro de massa e da massa total para todas as partículas que ela contém. Neste caso, a árvore estrutura a partição da distribuição da massa numa hierarquia de regiões localizadas, de modo que, quando calculada a força numa dada partícula, a região da árvore próxima a ela é explorada em detalhes, e as regiões mais distantes são exploradas mais grosseiramente, pelo tratamento de aglomerados distantes de partículas como pseudo-partículas simples e massivas.
- 3) Para cada partícula, ocorre a varredura da árvore para se calcular a força total sobre ela.

Os códigos em árvore são desprovidos de grids ou malhas, não têm geometria preferida e podem incorporar condições de contorno periódicas. Não desperdiçam tempo simulando regiões destituídas de matéria. Por isso, os códigos em árvore são ideais para a simulação de colisões entre galáxias. O custo computacional é da ordem de $N \log N$ operações, embora estes códigos requeiram uma grande quantidade de memória para armazenamento auxiliar durante as simulações.

APÊNDICE C

Esferas de King

As esferas de Michie-King, conforme (BINNEY; TREMAINE, 1987), constituem uma família de modelos esfericamente simétricos elaborados com a finalidade de se descrever perfis de densidades observados em galáxias elípticas. Para a realização destes sistemas, seguimos os passos de Binney e Tremaine (1987). A função de distribuição que descreve as partículas destas esferas, no espaço de fase, é dada por:

$$f(\varepsilon) = \begin{cases} \rho_1 \frac{1}{\sqrt{(2\pi\sigma^2)^3}} (e^{\frac{\varepsilon}{\sigma^2}} - 1), & \text{se } \varepsilon > 0. \\ 0, & \text{se } \varepsilon \leq 0. \end{cases} \quad (\text{C.1})$$

Sendo ρ_1 uma constante caracterizando uma densidade para o sistema, σ a dispersão de velocidades das partículas que compõem o sistema e ε a diferença entre as energias potencial relativa e cinética, ambas por unidade de massa: $\varepsilon = \Psi - \frac{v^2}{2}$, com $\Psi \equiv -\Phi + \Phi_0$ representando o potencial relativo, satisfazendo $\Psi(r \rightarrow \infty) = \Phi_0$. Claramente o que estamos fazendo é definir um sistema físico no qual o número as partículas em pleno processo de escape seja nulo. A densidade total pode ser encontrada fazendo a integral da equação C.1 no espaço de velocidades: $\rho(r) = \int f(\varepsilon) d\vec{v}$. Esta integração é feita porque $f(\varepsilon) \Rightarrow f(r, v)$, ou seja, toda a informação está contida em $f(\varepsilon)$. Uma vez realizada a integração, obtemos:

$$\rho(r) = \rho_1 e^{\frac{\varepsilon}{\sigma^2}} h\left(\frac{\varepsilon}{\sigma^2}\right), \quad (\text{C.2})$$

onde a função $h(u)$ é dada por:

$$h(u) = \text{erf}(\sqrt{u}) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(1 + \frac{2u}{3}\right) \sqrt{u} e^{-u}, \quad (\text{C.3})$$

sendo $\text{erf}(x)$ a função erro. Com $\rho(r)$, podemos resolver numericamente a equação de Poisson:

$$\frac{d}{d\tilde{r}} \left[\tilde{r}^2 \frac{d(\varepsilon/\sigma^2)}{d\tilde{r}} \right] = -9\tilde{r}^2 e^{\varepsilon/\sigma^2} h\left(\frac{\varepsilon}{\sigma^2}\right), \quad (\text{C.4})$$

onde $\tilde{r} = r/r_0$ é o raio adimensional, ou o raio normalizado em função do raio de King r_0 . O raio de King é definido pela seguinte equação:

$$r_0 = \sqrt{\frac{9\sigma^2}{4\pi G\rho_0}}, \quad (\text{C.5})$$

no qual $\rho_0 \equiv \rho(0)$ é a densidade central. A equação diferencial C.4 é integrada numericamente pelo método de Runge-Kutta. As condições de contorno são as seguintes:

- a) A esfera está em equilíbrio, a força líquida sentida pelas partículas no centro deve ser nula:

$$\frac{d\Psi}{dr}(r=0) = 0; \quad (\text{C.6})$$

- b) $\Psi(r=0) = -\Phi(r=0) + \Phi_0$;

- c) O potencial diminui para distâncias mais afastadas do centro. Isto é dado por $d^2\Psi/dr^2 < 0$.

- d) Numa dada distância r_t ao centro, a densidade de partículas se anula, ou seja, $\Psi(r=r_t) = 0$ é condição necessária para que o sistema tenha tamanho definido. Esta distância é conhecida como raio de maré. Com isso, $\Psi(r=r_t) = -\Phi(r=r_t) + \Phi_0 = 0 \Rightarrow \Phi(r_t) = \Phi_0$.

- e) A condição anterior implica que $\Psi(0) = -\Phi(0) + \Phi(r_t)$. Onde o potencial de maré é escrito como:

$$\Phi(r_t) = -\frac{GM(r < r_t)}{r_t}. \quad (\text{C.7})$$

Decorre destas condições que o modelo de King fica completamente definido, a menos de alguns parâmetros de entrada, como o potencial relativo central, a dispersão de velocidades e a densidade central ρ_0 . Na literatura, alguns autores geralmente chamam o termo $\frac{\Psi(0)}{\sigma^2}$ de W_0 . Ele é serve como parâmetro de entrada para alguns códigos que realizam esferas de King. Com o perfil de densidades e o número total de partículas da simulação, realizam-se sorteios de posições e velocidades, desde a região central da esfera até o raio de maré, gradativamente e em cascas que componham a esfera. Os passos seguidos são:

- a) Sorteiam-se primeiro as componentes da posição de uma amostra de partículas de uma dada casca.
- b) Calcula-se o potencial gravitacional na distância da referida casca ao centro, baseado em prévias interações recursivas de cálculos do potencial central, usando as condições de contorno.

- c) Com o potencial, as velocidades são sorteadas e atribuídas assumindo que no máximo elas terão a velocidade de escape local $v \leq \sqrt{2\Phi(r)}$.
- d) Feito isto para todas as partículas da amostra, passa-se para a próxima casca.

O fator de concentração já foi definido na equação 2.16. É possível construir esferas de King usando o parâmetro c como um dado de entrada para o código. Isto requer o uso de expressões empíricas, como a equação 2.17.

APÊNDICE D

Esferas de Hernquist

As esferas de Hernquist (HERNQUIST, 1990) são modelos de galáxias em que a distribuição de densidades radial segue o seguinte perfil:

$$\rho(r) = \frac{M}{2\pi} \frac{a}{r} \frac{1}{(r+a)^3}. \quad (\text{D.1})$$

Na equação D.1, M é a massa total e a é um comprimento de escala. A caracterização completa da esfera depende apenas destes dois parâmetros. Nas regiões próximas ao centro da esfera de Hernquist, a distribuição radial de luminosidades $I(r)$ aproxima-se do comportamento observado em galáxias elípticas, descrito pela lei de $R^{\frac{1}{4}}$, também chamada Lei de de Vaucouleurs (HERNQUIST, 1990). O Modelo tem as seguintes características físicas analiticamente explícitas:

- a) A distribuição cumulativa de massa não diverge, sendo dada por:

$$M(r) = M \frac{r^2}{(r+a)^2}. \quad (\text{D.2})$$

- b) O raio dentro do qual existe a metade de toda a massa, conhecido como raio de meia-massa ($r_{1/2}$), é bem definido e vale:

$$r_{1/2} = (1 + \sqrt{2})a. \quad (\text{D.3})$$

- c) O potencial gravitacional, calculado pela integração da equação de Poisson relativa á densidade D.1, é descrito por:

$$\phi(r) = -\frac{GM}{r+a}. \quad (\text{D.4})$$

- d) A velocidade de escape v_e e a velocidade circular v_c são dadas respectivamente por:

$$v_e = \sqrt{\frac{2GM}{r+a}}, \quad (\text{D.5})$$

$$v_c = \frac{\sqrt{GM}r}{r+a}. \quad (\text{D.6})$$

A velocidade circular v_c permite que um satélite do halo orbite em movimento circular.

- e) As energias cinética total T_{tot} e potencial total W_{tot} são funções analíticas simples:

$$T_{tot} = \frac{GM^2}{12a}, \quad (\text{D.7})$$

$$W_{tot} = -\frac{GM^2}{6a}. \quad (\text{D.8})$$

Notemos que T_{tot} e W_{tot} expressos nas equações D.7 e D.8 satisfazem o teorema do virial, descrito matematicamente pela equação 1.1.

A simulação MonteCarlo das partículas em órbitas circulares ou quase circulares é a mais simples do que em órbitas radiais em configuração de equilíbrio. Para tal, devem ser conhecidos de antemão a massa total M e o raio característico a . Os seguintes passos são realizados:

- a) Sorteiam-se as posições dos centros de massa das galáxias, verificando a separação interpares média.
- b) Obtido o vetor posição R_{CM} do centro de massa, sorteiam-se três componentes cartesianos do vetor velocidade VX_{CM} , VY_{CM} e VZ_{CM} e se calcula o seu módulo.
- c) Verifica-se se o módulo da velocidade $|V_{CM}|$ satisfaz a seguinte condição:

$$0,8v_c \leq |V_{CM}| \leq 1,0v_c. \quad (\text{D.9})$$

A condição dada por D.9 não assegura que todos os objetos tenham necessariamente órbitas circulares. O método permite que as órbitas sejam fixadas aleatoriamente, através de sorteios, usando subrotinas geradoras de números aleatórios. Entretanto, as possibilidades de se simularem órbitas puramente radiais nestas condições é muito pequena. De fato, testes para as órbitas destes modelos foram realizados. Os modelos **MGFDT-E** e **MGFDT-E-RES** apresentaram em sua maioria órbitas elípticas de pequena excentricidade, comprovando a eficácia deste método.

Descrevamos sucintamente os passos necessários à geração de modelos de Hernquist com órbitas radiais. Conhecidos previamente M e a , estas órbitas aparecem naturalmente numa simulação MonteCarlo que procedam segundo este algoritmo:

- a) Sorteio das posições das partículas.
- b) Cálculo do potencial via equação D.4.
- c) Cálculo da velocidade de escape v_e , segundo D.5.
- d) Sorteio de uma velocidade com módulo $v_{sort} \leq v_e$.
- e) Realização do teste da fórmula de Eddington (BINNEY; TREMAINE, 1987).
Esta fórmula é definida por:

$$f(\epsilon) = \frac{1}{\sqrt{8}\pi^2} \frac{d}{d\epsilon} \int_0^\epsilon \frac{d\rho}{d\Psi} \frac{d\Psi}{\sqrt{\epsilon - \Psi}}, \quad (\text{D.10})$$

Na equação D.10, $f(\epsilon)$ é uma função de distribuição de partículas no espaço de fase, ρ é a densidade. $\Psi = -\Phi + \Phi_0$ é o potencial gravitacional relativo por unidade de massa e, porque Φ é o potencial gravitacional e Φ_0 , o potencial gravitacional de um ponto de referência. $\epsilon = v^2/2 - \Psi$ é a energia total relativa por unidade de massa. A função de distribuição conta o número de partículas existentes numa unidade de volume hexadimensional do espaço de fase. Este teste necessita dos seguintes procedimentos:

- Cálculo da função de distribuição $f(\epsilon)_{max}$ para as partículas com velocidades de escape v_e , realizando a integração definida em D.10.
- Analogamente ao passo anterior, agora calculando $f(\epsilon)_0$ para partículas com as velocidades iguais a v_{sort} .
- Sorteio de um número α , satisfazendo $0 \leq \alpha \leq 1$.
- Aceitação da velocidade v_{sort} se $\alpha f(\epsilon)_{max} < f(\epsilon)_0$.

Estas simulações foram realizadas utilizando o código *hh.c*, originalmente desenvolvido por John Dubinski. As chances de obtenção de uma órbita circular ou quase circular usando estes procedimentos são pequenas por um motivo: a probabilidade

acumulada de se encontrar uma partícula com grandes valores para a energia total relativa ϵ é pequena. As velocidades são sorteadas, então as chances de se encontrar um valor ideal para ϵ são remotas. Estes valores ideais seriam aqueles nos quais a velocidade da partícula coincide com o critério das velocidades (quase) circulares, sobre o qual já discernimos. Os modelos **MRAND**, **MGFDT** e **MGFDT-E-RAD** usaram este método de realização de esferas de Hernquist.

APÊNDICE E

Das Figuras de Instantâneo

Os instantâneos são arquivos binários. A visualização das partículas depende de uma prévia conversão dos arquivos binários para a forma ASCII e subsequentes manipulações com um programa de elaboração de gráficos. Definimos um sistema de visualização no qual as partículas são dispostas nas três projeções de um sistema cartesiano ortogonal em quatro instantâneos da simulação de um dado modelo, em intervalos de tempo iguais, incluindo o instante inicial. O sistema de cores obedece ao seguinte padrão:

- a) Vermelho: representa as partículas perdidas para o meio intergalático, ou seja, estrelas com rótulos nulos obtidos pelo FOFs.
- b) Azul: representa as partículas cujas galáxias primordiais possuíam massas maiores ou iguais do que $10,0 \times 10^{10} M_{\odot}$. Portanto, as galáxias azuis primordiais são as mais massivas.
- c) Ciano: exhibe as partículas cujas galáxias primordiais possuem massas no intervalo $1,0 \times 10^{10} M_{\odot} \leq M_{gal} < 10,0 \times 10^{10} M_{\odot}$. Aqui M_{gal} denota a massa da galáxia.
- d) Amarelo: neste caso, as galáxias primordiais possuem massas menores do que $1,0 \times 10^{10} M_{\odot}$.

Apresentamos, nas páginas seguintes, as imagens das partículas de todos os modelos, projetadas nos planos $-xy$, $-xz$ e $-yz$. O nome de cada modelo está no topo de suas respectivas imagens, os instantes estão indicados nos quadros e as projeções estão apresentadas nos respectivos eixos.

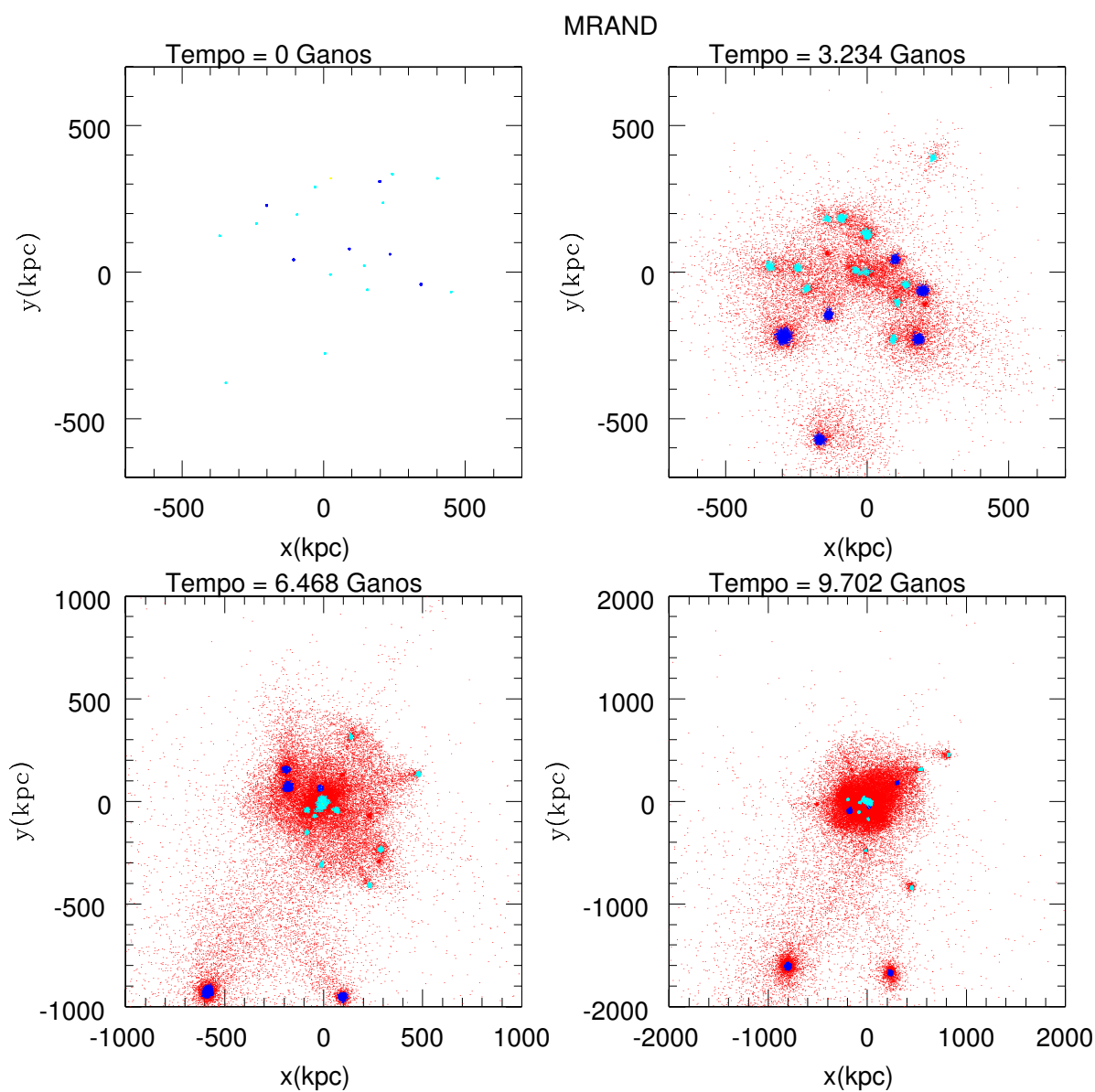
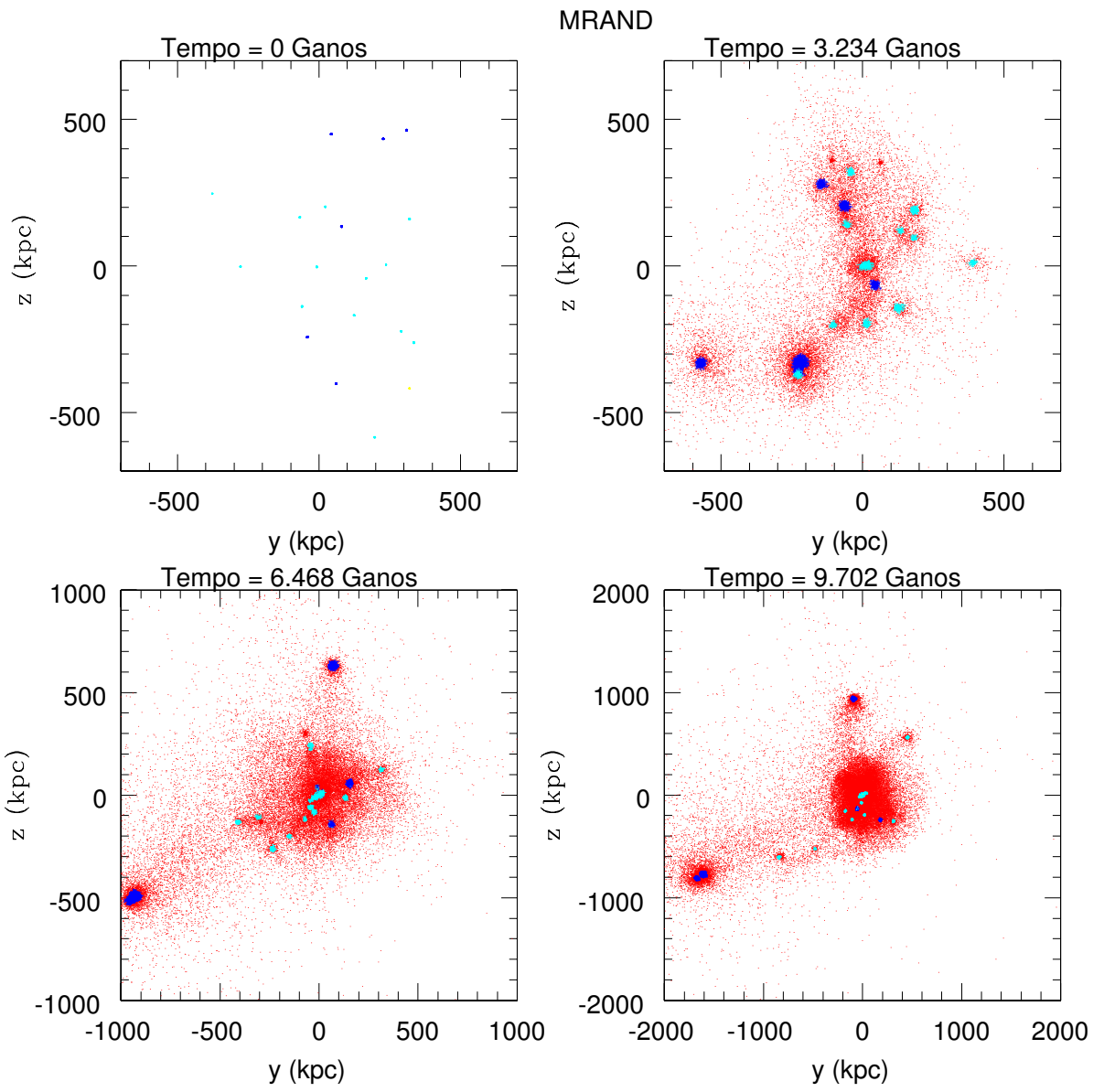
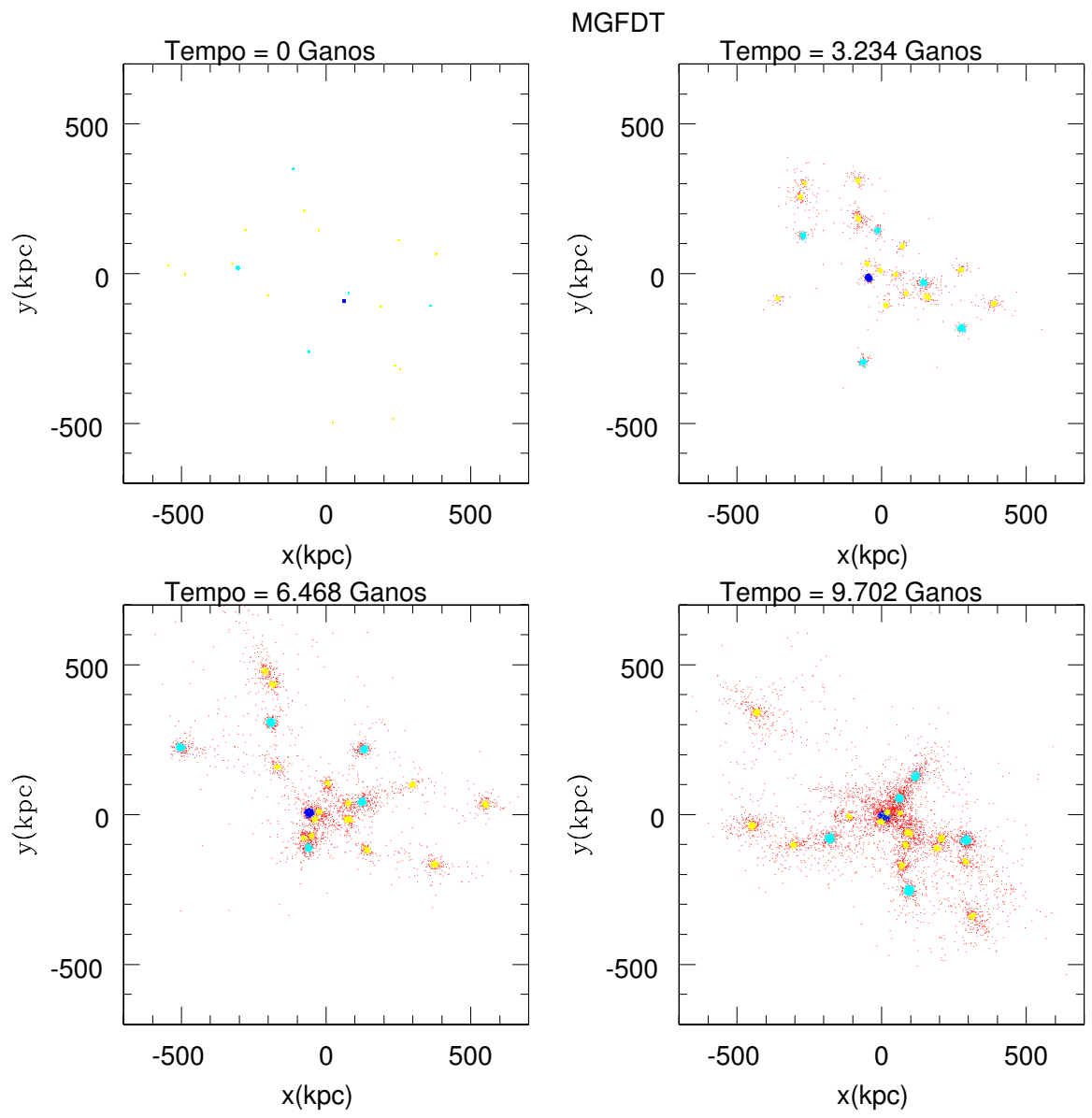
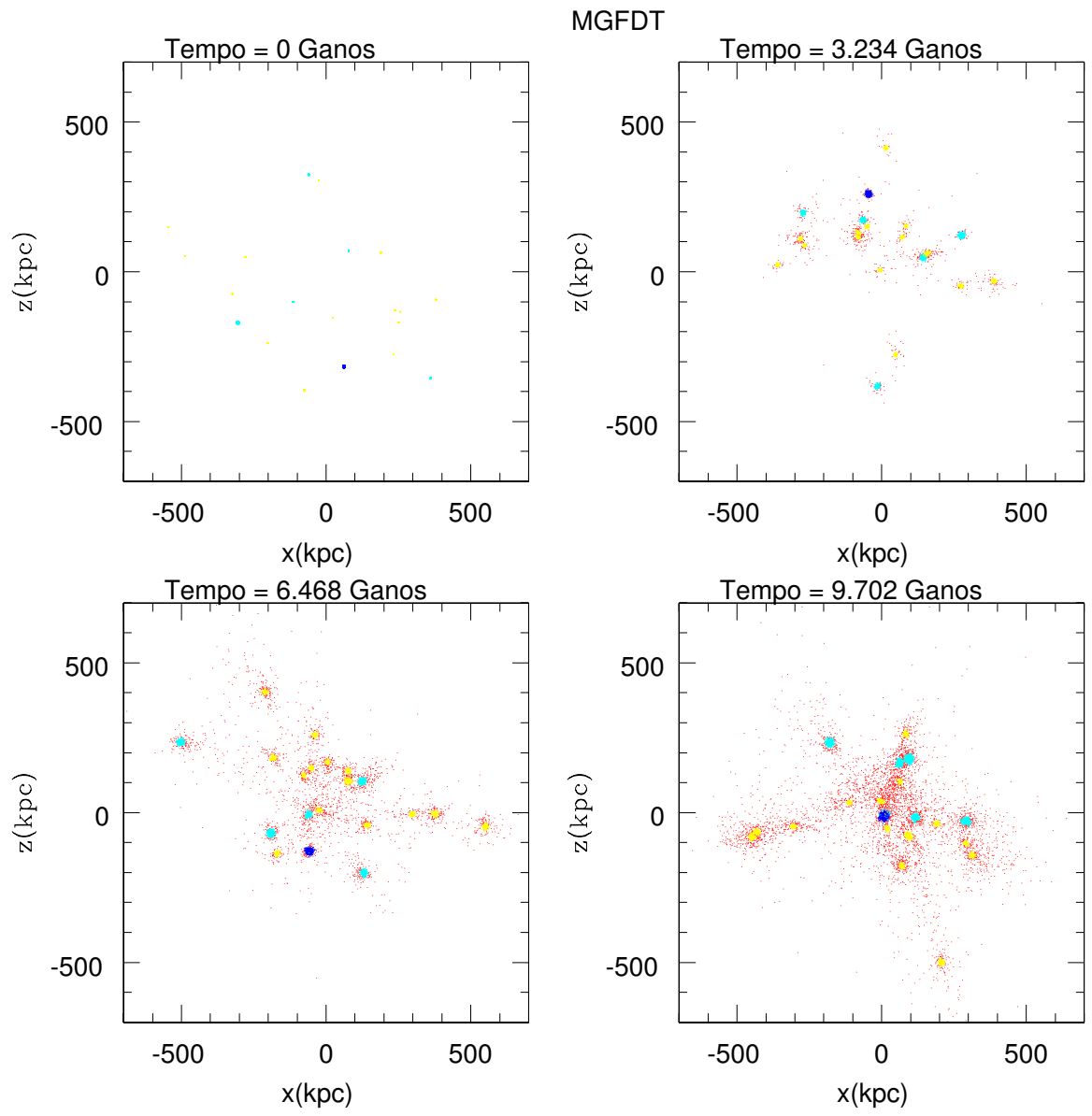
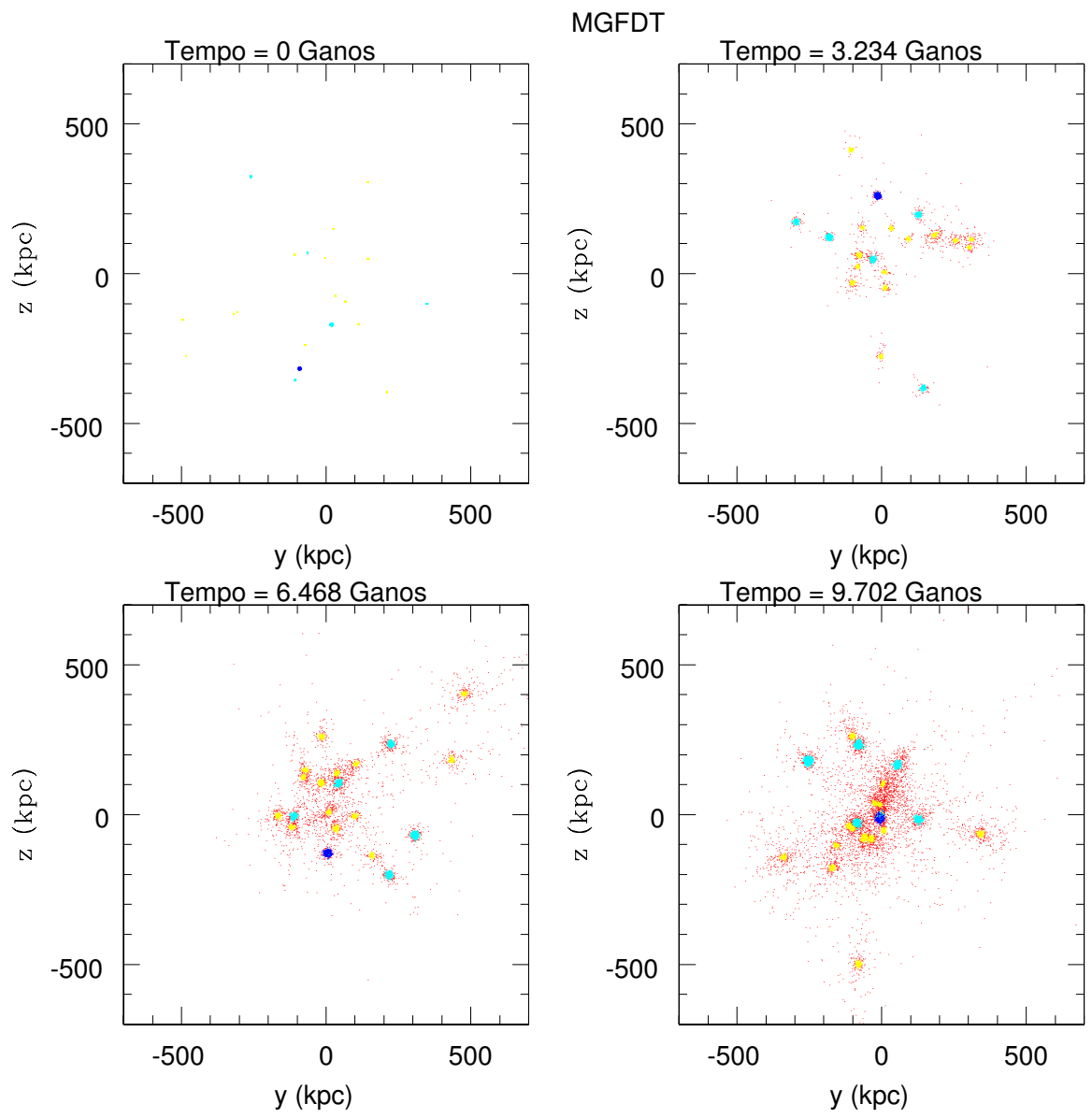


FIGURA E.1 - Visualização das partículas de todos os modelos, em imagens projetadas nos planos xy , xz e yz , apresentadas nesta página e nas seguintes. O nome de cada modelo está no topo de suas respectivas imagens, os instantes estão indicados nos quadros e as projeções estão apresentadas nos respectivos eixos.

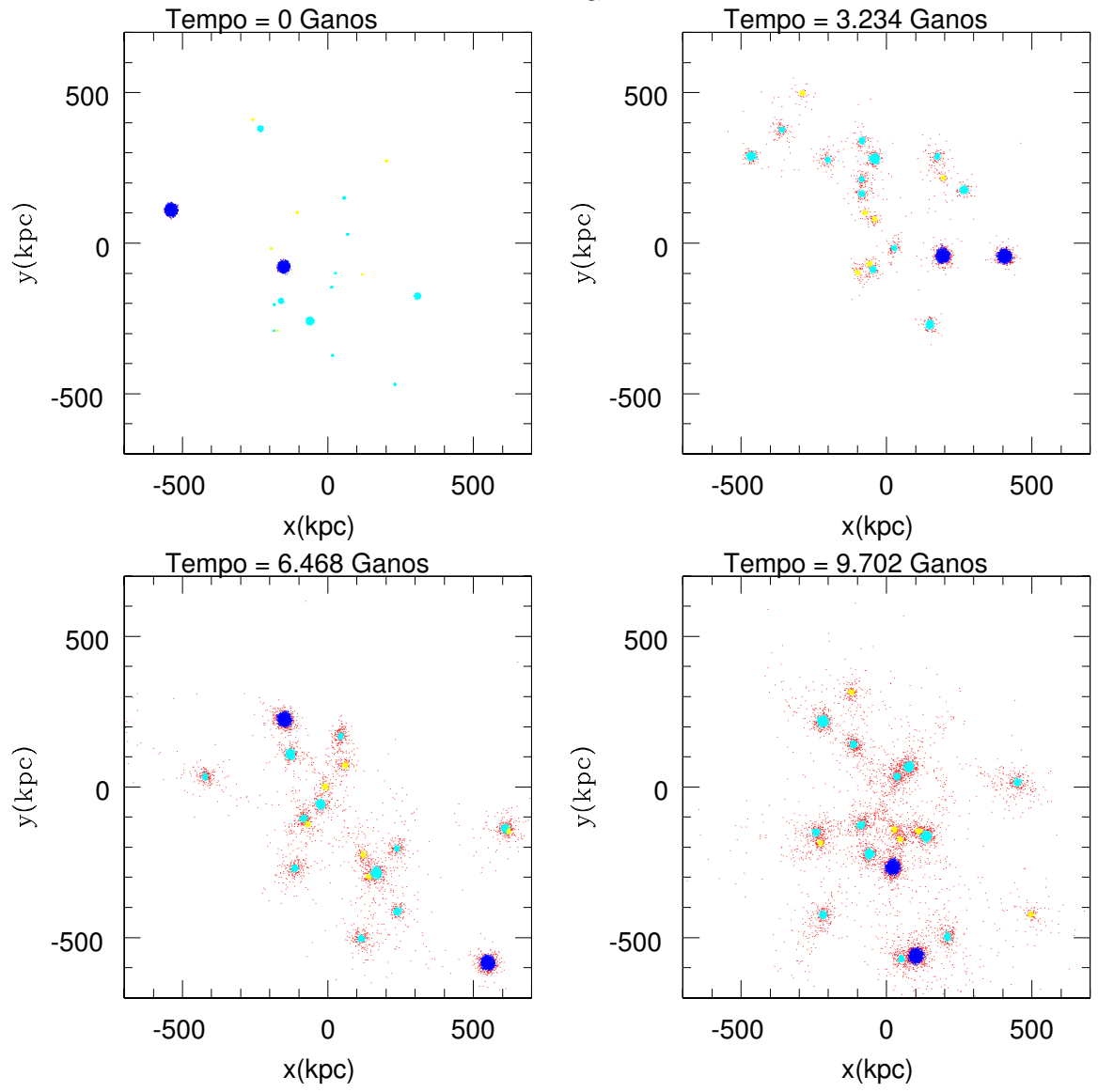


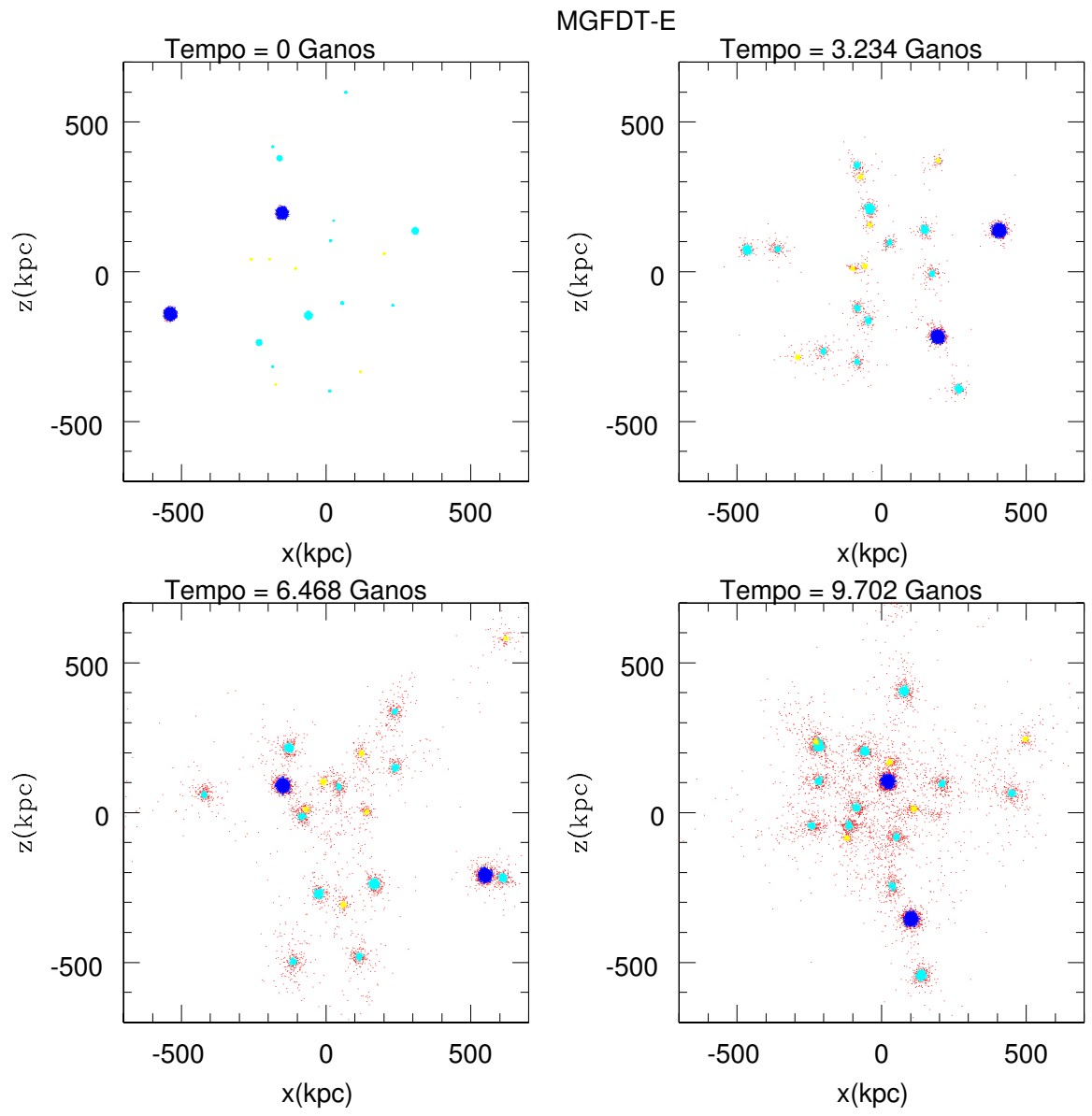


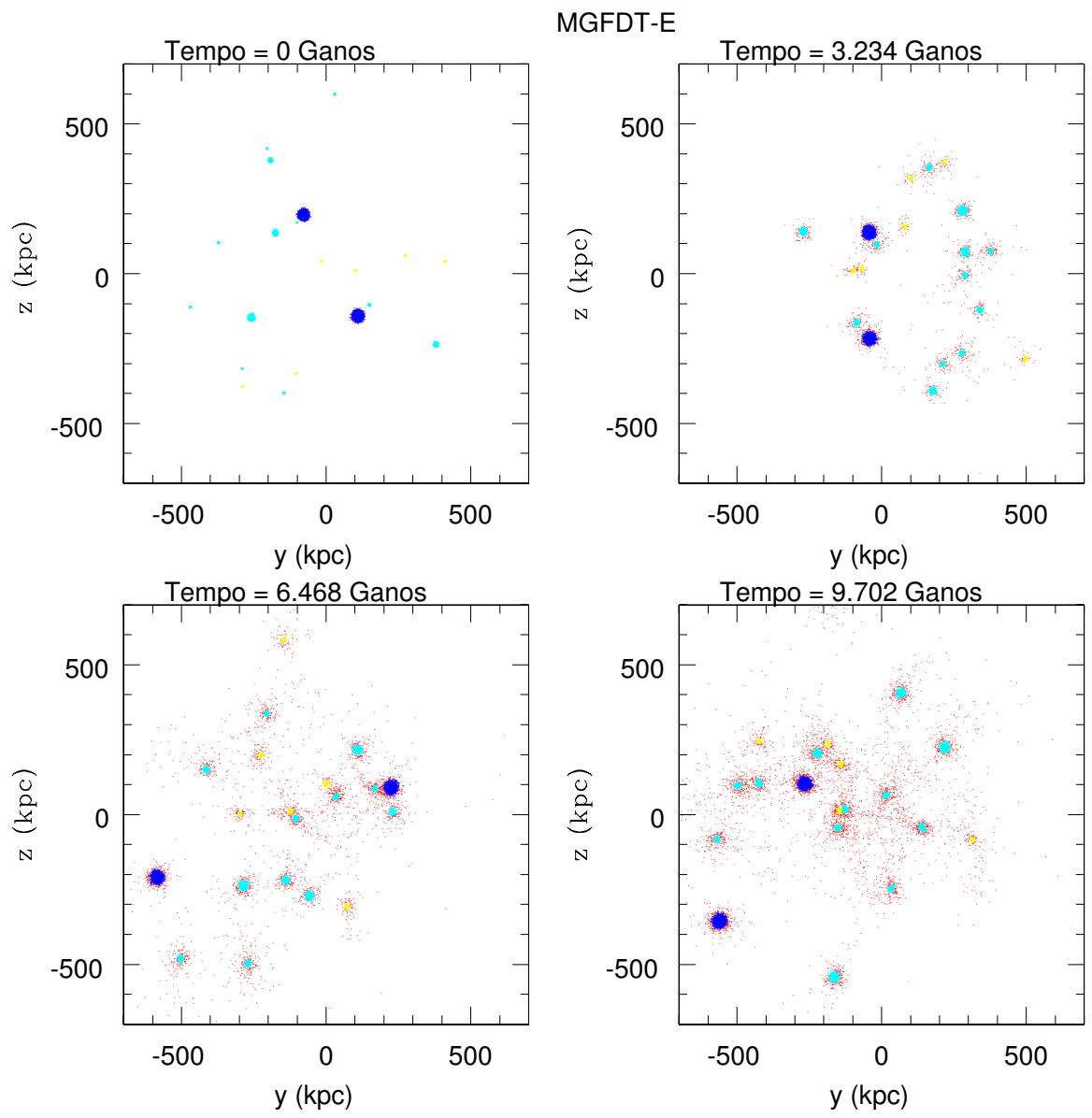




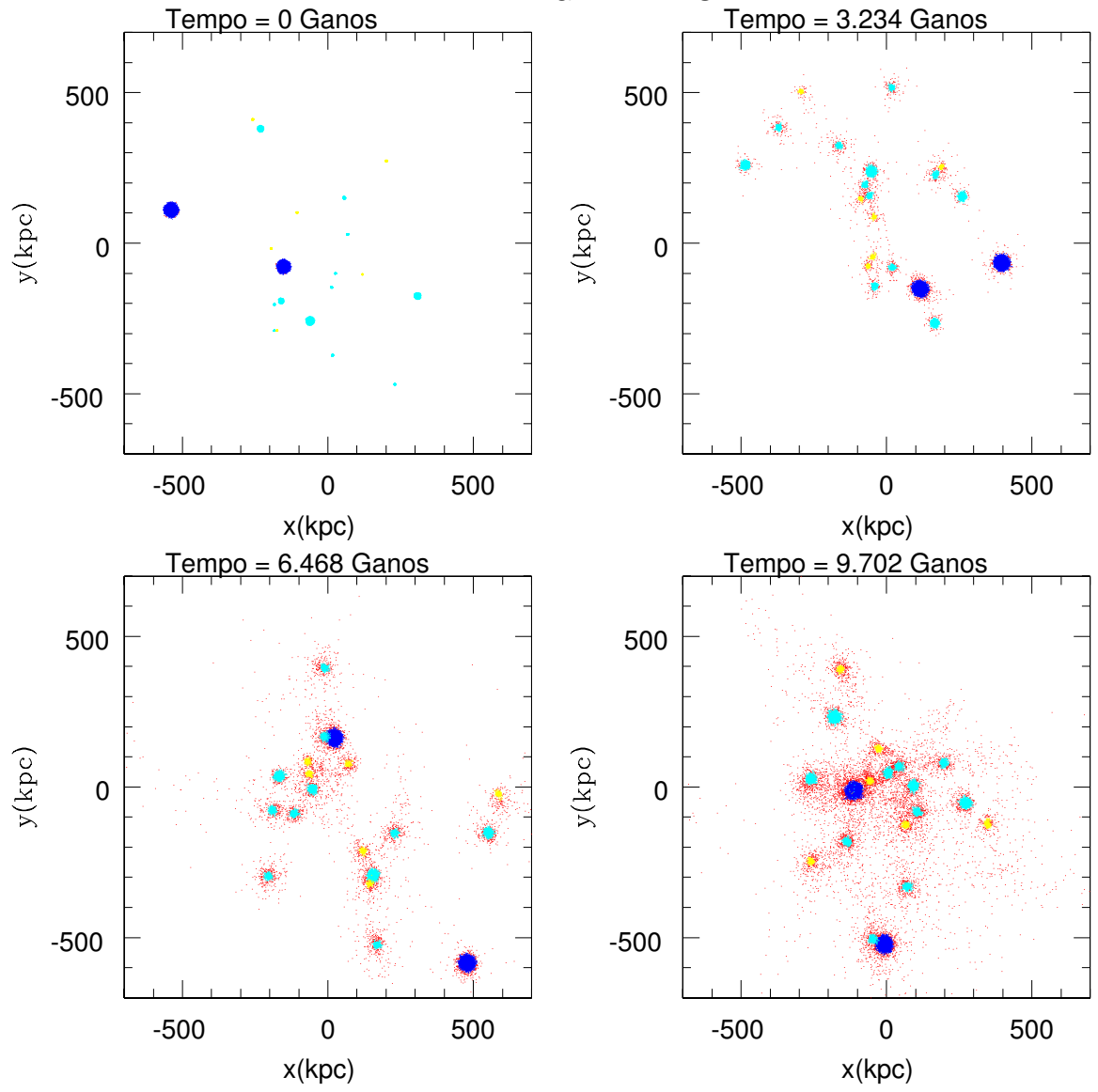
MGFDT-E



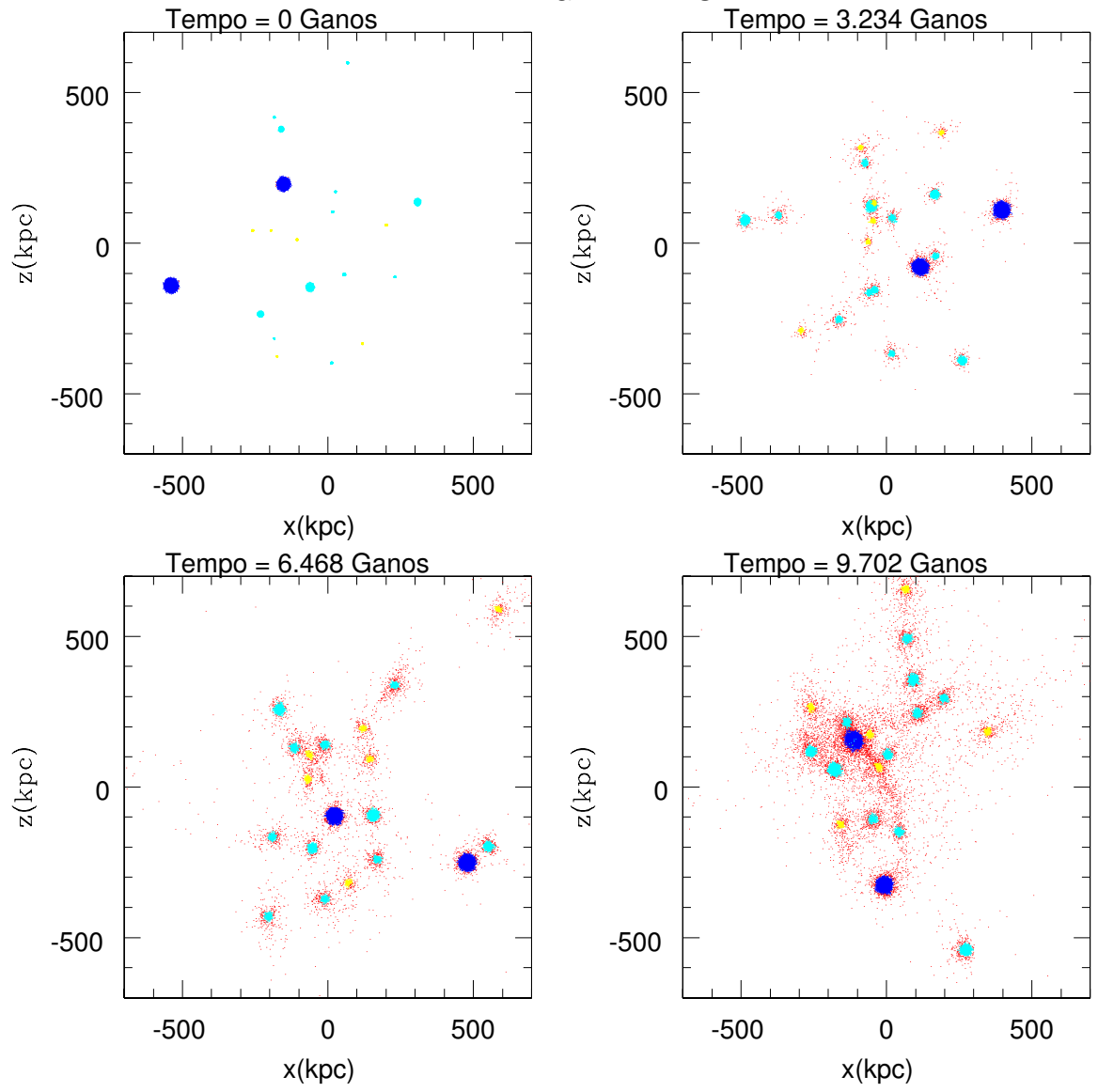




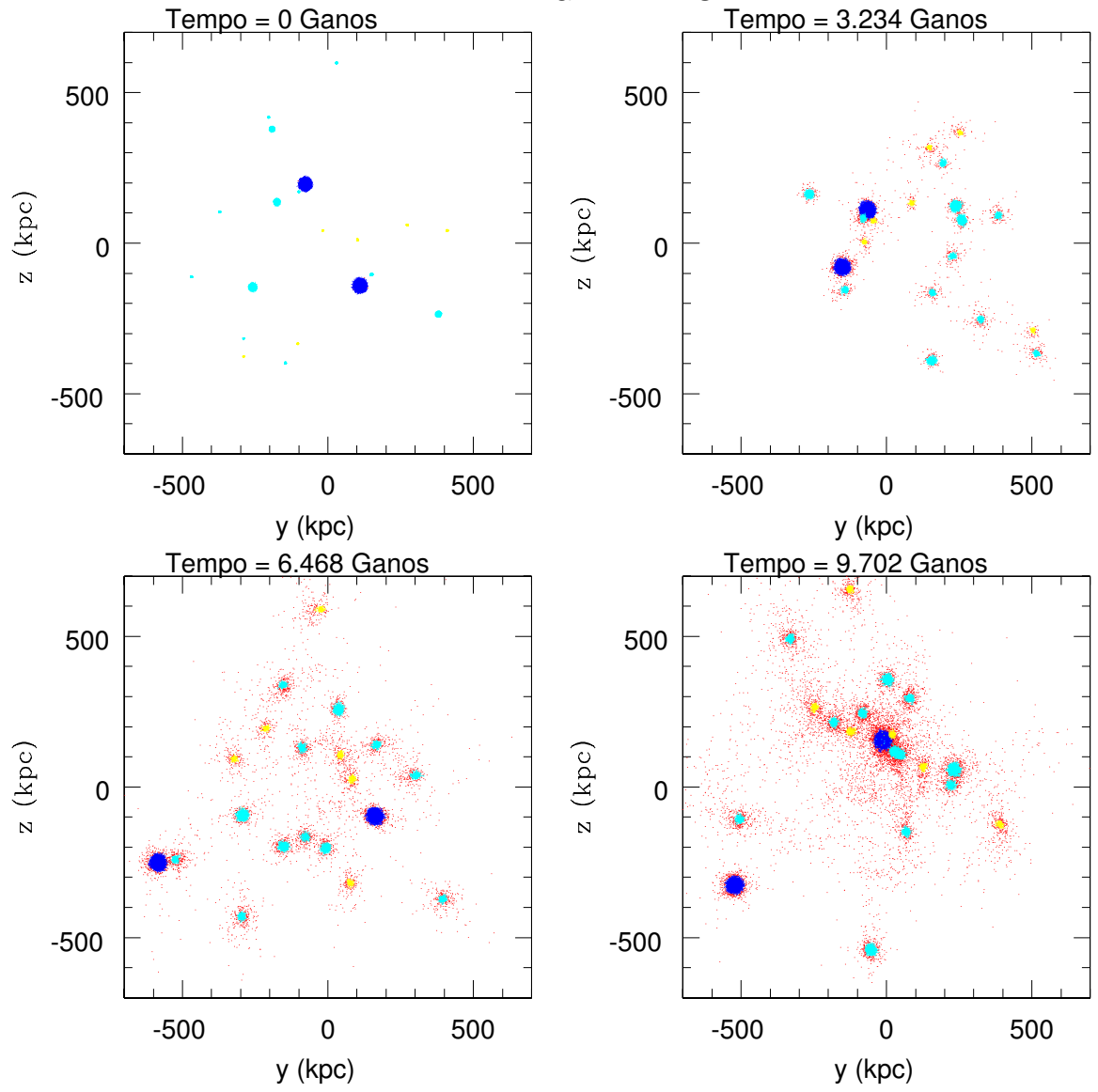
MGFDT-E-RES



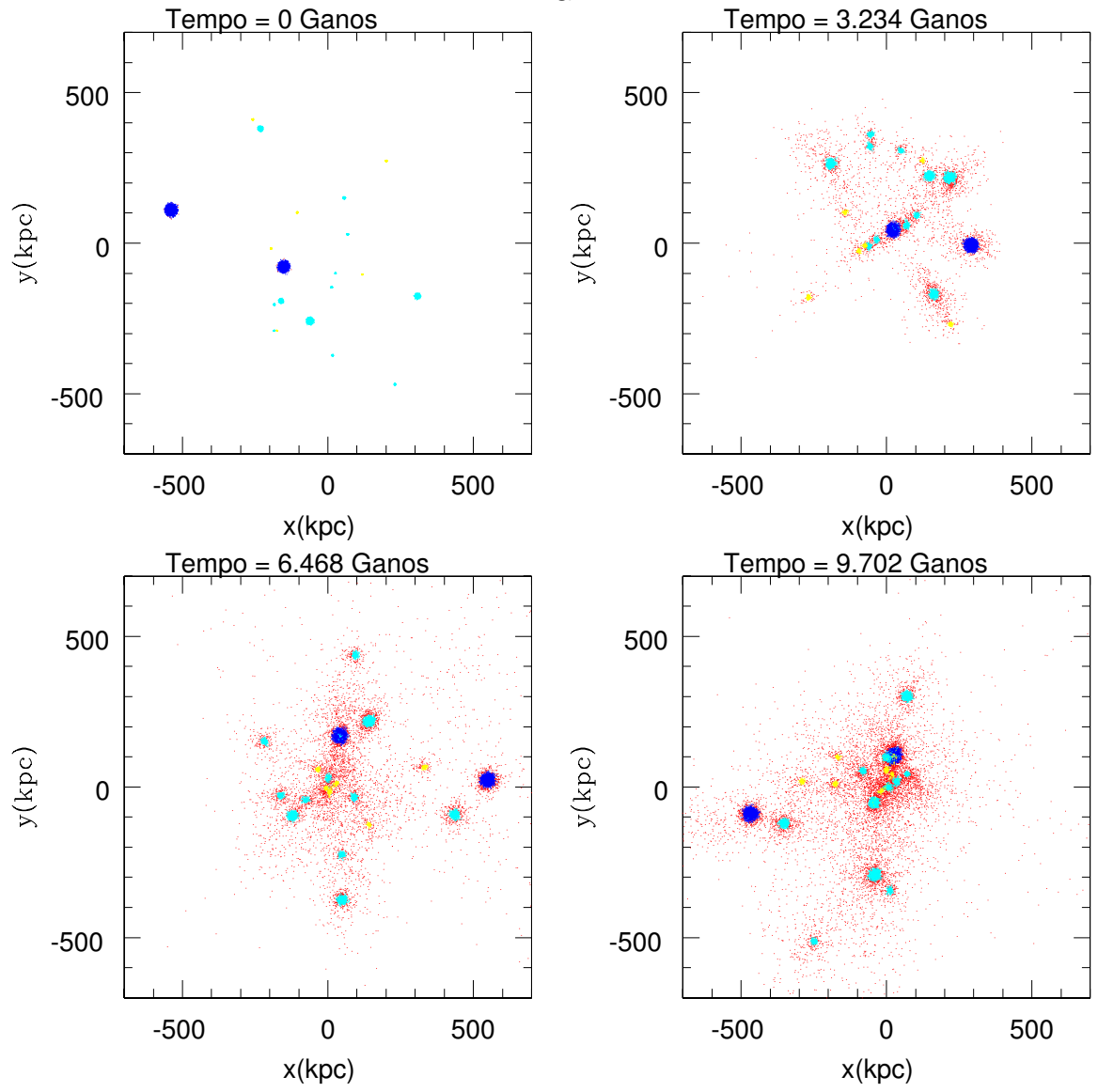
MGFDT-E-RES



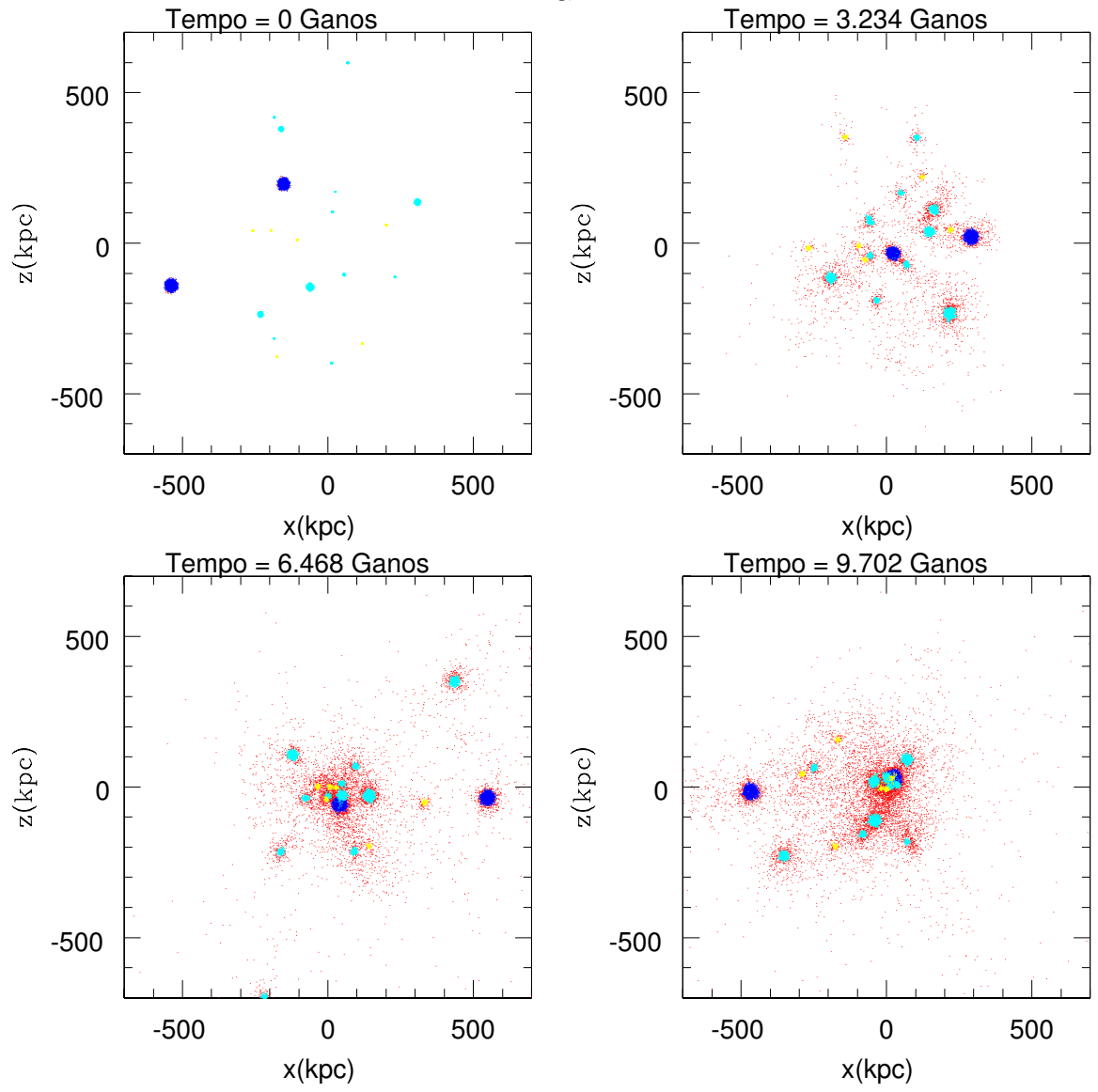
MGFDT-E-RES



MGFDT-E-RAD



MGFDT-E-RAD



MGFDT-E-RAD

