

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL  
INSTITUTO DE FÍSICA

---

# Interações de sistemas estelares\*

Irapuan Rodrigues de Oliveira Filho

---

Tese realizada sob orientação do Professor Dr. Horacio Alberto Dottori e apresentada ao Instituto de Física da UFRGS em preenchimento parcial dos requisitos para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

Porto Alegre

Julho, 1999

---

\*Trabalho parcialmente financiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq)

Para Elenice, sempre

# Agradecimentos

Ao final de quatro anos de trabalho que resultaram, entre outras coisas, nesta tese, não são poucas as pessoas a quem devo reconhecimento. Não posso deixar de começar agradecendo pela orientação do Dr. Horacio Dottori e, mais do que isso, pela sua amizade e pelo prazer de trabalharmos juntos. Aprendi e creio que aprendemos muito nas tardes que passamos em sua casa, ouvindo a Antonela balbuciar os ruídos da sua tenra idade enquanto escrevíamos ou analisávamos uma simulação.

Parte importante deste trabalho se deve à relação que se estabeleceu com o Dr. Felix Mirabel, desde o curso sobre galáxias ultraluminosas no infravermelho que ministrou no IF-UFRGS em 1995. Foi através dele que conheci, ainda que não pessoalmente, o Dr. Elias Brinks, que fez as observações no VLA da NGC 6845. Nossa comunicação intensa durante a análise de dados e redação do artigo foi muito estimulante.

Agradeço ao amigo cordobês Ruben Días, que fez as observações em Bosque Alegre do objeto McLeish e de alguns espectros de NGC 6845. Grande parte da análise desses dados também foi feita por ele.

Sou grato ao Dr. Lars Hernquist, por ter gentilmente fornecido o código fonte dos programas TREECODE e TREESPH; ao Dr. John Dubinski pelas fontes do GalactICS, programa que usei para “fazer galáxias” e ao Dr. Leo Girardi pelos modelos de síntese evolutiva.

Agradeço ao Dr. Eduardo Bica pela oportunidade de descobrirmos juntos o efeito de captura de estrelas por aglomerados globulares que orbitam em regiões de alta densidade de estrelas, idéia surgida a partir de um trabalho seu sobre o aglomerado HP1, do bojo da Via Láctea.

As mais de 400 horas de tempo de CPU usadas nos computadores CRAY YMP-2E e CRAY T94 durante estes quatro anos foram disponibilizadas pelo CESUP-UFRGS.

Uma tese é feita de muito trabalho intelectual e braçal. Os bons resultados são, em geral, precedidos por longas jornadas e, às vezes, por uma série de tentativas nem tão bem sucedidas. É para todas essas horas que estão os amigos especiais como o Alberto, meu irmão colombiano. As conversas com o Márcio sobre o TREECODE e

com o Nelson sobre as propriedades das *grand-design*, as conversas sobre computação e instrumentação com o Fabrício e com o Antônio, que foi parte da banca do meu exame de doutorado — fragmentos de anos de convivência que só trouxeram boas influências ao trabalho.

Um obrigado aos meus pais, Irapuan e Edy, e aos meus irmãos Itapa e Bira, pelo suporte e carinho que a gente só encontra em família.

E para terminar, um obrigado muito especial à Elenice, que me aturou resmungando em busca de soluções e, particularmente nos últimos dois meses, perambulando pela casa noite após noite, entre longas sessões de “escrever tese” e xícaras de café. Sua confiança e seu amor foram e sempre serão fundamentais.

Irapuan Rodrigues de Oliveira Filho

*Universidade Federal do Rio Grande do Sul*

*Julho 1999*

# Resumo

Diferentes aspectos das interações entre sistemas estelares são estudados através da observação astronômica e análise numérica de sistemas em particular, com o objetivo de investigar distintas faces da enorme diversidade de efeitos causados pela interação gravitacional. São esses sistemas: NGC 6845, um quarteto interagente de galáxias; o objeto McLeish, interação de uma galáxia gigante vista de perfil com uma companheira bem menos massiva e o aglomerado globular HP 1, que mostramos ter capturado estrelas do bojo da Galáxia.

**NGC 6845:** Fotometria B, V, R e I, espectroscopia óptica e observações em rádio do HI, feitas no VLA, formam a base de dados observacionais. NGC 6845 A, a galáxia dominante, ostenta uma robusta ponte de maré que a conecta com NGC 6845 B, e uma fraca cauda de maré. Cinco regiões HII muito brilhantes encontram-se na ponte. Há duas regiões HII gigantes comparáveis a 30 Doradus nas bases da ponte e da cauda. Ocorre formação estelar na ponte e na cauda mais de 100 Myr depois da sua geração. A massa cinemática de NGC 6845 A é  $4.4 (\pm 1.2) 10^{11} M_{\odot}$  ( $r \leq 12$  kpc). O HI mostra duas componentes, uma associada a NGC 6845 A e uma segunda associada a NGC 6845 B. A massa total de HI é  $1.4 \times 10^{10} M_{\odot}$ , cinco vezes o conteúdo de HI da Galáxia. A cinemática do HI indica uma massa de matéria escura duas vezes maior que a de A. O cálculo da razão  $M/L$  aponta para uma massa do grupo de  $\approx 1 \times 10^{13} M_{\odot}$ . O modelamento numérico sugere que a colisão de NGC 6845 A com B é a mais provável.

**Objeto McLeish:** A galáxia principal é uma espiral de perfil (McL A), cujo lado NE é muito distorcido, próximo do qual está perturbadora McL B. A distância derivada é de 151 Mpc e o diâmetro de McL A é 70 kpc. Seu núcleo brilhante apresenta linhas largas de emissão no vermelho. Os índices de cor no IR distante são comparáveis aos de NGC 3628, uma das poucas galáxias de perfil próximas com alta emissão no infra-vermelho. McL A é mais brilhante nessas bandas do que qualquer outra galáxia de perfil da amostra de YOUNG et al. (1989). Simulações indicam uma massa total de  $7 \times 10^{11} M_{\odot}$ . A razão de massas derivada é  $M_B/M_A \approx 1/26$ . McL B, cruzou o disco de McL A por duas vezes nos últimos  $5 \times 10^8$  anos, estando o pericentro orbital entre essas duas passagens. Pelas simulações McL B é uma galáxia irregular ou uma pequena espiral.

**HP 1:** É um aglomerado globular do bojo da Via Láctea que apresenta um ramo de gigantes (RGB) duplo no seu diagrama cor–magnitude (CMD) óptico. Tanto argumentos analíticos quanto numéricos para um aglomerado modelo de  $10^5 M_{\odot}$  em um ambiente com a densidade do bojo, sugerem que uma fração significativa das estrelas do aglomerado podem consistir em estrelas capturadas do bojo da Galáxia. Essa idéia é investigada a fundo e mostra-se como um novo mecanismo de modificações da população estelar que, ao que nos consta, nunca foi estudado anteriormente.

# Abstract

Different aspects of interacting stellar systems are studied through observations and numerical analysis of selected systems, in order to investigate different faces of the huge diversity of effects caused by the gravitational interaction. The systems are: NGC 6845, an interacting quartet of galaxies; the McLeish's object, an edge-on giant galaxy perturbed by a small companion, and finally the globular cluster HP1, which as we show, it have captured bulge stars in a previously unknown process.

**NGC 6845:** B, V, R and I photometry, optical spectroscopy and HI radio-synthesis observations were carried out to study this system, whose main galaxy, NGC 6845 A, sports a broad tidal bridge, connecting it to NGC 6845 B. It show also a weak tidal tail. The bridge presents five strong HII regions, with the two brightest ones at its tip, comparable to 30 Dor. Star formation is occurring in the bridge and tail 100 Myr after the their own formation. The NGC 6845 kinematical mass is  $4.4(\pm 1.2)10^{11} M_{\odot}$  ( $r \leq 12$  kpc). The HI presents two components, one associated to the galaxy A and another to B. The HI total mass is  $1.4 \times 10^{10} M_{\odot}$ , five time larger than the Milky Way's HI content. The HI indicate a dark matter amount two time larger than the component A luminous mass. The derived  $M/L$  ratio point to a group total mass of  $\approx 1 \times 10^{13} M_{\odot}$ . The numerical model indicates that a collision of B with A produced the observed tidal features.

**McLeish's Object:** The main galaxy is an edge-on spiral (McL A) that shows on its NE side a strong warpping, near to the small companion McL B. We derived a distance of 151 Mpc ( $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ), indicating a McL A diameter of 70 kpc. McL A nucleus presents strong and broad emission lines. The IR color indexes are comparable to those of NGC 3628, one of the few nearby edge-on galaxies with IR emission. McL A is an IR emitter stronger than any other edge-on galaxy in YOUNG et al. (1989) sample. Numerical simulations point to a total mass  $7 \times 10^{11} M_{\odot}$ . The derived mass ratio is  $M_B/M_A = 1/26$ . McL B crossed McL A disk two times in the last  $5 \times 10^8$  Myr, with pericenter inbetween these two events. Simulations also indicates indirectly that McL B is an irregular or a small spiral.

**HP 1:** It is a bulge globular cluster that present a double Red Giant Branch (RGB) in the optical CMD diagram. For a  $10^5 M_{\odot}$  cluster in the bulge environment, numerical as well as analitical approaches, suggest that a significant amount of the cluster stars may consist of stars captured from the bulge. This idea was worked out and shows itself as a new mechanism to modify a cluster stellar population. To our knowledge this mechanism was not previously reported in the literature.

# Sumário

Agradecimentos . . . . .	ii
Sumário . . . . .	vi
Lista de Tabelas . . . . .	viii
Lista de Figuras . . . . .	ix
<b>1 Introdução . . . . .</b>	<b>1</b>
<b>2 Modelamento numérico . . . . .</b>	<b>6</b>
2.1 TREECODE . . . . .	7
2.2 SPH . . . . .	12
2.3 Modelos numéricos . . . . .	18
2.3.1 Galáxias . . . . .	18
2.3.2 Aglomerados globulares . . . . .	24
2.4 Condições iniciais . . . . .	26
2.5 Programas adicionais . . . . .	29
<b>3 O sistema NGC 6845 . . . . .</b>	<b>33</b>
3.1 Introdução . . . . .	33
3.2 Observações e redução dos dados . . . . .	34
3.2.1 Imagens ópticas . . . . .	34
3.2.2 Espectroscopia óptica . . . . .	36
3.2.3 Observações em rádio no VLA . . . . .	37
3.3 Resultados . . . . .	38
3.3.1 Morfologia e fotometria óptica . . . . .	38
3.3.2 O brilho e as cores dos nódulos . . . . .	41

3.3.3	Distribuição de HI . . . . .	45
3.3.4	Cinemática . . . . .	47
3.4	Cenários para a colisão . . . . .	54
3.5	Sumário e conclusões . . . . .	61
<b>4</b>	<b>O objeto McLeish . . . . .</b>	<b>66</b>
4.1	Introdução . . . . .	66
4.2	Observações e redução dos dados . . . . .	68
4.3	Resultados . . . . .	70
4.3.1	Morfologia e fotometria . . . . .	70
4.3.2	Espectroscopia . . . . .	71
4.3.3	Modelamento numérico do encontro . . . . .	73
4.4	Discussão e conclusões . . . . .	75
<b>5</b>	<b>Captura de estrelas por aglomerados . . . . .</b>	<b>81</b>
5.1	Introdução . . . . .	81
5.2	Abordagem analítica . . . . .	82
5.3	Simulações numéricas . . . . .	84
5.4	Discussão . . . . .	85
<b>6</b>	<b>Conclusão . . . . .</b>	<b>90</b>
	<b>Apêndice A NGC 6845 . . . . .</b>	<b>93</b>
	<b>Apêndice B Mc Leish’s Object . . . . .</b>	<b>118</b>
	<b>Apêndice C Capture of field stars . . . . .</b>	<b>127</b>
	<b>Referências Bibliográficas . . . . .</b>	<b>131</b>

# Lista de Tabelas

3.1	Dados básicos do quarteto NGC 6845 . . . . .	34
3.2	Log das observações de imagens CCD em banda larga de NGC 6845 .	36
3.3	Log das observações espectroscópicas de NGC 6845. . . . .	37
3.4	Magnitudes B integradas e cores do grupo NGC 6845 . . . . .	38
3.5	Magnitudes integradas em V e cores das condensações de NGC 6845 .	43
3.6	Luminosidades $H\alpha$ , razões $H\alpha/H\beta$ , dimensões e posições das fendas e velocidades radiais das condensações de NGC 6845 . . . . .	45
3.7	Log de simulações. . . . .	56
3.8	Saída parcial do programa QUEORBITA. . . . .	57
4.1	Log de simulações. . . . .	75

# Lista de Figuras

2.1	Estrutura em células aninhadas gerada por um TREECODE . . . . .	10
2.2	Representação do processo de amostragem no SPH . . . . .	15
2.3	Geometrias orbital e de visada usadas por TOOMRE & TOOMRE (1972) . . . . .	27
3.1	Reprodução da placa fotográfica de ROSE (1979), tomada no telescópio de 4 m do CTIO e usando uma emulsão IIIa–J. Nesta figura o Norte está para a esquerda e o Leste para baixo. Para a identificação das galáxias, veja a Fig. 3.2. . . . .	35
3.2	Imagem em banda R do grupo NGC 6845 . . . . .	39
3.3	Mapa de cor (B-I) de NGC 6845 . . . . .	40
3.4	Espectros ópticos de 7 regiões HII de NGC 6845 . . . . .	42
3.5	Imagem R de NGC 6845, demarcando regiões HII e indicando velocidades radiais . . . . .	43
3.6	Posições das fendas dos espectros observados . . . . .	44
3.7	Mapa de contornos de HI superposto à imagem R de NGC 6845 . . . . .	46
3.8	Curva de rotação de NGC 6845 A . . . . .	48
3.9	Mapa de velocidades de HI superposto à imagem R de NGC 6845 . . . . .	50
3.10	Diagrama posição–velocidade de HI para NGC 6845 A . . . . .	52
3.11	Representação esquemática de uma órbita do tipo <i>trailing</i> . . . . .	54
3.12	Disposição tridimensional dos planos do céu, da órbita e do disco da galáxia A . . . . .	58
3.13	(a) Simulação NGC 6845 A vs. C (estrelas) . . . . .	59
3.13	(b) Simulação NGC 6845 A vs. C (gás) . . . . .	60
3.14	(a) Simulação NGC 6845 A vs. B (estrelas) . . . . .	62
3.14	(b) Simulação NGC 6845 A vs. B (gás) . . . . .	63
3.15	Curvas de rotação do modelo A, antes e depois da interação com B . . . . .	64

4.1	Imagem V do objeto Mc Leish . . . . .	67
4.2	Espectro dos 3'' centrais de McL A . . . . .	72
4.3	Curvas de velocidade radial do modelo McL A, pré e pós interação . . . . .	76
4.4	Evolução temporal do modelo final do objeto McLeish . . . . .	77
4.5	Vista frontal ( <i>face-on</i> ) do disco do modelo McL A no estágio final . . . . .	78
4.6	Comparação entre as morfologias e curvas de rotação observada do objeto Mc Leish com o resultado do modelamento numérico . . . . .	79
5.1	Esquema usado na estimativa de captura de estrelas do bojo por aglomerado. . . . .	83
5.2	Representação do cilindro descrito pelo aglomerado na sua trajetória através do bojo . . . . .	84
5.3	Evolução temporal da distribuição de partículas do aglomerado e do bojo . . . . .	86
5.4	Diagrama cor–magnitude de HP 1 . . . . .	87

# Capítulo 1

## Introdução

Os encontros de sistemas estelares têm modificado substancialmente as estruturas cósmicas ao longo de toda a evolução do Universo. Estes fenômenos são implacavelmente determinados pelo caráter puramente atrativo da força da gravidade, que por sua vez induz na interação dos grandes sistemas a força de maré, o atrito dinâmico, etc.

A força de maré produz em primeira instância uma forte perturbação nos sistemas interagentes, que pode chegar a arrancar imensas quantidades de matéria na forma de pontes e caudas, injetando grandes quantidades de material interestelar quimicamente processado no espaço intergaláctico, contaminando este meio a distâncias até 10 vezes maiores que o diâmetro das galáxias interagentes (DOTTORI et al., 1997). Num aglomerado de galáxias populoso, isto pode significar uma contaminação de todo o seu meio interior. Existem diversos exemplos de que, nesta fase, pares de galáxias podem produzir novas galáxias anãs de metalicidade compatível com o material processado.

Como conseqüência da interação, em uma primeira fase as galáxias em colisão perdem momentum angular e em uma segunda instância do drama, entra em ação o Atrito Dinâmico (e a *ram-pressure*), que deixam um único caminho à evolução subsequente, o da inexorável fusão dos sistemas estelares interagentes.

Estes mecanismos têm atuado desde a época da formação das primeiras galáxias, a tal ponto que hoje se vislumbra um cenário drasticamente diferente sobre a origem das grandes galáxias: imagina-se serem provenientes de fusões de galáxias menores, ocorridas antes de  $z \geq 1$ , que evoluíram de forma passiva após  $z \leq 1$  (DRIVER et al., 1995, MUTZ et al., 1994). A famosa imagem do campo profundo do telescópio espacial Hubble mostrou que a grandes distâncias ( $3 < z < 6$ ) as galáxias são de

tamanho pequeno e muito azuis (COWIE et al., 1995). O que hoje se observa em alguns grupos de Hickson era, nessa época, fato comum na evolução do Universo. Com efeito, o levantamento de galáxias a  $z = 3$  conduziu à definição destas galáxias pequenas como “tijolos (*building blocks*) do Universo” (PASCARELLE et al., 1996). Estudos recentes de pares mostram que o tamanho de galáxias em interação a  $z = 5.8$  é da ordem de  $1h_{50}^{-1} \text{ kpc}^*$ , e que, separadas por uns cinco raios galácticos, seu tempo de fusão é da ordem de 100 milhões de anos. Isso mostra que o processo de fusão de galáxias foi realmente muito dinâmico nesta fase e, provavelmente, também nas fases anteriores da evolução do Universo (SPINRAD et al., 1998). Com efeito, a taxa de fusões segue uma lei  $(1 + z)^{2 \text{ ou } 3}$  (YEE & ELLINGSON, 1995).

A introdução de simulações numéricas levou a uma melhor compreensão das interações entre sistemas estelares. A possibilidade de simular interações com diversas condições iniciais permitiu entender estruturas antes observadas como bizarras, não compreensíveis em sistemas estáveis, como fenômenos provenientes de diversos tipos de interação. Simulações podem testar idéias teóricas, bem como dar uma melhor compreensão sobre o funcionamento dos sistemas reais. Elas podem ainda fornecer vínculos aos parâmetros dos sistemas, tais como as massas dos halos de matéria escura das galáxias.

A realização de uma simulação não é um trabalho simples e direto. Um modelo dinâmico deve especificar a função de distribuição  $f(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ , que depende das seis variáveis do espaço de fase hexadimensional, sendo três variáveis de posição e três de velocidade. Observações astronômicas, na melhor das hipóteses, fornecem  $f(X, Y, V_Z)$ , uma função só de 3 variáveis: duas coordenadas no plano do céu e uma componente de velocidade na linha de visada. Assim as simulações ficam sub-determinadas, sendo necessários outros vínculos para que se possa fazer progressos.

Em cosmologia, por exemplo, podemos estipular que as estruturas observadas se desenvolvam a partir de um campo de densidade linear  $\delta_\rho(\mathbf{r})/\rho$ , que depende de três coordenadas, e é dessa forma que o método de *mínima ação* (PEEBLES, 1994) pode levar a resultados bem determinados. Mas ao estudarmos sistemas em interação, queremos compreender a distribuição das estrelas, que não evolui a partir de condições iniciais lineares.

---

\*Define-se  $h$  por:  $H_0 = 100 \cdot h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ .  $h_{50}$  é o valor assumido por  $h$  para que tenhamos  $H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ , ou seja,  $h_{50} = 0.5$

Ao simular galáxias em interação, a prática é construir modelos em equilíbrio e lançá-los um contra o outro. Essa abordagem parece funcionar, desde que os modelos e suas trajetórias sejam cosmologicamente plausíveis.

Há quase três décadas, TOOMRE & TOOMRE (1972) demonstraram por meio de modelos numéricos que interações gravitacionais entre galáxias podem gerar estruturas de maré espetaculares. Em um trabalho ainda mais antigo, ZWICKY (1956) propunha que as colisões entre galáxias gigantes poderiam ejetar estrelas e gás para o espaço intergaláctico, resultando no aparecimento de aglomerados de estrelas e, até mesmo, galáxias anãs com formação estelar. Evidências observacionais diretas da existência desse tipo de galáxias recicladas são bastante documentadas na literatura (e.g. SCHWEIZER, 1978). Sistemas como a Antennae (SCHWEIZER, 1978, MIRABEL et al., 1992) e a Super-antennae (MIRABEL et al., 1991) mostram, além do material estelar e do gás arrancados dos discos das galáxias em interação, condensações opticamente brilhantes ao longo e nos extremos das caudas de maré. Em alguns casos há uma cadeia de nódulos de material brilhante, cujas cores vão ficando mais azuis em direção às extremidades (HIBBARD et al., 1994). Observações em rádio desses sistemas mostram que uma grande quantidade de hidrogênio atômico é lançado para longe das galáxias de origem, estendendo-se ao longo das caudas de maré e, em muitos casos, concentrando-se nas suas extremidades. Por outro lado, o hidrogênio molecular se concentra nas regiões centrais das galáxias. Um exemplo particularmente interessante é Arp 105 (DUC & MIRABEL, 1994, DUC et al., 1997), que mostra na ponta da sua cauda de maré uma galáxia similar à Grande Nuvem de Magalhães, resultante da colisão de uma espiral com uma gigante elíptica.

A forma e a robustez das caudas e pontes de maré, segundo o que nos mostram as simulações numéricas, dependem dos parâmetros orbitais e de spin das galáxias em colisão (e.g. TOOMRE & TOOMRE, 1972, WRIGHT, 1972, ENEEV et al., 1973, NEGROPONTE & WHITE, 1983, BARNES, 1988). Contudo, a atividade de formação de estrelas dentro dessas caudas só pode ser estudada numericamente depois do desenvolvimento de programas apropriados (e.g. HERNQUIST & KATZ, 1989, ELMEGREEN et al., 1993). Modelos que não têm em conta a componente gasosa ou o fato de que o HI se distribui predominantemente na periferia dos discos não perturbados, não são capazes de reproduzir a distribuição depois da colisão (BARNES & HERNQUIST, 1992). Por outro lado, os que levam isso em conta mostram que, depois de uma colisão com um objeto massivo, o gás pode se concentrar em enormes bolsões nos extremos das caudas de maré (ELMEGREEN et al., 1993).

A perfeita compreensão de todos os meandros dos sistemas interagentes implica no estudo detalhado de muitos deles. Com efeito, as simulações numéricas levaram à conclusão de que, em muitos casos de interações de explicação aparentemente simples, as soluções reais encaminham-se por rotas totalmente diferentes e inesperadas. Deste ponto de vista, escolhemos dois sistemas interagentes para o presente estudo. Um deles é um tanto controverso no que diz respeito à sua interpretação: o quarteto NGC 6845. O sistema é formado por duas galáxias discoidais grandes (objetos A e C) e dois objetos menores, também discoidais, situados ao NE (objeto B) e SO (objeto D), respectivamente, das duas galáxias grandes, que aparecem com uma separação projetada de menos de um diâmetro galáctico. Há mais de 20 anos permanece a dúvida de qual interação produziu o grande braço de maré observado na galáxia A, se a componente C ou a B. O mais intuitivo, como veremos oportunamente a partir dos dados espectroscópicos, é pensar que a galáxia C, projetada a uma menor distância, foi a perturbadora, chegando a arrancar não só o braço de maré, mas inclusive a própria galáxia B. Mas a intuição às vezes engana, como ficará claro no Capítulo 3.

O outro é o par denominado Objeto McLeish. O objeto McLeish foi escolhido porque ele constitui uma interação entre uma galáxia pequena e uma espiral gigante vista de perfil. A espiral gigante mostra uma deformação peculiar no seu disco, que parece ser um tipo especial de *warping*. Ela também é uma forte emissora no infravermelho. Situa-se no centro da escala de brilhos entre todas as fontes IRAS nestas bandas.

Ambos sistemas apresentam sinais fortes de interação. Observações de caráter espectroscópico, fotométrico e, para o sistema NGC 6845, de rádio-síntese foram realizadas. Uma vez analisadas, as observações permitiram modelar numericamente os sistemas obtendo-se as condições iniciais mais prováveis, bem como uma idéia da evolução futura dos mesmos.

Outro aspecto importante nos encontros de alta velocidade são aqueles em que um sistema pequeno de  $N$ -corpos, como um aglomerado globular, penetra dentro de um sistema maior, como o disco ou bojo de uma galáxia normal. Como é sabido, o efeito de um encontro deste tipo na estrutura interna de uma galáxia decresce quando a velocidade cresce. Então, encontros de alta velocidade podem ser considerados como geradores de pequenas perturbações nos sistemas maiores. Por outro lado, a energia interna randômica ganha em um encontro rápido será tanto maior quanto menor for o parâmetro de impacto. Isto sugere que uns poucos encontros próximos podem introduzir mais energia que muitos encontros distantes. Mas o fenômeno é

mais dramático quando visto do sistema menor. Como exemplo podemos citar o choque produzido no disco da Galáxia (ou das galáxias) pela entrada de aglomerados globulares. Se tomarmos a densidade estelar na vizinhança do Sol  $\approx 0.18 M_{\odot} pc^{-3}$ , onde a altura do disco Galáctico é de 350 pc, um aglomerado globular com raio de maré típico entre 30 e 100 pc encontrar-se-á totalmente imerso no disco durante parte da sua órbita. Nesta condição, o número de estrelas do disco dentro do espaço ocupado pelo aglomerado é consideravelmente grande, fazendo com que o campo gravitacional atrativo do aglomerado seja aumentado pelo campo gravitacional dos níveis do disco que passam por dentro dele. Este acréscimo faz com que as estrelas da periferia do aglomerado encontrem-se subitamente submetidas a um potencial maior que o próprio do aglomerado, tendendo conseqüentemente a acelerá-las e a provocar a sua fuga do aglomerado, quando este volta às condições normais de fora do disco.

A descoberta de um aglomerado globular do bojo da galáxia com um ramo de gigantes duplo, sendo uma das populações a que se supõe original do aglomerado e a outra comparável à do próprio bojo (BICA et al., 1991), leva a pensar num intercâmbio eficiente de estrelas entre o aglomerado e o bojo. Isto porque, se extrapolada a população tipo bojo às massas estelares menores, este ramo das gigantes implica numa massa de estrelas significativamente grande com relação à que supomos ser a população original do aglomerado. Um mecanismo do tipo choque no disco, como o anteriormente descrito, só leva a uma dissociação do aglomerado, enquanto que a fricção dinâmica produziria uma desintegração-fusão do aglomerado no campo do bojo (como é o caso da galáxia anã de Dourado).

Uma contribuição que julgamos muito importante desta tese é a descoberta de que pode existir um mecanismo de intercâmbio de estrelas entre um aglomerado e o ambiente. Isto é, embora o aglomerado perca estrelas para o sistema no qual está imerso, pelo mecanismo discutido acima ou pelo seu próprio processo de evaporação, ele pode capturar estrelas de campo, desde que a densidade de estrelas do meio seja suficientemente elevada e o potencial do aglomerado apresente uma concentração adequada, num mecanismo que pode contrabalançar as perdas. Estas condições levam, como mostraremos no Capítulo 5, a um intercâmbio de estrelas, podendo o aglomerado capturar uma massa substancialmente grande, comparável à própria, durante o seu tempo de vida.

## Capítulo 2

# Modelamento numérico de sistemas estelares

Neste trabalho as simulações numéricas de encontros entre sistemas estelares foram executadas utilizando uma técnica que pode ser dividida em duas áreas: dinâmica gravitacional e hidrodinâmica do meio interestelar (ISM).

As forças gravitacionais são calculadas usando um código em árvore (TREECODE, BARNES & HUT, 1986). Nesse programa, os sistemas são representados por  $N$  partículas e a força gravitacional em cada partícula é a soma das forças exercidas pelas demais. O termo “TREECODE” se refere ao fato de que as  $N$  partículas são organizadas numa estrutura em árvore hierárquica, em que as forças de grupos de partículas distantes podem ser aproximadas usando seu centro de massa e momentos de dipolo + quadrupolo. Atualmente, os TREECODEs representam o melhor método para modelamento de  $N$ -corpos de galáxias em interação, uma vez que eles não impõem restrições de simetria ou resolução aos modelos (como ocorre nos métodos de expansão ou algoritmos do tipo *particle-mesh*) ao mesmo tempo que oferecem um escalonamento favorável  $\mathcal{O}(N \log N)$  com o tempo de CPU (diferente do  $\mathcal{O}(N^2)$  dos métodos de soma direta).

O ISM é tratado como um fluido suavizado (*smoothed*) obedecendo à equação de Navier–Stokes para um gás compressível. A evolução do gás interestelar é modelada usando *Smoothed Particle Hydrodynamics* (SPH, LUCY, 1977, GINGOLD & MONAGHAN, 1977), de forma completamente compatível com a estrutura em árvore usada para evoluir a componente sem colisão (estrelas). No SPH, o campo de densidades do gás é representado por partículas. Cada uma dessas partículas carrega informações que descrevem as propriedades termodinâmicas e hidrodinâmicas

locais do fluido. Essas propriedades são atualizadas usando as leis hidrodinâmicas de conservação, incluindo uma viscosidade artificial para tratar as altas densidades nos choques e fontes de geração de entropia para contabilizar o aquecimento e resfriamento do gás. Por interpolação se pode estimar as propriedades do fluido e suas derivadas em qualquer ponto do espaço a partir das partículas vizinhas. Desta forma, o SPH é análogo aos códigos baseados em grade (*mesh*), em que os nodos da grade (que amostram a massa uniformemente) se movem livremente com o fluido.

Descrições detalhadas das implementações FORTRAN das técnicas TREECODE e TREESPH são apresentadas nas Seções 2.1 e 2.2, respectivamente.

A Seção 2.3.2 descreve o polítropo de Plummer (AARSETH et al., 1974), utilizado para modelar o aglomerado globular HP1 no Capítulo 5. Por meio deste modelo foi estudada a interação de HP1 com o ambiente denso do bojo da Via Láctea (BICA et al., 1997).

Os modelos de galáxias empregados nas simulações (Capítulos 3 e 4) foram construídos pelo método de KUIJKEN & DUBINSKI (1995). Através deste método se pode gerar modelos auto-consistentes de estruturas disco-bojo-halo. O método é apresentado na Seção 2.3.1.

A geração das condições iniciais para as simulações de encontros de galáxias, que envolvem a escolha das órbitas e inclinações das galáxias, é discutida na Seção 2.4, onde também definimos os sistemas de coordenadas utilizados nas simulações.

A Seção 2.5 é dedicada a uma breve apresentação da série de programas adicionais, desenvolvidos ao longo do trabalho ou gentilmente cedidos por seus autores. Os programas são utilizados na conversão de dados de saída das simulações, geração de condições iniciais, manipulação de dados para análise, visualização e geração de animações em 2D e 3D, e outros.

## 2.1 TREECODE

O algoritmo em árvore hierárquica (TREECODE, BARNES & HUT, 1986) apresentado nesta Seção foi implementado em linguagem FORTRAN standard (HERNQUIST, 1987, HERNQUIST & KATZ, 1989), completamente vetorizada e otimizada para super-computadores vetoriais CRAY. Uma série de rotinas intrínsecas específicas do CRAY foram utilizadas. Os programas TREECODE e TREESPH foram gentilmente cedidos por Lars Hernquist. TREESPH inclui formação estelar, resfriamento radiativo, além da dinâmica gravitacional (TREECODE) e da hidrodinâmica (SPH).

Uma série de potenciais não auto-consistentes (esférico, triaxial, barra, buraco negro, etc.) foram implementados nesse código, podendo ser incluídos nas simulações. Somente serão mencionados nas descrições a seguir os recursos que foram efetivamente utilizados ao longo deste trabalho. O sistema de unidades é determinado pelos dados de entrada, sempre assumindo  $G = 1$ .

Um cálculo simples mostra que a força gravitacional exercida no Sol pela estrela mais próxima conhecida é  $10^3$  vezes menor que a força exercida pelo resto da Galáxia. Assim, em boa aproximação, o Sol e outras estrelas seguem órbitas Newtonianas no potencial suavizado  $\Phi$  da Via Láctea, e a distribuição de estrelas obedece à “equação de Boltzmann sem colisões” (CBE),

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_s}{\partial \mathbf{r}} - \nabla \Phi \cdot \frac{\partial f_s}{\partial \mathbf{v}} = 0, \quad (2.1)$$

onde  $f_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{r} d\mathbf{v}$  é a massa total de estrelas no volume  $d\mathbf{r} d\mathbf{v}$  do espaço de fase centrado no ponto  $(\mathbf{r}, \mathbf{v})$  em um tempo  $t$ . A maioria dos candidatos a matéria escura também obedecem a essa equação, bastando substituímos  $f_s$  por  $f_d$ . O que essa equação nos diz, basicamente, é que o fluxo no espaço de fases é contínuo (satisfaz à equação da continuidade).

Em geral se resolve a Equação 2.1 pelo método de Monte Carlo, aproximando a função de distribuição contínua  $f_s$  (ou  $f_d$ ) por uma amostragem de  $N$  corpos, cada um com massa  $m_i$ , posição  $\mathbf{r}_i$  e velocidade  $\mathbf{v}_i$ , para  $i = 1, \dots, N$ . Cada corpo representa um elemento finito de fluido no espaço de fase e todos os corpos se movimentam ao longo das curvas características da Eq. 2.1, que são trajetórias Newtonianas ordinárias descritas por

$$\frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = \mathbf{v}_i, \quad (2.2)$$

$$\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = -\nabla \Phi_{\mathbf{r}=\mathbf{r}_i}. \quad (2.3)$$

Essas equações são, exatamente, as obedecidas pelas estrelas que orbitam no campo gravitacional de uma galáxia, por exemplo. É importante não confundir os corpos em uma simulação com as estrelas de um sistema estelar real. Cada partícula em uma simulação típica pode representar um conjunto de muitas estrelas. Em simulações auto-consistentes, o campo gravitacional  $\Phi$  é gerado pelos  $N$  corpos.

Apesar da grande simplificação introduzida pelas Eqs. 2.2 e 2.3, a evolução temporal de um conjunto de  $N$  corpos é computacionalmente dispendiosa, devido

principalmente à dificuldade de calcular o potencial auto-consistente. Em um sistema real a massa é, em geral, muito mais finamente distribuída do que em um modelo computacional, cujo potencial auto-consistente é muito ruidoso. Para simplificar a integração numérica das Eqs. 2.2 e 2.3 e também para reduzir o ruído da amostragem do potencial por pontos, a prática é suavizar o campo gravitacional sobre um comprimento de *softening*, que deve ser pequeno se comparado com as escalas de interesse. A expressão do potencial gravitacional na posição da partícula  $i$  é:

$$\Phi(\mathbf{r}_i) = -G \sum_{j \neq i} \frac{m_j}{[|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^2 + \varepsilon^2]^{1/2}}, \quad (2.4)$$

onde  $\varepsilon$  é o “parâmetro de *softening*”, que poderia ser traduzido como “parâmetro de atenuação”, mas vou optar pela grafia inglesa por ser amplamente difundida. A soma direta é bastante flexível mas muito dispendiosa em termos computacionais. Isto se deve ao escalonamento assintótico do tempo de processamento com  $\mathcal{O}(N^2)$ , limitando o uso a um  $N$  pequeno, ou exigindo o uso de máquinas especialmente dedicadas a essa tarefa.

O método do cálculo da força utilizado nos TREECODEs consiste em construir uma estrutura do tipo árvore, em que o espaço é subdividido hierarquicamente em células cúbicas. Uma árvore octal (cada nodo, que representa um volume físico no espaço, é subdividido em 8) é usada para organizar as partículas. A massa total de todas as partículas pertencentes a uma célula cúbica, assim como seu centro de massa são armazenados no nodo correspondente. Deste modo, a raiz da árvore representa o volume cúbico suficientemente grande para conter todas as partículas do sistema. Essa célula é subdividida em 8 células cúbicas de mesmo volume, que formam a base para as 8 descendentes imediatas do nodo raiz. Cada sub-volume é, por sua vez, subdividido em 8 volumes menores, e isso segue até que cada célula, no nível mais baixo de hierarquia (isto é, mais finamente subdividido) contenha somente uma ou zero partículas. A informação sobre células vazias não é armazenada explicitamente na árvore. As folhas da árvore sempre representam volumes que contém exatamente uma partícula. A árvore que resulta desta prescrição pode ser construída em um tempo  $\mathcal{O}(N \log N)$ . Uma representação da estrutura em células, a que o sistema é submetido, é apresentada na Fig. 2.1.

O grande ganho em eficiência representado pelos TREECODEs em relação à soma direta, deve-se às aproximações feitas no cálculo da força. A interação entre uma certa partícula e um grupo de partículas é computada, a um nível específico

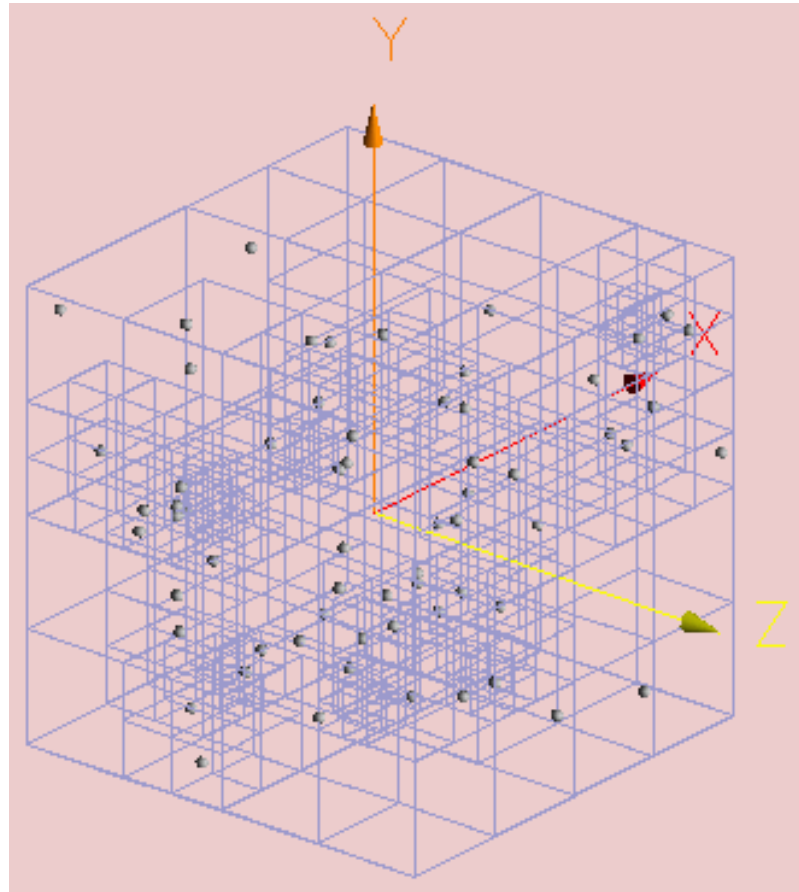


Figura 2.1: Estrutura em células aninhadas gerada por um TREECODE para um sistema de 64 partículas. O cubo maior é escolhido de forma que contenha todas as partículas do sistema.

de precisão, negligenciando-se a estrutura detalhada do grupo. Isso pode ser feito comparando-se a separação  $d$  entre uma dada partícula e um grupo de partículas com o tamanho  $s$  da célula que o contém. Se a desigualdade

$$\frac{s}{d} < \theta \quad (2.5)$$

for satisfeita, onde  $\theta$  é um parâmetro de tolerância ajustável (BARNES & HUT, 1986), então a distribuição interna de partículas pode ser esquecida e a interação computada usando uma expansão de baixa ordem do potencial do grupo de partículas em relação ao seu centro de massa.  $\theta$  pode assumir valores entre 0 e 1. A força em uma partícula pode ser obtida, para um dado  $\theta$ , percorrendo-se a árvore e comparando-se o tamanho de cada nodo com a distância da partícula ao nodo. Se o critério 2.5 for satisfeito,

então a interação entre a partícula e todas as partículas abaixo do nodo pode ser substituída por um único termo na avaliação da força. Para um  $\theta > 0$ , o número de termos no cálculo da força baixa dos  $N$  necessários à soma direta, para  $\log N$ . Isso faz com que o tempo requerido para avançar o estado do sistema seja proporcional a  $N \log N$ .

Na implementação que utilizamos, o parâmetro de *softening* é substituído por um *kernel* do tipo *spline* (definido mais adiante pela Eq. 2.23, Sec. 2.2). O potencial gravitacional  $\Phi = mf(r)$  (para  $G = 1$ ) e a aceleração  $\mathbf{a} = -m\mathbf{r}g(r)$ , são calculados por

$$f(r) = \begin{cases} -\frac{2}{\varepsilon}[(1/3)u^2 - (3/20)u^4 + (1/20)u^5] + 7/5\varepsilon, & 0 \leq u \leq 1; \\ -1/15r - \frac{1}{\varepsilon}[(4/3)u^2 - u^3 + (3/10)u^4 - (1/30)u^5] + 8/5\varepsilon, & 1 \leq u \leq 2; \\ 1/r, & u \geq 2; \end{cases} \quad (2.6)$$

$$g(r) = \begin{cases} 1/\varepsilon^3[4/3 - (6/5)u^2 + (1/2)u^3], & 0 \leq u \leq 1; \\ 1/r^3[-1/15 + (8/3)u^3 - 3u^4 - (6/5)u^5 - (1/6)u^6], & 1 \leq u \leq 2; \\ 1/r^3, & u \geq 2; \end{cases} \quad (2.7)$$

onde  $u = r/\varepsilon$ . Neste caso, a aceleração será idêntica à forma Kepleriana para  $r > 2\varepsilon$ . A escolha deste *kernel* se deve ao fato de que é importante que a aceleração se aproxime rapidamente da forma Kepleriana para evitar o acúmulo de erros. Em outras palavras, a expansão em multipolo usada para representar o potencial de células distantes assume que os corpos são partículas pontuais. O valor de  $\varepsilon$  pode ser fixo ou não. No caso de um  $\varepsilon$  variável, define-se o número  $n$  de vizinhos que se deseja incluir dentro do  $\varepsilon$  individual de cada partícula, e o valor de  $\varepsilon$  será proporcional à distância média de separação entre os  $n$  vizinhos. O parâmetro de *softening* para as células é sempre tomado pela média, pesada pela massa, dos  $\varepsilon$ 's das partículas que as compõem.

As posições e velocidades das partículas evoluem no tempo integrando numericamente as equações de movimento por um algoritmo *leap-frog*, que é exato até segunda ordem no passo temporal ( $\Delta t$ , *time step*). Para a partícula  $i$

$$\mathbf{r}_i^{n+1/2} = \mathbf{r}_i^{n-1/2} + \Delta t \mathbf{v}_i^n + \mathcal{O}(\Delta t^3), \quad (2.8)$$

$$\mathbf{v}_i^{n+1} = \mathbf{v}_i^n + \Delta t \mathbf{a}_i^{n+1/2} + \mathcal{O}(\Delta t^3), \quad (2.9)$$

onde os índices superiores se referem ao passo temporal em que as quantidades são calculadas.

Opcionalmente, a equação de movimento de cada partícula pode ser integrada com seu próprio  $\Delta t$ . Isso facilita o tratamento de problemas que envolvem múltiplas escalas temporais. Os  $\Delta t_i$  individuais de todas as partículas são escolhidos como uma subdivisão por potências-de-dois do passo temporal maior  $\Delta t_s$  (que é um parâmetro de entrada) do sistema, de forma que

$$\Delta t_i = \frac{\Delta t_s}{2^{n_i}}, \quad (2.10)$$

onde  $n_i$  (número inteiro,  $\geq 0$ ) se refere ao número de divisões por 2 para a partícula  $i$ . O valor  $\Delta t_i$  é governado pelo requisito de que o erro na energia relativa para um único passo temporal seja menor que um valor determinado como dado de entrada do programa (em geral  $< 1\%$ ).

## 2.2 SPH

Diferentemente das estrelas, os átomos e moléculas que compõem o gás interestelar exercem pressão e forças viscosas uns nos outros, que não são representadas pela CBE (Eq. 2.1). Apesar das galáxias atualmente apresentarem menos de 10% da sua massa luminosa na forma de gás, ele é muito importante na nossa compreensão de uma série de fenômenos galácticos, porque o gás pode dissipar energia, esfriar e formar estrelas. Sendo o constituinte básico do meio interestelar (ISM), o gás é continuamente subtraído e repostado com o nascimento e morte de estrelas.

No esquema SPH, introduzido por LUCY (1977) e GINGOLD & MONAGHAN (1977) e apresentado nesta Seção, os elementos do fluido que constituem o sistema são amostrados e representados por partículas. As equações dinâmicas são obtidas a partir da forma Lagrangeana das leis de conservação para fluidos compressíveis (e.g. LANDAU & LIFSHITZ, 1959), dadas por

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla P, \quad (2.12)$$

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho (\mathbf{v} \cdot \nabla) u + P \nabla \cdot \mathbf{v} = -\mathcal{L}, \quad (2.13)$$

onde  $\rho$  é a densidade,  $\mathbf{v}$  a velocidade,  $P$  a pressão,  $u$  a energia térmica por unidade de massa e  $\mathcal{L}$  a função de perdas de energia, que inclui todas as fontes e sumidouros de energia não adiabáticos. Esse sistema de equações se completa com a equação de estado. Se a razão de calores específicos do gás,  $\gamma$ , for constante, a lei de gás ideal pode ser escrita como

$$P = (\gamma - 1)\rho u. \quad (2.14)$$

Em algumas situações é mais conveniente trabalhar com a equação que descreve a evolução da entropia, em lugar da energia térmica. Para um gás com razão de calores específicos constante, é útil introduzir a função entrópica  $a(s)$ , definida em

$$P = a(s)\rho^\gamma. \quad (2.15)$$

Pode-se mostrar que esta quantidade evolui de acordo com

$$\rho \frac{\partial a(s)}{\partial t} + \rho(\mathbf{v} \cdot \nabla)a(s) = -\frac{\gamma - 1}{\rho^\gamma} \mathcal{L}. \quad (2.16)$$

Devido à sua natureza, o SPH é completamente Lagrangeano e naturalmente implementável em três dimensões. Isso também facilita a sua unificação com o TREE-CODE (Sec. 2.1). Na sua forma mais básica, os choques são tratados usando-se uma viscosidade artificial, que impõe restrições na resolução espacial. Não é possível representar um gradiente de densidade infinito com um número finito de partículas. Apesar destas limitações, SPH tem sido aplicado com sucesso a uma grande variedade de problemas astrofísicos. A implementação em FORTRAN, conhecida por TREESPH e utilizada neste trabalho, foi feita por HERNQUIST & KATZ (1989).

O coração do SPH é o método de interpolação que permite que qualquer função seja expressa em termos dos seus valores em um conjunto de pontos desordenados — as partículas. O valor médio de um campo físico  $f(\mathbf{r})$  em um dado intervalo pode ser determinado através da integral de interpolação

$$\langle f(\mathbf{r}) \rangle = \int W(\mathbf{r} - \mathbf{r}'; h) f(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad (2.17)$$

onde  $W(\mathbf{r})$  é conhecido por *kernel* de suavização (*smoothing kernel*) e  $h$  é o comprimento de suavização (*smoothing length*) que especifica o volume sobre o qual a média é feita. A integração é sobre todo o espaço. O *kernel* é normalizado por  $\int W(\mathbf{r}, h) d\mathbf{r} = 1$ , que é parte da condição resultante do requisito de que  $\langle f(\mathbf{r}) \rangle \rightarrow f(\mathbf{r})$  quando  $h \rightarrow 0$ .

$W(\mathbf{r})$  deve ter um pico estreito em  $\mathbf{r} = 0$ , para que no limite de  $h \rightarrow 0$ , ele seja uma função delta.

Se os valores de  $f(\mathbf{r})$  forem conhecidos somente em um número finito de pontos, distribuídos de acordo com uma densidade numérica  $n(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^N \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j)$ , então a Eq. 2.17 pode ser avaliada multiplicando-se o seu integrando por  $n(\mathbf{r}')/\langle n(\mathbf{r}') \rangle$  e resolvendo a integral, para obter

$$\langle f(\mathbf{r}) \rangle = \sum_{j=1}^N \frac{f(\mathbf{r}_j)}{\langle f(\mathbf{r}_j) \rangle} W(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j; h). \quad (2.18)$$

O erro em aproximar a Eq. 2.17 pela Eq. 2.18 depende da desordem das partículas e é normalmente  $\mathcal{O}(h^2)$  ou melhor. É importante ressaltar que, apesar da soma ser formalmente sobre todas as partículas, só um pequeno número realmente contribui, porque  $W$  pode ser escolhido de forma que caia rapidamente para  $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j| \geq h$ .

Se uma massa  $m_j$  está associada a cada elemento de fluido, então (por 2.18) a densidade no ponto  $\mathbf{r}$  será

$$\langle \rho(\mathbf{r}) \rangle = \sum_{j=1}^N m_j W(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j; h). \quad (2.19)$$

A Equação 2.19 pode ser interpretada de duas maneiras, que são análogas ao significado das operações computacionais conhecidas como *gather-scatter*. O ponto de vista mais tradicional, aqui chamado de *scatter*, assume que cada partícula tem uma massa que é distribuída no espaço de acordo com  $W$  e  $h$ . A densidade em um ponto qualquer do espaço será a soma das contribuições dos perfis de densidade das partículas vizinhas, como na Fig. 2.2a, e será dada por

$$\langle \rho(\mathbf{r}_i) \rangle = \sum_{j=1}^N m_j W(r_{ij}; h_j), \quad (2.20)$$

onde  $r_{ij} = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$ . Por outro lado, na interpretação *gather*, as partículas podem ser vistas como marcadores no fluido. As propriedades locais em um ponto qualquer do espaço serão obtidas amostrando todas as partículas vizinhas (dentro de um raio  $2h$  a partir do ponto) e pesando as suas contribuições de acordo com  $W$ , representado

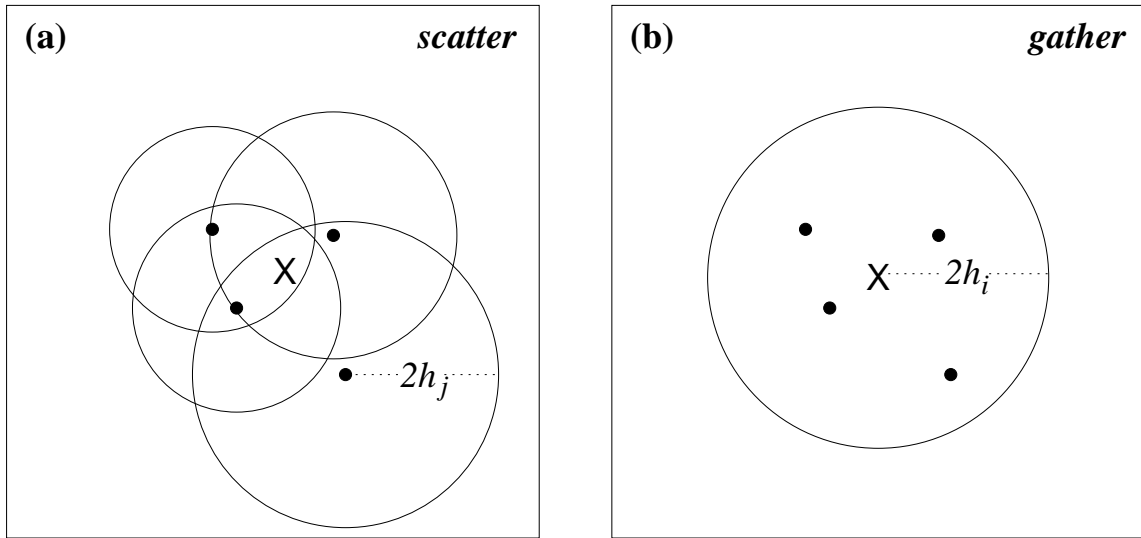


Figura 2.2: Representação do processo de amostragem no SPH. A interpretação *scatter* é ilustrada em (a), onde a densidade em X é calculada a partir da contribuição dos perfis de densidade de todas as partículas (definidas pelo *kernel W*) dentro de  $2h$ . A representação da interpretação *gather* é mostrada em (b), onde a densidade no ponto X é estimada amostrando todos os vizinhos que estejam a distâncias menores que  $2h$  e pesando suas contribuições em X pelo *kernel W*.

na Fig. 2.2b e escrita como

$$\langle \rho(\mathbf{r}_i) \rangle = \sum_{j=1}^N m_j W(r_{ij}; h_i). \quad (2.21)$$

Se  $h$  for igual para todas as partículas, não há diferença alguma em ambas as interpretações, o que não acontece para um  $h$  variável. Na implementação usada aqui,  $h$  é variável, cada partícula tendo seu próprio  $h$ . Os  $h$ 's são especificados exigindo que cada partícula tenha um número fixo de vizinhos,  $\mathcal{N}_s$ , dentro do raio  $2h$ , que deve ser idealmente proporcional à separação média local entre partículas. Se optarmos por um parâmetro de *softening* gravitacional variável, as partículas que representam o gás terão  $h = \varepsilon$ . As equações são simetrizadas pela prescrição de HERNQUIST & KATZ (1989). Por exemplo, a generalização apropriada da Eq. 2.19 é:

$$\langle \rho(\mathbf{r}_i) \rangle = \sum_{j=1}^N m_j \frac{1}{2} [W(r_{ij}; h_j) + W(r_{ij}; h_i)]. \quad (2.22)$$

O *kernel* usado é do tipo *spline* esfericamente simétrico, sugerido por MONAGHAN & LATTANZIO (1985)

$$W(r, h) = \frac{1}{\pi h^3} \begin{cases} 1 - \frac{3}{2}(\frac{r}{h})^2 + \frac{3}{4}(\frac{r}{h})^3, & 0 \leq \frac{r}{h} \leq 1; \\ \frac{1}{4}(2 - \frac{r}{h})^3, & 1 \leq \frac{r}{h} \leq 2; \\ 0, & \frac{r}{h} > 2. \end{cases} \quad (2.23)$$

Neste caso, somente as partículas dentro de um raio  $2h$  a partir do ponto vão contribuir.

A estimativa da densidade pela Eq. 2.22 satisfaz a equação da continuidade, de modo que a Eq. 2.11 não precisa ser integrada no tempo. As coordenadas da partícula  $i$  evoluem de acordo com a forma Lagrangeana da Eq. 2.12

$$\frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = \mathbf{v}, \quad (2.24)$$

$$\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = -\frac{1}{\rho_i} \nabla P_i + \mathbf{a}_i^{visc} - \nabla \Phi(\mathbf{r}_i). \quad (2.25)$$

O termo  $\mathbf{a}_i^{visc}$  é uma viscosidade artificial, que serve para permitir a presença de ondas de choque no fluido. Estas equações são estruturalmente similares às Eqs. 2.2 e 2.3, vistas na Seção 2.1 para o problema de  $N$ -corpos, com a adição de termos que descrevem as propriedades locais do fluido. A aceleração que aflora dos gradientes de pressão é calculada pela forma simétrica

$$\frac{\nabla P_i}{\rho_i} = \sum_j m_j \left( \frac{P_i}{\rho_i^2} + \frac{P_j}{\rho_j^2} \right) \times \frac{1}{2} [\nabla_i W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j; h_j) + \nabla_i W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j; h_i)], \quad (2.26)$$

e uma viscosidade artificial padrão (MONAGHAN & GINGOLD, 1983) é empregada

$$\mathbf{a}_i^{visc} = - \sum_j m_j \prod_{ij} \frac{1}{2} [\nabla_i W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j; h_j) + \nabla_i W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j; h_i)], \quad (2.27)$$

onde

$$\prod_{ij} = \frac{-\alpha \mu_{ij} \bar{c}_{ij} + \beta \mu_{ij}^2}{\bar{\rho}_{ij}}, \quad (2.28)$$

$$\mu_{ij} = \begin{cases} \frac{\mathbf{v}_{ij} \cdot \mathbf{r}_{ij}}{h_{ij}(r_{ij}^2/h_{ij}^2 + \eta^2)} & \text{para } \mathbf{v}_{ij} \cdot \mathbf{r}_{ij} < 0 \\ 0 & \text{para } \mathbf{v}_{ij} \cdot \mathbf{r}_{ij} > 0 \end{cases} \quad (2.29)$$

com  $\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$ ,  $\mathbf{v}_{ij} = \mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j$ ,  $\bar{c}_{ij} = (c_i + c_j)/2$  é a média da velocidade do som nas partículas  $i$  e  $j$ ,  $h_{ij} = (h_i + h_j)/2$ ,  $\bar{\rho}_{ij} = (\rho_i + \rho_j)/2$ , e  $\eta$  previne divergências. Considerando a viscosidade artificial como sendo a única fonte de entropia, as equações de movimento para a energia térmica específica (Eq. 2.13) e a função entrópica  $a(s)$  (Eq. 2.16) são

$$\frac{du_i}{dt} = \sum_{j=1}^N m_j \frac{1}{2} \left( \frac{P_i}{\rho_i^2} + \frac{P_j}{\rho_j^2} + \prod_{ij} \right) \mathbf{v}_{ij} \times \frac{1}{2} [\nabla_i W(\mathbf{r}_{ij}; h_i) + \nabla_i W(\mathbf{r}_{ij}; h_j)], \quad (2.30)$$

$$\frac{da(s)_i}{dt} = \sum_{j=1}^N m_j \frac{1}{2} \prod_{ij} \mathbf{v}_{ij} \times \frac{1}{2} [\nabla_i W(\mathbf{r}_{ij}; h_i) + \nabla_i W(\mathbf{r}_{ij}; h_j)], \quad (2.31)$$

respectivamente.

Como no caso puramente gravitacional, as posições e velocidades das partículas SPH evoluem no tempo integrando numericamente as equações de movimento por um algoritmo *leap-frog*, e as Eqs. 2.8 e 2.9 se aplicam. Porém, nas partículas SPH a dependência da aceleração com a velocidade se dá através da viscosidade artificial, como mostram as Eqs. 2.27, 2.28 e 2.29. Para manter o grau de precisão, a velocidade deve ser atualizada em dois estágios. Primeiro uma estimativa é obtida por

$$\tilde{\mathbf{v}}_i^{n+1/2} = \mathbf{v}_i^n + \frac{1}{2} \Delta t \mathbf{a}_i^{n-1/2}. \quad (2.32)$$

O valor de  $\tilde{\mathbf{v}}_i^{n+1/2}$  é então usado para calcular a aceleração  $\mathbf{a}_i^{n+1/2}$ , que, por sua vez, permite que a velocidade seja atualizada pela Eq. 2.9.

As partículas SPH podem ter seus passos temporais individuais, como as que representam a matéria sem colisão. Porém, a condição para a escolha de  $\Delta t_i$  é diferente. Para manter a estabilidade, o passo deve ser alguma fração do tempo que o som leva para atravessar a região de interesse. Essa condição é a “condição de Courant”, e a fração se chama número de Courant,  $\mathcal{C}$ . Se  $\Delta t$  for fixo, a estabilidade pode ser assegurada variando-se  $h_i$ , mas isso é uma limitação, já que grandes contrastes de densidade podem não ser resolvidos sem recorrer a um  $\Delta t$  proibitivamente pequeno. Em vez disso, no TREESPH cada partícula pode ter seu próprio passo temporal,  $\Delta t_i$ , escolhido de forma que a estabilidade se mantenha de acordo com formas modificadas do critério

$$\Delta t_i = \mathcal{C} \frac{h_i}{h_i |\nabla \cdot \mathbf{v}_i| + c_i + 1.2(\alpha c_i + \beta \max_j |\mu_{ij}|)}, \quad (2.33)$$

$$\Delta t_i = \mathcal{C} \frac{h_i}{h_i |\nabla \cdot \mathbf{v}_i| + c_i + 1.2(\alpha c_i + \beta h_j |\nabla \cdot \mathbf{v}_i|)}, \quad (2.34)$$

para a viscosidade artificial definida na Eq. 2.27 (HERNQUIST & KATZ, 1989). Em 2.33 e 2.34,  $\mathcal{C}$  ( $\sim 0.3$ ) é o número de Courant.

## 2.3 Modelos numéricos

### 2.3.1 Galáxias

Apresento a seguir o método usado para gerar modelos auto-consistentes de galáxias com estrutura disco–bojo–halo, que foi concebido e implementado por (KUIJKEN & DUBINSKI, 1995), e gentilmente cedido pelo Dr. John Dubinski. As funções de distribuição (DF) do bojo e do halo são funções analíticas somente da energia  $E$  e do momentum angular vertical  $L_z$ . O halo pode ser achatado e lhe pode ser conferida rotação. A DF do disco é função de  $E$ ,  $L_z$  e uma “terceira integral”,  $E_z$ , a energia vertical, que é aproximadamente conservada em um disco quente com extensão vertical. Essas DFs produzem densidades únicas para cada componente em um dado potencial: como as três componentes se afetam gravitacionalmente, faz-se necessária uma solução numérica da equação de Poisson para que se obtenha modelos auto-consistentes.

A descrição do modelo começa pela apresentação das formas analíticas das DFs, escritas em termos de integrais de movimento conhecidas. Qualquer DF deste tipo representa um modelo de equilíbrio em potenciais gravitacionais que respeitam as integrais, com densidade espacial determinada explicitamente pelo potencial. Modelos auto-gravitantes podem ser construídos, portanto, exigindo-se que o potencial e a densidade sejam relacionados via equação de Poisson.

#### A função de distribuição do bojo

Um modelo de King (KING, 1962) é usado para a DF do bojo, que tem a forma

$$f_{bojo}(E) = \begin{cases} \rho_b (2\pi\sigma_b^2)^{-3/2} \exp[(\Psi_0 - \Psi_c)/\sigma_b^2] \{\exp[-(E - \Psi_c)/\sigma_b^2] - 1\}, & E < \Psi_c; \\ 0, & E \geq \Psi_c, \end{cases} \quad (2.35)$$

onde os parâmetros livres são  $\rho_b$  (aproximadamente a densidade central do bojo, ignorando-se os efeitos de truncagem da DF),  $\Psi_c$  (o potencial de corte do bojo) e  $\sigma_b$

(a dispersão de velocidades do bojo).  $\Psi_0$  é o potencial gravitacional no centro do modelo. A escolha dos parâmetros é tal que  $\sigma_b < \sigma_0$  e  $\Psi_c < 0$ , para fazer o bojo mais concentrado e mais confinado radialmente do que o halo (cujo corte é em energia zero).

### A função de distribuição do halo

A DF para o halo segue o modelo de KUIJKEN & DUBINSKI (1994), que é uma truncagem em energia finita dos modelos de EVANS (1993) para um potencial logarítmico achatado e é dada por:

$$f_{halo}(E, L_z^2) = \begin{cases} [(AL_z^2 + B) \exp(-E/\sigma_0^2) + C][\exp(-E/\sigma_0^2) - 1], & E < 0; \\ 0, & E \geq 0. \end{cases} \quad (2.36)$$

A densidade correspondente a essa DF é

$$\begin{aligned} \rho_{halo}(R, \Psi) = & \frac{1}{2} \pi^{3/2} \sigma_0^3 (AR^2 \sigma_0^2 + 2B) \operatorname{erf}(\sqrt{-2\Psi}/\sigma_0) \exp(-2\Psi/\sigma_0^2) + \\ & + (2\pi)^{3/2} \sigma_0^3 (C - B - AR^2 \sigma_0^2) \operatorname{erf}(\sqrt{-\Psi}/\sigma_0) \exp(-\Psi/\sigma_0^2) + \\ & + \pi \sqrt{-2\Psi} [\sigma_0^2 (3AR^2 \sigma_0^2 + 2B - 3C) + \frac{4}{3} \Psi (2C - AR^2 \sigma_0^2)], \end{aligned} \quad (2.37)$$

onde  $\operatorname{erf}(x) = 2\pi^{-1/2} \int_0^x \exp(-t^2) dt$  é a função erro. Esta DF tem cinco parâmetros livres: a profundidade do poço de potencial  $\Psi_0$ , as escalas de velocidade e densidade  $\sigma_0$  e  $\rho_1$ , o raio do caroço central do halo  $R_c$  e o parâmetro de achatamento  $q$ . Os últimos três parâmetros estão implícitos dentro das expressões de  $A$ ,  $B$  e  $C$ , que são

$$A = \frac{8(1 - q^2)G\rho_1^2}{\pi^{1/2}q^2\sigma_0^7}, \quad B = \frac{4R_c^2 G\rho_1^2}{\pi^{1/2}q^2\sigma_0^5} \quad \text{e} \quad C = \frac{(2q^2 - 1)\rho_1}{(2\pi)^{3/2}q^2\sigma_0^3}. \quad (2.38)$$

Define-se, por conveniência, um raio característico  $R_a$  para substituir o  $\rho_1$  de KUIJKEN & DUBINSKI (1994) por

$$R_a = \sqrt{\frac{3}{2\pi G\rho_1}} \sigma_0 \exp(\Psi_0/2\sigma_0^2), \quad (2.39)$$

que a grosso modo é o raio em que a curva de rotação do halo, extrapolando-se a sua inclinação em  $R = 0$ , alcançaria o valor  $\sqrt{2}\sigma_0$ . Modelos esféricos têm  $A = 0$  e modelos sem caroço central têm  $B = 0$ . Se  $A = B = 0$  recairemos no modelo de esfera isotérmica (KUIJKEN & DUBINSKI, 1994).

Pode-se adicionar rotação ao modelo do halo dividindo-se a DF em duas partes, com  $L_z$  positivo e negativo.

### A função de distribuição do disco

Na vizinhança solar, bem como nos discos de galáxias externas, observa-se que as dispersões radial e vertical são distintas, o que não é possível de reproduzir em modelos que dependem somente de  $E$  e  $L_z$ . A aproximação mais simples para uma terceira integral em um sistema discoidal axialmente simétrico é a energia nas oscilações verticais,  $E_z = \Psi(R, z) - \Psi(R, 0) + \frac{1}{2}v_z^2$ . Ela é bastante bem conservada ao longo de órbitas aproximadamente circulares que não tenham grandes variações radiais ou verticais. O presente modelo usa  $E_z$  como terceira integral.

Escolhida a terceira integral, a DF do disco pode ser construída estendendo verticalmente a DF plana discutida por SHU (1969). Teremos

$$f_{disco}(E_p, L_z, E_z) = \frac{\Omega(R_c)}{\sqrt{2\pi^3}\kappa(R_c)} \frac{\widetilde{\rho}_d(R_c)}{\widetilde{\sigma}_R^2(R_c)\widetilde{\sigma}_z(R_c)} \times \exp\left[-\frac{E_p - E_c(R_c)}{\widetilde{\sigma}_R^2(R_c)} - \frac{E_z}{\widetilde{\sigma}_z^2(R_c)}\right], \quad (2.40)$$

onde  $E_p \equiv E - E_z$  é a energia nos movimentos no plano,  $L_z$  é o momentum angular específico com respeito ao eixo de simetria,  $R_c$  e  $E_c$  são o raio e a energia de uma órbita circular com momentum angular  $L_z$ ,  $\Omega$  e  $\kappa$  são as freqüências circular e epicíclica no raio  $R_c$ . A densidade correspondente a essa DF é obtida através da integração sobre as três componentes da velocidade. As integrações sobre  $v_r$  e  $v_z$  são simples, restando a integral sobre  $v_\phi$ :

$$\rho_{disco}(R, z) = \int_0^\infty \left\{ \left[ dv_\phi \equiv dR_c \left( \frac{R_c \kappa^2(R_c)}{2R \Omega(R_c)} \right) \right] \frac{2\widetilde{\rho}_d(R_c)\Omega(R_c)}{\sqrt{2\pi}\widetilde{\sigma}_R(R_c)\kappa(R_c)} \times \exp\left[-\frac{\Psi(R, 0) - \Psi(R_c, 0)}{\widetilde{\sigma}_R^2(R_c)} - \left(\frac{R_c^2}{R^2} - 1\right) \frac{v_c^2(R_c)}{2\widetilde{\sigma}_R^2(R_c)} + \frac{\Psi(R, z) - \Psi(R, 0)}{\widetilde{\sigma}_z^2(R_c)}\right] \right\}. \quad (2.41)$$

No plano  $z = 0$ , a Eq. 2.41 se reduz a  $\widetilde{\rho}_d(R)$  com erro fracional  $\mathcal{O}(\widetilde{\sigma}_R^2(R)/v_c^2)$ , e a distribuição radial é Gaussiana com dispersão  $\widetilde{\sigma}_R(R)$ . A essência da construção na Eq. 2.40 é a substituição do raio  $R$ , que não é uma integral de movimento, pelo raio epicíclico  $R_c$ , que é função de  $L_z$ , e portanto, é conservado ao longo das órbitas.

Mesmo em discos quentes, em que o desvio das órbitas circulares é pequeno, mas não desprezível, esta parametrização ainda fornece um bom ponto de partida para a construção de uma DF com perfis dados de densidade radial e dispersão de velocidades. A estrutura vertical do disco é aproximadamente isotérmica, com a escala vertical determinada pela dispersão vertical de velocidades  $\tilde{\sigma}_z^2(R_c)$  e pelo gradiente de potencial vertical.

As grandes galáxias discoidais mostram perfis verticais de brilho do tipo  $\text{sech}^2(z)$ , esperados para folhas auto-gravitantes verticalmente isotérmicas (van der KRUIT & SEARLE, 1981). Assim, a DF da Eq. 2.40 será um modelo razoável enquanto o disco for confinado em  $z$  principalmente pela sua própria gravidade.

Em qualquer potencial gravitacional, as funções  $\tilde{\rho}$ ,  $\tilde{\sigma}_R$  e  $\tilde{\sigma}_z$  podem ser ajustadas às características desejadas do disco. Neste modelo, a densidade do disco é escolhida como aproximadamente exponencial em  $R$  e truncada:

$$\rho_{\text{disco}}(R, z) = \frac{M_d}{2\pi R_d^2 z_d} e^{-R/R_d} \text{erfc}\left(\frac{r - R_{\text{out}}}{2^{1/2} \delta R_{\text{out}}}\right) \exp\left[\ln \text{sech}^2(1) \frac{\Psi_z(R, z)}{\Psi_z(R, z_d)}\right], \quad (2.42)$$

onde  $M_d$  é um parâmetro que dá aproximadamente a massa do disco (a menos que ele seja severamente truncado ou que a estrutura vertical se afaste muito de  $\text{sech}^2[z/z_d]$ ). A densidade vertical destes discos é construída para depender exponencialmente do potencial vertical  $\Psi_z(R, z) \equiv \Psi(R, z) - \Psi(R, 0)$ , e para decrescer a partir do plano médio por um fator  $\text{sech}^2(1)$  em  $z_d$ , como numa folha isotérmica de espessura constante.

Dado um potencial total para o modelo, escolhe-se as funções  $\tilde{\sigma}_R(R_c)$ ,  $\tilde{\rho}$  e  $\tilde{\sigma}_z$ . Para dispersões de velocidade muito pequenas, estas funções correspondem a densidade e dispersões de velocidade no plano médio. Inicialmente escolhe-se a função  $\tilde{\sigma}_R(R_c)$ , determinando aproximadamente a dispersão radial de velocidades no disco. Em seguida ajusta-se iterativamente  $\tilde{\rho}$  e  $\tilde{\sigma}_z$ , de forma que a densidade no plano médio e altura  $z = z_d$  concordem com as da Eq. 2.42. Se for feita uma escolha adequada dos demais parâmetros (por exemplo, o raio de truncagem, as escalas radial e vertical, etc.), esta receita leva a densidades próximas às dadas pela Eq. 2.42.

### O potencial combinado

As DFs das componentes disco, bojo e halo implicam em uma densidade espacial única em um dado potencial. Para gerar um modelo auto-gravitante, é necessário que se encontre o potencial em que a densidade combinada seja também a dada pela

equação de Poisson:

$$\nabla^2 \Psi(R, z) = 4\pi G[\rho_{\text{disco}}(R, \Psi, \Psi_z) + \rho_{\text{bojo}}(\Psi) + \rho_{\text{halo}}(R, \Psi)]. \quad (2.43)$$

A Eq. 2.43 é resolvida por meio de uma expansão em esféricos harmônicos, seguindo PRENDERGAST & TOMER (1970), com duas modificações. Primeiro, a densidade do disco obtida pela integração da sua DF (Eq. 2.40) sobre todas as velocidades é similar ao valor dado pela Eq. 2.42. Usa-se, então, a Eq. 2.42 na solução da equação de Poisson, o que evita resolver numericamente a integral da Eq. 2.41 cada vez que se necessita da densidade do disco. Segundo, e mais importante, para discos realisticamente finos uma expansão em harmônicos esféricos não é muito eficiente, já que termos de mais alta ordem devem ser tomados para uma boa aproximação. No limite de discos de espessura zero, que representam um limite físico habitual, o número de termos necessários é excessivamente grande. O que se faz é construir um potencial analítico que represente corretamente os termos de alta frequência.

Um possível potencial de disco  $\Psi_{\text{disco}}^\dagger$  com essas características é obtido integrando duas vezes verticalmente a densidade do disco, isto é, resolvendo a equação de Poisson para a componente disco, ignorando os termos de gradientes radiais. Assumindo que o perfil vertical do disco é o de uma folha auto-gravitante plano-paralela, chegamos a

$$\Psi_{\text{disco}}^\dagger = 4\pi G \rho_d(R) z_d^2 \ln \cosh(z/z_d). \quad (2.44)$$

Mas um potencial escrito desta forma não é adequado para remover os altos harmônicos. O primeiro motivo é que a densidade que corresponde a esse potencial,  $\nabla^2 \Psi_{\text{disco}}^\dagger / 4\pi G$ , não converge para 0 quando  $R$  cresce. Então, a densidade residual pode não ser ajustada convenientemente com os coeficientes dos harmônicos esféricos. Resolve-se esse problema trocando o raio cilíndrico  $R$  pelo raio esférico  $r$  na Equação 2.44: já que o perfil radial de densidade é cortado, o potencial resultante e a densidade correspondente vão convergir a grandes raios, enquanto que a pequenos  $z$  o potencial ainda ajusta os termos de alta frequência do disco. O segundo problema é que, mesmo depois de reescrita a equação em termos de  $r$ , o potencial tem derivadas descontínuas em  $r = 0$  para um disco com densidade radialmente exponencial. A solução usada é “arredondar” suavemente o potencial na parte central, impondo uma função quadrática nessa região. Para pequenos raios, a expansão em harmônicos esféricos é capaz de seguir a densidade do disco, pois o ângulo projetado subtendido pelo disco,  $z_d/R$ , só fica intratavelmente pequeno para raios muito grandes.

O potencial de alta frequência do disco utilizado é

$$\Psi_{\text{disco}}(r, z) = \frac{M_d z_d}{4\pi R_d^2} \ln \cosh(z/z_d) \times \begin{cases} \frac{1}{4} e^{-1} [7 - 4(r/R_d)^2 + (r/R_d)^4] & \text{para } r < R_d, \\ \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{r - R_{out}}{2^{1/2} \delta R_{out}}\right) e^{-r/R_d} & \text{para } r \geq R_d. \end{cases} \quad (2.45)$$

A densidade espacial correspondente é difícil de resolver, mas pode ser obtida usando

$$\nabla^2 f(r) \ln \cosh z = f''(r) \ln \cosh z + 2 \frac{f'(r)}{r} (z \tanh z + \ln \cosh z) + f(r) \operatorname{sech}^2 z. \quad (2.46)$$

O último termo desta equação reproduz a densidade de um disco  $\operatorname{sech}^2(z)$  até  $\mathcal{O}(z/R)^2$ , e os demais termos trocaram uma derivada vertical por uma radial, sendo, então, subdominantes em discos finos.

Experimentos mostram que, para uma escala vertical do disco de  $0.15R_d$  a densidade residual pode ser bem ajustada com uma série truncada em  $l = 8$ , onde mesmo uma expansão em séries para a densidade sozinha do disco até  $l = 32$  não fornece resultados satisfatórios.

### Construindo um modelo de $N$ -corpos

A vantagem de um modelo de galáxia feito a partir de DFs é que a cinemática é completamente especificada. Pode-se gerar um modelo de  $N$ -corpos amostrando randomicamente a partir das DFs para cada componente. O bojo e o halo são gerados de maneira direta, visto que são sistemas aproximadamente esféricos e os elipsóides de velocidades são aproximadamente isotrópicos. A posição de uma partícula é inicialmente determinada amostrando-se a partir da distribuição de densidades. Com essa posição, pode-se encontrar o máximo local da DF, em  $(v_x, v_y, v_z) = (0, 0, 0)$ , e usar a técnica da aceitação-rejeição para encontrar a velocidade. Isto é feito selecionando-se randomicamente as três componentes da velocidade supondo isotropia e limitando pela velocidade de escape (veja Seção 2.3.2). Um valor randômico,  $f_{ran}$ , da DF também é escolhido entre 0 e o máximo local. Se  $f_{ran}$  for menor que o valor da DF na velocidade escolhida, então a velocidade é aceita, do contrário é rejeitada e outra tentativa é feita.

A amostragem pela DF do disco é um pouco mais trabalhosa, porque o disco é fino e o máximo local de velocidade da DF do disco tem que ser encontrado ponto

a ponto (pois não está em  $\mathbf{v} = 0$  como para o bojo e o halo). Como antes, amostra-se primeiro a partir da distribuição de densidades para encontrar as posições das partículas e depois, a partir da DF para encontrar as velocidades. Como os discos são geralmente quentes, o máximo da distribuição de velocidades ocorre em um ponto onde a componente azimutal da velocidade  $v_\phi$  é menor do que a velocidade circular local,  $v_{circ}$ . No máximo local,  $v_R$  e  $v_z$  são nulas. Depois de encontrado o máximo da distribuição de velocidades para cada partícula, usa-se outra vez o método de aceitação-rejeição para selecionar as velocidades.

### 2.3.2 Aglomerados globulares

O modelo de aglomerado globular usado no Capítulo 5 para simular o aglomerado HP1 e sua interação com o bojo da Via Láctea, é o de um polítropo de Plummer, isto é, um polítropo de índice 5. A escolha se deve a que seu perfil de densidades é comparável a um perfil clássico de King (OLIVEIRA et al., 1998) e de fácil implementação computacional. Esse perfil é dado por

$$\rho(\mathbf{r}) = \frac{3}{4\pi} MR^{-3} [1 + (r/R)^2]^{-5/2}, \quad (2.47)$$

onde  $M$  é a massa total do aglomerado e  $R$  é um parâmetro que determina as suas dimensões. O potencial gravitacional é

$$U(\mathbf{r}) = -\frac{GM}{R} [1 + (r/R)^2]^{-1/2} \quad (2.48)$$

e a energia potencial do aglomerado é

$$W = -\left(\frac{3\pi}{32}\right) \frac{GM^2}{R}. \quad (2.49)$$

Assume-se que o sistema está inicialmente no estado fundamental, com distribuição isotrópica de velocidades. Isso implica que a função de distribuição inicial seja dada por

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = \begin{cases} \left(\frac{24\sqrt{2}}{7\pi^3}\right) \frac{R^2}{G^5 M^4} (-E)^{7/2} & \text{para } E < 0, \\ 0 & \text{para } E > 0. \end{cases} \quad (2.50)$$

A massa total de estrelas com posição  $r$  e velocidade  $v$  é  $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) d\mathbf{r}d\mathbf{v}$ , e  $E$  é a energia por unidade de massa de uma partícula

$$E = U + \frac{|\mathbf{v}|^2}{2}. \quad (2.51)$$

A energia total do sistema é

$$\mathcal{E} = \frac{W}{2} = - \left( \frac{3\pi}{64} \right) \frac{GM^2}{R}. \quad (2.52)$$

Para construir um aglomerado pelo modelo de Plummer, sigo a receita de AAR-SETH et al. (1974), transcrita a seguir. Tomamos  $G = 1$ ,  $M = 1$  e  $R = 1$ , por conveniência. O primeiro passo é integrar a Eq. 2.47 sobre todo o espaço, usando coordenadas esféricas, para obter a expressão da massa cumulativa em função do raio  $r$ ,

$$M(r) = r^3(1 + r^2)^{-3/2}. \quad (2.53)$$

Usamos partículas de massas iguais. Cada partícula terá, portanto, uma massa  $m = 1/N$ . A seleção de um valor de  $r$  para uma dada partícula é feita simplesmente gerando-se um número randômico  $0 \leq X_1 \leq 1$  e igualando  $M(r)$  a  $X_1$ , de forma que  $r$  seja dado por

$$r = (X_1^{-2/3} - 1)^{-1/2}. \quad (2.54)$$

As coordenadas espaciais  $(x, y, z)$  são selecionadas sobre uma esfera de raio  $r$ , com probabilidade uniforme. Mais dois números randômicos,  $X_2$  e  $X_3$ , são gerados e as coordenadas serão

$$z = (1 - 2X_2) r, \quad (2.55)$$

$$x = \sqrt{r^2 - z^2} \cos(2\pi X_3), \quad (2.56)$$

$$y = \sqrt{r^2 - z^2} \sin(2\pi X_3). \quad (2.57)$$

O módulo da velocidade,  $v$ , na posição  $\mathbf{r}(x, y, z)$  é calculada limitando seu valor máximo à velocidade de escape  $v_e$  em  $r$ , dada por

$$v_e = \sqrt{-2U} = \sqrt{2} (1 + r^2)^{-1/4}. \quad (2.58)$$

Fazendo  $v/v_e = p$ , pela Eq. 2.50 vemos que a distribuição de probabilidade de  $p$  é proporcional a

$$g(p) = p^2(1 - p^2)^{7/2}. \quad (2.59)$$

Os valores de  $p$  estão sempre entre 0 e 1, e  $g(p)$  é sempre menor que 0.1. A técnica usada aqui consiste em gerar dois randômicos,  $X_4$  e  $X_5$ , e testar se  $0.1X_5 < g(X_4)$ . Se isso for verdade adotamos  $p = X_4$ . Do contrário, outro par de randômicos deve ser gerado, até que a desigualdade seja satisfeita. O módulo da velocidade,  $v = pv_e$ , é obtido usando a Eq. 2.58. A distribuição de velocidades é isotrópica, assim as três coordenadas de  $\mathbf{v}(v_x, v_y, v_z)$  podem ser obtidas de forma análoga à empregada na obtenção das coordenadas espaciais, gerando dois novos números randômicos,  $X_6$  e  $X_7$  e fazendo

$$v_z = (1 - 2X_6)v, \quad (2.60)$$

$$v_x = \sqrt{v^2 - v_z^2} \cos(2\pi X_7), \quad (2.61)$$

$$v_y = \sqrt{v^2 - v_z^2} \sin(2\pi X_7). \quad (2.62)$$

O procedimento é repetido para cada uma das  $N$  partículas. Ao final os valores de  $m, x, y, z, v_x, v_y$  e  $v_z$  podem ser escalados para o sistema de unidades desejado.

## 2.4 Condições iniciais

Nos encontros de sistemas estelares com simetria esférica, como é o caso dos aglomerados globulares esféricos, a órbita fica determinada no momento em que, dadas as massas dos aglomerados, se escolhe a sua excentricidade,  $e$ , e a distância de pericentro (ou distância de maior aproximação entre os dois aglomerados),  $q$ . Se a inclinação do plano da órbita não for correta, supondo que os parâmetros  $e$  e  $q$  foram escolhidos adequadamente, basta que façamos uma rotação para que tenhamos a direção de visada correta.

O estudo de órbitas e projeções que são essencialmente tridimensionais, como no caso de encontros envolvendo galáxias discoidais, apresenta algumas complexidades. Uma delas é o fato de serem necessários basicamente dois ângulos para descrever a órbita da galáxia companheira (menos massiva) em relação à vítima (mais massiva), além da distância centro a centro no pericentro da órbita (ignorando-se a dependência temporal), a excentricidade e as massas das galáxias. O padrão na

escolha destes ângulos é o descrito por TOOMRE & TOOMRE (1972) e mostrado na Fig. 2.3a. Um ângulo  $i$  denota a inclinação da órbita para o plano de spin da vítima ( $-180^\circ \leq i \leq 180^\circ$ ) e um ângulo  $\omega$  ( $|\omega| \leq 90^\circ$ ), chamado de argumento de pericentro e medido no plano da órbita a partir de um dos nodos, dá a distância angular entre a intersecção desses dois planos e a direção de pericentro. Nesse esquema, dois outros ângulos são necessários para especificar uma direção de visada particular. São eles uma longitude  $\lambda$  da linha dos nodos e uma inclinação  $\beta$  do eixo de spin, como mostra a Fig. 2.3b. A direção “Norte” ou alguma outra direção que fixe os eixos do “plano do céu” não são especificadas. Todos esses ângulos são definidos com respeito ao plano da galáxia “vítima”.

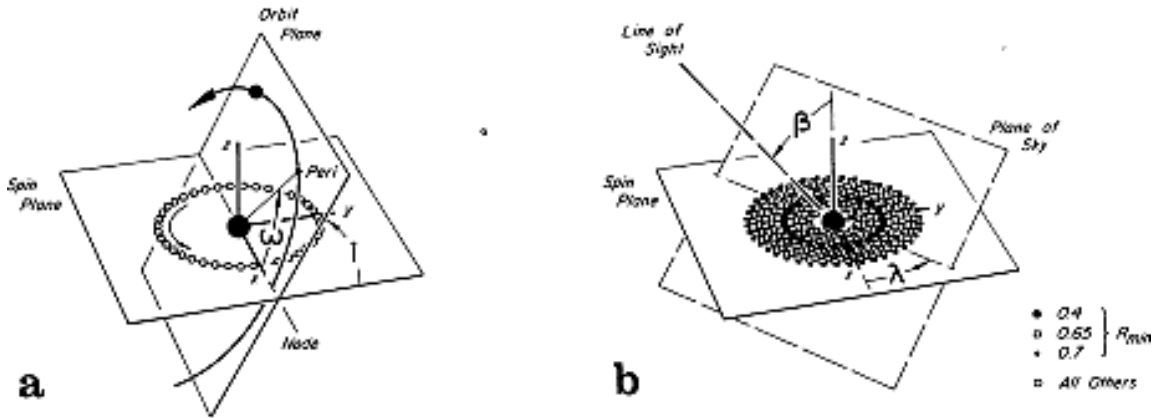


Figura 2.3: Figura original reproduzida do trabalho de TOOMRE & TOOMRE (1972). (a) Geometria orbital. (b) Geometria da visada.

Nas simulações de encontros de galáxias realizadas neste trabalho, por objetivarem a comparação direta com sistemas reais específicos, optei por trabalhar com sistemas de coordenadas que facilitassem esta tarefa. O sistema de coordenadas padrão é, portanto, o definido pelo “plano do céu”. É sempre com respeito a ele que os modelos de galáxias e suas órbitas são posicionados. Nesse sistema a origem está no centro de massa do par interagente, ou no caso de galáxias com razão de massas muito diferente de 1, pode-se escolher o centro de uma das galáxias como centro do sistema. O eixo  $z'$  tem a sua direção na linha de visada e seus valores positivos crescendo em direção ao observador. A direção  $y'$ , preferencialmente, aponta para o Norte e a direção  $x'$ , para o Oeste. Dependendo da geometria do problema as orientações dos eixos  $x'$  e  $y'$  podem mudar, como no caso da simulação do objeto McLeish, discutido na Seção 4.3.3 do Capítulo 4 (ver DÍAZ et al., 2000).

O posicionamento das galáxias é feito de forma semelhante à usada observacionalmente, pela definição de um ângulo de posição  $PA$ , medido a partir da direção  $x'$  no sentido anti-horário, e um ângulo de inclinação  $i$  em relação ao plano do céu. Um disco cujo plano coincide com o do céu (*face-on*) terá  $i = 0^\circ$ . Se tivermos, por exemplo, um  $PA = 0^\circ$ , a inclinação  $i$  do disco será feita por uma rotação em torno do eixo  $x'$  (a linha dos nodos, neste caso), com o ângulo crescendo de  $z'$  para  $y'$ .

Mais uma convenção é adotada para que os ângulos  $i$  e  $PA$  também definam a direção de rotação do disco em relação ao plano do céu. Os modelos sempre são construídos num sistema próprio de coordenadas, com o disco no plano  $x''y''$  e rotação anti-horária, ou seja, o vetor de spin do disco aponta para os  $z''$  positivos. Ao posicionar o disco no plano do céu deve-se escolher os ângulos  $i$  e  $PA$  que representem corretamente a transformação de coordenadas necessária para levar do sistema próprio do disco ao sistema de coordenadas do céu.

Definimos um terceiro sistema de coordenadas, o sistema próprio da órbita descrita pelas galáxias em interação. Posicionamos a origem desse sistema no centro da galáxia mais massiva, o plano da órbita é o plano  $xy$ , com o eixo  $y$  apontando para a direção de pericentro e o eixo  $z$  é definido pelo “vetor de spin” da órbita. Nessa situação, o vetor de spin da órbita define uma órbita que é anti-horária no plano  $xy$ .

### Transformações entre sistemas de coordenadas

Definidos os três sistemas de coordenadas envolvidos no nosso problema, mostramos a seguir as matrizes de transformação utilizadas na tarefa de gerar as condições iniciais de uma simulação.

O sistema próprio do disco será denotado pelas variáveis “duas linhas”,  $x''y''z''$ . Para converter um vetor escrito nesse sistema para o sistema do céu  $x'y'z'$ , dada a inclinação  $i$  e o ângulo de posição  $PA$  do disco usamos a transformação

$$\begin{aligned} x' &= x'' \cos(PA) - y'' \cos(i) \sin(PA) - z'' \sin(i) \sin(PA), \\ y' &= x'' \sin(PA) + y'' \cos(i) \cos(PA) + z'' \sin(i) \cos(PA), \\ z' &= -y'' \sin(i) + z'' \cos(i). \end{aligned} \tag{2.63}$$

A transformação inversa, quando necessária, é obtida pela transposição da matriz implícita em 2.63.

O plano da órbita (cujo sistema próprio de coordenadas é  $xyz$ ) é posicionado no sistema do céu ( $x'y'z'$ ) pela definição dos vetores de spin da órbita  $\mathbf{s} = (s_{x'}, s_{y'}, s_{z'})$

e pelo vetor de pericentro  $\mathbf{q} = (q_{x'}, q_{y'}, q_{z'})$ . Aqui só nos interessam as orientações dos vetores  $\mathbf{s}$  e  $\mathbf{q}$ , portanto, no que segue assumo que estejam normalizados a 1. No sistema da órbita, como vimos,  $\mathbf{q}$  e  $\mathbf{s}$  definem as direções dos eixos  $y$  e  $z$ , respectivamente. A direção do eixo  $x$  do sistema da órbita, quando transformado para o sistema do céu será  $\alpha_{x'y'z'} = \mathbf{q} \times \mathbf{s}$ . A transformação de um vetor escrito no sistema de coordenadas da órbita para o sistema do céu será, portanto, dada por

$$\begin{aligned} x' &= x \alpha_{x'} + y q_{x'} + z s_{x'}, \\ y' &= x \alpha_{y'} + y q_{y'} + z s_{y'}, \\ z' &= x \alpha_{z'} + y q_{z'} + z s_{z'}. \end{aligned} \tag{2.64}$$

Mais uma vez, a transformação inversa é obtida pela transposição da matriz implícita em 2.64.

## 2.5 Programas adicionais

Uma série de programas foram desenvolvidos ao longo do trabalho ou gentilmente cedidos por seus autores, para auxiliar nas tarefas de conversão de dados de saída das simulações, geração de condições iniciais, manipulação de dados para análise, visualização e geração de animações em 2D e 3D, e outros.

O conjunto de arquivos de saída do TREECODE/TREESPH, que carrega todas as informações das partículas em cada passo temporal, é escrito em um formato escolhido entre os padrões utilizados atualmente. Há um arquivo para cada passo de tempo, que está organizado da seguinte forma:

$N_{total}, N_{gas}, N_{estrelas}$	
$N_{dim}$	(O número de dimensões espaciais)
tempo	
massa( $i$ ), $i = 1$ a $N_{total}$	
pos <sub><math>x</math></sub> ( $i$ ), $i = 1$ a $N_{total}$	
pos <sub><math>y</math></sub> ( $i$ ), $i = 1$ a $N_{total}$	
pos <sub><math>z</math></sub> ( $i$ ), $i = 1$ a $N_{total}$	
vel <sub><math>x</math></sub> ( $i$ ), $i = 1$ a $N_{total}$	
vel <sub><math>y</math></sub> ( $i$ ), $i = 1$ a $N_{total}$	
vel <sub><math>z</math></sub> ( $i$ ), $i = 1$ a $N_{total}$	

$$\begin{aligned} \varepsilon(i), i = 1 \text{ a } N_{dark} \\ \varepsilon(i), i = 1 \text{ a } N_{estrelas} \\ \rho(i), i = 1 \text{ a } N_{gas} \\ T(i), i = 1 \text{ a } N_{gas} \\ h(i), i = 1 \text{ a } N_{gas} \\ E_{pot}(i), i = 1 \text{ a } N_{total} \end{aligned}$$

onde  $N_{total}$  é o número total de partículas,  $N_{gas}$  é o número de partículas gasosas,  $N_{dark}$  é o número de partículas de matéria escura e  $N_{estrelas}$  o número de estrelas. As primeiras  $N_{gas}$  partículas devem ser as que representam o gás e as últimas  $N_{estrelas}$  devem representar as estrelas, ficando as de matéria escura no meio.  $\varepsilon(i)$  é o *softening* gravitacional das partículas sem colisão (que podem ter seus  $\varepsilon$ 's individuais),  $h(i)$  é o parâmetro de suavização das partículas de gás,  $T$  a temperatura e  $E_{pot}$  a energia potencial por partícula.

Os programas listados a seguir foram escritos em linguagens C ou FORTRAN. O nome de cada um deles é seguido de um breve comentário sobre o seu propósito.

### Conversão de dados e preparação de condições iniciais

**dub2tree:** Converte o arquivo de massas, posições e velocidades escrito no formato do programa GalactICS para o formato do TREECODE/TREESPH (veja acima). GalactICS é a implementação de (KUIJKEN & DUBINSKI, 1995) do método de geração de modelos de galáxias apresentado na Seção 2.3.1.

**star\_gas:** É usado na geração de um modelo de galáxia discoidal com gás, quando se deseja que a distribuição do gás seja diferente da do disco de estrelas.

**rescale:** Reescala modelos para o sistema de unidades desejado.

**tree\_desloca:** Realiza translações em modelos.

**tree\_inclina:** Realiza rotações em modelos.

**tree\_gruda:** Concatena dois modelos.

**galrunpars:** Calcula parâmetros ideais para as simulações, como o passo temporal e o *softening* gravitacional, baseado nos modelos individuais de galáxias ou aglomerados.

**queorbita:** Calcula todas as órbitas possíveis entre duas galáxias observadas, das quais se conheçam as posições e velocidades radiais, varrendo intervalos determinados de excentricidade da órbita e distância de pericentro. Verifica quais dentre essas órbitas satisfazem as condições observacionais fornecidas.

**elíptica:** Calcula posições e velocidades iniciais para colocar dois modelos em órbita elíptica.

**hiperbólica:** Calcula posições e velocidades iniciais para colocar dois modelos em órbita hiperbólica.

**parabólica:** Calcula posições e velocidades iniciais para colocar dois modelos em órbita parabólica.

**planos:** Calcula a inclinação e ângulo de posição de um disco no sistema de coordenadas da órbita, dados a sua inclinação  $i$  e ângulo de posição  $PA$  no sistema de coordenadas do plano do céu. Fornece a matriz para essa transformação, que é usada em outros programas. Também fornece as linhas de comando necessárias para a elaboração de um *tcl-script*, usado para gerar animações pelo programa **starsplatter** (veja adiante).

**orbita:** Coloca dois modelos em órbita, inclinando e deslocando os discos e cria o arquivo de condições iniciais para uma simulação.

### Manipulação de dados de saída das simulações

**log2tab:** Extrai todos os dados do *log* de simulação, que é um dos arquivos de saída do TREECODE/TREESPH, organizando-os em forma de tabela.

**curvarot:** Gera curva de rotação para os passos temporais desejados.

**simul2iraf:** Gera uma imagem em formato FITS de um passo temporal. Pode-se escolher a direção de visada.

**snap2geom:** Gera, para cada passo temporal, um arquivo no formato apropriado para visualização tridimensional com o programa **GeomView**.

**snap2iv:** Gera, para cada passo temporal, um arquivo no formato apropriado para visualização tridimensional com o programa **SceneViewer**, que é um dos recursos de visualização 3D do **Inventor** (veja adiante).

**vel2iv:** Gera, para cada passo temporal, um arquivo no formato apropriado para visualização tridimensional com o programa **SceneViewer**, em que os vetores velocidade de cada partícula são mostrados.

**velorb2sky:** Fornece a componente da velocidade na linha de visada de uma partícula (ou a média de um grupo de partículas). Pode gerar um mapa de velocidades na forma de imagens FITS.

**xplot\_snap:** Programa escrito em C que utiliza recursos da biblioteca X11 para animar uma seqüência de passos temporais de uma simulação.

### Outros programas

**starsplatter:** Software de utilização livre, escrito por Joel Welling. Usa informações como a densidade das partículas de gás, o softening gravitacional e o parâmetro de suavização hidrodinâmico para gerar imagens das simulações. Ao invés de pontos, as partículas são mostradas como pequenos discos cujo centro é de cor intensa, que se atenua para fora por uma função Gaussiana, determinada para cada partícula segundo os parâmetros acima. Usado na geração de seqüências de imagens para animações em formato MPEG. Pode ser obtido em:

[http://www.psc.edu/Packages/StarSplatter\\_Home](http://www.psc.edu/Packages/StarSplatter_Home)

**tipsy:** Escrito e disponibilizado por Neal Katz e Tom Quinn. O nome significa *Theoretical Image Processing System*. Serve para visualização tridimensional de simulações. Mostra as partículas como pontos e as velocidades como vetores. Usa cores para representar campos escalares, como a energia potencial, densidade, temperatura, etc... Permite selecionar grupos de partículas e seguir sua evolução temporal. Pode ser obtido em:

<http://www-hpcc.astro.washington.edu/tools/TIPSY/>

**Geomview:** É um software livre, escrito por The Geometry Center. É um programa interativo para visualização em 3D de objetos geométricos. Usado na visualização tridimensional das simulações, tem recursos para animação, o que permite fazer rotações/translações em “tempo real”, enquanto a animação da simulação é mostrada. Pode ser obtido em:

<http://www.geom.umn.edu/software/download/geomview.html>

**Inventor:** Pacote da Silicon Graphics para visualização tridimensional. Um programa deste pacote, chamado **SceneViewer**, foi muito utilizado para visualização em 3D.

**super mongo, IDL, PGplot:** Pacotes usados no tratamento dos dados e preparação de figuras e gráficos.

## Capítulo 3

# Estudo do sistema em interação NGC 6845

Neste Capítulo é apresentado o estudo do quarteto interagente NGC 6845, também conhecido como Klemola 30. Fotometria B, V, R e I, espectroscopia óptica e observações em rádio do hidrogênio neutro, feitas no VLA, formam a base de dados observacionais que são analisados e discutidos. A partir das informações fornecidas pelas observações, é apresentado o modelamento numérico do sistema.

### 3.1 Introdução

O grupo NGC 6845 (Klemola 30, AM 1957-471), mostrado na Figura 3.1, é o alvo das atenções neste Capítulo. KLEMOLA (1969) descreveu este quarteto como um grupo compacto de galáxias dominado por uma espiral brilhante com um só braço. No catálogo de ARP & MADORE (1987), NGC 6845 é descrito como um quarteto interagente. Suas quatro componentes estão alinhadas, aproximadamente, na direção SO-NE. As componentes NGC 6845 A e NGC 6845 B, mostram sinais abundantes de uma interação em andamento, tais como pontes e caudas de maré (ver identificação das galáxias A, B, C e D na Fig. 3.2). Várias condensações brilhantes adornam a ponte de maré que une NGC 6845 A a NGC 6845 B. Segundo os esboços apresentados por GRAHAM & RUBIN (1973) e ROSE & GRAHAM (1979), sinais de interação também estão presentes em NGC 6845 C e NGC 6845 D. Com o objetivo de estudar os efeitos cinemáticos dessa colisão e o subsequente processo de formação estelar a que o sistema é submetido, imageamento e espectroscopia óptica CCD, bem como observações em rádio foram realizados. Na Seção 3.2 são apresentados os detalhes

dos procedimentos observacionais e de redução dos dados. A análise desses dados é reportada na Seção 3.3. Dois possíveis cenários para a interação são discutidos na Seção 3.4 e na Seção 3.5 são sumarizados os resultados e apresentadas as conclusões.

Tabela 3.1: Dados básicos das componentes A, B, C, e D do quarteto NGC 6845 (ver Fig. 3.2).

	A	B	C	D	Referências
$\alpha(1950)$ . . . . .	$19^h 57^m 22^s 0$	$19^h 57^m 29^s 6$	$19^h 57^m 20^s 3$	$19^h 57^m 17^s 0$	RC3
$\delta(1950)$ . . . . .	$-47^\circ 12' 30''$	$-47^\circ 11' 53''$	$-47^\circ 13' 20''$	$-47^\circ 13' 56''$	RC3
$l$ . . . . .	352.24	352.26	352.23	352.21	RC3
$b$ . . . . .	-30.99	-31.02	-30.99	-30.98	RC3
$m_B$ (mag) . . . . .	13.92	15.32	14.94	16.39	ROSE & GRAHAM (1979)
$B_T$ (mag) . . . . .	$13.65 \pm 0.15$	$14.86 \pm 0.15$	$16.3 \pm 0.30$	$15.50 \pm 0.20$	RC3
$m_B$ (mag) . . . . .	$13.84 \pm 0.02$	$15.19 \pm 0.02$	$14.35 \pm 0.02$	$15.95 \pm 0.02$	Este trabalho (ver Tab. 3.4)
$V_{sys}$ (km s $^{-1}$ )	6410	6776.5	6755	7070	ROSE & GRAHAM (1979)
$V_{sys}$ (km s $^{-1}$ )	$6356 \pm 18$	$6753 \pm 18$	$7070 \pm 54$	$6816 \pm 44$	RC3
$V_{sys}$ (km s $^{-1}$ )	$6399 \pm 20$	$6746 \pm 20$	...	...	Este trabalho (ver Tab. 3.6)

NOTA.—  $V_{sys}$  é heliocêntrica.

## 3.2 Observações e redução dos dados

A Tabela 3.1 apresenta alguns parâmetros básicos de NGC 6845. O conjunto de dados observacionais é composto por fotometria CCD em filtros de banda larga e espectroscopia ópticas, obtidas nos observatórios CASLEO\* e Bosque Alegre† e observações em HI feitas no Very Large Array‡. As Tabelas 3.2 e 3.3 listam os parâmetros instrumentais e observacionais relevantes. Adotando-se  $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ , a distância a NGC 6845 é de 85 Mpc, o que leva a uma escala de 412 pc para cada 1". A descrição detalhada das observações é feita a seguir.

### 3.2.1 Imagens ópticas

Imagens CCD de NGC 6845, nas bandas B, V, R e I do sistema Johnson foram obtidas em setembro de 1997 com o telescópio Ritchey–Chrétien, de 2.15-m, no observatório CASLEO, Argentina. O detector utilizado foi um CCD delgado Tektronix

\*O Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) é operado por um acordo entre o Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina e as Universidades de La Plata, Córdoba e San Juan.

†A Estación Astrofísica de Bosque Alegre é operada pelo Observatório Astronômico da Universidade Nacional de Córdoba, Argentina.

‡O Very Large Array (VLA) é um recurso do National Radio Astronomy Observatory, operado por Associated Universities, Inc., sob acordo cooperativo com a National Science Foundation.

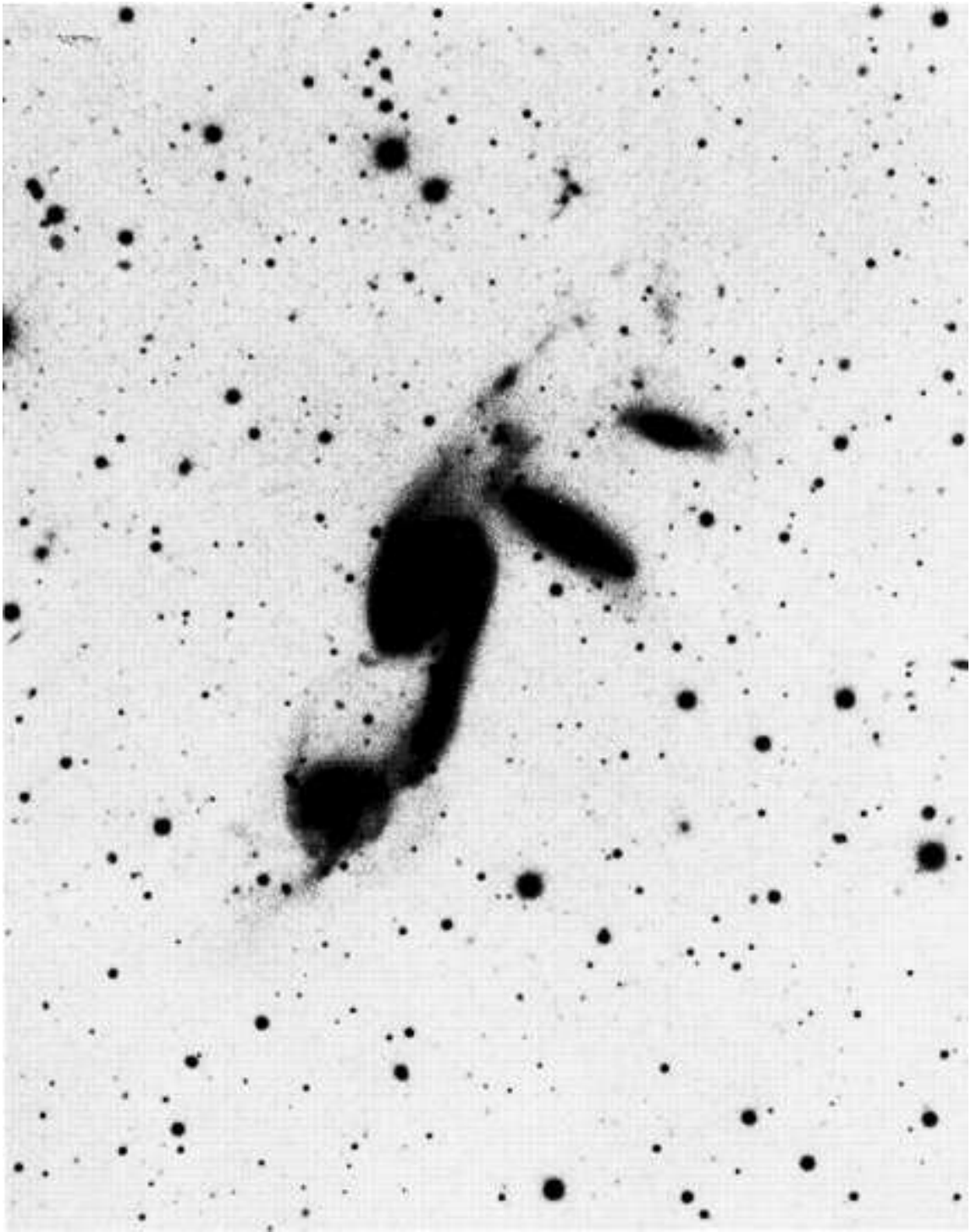


Figura 3.1: Reprodução da placa fotográfica de ROSE (1979), tomada no telescópio de 4m do CTIO e usando uma emulsão IIIa-J. Nesta figura o Norte está para a esquerda e o Leste para baixo. Para a identificação das galáxias, veja a Fig. 3.2.

de  $1024 \times 1024$  píxeis. A razão focal do telescópio é  $f/8$ . Usando um redutor focal, a escala final das imagens é  $0''.81\text{pixel}^{-1}$ . O *seeing* durante as observações esteve entre  $2''$  e  $4''.5$ . A redução dos dados foi feita com o pacote IRAF, seguindo-se os procedimentos padrões de subtração de imagens do ruído de leitura (*bias*) e da corrente de escuro (*dark*), bem como de divisão por imagens *flat-field* e eliminação de píxeis defeituosos. Várias exposições tomadas com um mesmo filtro foram registradas a um centro comum, usando estrelas de campo como pontos de referência, e somadas para remover os eventos de raios cósmicos e elevar o domínio dinâmico. Pequenas diferenças de *seeing* entre as diferentes exposições foram corrigidas através da aplicação de filtros Gaussianos. A extinção atmosférica foi medida para cada noite (e para cada filtro), por meio das observações de estrelas padrões e a correção usual por extinção atmosférica foi aplicada. A calibração em fluxo foi baseada em estrelas padrões de LANDOLT (1992), observadas intercaladamente às observações da galáxia.

Tabela 3.2: Log das observações de imagens CCD em banda larga de NGC 6845

Filtro	Data	Número de exposições	Tempos totais de integração (segundos)
B	06/Set./1997	7	2100
V	06/Set./1997	6	1800
R	06/Set./1997	4	720
I	06/Set./1997	4	360

### 3.2.2 Espectroscopia óptica

Observações espectroscópicas em fenda longa foram realizadas em julho de 1994 (*seeing* =  $1''.7$ ) e setembro de 1997 (*seeing* =  $2''$ ) com o telescópio de 2.15 m do observatório CASLEO, e em dezembro de 1997 com o telescópio de 1.52 m do observatório de Bosque Alegre (*seeing* =  $1''.5$ ). Na Tabela 3.3 é apresentado o log das observações espectroscópicas. As posições das fendas, dadas na primeira coluna dessa tabela, estão marcadas na Figura 3.6.

O processamento dos dados foi, mais uma vez, realizado com o IRAF seguindo os métodos tradicionais de subtração de *bias* e *dark*, divisão por *flat-field*, e eliminação de píxeis defeituosos e combinação de imagens. Os espectros bidimensionais resultantes foram retificados, calibrados em comprimento de onda usando espectros de comparação de lâmpadas HeNeAr e calibrados em fluxo usando estrelas padrões

espectrofotométricas de STONE & BALDWIN (1983). A extinção Galáctica foi corrigida com a lei de absorção padrão, adotando-se  $A_B = 0.16$  (BURSTEIN & HEILES, 1984).

Tabela 3.3: Log das observações espectroscópicas de NGC 6845.

Pos.	Data	Espectrógrafo	Rede ( $\text{mm}^{-1}$ )	Intervalo ( $\text{Å}$ )	Resol. ( $\text{Å}$ )	Tamanho da fenda ( $''$ )	Núm. expos.	Tempo tot. integ. (s)
1	08/Jul./1994	B & C	300	4100-6900	8	$4.5 \times 170$	3	4800
2	08/Jul./1994	B & C	300	4100-6900	8	$6 \times 170$	3	10800
2	08/Set./1997	REOSC	600	5870-7460	5	$3.6 \times 120$	1	3600
2*	18/Dez./1997	Multi-function	1200	6130-6850	2	$1 \times 130$	1	3600
3	09/Jul./1994	B & C	300	4100-6900	10	$2 \times 170$	3	3200
4	10/Jul./1994	REOSC	300	3700-7150	8	$2 \times 120$	2	1800
5	10/Jul./1994	REOSC	300	3700-7150	8	$6 \times 120$	2	2700
6	08/Set./1997	REOSC	600	5870-7460	6	$2.3 \times 120$	4	9300
7	08/Set./1997	REOSC	600	5870-7460	6	$2.3 \times 120$	1	3600

NOTA.— As posições das fendas, dadas na primeira coluna, são mostradas na Figura 3.6. O espectro marcado com um asterisco foi observado em Bosque Alegre; todos os demais, no observatório CASLEO.

### 3.2.3 Observações em rádio no VLA

Observações com o D-array do VLA do sistema NGC 6845 foram obtidas por Elias Brinks, após discussão prévia a respeito do intervalo de velocidades mais adequado, durante um turno curto (1.5 horas) em junho de 1996. Das quatro configurações padrão do VLA, o D-array é a de menor separação entre as 27 antenas de 25 m, com uma linha de base de 1 km. Devido à declinação muito ao sul de NGC 6845, o feixe sintetizado é substancialmente alongado na direção N-S. O feixe mede  $112'' \times 37''$ , a um ângulo de  $+14.5^\circ$  medidos de norte para leste. A sensibilidade do sistema foi modesta e os dados do HI devem ser vistos como exploratórios. Como não era óbvio a que velocidades o HI seria esperado, a decisão foi de cobrir todo o intervalo de velocidades das quatro galáxias, em lugar de privilegiar a resolução em velocidade, tentando maximizar a sensibilidade no intervalo de velocidades esperado para as galáxias NGC 6845 A e B (as velocidades radiais são dadas na Tabela 3.1). A resolução em velocidade foi  $43.1 \text{ km s}^{-1}$ , cobrindo o intervalo  $6450 \text{ km s}^{-1}$  a  $6900 \text{ km s}^{-1}$  com polarizações à direita (R) e à esquerda (L); os intervalos de  $6000 \text{ km s}^{-1}$  a  $6450 \text{ km s}^{-1}$  e de  $6900 \text{ km s}^{-1}$  a  $7050 \text{ km s}^{-1}$ , foram observados com somente uma polarização. A calibração dos dados foi feita com o pacote AIPS. Os mapas finais têm um ruído RMS de  $1.6 \text{ mJy beam}^{-1}$  ou  $0.23 \text{ Kelvin}$  (onde  $1 \text{ mJy beam}^{-1}$  corresponde a  $0.15 \text{ K}$ ).

Tabela 3.4: Magnitudes B integradas e cores no sistema Johnson dos membros do grupo NGC 6845. Todas as galáxias foram medidas através de uma abertura de  $64''8$ .

Gal. (1)	B (2)	(B-V) (3)	(V-R) (4)	(V-I) (5)	$b/a$ (6)	$\Delta m_B$ (7)	$\Delta m_i^{(1)}$ (8)	$\Delta m_i^{(2)}$ (9)	$M_B^{(1)}$ (10)	$M_B^{(2)}$ (11)	$L_B^{(1)}$ (12)	$L_B^{(2)}$ (13)
A	13.84	0.64	0.23	0.20	0.54	0.16	0.50	0.32	-21.56	-21.38	3.2	2.7
	$\pm 0.02$	$\pm 0.03$	$\pm 0.07$	$\pm 0.14$	$\pm 0.06$						$\times 10^{40}$	$\times 10^{40}$
B	15.19	0.64	0.26	0.29	1	0.16	0.00	0.10	-19.71	-19.81	5.9	6.5
	$\pm 0.02$	$\pm 0.03$	$\pm 0.10$	$\pm 0.22$	$\pm 0.08$						$\times 10^{39}$	$\times 10^{39}$
C	14.35	0.81	0.35	0.16	0.22	0.16	1.86	0.82	-22.41	-21.37	7.1	2.7
	$\pm 0.02$	$\pm 0.04$	$\pm 0.10$	$\pm 0.17$	$\pm 0.05$						$\times 10^{40}$	$\times 10^{40}$
D	15.95	0.83	0.35	0.11	0.33	0.16	1.06	0.50	-20.01	-19.45	7.8	4.6
	$\pm 0.02$	$\pm 0.04$	$\pm 0.08$	$\pm 0.18$	$\pm 0.03$						$\times 10^{39}$	$\times 10^{39}$

NOTA.— Col. (1): designações individuais das galáxias do grupo NGC 6845. Col. (2): magnitudes aparentes em B. Cols. (3), (4) e (5): cores. Col. (6): razões axiais (veja a Seção 3.3.4). Col. (7): correções por extinção Galáctica aplicadas às magnitudes aparentes B (BURSTEIN & HEILES, 1984). Cols. (8) e (9): correções para a extinção interna causada pelo efeito da inclinação, seguindo RUBIN et al. (1982) e RC3, respectivamente (veja Seção 3.3.4). Cols. (10) e (11): magnitudes absolutas em B, corrigidas pela absorção interna dadas por  $\Delta m_i^{(1)}$  e  $\Delta m_i^{(2)}$ , respectivamente. Foi usada a velocidade Galactocêntrica média dos membros do grupo como indicador de distância. Cols. (12) e (13): luminosidades azuis absolutas ( $\text{erg s}^{-1}$ ) seguindo as colunas (10) e (11), respectivamente ( $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ).

### 3.3 Resultados

#### 3.3.1 Morfologia e fotometria óptica

A imagem R de NGC 6845 é apresentada na Figura 3.2, onde uma escala logarítmica de níveis de cinza foi aplicada para realçar os baixos níveis de brilho superficial, que delineiam os detalhes das características de maré do sistema. Sinais indiscutíveis de uma forte colisão estão presentes em NGC 6845 A e NGC 6845 B. A ponte de maré entre essas duas galáxias apresenta uma contrapartida de baixo brilho, uma cauda de maré bifurcada que parece estar conectada às componentes C e D, como já ressaltaram GRAHAM & RUBIN 1973 e ROSE & GRAHAM 1979. Alguns detalhes de baixo brilho superficial podem ser melhor visualizados na Fig. 3.1, que mostra a reprodução da placa fotográfica IIIa–J de ROSE 1979, de mais alta resolução devido a melhores condições de *seeing*.

As magnitudes B integradas e as cores (B-V), (V-R) e (V-I) das galáxias do grupo são apresentadas na Tabela 3.4. Esses valores, se comparados com os apresentados na Tab. 3.1, indicam uma melhor concordância das magnitudes B com as de ROSE & GRAHAM (1979) do que com as do catálogo RC3. O mapa de cores (B-I), apresentado na Fig. 3.3, mostra que a cor da ponte de maré é mais azul que a

parte interna do disco das componentes A e B e comparável às suas regiões mais externas. HIBBARD et al. (1994) mostraram que no caso do *merger* evoluído NGC 7252, as caudas de maré são 0.2–0.5 mag mais azuis em (B-R) do que a região externa do corpo principal.

A classificação do RC3 para NGC 6845 A é SB(s)b. A distribuição de cores ao longo da sua barra não é uniforme: para o sudoeste a barra é bem mais vermelha, indicando que desse lado há poeira na frente da barra estelar, onde ela normalmente se acumula em frentes de choque mais ou menos lineares. A barra aparece deslocada por  $30^\circ$  no sentido anti-horário com respeito ao eixo maior da galáxia, podendo ter

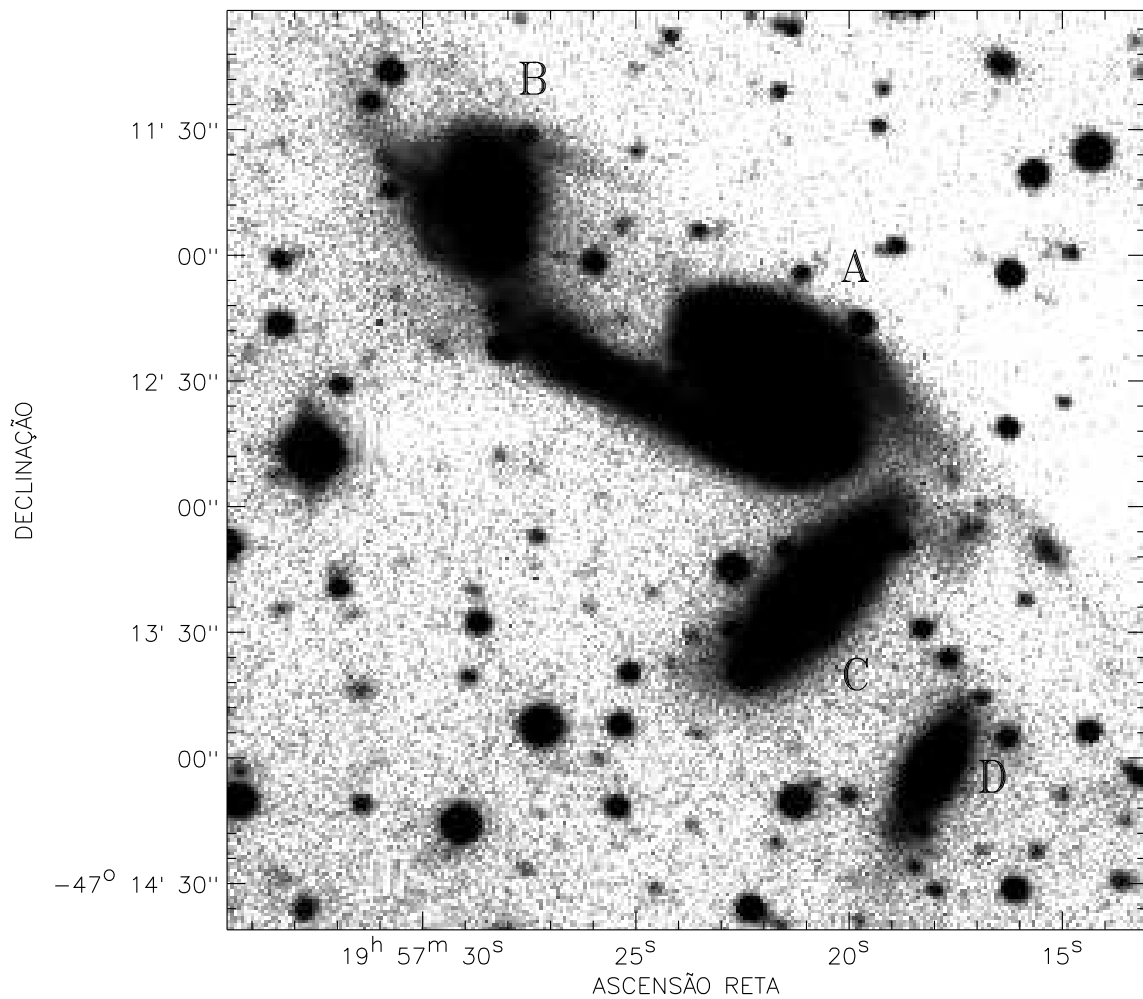


Figura 3.2: Imagem em banda R, 600 s de exposição, do grupo de galáxias NGC 6845 ou Klemola 30. O contraste foi escolhido para enfatizar os baixos níveis de brilho superficial.

sido criada por efeito de maré devido ao encontro, como sugerem, por exemplo, as simulações de encontros disco–disco de BARNES (1988) ou SALO (1991).

Em torno da galáxia NGC 6845 B, plumas e pequenas condensações são evidentes, provavelmente representando os escombros de uma interação. A ponte de maré que liga NGC 6845 A e B é bastante pronunciada e mostra alguns nódulos (Fig. 3.5). Esses nódulos são regiões HII, como vai ser mostrado na Seção 3.3.2.

A placa de ROSE (1979) (Fig. 3.1) indica de forma mais clara do que a Fig. 3.2, a presença de condensações na cauda de maré, especialmente um conjunto próximo ao extremo noroeste de NGC 6845 C. Já a estrutura interna da ponte é melhor visualizada

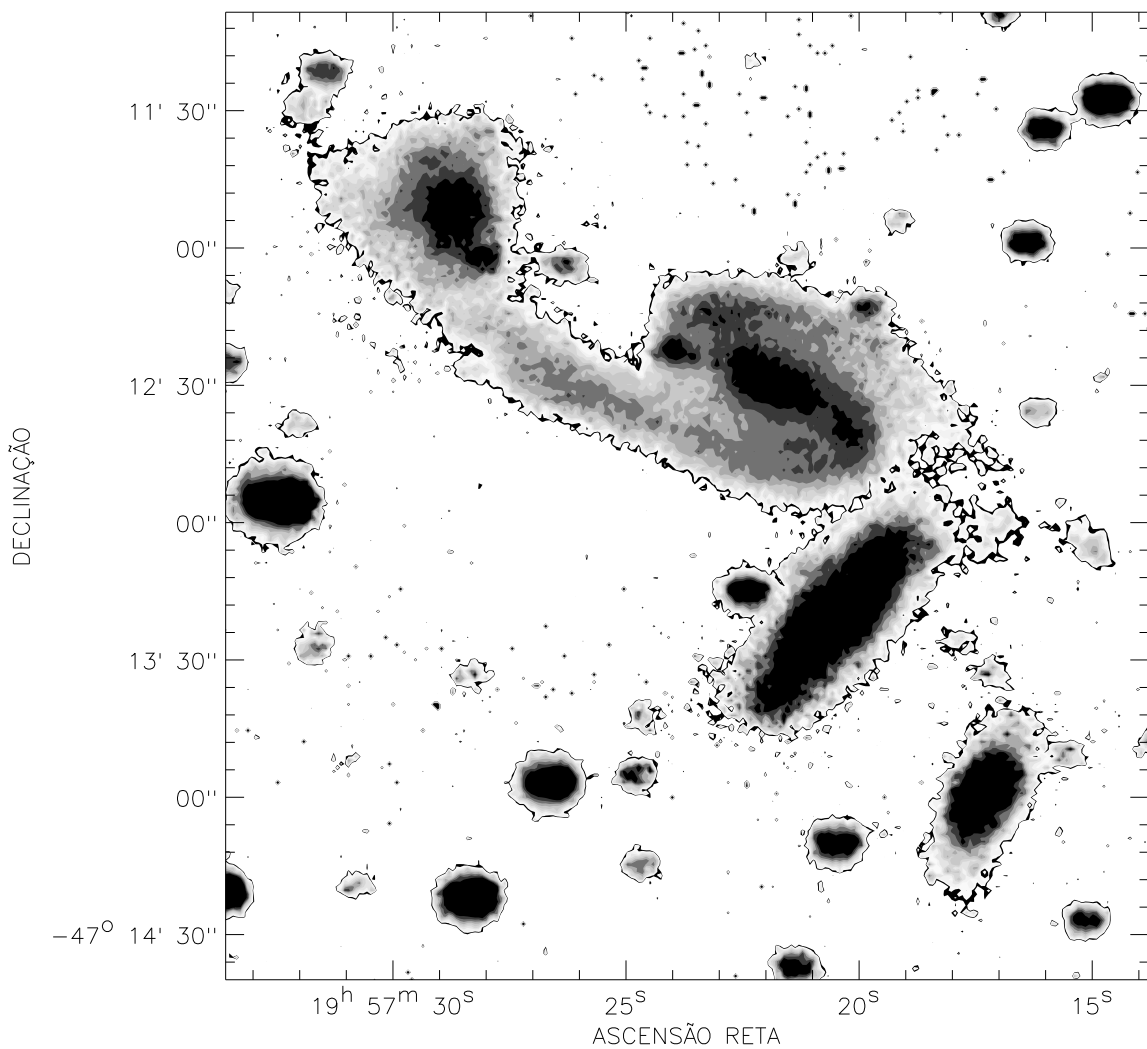


Figura 3.3: Mapa de cor (B-I) de NGC 6845. 10 níveis de cinza são mostrados, indo de  $0.5 \text{ mag pix}^{-1}$  (branco) a  $3.5 \text{ mag pix}^{-1}$  (preto).

na Fig. 3.2, porque a placa de ROSE (1979) foi super-exposta. ROSE & GRAHAM (1979) sugere, através de um desenho do sistema NGC 6845 baseado na placa da Figura 3.1, que a cauda de maré a oeste da componente A se bifurca e se conecta às componentes C e D.

### 3.3.2 O brilho e as cores dos nódulos

A Tabela 3.5 lista as magnitude V e os índices de cor (B-V), (V-R) e (V-I) dos nódulos mais proeminentes marcados na Fig. 3.5. Todos esses nódulos apresentam espectros do tipo região HII, como pode ser visto na Figura 3.4. Sendo assim, daqui em diante eles serão tratados como regiões de formação estelar recente ( $t < 10$  Myr). Todos os índices de cor foram corrigidos pelo efeito da absorção interna usando o valor médio das razões  $H\alpha/H\beta$  medidas nos nódulos 4, 7 e 8 (veja Tab. 3.6). As intensidades de  $H\alpha$  e  $H\beta$  foram medidas a partir das posições de fenda 3 e 5 para o nódulo 4 e posição de fenda 4 para os nódulos 7 e 8 (veja Fig. 3.6). Apesar dessas regiões estarem localizadas em posições bastante afastadas no sistema, elas apresentam valores de  $H\alpha/H\beta$  bastante similares. Por isso assume-se aqui uma razão  $H\alpha/H\beta$  constante de 4.3 para corrigir as demais regiões pela fórmula:  $A_\lambda = \left(\frac{4.69}{\lambda} - 1.45\right) \log\left(\frac{H\alpha/H\beta}{2.88}\right)$  (OSMER et al., 1974).

O brilho e as cores dos nódulos foram comparados com os modelos de síntese evolucionária de BERTELLI et al. (1994), atualizado por GIRARDI (1999, comunicação privada). Dentre esses modelos, o escolhido foi o que usa uma função de massa inicial (IMF) de Salpeter e abundância de elementos pesados  $Z = Z_\odot$ . A Tabela 3.5 apresenta as idades médias dos nódulos, obtidas pelo ajuste das suas cores aos modelos de GIRARDI. Suas massas foram calculadas a partir das magnitudes V e assumindo uma distância de 85 Mpc. Dentro dos erros indicados, todos os nódulos são coevos, exceto os de números 6 e 8. Os valores derivados e apresentados na Tabela 3.5, implicam que os aglomerados ionizantes têm massas  $\leq 5 \times 10^5 M_\odot$ .

As luminosidades das linhas  $H\alpha$  em emissão das regiões marcadas na Fig. 3.5 e dos núcleos de NGC 6845 A e NGC 6845 B são apresentadas na Tabela 3.6. As regiões 1, 2 e 3, localizadas no meio da ponte, têm luminosidades  $H\alpha$  comparáveis à de NGC 3603, a região HII mais luminosa da Via Láctea ( $L_{H\alpha} = 1.1 \times 10^{39}$  erg s $^{-1}$ , MELNICK et al. 1989), ou maior. As regiões 4 e 5, no extremo da ponte de maré, são ainda mais brilhantes, sendo similares a 30 Doradus ( $L_{H\alpha} = 6.3 \times 10^{39}$  erg s $^{-1}$ , KENNICUTT Jr. et al. 1989). Regiões HII gigantes próximo das pontas de antenas e caudas de

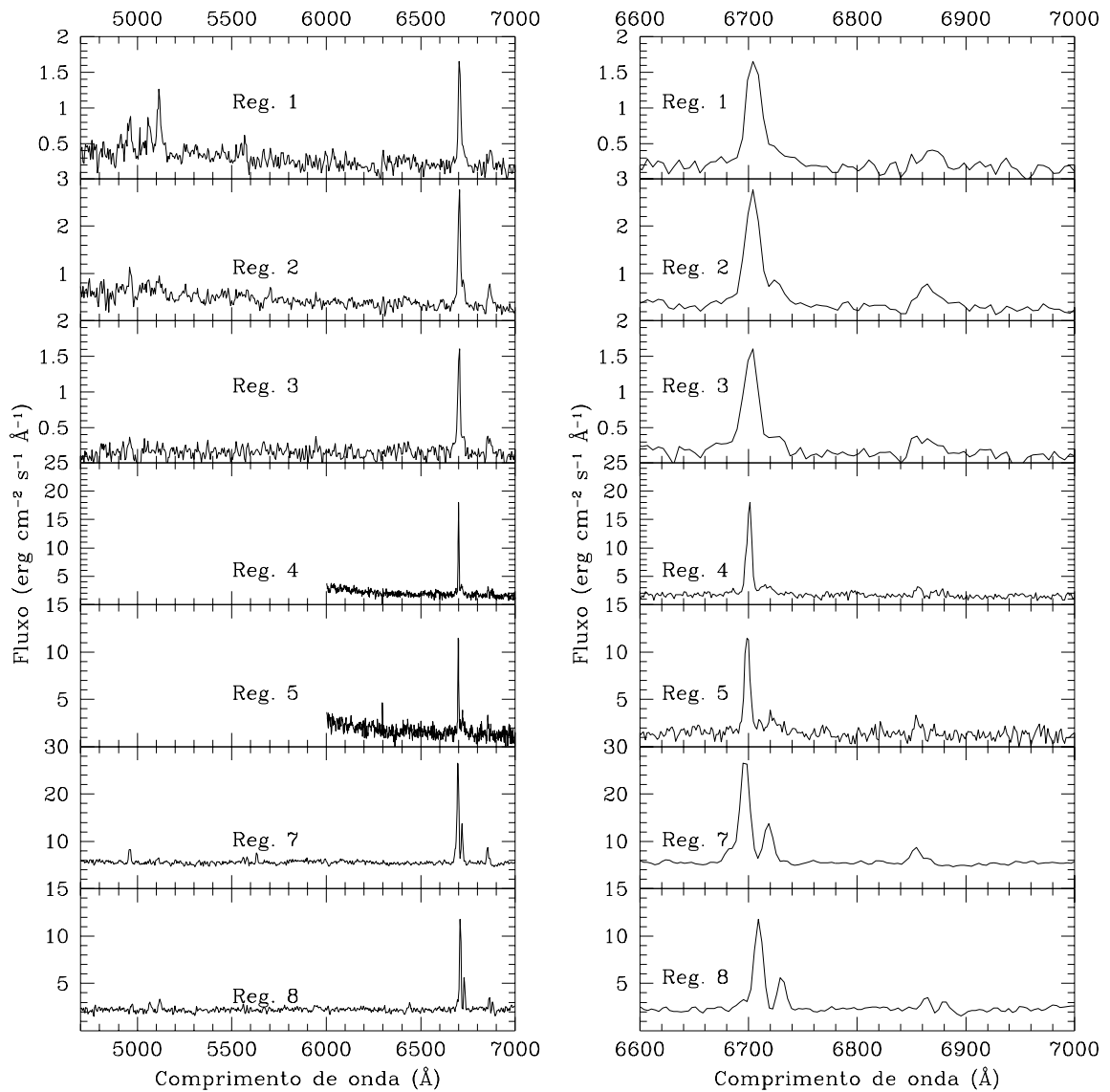


Figura 3.4: Espectros ópticos de 7 (das 8) regiões HII indicadas na Tabela 3.5 e Fig. 3.5. A primeira coluna mostra os intervalos espectrais completos observados enquanto que a coluna da direita mostra a região espectral em torno de  $H\alpha$  e  $[SII]_{\lambda\lambda 6717,6731}$ .

maré foram encontradas em vários sistemas, como em NGC 4676, por STOCKTON (1974) ou em NGC 2623, NGC 6621/22, NGC 3256 e NGC 2535/36, por SCHWELZER (1978). Seus aglomerados ionizantes são, em geral, mais luminosos que os das regiões que se encontram ao longo das antenas e caudas. Finalmente, as regiões HII de números 7 e 8, posicionadas nos extremos da barra de NGC 6845 A, têm luminosidades

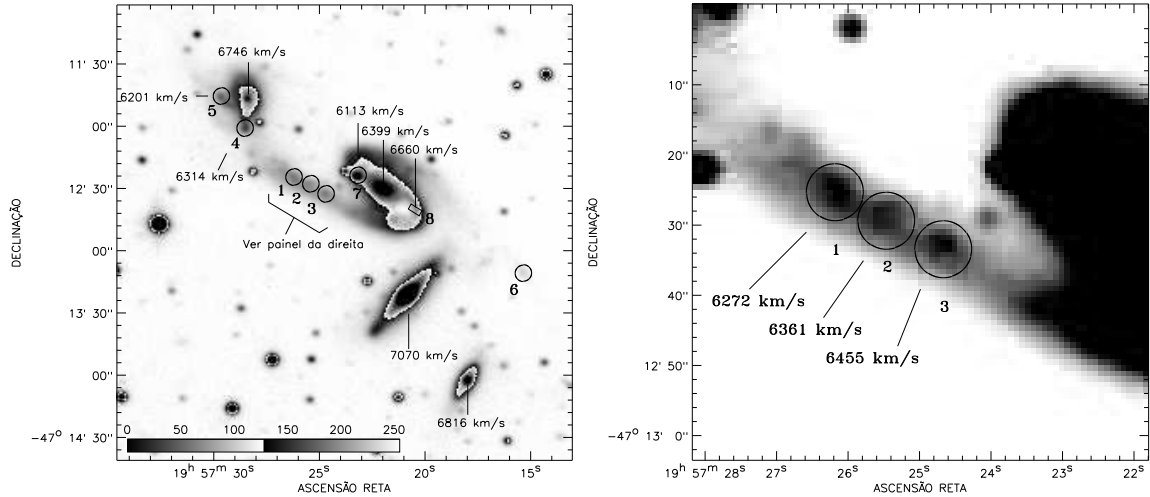


Figura 3.5: A mesma imagem da Fig. 3.2, agora destacando as condensações mais brilhantes. Os círculos mostram as posições das regiões HII cujas medidas espectroscópicas e fotométricas estão nas Tabelas 3.5 e 3.6. Painel da esquerda: velocidades radiais das galáxias A, B, C e D e de algumas posições selecionadas. Painel da direita: detalhe da ponte de maré mostrando as regiões HII de números 1, 2 e 3.

Tabela 3.5: Magnitudes integradas em V e cores das condensações descritas no texto e marcadas na Figura 3.5.

Região	V	(B-V)	(V-R)	(V-I)	Idade ( $10^6 yr$ )	Massa ( $10^4 M_{\odot}$ )
1	$16.38 \pm 0.02$	$0.17 \pm 0.04$	$0.06 \pm 0.09$	$0.27 \pm 0.11$	$6.9 \pm 1.0$	$21 \pm 5$
2	$16.43 \pm 0.04$	$0.15 \pm 0.08$	$-0.02 \pm 0.12$	$0.12 \pm 0.22$	$6.3 \pm 1.0$	$20 \pm 5$
3	$16.45 \pm 0.01$	$0.20 \pm 0.02$	$0.00 \pm 0.12$	$0.15 \pm 0.13$	$6.5 \pm 1.0$	$19 \pm 5$
4	$16.03 \pm 0.02$	$0.28 \pm 0.03$	$-0.05 \pm 0.08$	$-0.30 \pm 0.16$	$6.6 \pm 1.0$	$28 \pm 5$
5	$16.18 \pm 0.02$	$0.26 \pm 0.03$	$0.05 \pm 0.06$	$-0.28 \pm 0.12$	$6.6 \pm 1.0$	$25 \pm 5$
6	$18.52 \pm 0.06$	$0.27 \pm 0.09$	$0.11 \pm 0.19$	$0.50 \pm 0.43$	$8.0 \pm 1.0$	$1.3 \pm 5$
7	$14.57 \pm 0.01$	$0.26 \pm 0.02$	$-0.13 \pm 0.05$	$-0.48 \pm 0.09$	$5.3 \pm 1.0$	$51 \pm 5$
8	$14.81 \pm 0.01$	$-0.37 \pm 0.02$	$-0.10 \pm 0.06$	$-0.40 \pm 0.09$	$< 3.0 \pm 1.0$	$40 \pm 5$

NOTA.— Todas as regiões foram medidas através de uma abertura de  $4''$ . Magnitudes foram corrigidas pela extinção Galáctica, usando a lei de absorção padrão e adotando  $A_B = 0.16$  (BURSTEIN & HEILES, 1984), e por absorção interna usando  $H\alpha/H\beta = 4.3$  (ver Seção 3.3.2).

comparáveis à da região “Jumbo” de NGC 3310 ( $L_{H\alpha} = 1.4 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ , PASTORIZA et al. 1993), indicando uma intensa atividade de formação de estrelas, que também pode ter sido desencadeada pela colisão (KENNICUTT Jr. & CHU, 1988).

Como acontece com outros sistemas em interação, este grupo é proeminente na sua emissão infravermelha. Os fluxos IRAS ( $F_{12\mu\text{m}} = 0.35 \text{ Jy}$ ,  $F_{25\mu\text{m}} = 0.32 \text{ Jy}$ ,  $F_{60\mu\text{m}} = 2.78 \text{ Jy}$  e  $F_{100\mu\text{m}} = 6.66 \text{ Jy}$ ; RUSH et al. 1993) indicam uma luminosidade IR total para o grupo de  $L_{IR} = 7.9 \times 10^{10} L_{\odot}$ , colocando-o no extremo mais fraco das galáxias luminosas no IR, de acordo com a definição de SANDERS & MIRABEL (1996).

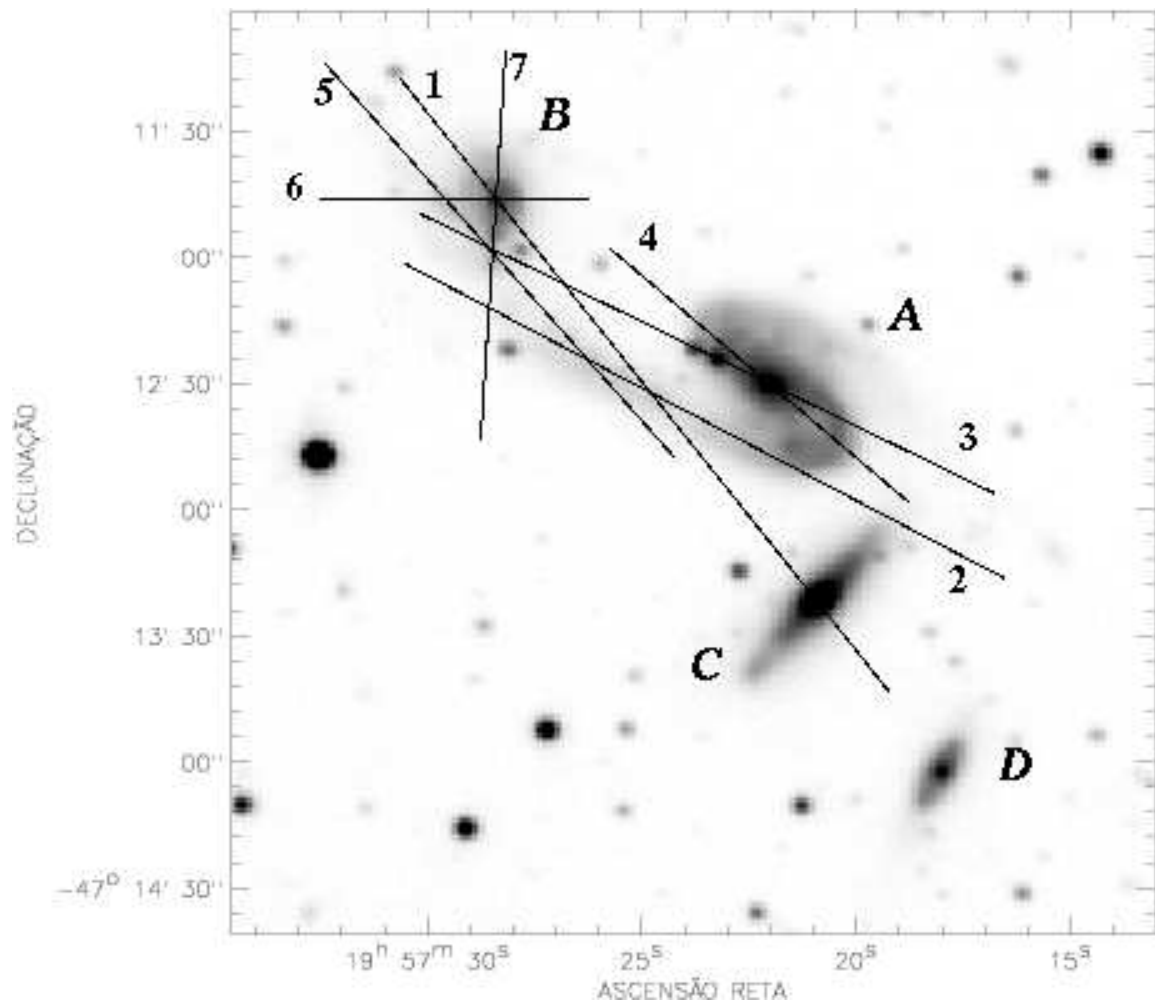


Figura 3.6: Posições das fendas dos espectros da Tabela 3.3.

Tabela 3.6: Luminosidades  $H\alpha$ , razões  $H\alpha/H\beta$ , dimensões e posições das fendas e velocidades radiais das condensações marcadas na Fig. 3.5.

Região	$L_{H\alpha}$ ( $\text{erg s}^{-1}$ )	$H\alpha/H\beta$	Dimensão (arcsec)	Posição	Vel. ( $\text{km s}^{-1}$ )
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
1	$2.3 \times 10^{39}$	...	$6(1) \times 6$	2	6272
2	$3.0 \times 10^{39}$	...	$6(1) \times 6$	2	6361
3	$1.8 \times 10^{39}$	...	$6(1) \times 6$	2	6455
4	$9.1 \times 10^{39}$	4.2	$2.3 \times 6$	7;3;5	6314
5	$6.5 \times 10^{39}$	...	$2.3 \times 6$	6	6201
6	...	...	...	...	...
7	$2.2 \times 10^{40}$	4.1	$2 \times 6.2$	4	6113
8	$8.7 \times 10^{39}$	4.6	$2 \times 6$	4	6660
NGC 6845 A	$7.7 \times 10^{39}$	...	$2 \times 10$	4	6399
NGC 6845 B	$1.1 \times 10^{40}$	...	$2.3 \times 8$	6;7	6746

NOTA.— Col. (1): designação da região (ver Fig. 3.5). Cols. (2) e (3): luminosidades  $H\alpha$  e razões  $H\alpha/H\beta$ , respectivamente. Col. (4): dimensões das fendas; O número entre parênteses nas regiões 1, 2 e 3 corresponde à largura da fenda do espectro usado para medir velocidades; o valor fora dos parênteses é a largura da fenda do espectro usado para medir fluxo. Col. (5): posições das fendas, como na Tabela 3.3. Na região 4, três posições de fenda foram usadas: posição 7 para medir fluxo  $H\alpha$  e velocidade radial e posições 3 e 5 para medir razão  $H\alpha/H\beta$ . Col. (6): velocidades radiais heliocêntricas.

### 3.3.3 Distribuição de HI

Os contornos de isodensidade de HI, superpostos à imagem R de NGC 6845, são mostrados na Fig. 3.7. Apesar da baixa resolução espacial das observações em rádio, é possível distinguir duas componentes de velocidade que diferem por algumas centenas de  $\text{km s}^{-1}$ . A componente principal está centrada em NGC 6845 A e a secundária é associada com NGC 6845 B. Nenhum HI foi detectado com velocidade e posição compatíveis com as das galáxias C e D.

A componente principal de HI apresenta uma clara extensão para SO, pendendo para o sul, seguindo a cauda de maré estelar. Para leste há um apêndice que coincide com a ponte de maré, muito brilhante no óptico, com velocidades compatíveis, dentro dos erros, com as dessa estrutura. O fluxo integrado HI da componente principal é  $6.79 \text{ Jy km s}^{-1}$ , que se traduz em uma massa de HI de  $1.15 \times 10^{10} M_{\odot}$ .

A componente associada com NGC 6845 B é virtualmente estacionária em velocidade. Sua velocidade média está em torno de  $6700 \text{ km s}^{-1}$ , próximo da velocidade

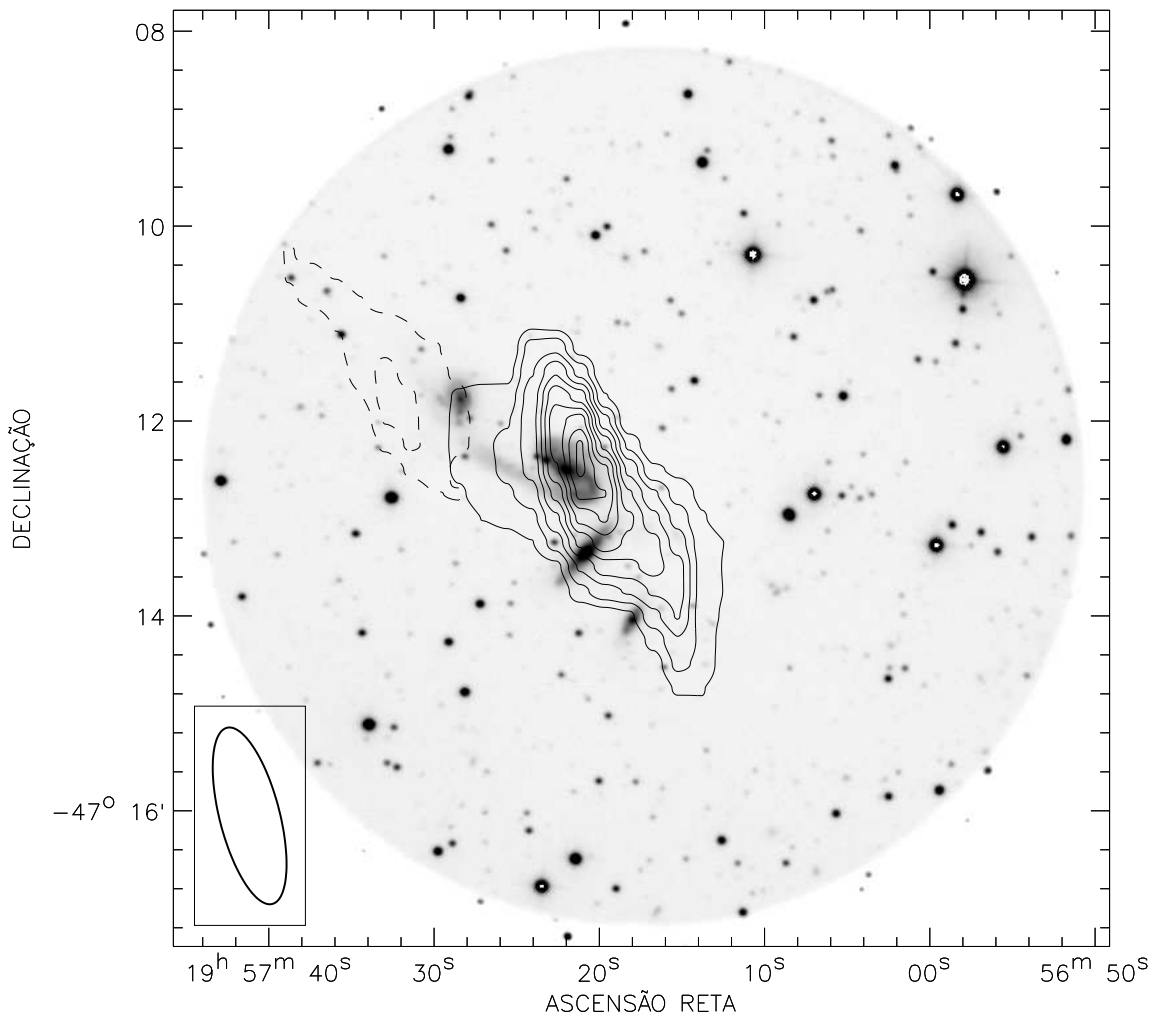


Figura 3.7: Mapa de contornos de HI superposto à imagem R. Linhas cheias: HI associado a NGC 6845 A, com fluxo de pico =  $4.08 \times 10^3 \text{ Jy/B} * \text{ m/s}$ . São mostrados 10 níveis igualmente espaçados de  $0.4 \times 10^3$  a  $4.0 \times 10^3 \text{ Jy/B} * \text{ m/s}$ . Linhas tracejadas: HI associado a NGC 6845 B (velocidade mediana  $6700 \text{ km s}^{-1}$ , com fluxo de pico =  $0.95 \times 10^3 \text{ Jy/B} * \text{ m/s}$ ). Os níveis são  $0.4 \times 10^3$  e  $0.8 \times 10^3 \text{ Jy/B} * \text{ m/s}$ . O tamanho do feixe é desenhado no canto inferior esquerdo.

radial de NGC 6845 B. Ela é vista um pouco deslocada espacialmente para leste, com respeito a NGC 6845 B. O fluxo integrado de HI é  $1.52 \text{ Jy km s}^{-1}$ , indicando uma massa de  $2.58 \times 10^9 M_{\odot}$ .

O fluxo total integrado de HI para ambas as componentes é  $8.31 \text{ Jy km s}^{-1}$ , correspondente a uma massa total de HI do sistema de  $1.41 \times 10^{10} M_{\odot}$ , aproximadamente 5 vezes a quantidade de HI contido na Via Láctea.

### 3.3.4 Cinemática

Na Fig. 3.6 são mostradas as posições das fendas ao longo das quais espectros foram obtidos. As velocidades radiais das regiões mais relevantes do sistema estão indicados na Fig. 3.5, de acordo com as medidas espectroscópicas. Essas velocidades radiais foram obtidas usando-se uma média pesada dos valores medidos nas linhas  $H\alpha$ ,  $H\beta$  e  $[\text{OIII}]_{\lambda\lambda 5007}$ . Uma comparação com a Tabela 3.1 mostra que os valores de velocidades radiais medidos neste trabalho para NGC 6845 A e B estão em bom acordo com resultados prévios de ROSE & GRAHAM (1979) e RC3. Há, contudo, uma discrepância entre os valores dados por esses autores para as velocidades radiais das galáxias C e D. Aparentemente uma dessas fontes cometeu um engano na identificação das galáxias. Como não temos medidas de velocidades radiais para NGC 6845 C e D, por estas não apresentarem linhas de emissão (ou absorção) identificáveis nos nossos espectros, optamos neste trabalho pelos valores do RC3.

#### A curva de rotação óptica de NGC 6845 A

A curva de rotação de NGC 6845 A, apresentada na Figura 3.8, foi obtida a partir da fenda de posição 4 (ver Tabela 3.3 e Fig. 3.6), ao longo do eixo maior aparente da galáxia. As medidas de velocidades na linha de visada foram transformadas para velocidades circulares adotando-se um ângulo de inclinação de  $57^\circ (\pm 3^\circ)$ , derivado através do ajuste de elipses às isofotas ópticas da imagem B (usando a tarefa ELLIPSE do pacote STSDAS-IRAF). Uma vez que as isofotas na parte interna de NGC 6845 A são influenciadas pelo perfil da barra, e as mais externas aparecem distorcidas pelos efeitos da maré da interação, adotou-se a excentricidade das isofotas a raios intermediários como melhor indicadora do ângulo de inclinação. Há uma diferença marcante entre os metades NE e SO da curva de rotação para  $r \geq 6$  kpc: para NE aparece uma forte corcova ao redor dos 6 kpc, enquanto que para SO, a essa mesma distância do centro, há um platô. Uma comparação qualitativa com simulações numéricas (e.g. MIHOS & BOTHUN, 1997, BARTON et al., 1999) sugere que a diferença se deve, muito provavelmente, a efeitos de maré (e não a processos internos), que perturbam mais fortemente a periferia dos discos.

À curva de rotação (Fig. 3.8) foi ajustado um modelo de SATOH (1980), cuja velocidade circular  $V_c$  na posição  $(R, z)$ , em coordenadas cilíndricas, é dada pela expressão

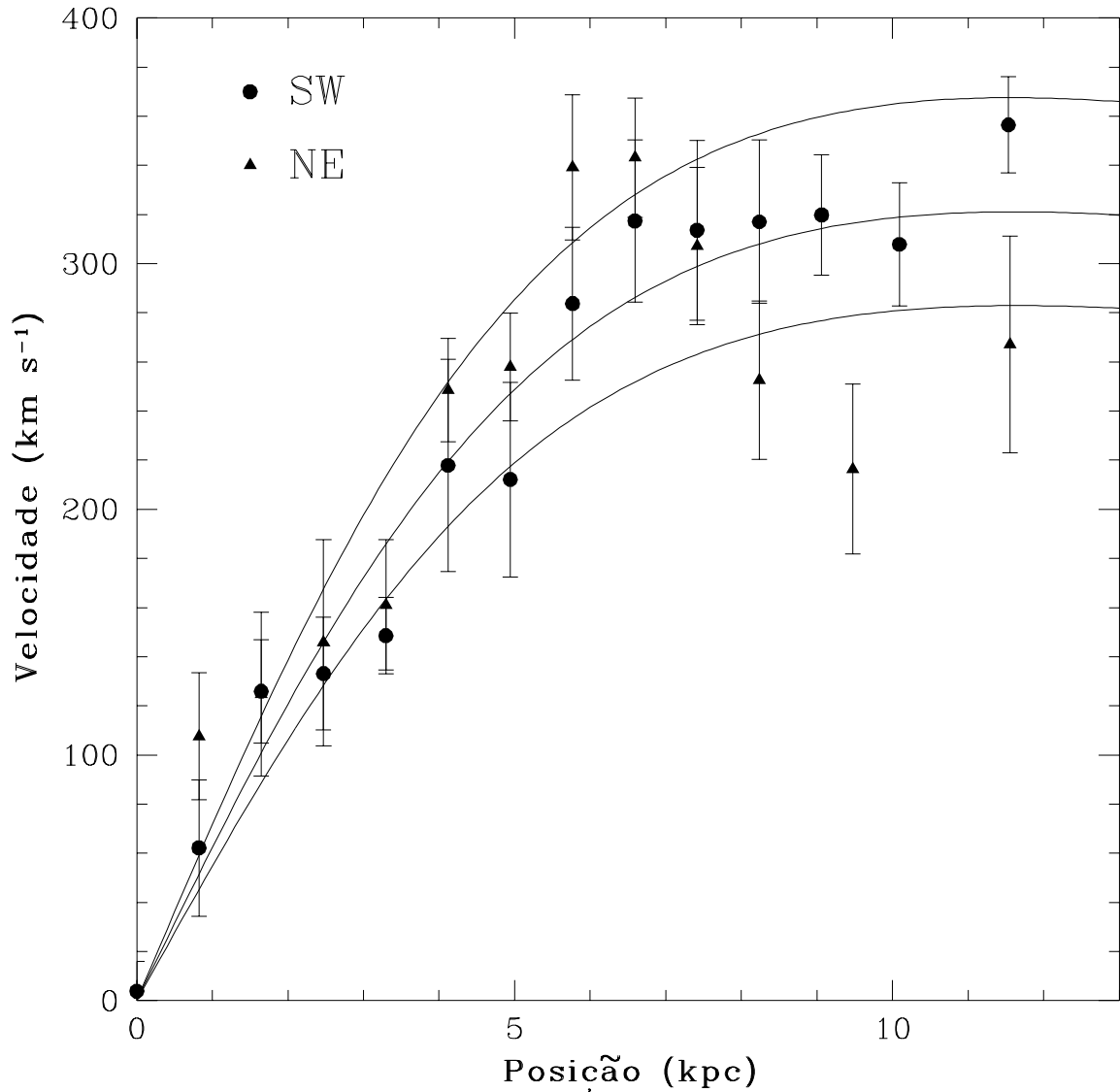


Figura 3.8: Curva de rotação de NGC 6845 A. Diferentes símbolos são usados para distinguir entre as metades SO (círculos) e NE (triângulos). A linha central mostra o melhor ajuste de um modelo de Satoh ( $\chi^2 = 48.5$  e  $RMS = 18.1$ ;  $a = 6.5 \pm 0.4$  e  $b/a = 0.3 \pm 0.1$ ). As linhas superior e inferior mostram os limites superior e inferior da curva ajustada, imposto pelos erros observacionais.

$$V_c^2(R, z) = GMR^2[R^2 + z^2 + a(a + 2\sqrt{z^2 + b^2})]^{-3/2},$$

onde  $M$  é a massa total e  $(a, b)$  são parâmetros de forma que têm dimensões de comprimento. Uma razão  $b/a \approx 0.1$  corresponde a uma distribuição dominada por um disco,  $b/a \approx 1$  a um disco com um bojo bem desenvolvido (Sa-SO) e  $b/a \approx 10$

a um distribuição aproximadamente esférica (ver SATOH, 1980). O ajuste foi feito minimizando o  $\chi^2$  pelo algoritmo “amoeba”, com a tarefa NFIT1D do IRAF. Os parâmetros obtidos foram  $a = 6.5 \pm 0.4$  e  $b/a = 0.3 \pm 0.1$ , indicando uma distribuição dominada por disco com um bojo pequeno a intermediário, em bom acordo com classificação do RC3. O ajuste aparece na Fig. 3.8, onde a linha central representa o melhor ajuste e as linhas externas dão seus limites inferior e superior, ditados pelos erros observacionais, que por sua vez determinam os erros em  $a$  e  $b/a$ . A massa total indicada pelo modelo é  $M_{SatoH} = 4.4(\pm 1.2) \times 10^{11} M_{\odot}$ . Um cálculo simples da massa Kepleriana até o último ponto da curva de rotação indica  $M_k = 3.2 \times 10^{11} M_{\odot}$ .

A massa de NGC 6845 A é comparável à de Andrômeda. O brilho de Andrômeda, que está a uma distância de 0.7 Mpc, é  $V = 3.44$  mag, correspondendo a 13.5 mag se a colocássemos à mesma distância de NGC 6845 A, o que indica que ambas as galáxias têm relação massa–luminosidade comparáveis. Apesar disso, o tamanho de NGC 6845 A é metade do de Andrômeda. Esse fato não pode ser atribuído a um problema de escala, uma vez que para que as duas galáxias fossem de tamanhos semelhantes, uma constante de Hubble menor que  $35 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  seria necessária. Também é difícil supor um erro na derivação da massa de NGC 6845 A devido a uma estimativa errada da inclinação do disco porque, mesmo assumindo que a galáxia não estivesse inclinada ( $i = 0^\circ$ ), a massa se reduziria por um fator máximo de 1.5. GRAHAM & RUBIN (1973) já ressaltaram que NGC 6845 A deveria ter uma massa bastante alta devido à amplitude excepcionalmente grande da sua curva de rotação. Essa afirmação foi baseada numa curva de rotação que se estendia somente até  $\sim 6$  kpc.

### A cinemática da ponte

Um fato interessante é que a ponte de maré de NGC 6845 A mostra uma tendência decrescente em velocidades radiais (veja Fig. 3.5 e Tab. 3.6) iniciando pela sua base, onde ela se conecta com o disco de NGC 6845 A (perto da região 8;  $6660 \text{ km s}^{-1}$ ) e passando pelas regiões HII de números 3, 2 e 1, localizadas mais ou menos no meio da ponte ( $6455 \text{ km s}^{-1}$ ,  $6361 \text{ km s}^{-1}$  e  $6272 \text{ km s}^{-1}$ , respectivamente). As regiões 4 e 5, que estão levemente deslocadas ao norte com respeito ao prolongamento da ponte, surpreendentemente apresentam velocidades radiais que seguem essa tendência ( $6314 \text{ km s}^{-1}$  e  $6201 \text{ km s}^{-1}$ , respectivamente), o que sugere muito fortemente que elas sejam parte integrante da ponte, e não de NGC 6845 B, a despeito do fato de estarem projetadas sobre esse objeto. Também foi detectado HI na ponte de maré, com uma

velocidade média de  $6350 \text{ km s}^{-1}$ , em bom acordo com os resultados ópticos (veja a próxima Seção).

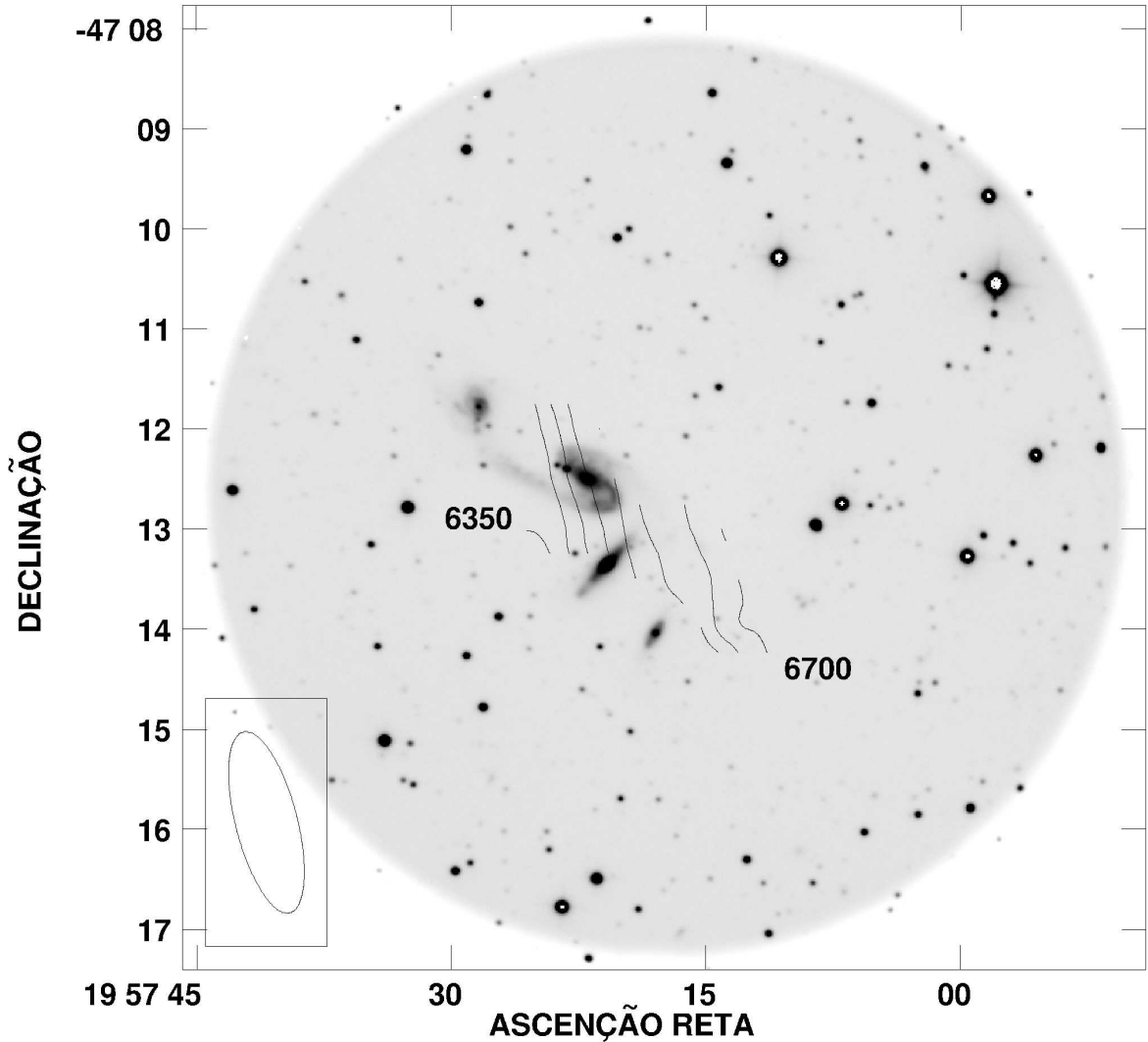


Figura 3.9: Mapa de velocidades de HI superposto à imagem R de NGC 6845. As linhas de isovelocidade vão de  $6350$  a  $6700 \text{ km s}^{-1}$  em intervalos de  $50 \text{ km s}^{-1}$ .

Se supusermos, para um cálculo simples, que a extremidade da ponte de maré segue uma órbita parabólica no plano do disco de NGC 6845 A e que sua velocidade no presente é dada pelas velocidades radiais das regiões HII 4 e 5, obteremos uma idade de  $\sim 150\text{--}300 \text{ Myr}$  para a colisão. Sabido que regiões HII não podem ser mais velhas do que  $10 \text{ Myr}$  (ver Sec. 3.3.2), a atividade de formação estelar que se verifica sobre a ponte iniciou-se muito depois do processo de construção da ponte pela maré da interação.

Um possível cenário para a formação estelar tardia sobre a ponte pode ser encontrado nas simulações de BARNES & HERNQUIST (1992). Segundo esses autores, grupos auto-gravitantes de estrelas formam nódulos ao longo das caudas de maré depois de uma colisão. Nuvens de gás arrancadas dos discos galácticos junto com as estrelas, podem cair dentro desses nódulos e, alcançada a densidade necessária, desencadear a formação de novas estrelas. As colisões entre nuvens de gás dentro da ponte de maré poderiam representar um mecanismo alternativo para explicar a formação de estrelas dentro da ponte.

### O campo de velocidades de HI de NGC 6845 A

O mapa de isovelocidades de HI da componente associada a NGC 6845 A é mostrado na Fig. 3.9, superposto à imagem na banda R.

Na Fig. 3.10 é mostrado o diagrama posição-velocidade de HI, obtido por um corte no cubo de dados ao longo do eixo maior de NGC 6845 A. Nessa figura, o centro de NGC 6845 A está em  $\delta = -47^{\circ}12'30''$  e  $6399 \text{ km s}^{-1}$ . Do centro para o sul o diagrama mostra um comportamento similar ao da curva de rotação óptica (Fig. 3.8), o que permite concluir que nessa parte a cinemática do HI é principalmente rotacional. Para o norte, na parte inferior do diagrama, aparece um platô a  $6350 \text{ km s}^{-1}$ , coincidente com a velocidade da ponte de maré. Supondo que o HI esteja em equilíbrio dinâmico, pode-se derivar a partir da sua cinemática (Fig. 3.9) uma massa de  $1.4 \times 10^{12} M_{\odot}$ , que é três vezes maior que a massa obtida a partir dos dados ópticos. Essa diferença pode ser atribuída ao fato de que o HI pode ser seguido a distâncias maiores, especialmente para SO (a parte superior do diagrama posição-velocidade da Fig. 3.10), traçando mais eficientemente a matéria escura associada a NGC 6845 A. Deve-se ter em mente, contudo, que a cinemática do HI poderia sofrer de efeitos não-rotacionais. A baixa resolução espacial do HI não permite que se veja a forma clássica de um diagrama-borboleta, característico de mapas de velocidades bidimensionais. Como pode ser constatado na Figura 3.9, as linhas de isovelocidade são orientadas aproximadamente na direção do eixo maior do feixe sintetizado, mostrado no canto inferior esquerdo.

### A massa cinemática do grupo

As velocidades radiais dos membros do grupo, suas luminosidades (Tab. 3.4) e posições projetadas, podem ser usadas para derivar a razão  $M/L$  do grupo (ver BINNEY &

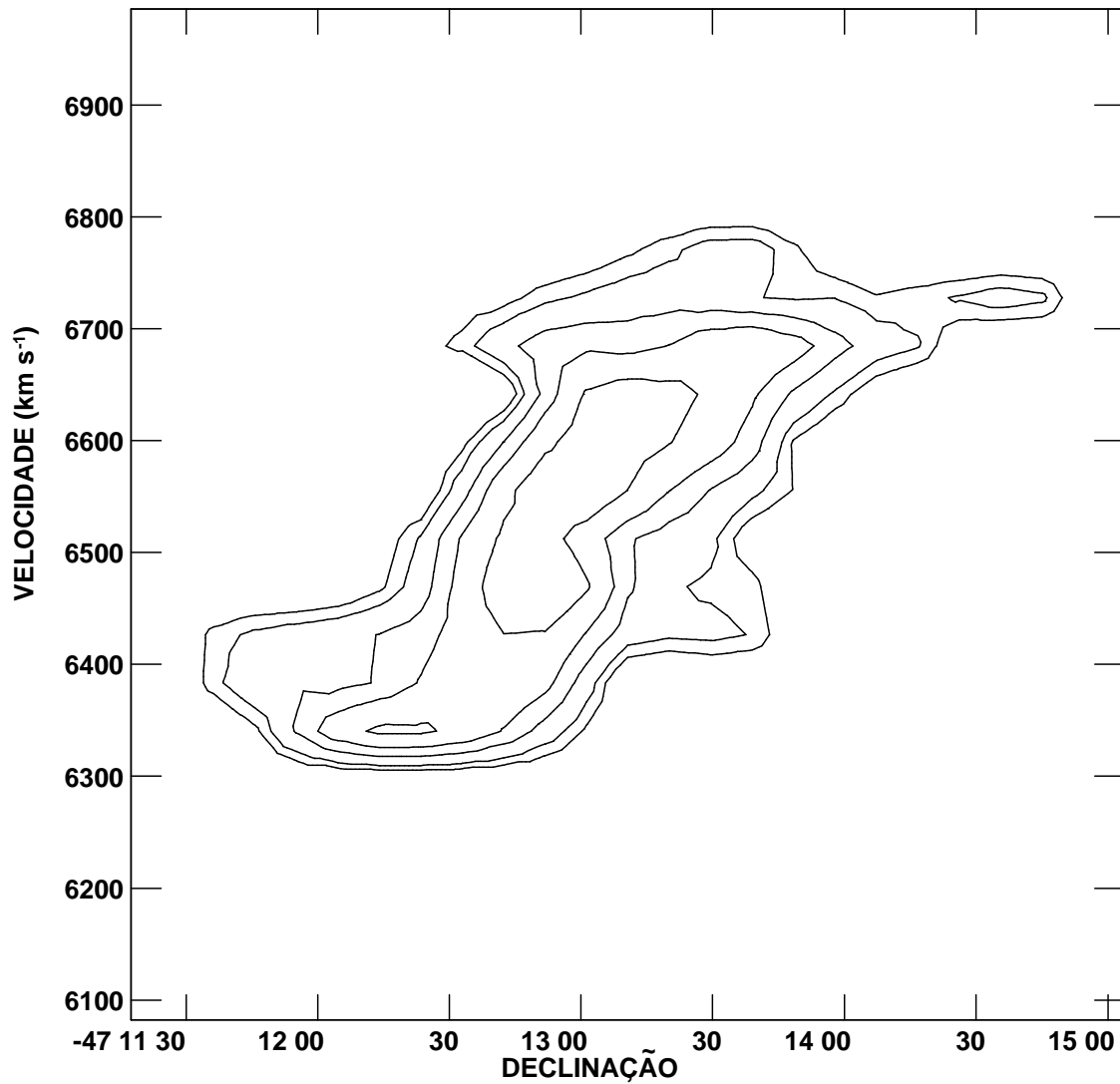


Figura 3.10: Diagrama posição-velocidade de HI para NGC 6845 A, obtido através de um corte no cubo de dados ao longo do eixo maior da galáxia, coincidente com a posição de fenda número 4 (Figura 3.6), a mesma usada na obtenção da curva de rotação óptica (Fig. 3.8). O eixo horizontal corresponde à projeção do corte na direção da declinação. Os contornos são 0.30, 0.45, 0.75, 1.0 e 1.5 Kelvin.

TREMAINE, 1987, equação 10-21). Para as velocidades dos membros do grupo foram adotadas as médias dos dados disponíveis (ROSE & GRAHAM 1979, RC3 e este trabalho; veja Tab. 3.4).

Uma importante fonte de erro na determinação de  $M/L$  é a alta inclinação de NGC 6845 C e, em menor grau, a da componente A, as duas galáxias mais massivas do

grupo. As inclinações de cada uma das galáxias do grupo foram calculadas de acordo com o método descrito na Seção 3.3.4 para NGC 6845 A. A correção de HOLMBERG (1958) foi aplicada no cálculo da razão axial  $b/a$  pela fórmula

$$\cos^2(i) = ((b/a)^2 - q_0^2)/(1 - q_0^2),$$

com o objetivo de obter inclinações mais fidedignas para as galáxias (ver Tab. 3.4), onde  $q_0 = 0.2$  (KODAIRA & WATANABE, 1988). Essa correção é especialmente importante para NGC 6845 C. Para essa galáxia  $b/a = 0.22 \pm 0.05$  medido na isofota 25 mag/(")<sup>2</sup>. A extinção Galáctica foi corrigida aplicando-se a lei de absorção padrão (BURSTEIN & HEILES, 1984). Para obter as magnitudes deprojetadas das galáxias a absorção interna foi corrigida pela fórmula empírica do RC3

$$A(i) = A(0) + \alpha \log \sec(i),$$

que foi aplicada seguindo-se duas prescrições distintas para os valores de  $A(0)$  e  $\alpha$ . A primeira delas foi a de RUBIN et al. (1982), em que  $A(0) = 0$  e  $\alpha = 1.9$ , resultando em  $(M/L)_1 = 43.5 \pm 2.0 (M_\odot/L_\odot)$ , com a incerteza estimada a partir dos erros em  $\alpha$  ( $\pm 0.16$ , KODAIRA & WATANABE, 1988) e  $i$  (Tab. 3.4). A segunda prescrição é a do próprio RC3, em que  $A(0) = 0.12$  e  $\alpha = 0.8$  para NGC 6845 A e  $A(0) = 0.1$  e  $\alpha = 0.7$  para as galáxias B, C e D. Neste caso, obteve-se  $(M/L)_2 = 66.4 \pm 2.0 (M_\odot/L_\odot)$ . ROSE & GRAHAM (1979) estimaram  $M/L$  no intervalo 28—49, também dependendo da prescrição usada para as correções de extinções Galáctica e interna. O primeiro dos valores derivados no presente trabalho,  $(M/L)_1$ , está dentro do intervalo de ROSE & GRAHAM (1979), enquanto que  $(M/L)_2$  está acima do seu limite superior.

Apesar da grande diferença entre  $(M/L)_1$  e  $(M/L)_2$ , ambas indicam valores muito similares para a massa do grupo ( $1.0 \pm 0.2 \times 10^{13} M_\odot$  e  $8.7 \pm 0.2 \times 10^{12} M_\odot$  respectivamente). A massa luminosa do sistema não pode dar conta de mais de  $\approx 1.6 \times 10^{12} M_\odot$  (escalando as massas das galáxias pelas suas luminosidades com respeito à massa e à luminosidade de NGC 6845 A), indicando que o grupo carrega uma massa de matéria escura que é aproximadamente 5 vezes maior do que a sua massa luminosa. O sistema como um todo contém quase 9 vezes mais matéria escura do que a associada ao halo de NGC 6845 A, de acordo com o que foi calculado na seção anterior a partir da cinemática do H $\alpha$ .

### 3.4 Cenários para a colisão

Pontes e caudas de maré robustas e bem desenvolvidas em encontros de galáxias de massas distintas, são produzidos em órbitas progradas, isto é, quando o sentido de rotação da órbita coincide com o spin da galáxia mais massiva (e.g. TOOMRE & TOOMRE, 1972, NEGROPONTE & WHITE, 1983, HOWARD et al., 1993). Um ângulo de inclinação não muito grande do disco em relação ao plano da órbita também favorece o aparecimento dessas características. Os braços de maré gerados em encontros progrados se curvam em um sentido oposto ao da rotação: são *trailing*. Conseqüentemente, pode-se inferir que o disco de NGC 6845 A gira no sentido anti-horário (Seção 3.3.4) e que o lado SE, que contém a ponte, é o lado mais próximo, como mostrado esquematicamente na Figura 3.11.

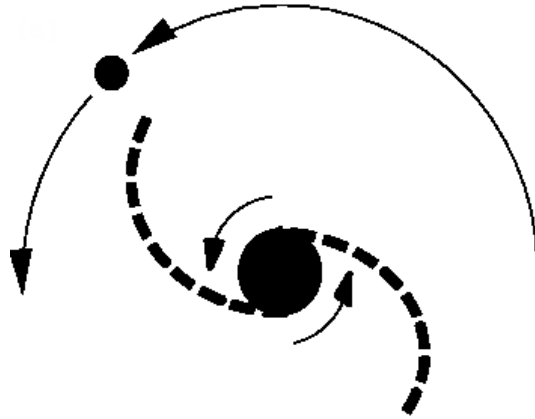


Figura 3.11: Representação esquemática de uma órbita do tipo *trailing*, em que o sentido de rotação do disco é o mesmo da órbita. Note-se a direção de enrolamento dos braços.

GRAHAM & RUBIN (1973) ressaltaram que, devido à posição relativa e às velocidades radiais das galáxias A e B, qualquer geometria simples indica que a órbita de B em torno de A é retrógrada. Contudo, como mencionado pelos próprios autores, o caso poderia ser similar ao de M 51/NGC 5195, para o qual TOOMRE & TOOMRE (1972) mostraram ser possível obter um sentido direto de rotação se a excentricidade da órbita de NGC 5195 for grande e se a órbita for altamente inclinada em relação ao plano de M 51. Desse ponto de vista, a galáxia C seria um candidato mais “natural” para uma interação forte. Mas a galáxia C se apresenta como um disco simétrico até os níveis de brilho mais fracos. Simulações numéricas de encontros entre discos de

massas similares (e.g. BARNES, 1992), mostram que uma colisão entre dois discos grandes, como os de NGC 6845 A e C, com uma passagem suficientemente próxima para produzir a ponte de NGC 6845 A, necessariamente distorceria também o disco de NGC 6845 C com bastante violência.

Para compreender a evolução dinâmica deste grupo, foram realizadas simulações numéricas de  $N$ -corpos. As simulações foram desenvolvidas no computador Cray T94 (CESUP-UFRGS) usando o programa TREESPH (ver Capítulo 2) para seguir a evolução temporal do modelo. O cálculo das forças foi feito utilizando-se um parâmetro de tolerância  $\theta \leq 0.7$  e expansão do potencial incluindo até os termos de quadrupolo. A força da gravidade foi atenuada usando o *kernel* do tipo spline das Equações 2.6 e 2.7 com um parâmetro de *softening*  $\varepsilon$  variável que inclui as primeiras 64 partículas vizinhas. O passo temporal foi escolhido de forma que a energia total e o momentum angular variassem menos que 0.02% e 0.1%, respectivamente, durante as simulações.

Os modelos usados para reproduzir as galáxias foram construídos pela prescrição de KUIJKEN & DUBINSKI (1995, veja também a Seção 2.3.1). NGC 6845 A foi modelada seguindo-se a amplitude e a escala radial da sua curva de rotação (Fig. 3.8), bem como o perfil radial de brilho observados, sempre tendo em consideração que os dados observacionais referem-se a um objeto perturbado. O resultado foi um modelo cuja amplitude da curva de rotação em 6 kpc é de  $300 \text{ km s}^{-1}$ , aproximadamente plana até o raio de corte (22.4 kpc). No sistema de unidades do modelo ( $G=1$ ) a massa do disco é  $M_d = 2.28$ , sua dispersão central de velocidades  $\sigma_{r,0} = 0.47$  e a extensão radial do disco (raio onde a densidade cai a zero) é  $R_{dt} = 5.6$ . O bojo tem  $M_b = 0.11$  e extensão radial  $R_{bt} = 0.48$  e o halo tem massa  $M_h = 3.24$  e extensão radial  $R_{ht} = 6.3$ . 10% da massa do disco corresponde ao seu conteúdo gasoso, cujo perfil de densidade é mais estendido que o disco estelar. Galáxias isoladas apresentam perfis de HI que vão além dos discos estelares ópticos, tendo em média um raio 1.7 vezes maior (BROEILS & RHEE, 1997). As partículas que representam o gás foram escolhidas a partir das componentes disco+bojo (que inicialmente foram geradas contendo só estrelas), de forma que o gás tivesse o perfil desejado. Uma equação de estado isotérmica foi escolhida para o gás, com temperatura  $T_{gas} = 10^4 \text{ K}$ . Para a galáxia C foi adotado o mesmo modelo de A, mas sem gás, uma vez que essa galáxia não apresenta nem emissão HI, nem linhas de emissão no seu espectro óptico. Os modelos A e C são representados por um total de 6000 partículas cada, com massas individuais de  $3.5 \times 10^{11} M_\odot$ . A galáxia B é representada por uma massa puntual correspondente a 1/4 da massa de A. A conversão do sistema de unidades do modelo para unidades físicas é tal que a

unidade de comprimento equivale a 4 kpc, a de velocidade, a  $220 \text{ km s}^{-1}$ , uma massa unitária corresponde a  $5.4 \times 10^{10} M_{\odot}$  e o tempo, a 17.296 Myr.

Tabela 3.7: Log de simulações.

Simul. #	$q$	$e$	Orient. de $\mathbf{q}$	Orient. de $\mathbf{s}$	$M_B$	$M_C$	$\Delta_t$	$N_{\Delta_t}$	$t_{CPU}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
1	1	1.5	(20,-13,0)	(13,20,0)	1.3	—	0.03	1000	5206
2	1	1.5	(20,-16,10)	(10,10,-4)	1.3	—	0.03	1000	5483
3	3	1.0	(0,0,1)	(-13,-30,0)	1.8	—	0.01	3000	13651
4	3	1.0	(-3,-10,10)	(10,3,6)	—	$= M_A$	0.01	2200	14920
5	3	1.0	(20,-16,10)	(10,10,-4)	0.21	—	0.01	3000	13500
6	1	1.0	(20,-13,0)	(13,20,0)	0.21	—	0.01	1598	6712
7	1	2.0	(20,-13,20)	(3,20,10)	0.21	—	0.01	3000	14894
8	2	1.0	(-10,0,10)	(10,20,10)	—	$= M_A$	0.01	2200	15092
9	1	2.0	(20,-13,10)	(13,20,0)	1.3	—	0.03	1000	5397
10	2	2.0	(20,-8,-10)	(8,20,0)	1.3	—	0.03	1000	5276

NOTA.— As colunas são: (1) Número de identificação da simulação; (2) distância de pericentro  $q$ ; (3) Excentricidade  $e$ ; (4) orientação do vetor de pericentro  $\mathbf{q}$ ; (5) orientação do vetor de spin orbital  $\mathbf{s}$ ; (6) massa  $M_B$  do modelo B; (7) massa  $M_C$  do modelo C; (8) o tamanho do passo temporal  $\Delta_t$  (9) o número de passos  $N_{\Delta_t}$  e (10) o tempo de CPU consumido no CRAY T94. Os dados são apresentados em unidades dos modelos ( $G=1$ ), que correspondem a: comprimento, 4 kpc; velocidade,  $220 \text{ km s}^{-1}$  e massa,  $5.4 \times 10^{10} M_{\odot}$ .

Uma série de simulações foi realizada tanto para o encontro A vs. C quanto para A vs. B (ver Tabela 3.7). O objetivo inicial foi delimitar os parâmetros orbitais, que para o caso A vs. C não representa problemas maiores. No entanto, para A vs. B a situação é mais complicada dadas as posições e velocidades relativas das duas galáxias. Depois de realizadas algumas simulações iniciais, sentiu-se a necessidade de criar uma ferramenta mais eficiente na escolha dos parâmetros orbitais. Essa ferramenta é o programa QUEORBITA (ver Seção 2.5), que calcula todas as órbitas possíveis entre duas galáxias, das quais se conheçam as posições projetadas e velocidades radiais, varrendo intervalos determinados de excentricidade da órbita e distância de pericentro. O resultado é uma tabela, que pode ser muito grande, caso os parâmetros sejam varridos em um intervalo grande ou a passos muito pequenos. A tabela Tabela 3.8 mostra parte dos dados de saída do programa, que foi executado para o encontro entre os modelos A e B. Foram testados os valores 1, 1.5 e 2 para a excentricidade  $e$  da órbita, 1, 2 e 3 para a distância de pericentro  $q$ , a velocidade radial de B em relação a A foi tomada como  $1.6 \pm 0.1$  (unidades do modelo) e a

massa de B foi  $M_B = 1.3$  (unidades do modelo). Nessa tabela foram selecionadas somente as órbitas progradas. A linha marcada com um asterisco à esquerda é a que corresponde à simulação que será discutida adiante (simulação #10 da Tab. 3.7). Na Tabela 3.8 só estão mostrados os resultados para  $e = 2$ , já que os de excentricidades menores mostraram-se ineficientes na manutenção da velocidade radial requerida pelas observações após o pericentro.

Tabela 3.8: Saída parcial do programa QUEORBITA.

$e$	$q$	$s_x$	$s_y$	$s_z$	$q_x$	$q_y$	$q_z$	$V_{sys}$
2	1	1.754045	8.261533	10.688043	30.112007	-18.279354	9.187619	1.596080
2	1	-2.152519	1.468280	13.028164	29.371548	-17.275183	6.799702	1.645039
2	1	-4.616755	-4.767938	11.272126	28.700880	-17.187439	4.485071	1.609800
2	2	9.933296	23.958517	10.589585	39.795929	-23.846756	16.622761	1.643172
*	2	8.357008	19.976945	1.003893	38.089431	-14.846756	18.904238	1.690432
2	2	1.935995	17.376850	20.481657	37.951706	-19.493570	12.951225	1.671224
2	2	-4.118904	2.809589	24.929729	34.318165	-15.603427	7.428578	1.645039
2	2	-5.639060	-3.996976	24.062187	33.239948	-15.133924	5.276001	1.602478
2	2	-8.632047	-1.063779	65.317177	39.273266	-6.322463	5.087222	1.513814
2	2	-7.016960	-10.287076	21.568148	32.739025	-15.572022	3.224099	1.513898
2	3	11.897471	37.156666	18.515709	31.614265	-14.394747	8.572774	1.591809
2	3	3.277773	29.965307	28.355799	27.813238	-7.986945	5.225237	1.525306
2	3	-1.591262	21.480038	33.546925	24.035473	-3.398694	3.316274	1.524278
2	3	-6.119506	4.174240	37.038403	18.315718	1.846400	2.818043	1.645039
2	3	-6.657724	-3.285422	36.487389	16.797346	2.664255	3.304849	1.600817
2	3	-7.141553	-10.469778	34.820198	16.244936	2.394120	4.051671	1.540784

NOTA.— Significado das colunas: excentricidade  $e$ , distância de pericentro  $q$ , componentes do vetor que indica a direção do spin da órbita ( $s_x, s_y, s_z$ ), componentes do vetor que indica a direção do pericentro ( $q_x, q_y, q_z$ ), velocidade sistemática resultante para a galáxia B.

A Figura 3.13 mostra a evolução do encontro dos modelos A e C, que se aproximam seguindo inicialmente uma órbita parabólica com distância de pericentro  $q = 12$  kpc. Esta simulação corresponde à de número 4 na Tab. 3.7. O sistema de coordenadas utilizado foi aquele apresentado na Seção 2.4, em que o eixo  $z$  alinha-se com a linha de visada (valores positivos crescendo em direção ao observador), o plano  $xy$  corresponde ao plano do céu, com o eixo  $x$  na direção N–S (valores positivos para o norte) e o eixo  $y$  apontando para oeste. Nesse sistema, a órbita de C ao redor de A tem seu pericentro na direção do vetor  $(-3, -10, 10)$ , e o plano da órbita é definido pelo vetor de spin da órbita, na direção  $(10, 3, 6)$ . Pode-se identificar na Fig. 3.13 o painel marcado com  $t = +90$  Myr (depois do pericentro) como o mais similar ao estágio atual do sistema. Uma característica que favorece este cenário é a presença

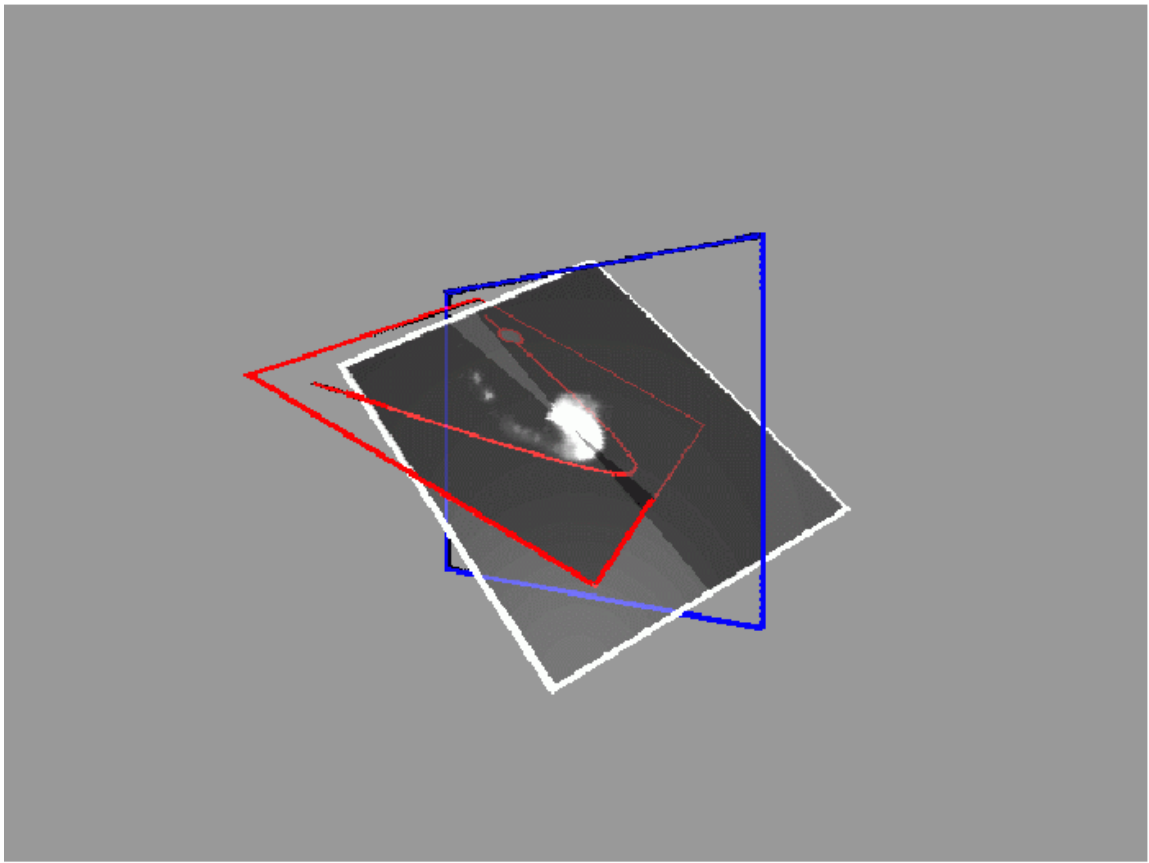


Figura 3.12: Disposição tridimensional dos planos do céu (azul), da órbita (vermelho) e do disco da galáxia A (branco).

de uma condensação estelar similar àquela observada a oeste da extremidade NO de NGC 6845 C. O extremo SE do modelo C se curva para leste, o que também é observado nos níveis de brilho mais fracos da imagem R da galáxia C (Fig. 3.2). A simulação também mostra claramente que esta colisão produz uma estrutura de maré similar à ponte de NGC 6845 A com uma condensação próximo ao seu extremo que lembra as regiões HII 4 e 5. Mas nada tão grande quanto a galáxia B seria produzido por esse encontro, indicando que, nesse cenário, a posição da galáxia B no final da ponte de maré tratar-se-ia de um efeito de projeção. Contra esse cenário, a simulação mostra que em torno de 10% do gás originalmente pertencente à galáxia A seria capturado pela C, que não é nem observado na forma de HII nem de HI. A simulação também mostra que as estrelas arrancadas de A deveriam formar uma estrutura estelar perpendicular ao disco de C, também não detectadas nas imagens ópticas, que mostram C com um alto grau de simetria em níveis intermediários de brilho.

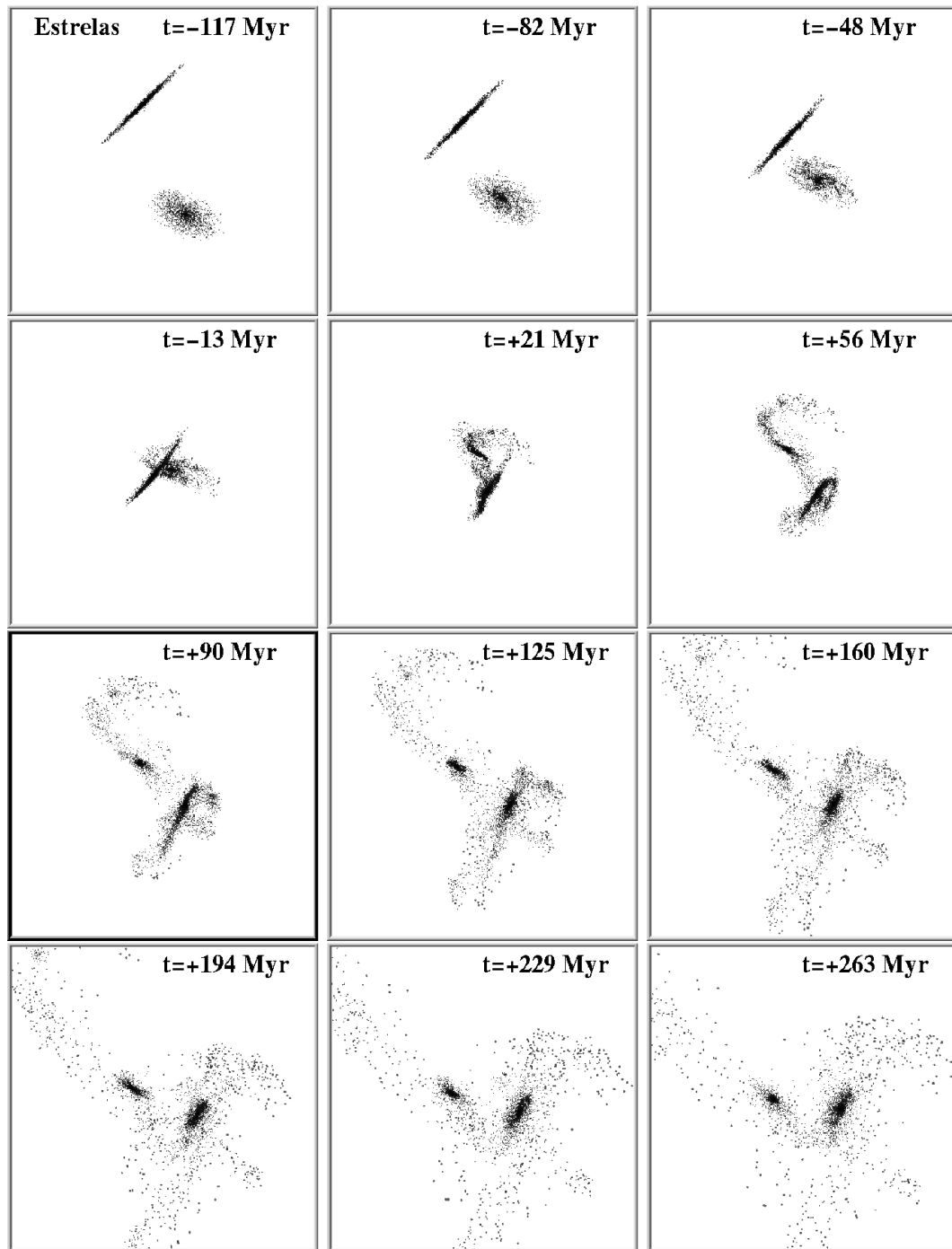


Figura 3.13: (a) Evolução da componente estelar do encontro dos modelos A (com gás) e C (sem gás), projetados no plano do céu. A seqüência corre da esquerda para a direita e de cima para baixo. Cada painel mede 112 kpc horizontalmente e o tempo é indicado no canto superior esquerdo, com respeito ao pericentro. A situação que melhor corresponde ao estágio observado em NGC 6845 é  $t=+90$  Myr.

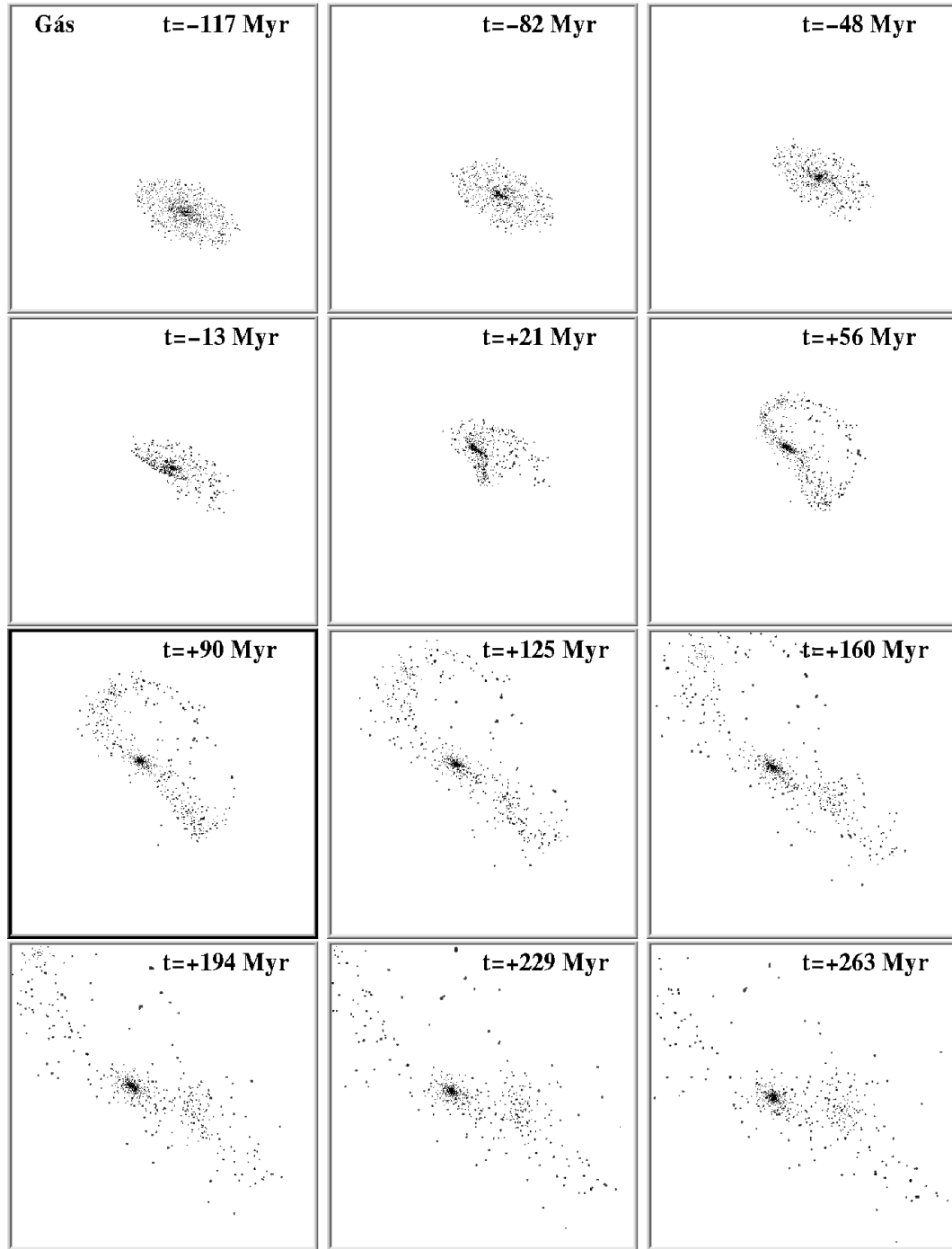


Figura 3.13: (b) O mesmo que 3.13a, agora mostrando somente a componente gasosa do encontro dos modelos A (com gás) e C (sem gás).

A Figura 3.14 mostra o encontro do modelo A com a massa puntual B, em uma órbita hiperbólica prograda de excentricidade  $e = 2$  e distância de pericentro  $q = 8$  kpc. Esta simulação corresponde à de número 10 na Tab. 3.7. O pericentro está na direção  $(20, -8, -10)$  e o vetor de spin da órbita é paralelo a  $(8, 20, 0)$ . O terceiro painel da segunda coluna (135 Myr depois do pericentro) mostra o estágio mais similar ao estado atual do sistema. Nesse painel a galáxia B tem uma velocidade na linha de visada de  $300 \text{ km s}^{-1}$  (afastando-se do observador), com respeito ao centro de A. A característica mais marcante dessa simulação é a morfologia da ponte de maré: reta, fina e com condensações de gás e estrelas na sua base e meio, lembrando muito a morfologia da ponte observada em NGC 6845. Uma cauda de maré difusa também é vista, apesar de curvar-se de forma distinta ao sistema real e não aparecer bifurcada.

A curva de rotação do modelo A é mostrada na Fig. 3.15, antes da interação com B e em  $t = +135$  Myr (simulação #10 da Tab. 3.7). Antes da interação a curva é bastante simétrica, com amplitude e escala radial compatíveis com a de NGC 6845 A (ver Fig.3.8). Depois da interação, aparece a assimetria vista nas observações, cujo lado NE mostra uma subida a amplitudes maiores e depois uma queda, enquanto que para SO, a curva sobe e se estabiliza a uma amplitude não tão alta. A diferença entre a curva observada e a do modelo aparece se comparamos as suas inclinações para  $r < 6$  kpc, sendo a observada menos inclinada.

Considerando-se os prós e contras de cada um dos modelos apresentados, uma colisão entre A e B parece ser mais apropriada para explicar a estrutura da ponte de maré. Apesar de que algumas estruturas associadas à galáxia C possam ser atribuídas a efeitos de maré, não se pode ignorar a ausência de outras importantes características que C deveria apresentar se fosse a perturbadora principal. Talvez uma interação de 3 corpos, com B produzindo a ponte e C numa órbita que produza efeitos de maré menores, seja o modelo mais adequado para explicar a riqueza de características observada nesse grupo.

### 3.5 Sumário e conclusões

- O sistema NGC 6845 é um grupo compacto que apresenta uma robusta ponte de maré entre NGC 6845 A e B, sinal evidente de uma colisão.

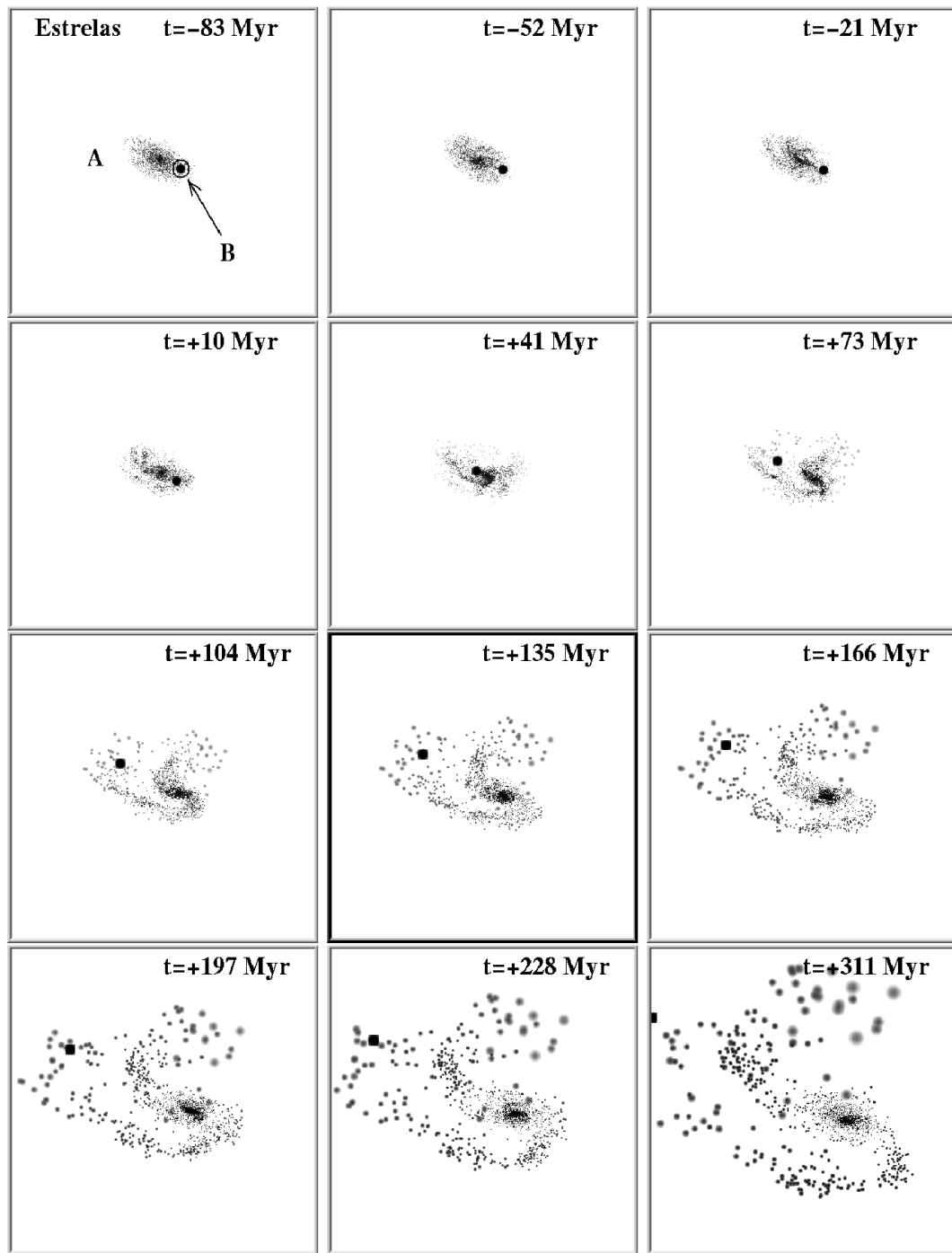


Figura 3.14: (a) Evolução da componente estelar do encontro do modelo A com a massa puntual que representa a galáxia B, projetado no plano do céu. A seqüência corre da esquerda para a direita e de cima para baixo. Cada painel mede 112 kpc horizontalmente e o tempo é indicado no canto superior esquerdo, com respeito ao pericentro. A situação que melhor corresponde ao estágio observado em NGC 6845 é  $t=+135$  Myr.

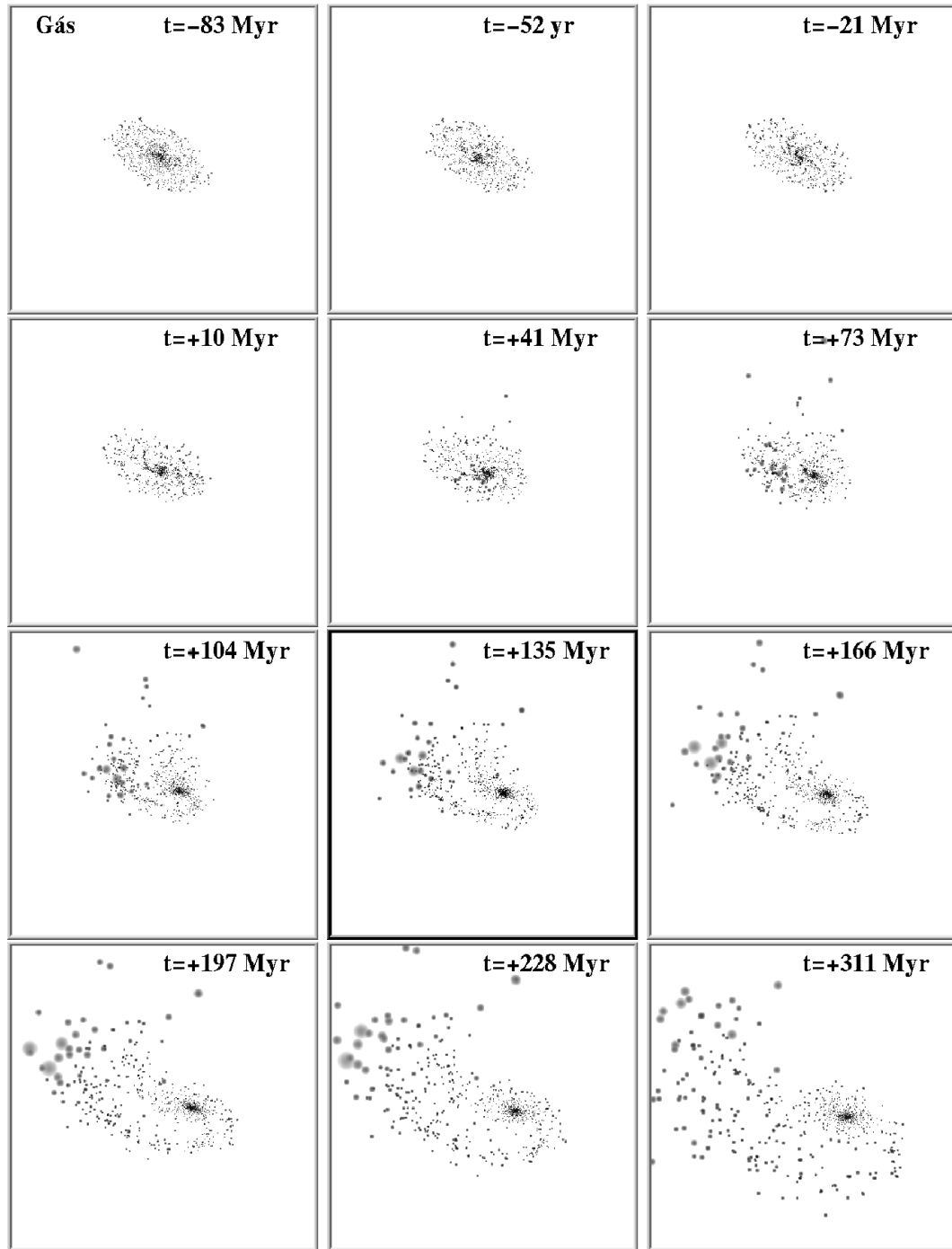


Figura 3.14: (b) O mesmo que 3.14a, agora mostrando somente a componente gasosa do encontro do modelo A com a massa puntual que representa a galáxia B.

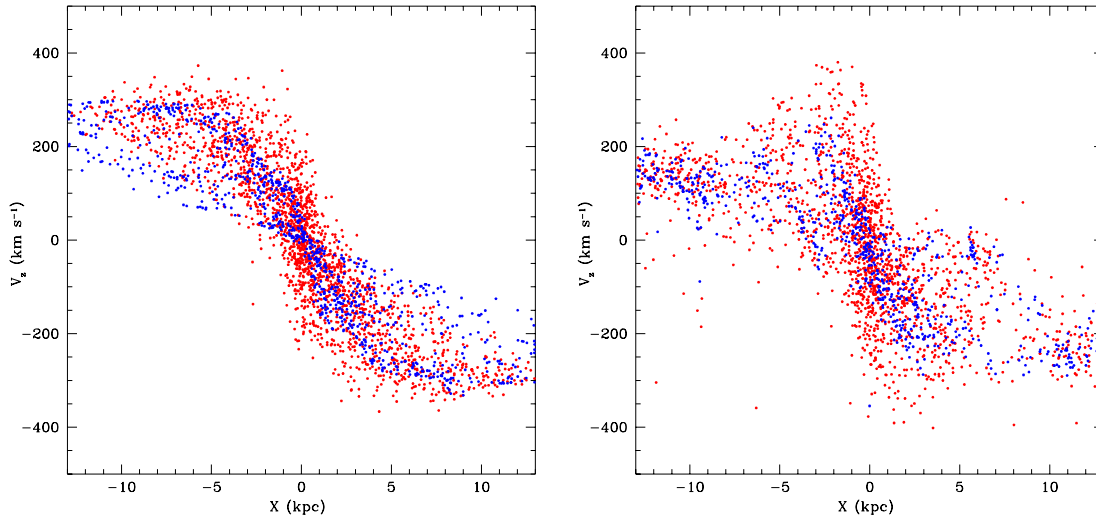


Figura 3.15: Curvas de rotação do modelo A na simulação #10, antes da interação com B (à esquerda) e em  $t = 135$  Myr (à direita). Pontos vermelhos são as estrelas e pontos azuis, o gás. As unidades foram reescaladas para unidades físicas.

- O primeiro mapeamento do hidrogênio atômico de NGC 6845 foi apresentado, indicando um conteúdo de HI 5 vezes maior que o da Via Láctea. A distribuição de HI pode ser separada em duas componentes, uma relacionada com NGC 6845 A, mostrando características de maré bem desenvolvidas, e a outra, com velocidade similar à de NGC 6845 B. As componentes C e D não apresentam HI, pelo menos até o limite de detecção das observações realizadas. Este fato impõe restrições quanto à hipótese de ser a galáxia C a perturbadora principal de A, uma vez que nesse caso, como mostram as simulações, gás originalmente pertencente a A seria transferido para C.
- A curva de rotação óptica de NGC 6845 A é assimétrica com uma amplitude bastante alta, especialmente para o lado SO. O ajuste de um modelo de Satoh à curva de rotação indica a presença de um disco dominante e um bojo pequeno a médio, em concordância com a classificação morfológica de NGC 6845 A. A massa derivada é  $M_{Satoh} = 4.4(\pm 1.2) \times 10^{11} M_{\odot}$ .
- O mapa de cores (B-I) indica a presença de poeira na frente do lado sudoeste da barra, indicando uma barra *trailing*. O mapa de cores também mostra que a

ponte é mais azul que o disco interno de NGC 6845 A. Regiões HII mais brilhantes que aquelas das caudas de maré da Antennae e de NGC 7252 se formaram na ponta e na base da ponte de maré. As três regiões HII detectadas no meio da ponte são mais brilhantes que a mais brilhante das regiões HII da Galáxia. A cinemática das regiões HII identificadas como 4 e 5 sugere que elas estão conectadas à ponte de maré e não a NGC 6845 B, como sua posição projetada poderia indicar. Elas apresentam luminosidades similares à de 30 Doradus. Um modelo simples para a cinemática do extremo da ponte de maré, bem como simulações numéricas, mostram que está ocorrendo formação estelar ao longo dessa estrutura mais de cem milhões de anos após o pericentro da órbita.

- A cinemática do grupo indica um montante de matéria escura 5 vezes maior que a sua massa luminosa. A quantidade de matéria escura do sistema seria nove vezes maior que a de NGC 6845 A sozinha, desde que o HI esteja em equilíbrio dinâmico dentro da galáxia. O halo de matéria escura de NGC 6845 A, por sua vez, teria três vezes a massa cinemática derivada da curva de rotação óptica.
- Visto que sinais abundantes de interação estão presentes na galáxia B e, em um menor grau, em C, lançou-se mão de um modelamento numérico objetivando estudar qual das duas galáxias, B ou C, seria a principal perturbadora de A. Ambos cenários apresentam prós e contras, mas a ponte, que é a característica de maré mais marcante do sistema, é melhor reproduzida pela simulação do encontro entre A e B. O fato de que nem HI nem HII tenham sido encontrados em C reforçam esse cenário. Talvez uma interação de três corpos seja um cenário mais apropriado para explicar a evolução dinâmica do grupo, mas seria difícil de modelar devido ao grande número de parâmetros envolvido em uma colisão desse tipo.
- Parte do trabalho apresentado neste capítulo foi publicado no artigo RODRIGUES et al. (1999), que está reproduzido no Apêndice A.

# Capítulo 4

## O objeto McLeish

Este capítulo se dedica à apresentação das simulações do objeto McLeish, cujas observações foram desenvolvidas por R. Díaz (DÍAZ & CARRANZA, 1997). A publicação resultante deste trabalho está reproduzida no Apêndice B (DÍAZ et al., 2000). Morfologia, cinemática e condições físicas do gás em emissão de IRAS 20048-6621 são discutidas. Com base neste conjunto de informações foram realizadas simulações numéricas com o propósito de investigar a história dinâmica deste sistema, descoberto por David McLeish em 1946.

### 4.1 Introdução

O objeto McLeish ( $\alpha = 20^h09^m28.1^s$ ,  $\delta = -66^\circ13'00''$ ; AM 2004-662, IRAS 20048-6621), mostrado na Fig. 4.1, foi descoberto em 1946 por David McLeish, do observatório de Córdoba, próximo da estrela brilhante  $\delta$  Pavonis. Baseado em exposições de 30 minutos em placas fotográficas 103aO, SÉRSIC (1968) descreveu o objeto como muito longo e fino, com uma distorção na extremidade Sul, sugerindo também que poderia se tratar de um retalho (*shread*) intergaláctico, no sentido empregado por ARP (1967), apesar desse tipo de estrutura sempre aparecer associado a uma grande galáxia. ARP & MADORE (1987) descrevem a galáxia principal como alongada, com uma companheira interagente, marcando com sinal de interrogação a designação “*shread?*”. Um sistema bastante semelhante é AM 0302-504, que parece representar um encontro no mesmo estágio evolutivo, mas visto em uma projeção diferente no céu.

Observações deste objeto foram feitas por JOHANSSON & BERGVALL (1990), que fizeram fotometria fotoelétrica em banda larga, e por ALLEN et al. (1991) que

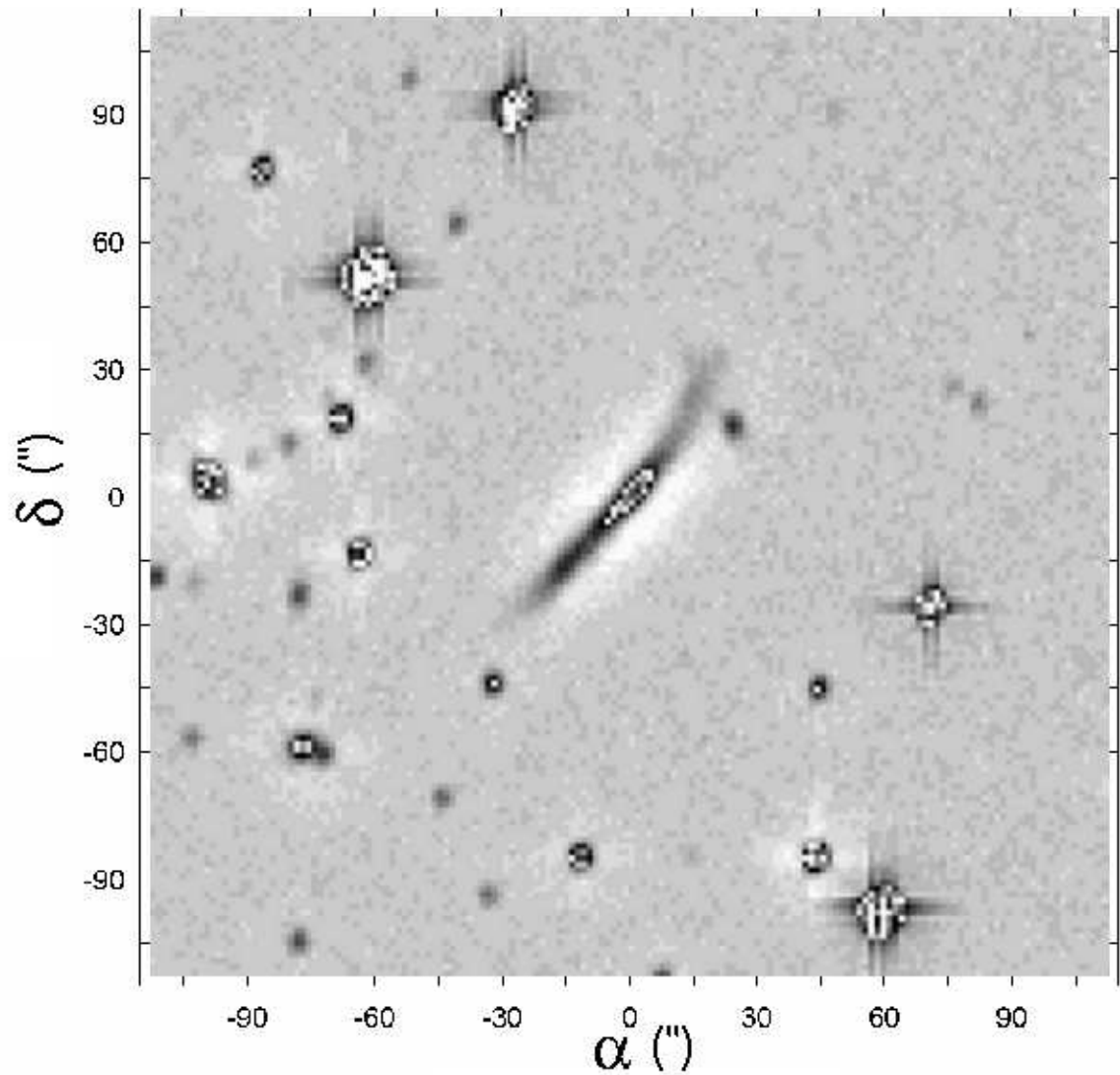


Figura 4.1: Imagem V do objeto Mc Leish. O tempo de exposição total é 20 minutos.

determinaram a velocidade radial, ambos como parte de grandes amostras. O interesse nesse objeto foi renovado após a sua detecção pelo satélite IRAS como a fonte puntual IRAS 20048-6621.

Neste trabalho são apresentadas imagens e espectros CCD obtidos com o telescópio refletor de 1.54 m do Observatório de Córdoba. As primeiras imagens evidenciaram a presença da companheira McL B e de escombros intergalácticos que mostram claramente a natureza interagente do sistema. Após a análise do material observacional, experimentos numéricos foram realizados objetivando reproduzir a história dinâmica que levou à atual configuração deste sistema perturbado. Uma das importâncias das simulações realizadas é que este é um dos poucos casos de galáxias interagentes estritamente de perfil.

Na Seção 4.2 são apresentadas as observações e redução dos dados e na Seção 4.3 os resultados, que são discutidos na Seção 4.4.

## 4.2 Observações e redução dos dados

As observações foram realizadas com o telescópio de 1.54 m da Estación Astrofísica de Bosque Alegre, usando o instrumento MIFiS (para uma breve descrição veja DÍAZ et al., 1999). A operação do telescópio, do MIFiS e dos computadores de controle foi feita de acordo com os procedimentos detalhados em DÍAZ et al. (1995). Os dados foram obtidos em vários turnos de observação durante 1997 e 1998.

No modo de fenda longa, foi usada uma rede de difração de 1200 ranhuras  $\text{mm}^{-1}$  em primeira ordem, o que dá uma dispersão de  $0.78 \text{ \AA pixel}^{-1}$ . A fenda de  $2''$  de largura garantiu uma resolução de  $\approx 3 \text{ \AA}$ . Em torno de 8 horas de espectros foram obtidas em 3 ângulos de posição ( $PA$ ) diferentes, todas passando pelo núcleo. Imagens em ordem zero foram feitas para registrar as posições das fendas com alta precisão. Também foram tomadas 3 horas de espectros de baixa resolução ( $\approx 12 \text{ \AA}$ ) com uma rede de 300 ranhuras  $\text{mm}^{-1}$  em primeira ordem. O *seeing* durante as observações esteve no intervalo  $1.8'' \leq \text{FWHM} \leq 2.8''$ .

Também foram obtidas imagens nas bandas B, V, R e I do sistema Johnson, totalizando 20 minutos de exposição em cada filtro. As imagens foram calibradas com a estrela próxima  $\delta$  Pavonis.

A redução das imagens e espectros foi realizada principalmente com o pacote de redução ADHOC (BOULESTEIX, 1993), aplicando-se as técnicas padrões para o tratamento de dados de detectores bidimensionais. Extrações espectrais de  $3''$  nas

regiões centrais das imagens e de  $6''$  nas regiões de menor razão  $S/N$  foram feitas. Após a calibração em comprimento de onda, a largura instrumental das linhas de emissão do céu noturno era de  $\approx 140 \text{ km s}^{-1}$  e os espectros foram corrigidos com a função de transmissão média do sistema, obtida pelas estrelas padrões espectrofotométricas de STONE & BALDWIN (1983).

Os parâmetros das linhas de emissão foram ajustados iterativamente por perfis Gaussianos. Nas regiões de  $S/N \geq 10$  ( $10''$  centrais), Gaussianas foram ajustadas às linhas  $\text{H}\alpha_{\lambda 6563}$ ,  $[\text{NII}]_{\lambda 6548,6584}$  e  $[\text{SII}]_{\lambda 6717,6731}$ . Nas regiões de baixo  $S/N$  só foram ajustadas as linhas de emissão  $\text{H}\alpha$ .

### Redução dos dados cinemáticos

Velocidades radiais foram determinadas ao longo de  $90''$  ( $\approx 66 \text{ kpc}$ , ver Fig. 4.6c). Foi utilizada a fórmula

$$V_r = c\beta = c[(1+z)^2 - 1]/[(1+z^2) + 1],$$

onde  $z = \delta\lambda/\lambda$ .

Visto que muitas das velocidades radiais foram medidas a partir de uma única linha de emissão, foi utilizada a expressão de KEEL (1996a) para a determinação das incertezas nos valores, tanto na determinação dos baricentros das linhas como na dos picos Gaussianos, que tem a forma

$$\begin{aligned} e_{bar} &= (\sigma_{con}/I_{\text{H}\alpha})(\delta\lambda^{1.5}/\lambda)(c/d^{0.5}) && \text{(propagação de erro)} \\ e_{gau} &= 0.8(\sigma_{con}/I_{\text{H}\alpha})(\delta\lambda^{1.5}/\lambda)(c/d^{0.5}) && \text{(empírico)} \end{aligned} \quad (4.1)$$

onde  $\sigma_{con}$  é o ruído no nível do contínuo e  $I_{\text{H}\alpha}$  é a intensidade da linha, ambos em ADU;  $\delta\lambda$  é o FWHM das linhas e  $d$  é a dispersão do espectro, em  $\text{\AA pixel}^{-1}$ .

Na região nuclear, onde há muitas linhas para se verificar independentemente o erro na velocidade radial, o valor é bem descrito pela Eq. 4.1, o que mostra ser razoável a adoção da incerteza dada por essa equação para todas as determinações de velocidade feitas por  $\text{H}\alpha$ . A incerteza é de  $15 \text{ km s}^{-1}$  no núcleo, aumentando para  $\approx 100 \text{ km s}^{-1}$  na parte externa da curva de rotação.

## 4.3 Resultados

### 4.3.1 Morfologia e fotometria

#### Dados ópticos

McL A (Fig. 4.1) tem uma aparência alongada e seu perfil de brilho integrado sobre o eixo maior para SE, é típico de uma galáxia espiral de perfil. Quando comparado com os perfis radiais de brilho de BOROSON (1981), ele está entre os de NGC 1058 (Sc) e NGC 2268 (Sb). Seguindo  $23''$  sobre o eixo maior de McL A para NO do núcleo, a uma distância de  $7.5''$  deste eixo encontra-se McL B, cujo perfil de brilho é pouco maior que o tamanho do disco de *seeing*. A escala, para um  $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ , é de  $1'' = 732 \text{ pc}$  (ver Seção 4.3.2).

O mapa isofotal da imagem R (ver Fig. 4.6a) indica a presença de restos difusos que parecem conectados a McL B e se estendem por  $\approx 10 \text{ kpc}$ , atravessando para o lado oposto do disco de McL A, formando um ângulo de  $\approx 70^\circ$  com o seu eixo maior.

O tamanho angular do eixo maior de McL A é  $94''$  ( $\approx 69 \text{ kpc}$ ) em  $m_R \approx 24 \text{ mag}''^{-2}$  e seu ângulo de posição é  $PA = 139^\circ \pm 2^\circ$ . O raio externo para o lado SE é  $\approx 50''$ . A razão axial é  $b/a = 0.15 \pm 0.05$ , o que indica tratar-se de uma galáxia de perfil. Em geral assume-se que um objeto está de perfil quando  $b/a \leq 0.3$ .

As luminosidades em B são  $-20.5 \pm 0.1 \text{ mag}$  e  $-17.8 \pm 0.3 \text{ mag}$  para McL A e McL B, respectivamente. A luminosidade de McL A é típica das galáxias Sb mais brilhantes (SÉRSIC, 1982) e a escala exponencial do disco é  $11 \pm 1 \text{ kpc}$ , colocando-a entre as maiores galáxias espirais (principalmente as Sb e Sc). Apesar de ser evidente a presença de uma componente central brilhante no perfil radial de brilho, a escala do objeto não permite determinar o raio efetivo do bojo e a contribuição do núcleo brilhante na luminosidade total.

A aparência retangular do extremo SE do disco de McL A é um efeito do *seeing*. Pode-se reproduzir esse efeito em galáxias mais próximas (NGC 522, NGC 684, NGC 891, NGC 1247, NGC 4452, UGC 711, UGC 1281), aplicando-se um filtro Gausianos às suas imagens com o objetivo de simular o efeito causado pela distância de McL A. Os resultado desse procedimento sugere que McL A é possivelmente uma Sb ou Sc.

### Dados do infra-vermelho longínquo

McL A+B corresponde à fonte infra-vermelha (IR) IRAS 20048-6621 (IRAS Point Source Catalog, Versão 2). Seu fluxo no IR longínquo (FIR) pode ser calculado usando o critério de LONSDALE et al. (1985):

$$F_{FIR} = (1330F_{60\mu} + 55F_{100\mu}) = 2.95 \pm 0.30 \text{Jy.}$$

Seguindo ALLEN et al. (1991), podemos calcular a luminosidade IR por

$$L_{FIR} = [4F_{FIR} (1 + z - (1 + z)^{1/2})^2 (1 + z)] \times 10^{10} L_{\odot}$$

$$L_{FIR} = 4.5 \times 10^{10} h^{-2} L_{\odot},$$

onde  $F_{FIR}$  é dado em  $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$  e  $h = H_0/100$ .

53% das galáxias (e.g. SOIFER et al., 1987) emitem menos radiação IR do que McL A+B. Seus índices de cor no FIR são  $\alpha_{100-60} = -1.67$  e  $\alpha_{60-25} = -2.93$ . Estas cores figuram entre as das galáxias *starburst* normais e as dos objetos com distribuição espectral do tipo lei-de-potências pura ( $F_{\nu} \propto \nu^{\alpha}$ ), de acordo com o critério definido por de GRIJP et al. (1987).

É importante mencionar que, das 15 galáxias de perfil ( $i \geq 80^\circ$ ) da amostra de 192 galáxias próximas brilhantes no IR de YOUNG et al. (1989,  $\delta > -20^\circ$ ,  $B_T < 12$ ,  $S_{100} > 10 \text{ mJy}$ ), somente NGC 3079 tem luminosidade FIR comparável à de McL A+B ( $1.81 \times 10^{10} h^{-2} L_{\odot}$ ). Além disso, há apenas uma galáxia de perfil nessa amostra com índices de cor FIR similares aos do objeto McLeish. Trata-se de NGC 3628, uma espiral interagente em um grupo compacto (que inclui as espirais brilhantes NGC 3623, NGC 3627, e NGC 3593, na constelação de Leo, TULLY, 1988) que tem raias de poeira intensas e compactas. Esse fato, somado à ausência da linha de emissão  $H\beta$  nos espectros de baixa resolução do núcleo de McL A, sugere fortemente que o núcleo esteja obscurecido pela poeira do disco.

### 4.3.2 Espectroscopia

#### Condições físicas do núcleo de McL A

O espectro nuclear mostrado na Fig. 4.2 inclui as linhas de emissão  $H\alpha$ ,  $[\text{NII}]_{\lambda 6548,6584}$  e  $[\text{SII}]_{\lambda 6717,6731}$ , com uma componente principal de  $\langle \text{FWHM} \rangle = 520 \pm 40 \text{ km s}^{-1}$  e  $\langle V \rangle = 11150 \pm 20 \text{ km s}^{-1}$ , deslocada para o azul com respeito à velocidade sistemática (veja

adiante). A emissão  $H\alpha$  nuclear também apresenta uma componente estreita com  $\langle \text{FWHM} \rangle = 350 \pm 40 \text{ km s}^{-1}$ ,  $\langle V \rangle = 11290 \pm 20 \text{ km s}^{-1}$  e 25% do fluxo da componente larga. As razões de linha observadas são

$$\begin{aligned} 0.74 &\leq H\alpha/[NII]_{\lambda 6584} \leq 1.35, \\ 0.80 &\leq [SII]_{\lambda 6716+6731}/H\alpha \leq 1.10, \\ 0.70 &\leq [SII]_{\lambda 6716}/[SII]_{\lambda 6731} \leq 0.80. \end{aligned}$$

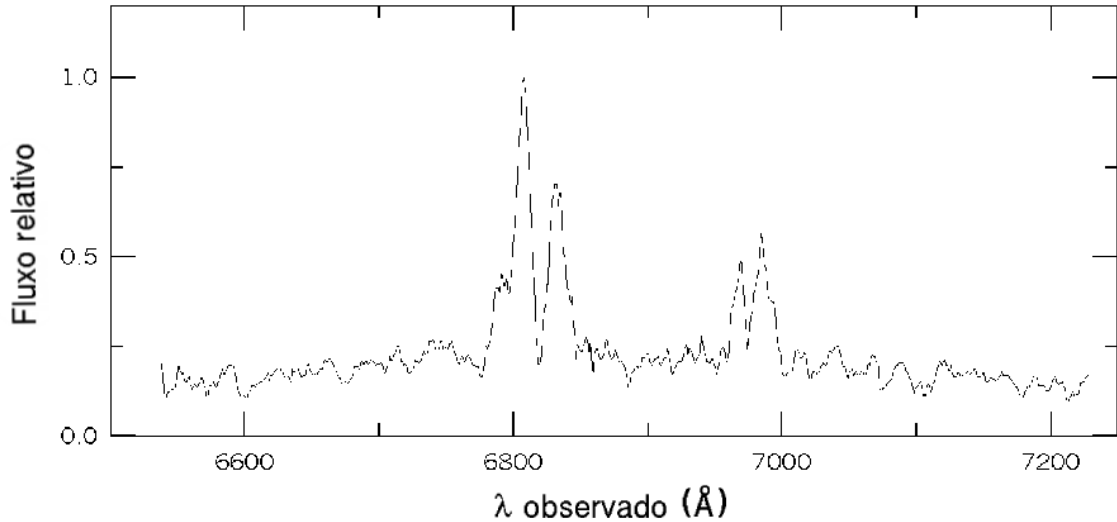


Figura 4.2: Espectro dos 3'' centrais de McL A. O tempo de exposição total é 4 horas.

Esta última razão de linhas indica uma densidade eletrônica  $N_e \approx 4000 \text{ cm}^{-3}$ , assumindo  $T \approx 10000 \text{ K}$ . As duas primeiras estão localizadas na região dos núcleos LINER ou Seyfert 2 nos diagramas de diagnóstico de VEILLEUX & OSTERBROCK (1987). Não é possível tirar uma conclusão definitiva porque: (i) as linhas proibidas, especialmente  $[NII]_{\lambda 6584}$ , estão muito contaminadas pelo  $\text{OH}[7-2]$  ( $\lambda 6863.94 - 7082.2 \text{ \AA}$ , OSTERBROCK & MARTEL, 1992), fazendo a subtração do céu uma tarefa difícil; (ii) os espectros de baixa dispersão ( $\lambda 4400 - 7600 \text{ \AA}$ ) não mostram sinais de  $H\beta$  nem de  $[OIII]_{\lambda 5007}$  em emissão até  $2\sigma$ , possivelmente devido à absorção por poeira (Seção 4.3.1), o que restringe o uso dos diagramas de diagnóstico.

## Cinemática

Considerações de simetria na parte central da curva de rotação de McL A permitiram derivar uma velocidade sistemática heliocêntrica  $V_{sys} = 11310 \pm 30 \text{ km s}^{-1}$ , consistente com o valor obtido por ALLEN et al. (1991).

A curva de rotação (Fig. 4.6c) parece ser do tipo corpo rígido em mais de 80% do diâmetro de McL A. Nos dois extremos do disco há um distanciamento da forma linear de maneiras distintas, o que pode indicar a influência da interação com McL B. A amplitude da curva de rotação é significativamente maior no lado SE, onde está McL B, chegando a  $400 \pm 100 \text{ km s}^{-1}$ , enquanto que a diferença máxima de velocidade radial entre os dois extremos é  $600 \pm 120 \text{ km s}^{-1}$ . O ajuste de um modelo de SATOH (1980), bem como um modelo Kepleriano simples, indicam uma massa de  $7.0 \pm 0.2 \times 10^{11} M_{\odot}$ .

A galáxia McL B mostra uma linha de emissão  $H\alpha$  fraca, só permitindo determinar uma velocidade de recessão de  $11500 \pm 100 \text{ km s}^{-1}$ , bastante similar à de McL A.

### 4.3.3 Modelamento numérico do encontro

A morfologia e o campo de velocidades do sistema McL A+B mostram fortes evidências de que essas galáxias estão em processo de interação. Simulações numéricas foram realizadas com o objetivo de investigar a evolução dinâmica das componentes estelar e gasosa do sistema.

As simulações foram realizadas no computador Cray T94 (CESUP-UFRGS) usando o programa TREESPH (ver Capítulo 2) para seguir a evolução temporal do modelo. O cálculo das forças foi feito utilizando-se um parâmetro de tolerância  $\theta \leq 0.7$  e expansão do potencial incluindo até os termos de quadrupolo. A força da gravidade foi atenuada usando o *kernel* do tipo spline das Equações 2.6 e 2.7 com um parâmetro de *softening*  $\varepsilon$  variável que inclui as primeiras 64 partículas vizinhas. O passo temporal foi escolhido de forma que a energia total e o momentum angular variassem menos que 0.02% e 0.1%, respectivamente, durante as simulações. Na situação inicial as galáxias foram separadas por uma distância correspondente a 88 kpc.

O modelo usado para reproduzir McL A (Figs. 4.3a e 4.4a) foi construído pela prescrição de KUIJKEN & DUBINSKI (1995, veja também a Seção 2.3.1), seguindo a amplitude e a escala radial da curva de rotação, bem como o perfil radial de brilho observados, sempre tendo em consideração que os dados observacionais referem-se a

um objeto perturbado. A razão de massas disco+bojo:halo obtida foi de 1:3. No sistema de unidades do modelo ( $G=1$ ) a massa do disco é  $M_d = 3.36$ , sua dispersão central de velocidades  $\sigma_{r,0} = 0.47$  e a extensão radial do disco (raio onde a densidade cai a zero) é  $R_{dt} = 11.0$ . O pequeno bojo tem  $M_b = 0.014$  e extensão radial  $R_{bt} = 0.56$  e o halo tem massa  $M_h = 9.54$  e extensão radial  $R_{ht} = 21.33$ . O gás representa 10% da massa do disco e segue o mesmo perfil radial de densidades do disco estelar. Uma equação de estado isotérmica foi escolhida para o gás, com temperatura  $T_{gas} = 10^4$  K. A conversão do sistema de unidades do modelo para unidades físicas é tal que a unidade de comprimento equivale a 4 kpc, a de velocidade, a  $220 \text{ km s}^{-1}$ , uma massa unitária corresponde a  $5.4 \times 10^{10} M_\odot$  e o tempo, a 17.296 Myr.

Nos primeiros testes, até que se encontrasse parâmetros adequados para os encontros, as simulações foram realizadas usando-se um número pequeno de partículas, com o propósito de poupar tempo de processamento. Nesses testes o modelo McL B foi representado por uma massa puntual, enquanto que McL A foi modelado com  $N_A = 8191$  partículas. Escolhido o teste que melhor reproduziu as características do sistema, a massa puntual de McL B foi substituída por um modelo de KUIJKEN & DUBINSKI (1994) com  $N_B = 1000$  partículas (todas representando estrelas) e McL A teve seu número de partículas aumentado para  $N_A = 31768$ , aumentando o número total de partículas na simulação, que era de  $N_t = 2^{13}$  para  $N_t = 2^{15}$ .

A Tabela 4.1 mostra a série de simulações em que foram testados os parâmetros dos encontros. O sistema de coordenadas utilizado foi aquele apresentado na Seção 2.4, em que o eixo  $z$  alinha-se com a linha de visada (valores positivos crescendo em direção ao observador), o plano  $xy$  corresponde ao plano do céu, com o eixo  $x$  na direção do eixo maior de McL A (valores positivos para o SE) e o eixo  $y$  apontando para o SO. Este é o sistema de coordenadas usado nas colunas (2) e (3) da Tabela 4.1, que indicam as direções do pericentro e do spin da órbita, respectivamente. Como já foi dito na Seção 2.4, o plano da órbita é caracterizado pelo vetor de spin orbital, cuja orientação indica o sentido de rotação da órbita. Todos os experimentos foram feitos com os modelos partindo de órbitas parabólicas, já que quando as galáxias “caem” umas nas outras pela primeira vez, elas se movem em órbitas parabólicas simples (que com a aproximação são modificadas pela fricção dinâmica).

Tabela 4.1: Log de simulações.

Simul. #	$q$	Orient. de $\mathbf{q}$	Orient. de $\mathbf{s}$	$N_A$	$M_B$	$N_B$	$\Delta_t : N_{\Delta_t}$	$t_{CPU}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
1	3.50	(-1,0,0)	(0,-1,-1)	8191	0.48	1	0.10:1000	3119
2	3.50	(-1,0,0)	(0,-1,-2.97)	8191	0.48	1	0.10:600	1722
3	6.66	(-1,0,1)	(-1,-1,-1)	8191	0.48	1	0.10:400	1062
4	4.44	(-1,1,-1)	(-1,-2,-1)	8191	0.48	1	0.10:2000	6317
5	4.00	(-1,0,1)	(-1,-1,-1)	8191	0.88	1	0.10:400	1145
6	6.66	(1,0,1)	(-1,-3.33,1)	8191	0.80	1	0.10:400	1062
7	6.66	(-1,0,1)	(-1,-1,-1)	8191	0.48	1	0.05:1000	2522
8	4.44	(1,-1,1)	(-1,-2,-1)	8191	0.48	1	0.1:2000	6570
9	4.44	(1,-1,1)	(-1,-2,-1)	31768	1.85	1000	0.01:2500	32235
10	4.44	(1,-1,1)	(-1,-2,-1)	31768	0.48	1000	0.01:3600	*139724

NOTA.— As colunas são: (1) Número de identificação da simulação; (2) distância de pericentro  $q$ ; (3) orientação do vetor de pericentro  $\mathbf{q}$ ; (4) orientação do vetor de spin orbital  $\mathbf{s}$ ; (5) número  $N_A$  de partículas do modelo McL A; (6) massa  $M_B$  do modelo McL B; (7) número  $N_B$  de partículas do modelo McL B; (8) o tamanho do passo temporal e o número de passos e (9) o tempo de CPU (em segundos) consumido no CRAY T94, exceto para a simulação #10, que foi rodada no CRAY YMP-2E. Os dados são apresentados em unidades dos modelos ( $G=1$ ), que correspondem a: comprimento, 4 kpc; velocidade,  $220 \text{ km s}^{-1}$  e massa,  $5.4 \times 10^{10} M_{\odot}$ .

## 4.4 Discussão e conclusões

Uma das características mais marcantes do objeto McLeish é o que parece ser um forte encurvamento (*warping*) do lado NO do disco da galáxia de perfil McL A. Imagens CCD profundas na banda R revelam a presença de McL B como uma pequena condensação próxima ao disco de McL A. A espectroscopia mostra que a velocidade radial da galáxia McL B é muito parecida com a de McL A e que a curva de rotação de McL A tem um raio de inflexão (*turnover*) perto da posição de McL B. Estes fatos sugerem que se trata de um sistema em interação, em que os distúrbios no disco de McL A estão diretamente relacionados à presença de McL B.

A presença de uma componente alargada ( $500 \text{ km s}^{-1}$ ) da linha de emissão nuclear, deslocada para o azul de  $150 \text{ km s}^{-1}$ , junto com as razões de linhas  $\text{H}\alpha/[\text{NII}]_{\lambda 6584}$ ,  $[\text{SII}]_{\lambda 6716+6731}/\text{H}\alpha$ , bem como as cores IR, indicam uma possível atividade do tipo Sy2 no núcleo da galáxia McL A. Este cenário está em bom acordo com o estudo estatístico de KEEL (1996b), que sugere que a atividade nuclear é mais freqüente nos membros mais luminosos de pares interagentes do que em galáxias de campo. As simulações

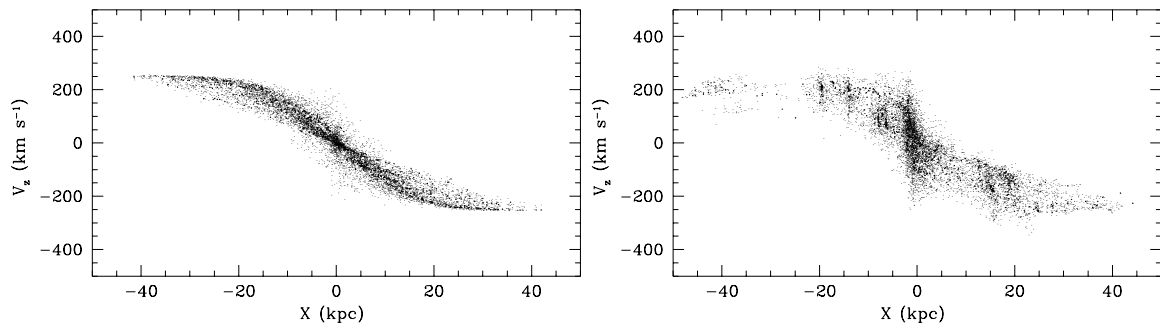


Figura 4.3: Curvas de velocidade radial do modelo McL A. Somente as partículas da metade do disco mais próxima do observador são mostradas. A componente estelar é representada pelos pontos pequenos e a gasosa pelos grandes. (a) Modelo isolado, antes da interação. (b) Configuração final, correspondente ao último passo temporal da Figura 4.4 (simulação # 10), 303 Myr depois do perigalacticum. Características notáveis surgem após a interação.

corroboram essa idéia, uma vez que indicam um tempo de interação longo o bastante para permitir um significativo acréscimo de gás na região central de McL A, como pode ser visto comparando-se a distribuição inicial de partículas (Fig. 4.3a) com a final (Fig. 4.3b).

Como foi mostrado na Seção 4.3.2, a amplitude da curva de rotação é grande. Na amostra de galáxias interagentes de KEEL (1996b), há somente duas galáxias discoidais que apresentam amplitude similar (Mrk 1040,  $\approx 500 \text{ km s}^{-1}$ ) ou maior (NGC 1144,  $\approx 900 \text{ km s}^{-1}$ ) que a de McL A. A curva de rotação de Mrk 1040 é do tipo corpo rígido, como a de McL A. Este tipo de curva de rotação deve resultar de perturbações ou do alto conteúdo de poeira (ou ambos). De fato, os perfis de luminosidade de galáxias discoidais nunca indicam uma densidade de massa constante dentro desses objetos. Galáxias isoladas brilhantes não apresentam este tipo de curva de rotação (PERSIC & SALUCCI, 1991, MATHEWSON et al., 1992). Um cálculo simples mostra que para um disco de perfil opticamente espesso de raio  $R$ , a forma da curva de velocidades radiais seria  $V_r = \frac{V_c(R)}{R} \times r$ , isto é, a curva de rotação pareceria crescer linearmente neste caso extremo.

O sentido de rotação de McL A, juntamente com a velocidade radial relativa de McL B ( $190 \pm 100 \text{ km s}^{-1}$ ) indicam muito naturalmente um encontro progrado. É claro, pelo menos desde o trabalho de TOOMRE & TOOMRE (1972), que encontros progados são muito mais eficientes na reestruturação de discos (veja também NEGROPONTE & WHITE, 1983, HOWARD et al., 1993). Apesar de ser este um

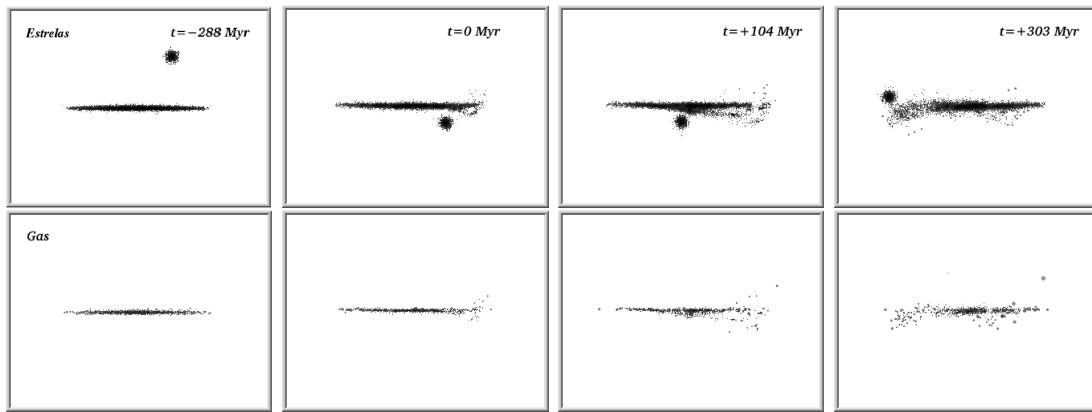


Figura 4.4: Quatro passos selecionados da evolução temporal do modelo final, simulação # 10. A linha superior mostra a componente estelar, enquanto que a inferior mostra somente as partículas de gás. A largura de cada imagem corresponde a 154 kpc. Os passos temporais são mostrados no canto superior direito, com respeito ao pericentro.

parâmetro importante em uma simulação de encontro de galáxias, para caracterizá-lo totalmente deve-se conhecer as componentes do vetor de pericentro, a excentricidade da órbita e sua inclinação, informações estas que não podem ser extraídas dos dados observacionais. A posição de perfil de McLA torna um pouco mais fácil a obtenção destes parâmetros, mas ainda assim requer que testes sejam feitos. Um modelamento, por mais bem sucedido que seja, não representa uma solução única para o problema.

A posição de McLB sugere, em uma primeira vista, que a distorção observada no disco de McLA resulta de uma passagem única. Os primeiros 5 modelos da Tabela 4.1 foram executados nessas condições, supondo que a situação observada está muito próxima ao perigalacticum. Eles não são capazes de reproduzir o *warping* do disco. Finalmente decidimos mudar a direção do pericentro, bem como a inclinação do plano da órbita, de forma que tivéssemos duas passagens de McLB através do disco de McLA (estando o pericentro entre elas), praticamente em sincronia com meia rotação do disco de McLA. Quatro valores foram testados para a razão de massas entre os modelos,  $M_B/M_A$ , entre 1/7 e 1/26. Quanto a isso, as simulações mostram que o modelo McLA é demasiadamente perturbado para valores altos de  $M_B$ . A Fig. 4.4 mostra a evolução do “melhor modelo”, correspondente à simulação # 10 da Tabela 4.1. A posição relativa das duas galáxias, bem como o *warping* do disco, estão em satisfatório acordo com as características observadas. É importante notar que mudando o ângulo de visada, e colocando o observador de frente para o disco do

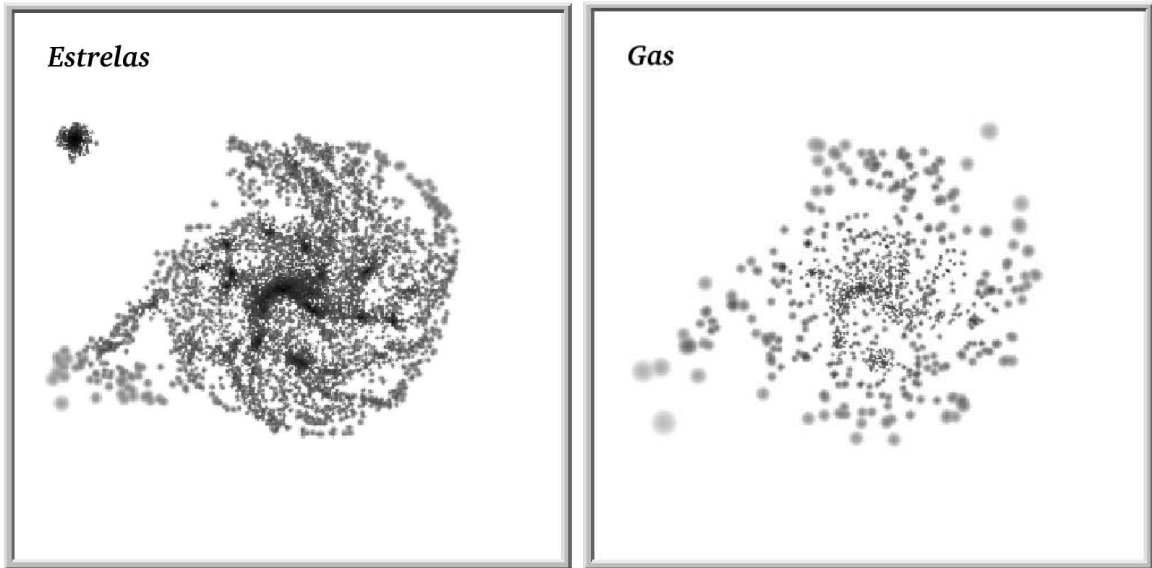


Figura 4.5: Vista frontal (*face-on*) do disco do modelo McL A no estágio correspondente ao último painel da Figura 4.4 (simulação # 10), 303 Myr depois do pericentro orbital.

modelo McL A, como mostra a Fig. 4.5, o estágio final da simulação apresenta uma pequena cauda de maré, localizada na posição do *warping*. A figura também mostra que o núcleo do modelo McL A é deslocado da posição central do disco em direção a McL B, o que explica porque o lado do disco oposto a McL B parece mais alongado que o outro na Fig. 4.1 (veja também a Fig. 4.6a). A velocidade radial de McL B, relativa a McL A, nesse estágio é  $\sim 150 \text{ km s}^{-1}$ , compatível com o valor observado.

Na Fig. 4.3 a curva de rotação inicial do modelo McL A é comparada com a do estágio final, 303 Myr depois do perigalacticum. Com o objetivo de simular o efeito da absorção por poeira, somente as partículas da metade mais próxima do disco são mostradas. A diferença entre as duas metades da curva é bastante pronunciada. Depois do encontro, o lado que se aproxima é claramente mais povoado do que o lado que recua. A curva de rotação é também mais alargada e homogênea do lado oposto ao de McL B. A região central apresenta uma dispersão de velocidades comparável à vista nas linhas de emissão nucleares Fig. 4.2 e também parece estar deslocada para o azul.

A Figura 4.6 mostra uma comparação direta da galáxia observada (Fig. 4.6a) e sua curva de rotação (Fig. 4.6c), com o estágio final da simulação # 10 (Fig. 4.4), que é mostrado na Fig. 4.6b. A curva de rotação do modelo McL A é agora apresentada

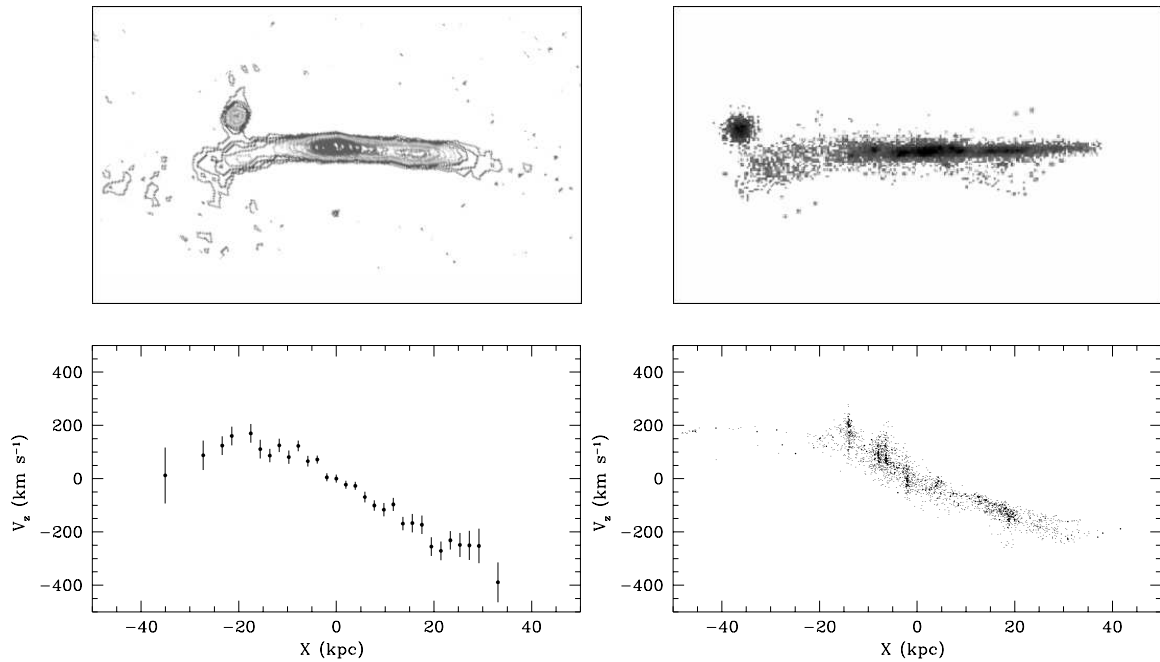


Figura 4.6: Comparação entre as morfologias e curvas de rotação observada do objeto McLeish com o resultado do modelamento numérico, 303 Myr depois do perigalacticum. (a) Mapa isofotal da imagem R. Tempo de exposição total: 20 min. (b) Distribuição das partículas de estrelas+gás do modelo. (c) Curva de rotação observada. (d) Curva de rotação do modelo; pontos pequenos são as partículas estelares e os grandes as gasosas. Somente as partículas de  $z \geq 15$  kpc, em direção ao observador, são graficadas, com o objetivo de simular um forte efeito de obscurecimento por poeira.

mostrando apenas a parte mais externa do lado próximo do disco ( $z \geq 15$  kpc), com o propósito de simular um efeito ainda maior de obscurecimento por poeira (Fig. 4.6d). Como pode ser visto, a aparência de corpo rígido dos 40 kpc centrais é bastante similar à observada. A maioria das características da curva de rotação, discutidas no parágrafo anterior, estão presentes na Fig. 4.6d, apesar de serem menos óbvias devido ao número reduzido de pontos.

É importante notar que McL B não arrasta gás do disco de McL A, pelo menos nas condições em que a simulação foi realizada. Este fato indica que McL B carrega seu próprio gás, possivelmente sendo de tipo Magalhânico ou uma espiral pequena. A massa derivada pela simulação é de  $\sim 2 \times 10^{10} M_{\odot}$ .

# Capítulo 5

## Captura de estrelas por aglomerados globulares nas regiões densas do Bojo

A idéia de que aglomerados globulares que orbitam em regiões densas por vários bilhões de anos possam capturar estrelas de campo surgiu a partir da detecção de um ramo de gigantes (RGB) duplo no diagrama cor–magnitude (CMD) óptico do aglomerado globular HP 1 (ORTOLANI et al., 1997), do bojo da Via Láctea. Tanto argumentos analíticos quanto numéricos para um aglomerado modelo de  $10^5 M_{\odot}$  em um ambiente com a densidade do bojo, sugerem que uma fração significativa das estrelas do aglomerado podem consistir em capturas. Aglomerados pobres em metais como HP 1, que contrastam em  $\Delta[Fe/H] = 1.0$  dex com respeito às estrelas ricas do bojo que o cercam, são objetos de teste ideais para o cenário proposto de captura. Se este cenário for confirmado, o RGB duplo de HP 1 poderá fornecer estimativas diretas da quantidade de encobrimento (*blanketing*), que é fundamental para a calibração fotométrica das populações estelares ricas em metais.

### 5.1 Introdução

Um estudo recente de diagramas V vs. V–I do aglomerado globular HP 1, da região interna do bojo (ORTOLANI et al., 1997), revelou a presença de um duplo ramo de gigantes vermelhas (RGB). Um dos RGBs, mais povoado e inclinado, é acompanhado

por um ramo horizontal (HB) azul que, sem dúvida, caracteriza HP 1 como um globular pobre em metais. O outro RGB, observado em uma extração em  $r \leq 23''$ , é curvado e estendido, típico de uma população com metalicidade aproximadamente solar, como a do aglomerado globular NGC 6553 ou a janela de Baade propriamente dita (ORTOLANI et al., 1995). ORTOLANI et al. (1997) preferiram interpretar esse fato como sendo resultado de uma contaminação de estrelas do bojo que se sobrepõe às do aglomerado por projeção no campo da imagem (em lugar de uma fusão [ou *merger*] de dois aglomerados), para explicar o RGB secundário de HP 1. Aqui é proposto um novo cenário, em que essa contaminação pode se dever à captura física de estrelas do bojo.

van den BERGH (1996) propôs o cenário de fusão para explicar os HBs compostos de alguns aglomerados globulares de baixa e média metalicidade da Galáxia. Para que tais fusões ocorram, os aglomerados participantes devem ter baixas velocidades relativas. Estas condições são satisfeitas em galáxias anãs, dentro das quais os aglomerados poderiam ter se fundido em um primeiro momento e, subseqüentemente, incorporados à Via Láctea. Como assinalou van den BERGH (1996), um exemplo poderia ser o aglomerado globular excepcionalmente brilhante M 54 (IBATA et al., 1994), na anã de Sagitário.

Mas fusão não é uma explicação apropriada no caso particular do HP 1, uma vez que (i) a dispersão de velocidades no bojo é muito alta, o que torna improváveis as fusões de aglomerados nesse ambiente e (ii) a população estelar do RGB secundário em HP 1 é excessivamente rica em metais para ter se originado em uma galáxia anã.

No presente Capítulo é estudada analiticamente, bem como por meio de simulações de  $N$ -corpos, a possibilidade de captura de estrelas do bojo por um aglomerado globular, como um mecanismo alternativo para explicar o RGB secundário observado no diagrama cor–magnitude de HP 1.

## 5.2 Abordagem analítica

O estudo do cenário de captura de estrelas por um aglomerado globular orbitando dentro do bojo da Galáxia será apresentado assumindo que a massa total e a distribuição de massa do bojo da Galáxia são aquelas previstas pelo modelo de HERNQUIST (1993; veja também HERNQUIST, 1990a). ORTOLANI et al. (1997) calcularam que HP 1 está a uma distância de  $\sim 1.3$  kpc do centro da Galáxia. A essa distância o aglomerado enfrenta uma densidade de  $0.33 M_{\odot}/\text{pc}^3$  (HERNQUIST, 1993). Para os

demais parâmetros do aglomerado é considerada uma grade de valores que incorpora as prováveis propriedades de um aglomerado globular do bojo. A rotação do bojo Galáctico (MENZIES, 1990) implica que um aglomerado do bojo deve apresentar uma quantidade considerável de movimento de arrasto (*streaming motion*). Assim, considera-se três valores possíveis para a velocidade ( $v_c$ ): 50, 100 e 160 km s<sup>-1</sup>. Para o diâmetro do aglomerado testamos 10, 15 e 20 pc, enquanto que para sua massa os valores são 10<sup>4</sup>, 10<sup>5</sup> e 10<sup>6</sup> M<sub>⊙</sub>. Para esses intervalos de tamanhos e velocidades o aglomerado encontra um total de estrelas do bojo no intervalo  $1.3 \times 10^3 \leq N_b \leq 7.1 \times 10^4$ , durante 1 Myr (um milhão de anos), assumindo que as estrelas do bojo tenham 1 M<sub>⊙</sub>. Os intervalos de tamanhos e massas implicam que a velocidade de escape do aglomerado é de  $3 \text{ km s}^{-1} \leq v_e \leq 42 \text{ km s}^{-1}$ . O parâmetro mais importante na determinação da velocidade de escape  $v_e$  é a massa do aglomerado, para a grade adotada.

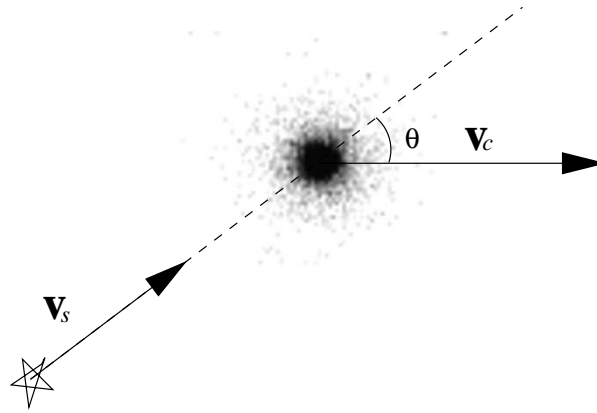


Figura 5.1: Esquema usado na estimativa de captura de estrelas do bojo por aglomerado.

Assume-se que a distribuição de velocidades do bojo é isotérmica (BINNEY & TREMAINE, 1987) com uma dispersão de 113 km s<sup>-1</sup> (e.g. SHARPLES et al., 1990). O número de estrelas do bojo capazes de serem capturadas pelo aglomerado deve satisfazer os seguintes requisitos:

$$v_c - v_e \leq v_s \times \cos \theta \leq v_c + v_e, \quad (5.1)$$

$$v_s \times \sin \theta \leq v_e, \quad (5.2)$$

onde  $\theta$  é o ângulo entre o vetor velocidade da estrela ( $\mathbf{v}_s$ ) e o vetor velocidade do aglomerado ( $\mathbf{v}_c$ ).  $v_s$  e  $v_c$  são os valores absolutos dos vetores velocidade da estrela

e do aglomerado (Fig. 5.1). Adotando uma massa típica de  $1 M_{\odot}$  para as estrelas do bojo, o número de estrelas  $N_s$  que são capturadas em 1 Gyr (um bilhão de anos) pelo aglomerado pode ser sumarizado como: (i) para um aglomerado de  $10^6 M_{\odot}$ , com velocidade de escape  $v_e = 34 \text{ km s}^{-1}$  e velocidade de arrasto  $v_c = 50 \text{ km s}^{-1}$ ,  $N_s = 1.2 \times 10^5$ , enquanto que para  $v_c = 100 \text{ km s}^{-1}$ ,  $N_s = 4.1 \times 10^4$ . (ii) Para um aglomerado  $10^5 M_{\odot}$  com velocidade de escape  $v_e = 11 \text{ km s}^{-1}$  e velocidade de arrasto  $v_c = 50 \text{ km s}^{-1}$ ,  $N_s = 5.1 \times 10^3$ , enquanto que para  $v_c = 100 \text{ km s}^{-1}$  as capturas se tornam desprezíveis. Finalmente um aglomerado  $10^4 M_{\odot}$  não captura um número significativo de estrelas. Isto impõe restrições à massa de um aglomerado com um RGB secundário, como HP 1.

### 5.3 Simulações numéricas

Com o propósito de fazer uma nova verificação do cenário de captura, um experimento numérico foi realizado. O algoritmo em árvore hierárquica (BARNES & HUT, 1986,; ver Capítulo 2), implementado por HERNQUIST (1987, 1990b) foi utilizado para seguir a evolução temporal de um modelo do aglomerado HP 1 na sua movimentação através do ambiente do bojo. Um parâmetro de tolerância  $\theta = 0.7$  foi adotado e o cálculo, que incluiu os termos de quadrupolo, foi feito no computador Cray Y-MP2E, do CESUP-UFRGS.

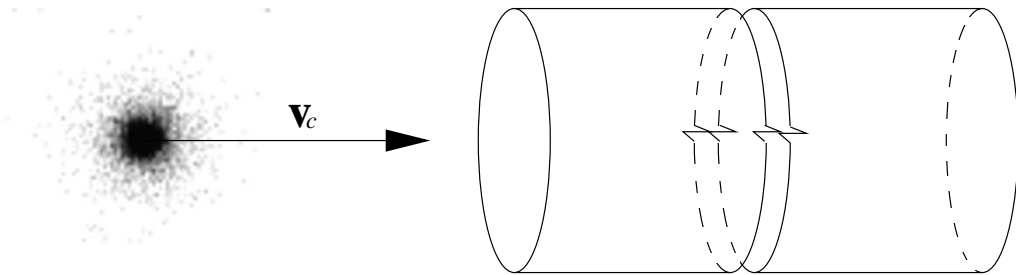


Figura 5.2: Representação do cilindro descrito pelo aglomerado na sua trajetória através do bojo. O comprimento do cilindro é  $v_c \cdot 1 \text{ Myr}$ . Seu diâmetro é igual ao do aglomerado. Na simulação, as estrelas internas ao cilindro foram distribuídas homogeneamente em um volume esférico, com distribuição Gaussiana de velocidades ( $\sigma = 113 \text{ km s}^{-1}$ ).

O aglomerado globular foi modelado por um polítopo de Plummer (ver Seção 2.3.2) com  $10^4$  partículas, totalizando uma massa de  $10^5 M_{\odot}$ . O diâmetro de corte do modelo é  $15 \text{ pc}$  e o diâmetro do caroço central é  $2 \text{ pc}$ . A evolução do aglomerado em

isolamento foi acompanhada por um tempo de relaxação (2.8 Myr) para verificar a estabilidade. Devido à limitação computacional no número de partículas, uma massa de  $10 M_{\odot}$  por estrela foi usada, tanto para o aglomerado, quanto para as estrelas de campo. Outras simulações deste tipo podem ser vistas em RODRIGUES et al. (1994).

A densidade do bojo adotada para a posição do aglomerado é a discutida na Seção 5.2. Um aglomerado com velocidade de arrasto de  $50 \text{ km s}^{-1}$  encontra uma massa de estrelas do bojo de  $2948 M_{\odot} \text{ Myr}^{-1}$ . O número total de estrelas do bojo encontradas pelo aglomerado em 10 Myr foi colocado dentro de uma esfera homogênea do mesmo tamanho do aglomerado, como mostram as Figs. 5.3a e b. A velocidade  $v_s$  de cada uma das estrelas na esfera que representa o ambiente do bojo foi escolhida randomicamente a partir de uma distribuição Gaussiana com  $\sigma = 113 \text{ km s}^{-1}$  (Seção 5.2). As componentes Cartesianas do vetor velocidade  $\mathbf{v}_s$  foram calculadas a partir do seu módulo,  $v_s$ , assumindo isotropia.

A simulação inicia com as esferas do aglomerado e do bojo coincidindo espacialmente, e postas em órbita de uma partícula massiva de ( $7 \times 10^9 M_{\odot}$ ), que representa a massa do bojo interior à posição que nele o aglomerado ocupa (Seção 5.2). A situação da simulação depois de 10 Myr é mostrada nas Figs. 5.3c e d, para o aglomerado e para o bojo, respectivamente. A figura mostra as nove partículas do bojo que foram capturadas, o que equivalente a  $90 M_{\odot}$ . Para verificar a estabilidade das capturas a simulação foi continuada até os 50 Myr (Figs. 5.3c e d) e sete partículas ( $70 M_{\odot}$ ) permaneceram aprisionadas. É importante ressaltar que durante estes 40 Myr suplementares nenhum novo encontro com estrelas do bojo foi considerado. A taxa de captura obtida por esta simulação indica que em torno de  $7000$  a  $9000 M_{\odot}$  podem ser capturadas por um aglomerado globular de  $10^5 M_{\odot}$  vagando no bojo durante 1 Gyr, o que está em bom acordo com os resultados analíticos da Seção 5.2.

## 5.4 Discussão

Neste capítulo foi proposto um mecanismo de captura para explicar um RGB secundário, rico em metais, no CMD do aglomerado pobre em metais HP 1, do bojo da Galáxia. Os mecanismos conhecidos até hoje, que afetam o número de estrelas em aglomerados globulares são o escape de estrelas por evaporação (SPITZER Jr. & THUAN, 1972) e a ejeção (e.g. HÉNON, 1969). A evaporação é, sem dúvida, o mecanismo de escape mais importante: um aglomerado globular com  $10^6 M_{\odot}$  deve permanecer estável por, tipicamente, um tempo de Hubble, enquanto que um com  $10^5 M_{\odot}$

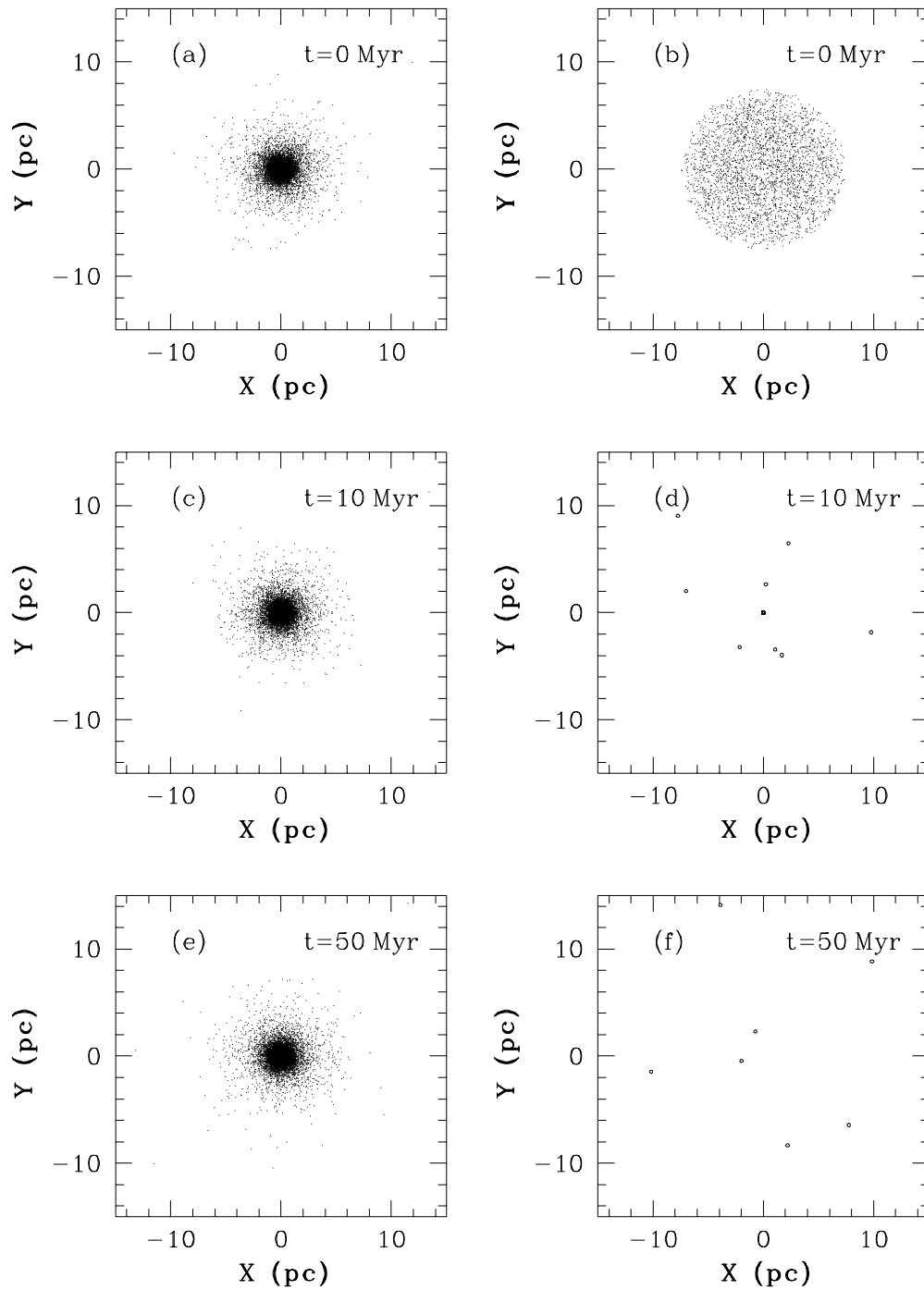


Figura 5.3: Distribuição inicial das partículas do aglomerado e do bojo encontradas durante 10 Myr, separadas em (a) e (b), respectivamente. (c) e (d) mostram respectivamente o aglomerado e as nove partículas do bojo ( $90 M_{\odot}$ ) capturadas após 10 Myr. (e) e (f) testam a estabilidade do aglomerado e das capturas por mais 40 Myr.

deve perder uma fração significativa da sua massa. Um outro processo, conhecido como *disk shocking* (OSTRIKER et al., 1972; veja também BINNEY & TREMAINE, 1987), não só pelo choque com o disco, mas também com o próprio bojo nessas regiões centrais, é outro possível mecanismo de perda de estrelas. O processo de acréscimo de estrelas aqui proposto para aglomerados globulares do bojo poderia contrabalançar essas perdas, permitindo que aqueles com  $\sim 10^5 M_{\odot}$  sobrevivam no bojo.

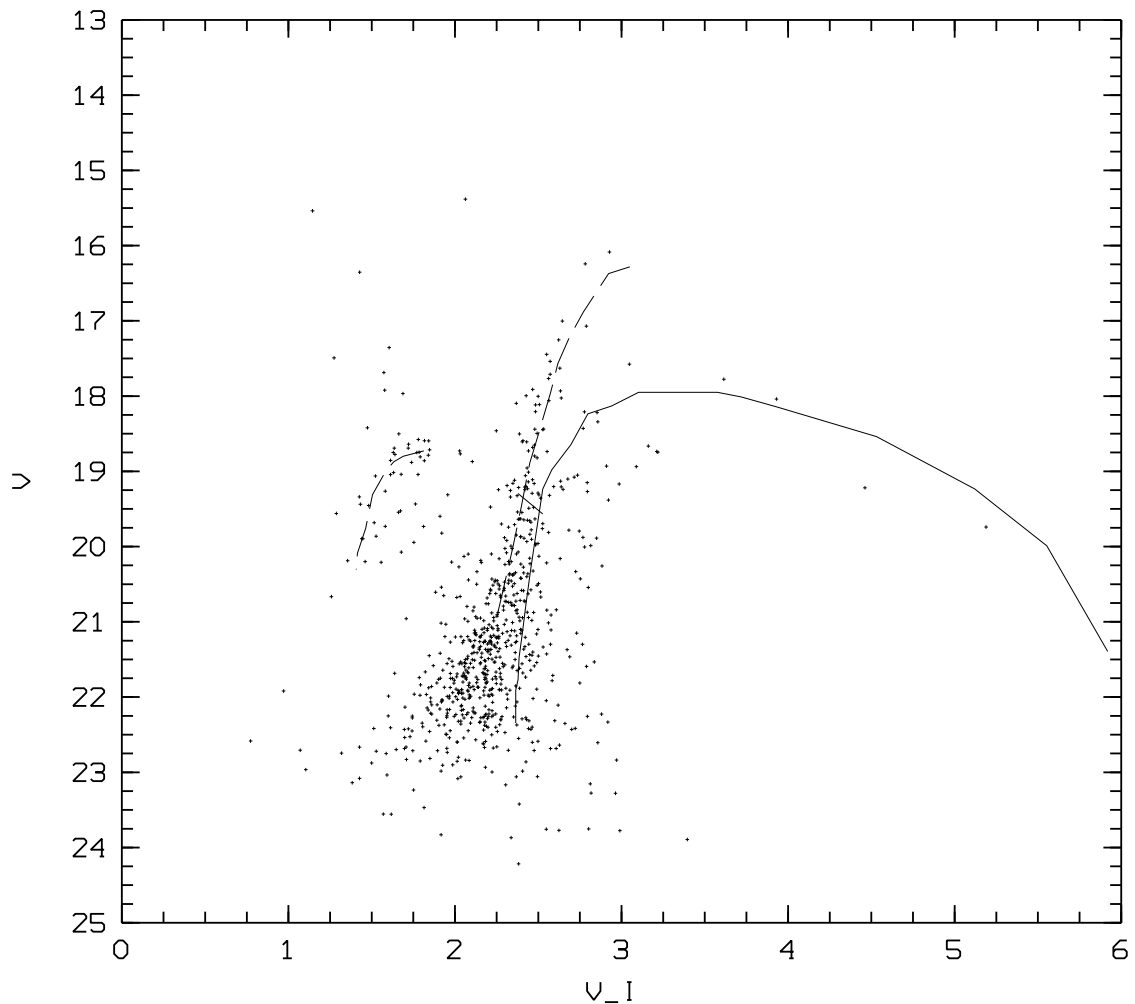


Figura 5.4: Diagrama cor–magnitude de HP 1 (ORTOLANI et al., 1997), onde além da posição média de NGC 6752 (linha tracejada), está superposta a de NGC 6553 (linha contínua), que ajusta as seqüências ricas em metais.

Dependendo da massa do aglomerado, bem como das taxas de evaporação e captura, é possível vislumbrar modificações na população estelar em um tempo de

Hubble. Um aglomerado muito massivo, inicialmente pobre em metais, poderia conservar esse caráter e adicionar uma componente secundária rica em metais ao seu CMD, como pode ser o caso de HP 1. Por outro lado, um aglomerado menos massivo e pobre em metais poderia reciclar seu conteúdo estelar, se as capturas dominassem as perdas, de forma que seu CMD tornar-se-ia similar ao do próprio bojo. Neste caso as seqüências evolucionárias pobres em metais, como o HB azul e o RGB vertical, se tornariam relativamente menos povoadas. Diagramas cor–magnitude feitos com o Telescópio Espacial Hubble, de aglomerados do bojo ricos em metais seriam importantes para verificar este cenário.

A distribuição de metalicidades dos aglomerados globulares Galácticos é inclinada em direção às altas metalicidades, ou ela é, talvez, bimodal (ZINN, 1980). O cenário descrito acima, de captura de estrelas do bojo e reciclagem das suas populações estelares, proporciona uma maneira natural de criar um histograma assimétrico de metalicidades de aglomerados a partir de uma distribuição Gaussiana. É possível especular a existência de duas famílias de aglomerados metálicos: (i) os genuínos, formados a partir de gás enriquecido, e (ii) os reciclados, que eram inicialmente pobres em metais e, ao longo de um tempo de Hubble, desenvolveram seqüências no CMD, como aquelas da janela de Baade, por meio de capturas.

A posição relativa das seqüências evolutivas no diagrama HR para aglomerados globulares de diferentes metalicidades é fundamental para a calibração de parâmetros das populações estelares. COSTA & ARMANDROFF (1990) estudaram aglomerados globulares pobres em metais junto com 47 Tucanae, ao passo que BICA et al. (1991) estudaram os de metalicidade aproximadamente solar. O CMD de HP 1, contendo populações estelares pobre e rica em metais combinadas poderia fornecer um meio de medir diretamente o encobrimento (*blanketing\**) relativo, independentemente de modelos espectrais e de atmosferas estelares. A Fig. 5.4 mostra o CMD de uma extração espacial para  $r \leq 23''$  (ORTOLANI et al., 1997), onde além da posição média de um aglomerado globular pobre em metais (NGC 6752 com  $[Z/Z_{\odot}] = -1.54$ ) ajustado à seqüência de HP 1, também está superposta a do aglomerado NGC 6553, de metalicidade aproximadamente solar (ORTOLANI et al., 1995). Esse CMD de HP 1 foi construído a partir de imagens obtidas no telescópio NTT, de 3.55 m do ESO e

---

\*Estrelas ricas em metais apresentam muitas linhas de absorção na região azul dos seus espectros, causando um aparente rebaixamento do contínuo e, no seu diagrama HR, um deslocamento para o vermelho.

foi reduzido com o pacote DAOPHOT II, com particular cuidado nas extrações em campos densos e calibrações (ORTOLANI et al., 1996, 1997).

Ilustrem-se as medidas relativas dos pontos de referência no CMD. A diferença de magnitudes entre os ramos horizontais rico e pobre em metais é  $\Delta V_{HB} \approx 0.55$  mag, o que tem implicações importantes para as distâncias relativas de aglomerados globulares (e.g. JONES et al., 1992). A diferença de magnitudes entre as gigantes mais brilhantes nos RGBs pobre e rico em metais é  $\Delta V_{BG} \approx 1.75$  mag. Contudo, se as extremidades dos ramos de gigantes pobre e rico em metais corresponde a uma temperatura similar, a diferença pode ser tão grande quanto  $\Delta V_{TIP} \approx 3.6$  mag, devido ao efeito de encobrimento. Finalmente, a diferença de cores poderia ser tão grande quanto  $\Delta(V - I)_{TIP} \approx 2.2$  mag. Tais diferenças de magnitude e cor são quantidades fundamentais para a calibração do encobrimento (*blanketing*) de populações ricas em metais.

O trabalho apresentado nesta Seção foi publicado no *Astrophysical Journal Letters* e é reproduzido no Apêndice C.

## Capítulo 6

### Conclusão

Observações espectroscópicas, fotométricas e, em um caso, de rádio-síntese dos sistemas NGC 6845 e McLeish, foram planejadas e executadas visando o seu posterior modelamento por simulações numéricas de interação gravitacional de  $N$ -corpos. A meta final era a de alcançar uma melhor compreensão da evolução dinâmica, da formação estelar e de peculiaridades inerentes aos sistemas.

No caso do sistema NGC 6845 comprovamos que a interação mais provável é a galáxia A sendo perturbada pela B. De início a velocidade relativa dessas duas galáxias parecia em contradição com uma órbita prograda de B em relação a A, necessária para produzir um braço de maré robusto como o observado. Isso poderia indicar que a perturbadora seria a galáxia C, cuja relação de posição e velocidade relativa a A é mais favorável. Contudo, um encontro forte de A com C teve de ser descartado, porque as deformações que o mesmo induziria em C, segundo as simulações, não foram confirmadas nem fotométrica nem espectroscopicamente, nem pelo mapeamento em rádio do HI. Finalmente foi encontrada uma órbita de B que reproduziu satisfatoriamente as condições cinemáticas observadas, tanto nas velocidades relativas quanto nas perturbações induzidas na galáxia. Este tipo de órbita bizarra não é uma peculiaridade deste encontro. Com efeito, TOOMRE & TOOMRE (1972) já tinham inferido uma situação semelhante para o caso do encontro de M 51 com NGC 5195, com uma órbita muito excêntrica e inclinada em relação ao plano de M 51.

O objeto McLeish, cuja galáxia mais massiva, McL A, aparece de perfil, apresenta um desafio quanto ao empenamento do seu disco: somente um dos seus extremos, o que está mais próximo da galáxia perturbadora McL B, aparece empenado na direção esperada. O lado oposto mostra um empenamento muito leve na isofota mais fraca e para o lado oposto ao que seria esperado segundo, por exemplo, as simulações

de QUINN et al. (1993), que resultam em discos de perfil em forma de “S”. Numerosas simulações, com diversos parâmetros orbitais e massas para McL B, foram realizadas na tentativa de encontrar o empenamento na direção observada após um cruzamento da perturbadora através do disco de McL A, o que parecia ser o mais razoável para reproduzir as características acima descritas. Não foi possível encontrar uma solução, nem sequer aproximada. Após uma observação crítica e detalhada da forma como a perturbação se propaga pelo disco estelar, produzindo ondulações não estacionárias no mesmo, concluímos que, sob determinadas condições, dois cruzamentos da perturbadora pelo disco poderiam levar à solução desejada. Dois cruzamentos de McL B pelo disco de McL A, em sincronia com uma semi-rotação do seu disco, mostrou-se a solução mais satisfatória, com uma relação de massas entre as galáxias de 1 : 26. Como a órbita é de alta excentricidade, ou parabólica, não se pode saber a que ressonância corresponde, mas o mais provável é que seja 3:1 ou 4:1. Outro aspecto interessante é que, vista a galáxia perturbada sob outros ângulos de visada, a região empenada do disco corresponde a um pequeno braço de maré deslocado do plano da galáxia. Esta característica também corresponde a uma restrição bastante crítica à massa da companheira: para valores muito maiores do que o usado no “melhor modelo”, ela acaba perturbando demais o disco, levando a estruturas não condizentes com as observadas. O melhor modelo fornece, finalmente, uma curva de rotação em excelente concordância com a observada, oferecendo ainda uma explicação para a rotação tipo corpo rígido observada. Essa característica é o resultado de observarmos somente a periferia de um disco de perfil, cujo interior é muito obscurecido pela poeira, como indica a emissão IRAS do objeto.

A explicação do duplo ramo das gigantes no aglomerado HP1 pode ser encontrada com base num novo mecanismo de interação entre um sistema estelar grande (o bojo da galáxia) e outro pequeno, contido no primeiro (um aglomerado globular). Esse mecanismo não age trivialmente, já que necessita uma massa crítica do aglomerado, bem como de uma densidade razoável do bojo. Ambos valores discutidos e quantificados no Capítulo 5. Vê-se que em um tempo relativamente curto, quando comparado com a idade de um aglomerado globular, o mesmo pode capturar uma quantidade substancial de material estelar do bojo da Galáxia, a tal ponto de criar um efeito visível no diagrama cor-magnitude. Este mecanismo pode vir a explicar, quando considerado simultaneamente com os mecanismos de evaporação, uma mudança total no diagrama HR de um aglomerado, e fornecer uma forma natural de explicar a distribuição bimodal da metalicidade dos aglomerados globulares. Ao que

nos consta este mecanismo de interação a alta velocidade não foi discutido previamente por outros autores, nem está descrito em obras como o livro de BINNEY & TREMAINE (1987).

# Apêndice A

## Study of the interacting system NGC 6845

Irapuan Rodrigues, Horacio Dottori, Elias Brinks, &  
I. Felix Mirabel

Publicado em: **The Astronomical Journal**, v. 117 n. 6, p. 2695–2708, Jun. 1999.

## Apêndice B

# Study of the Mc Leish's Interacting Object

Ruben Díaz, Irapuan Rodrigues, Horacio Dottori, &  
Gustavo Carranza

Publicado em: **The Astronomical Journal**, v. 119 n. 1, p. 111–118, Jan. 2000.

## Apêndice C

# Capture of field stars by globular clusters in dense bulge regions

Eduardo Bica, Horacio Dottori, Irapuan Rodrigues,  
Sérgio Ortolani, & Beatriz Barbuy

Publicado em: **The Astrophysical Journal Letters**, v. **482**, p. L49–L51 , Jun. 1997.

# Referências Bibliográficas

- [1] AARSETH, S.J., HÉNON, M., WIELEN, R. A comparison of numerical methods for the study of star cluster dynamics. **Astronomy and Astrophysics**, Heidelberg, v. 37, n. 1, p. 183–187, Dec. 1974.
- [2] ALLEN, D.A., NORRIS, R.P., MEADOWS, V.S., ROCHE, P.F. A large sample of southern IRAS galaxies: spectral classes and superclustering. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Edinburg, v. 248, n. 3, p. 528–543, Feb. 1991.
- [3] ARP, H.C. Peculiar galaxies and radio sources. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 148, n. 2, p. 321–365, May 1967.
- [4] ARP, H.C., MADORE, B.F. **A catalogue of southern peculiar galaxies and associations**. Cambridge: Cambridge University Press, 1987. 2v.
- [5] BARNES, J., HERNQUIST, L. Formation of dwarf galaxies in tidal tails. **Nature**, London, v. 360, n. 6406, p. 715–717, Dec. 1992.
- [6] BARNES, J., HUT, P. A hierarchical  $\mathcal{O}(N \log N)$  force calculation algorithm. **Nature**, London, v. 324, n. 6068, p. 446–455, May 1986.
- [7] BARNES, J.E. Encounters of disk/halo galaxies. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 331, n. 2, p. 699–717, Aug. 1988.
- [8] BARNES, J.E. Transformations of galaxies. I. Mergers of equal-mass stellar disks. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 393, n. 2, p. 484–507, July 1992.
- [9] BARTON, E.J., BROMLEY, B.C., GELLER, M.J. Kinematic effects of tidal interaction on galaxy rotation curves. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 511, n. 1, p. L25–L28, Jan. 1999.

- [10] BERTELLI, G., BRESSAN, A., CHIOSI, C., FAGOTTO, F., NASI, E. Theoretical isochrones from models with new radiative opacities. **Astronomy and Astrophysics Supplement Series**, Heidelberg, v. 106, n. 2, p. 275–302, Aug. 1994.
- [11] BICA, E., BARBUY, B., ORTOLANI, S. Metal-rich giant branches of bulge clusters: application to color-magnitude diagrams of M31 and M32. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 382, n. 1, p. L15–L17, Nov. 1991.
- [12] BICA, E., DOTTORI, H., OLIVEIRA FILHO, I.R. DE, ORTOLANI, S., BARBUY, B. Capture of field stars by globular clusters in dense bulge regions. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 482, n. 1, p. L49–L51, June 1997.
- [13] BINNEY, J., TREMAINE, S. **Galactic dynamics**. 3.ed. Princeton: Princeton University Press, 1987.
- [14] BOROSON, T. The distribution of luminosity in spiral galaxies. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, Chicago, v. 46, n. 2, p. 177–209, June 1981.
- [15] BOULESTEIX, J. **ADHOC reference manual**. Marseille: Pub. del’Observatoire de Marseille, 1993.
- [16] BROEILS, A.H., RHEE, M.-H. Short 21-cm WSRT observations of spiral and irregular galaxies: HI properties. **Astronomy and Astrophysics**, Heidelberg, v. 324, n. 3, p. 877–887, Aug. 1997.
- [17] BURSTEIN, D., HEILES, C. Reddening estimates for galaxies in the second reference catalog and the uppsala general catalog. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, Chicago, v. 54, n. 1, p. 33–79, Jan. 1984.
- [18] COSTA, G.S. DA, ARMANDROFF, T.E. Standard globular cluster giant branches in the  $(M_I, (V - I)_O)$  plane. **The Astronomical Journal**, Woodbury, v. 100, n. 1, p. 162–181, July 1990.
- [19] COWIE, L.L., HU, E.M., SONGAILA, A. Faintest galaxy morphologies from HST WFPC2 imaging of the Hawaii survey fields. **The Astronomical Journal**, Woodbury, v. 110, n. 4, p. 1576–1583, Oct. 1995.

- [20] DE GRIJP, M.H.K., MILEY, G.K., LUB, J. Warm IRAS sources. I. A catalogue of AGN candidates from the point source catalog. **Astronomy and Astrophysics Supplement Series**, Les Ulis, v. 70, n. 1, p. 95–114, July 1987.
- [21] DOTTORI, H., MIRABEL, F., RODRIGUES, I. Formation of dwarf galaxies in tidal tails and the contamination of the intergalactic medium. 1997. In: VIEGAS, S.M. et al. (Eds.) **Young galaxies and QSO absorption-line systems**. San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 1997. p. 71-74. (A Series of Books on Recent Developments in Astronomy and Astrophysics, 114).
- [22] DRIVER, S. P., WINDHORST, R. A., OSTRANDER, E. J., KEEL, W. C., GRIFFITHS, R. E., RATNATUNGA, K. U. The morphological mix of field galaxies to  $m_I = 24.25$  magnitudes ( $b_J \sim 26$  magnitudes) from a deep Hubble Space Telescope WFPC2 image. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 449, n. 1, p. L23–L27, Aug. 1995.
- [23] DUC, P.-A., BRINKS, E., WINK, J.E., MIRABEL, I.F. Gas segregation in the interacting system Arp 105. **Astronomy and Astrophysics**, Heidelberg, v. 326, n. 2, p. 537–553, Oct. 1997.
- [24] DUC, P.-A., MIRABEL, I.F. Recycled galaxies in the colliding system Arp 105. **Astronomy and Astrophysics**, Heidelberg, v. 289, n. 1, p. 83–93, Sept. 1994.
- [25] DÍAZ, R., CARRANZA, G. Estudio integral del objeto McLeish. **Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía**, San Juan, v. 41, p. 104–106, 1997.
- [26] DÍAZ, R., CARRANZA, G., DOTTORI, H., GOLDES, G. Kinematics of the central regions of NGC 1672. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 512, n. 2, p. 623–629, Feb. 1999.
- [27] DÍAZ, R., PAOLANTONIO, S., GOLDES, G., CARRANZA, G. Espectrógrafo multifunción: características, puesta a punto, operación y reducción de datos. 1995. Córdoba: Universidad Nacional de Córdoba.
- [28] DÍAZ, R., RODRIGUES, I., DOTTORI, H., CARRANZA, G. Study of the McLeish’s interacting object. **The Astronomical Journal**, Chicago, v. 119, n. 1, p. 111–118, Jan. 2000.

- [29] ELMEGREEN, B.G., KAUFMAN, M., THOMASSON, M. An interaction model for the formation of dwarf galaxies and  $10^8 M_{\odot}$  clouds in spiral disks. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 412, n. 1, p. 90–98, July 1993.
- [30] ENEEV, T.M., KOZLOV, N.N., SUNYAEV, R.A. Tidal interaction of galaxies. **Astronomy and Astrophysics**, Berlin, v. 22, n. 1, p. 41–60, Jan. 1973.
- [31] EVANS, N.W. Simple galaxy models with massive haloes. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, v. 260, n. 1, p. 191–201, Jan. 1993.
- [32] GINGOLD, R.A., MONAGHAN, J.J. Smoothed particle hydrodynamics: theory and application to non-spherical stars. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, v. 181, n. 2, p. 375–389, Nov. 1977.
- [33] GRAHAM, J.A., RUBIN, V.C. Klemola 30: a group of interconnected galaxies. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 183, n. 1, p. 19–28, July 1973.
- [34] HERNQUIST, L. Performance characteristics of tree codes. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, Chicago, v. 64, n. 4, p. 715–734, Aug. 1987.
- [35] HERNQUIST, L. An analytical model for spherical galaxies and bulges. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 356, n. 2, p. 359–364, June 1990a.
- [36] HERNQUIST, L. Vectorization of tree traversals. **Journal of Computational Physics**, Brugge, v. 87, n. 1, p. 137–147, Mar. 1990b.
- [37] HERNQUIST, L. N-body realizations of compound galaxies. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, Chicago, v. 86, n. 2, p. 389–400, June 1993.
- [38] HERNQUIST, L., KATZ, N. Treesph: a unification of SPH with the hierarchical tree method. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, Chicago, v. 70, n. 2, p. 419–446, June 1989.
- [39] HIBBARD, J.E., GUHATHAKURTA, P., VAN GORKON, J.H., SCHWEIZER, F. Cold, warm, and hot gas in the late-stage merger NGC 7252. **The Astronomical Journal**, Woodbury, v. 107, n. 1, p. 67–89, Jan. 1994.
- [40] HOLMBERG, J.H. A photographic photometry of extragalactic nebulae. **Meddelanden fran Lunds Astronomiska Observatorium Serie II**, Frankfurt, v. 138, p. 17–48, Jan. 1958.

- [41] HOWARD, S., KEEL, W.C., BYRD, G., BURKEY, J. A simulation atlas of tidal features in galaxies. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 417, n. 2, p. 502–514, Nov. 1993.
- [42] HÉNON, M. Rates of escape from isolated clusters with an arbitrary mass distribution. **Astronomy and Astrophysics**, Berlin, v. 2, n. 2, p. 151–161, June 1969.
- [43] IBATA, R.A., GILMORE, G., IRWIN, M.J. A dwarf satellite galaxy in Sagittarius. **Nature**, London, v. 370, n. 6486, p. 194–196, July 1994.
- [44] JOHANSSON, L., BERGVALL, N. A study of a complete sample of interacting galaxies. I - Presentation of the sample and the UBVRIJHK photometry. **Astronomy and Astrophysics Supplement Series**, Les Ulis, v. 86, n. 2, p. 167–188, Dec. 1990.
- [45] JONES, R.V., CARNEY, B.W., STORM, J., LATHAM, D.W. The Baade-Wesselink method and the distances to RR Lyrae stars. VII - The field stars SW Andromedae and DX Delphini and a comparison of recent Baade-Wesselink analyses. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 386, n. 2, p. 646–662, Feb. 1992.
- [46] KEEL, W.C. Rotation curves and velocity measures for spiral galaxies in pairs. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, Chicago, v. 106, n. 1, p. 27–40, Sept. 1996a.
- [47] KEEL, W.C. Seyfert galaxies with companions: orbital and kinematic clues to AGN triggering. **The Astronomical Journal**, Woodbury, v. 111, n. 2, p. 696–711, Feb. 1996b.
- [48] KENNICUTT JR., R.C., CHU, Y.-H. Giant HII regions and the formation of populous star clusters. **The Astronomical Journal**, Woodbury, v. 95, n. 3, p. 720–730, Mar. 1988.
- [49] KENNICUTT JR., R.C., EDGAR, B.K., HODGE, P.W. Properties of HII region populations in galaxies. II. The HII region luminosity function. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 337, n. 2, p. 761–781, Feb. 1989.
- [50] KING, I. The structure of star clusters. I. An empirical density law. **The Astronomical Journal**, New York, v. 67, n. 8, p. 471–485, Oct. 1962.

- [51] KLEMOLA, A.R. Groups and clusters of southern galaxies. **The Astronomical Journal**, New York, v. 74, n. 6, p. 804–806, Aug. 1969.
- [52] KODAIRA, K., WATANABE, M. Statistical study of inclination effects on the internal absorption on the surface photometric parameters of disk galaxies. **The Astronomical Journal**, Woodbury, v. 96, n. 5, p. 1593–1598, Nov. 1988.
- [53] KUIJKEN, K., DUBINSKI, J. Lowered evans models: analytic distribution functions of oblate halo potentials. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, v. 269, n. 1, p. 13–23, July 1994.
- [54] KUIJKEN, K., DUBINSKI, J. Nearly self-consistent disk-bulge-halo models for galaxies. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, v. 277, n. 4, p. 1341–1353, Dec. 1995.
- [55] LANDAU, L.D., LIFSHITZ, E.M. **Fluid Mechanics**. Oxford: Pergamon Press, 1959.
- [56] LANDOLT, A.U. Broadband UBVRI photometry of the Baldwin-Stone southern hemisphere spectrophotometric standards. **The Astronomical Journal**, Woodbury, v. 104, n. 1, p. 372–376, July 1992.
- [57] LONSDALE, C., HELOU, G., GOOD, J., RICE, W. **Catalogued galaxies and quasars observed in the IRAS survey**. California: JPL, NASA, 1985.
- [58] LUCY, L.B. A numerical approach to the testing of the fission hypothesis. **The Astronomical Journal**, New York, v. 82, n. 12, p. 1013–1024, Dec. 1977.
- [59] MATHEWSON, D.S., FORD, V.L., BUCHHORN, M. A southern sky survey of the peculiar velocities of 1355 spiral galaxies. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, Chicago, v. 81, n. 2, p. 413–659, Aug. 1992.
- [60] MELNICK, J., TAPIA, M., TERLEVICH, R. The galactic giant HII region NGC 3603. **Astronomy and Astrophysics**, Heidelberg, v. 213, n. 1/2, p. 89–96, Apr. 1989.
- [61] MENZIES, J.W. Rotation of the Galactic bulge from IRAS miras. 1990. In: **ESO/CTIO WORKSHOP ON BULGES OF GALAXIES**, 1990, La Serena.

**Proceedings of the ...** Edited by B.J. Jarvis and D.M. Terndrup. Garching: European Southern Observatory, 1990. p. 115–117. (ESO Conference and Workshop Proceedings, 35).

- [62] MIHOS, J.C., BOTHUN, G.D. NGC 2442: tidal encounters and the evolution of spiral galaxies. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 481, n. 2, p. 741–751, June 1997.
- [63] MIRABEL, I.F., DOTTORI, H., LUTZ, D. Genesis of a dwarf galaxy from the debris of the Antennae. **Astronomy and Astrophysics**, Heidelberg, v. 256, n. 1, p. L19–L22, Mar. 1992.
- [64] MIRABEL, I.F., LUTZ, D., MAZA, J. The Superantennae. **Astronomy and Astrophysics**, Heidelberg, v. 243, n. 2, p. 367–372, Mar. 1991.
- [65] MONAGHAN, J.J., GINGOLD, R.A. Shock simulation by the particle method SPH. **Journal of Computational Physics**, Bruges, v. 52, n. 2, p. 374–389, Nov. 1983.
- [66] MONAGHAN, J.J., LATTANZIO, J.C. A refined particle method for astrophysical problems. **Astronomy and Astrophysics**, Heidelberg, v. 149, n. 1, p. 135–143, Aug. 1985.
- [67] MUTZ, S. B., WINDHORST, R. A., SCHMIDTKE, P. C., PASCARELLE, S. M., GRIFFITHS, R. E., RATNATUNGA, K. U., CASERTANO, S., IM, M., ELLIS, R. S., GLAZEBROOK, K., GREEN, R. F., SARAJEDINI, V. L. The  $\theta$ - $z$  relation for HST bulges and disks out to  $z \approx 0.8$ . **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 434, n. 2, p. L55–L58, Oct. 1994.
- [68] NEGROPONTE, J., WHITE, S.D.M. Simulations of mergers between disc-halo galaxies. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, v. 205, n. 3, p. 1009–1029, Dec. 1983.
- [69] OLIVEIRA, M.R. DE, DOTTORI, H., BICA, E. Dynamical studies of cluster pairs in the Magellanic Clouds. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, v. 295, n. 4, p. 921–932, Apr. 1998.
- [70] ORTOLANI, S., BICA, E., BARBUY, B. NTT V, I and Gunn Z colour-magnitude diagrams of Liller 1: a globular cluster as metal-rich as the inner bulge stellar

- population? **Astronomy and Astrophysics**, Heidelberg, v. 306, n. 1, p. 134–140, Feb. 1996.
- [71] ORTOLANI, S., BICA, E., BARBUY, B. HP 1: a blue horizontal branch globular cluster in the bulge. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, v. 284, n. 3, p. 692–698, Jan. 1997.
- [72] ORTOLANI, S., RENZINI, A., GILMOZZI, R., MARCONI, G., BARBUY, B., BICA, E., RICH, R.M. Near coeval formation of the galactic bulge and halo inferred from globular cluster ages. **Nature**, London, v. 377, n. 6551, p. 701, Oct. 1995.
- [73] OSMER, P.S., SMITH, M.G., WEEDMAN, D.W. The nuclei of peculiar emission-line galaxies. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 192, n. 2, p. 279–291, Sept. 1974.
- [74] OSTERBROCK, D.E., MARTEL, A. Sky spectra at a light-polluted site and the use of atomic and OH sky emission lines for wavelength calibration. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, San Francisco, v. 104, n. 671, p. 76–82, Jan. 1992.
- [75] OSTRIKER, J.P., SPITZER JR., L., CHEVALIER, R.A. On the evolution of globular clusters. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 176, n. 2, p. L51–L56, Sept. 1972.
- [76] PASCARELLE, S.M., WINDHORST, R.A., KEEL, W.C., ODEWAHN, S.C. Subgalactic clumps at a redshift of 2.39 and implications for galaxy formation. **Nature**, London, v. 383, n. 6601, p. 45–50, Sept. 1996.
- [77] PASTORIZA, M.G., DOTTORI, H.A., TERLEVICH, E., TERLEVICH, R., DÍAZ, A.I. Optical and near-IR spectrophotometry of the galaxy NGC 3310. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, v. 260, n. 1, p. 177–190, Jan. 1993.
- [78] PEEBLES, P.J.E. Orbits of the nearby galaxies. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 429, n. 1, p. 43–65, July 1994.
- [79] PERSIC, M., SALUCCI, P. The universal galaxy rotation curve. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 368, n. 1, p. 60–65, Feb. 1991.

- [80] PRENDERGAST, K.H., TOMER, E. Self-consistent models of elliptical galaxies. **The Astronomical Journal**, New York, v. 75, n. 6, p. 674–679, Aug. 1970.
- [81] QUINN, P.J., HERNQUIST, L., FULLAGAR, D.P. Heating of galactic disks by mergers. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 403, n. 1, p. 74–93, Jan. 1993.
- [82] RODRIGUES, I., DOTTORI, H., BRINKS, E., MIRABEL, I.F. Study of the interacting system NGC 6845. **The Astronomical Journal**, Chicago, v. 117, n. 6, p. 2695–2708, June 1999.
- [83] RODRIGUES, I., RODRÍGUEZ, A., SCHMITT, H.R., DOTTORI, H., BICA, E. Numerical simulations of star cluster encounters: comparison with lmc pairs. 1994. In: CTIO/ESO WORKSHOP ON THE LOCAL GROUP: comparative and global properties, 3, 1994, La Serena. **Proceedings of the ...** Edited by A. Layden et al. Garching: European Southern Observatory, 1994. p. 216–223. (ESO Conference and Workshop Proceedings, 51).
- [84] ROSE, J.A. The dynamical nature of compact groups of galaxies. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 231, n. 1, p. 10–22, July 1979.
- [85] ROSE, J.A., GRAHAM, J.A. Mass-to-light ratios of two compact groups of galaxies. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 231, n. 2, p. 320–326, July 1979.
- [86] RUBIN, V.C., FORD JR., W.K., THONNARD, N., BURSTEIN, D. Rotational properties of 23 Sb galaxies. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 261, n. 2, p. 439–456, Oct. 1982.
- [87] RUSH, B., MALKAN, M.A., SPINOGLIO, L. The extended 12 micron galaxy sample. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, Chicago, v. 89, n. 1, p. 1–33, Nov. 1993.
- [88] SALO, H. N-body code for simulation of planar disk-disk encounters: application to tidally triggered bar formation. **Astronomy and Astrophysics**, Heidelberg, v. 243, n. 1, p. 118–138, Mar. 1991.
- [89] SANDERS, D.B., MIRABEL, I.F. Luminous infrared galaxies. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, Palo Alto, v. 34, p. 749–792, 1996.

- [90] SATOH, C. Dynamical models of axisymmetric galaxies and their application to the elliptical galaxy NGC 4697. **Publications of the Astronomical Society of the Japan**, Tokyo, v. 32, n. 1, p. 41–62, 1980.
- [91] SCHWEIZER, F. Galaxies with long tails. 1978. In: BERKHUIJSEN, E.M., WIELEBINSKI, R. (Eds.) **Structure and properties of nearby galaxies**. Dordrecht: D. Reidel, 1978. p. 279–285. (International Astronomical Union Symposium, 77).
- [92] SHARPLES, R., WALKER, A., CROPPER, M. Kinematics of the late M giants in Baade’s window. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Edinburg, v. 246, n. 1, p. 54–69, Sept. 1990.
- [93] SHU, F.H. Models of partially relaxed stellar disks. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 158, n. 2, p. 505–518, Nov. 1969.
- [94] SOIFER, B.T., SANDERS, D.B., MADORE, B.F., NEUGEBAUER, G., DANIELSON, G.E., ELIAS, J.H., LONSDALE, C.J., RICE, W.L. The IRAS bright galaxy sample. II. The sample and luminosity function. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 320, n. 1, p. 238–257, Sept. 1987.
- [95] SPINRAD, H., STERN, D., BUNKER, A., DEY, A., LANZETTA, K., YAHIL, A., PASCARELLE, S., FERNÁNDEZ-SOTO, A. A  $z = 5.34$  galaxy pair in the hubble deep field. **The Astronomical Journal**, Chicago, v. 116, n. 6, p. 2617–2623, Dec. 1998.
- [96] SPITZER JR., L., THUAN, T.X. Random gravitational encounters and the evolution of spherical systems. IV. Isolated systems of identical stars. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 175, n. 1, p. 31–61, July 1972.
- [97] STOCKTON, A. Spectroscopic observations of NGC 4676. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 187, n. 2, p. 219–221, Jan. 1974.
- [98] STONE, R.P.S., BALDWIN, J.A. Southern spectrophotometric standards for large telescopes. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, v. 204, n. 1, p. 347–353, July 1983.
- [99] SÉRSIC, J.L. **Atlas de galaxias australes**. Córdoba: Universidad Nacional de Córdoba, 1968.

- [100] SÉRSIC, J.L. **Extragalactic astronomy**. Dordrecht: D. Reidel, 1982. (Geophysics and Astrophysics Monographs, 20).
- [101] TOOMRE, A., TOOMRE, J. Galactic bridges and tails. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 178, n. 3, p. 623–666, Dec. 1972.
- [102] TULLY, R. **Nearby galaxies catalog**. Cambridge: Cambridge University Press, 1988.
- [103] VAN DEN BERGH, S. Mergers of globular clusters. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 471, n. 1, p. L31–L32, Nov. 1996.
- [104] VAN DER KRUIT, P.C., SEARLE, L. Surface photometry of edge-on spiral galaxies. II. The distribution of light and colour in the disk and spheroid of NGC 891. **Astronomy and Astrophysics**, Heidelberg, v. 95, n. 1, p. 116–126, Feb. 1981.
- [105] VEILLEUX, S., OSTERBROCK, D.E. Spectral classification of emission-line galaxies. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, Chicago, v. 63, n. 2, p. 295–310, Feb. 1987.
- [106] WRIGHT, A.E. Computational models of gravitationally interacting galaxies. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, v. 157, n. 3, p. 309–333, June 1972.
- [107] YEE, H.K.C., ELLINGSON, E. Statistics of close galaxy pairs from a faint-galaxy redshift survey. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 445, n. 1, p. 37–45, May 1995.
- [108] YOUNG, J.S., XIE, S., KENNEY, J.D.P., RICE, W.L. Global properties of infrared bright galaxies. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, Chicago, v. 70, n. 4, p. 699–722, Aug. 1989.
- [109] ZINN, R. The globular cluster system of the Galaxy. I. The metal abundances and reddenings of 79 globular clusters from integrated light measurements. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, Chicago, v. 42, n. 1, p. 19–40, Jan. 1980.
- [110] ZWICKY, F. **Ergebnisse d. Exakten Naturwiss**, Frankfurt, v. 29, p. 344, June 1956.