

PUBLICAÇÃO ESPECIAL

Nº 05
1989

MODELOS HIDRODINÂMICOS AUTO-CONSISTENTES
DE GALÁXIAS ELÍPTICAS

Vladimir Garrido Ortega

Tese de Doutorado
Rio de Janeiro, Fevereiro/1989

Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico

Observatório Nacional

Departamento de Astronomia

MODELOS HIDRODINÂMICOS AUTO-CONSISTENTES DE
GALÁXIAS ELÍPTICAS

VLADIMIR GARRIDO ORTEGA

TESE DE DOUTORADO

RIO DE JANEIRO, FEVEREIRO 1989

AGRADECIMENTOS

Ao meu orientador Dr. José A. de Freitas Pacheco por ter-me introduzido na área da dinâmica dos sistemas estelares, pelo apoio e por compartilhar comigo sua grande experiência.

Ao Dr. Nelson J. Schuch pela amizade, orientação inicial e pela ajuda que possibilitou meu trabalho na área da astronomia.

A Marcello B. Ribeiro pelo entusiasmo, interesse no trabalho e auxílio com os programas.

A Fernando J. S. e Silva Dias pela paciência demonstrada no exame dos cada vez mais longos programas de computação.

Aos colegas Christopher Willmer, Marcio G. Maia e Flavio I. Pereira pelas discussões e intercâmbio de idéias.

Ao amigo Airton C. Borges pelo apoio e inúmeras discussões mantidas.

A Rosane Marques S. Santos por sua amabilidade, paciência e destreza na confecção das figuras.

A Neusa Martin pela afabilidade e cuidadoso trabalho de datilografia.

SINOPSE

As equações da hidrodinâmica estelar são utilizadas para construir modelos auto-consistentes de galáxias elípticas. As elípticas são modeladas através de elipsóides oblongos com perfil de luminosidade de Vaucouleurs. Os modelos aplicados a 16 galáxias E mostram que: a) a maior parte das elípticas da amostra são anisotrópicas, sendo o achatamento devido à existência de uma integral não-clássica do movimento; b) metade da amostra é ajustada por modelos com razão M/L crescente com a distância ao centro galáctico o que sugere a presença de uma componente não-luminosa nesses sistemas. A comparação das observações cinemáticas nos leva a apontar a existência de tal componente também nas galáxias descritas por modelos com M/L constante; c) as elípticas que ocupam posições centrais nos aglomerados podem ter alterada a escala de variação espacial da distribuição de sua componente não-luminosa; d) como no caso das elípticas normais, as galáxias E compactas podem possuir razão massa-luminosidade crescente com a distância galactocêntrica.

Vladimir

SUMMARY

The stellar hydrodynamical equations are used to construct self-consistent models of elliptical galaxies. The E galaxies are modelled by oblate ellipsoids with a de Vaucouleurs luminosity profile. The models applied to 16 E galaxies lead to the following conclusions:

a) Most of the galaxies in the sample are anisotropic , the flattening being due to the existence of a non-classical integral of the motion. b) Half of the sample is well fitted by models with M/L ratios that increase with distance from the galactic center, suggesting the presence of a non-luminous component in these systems. The comparison with previous work suggests that such a component may also exist in galaxies that were described by M/L constant models. c) Ellipticals occupying central positions in clusters may have altered the spatial scale of their dark component distribution. d) Like normal ellipticals, compact E galaxies may posses increasing M/L ratios.

I N D I C E

CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO.....	1
CAPÍTULO 2 - O MODELO.....	15
2.1 - Premissas e equações básicas.....	15
2.2 - O perfil de dispersão e a velocidade de rotação.....	25
CAPÍTULO 3 - APLICAÇÕES DO MODELO.....	36
3.1 - Características da amostra estudada....	36
3.2 - Aplicação do modelo à amostra estudada.	42
CAPÍTULO 4 - RESULTADOS DA APLICAÇÃO DO MODELO.....	49
CAPÍTULO 5 - CONCLUSÕES.....	78
BIBLIOGRAFIA.....	82

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

O trabalho pioneiro de Bertola e Capaccioli (1975) sobre a curva de rotação da galáxia elíptica NGC 4697 e os realizados posteriormente por Illingworth (1977) e por Binney (1978) mostraram que o achatamento dos sistemas elípticos brilhantes se deve fundamentalmente à presença de um tensor de dispersão de velocidades anisotrópico e não, como se supunha até então, ao movimento de rotação interna na galáxia. Resulta que, com poucas exceções, apenas nas galáxias E de baixa luminosidade representa a rotação o fator determinante do achatamento (Davies et al. 1983).

Torna-se, portanto, necessário explicar, no âmbito de uma teoria de formação galáctica, a existência de distribuições de velocidades anisotrópicas face ao processo de relaxação violenta que, acredita-se, conduz ao estado de quase-equilíbrio nos sistemas estelares galácticos (Lynden-Bell 1967).

Em simulações numéricas do processo de relaxação em sistemas estelares esféricos (Van Albada 1982) obtêm-se elipsoides de velocidades esféricos próximo ao centro mas alongados na direção radial nas partes externas do sistema, mostrando claramente a existência de anisotropia na distribuição de velocidades. Por outro lado, experiências numéricas desenvolvidas por Binney (1976) e por Aarseth e Binney (1978) em sistemas achatados indicam que configurações anisotrópicas iniciais podem persistir apesar da relaxação violenta e que no estado

final de quase-equilíbrio a dispersão no plano galáctico σ_{RR}^2 é maior do que aquela na direção perpendicular a esse plano σ_{ZZ}^2 . A anisotropia na distribuição de velocidades nas elípticas seria então um reflexo das condições iniciais.

Estes resultados revestem-se de grande importância visto que implicam na necessidade de levar em consideração os efeitos dos movimentos estelares aleatórios na descrição dinâmica das galáxias elípticas.

Tal característica das elípticas somada ao rápido decréscimo do brilho superficial com a distância galactocêntrica, o que dificulta a medida da velocidade de rotação e da dispersão de velocidades, contrasta com o caso das galáxias espirais. Nestas, a influência dos movimentos aleatórios na curva de rotação do gás é desprezível, sendo que o gás pode ser detectado a grandes distâncias (maiores do que a dimensão óptica do sistema) do núcleo galáctico.

Esta situação tem facilitado a interpretação do perfil de rotação nas espirais, o qual geralmente apresenta-se plano, sugerindo a existência de halos escuros nesses objetos (Bosma 1978; Rubin et al. 1978, 1985), ao passo que nas galáxias elípticas a questão relativa à presença de tais halos continua sendo assunto controverso.

As evidências que favorecem a existência de matéria não-luminosa nas galáxias elípticas originam-se principalmente de observações da radiação-X proveniente das coroas de plasma, detectadas em alguns sistemas desse tipo morfológico.

rotação das galáxias elípticas.

Dinamicamente constituem-se as galáxias elípticas em sistemas físicos formados por um número muito grande ($\approx 10^{11}$) de estrelas que se movimentam no campo gravitacional gerado por elas. Um modelo dinâmico é auto-consistente quando leva em conta essa situação. Nas galáxias, pode-se afirmar que cada estrela se desloca no campo gravitacional médio originado por todas as estrelas restantes, quer dizer, o sistema pode ser considerado não-colisional. Isto acontece porque, nas galáxias, as flutuações do potencial associadas às interações próximas entre as estrelas não afetam de maneira significativa as órbitas estelares. De fato, para o caso das elípticas o tempo de relaxação é da ordem de 10^{16} anos, muito maior do que o tempo de Hubble. Além disso, é válido tratar as estrelas e os sistemas múltiplos como pontos materiais vistos serem as distâncias entre eles, em geral, maiores do que suas dimensões.

Há varias maneiras de construir modelos auto-consistentes para as galáxias elípticas.

1) Simulações de N-Corpos. Este método consiste no estudo do movimento de cada partícula no potencial auto-consistente, isto é, na integração do sistema de equações

$$m_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} = - \sum_{j \neq i} \nabla \phi_{ij}, \quad i = 1, 2, \dots, N$$

onde m_i é a massa da partícula de número i , \vec{v}_i sua velocidade e ϕ_{ij} o potencial de interação entre as partículas i e j . Em

razão do limitado número de partículas que é possível manipular no computador, encontra o método de N-corpos problemas na obtenção das grandezas observadas. Todavia, este método oferece sempre uma alternativa útil para casos de configurações complexas, difíceis de serem abordadas por outros métodos.

2) O método estatístico. Neste método, o sistema estelar é considerado como um conjunto ou "ensemble" de partículas ao qual é factível aplicar os conceitos da mecânica estatística. O estado dinâmico desse "ensemble" estelar é descrito mediante a função de densidade de fase $F(\vec{r}, \vec{v}, t)$ definida de tal forma que $F d^3\vec{r} d^3\vec{v}$ fornece o número de estrelas contidas no elemento de volume de fase $d^3\vec{r} d^3\vec{v}$ no instante t . Frequentemente $F(\vec{r}, \vec{v}, t)$ é definida em termos de densidade de massa estelar, e não de partículas, a fim de levar em conta o fato das estrelas possuírem massas diferentes. A função de distribuição F satisfaz a equação de Vlasov, a qual escrevemos na forma (Binney 1981)

$$\frac{\partial F}{\partial t} + v_i \frac{\partial F}{\partial x_i} - \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \frac{\partial F}{\partial v_i} = 0 \quad (1.1)$$

onde adotamos a convenção de soma. Evidentemente, F deve também preencher a condição $F \geq 0$. O potencial ϕ satisfaz a equação de Poisson

$$\nabla^2 \phi = 4\pi G\rho \quad (1.2)$$

sendo que, no problema auto-consistente, a distribuição de massa estelar ρ , responsável pelo potencial, é gerada pela

distribuição das partículas, quer dizer ρ determina-se da equação

$$\rho(\vec{r}, t) = \iiint F(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3\vec{v} \quad (1.3)$$

As equações (1.1), (1.2) e (1.3) definem o problema auto-consistente da dinâmica estelar.

A equação de Vlasov exprime a constância da função de distribuição F ao longo da trajetória de fase de uma partícula. Desta propriedade de F decorre o teorema de Jeans: se I_i ($i = 1, 2, \dots, 6$) são as integrais do movimento independentes da equação de Vlasov, podemos escrever que $F = F(I_i)$. Este teorema tem sido muito utilizado no estudo dos sistemas estelares, principalmente no caso de equilíbrio quando $\partial F / \partial t = 0$ e não há dependência temporal explícita.

A resolução simultânea das equações (1.1), (1.2), (1.3) que caracterizam o problema auto-consistente em toda sua generalidade é extremamente complexa. Por tal motivo, desenvolveram-se abordagens que, sem prejudicar a auto-consistência do problema, têm permitido simplificá-lo e torná-lo passível de análise. Isto é essencialmente verdadeiro para o caso do estado de equilíbrio que focalizamos a seguir.

Num primeiro enfoque, seleciona-se a função de distribuição F e, usando a equação (1.3), calcula-se a distribuição de massa ρ ; a seguir, determina-se o potencial da equação (1.2). No entanto a função de distribuição escolhida deve satisfazer a equação de Vlasov. A escolha da forma da função F é facilitada pelo teorema de Jeans segundo o qual a

função de distribuição depende das coordenadas de fase \vec{r}, \vec{v} unicamente através das integrais de movimento. Sendo a energia total da partícula $E = 1/2 v^2 + \phi$ sempre uma integral de movimento, a equação de Poisson, escrita na forma

$$\nabla^2 \phi = 4\pi G \iiint F(\vec{r}, \vec{v}) d^3\vec{v} \quad (1.4)$$

será na realidade, uma equação integro-diferencial para o potencial ϕ . Assim, o problema fica reduzido à solução da equação (1.4). Este é o denominado problema de Jeans. Entretanto, é importante salientar que esta abordagem enfrenta o problema ligado à existência das integrais do movimento não-clássicas. Estas integrais, na maioria das vezes, não possuem forma analítica conhecida, não têm caráter global e delas depende, de forma fundamental, a dinâmica dos sistemas estelares galácticos. Sabe-se, por exemplo, que a característica do tensor de dispersão de velocidade $\sigma_{RR}^2 > \sigma_{ZZ}^2$, que dá lugar ao achatamento nas elípticas brilhantes, é consequência da existência de uma integral do movimento não-clássica nos sistemas axisimétricos.

No procedimento proposto por Schwarzschild (1979), o potencial auto-consistente é calculado com o auxílio da equação de Poisson (1.2), usando-se para isso uma distribuição de massa ρ previamente postulada. No potencial resultante, integra-se uma amostra representativa de órbitas estelares e, utilizando a distribuição adotada ρ , computa-se a densidade de massa gerada pelas estrelas em cada órbita. Este último cálculo é realizado pelo método da programação linear a fim

de garantir a positividade das densidades orbitais que satisfazem a equação de Vlasov. Obtém-se assim, a função de densidade de fase que reproduz a distribuição de massa ρ .

Embora a solução fornecida pela técnica de Schwarzschild não seja única, este procedimento tem sido de grande utilidade no esclarecimento da estrutura orbital nas galáxias elípticas e também em outros sistemas estelares galácticos. Assim, na solução conseguida por Schwarzschild (1979), para uma distribuição triaxial, ficou constatada a importância das órbitas "retangulares" (box orbits) na estrutura das galáxias elípticas. Este resultado implica por sua vez, na existência de constantes do movimento não-clássicas nesses sistemas, já que as órbitas "retangulares", possuem, em geral, três integrais do movimento.

3) O método da hidrodinâmica estelar. Intimamente associado ao método estatístico, encontra-se a aproximação da hidrodinâmica estelar, na qual o sistema galáctico é considerado como sendo um meio ou fluido contínuo. O método hidrodinâmico utiliza os momentos da equação de Vlasov a fim de obter equações para grandezas macroscópicas tais como a densidade média ρ e a velocidade média \bar{v} .

O momento de ordem zero é a equação de continuidade

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \bar{v}_i) = 0 \quad ; \quad i = 1, 2, 3 \quad (1.5)$$

sendo a densidade média ρ dada pela fórmula (1.3) e a velocidade média \bar{v}_i pela relação

$$\bar{v}_i = \frac{1}{\rho} \iiint v_i F d^3\vec{v} \quad (1.6)$$

O momento de primeira ordem é a equação de movimento

$$\frac{\partial \rho v_k}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho v_k v_i}}{\partial x_i} + \rho \frac{\partial \Phi}{\partial x_k} = 0 \quad (1.7)$$

As equações (1.5) e (1.7) são as equações fundamentais da hidrodinâmica estelar e foram obtidas pela primeira vez por Jeans (1922). A equação (1.7) pode ser transformada e levada à forma de Navier-Stokes ou de Euler para o caso de um fluido sem viscosidade. Para este propósito, fazemos $v_i = \bar{v}_i + v'_i$, sendo \bar{v}_i a velocidade média e v'_i a componente aleatória ou residual do movimento da estrela. Tem-se, então

$$\overline{v_i v_k} = \bar{v}_i \bar{v}_k + \overline{v'_i v'_k}$$

e

$$\frac{D\bar{v}_k}{Dt} = - \frac{\partial \Phi}{\partial x_k} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho \sigma_{ik}^2}{\partial x_i} \quad (1.8)$$

onde

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \bar{v}_i \frac{\partial}{\partial x_i} \quad (1.9)$$

$$\sigma_{ik}^2 = \overline{v'_i v'_k} = \frac{1}{\rho} \iiint (v_i - \bar{v}_i) (v_k - \bar{v}_k) F d^3 \vec{v} \quad (1.10)$$

A grandeza σ_{ik}^2 denomina-se tensor dos momentos da velocidade residual, ou mais freqüentemente, tensor da dispersão de velocidades. A equação (1.8) mostra que $\rho \sigma_{ik}^2$ é o equivalente do tensor das pressões na hidrodinâmica comum.

Para resolver o problema auto-consistente da dinâmica estelar, dentro dos marcos da aproximação hidrodinâmica, deve-se acrescentar a (1.5) e (1.8) a equação de Poisson (1.2).

Repare-se, porém, que o sistema formado por essas equações não é fechado, dado ser o tensor σ_{ik}^2 , conforme se vê de (1.10), momento de segunda ordem. Na hidrodinâmica ordinária este problema é resolvido da maneira seguinte: sabe-se, da experiência, que os gases ou fluidos são capazes de atingir o estado de equilíbrio termodinâmico local no qual a distribuição das velocidades aleatórias v' possui a forma de uma maxwelliana local. Isto possibilita a existência de uma equação de estado no sistema, sendo que a pressão escalar (igual a um terço do traço do tensor das pressões) define uma parcela isotrópica, independente da velocidade, no tensor das pressões. A parcela que depende da velocidade média é introduzida fenomenologicamente através de um coeficiente de viscosidade. Acrescentando-se ainda uma equação para a energia interna, relacionada com a temperatura, consegue-se, finalmente, fechar o sistema de equações.

Nas galáxias a viscosidade é desprezível e pode-se, portanto, identificar $\rho\sigma_{ik}^2$ como sendo o análogo da pressão gasosa. Entretanto, é de se esperar que um procedimento de fechamento do sistema de equações semelhante ao adotado na hidrodinâmica comum não seja factível no âmbito dos sistemas estelares galácticos onde, como consequência da virtual ausência de colisões, o processo de relaxação difere fundamentalmente do caso dos gases ou fluídos ordinários. Com efeito, no domínio das galáxias elípticas, como frisado anteriormente, $\rho\sigma_{ik}^2$ é, no caso geral, anisotrópico e sua estrutura pode depender das condições iniciais do sistema. Além disso, a observação dos movimentos próprios das estrelas na vizinhança solar mostra que a

distribuição das velocidades residuais estelares não é maxwelliana mas do tipo elipsoidal (Schwarzschild 1907) o que leva a um tensor $\rho\sigma_{ik}^2$ anisotrópico nessa região da Galáxia. Na hidrodinâmica estelar o truncamento do sistema de equações é levado a cabo mediante a adoção de alguma hipótese referente à forma de σ_{ik}^2 ou das relações $\sigma_{ik}^2/\sigma_{j\ell}^2$ na galáxia.

Modelos dinâmicos usando uma ou outra das abordagens mencionadas acima têm sido propostos por diversos autores. Os problemas encontrados por esses modelos quando aplicados às observações estão intimamente vinculados com a anisotropia do tensor de dispersão de velocidades nas elípticas. Essa problemática pode ser ilustrada tomando-se o exemplo da galáxia elíptica M87 e da região central de M31 (NGC 224), alvos de frequente modelagem. Fundamentando suas conclusões num modelo hidrodinâmico com simetria esférica e tensor de dispersão isotrópico, Sargent et al. (1978) chegaram à necessidade de postular uma razão M/L crescente na direção do centro de M87, que implicaria na presença de matéria não-luminosa nessa região da galáxia. Entretanto, Duncan e Wheeler (1980) foram capazes de descrever o comportamento do perfil de dispersão em M87 na base de um modelo hidrodinâmico com premissas opostas às de Sargent et al., quer dizer, supondo-se M/L constante e tensor de dispersão anisotrópico determinado pela lei (Ogorodnikov 1965)

$$\sigma_{\phi\phi}^2 = \frac{2\sigma_{RR}^2}{(1 + k^2R^2)}$$

sendo $\sigma_{\phi\phi}^2$ a dispersão tangencial na galáxia e k uma constan-

te independente do raio R . O modelo de Duncan e Wheeler foi objeto de crítica por parte de Binney e Mamon (1982), que mostraram que esse modelo não descreve de maneira satisfatória o perfil de luminosidade observado. Fazendo uso das equações da hidrodinâmica estelar, Binney e Mamon deduzem, utilizando a dispersão e o brilho superficial observado, o perfil da anisotropia para o caso de uma galáxia esférica com M/L constante. O modelo de Binney e Mamon aplicado a M87 apresenta uma pequena região, da ordem de 100 pc, próxima ao núcleo, com forte anisotropia radial ($\sigma_{RR}^2/\sigma_{\phi\phi}^2 \sim 12$) sendo que fora desta região, no corpo principal da galáxia, a anisotropia é consideravelmente menor com $\sigma_{RR}^2/\sigma_{\phi\phi}^2 \sim 1.5$. Os modelos esféricos de entropia máxima construídos por Richstone e Tremaine (1985), seguindo o método de Schwarzschild não confirmam a forte anisotropia obtida por Binney e Mamon para M87. A anisotropia radial máxima nos modelos de Richstone e Tremaine é apenas da ordem de $\sigma_{RR}^2/\sigma_{\phi\phi}^2 \sim 1.4$. Baseados nesses modelos de entropia máxima Richstone e Tremaine acham um valor limite máximo para a dispersão observada, caso não existir matéria escura nas regiões centrais de M87.

É importante salientar que modelos com elevada anisotropia radial podem ser instáveis. Assim, o modelo de Duncan e Wheeler é globalmente instável (Fridman e Polyachenko 1984) e, segundo Merrit e Aguilar (1985), similar fenômeno acontece com o modelo de Binney e Mamon.

Deste modo, um tensor de dispersão de velocidades fortemente anisotrópico pode simular a presença de matéria não

-luminosa nas galáxias elípticas. Por outro lado, modelos altamente anisotrópicos apresentam um ou outro tipo de instabilidade. A percepção desta situação nas elípticas, determinou a abordagem adotada no presente trabalho, no qual estamos interessados não em alguma região específica da galáxia, mas no aspecto dinâmico global do sistema. Os modelos auto-consistentes aqui propostos têm como base o sistema de equações da hidrodinâmica estelar, fechado mediante a hipótese de razões entre dispersões constantes, sendo que o grau e tipo da anisotropia são determinados pelo ajuste simultâneo dos perfis teóricos de dispersão e de rotação às observações. A adoção deste procedimento nos permite resolver ou minimizar os problemas acima mencionados, relacionados com a interpretação do perfil de dispersão e com a instabilidade gerada por elipsóides de velocidades excessivamente anisotrópicos. Da comparação dos perfis teóricos de dispersão e de rotação com as observações, foi obtida a razão massa-luminosidade para cada uma das 16 galáxias elípticas pertencentes à amostra estudada. A possibilidade da existência de matéria não-luminosa foi também levada em consideração visto que os nossos modelos contemplam o caso de M/L variável com a distância ao centro do sistema. A determinação da razão massa-luminosidade nas galáxias elípticas afigura-se muito importante em face das possíveis repercussões que o resultado possa ter no tocante ao valor do parâmetro de densidade média do Universo. Por outro lado, os modelos que melhor descrevem os dados observacionais, proporcionam relevantes informações sobre o grau e tipo de anisotropia do tensor de dispersão nas galáxias estudadas. Essas proprieda-

des da anisotropia que caracterizam o estado dinâmico das galáxias elípticas podem servir de valiosos subsídios às teorias sobre a gênese e evolução desses sistemas.

No próximo capítulo descrevemos o modelo adotado no presente trabalho, apresentando e discutindo seus pressupostos e equações básicas, bem como o cálculo do perfil de dispersão e da velocidade de rotação. No capítulo 3 a amostra estudada é caracterizada, descrevendo-se a seguir a aplicação do modelo a essa amostra. Os resultados decorrentes da aplicação do modelo à amostra são analisados no capítulo 4, no qual se dá especial ênfase ao confronto com os resultados alcançados por outros autores; as principais conclusões do nosso trabalho constituem o assunto do capítulo 5.

CAPÍTULO 2

O MODELO

2.1. Premissas e Equações básicas

As galáxias elípticas são sistemas que, no caso mais geral, podem possuir um certo achatamento intrínseco. Tendo em vista esta situação, interessa-nos a construção de modelos que levem em conta essa característica. Por outro lado, tão logo se abandona a restrição de simetria esférica na modelagem das galáxias elípticas, nos vemos na necessidade de tomar uma decisão sobre a controversa questão relativa à forma real desses objetos.

A conjectura, inicialmente aceita, de serem as galáxias E objetos de forma oblonga em decorrência de sua rotação interna, teve de ser revista após uma série de trabalhos observacionais, iniciados por Bertola e Capaccioli (1975), sobre o campo de rotação nesses sistemas. Esses trabalhos demonstraram que, muitas galáxias E possuem rotação pequena quando comparada com sua dispersão de velocidades central. A forma real das elípticas deve ser, portanto, estabelecida empiricamente.

Em uma elíptica de forma oblonga a coluna estelar, responsável pelo brilho superficial médio, deve ser maior quando observamos a galáxia transversalmente no seu plano equatorial do que quando vista na direção ao longo do polo galáctico. A relação é exatamente a oposta no caso de uma elíptica prolata. Estudos estatísticos (Marchant e Olson 1979; Richstone 1979) baseados neste tipo de correlação entre a forma e o brilho superfi-

cial nas elípticas favorecem a hipótese oblonga.

Lake (1979), em compensação, encontra evidências a favor da forma prolata em testes estatísticos fundamentados na correlação esperada entre a dispersão de velocidades e a razão axial observadas. Com efeito, a dispersão deve ser função crescente da elipticidade no caso de forma oblonga e decrescente para o caso prolongo. Todavia, o discernimento da forma real das galáxias elípticas através desses testes estatísticos pode ver-se invalidado caso o brilho superficial e a razão M/L dependam da razão axial real da galáxia. De acordo com Terlevich et al. (1981) tal dependência existe de fato para a dispersão e a metallicidade, tornando muito provável a existência dessa dependência também para o brilho superficial e a razão massa-luminosidade. Além disso, estudos realizados por Djorgovski e Davis (1987), utilizando uma amostra maior e mais homogênea, não confirmam as esperadas correlações entre a elipticidade e o brilho superficial médio ou entre a elipticidade e a dispersão. Por outro lado, não é raro se observar nas elípticas variação da elipticidade e do ângulo de posição do eixo maior em função da distância ao centro da galáxia. Isto dá origem ao fenômeno do desvio mútuo das isofotas observadas ("twist"), o qual tem sido frequentemente interpretado em termos de uma estrutura triaxial das elípticas (Williams e Schwarzschild 1979), dado que objetos com simetria axial não poderiam ocasionar tal fenômeno, mesmo na presença de variação da elipticidade (Stark 1977; Williams 1981). Há, no entanto, o problema de estabelecer se essa triaxialidade é de natureza intrínseca ou se ela é devida à ação do meio ambiente. Para Kormendy (1982), a interação de maré entre as galáxias é capaz de explicar o fenômeno de "twist" isofotal. Resultados

preliminares de um levantamento fotométrico de 131 galáxias elípticas no hemisfério sul (Carvalho 1988) apontam, pelo contrário, para uma origem intrínseca, em detrimento da interpretação de ser o efeito de "twist" induzido por agentes externos. Existem, pois, evidências para ambos os tipos de interpretação. É interessante notar que "twists" intrínsecos nas galáxias E podem originar-se como consequência da interação do esferóide com discos estelares tênues (Galleta 1980). Um outro fator a ser lembrado é a eventual existência de poeira nas galáxias elípticas. A poeira é capaz de simular o "twist" das isofotas o que torna necessário um estudo fotométrico multicolor para elucidar tal efeito.

Em algumas elípticas a poeira distribui-se formando uma faixa, cuja orientação na galáxia pode fornecer informação sobre a forma tridimensional intrínseca do sistema (Bertola e Galleta 1978). Essa informação é mais conclusiva para aquelas galáxias E com velocidade de rotação considerável como no caso de NGC5128 que possui faixa de poeira dirigida ao longo do eixo menor e que, segundo Bertola et al. (1985), deve ser triaxial. Não obstante, como apontado por Bertola et al. (1988), a ausência de um gradiente significativo de rotação ao longo do eixo menor, na maioria das elípticas observadas cinematicamente, é indicativo de uma forma oblonga. Estudando a distribuição da falta de alinhamento entre o eixo menor e o eixo de rotação nas elípticas, Davies (1987) chega à conclusão de uma estrutura triaxial mas com a maioria das galáxias da amostra tendo forma próxima da oblonga e uma pequena parte com forma vizinha da prolonga.

No presente trabalho adotaremos a aproximação que consiste em modelar as galáxias elípticas através de elipsóides oblongos com elipticidade constante. Esta suposição nos permitirá obter o potencial de maneira mais simples e reduzir o número de parâmetros livres do modelo.

Como mencionado na introdução, nossos modelos baseiam-se nas equações da hidrodinâmica estelar (1.5) e (1.8) complementadas pela equação de Poisson para garantir auto-consistência. No caso estacionário temos de (1.8)

$$\overline{v_i} \frac{\partial \overline{v_k}}{\partial x_i} = - \frac{\partial \Phi}{\partial x_k} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \sigma_{ik}^2)$$

Em coordenadas cilíndricas (Z, R, ϕ) , adequadas para representar sistemas com simetria axial, estas equações tomam a forma

$$\frac{\partial}{\partial Z} (\rho \sigma_{ZZ}^2) = -\rho K_Z \quad (2.1.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial R} (\rho \sigma_{RR}^2) - \frac{\rho}{R} (V_\phi^2 + \sigma_{\phi\phi}^2 - \sigma_{RR}^2) = -\rho K_R \quad (2.1.2)$$

Nestas equações ρ é a densidade de massa, V_ϕ a velocidade de rotação, K_Z e K_R as componentes da aceleração na direção perpendicular ao plano equatorial galáctico e na direção radial respectivamente. Finalmente σ_{ZZ} , σ_{RR} , $\sigma_{\phi\phi}$ designam as dispersões da velocidade estelar ao longo dos eixos coordenados.

Na galáxia, a densidade $\rho(Z, R)$ varia de ponto a ponto, quer dizer, constitui um elipsóide heterogêneo. A idéia consis-

te então em considerar o elipsóide heterogêneo como formado por um número infinito de elipsóides homogêneos elementares, para os quais o potencial é conhecido. As componentes da aceleração gravitacional K_Z , K_R para o caso de elipsóides oblongos computadas seguindo esse procedimento têm a forma (Schmidt 1956)

$$K_Z = 4\pi G(1-e_0^2)^{1/2} e_0^{-3} Z \int_0^{\arcsin e_0} \rho(\alpha') \operatorname{tg}^2 \beta' d\beta' \quad (2.1.3)$$

$$K_R = 4\pi G(1-e_0^2)^{1/2} e_0^{-3} R \int_0^{\arcsin e_0} \rho(\alpha') \sin^2 \beta' d\beta' \quad (2.1.4)$$

onde G é a constante gravitacional e e_0 a excentricidade real do elipsóide. As variáveis α' e β' estão relacionados pela equação

$$\alpha'^2 = R^2 + Z^2 \sec^2 \beta' \quad (2.1.5)$$

O cálculo da dispersão de velocidades e da velocidade de rotação mediante a utilização das equações de Jeans e das equações (2.1.3) e (2.1.4) requer a determinação da densidade de massa ρ que examinaremos no que se segue.

O potencial gravitacional em um sistema estelar é gerado pelas estrelas "mortas", pelos "Jupiteres", pelas estrelas "vivas", responsáveis pelo fluxo luminoso observado, e ainda por algum tipo de matéria não-luminosa, diferente da componente estelar escura, eventualmente existente no sistema.

A densidade total de massa pode ser escrita na forma

$$\rho = \rho_L + \rho_{NL} = (1 + A) \rho_L \quad (2.1.6)$$

onde $A = \rho_{NL}/\rho_L$ sendo ρ_L e ρ_{NL} as densidades correspondentes às componentes luminosa e não-luminosa respectivamente. Expressando-se ρ_L em termos da densidade de luminosidade j mediante a introdução da razão massa-luminosidade temos

$$\rho = 4\pi \left[M_{\odot} / \ell_{B(\odot)} \right] f_B j \quad (2.1.7)$$

sendo f_B a razão massa-luminosidade na banda B em unidade solares, $\ell_{B(\odot)}$ a luminosidade solar nessa banda e M_{\odot} a massa do Sol.

Para calcular a densidade de luminosidade j fazemos uso da relação existente entre essa grandeza e o perfil de intensidade observado I:

$$j(a) = -(\gamma/\pi) \int_a^{\infty} \frac{\partial I(y)}{\partial y} \frac{dy}{\sqrt{y^2 - a^2}} \quad (2.1.8)$$

com $\gamma = (1-\epsilon)/(1-\epsilon_0)$ onde ϵ e ϵ_0 são respectivamente a elipticidade aparente e real do elipsóide; a é o semi-eixo maior.

A fórmula (2.1.8) pressupõe que a galáxia não seja opaca à luz estelar e resulta da inversão da equação integral que fornece a relação inversa entre I e j:

$$I(y) = \frac{1}{\gamma} \int_y^{\infty} j(a^2) \frac{da^2}{\sqrt{a^2 - y^2}} \quad (2.1.9)$$

Na equação (2.1.8), $I(r)$ é o perfil de intensidade observado ao longo do eixo maior da galáxia. Em geral é possível utilizar para representar $I(r)$ a expressão analítica que melhor descreva o perfil observado. Uma descrição satisfatória da distribuição de luz nas galáxias elípticas e proporcionada pela lei " $r^{1/4}$ " de de Vaucouleurs (1959):

$$I(r) = I_e \exp \left\{ -b \left[(r/r_e)^{1/4} - 1 \right] \right\} \quad (2.1.10)$$

na qual $b = 7.66922$, I_e é a intensidade na isofota que contém metade da luminosidade do sistema e r_e é o raio efetivo da galáxia. No desenvolvimento dos nossos modelos estaremos fazendo uso da fórmula de de Vaucouleurs (2.1.10) para o cálculo da densidade de luminosidade.

Em termos da coordenada y ao longo do eixo maior da galáxia tem-se $r = (1-\epsilon)^{1/2} y$ e o perfil de de Vaucouleurs assume a forma

$$I(y) = I_e \exp \left\{ -b \left[(1-\epsilon)^{1/8} y^{1/4} - 1 \right] \right\} \quad (2.1.11)$$

onde y está expresso em unidades do raio efetivo r_e . O parâmetro fotométrico I_e pode ser expresso em função do raio efetivo r_e e da magnitude integrada da seguinte maneira: calculando-se o fluxo com ajuda de (2.1.11) temos

$$F = 2\pi I_e r_e^2 \int_0^\infty e^{-b \left[(1-\epsilon)^{1/8} y^{1/4} - 1 \right]} dy$$

ou seja

$$F = \frac{8\pi I_e r_e^2 e^b}{b} \quad (2.1.12)$$

Tendo em vista que a magnitude integrada na banda B é dada pela expressão

$$B_T = -2.5 \log F - 12.97$$

obtemos, usando (2.1.12)

$$I_e = \frac{10^{-0.4(B_T+16.36)}}{r_e^2} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ arc sec}^{-2} \quad (2.1.13)$$

fórmula que empregaremos para determinar I_e .

O cálculo da densidade de luminosidade na forma acima exposta torna possível o cômputo da densidade de massa pela fórmula (2.1.7). Convém ressaltar, entretanto, que a razão massa-luminosidade que comparece nessa expressão será constante caso a grandeza A também o for, isto é, caso as componentes luminosa e escura da matéria geradora do potencial na galáxia possuam igual distribuição espacial. Quando tal não acontecer, f_B será função da distância galactocêntrica. Neste caso, podemos simular diferentes escalas na distribuição espacial de ambas componentes, introduzindo uma expressão para a variação da razão M/L da forma:

$$f_B = f_{BC} [1 + (r/r_e)^\alpha] \quad (2.1.14)$$

onde agora f_{BC} é a razão massa-luminosidade na região central da galáxia. O parâmetro α introduzido em (2.1.14) caracteriza fenomenologicamente a diferença entre as distribuições espaciais das componentes luminosa e escura. Evidentemente, quando $\alpha = 0$ a razão massa-luminosidade f_B será constante na galáxia.

Os outros parâmetros do nosso modelo são as razões $\beta_1 = \sigma_{\phi\phi}^2 / \sigma_{RR}^2$ e $\beta_2 = \sigma_{RR}^2 / \sigma_{ZZ}^2$. O caso isotrópico caracteriza-se por $\beta_1 = \beta_2 = 1$, enquanto que modelos com pelo menos um dos parâmetros $\beta_i \neq 1$ serão anisotrópicos. No presente trabalho admitimos a aproximação de parâmetros de anisotropia β_i constantes. Esta hipótese permite obter, em forma fechada, o sistema de equações da hidrodinâmica estelar, possibilitando a construção de modelos para as galáxias elípticas. Vimos no capítulo ante-

rior que, simulações numéricas do processo de colapso sugerem razões β variáveis em função da distância ao centro da galáxia. Assim, Van Albada (1982), partindo de configurações iniciais frias com simetria esférica, realizou simulações do processo de formação das elípticas através do colapso não-dissipativo de uma distribuição não-homogênea de partículas. O tensor de dispersões que resulta dessas simulações torna-se fortemente radial ($\sigma_{\phi\phi}^2/\sigma_{RR}^2 \rightarrow 0$) a grandes distâncias do centro galáctico. Entretanto, Merrit e Aguilar (1985), estudando numericamente a estabilidade das galáxias elípticas esféricas demonstraram que estados com anisotropia radial crescente são instáveis e tendem a formar barras, destruindo dessa maneira a simetria esférica. O processo de estabilização das configurações triaxiais resultantes vai acompanhado, geralmente, de um acréscimo da dispersão tangencial. Provavelmente este fenômeno acontece também no decurso do processo de relaxação violenta, subsequente à fase de "panqueca", que dá origem a sistemas elípticos estáveis. Além disto, vimos que a aplicação dos modelos esféricos desenvolvidos por Richstone e Tremaine (1985) em casos concretos como M87, conduzem a estados em que a razão de dispersões $\sigma_{RR}^2/\sigma_{\phi\phi}^2$ não atinge valores elevados. Lembremos que na técnica de Schwarzschild, adotada por Richstone e Tremaine, o perfil de dispersão teórico é forçado a seguir o perfil de dispersão observado. Situação bastante semelhante tem lugar com o modelo de melhor ajuste para a elíptica brilhante NGC 3379 obtido por Mamon (1983), usando método similar ao de Binney e Mamon (1982). Segundo Mamon, é possível atribuir-se um valor médio à anisotropia no corpo principal da galáxia NGC 3379. Do ponto de vista teórico vale a pena men-



As equações (2.1.1)-(2.1.10) definem o nosso modelo. Para uma galáxia com parâmetros fotométricos r_e , I_e , conhecidos, as equações (2.1.7), (2.1.8) e (2.1.10) determinam o perfil da densidade de massa ρ . Este perfil da densidade de massa é utilizado nas equações (2.1.3) e (2.1.4) para calcular as componentes K_Z e K_R da aceleração, as quais determinam, juntamente com β_1 e β_2 , a dispersão de velocidades e a velocidade de rotação na galáxia através das equações de Jeans (2.1.1), (2.1.2). Entretanto, para uma comparação com dados observacionais torna-se ainda necessário projetar (ao longo da linha de visada) e ponderar (pela distribuição de luz da galáxia) a dispersão e a velocidade de rotação anteriormente calculadas.

Este procedimento é mostrado com mais detalhe na seção seguinte.

2.2. O perfil de dispersão e a velocidade de rotação

Fazendo uso da expressão (2.1.8) para a densidade de luminosidade j e do perfil de intensidade de de Vaucouleurs (2.1.11), o perfil de densidade de massa (2.1.7) assume a forma

$$\rho(a) = 16\gamma f_B \frac{I_e}{r_e} (1-\epsilon)^{1/2} F_2(a\sqrt{1-\epsilon}) \quad (2.2.1)$$

onde a função F_2 é dada por

$$F_2(a\sqrt{1-\epsilon}) = \frac{be^b}{4} \int_{a\sqrt{1-\epsilon}}^{\infty} \frac{x^{-3/4} e^{-bx^{1/4}} dx}{\sqrt{x^2 - (\sqrt{1-\epsilon} a)^2}} \quad (2.2.2)$$

Usaremos estas expressões para o cálculo do perfil de dispersão e da velocidade de rotação.

As grandezas V_ϕ , σ_{ZZ}^2 , σ_{RR}^2 e $\sigma_{\phi\phi}^2$ que entram nas equações de Jeans não são dadas diretamente pela observação. O que a observação fornece é a projeção dessas quantidades na linha de visada, ao longo de um eixo do sistema, usualmente o eixo maior, ponderada pela distribuição de luminosidade da galáxia. Consideraremos inicialmente o problema da obtenção do perfil de dispersão ao longo do eixo maior da galáxia.

Introduzimos, para isso, um sistema de coordenadas retangulares (X, Y, Z) associado à galáxia de tal forma que o eixo "Z" esteja dirigido ao longo do eixo de simetria do sistema e o eixo coordenado "Y" ao longo do eixo maior. Além disso, selecionamos o sistema de coordenadas (x, y, z) do observador, orientando seu eixo "z" ao longo da linha de visada e o eixo "y" na direção do eixo maior da galáxia, isto é, os eixos "y" e "Y" coincidem: $y \equiv Y$. O ângulo i entre o eixo de simetria do elipsóide e a linha de visada é o ângulo de inclinação da galáxia. Esta configuração está representada na figura 1. A relação entre o sistema de coordenadas do observador e o sistema do elipsóide é dada pela fórmula de transformação

$$\begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos i & 0 & \sin i \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin i & 0 & \cos i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (2.2.3)$$

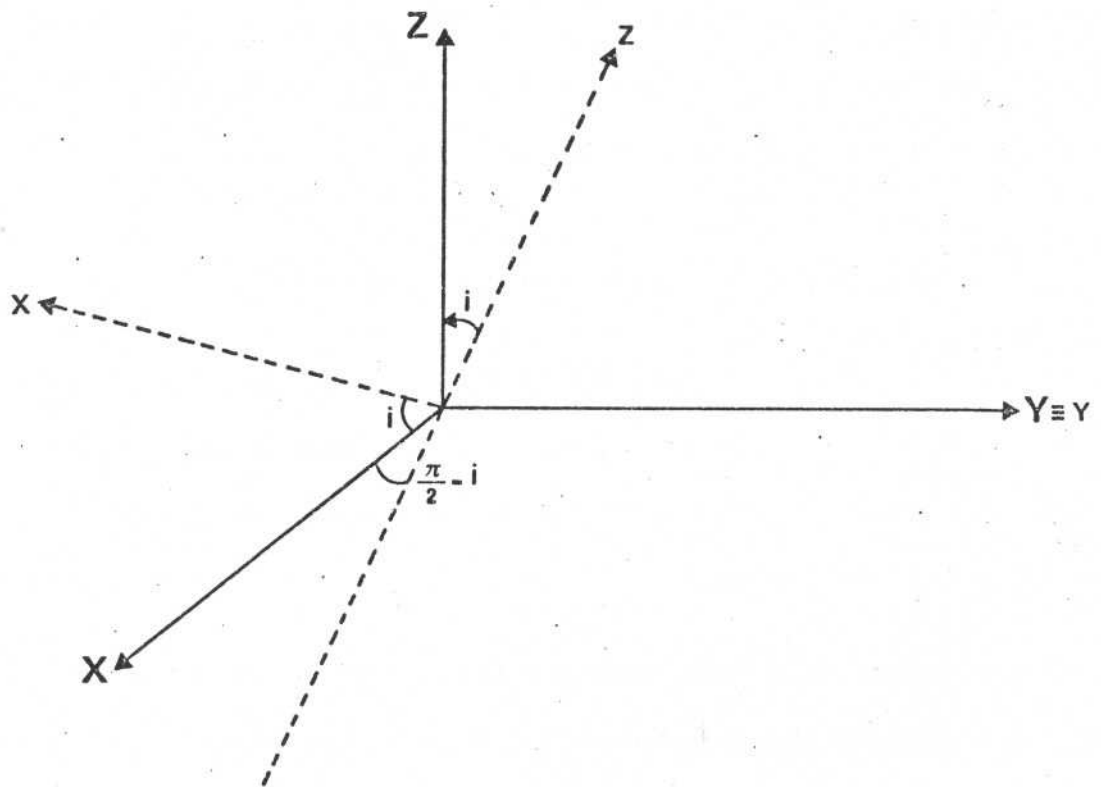


FIGURA I - SISTEMAS DE COORDENADAS DO ELIPSÓIDE E DO OBSERVADOR.

Sejam σ_{XX} , σ_{YY} e σ_{ZZ} as componentes da dispersão de velocidades no sistema do elipsóide. Dado que estamos interessados em calcular o perfil de dispersão ao longo do eixo maior Y, examinaremos as projeções das componentes σ_{ZZ} e σ_{XX} na linha de visada z (σ_{YY} não possui, evidentemente, componente nesta direção visto ser o eixo Y perpendicular a z). Da figura 1 temos que as projeções de σ_{ZZ} e σ_{XX} no eixo z são $\sigma_{ZZ} \cos i$ e $\sigma_{XX} \sin i$ respectivamente. Se σ_p^2 simboliza a projeção da dispersão ao longo da linha de visada, temos, então, que

$$\sigma_p^2(z, Y) = \sigma_{ZZ}^2 \cos^2 i + \sigma_{XX}^2 \sin^2 i \quad (2.2.4)$$

Como se observa da expressão (2.2.4) a grandeza σ_p^2 depende das coordenadas y e z. Estamos, portanto, levando em consideração, em nossos cálculos, a variação da dispersão na galáxia ao longo da linha de visada.

Para relacionarmos a componente cartesiana σ_{XX}^2 da dispersão com as componentes cilíndricas σ_{RR}^2 , $\sigma_{\phi\phi}^2$ dessa grandeza, observamos da figura 2 que, no plano equatorial, as projeções de σ_{RR} e $\sigma_{\phi\phi}$ no eixo X são $\sigma_{RR} \cos \phi$ e $\sigma_{\phi\phi} \sin \phi$ respectivamente. Assim,

$$\sigma_{XX}^2 = \sigma_{RR}^2 \cos^2 \phi + \sigma_{\phi\phi}^2 \sin^2 \phi \quad (2.2.5)$$

Mas, tendo em vista as relações $\cos \phi = X/R$ e $\sin \phi = Y/R$, onde $R = (X^2 + Y^2)^{1/2}$, re-escrevemos (2.2.5) na forma

$$\sigma_{XX}^2 = \sigma_{RR}^2 \frac{X^2}{R^2} + \sigma_{\phi\phi}^2 \frac{Y^2}{R^2} \quad (2.2.6)$$

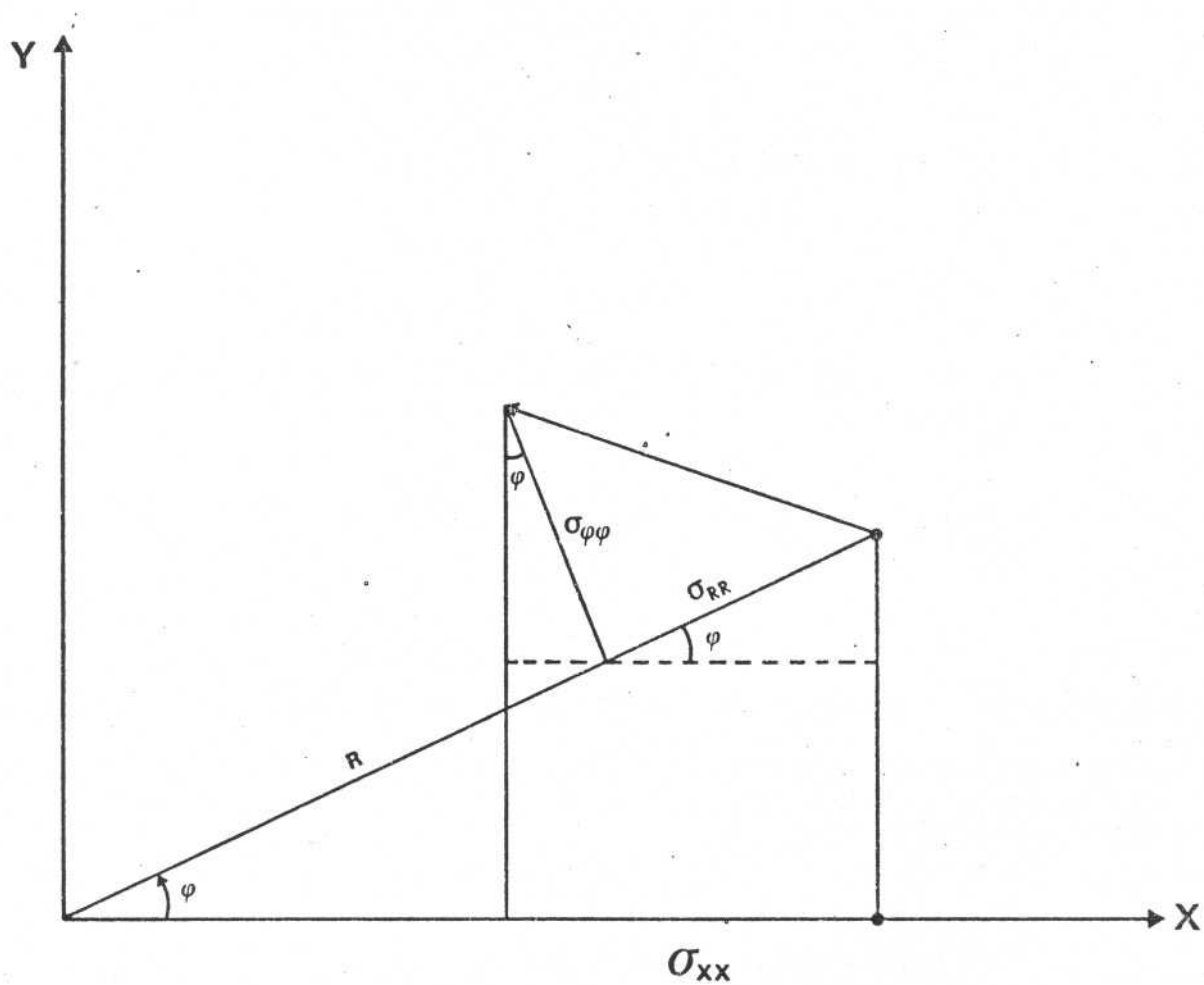


FIGURA 2 - RELAÇÃO DAS COMPONENTES CILÍNDRICAS σ_{RR} , $\sigma_{\varphi\varphi}$ DA DISPERSÃO COM A COMPONENTE σ_{xx} .

Substituindo (2.2.6) em (2.2.4) e levando em consideração as relações (2.2.3), obtemos para σ_p^2 :

$$\sigma_p^2(z,y) = \sigma_{ZZ}^2 \left\{ \cos^2 i + \frac{\sigma_{RR}^2}{\sigma_{ZZ}^2} \frac{\sin^2 i}{R^2} \left[(x \cos i + z \sin i)^2 + \frac{\sigma_{\phi\phi}^2}{\sigma_{RR}^2} y^2 \right] \right\}$$

Introduzindo os parâmetros de anisotropia $\beta_1 = \sigma_{\phi\phi}^2 / \sigma_{RR}^2$, $\beta_2 = \sigma_{RR}^2 / \sigma_{ZZ}^2$ e tendo em conta que no eixo maior ($x=0$) $R^2 = z^2 \sin^2 i + y^2$, podemos escrever

$$\sigma_p^2(z,y) = \sigma_{ZZ}^2 \left\{ \cos^2 i + \beta_2 \sin^2 i \left[\frac{\beta_1 y^2 + z^2 \sin^2 i}{z^2 \sin^2 i + y^2} \right] \right\} \quad (2.2.7)$$

O perfil de dispersão observado ao longo do eixo maior é obtido ponderando-se σ_p^2 , dado por (2.2.7), pela distribuição de luminosidade da galáxia:

$$\langle \sigma_p^2(y) \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \sigma_p^2(z,y) j(a) dz}{\int_{-\infty}^{\infty} j(a) dz} \quad (2.2.8)$$

Lembramos que a grandeza a , que parametriza a distribuição de luminosidade j , é o semi-eixo maior do elipsóide, cuja equação, em termos das coordenadas do observador escreve-se

$$a^2 = y^2 + \gamma^2 z^2 \quad (2.2.9)$$

visto que $x=0$ no eixo maior. Em função do parâmetro a , a equação

2.2.8) escreve-se

$$\langle \sigma_p^2(y) \rangle = \frac{2}{\gamma I(y)} \int_y^\infty \sigma_p^2(z, y) \frac{a j(a) da}{\sqrt{a^2 - y^2}} \quad (2.2.10)$$

onde $\sigma_p^2(z, y)$ deve ser calculada em termos de a mediante (2.2.9).

Ao derivar a relação (2.2.10) usamos, além de (2.2.9), o perfil de brilho ao longo do eixo maior dado por

$$I(y) = \int_{-\infty}^{\infty} j(a) dz \quad (2.2.11)$$

Fazendo-se a mudança de variável $a = y \sec \theta$ e usando-se o perfil de brilho de de Vaucouleurs, a (2.2.10) pode ser reescrita sob a forma

$$\langle \sigma_p^2(y) \rangle = \frac{2}{\pi} (1-\epsilon)^{1/2} e^{u(y)} y \int_0^{\pi/2} \sigma_p^2 F_2(y\sqrt{1-\epsilon} \sec\theta) \sec^2 \theta d\theta \quad (2.2.12)$$

onde

$$u(y) = b \left[y^{1/4} (1-\epsilon)^{1/8} - 1 \right] \quad (2.2.13)$$

Na expressão (2.2.12), a dispersão projetada na linha de visada σ_p^2 vem expressa, como mostra a fórmula (2.2.7), em função da componente da dispersão na direção paralela ao eixo de simetria do elipsóide σ_{ZZ}^2 . Por conseguinte, torna-se necessária a determinação dessa componente σ_{ZZ}^2 a fim de, posteriormente, poder calcular o perfil de dispersão aplicando-se (2.2.12). Para calcular σ_{ZZ}^2 integramos a equação de Jeans (2.1.1) de algum valor fixo Z

até infinito, utilizando a relação (2.1.3) para a componente K_Z da aceleração. Com a condição no limite: $\rho\sigma_{ZZ}^2 \rightarrow 0$ para $Z \rightarrow \infty$, essa integração fornece

$$(\rho\sigma_{ZZ}^2)_{Z,R} = 4\pi G(1-e_0^2)^{1/2} e_0^{-3} \int_Z^\infty \rho(a)t dt \int_0^{\arcsin e_0} \rho(\alpha') \operatorname{tg}^2 \beta' d\beta' \quad (2.2.14)$$

sendo que as variáveis a, α' e β' satisfazem as seguintes equações

$$(1-e_0^2) R^2 + t^2 = a^2(1-e_0^2) \quad (2.2.15)$$

$$\alpha'^2 = R^2 + t^2 \sec^2 \beta' \quad (2.2.16)$$

As condições expressas pelas equações (2.2.15) e (2.2.16) garantem que cada ponto de integração se encontre situado na superfície do elipsóide de semi-eixo maior a ou α' respectivamente.

A determinação da componente σ_{ZZ}^2 completa o cálculo do perfil de dispersão. Passamos agora ao exame do perfil de rotação ao longo do eixo maior da galáxia. Para um sistema oblongo o único tipo de movimento ordenado possível é o de rotação em torno do eixo de simetria. A figura 3 ilustra esse movimento no plano galáctico. Se V_ϕ representa o módulo da velocidade de rotação, as componentes da velocidade no sistema de coordenadas X, Y, Z são:

$$V_X = V_\phi \sin \phi$$

$$V_Y = V_\phi \cos \phi \quad (2.2.17)$$

$$V_Z = 0$$

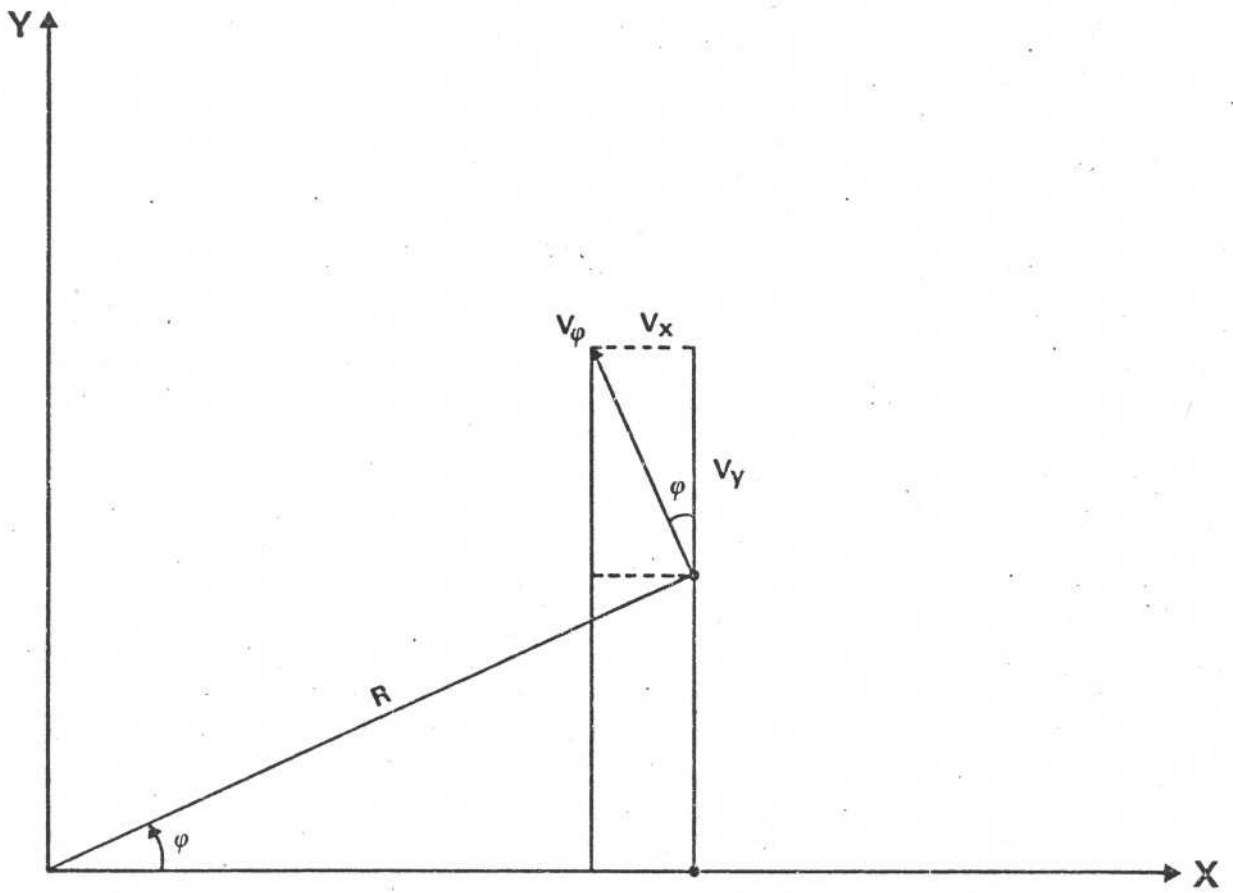


FIGURA 3 - VELOCIDADE DE ROTAÇÃO V_φ NO PLANO GALÁCTICO E SUAS COMPONENTES V_x E V_y .

Destas componentes, apenas V_X possui projeção ao longo da linha visada; essa projeção tem a forma

$$V_Z = V_X \sin i \quad (2.2.18)$$

Em virtude das relações $\sin \phi = Y/R$ e $R = (X^2 + Y^2)^{1/2}$ (ver figura 3), a componente V_X escreve-se

$$V_X = V_\phi \frac{Y}{\sqrt{X^2 + Y^2}}$$

Inserindo esta expressão em (2.2.18) obtemos para a projeção V_Z :

$$V_Z = \sin i V_\phi \frac{Y}{\sqrt{X^2 + Y^2}} \quad (2.2.19)$$

Analogamente ao caso da dispersão, a grandeza observada é a projeção V_Z ponderada pela distribuição de luminosidade da galáxia. Ao longo do eixo maior essa grandeza vem dada pela expressão

$$\langle V_P(y) \rangle = \frac{2}{I(y)} \int_0^\infty V_Z j(a) dz \quad (2.2.20)$$

Passando às coordenadas do observador x, y, z mediante as fórmulas de transformação (2.2.3), fazendo uso de (2.2.9) e de (2.1.8), juntamente com o perfil de de Vaucouleurs, encontramos que (2.2.20) pode ser reescrita na forma

$$\langle V_P(y) \rangle = \frac{2I_e}{I(y)} \frac{(1-\epsilon)^{1/2}}{\pi r_e} \int_y^\infty F_2(a \sqrt{1-\epsilon}) V_Z \frac{ada}{\sqrt{a^2 - y^2}} \quad (2.2.21)$$

onde V_z deve ser agora expressa em termos de a . Da fórmula (2.19) vemos que

$$V_z = \sin i V_\phi \frac{y}{\frac{\sqrt{(a^2 - y^2)}}{\gamma^2} \sin^2 i + y^2} \quad (2.2.22)$$

Para o cálculo numérico é vantajoso passar a limites de integração finitos. Isto pode ser feito mediante a mudança de variável $a = y \sec \theta$ que nos possibilita escrever a relação (2.2.21) na forma

$$\langle V_p(y) \rangle = \frac{2}{\pi I(y)} \frac{I_e}{r_e} (1-\epsilon)^{1/2} y \int_0^{\pi/2} F_2(y \sec \theta \sqrt{1-\epsilon}) V_z \sec^2 \theta d\theta$$

com

$$V_z = \sin i V_\phi \frac{1}{(1 + \operatorname{tg}^2 \theta \sin^2 i / \gamma^2)^{1/2}}$$

Usando o perfil de brilho de de Vaucouleurs obtemos finalmente para o perfil de rotação ao longo do eixo maior

$$\langle V_p(y) \rangle = \frac{2}{\pi} (1-\epsilon)^{1/2} e^{u(y)} y \sin i \int_0^{\pi/2} \frac{F_2(y \sec \theta \sqrt{1-\epsilon}) V_\phi \sec^2 \theta d\theta}{(1 + \operatorname{tg}^2 \theta \sin^2 i / \gamma^2)^{1/2}}$$

sendo que o campo de rotação $V_\phi = V_\phi(Z, R)$ que entra nesta expressão deve ser obtida como solução das equações de Jeans (2.1.1), (2.1.2). No presente trabalho foram utilizadas as relações (2.2.12) e (2.2.23) para o cálculo dos perfis de dispersão e de rotação ao longo do eixo maior. A aplicação desses cálculos a uma amostra de galáxias elípticas é o assunto do próximo capítulo.

CAPÍTULO 3

APLICAÇÕES DO MODELO

3.1. Características da amostra estudada

O modelo descrito no capítulo anterior foi aplicado a uma amostra de 16 galáxias elípticas com perfis de dispersão e de rotação observados. A amostra está contida na tabela 1 na qual referenciamos também as fontes das observações cinemáticas utilizadas no confronto com os resultados teóricos.

A presença de linhas de absorção nos espectros das galáxias elípticas permite obter a velocidade de rotação e a dispersão de velocidades, projetadas ao longo da linha de visada e ponderadas pela luminosidade da galáxia. A velocidade de rotação caracteriza o movimento interno médio no sistema, enquanto que a dispersão representa uma medida dos movimentos aleatórios presentes nas elípticas.

Geralmente, a medida da velocidade de rotação, baseada em medidas do "redshift" na galáxia, é tarefa mais simples do que obter estimativas para a dispersão de velocidades. Por esta razão, têm sido propostos vários métodos para a determinação da dispersão a partir dos dados espectrais. A maneira mais direta consiste em comparar o espectro galáctico com espectros de estrelas padrões previamente convoluídos com gaussianas de larguras diferentes a fim de simular o alargamento produzido, no espectro da galáxia, pelos movimentos estelares aleatórios (Faber e Jackson 1976). Embora de uso relativamente simples,

Tabela 1 - AMOSTRA ESTUDADA DE GALAXIAS ELÍPTICAS

GALAXIA (1)	NGC (2)	GRUPO (3)	REFERÊNCIA (4)
1	3379	dV11	5
2	4697	VIRGO	3
3	4472	VIRGO	3
4	5845	dV50	4
5	4374	VIRGO	3
6	4387	VIRGO	4
7	4551	VIRGO	4
8	4478	VIRGO	4
9	3904	dV44	4
10	4839	COMA	5
11	4406	VIRGO	3
12	7097	---	6
13	6909	---	5
14	4889	COMA	5
15	4486	VIRGO	1
16	4473	VIRGO	2

Notas - Col. (1). Número da galáxia na amostra. Col. (2) Número NGC da galáxia. Col. (3). Número de grupo por de Vaucouleurs 1975. Col. (4). Referência das observações cinemáticas da galáxia. As referências são relacionadas na sequência.

Referências - 1. Sargent et al. 1978; 2. Young et al. 1978; 3. Davies 1981; 4. Davies et al. 1983; 5. Davies e Illingworth 1983; 6. Caldwell et al. 1986.

este método tem sido questionado devido à subjetividade associada ao processo de comparação dos espectros (Davies 1981).

O método da correlação cruzada (Tonry e Davis 1979) baseia-se na formação da função de correlação entre o espectro observado da galáxia e o espectro estelar padrão. Medindo-se a largura do pico desta função de correlação e usando-se uma curva de calibração, previamente construída, é possível obter uma estimativa da dispersão de velocidades na galáxia. A curva de calibração entre a largura do pico da função de correlação e a dispersão, é construída convoluindo-se espectros estelares padrões com gaussianas de largura conhecida. O método da correlação cruzada permite obter os erros formais das medidas da dispersão de maneira relativamente simples através da análise das distorções nos picos da função de correlação.

De uso mais frequente na determinação da dispersão de velocidades são, porém, as técnicas baseadas nas transformadas de Fourier dos espectros, principalmente o método do quociente de Fourier (Sargent et al. 1977). Em particular, todas as galáxias da nossa amostra tiveram suas grandezas cinemáticas determinadas pela aplicação deste método. O procedimento do quociente de Fourier pressupõe que o espectro da galáxia resulta da convolução de um espectro estelar padrão com uma função de distribuição que leva em consideração a existência de movimentos aleatórios na galáxia. Tomando-se as transformadas de Fourier (discretas) do espectro galáctico e do espectro estelar padrão e fazendo-se o ajuste do quociente dessas transformadas à transformada de Fourier da função de distribuição, suposta gaussiana,

pode-se obter estimativas da dispersão e da velocidade de rotação em qualquer ponto da galáxia. O ajuste fornece ainda os erros formais associados a esses parâmetros. Implícita neste procedimento, como aliás, também no método da correlação cruzada, encontra-se a hipótese de que o espectro estelar padrão descreve corretamente o espectro galáctico considerado sem o efeito de alargamento introduzido pelos movimentos estelares.

As medidas da velocidade de rotação e da dispersão nas elípticas mostram que os erros associados a essas grandezas crescem a medida que nos afastamos do núcleo da galáxia. Esta particularidade está relacionada com o rápido declínio da intensidade luminosa nas galáxias elípticas, fato que torna difícil a obtenção de medidas cinemáticas nas regiões externas desses sistemas.

Outros dados observacionais de relevância para as galáxias do nosso estudo são apresentados na tabela 2. A maior parte dos objetos da amostra possuem propriedades fotométricas, magnitude total B_T , raio efetivo r_e e razão axial média observada q , determinadas com base em fotometria individual para cada galáxia. Citamos, por exemplo, o estudo fotométrico desenvolvido por Michard (1985), do qual tomamos as características fotométricas da maioria das galáxias estudadas pertencentes ao aglomerado de Virgo; o minucioso estudo fotométrico da galáxia NGC3379 levado a cabo por de Vaucouleurs e Capaccioli (1979) e a análise de NGC7097 por parte de Caldwell et al. (1986). Em geral, a magnitude B_T e o raio efetivo r_e derivados por Michard (1985) não diferem significativamente dos valores listados no Segundo Catálogo de referência de galáxias brilhantes (RC2) compilado

Tabela 2 - DADOS PARA AS GALÁXIAS DA AMOSTRA

NGC (1)	q (2)	r_e (3)	B_T (4)	V (5)	$-M_B$ (6)
3379	0.90 (VC)	56 (VC)	10.20 (VC)	741 (dV)	20.85
4697	0.64 (K)	67,16 (V)	10.20 (V)	1026 (ST)	21.40
4472	0.85 (M)	111.46 (M)	9.35 (M)	1026 (ST)	22.21
5845	0.65 (D)	8.0 (D)	13.10 (V)	1806 (V)	19.69
4374	0.87 (M)	104.0 (M)	9.85 (M)	1026 (ST)	21.84
4387	0.65 (M)	13.71 (M)	13.10 (M)	1026 (ST)	18.59
4551	0.76 (M)	13.71 (M)	13.03 (M)	1026 (ST)	18.65
4478	0.85 (M)	12.22 (M)	12.40 (M)	1026 (ST)	19.25
3904	0.74 (D)	19.0 (V)	11.95 (V)	1635 (V)	20.85
4839	0.51 (D)	42.0 (D)	12.70 (D)	6967 (G)	23.05
4406	0.75 (M)	108 (M+V)	9.83 (M+V)	1026 (ST)	21.84
7097	0.60 (V)	19.28 (C)	12.7 (SA)	2606 (S)	21.28
6909	0.61 (J)	27.36 (SA)	12.6 (SA)	2708 (SA)	21.14
4889	0.80 (Y)	31.4 (DR)	12.48 (DR)	6967 (G)	23.29
4486	0.86 (D)	94.87 (V)	9.565 (V)	1026 (ST)	22.08
4473	0.59 (M)	30.7 (M)	11.20 (M)	1026 (ST)	20.40

Notas. - Col. (1). Número NGC da galáxia. Col.(2). Valor médio da razão axial observada. Col.(3). Raio efetivo ("meia-luz") em segundos de arco. Col.(4). Magnitude aparente no sistema B. Col.(5). Velocidade de grupo em Km s^{-1} . Col.(6). Magnitude absoluta calculada usando B_T da Col.(4) corrigida com A_B de Burstein e Heiles 1983, e V da Col. (5) com $H_0 = 50 \text{Km s}^{-1} \text{ mpc}^{-1}$. Para NGC 3379 e NGC 7097 as magnitudes B_T corrigidas foram tomadas de de Vaucouleurs e Capaccioli 1979 e de Sadler 1984 respectivamente.

Símbolos - dV - de Vaucouleurs 1975; V - de Vaucouleurs et al. 1976; VC - de Vaucouleurs e Capaccioli 1979; K - King 1978; ST - Sandage e Tammann 1981; M - Michard 1985; D - Davies et al. 1983; G - Gregory 1975; M+V - Valor médio de Michard 1985 e de Vaucouleurs et al. 1976; C - Caldwell et al. 1986; SA - Sadler 1984; J - Jedrzejewski 1987; Y - Young et al. 1979; DR - Dressler et al. 1987.

por de Vaucouleurs e Corwin (1976). A única exceção é a galáxia brilhante NGC 4406, para a qual Michard encontra luminosidade e raio efetivo maiores do que os referidos no RC2. Para este caso tomamos a média ponderada dos valores relacionados por esses autores.

A intensidade na isofota efetiva I_e foi determinada com auxílio da expressão (2.1.13) e transformando os valores resultantes para as unidades CGS ($\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$). A magnitude total B_T utilizada no cálculo de I_e foi previamente corrigida para a extinção da Galáxia, usando a extinção A_B calculada pelo método das contagens de galáxias baseadas na densidade de coluna observada do hidrogênio neutro HI (Burstein e Heiles 1983). A magnitude B_T , corrigida desta maneira, foi usada também no cálculo da magnitude absoluta M_B das galáxias estudadas, sendo que a distância foi estimada fazendo uso do "redshift" V na tabela 2 e do parâmetro de Hubble $H_0 = 50 \text{Km s}^{-1} \text{mpc}^{-1}$. Como mostra a tabela 1, a maioria das galáxias da amostra encontra-se associada a grupos, razão pela qual o "redshift" adotado corresponde à velocidade do grupo. Apenas para NGC 7097 e NGC 6909, aparentemente galáxias de "campo", foram tomadas as velocidades de recessão individuais para o cálculo da distância. Pelos valores de M_B relacionados na tabela 2, notamos que a amostra inclui tanto elípticas brilhantes, com $M_B \leq -20.5$, como sistemas intrinsecamente menos luminosos, com $M_B > -20.5$. Tal ocorrência é importante visto Davies et al. (1983) terem encontrado, para as elípticas, uma anticorrelação entre a velocidade de rotação e a luminosidade. Como pode ver-se da tabela 1, as galáxias da nossa amostra que possuem $M_B > -20.5$ procedem do estudo cinemático

desses autores. Os mencionados autores utilizam a relação $V_{MAX}/\bar{\sigma}$, onde V_{MAX} é a velocidade de rotação máxima e $\bar{\sigma}$ a dispersão de velocidades média no intervalo $0 \leq r \leq 0.5r_e$, como medida global da rotação nas galáxias elípticas. A figura 4, que ilustra a dependência do parâmetro $V_{MAX}/\bar{\sigma}$ da elipticidade observada e para as galáxias da nossa amostra, é similar à figura 3 do mencionado trabalho de Davies et al. mas com o acréscimo de NGC7097. Gráficos deste tipo são de muita utilidade já que permitem formar-se uma idéia geral sobre o estado dinâmico dos sistemas estudados através da comparação com a curva correspondente a galáxias oblongas com distribuição de velocidades isotrópica.

3.2. Aplicação do modelo à amostra estudada

A aplicação do modelo à amostra caracterizada na seção anterior realizou-se através do cálculo numérico dos perfis de dispersão e de rotação ao longo do eixo maior da galáxia. Utilizamos para isso o roteiro ou algoritmo geral seguinte: 1) Usando o perfil de densidade de massa (2.2.1), determina-se a função $\rho\sigma_{ZZ}^2$ com base nas equações (2.2.14), (2.2.15) e (2.2.16). 2) Da relação (2.2.12) calcula-se o perfil de dispersão ao longo do eixo maior fazendo uso da função $\rho\sigma_{ZZ}^2$ achada anteriormente. 3) A partir do perfil de densidade de massa (2.2.1), da componente K_R da aceleração, definida por (2.1.4), e de $\rho\sigma_{ZZ}^2$ calcula-se o campo de rotação $V_\phi(Z,R)$ utilizando a equação de Jeans (2.1.2). 4) Calcula-se o perfil de rotação ao longo do eixo maior através da expressão (2.2.23).

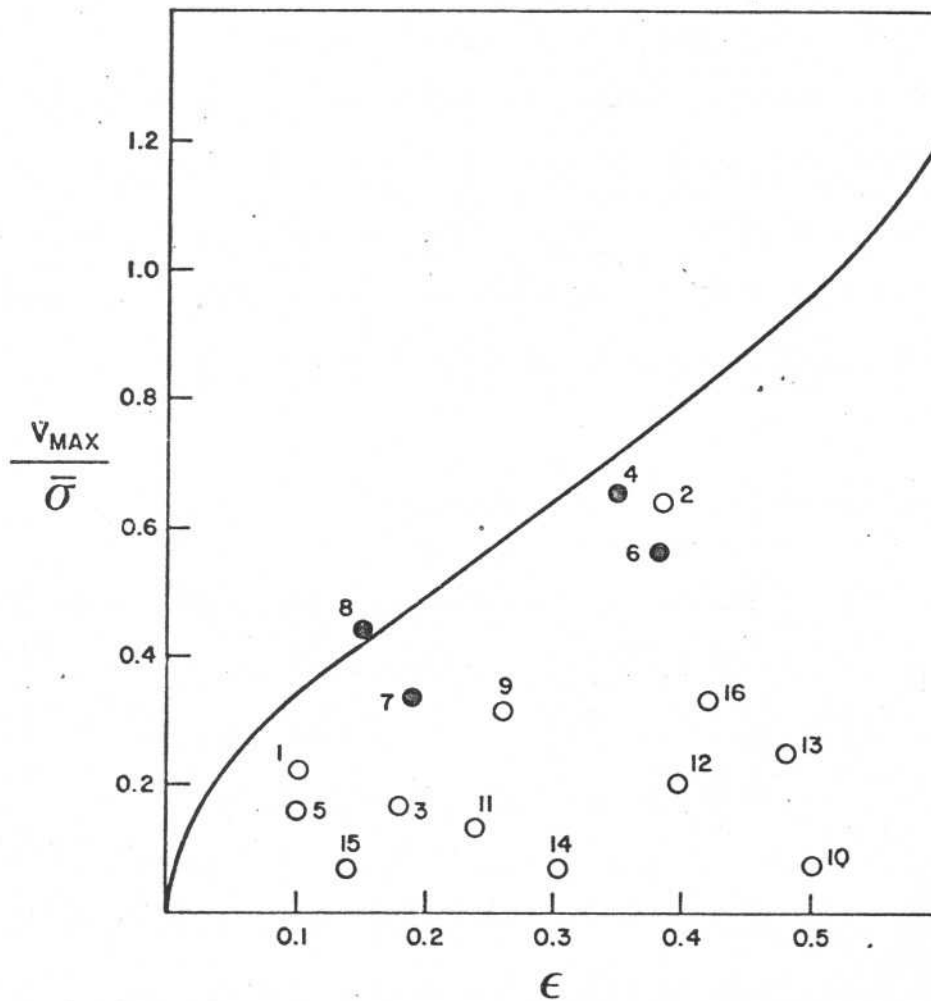


FIGURA 4 - GALÁXIAS DA AMOSTRA NO GRÁFICO $V_{MAX} / \bar{\sigma}$ VERSUS ELIPTICIDADE ϵ . OS CÍRCULOS CHEIOS REPRESENTAM ELÍPTICAS COM $M_B > -20.5$; OS ABERTOS, ELÍPTICAS COM $M_B < -20.5$. OS ALGARISMOS CORRESPONDEM AO NÚMERO DA GALÁXIA NA AMOSTRA RELACIONADA NA TABELA I.

O cômputo numérico da derivada $\partial \rho \sigma_{RR}^2 / \partial R$ na resolução da equação de Jeans (2.1.2) foi realizado construindo-se uma representação spline bidimensional para a função $\rho \sigma_{RR}^2$ na vizinhança de cada ponto calculado. A spline tem a forma

$$\rho \sigma_{RR}^2(Z, R) = \sum_{i=1}^{N_p} \sum_{j=1}^{N_p} C_{ij}^{mn} (Z - Z_{m-1})^{i-1} (R - R_{n-1})^{j-1}$$

e está definida em cada vizinhança do ponto (Z, R) constituída por N_p pontos, isto é, Z e R satisfazem as relações

$$Z_{m+1} \leq Z \leq Z_m, \quad R_{n-1} \leq R \leq R_n$$

As grandezas C_{ij}^{mn} são os coeficientes da spline. Este método de cálculo garante a continuidade da derivada em cada ponto.

Como decorre das expressões (2.2.7) e (2.2.23), o cálculo dos perfis de dispersão e de rotação requer a especificação do ângulo de inclinação da galáxia. Para elipsóides oblongos o ângulo de inclinação pode ser estimado, a partir do conhecimento das razões axiais observada (q) e real (Q), mediante a relação

$$\sin i = \left(\frac{1 - q^2}{1 - Q^2} \right)^{1/2}$$

Para o cálculo do ângulo de inclinação adotamos o valor $Q=0.62$, igual à mediana da distribuição da razão axial real das elípticas (Pacheco et al. 1983). No entanto, outros valores da razão axial real Q foram usados quando exigidos por situações não-físicas tais como $q < Q$, ou quando requeridos pelo grau de aniso-

tropia da galáxia.

Torna-se possível agora, ajustar para cada galáxia da amostra, perfis teóricos de dispersão e de rotação fazendo variar o parâmetro α e os parâmetros de anisotropia β_1, β_2 . O escalamento dos modelos aos dados observacionais é feito minimizando-se o qui-quadrado. Assim, se V_i' representa valores teóricos adimensionais, obtidos do modelo, e V_i^{ob} valores observados, o coeficiente de escala A é determinado minimizando-se a grandeza

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(V_i^{ob} - A V_i')^2}{(\Delta V_i)^2}$$

onde ΔV_i é o erro associado ao valor observado V_i^{ob} e N o número de pontos utilizados no ajuste. Isto fornece para o coeficiente de escala

$$A = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{V_i^{ob} V_i'}{(\Delta V_i)^2}}{\sum_{i=1}^N \frac{V_i'^2}{(\Delta V_i)^2}}$$

Para uma dada galáxia, o modelo ajustado é considerado adequado se preenchidas as condições seguintes: a) as razões M/L fornecidas por ambos os perfis são consistentes e b) o modelo ajustado é estável globalmente.

A questão da estabilidade tem sido pesquisada preferencialmente para sistema estelares com simetria esférica (Merrit e Aguilar 1985; Barnes et al. 1986; Dejonghe e Merrit 1988). O

problema da estabilidade global de um elipsóide com rotação e distribuição de velocidades anisotrópica é bastante complexo, mesmo para o caso particular de sistemas com simetria axial. Em tais casos, como foi dito na introdução, são de grande valor as simulações numéricas, já que elas permitem o estabelecimento de critérios aproximados para o advento da instabilidade no sistema. No presente trabalho foi adotado o critério de estabilidade de Ostriker e Peebles (1973) obtido de inúmeras experiências numéricas de "N" corpos em discos e em sistemas estelares esferoidais. De acordo com este critério, o sistema é estável se a energia cinética de rotação T e a energia potencial W satisfazem a desigualdade

$$\frac{T}{|W|} < 0.14 \quad (3.2.1)$$

É interessante salientar entretanto, que o critério de estabilidade de Ostriker e Peebles foi obtido analiticamente por Wiegandt (1980) quem investigou a estabilidade de um sistema estelar esferoidal com distribuição elipsoidal de velocidades estelares.

Usando o teorema do virial segundo o qual

$$|W| = 2T + 2U$$

onde U é a energia cinética total associada aos movimentos aleatórios, a desigualdade (3.2.1) pode ser reescrita na forma

$$\frac{T}{U} < 0.4$$

Por outro lado, para nossos modelos, a dispersão total σ^2 em termos dos parâmetros de anisotropia β_1, β_2 , escreve-se

$$\sigma^2 = (1 + \beta_2 + \beta_1 \beta_2) \sigma_{ZZ}^2$$

donde decorre que a razão T/U tem a forma

$$\frac{T}{U} = \frac{\iiint \rho V_\phi^2 R dR dZ}{(1 + \beta_2 + \beta_1 \beta_2) \iiint \rho \sigma_{ZZ}^2 R dR dZ}$$

Nesta relação é cômodo introduzir a energia cinética devida aos movimentos aleatórios na direção paralela ao eixo de simetria do elipsóide definida como

$$U_{ZZ} = \iiint \rho \sigma_{ZZ}^2 R dR dZ \quad (3.2.2)$$

O critério de Ostriker e Peebles para nosso caso será então, em virtude de (3.2.2)

$$OP = \frac{T}{(1 + \beta_2 + \beta_1 \beta_2) U_{ZZ}} < 0.4 \quad (3.2.3)$$

Do conhecimento da velocidade de rotação V_ϕ e a função $\rho \sigma_{ZZ}^2$ é possível calcular, para cada modelo ajustado, o numerador e denominador na parte esquerda da desigualdade (3.2.3) e verificar dessa maneira sua estabilidade.

Nas galáxias com raio efetivo pequeno, ($r_e < 19''$), o efeito de "seeing" torna mais elaborado o processo de ajuste, principalmente na região próxima ao núcleo da galáxia onde

sua influência é maior. Para esses sistemas, o efeito de "seeing" foi levado em consideração, fazendo-se a convolução dos perfis teóricos com gaussianas apropriadas, representativas dos discos de "seeing" e com dispersão σ_G . Assim, se $P(x)$ representa um dos perfis teóricos calculados, o perfil convoluido foi achado através de

$$P(x_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_G} \int_{-\infty}^{\infty} P(x) e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_G^2}} dx \quad (3.2.4)$$

O número relativamente grande (entre 50 e 100) de pontos para cada perfil facilitou o cálculo, por interpolação spline ou Lagrangiana, dos valores de $P(x)$ na integral (3.2.4) que não foram computados diretamente do modelo. Em geral, como já foi encontrado por Ruiz (1975), o efeito de "seeing" é mais pronunciado no perfil de rotação, sendo menor sua influência no perfil de dispersão. Para nossos perfis, valores da dispersão σ_G contidos no intervalo 1" - 2".5 forneceram um bom ajuste dos pontos próximos ao centro galáctico, região mais afetada pelo efeito de "seeing".

CAPÍTULO 4

RESULTADOS DA APLICAÇÃO DO MODELO

O capítulo 4 está dedicado à apresentação e discussão dos resultados obtidos da aplicação do modelo às galáxias integrantes da amostra investigada. São analisadas as principais consequências decorrentes desses resultados dando-se ênfase à comparação com outros trabalhos. Encerraremos a tese assinalando, no capítulo 5, as principais conclusões a que chegamos neste trabalho, apontando também possíveis extensões do modelo aqui proposto, com o intuito de torná-lo mais geral em seus aspectos teóricos e de maior abrangência em suas aplicações.

Os parâmetros resultantes dos modelos que preencheram as condições estipuladas no capítulo precedente estão relacionados na tabela 3; os perfis correspondentes a esses modelos, comparados aos dados observacionais, são mostrados na figura 5. Pelos resultados referidos na tabela 3 pode-se observar que na grande maioria das galáxias da amostra (13 objetos) predominam estados com dispersão de velocidades anisotrópica. A maior parte dos sistemas anisotrópicos (11 galáxias) apresenta parâmetro de anisotropia $\beta_2 > 1$, quer dizer, a dispersão de velocidades na direção radial, no plano equatorial da galáxia, é maior do que a dispersão de velocidades na direção perpendicular a esse plano. Esta característica sig-

Tabela 3

Parâmetros dos Modelos Adotados

NGC	RAZÃO AXIAL REAL	PARÂMETROS DE ANISOTROPIA		PARÂMETRO	PARÂMETRO
	Q	β_1	β_2	α	OP
3379	0.62	1.00	1.15	0.0	0.02
4697	0.62	0.90	1.00	0.7	0.19
4472	0.62	1.00	1.22	0.0	0.02
5845	0.62	0.82	1.00	0.0	0.24
4374	0.62	1.00	1.23	0.0	0.01
4387	0.62	1.00	1.00	0.7	0.15
4551	0.62	1.00	1.00	1.3	0.13
4478	0.62	1.00	1.00	1.3	0.13
3904	0.62	1.00	1.19	1.3	0.02
4839	0.4	0.93	1.63	0.0	0.01
4406	0.4	0.93	1.63	0.0	0.01
7097	0.5	0.98	1.40	0.0	0.01
6909	0.5	1.00	1.32	1.4	0.03
4889	0.4	0.92	1.64	2.0	0.02
4486	0.5	0.98	1.40	0.0	0.01
4473	0.5	1.00	1.29	1.5	0.04

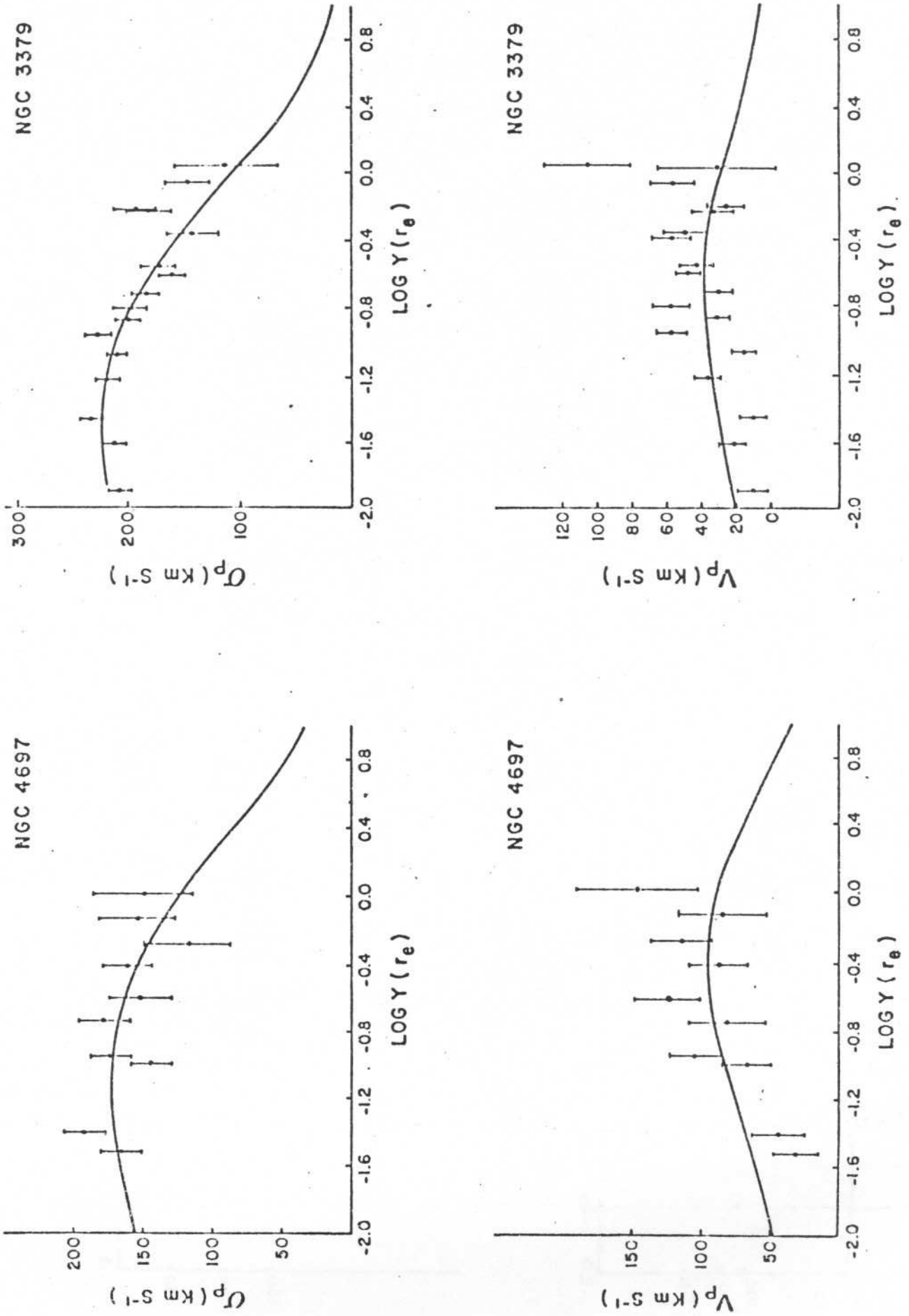


FIG. 5 - PERFIS DE DISPERSÃO (σ_p) E DE ROTAÇÃO (V_p) AO LONGO DO EIXO MAIOR Y (DIST. EM UNID. DO RAIO EFETIVO r_e)

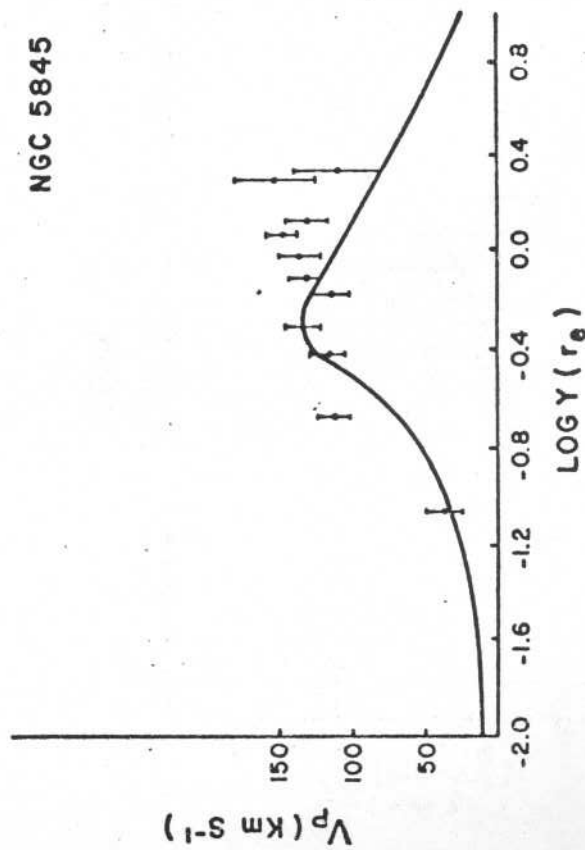
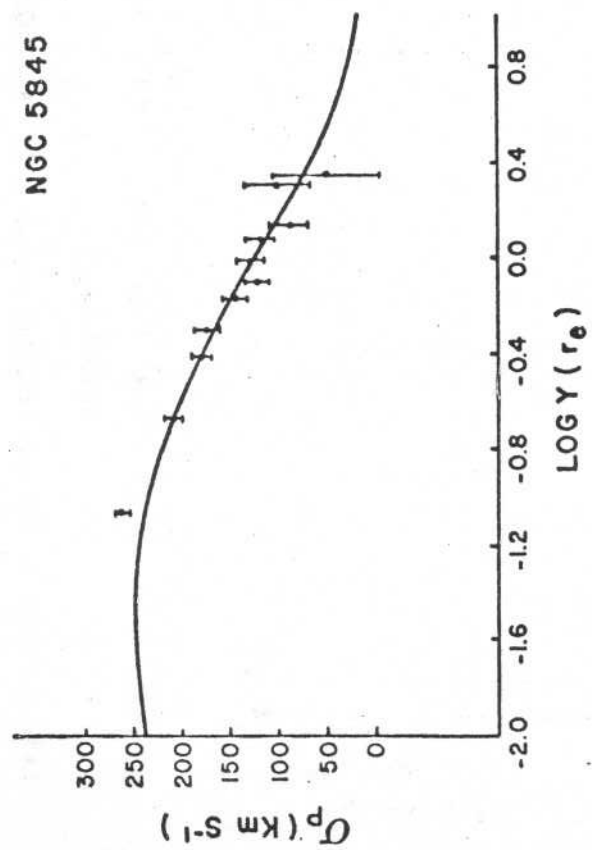
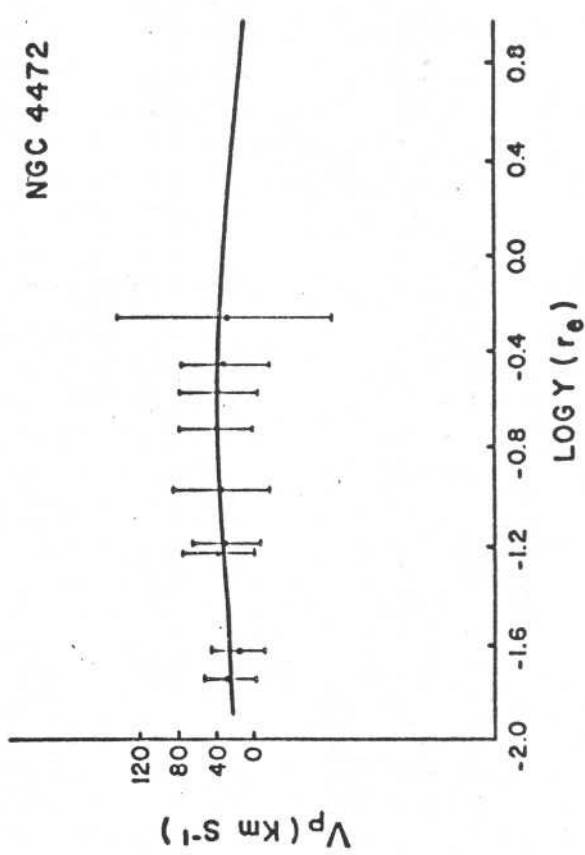
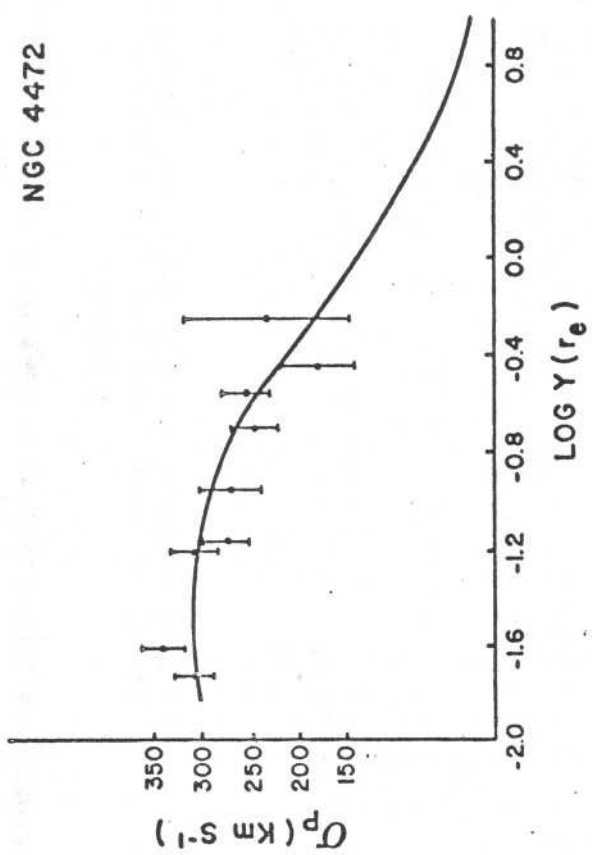
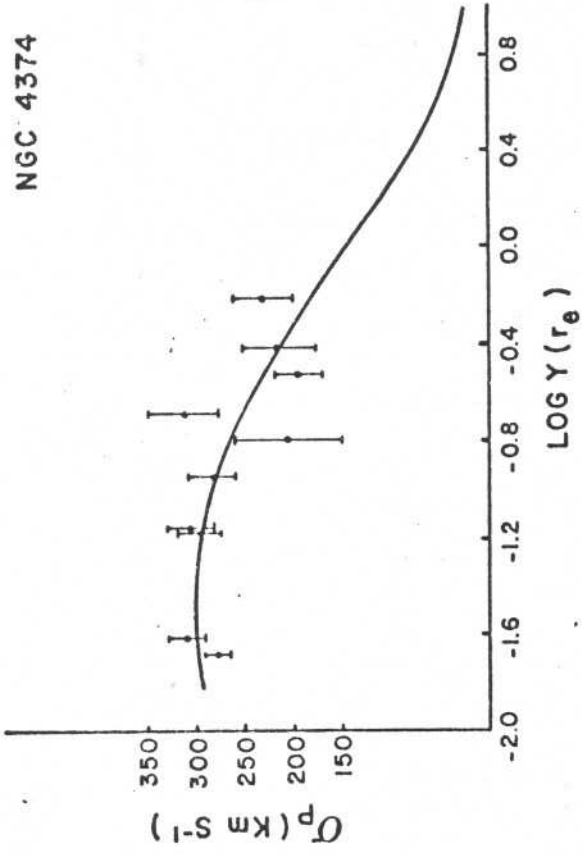
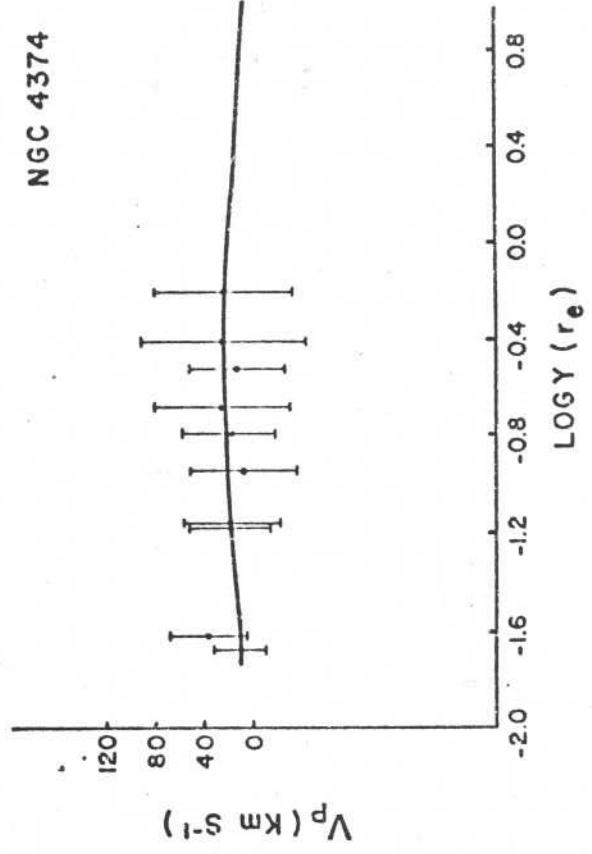


FIG. 5 - CONTINUAÇÃO

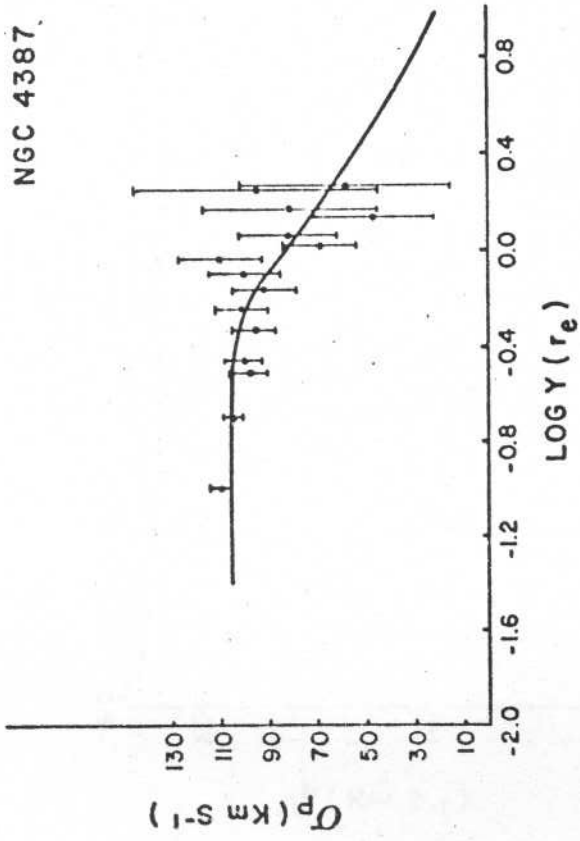
NGC 4374



NGC 4374



NGC 4387



NGC 4387

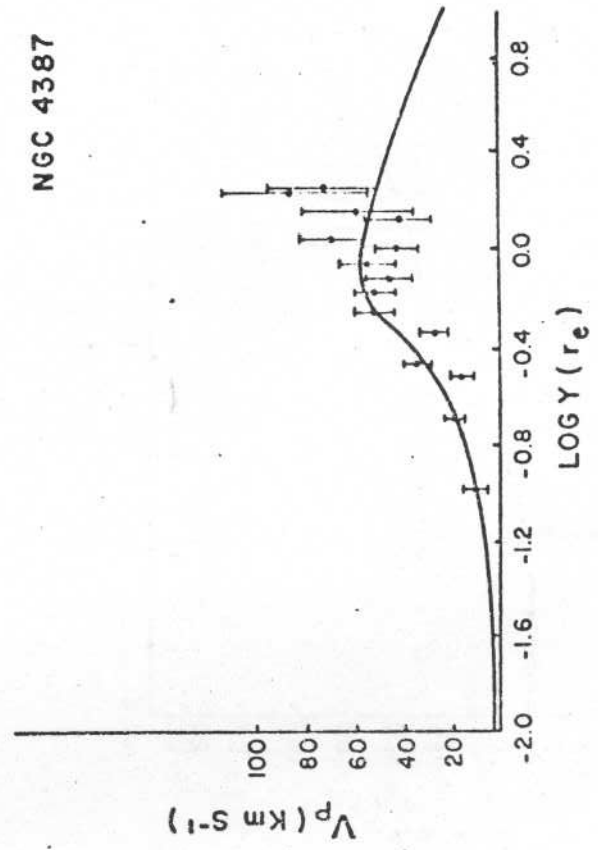


FIG. 5 - CONTINUAÇÃO

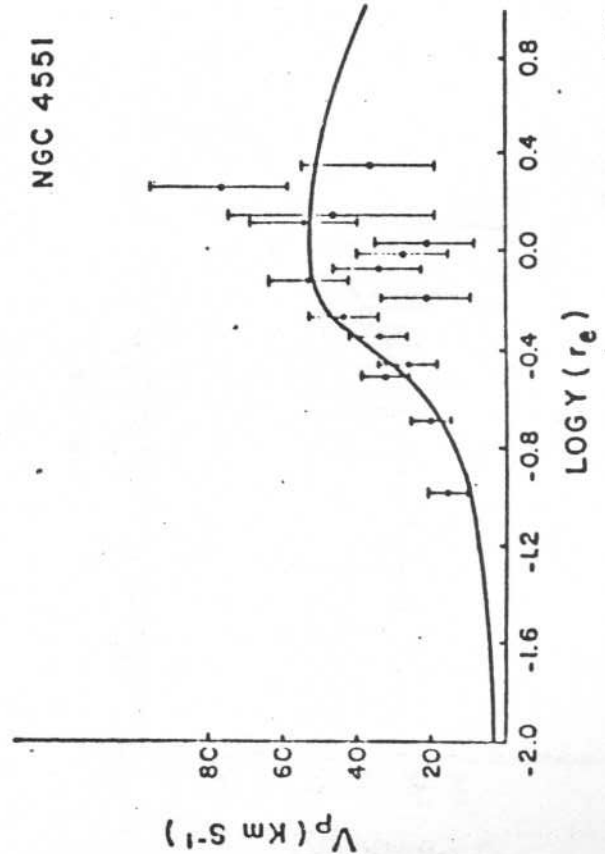
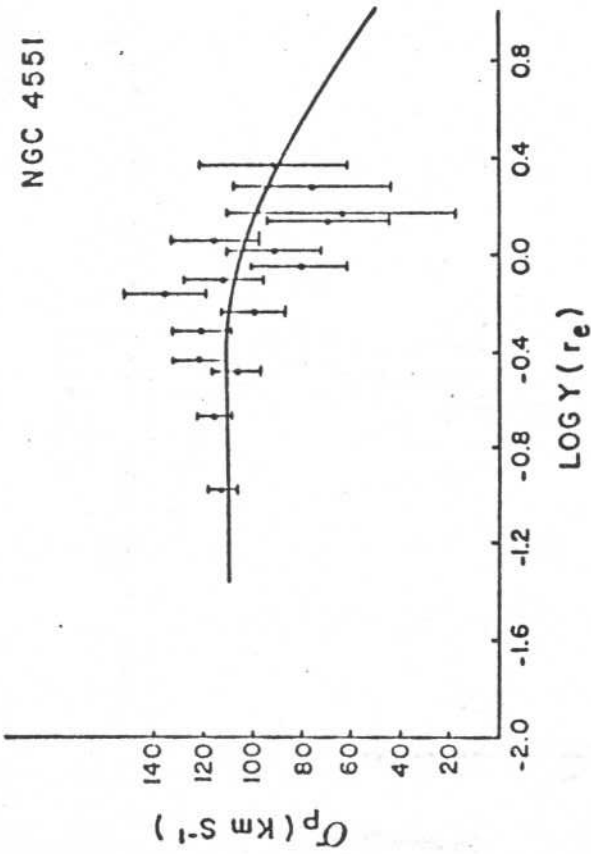
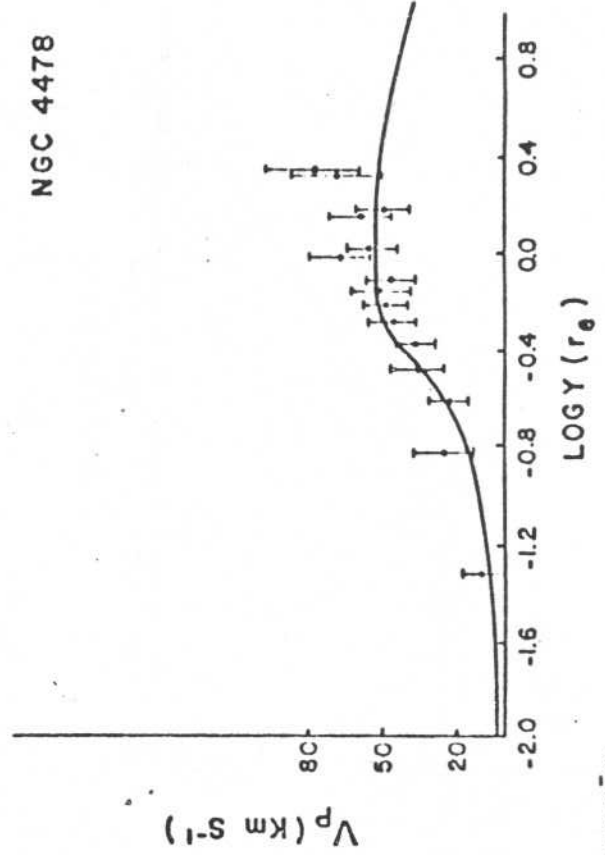
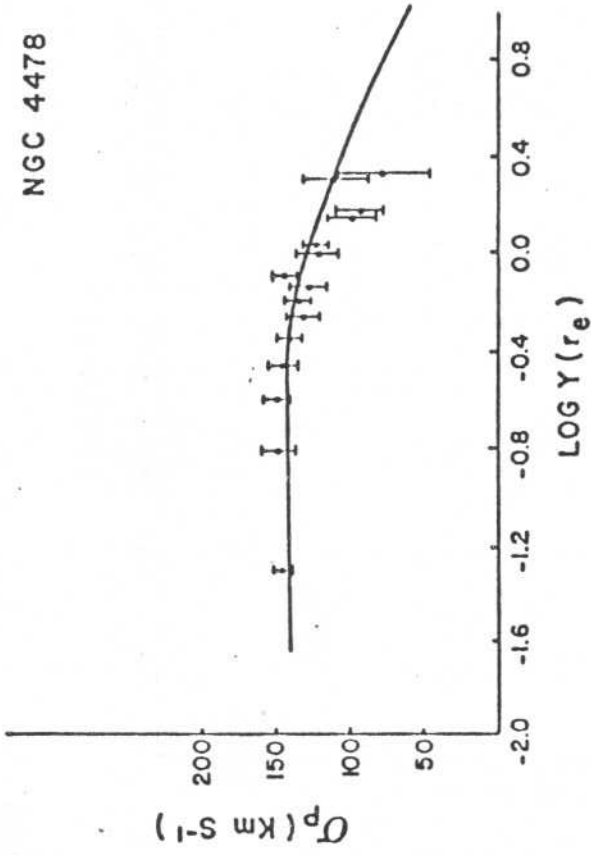


FIG. 5 - CONTINUAÇÃO

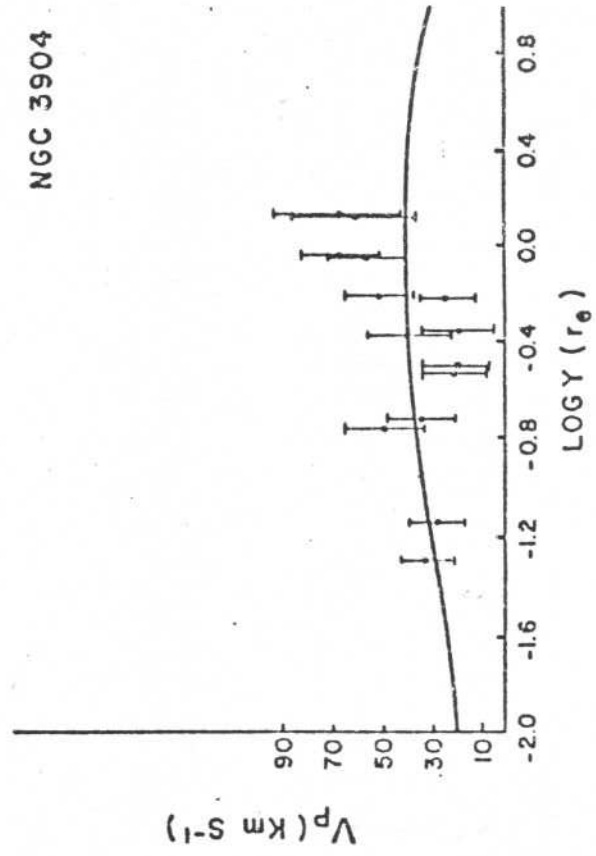
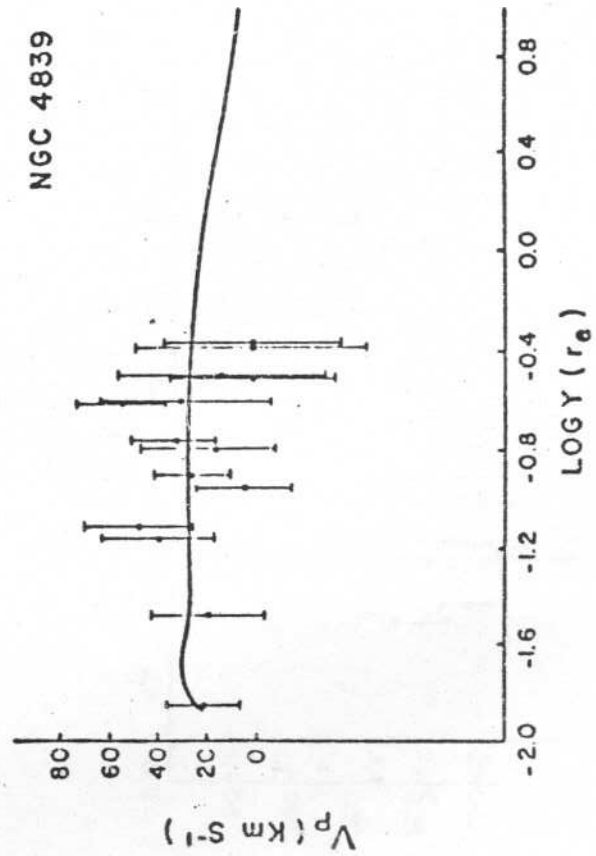
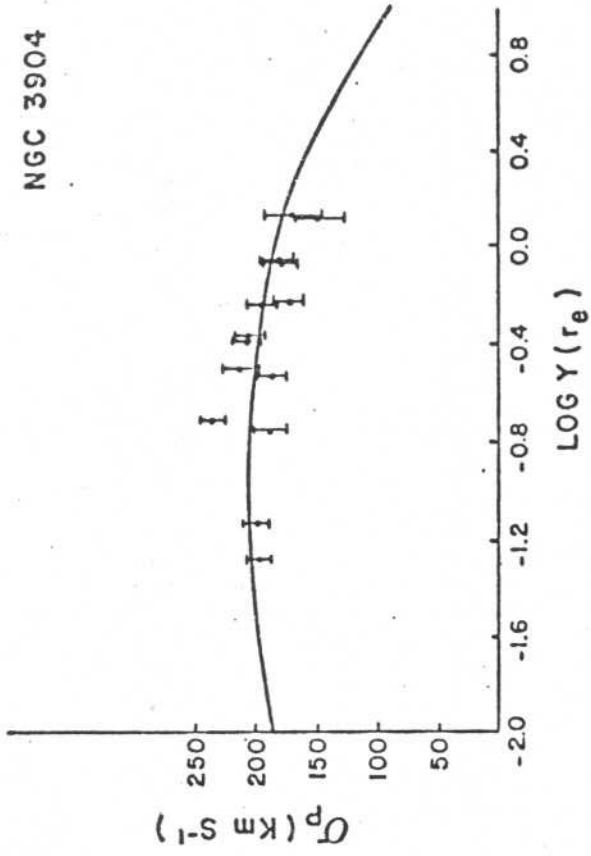
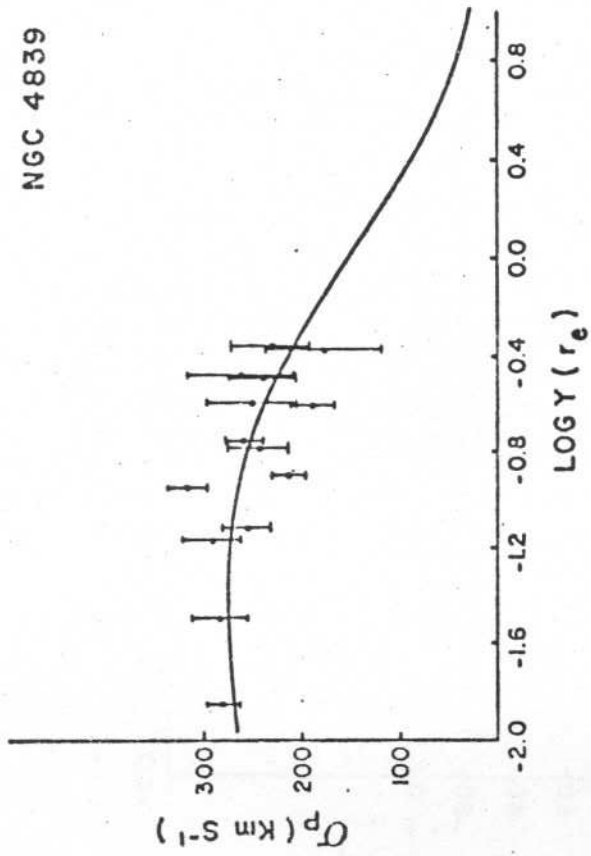


FIG. 5 - CONTINUAÇÃO

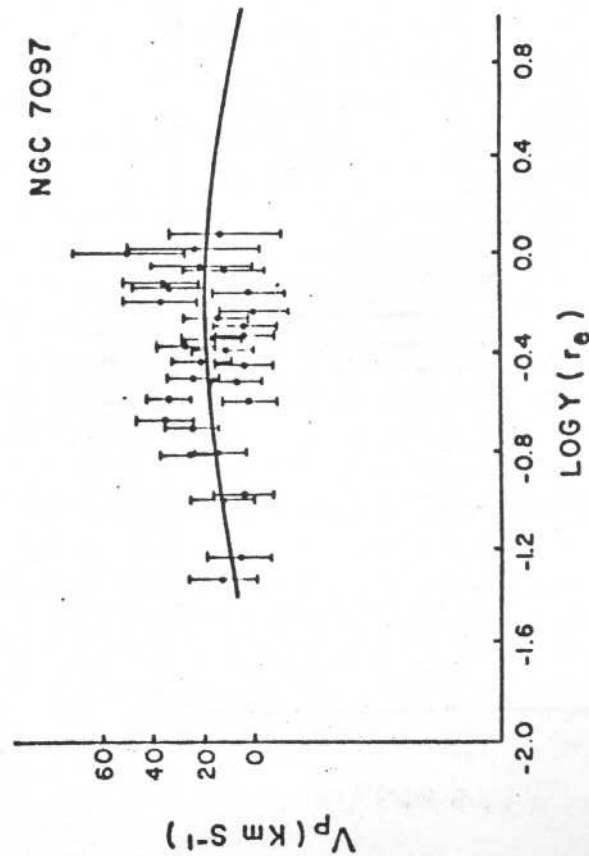
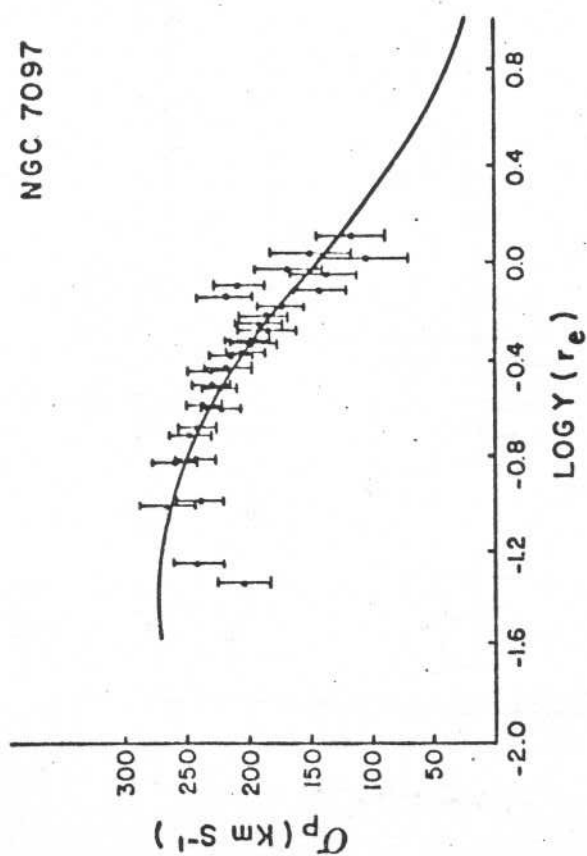
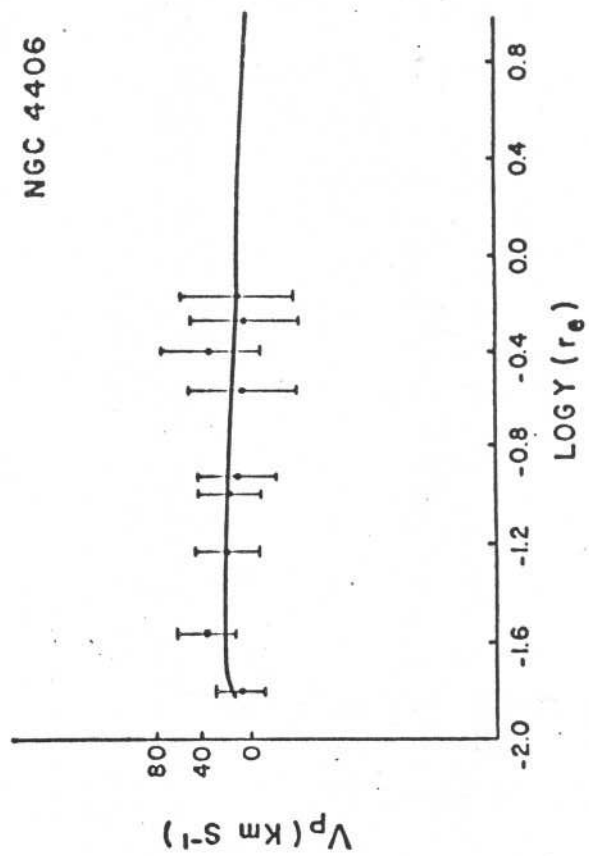
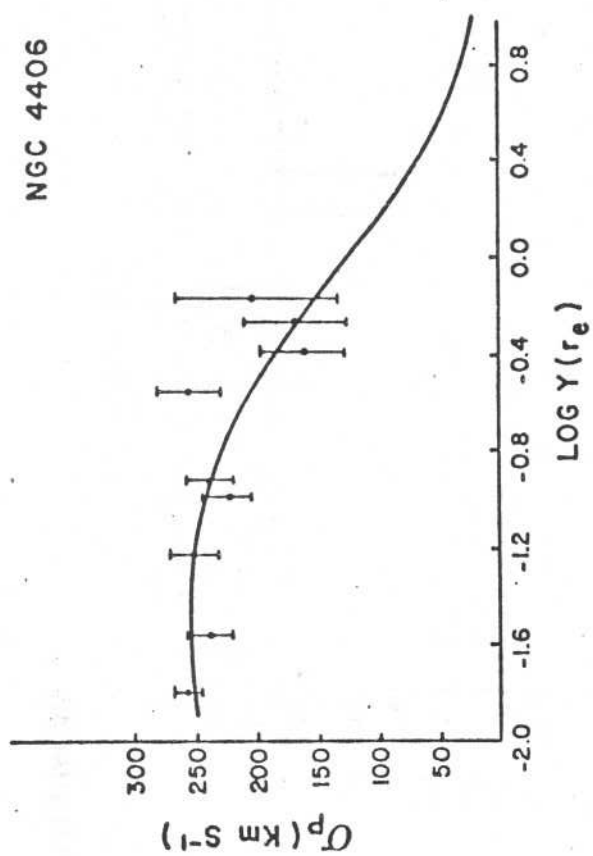


FIG. 5 - CONTINUAÇÃO

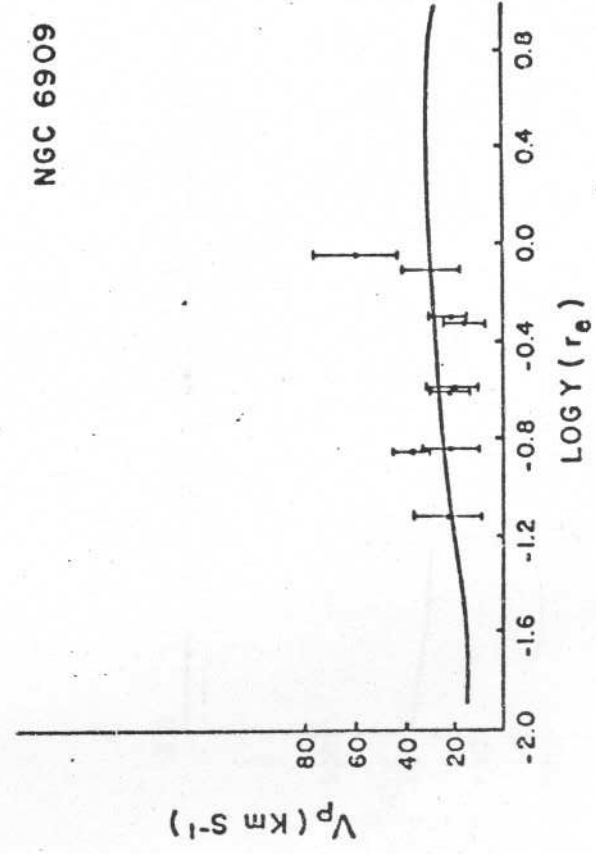
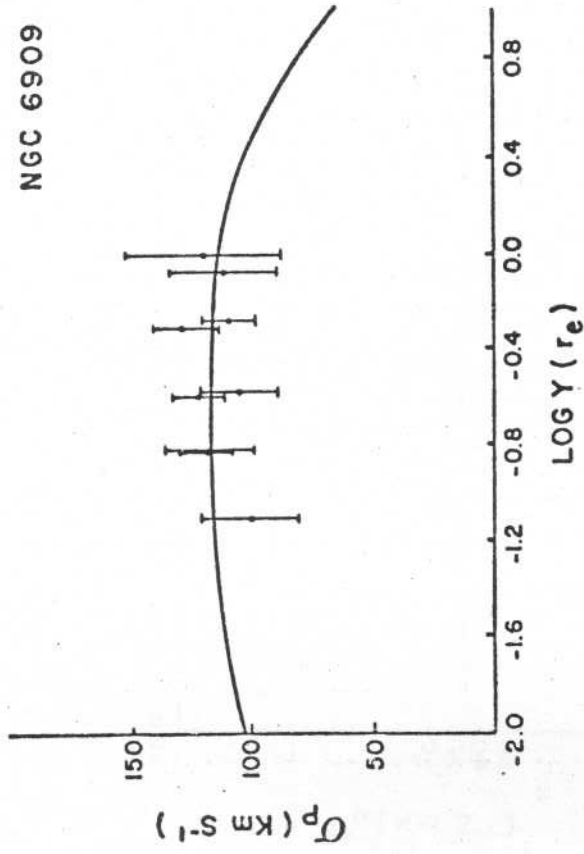
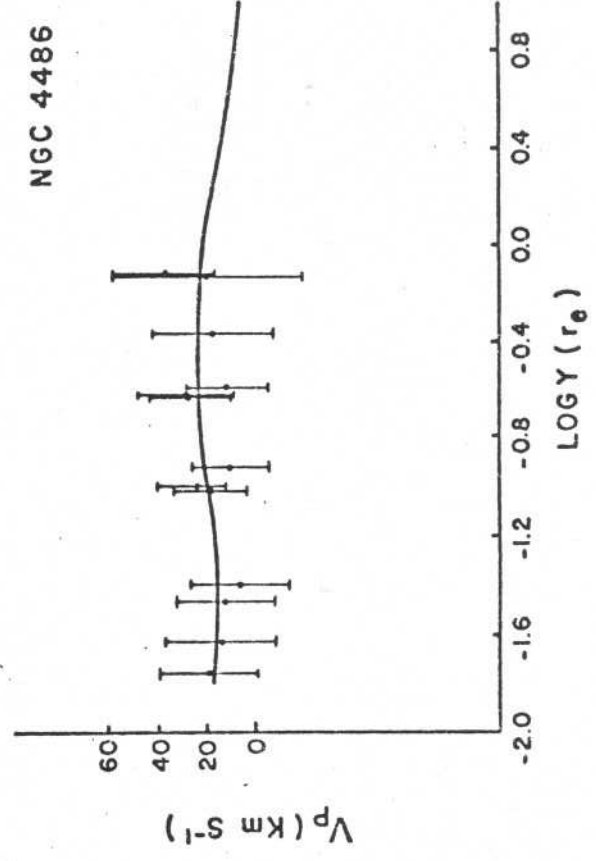
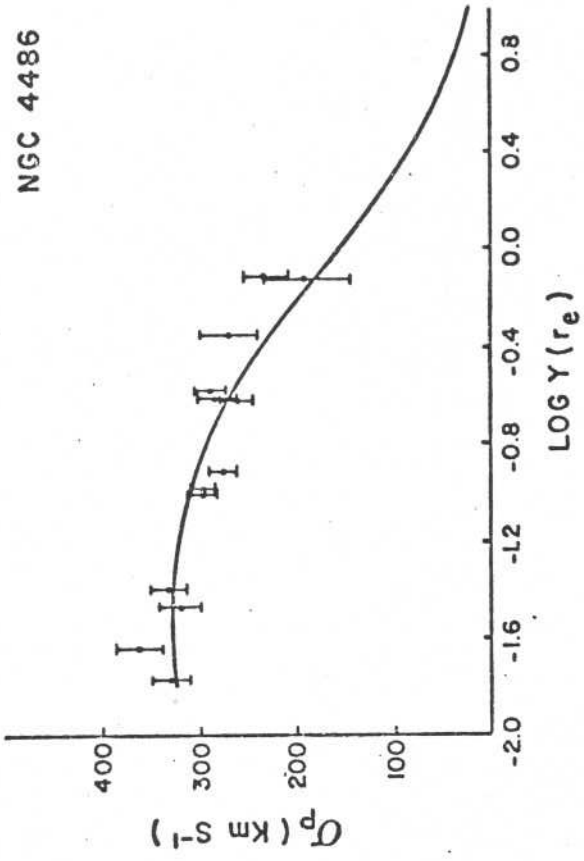


FIG. 5 - CONTINUAÇÃO

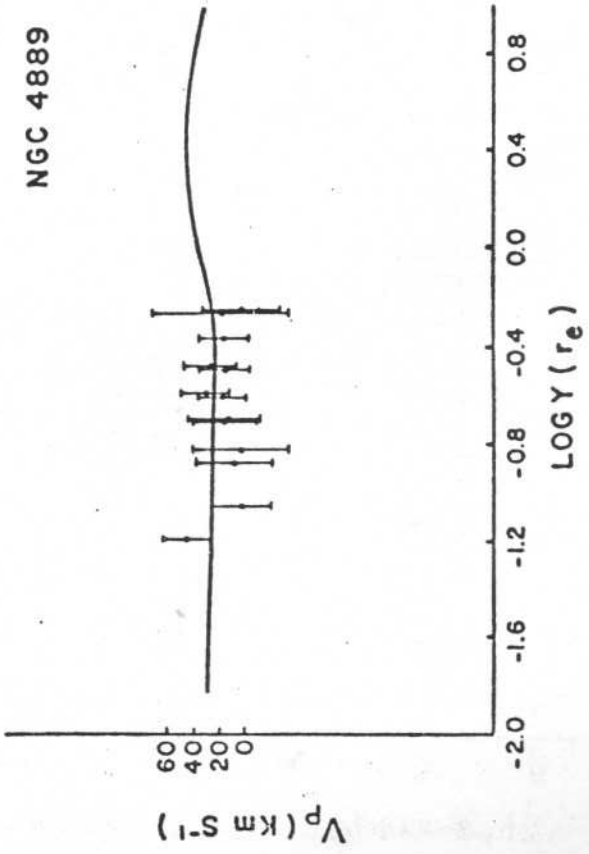
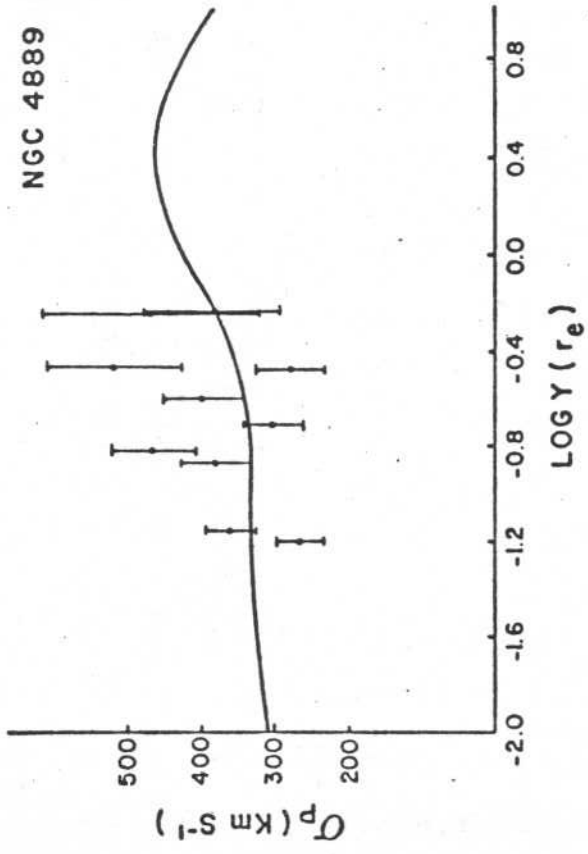
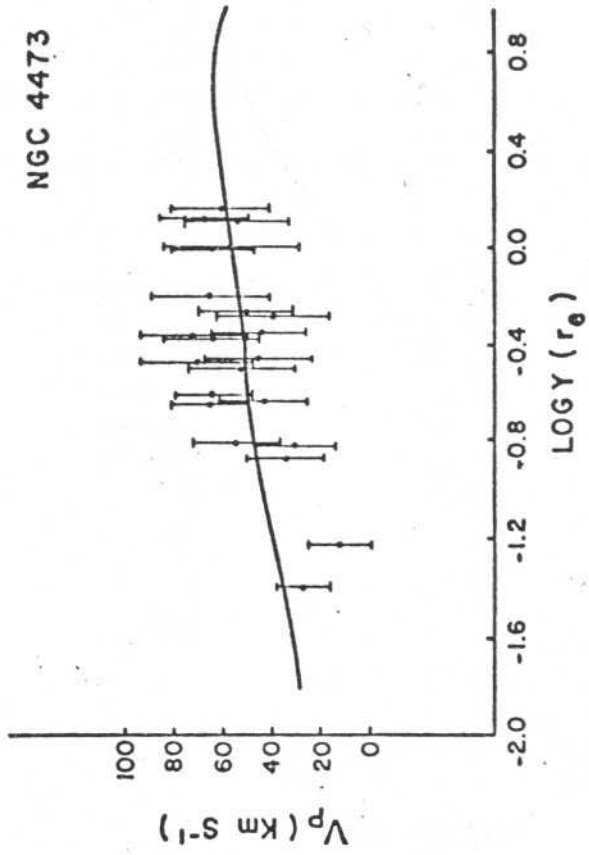
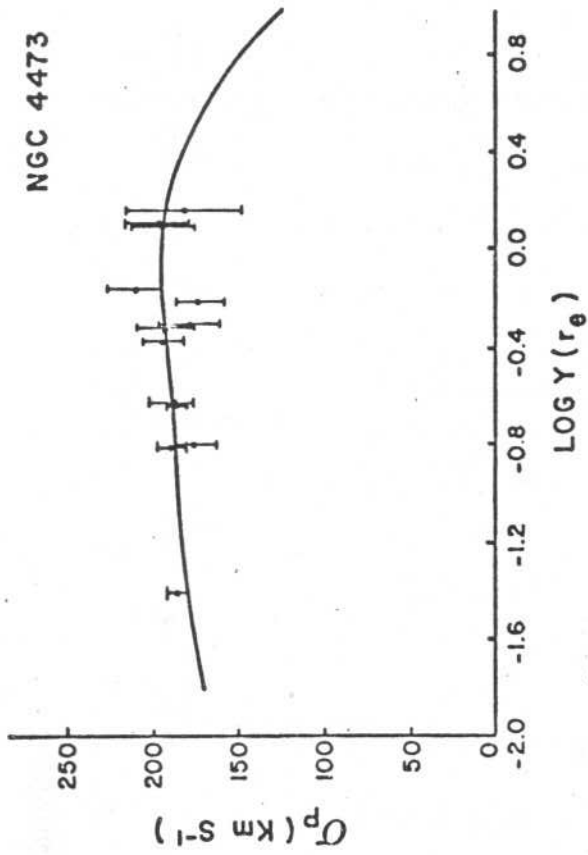


FIG. 5 - CONTINUAÇÃO

nifica que o achatamento nesses sistemas é gerado fundamentalmente pela anisotropia dos movimentos estelares aleatórios. Como enfatizado na introdução, a mencionada propriedade da anisotropia $\beta_2 > 1$ implica também na existência de uma terceira integral do movimento isolante nas galáxias com simetria axial. Terceira integral, de estrutura complexa, que torna difícil a elaboração de um tratamento dinâmico geral através de métodos mais diretos do que o hidrodinâmico aqui utilizado, por exemplo, mediante a solução do problema de Jeans. O fato de que a anisotropia ditada pelo modelo deva ser tal que $\beta_2 > 1$ é de considerável importância pois essa característica não decorre necessariamente de estados com pequena velocidade de rotação média. Com efeito, sistemas com grande número de estrelas em órbitas retrógradas podem dar origem a tais estados, mesmo possuindo momento angular elevado (Richstone 1984). Neste caso, porém, o achatamento será devido à rotação e deveremos ter $\beta_2 < 1$ a fim de que a configuração seja estável. É essencial, por conseguinte, que se possa discriminar entre esses dois tipos de anisotropia. Em nossos modelos é o ajuste consistente de ambos os perfis, de dispersão $\langle \sigma_p^2 \rangle$ e de rotação $\langle V_p \rangle$, que oferece essa possibilidade. Ainda referente à questão do achatamento das galáxias e ao fator envolvido nesse fenômeno, cabe ressaltar uma importante característica dos nossos modelos. Nos referimos ao íntimo vínculo existente entre a geometria do sistema, quer dizer a razão axial real Q , e sua dinâmica expressa na anisotropia. Semelhante nexos manifesta-se concretamente no fato de que para um dado valor de Q , somente determinado conjunto de valores para os parâmetros de

anisotropia β_1 , β_2 resultam fisicamente aceitáveis. Evidentemente, esta propriedade delimita significativamente os parâmetros do modelo. Como evidenciado pela tabela 3, a variação do parâmetro β_2 resultante de nossos modelos está contida num intervalo bastante restrito:

$$1 \leq \beta_2 \leq 1.63$$

Este resultado está em bom acôrdo com as conclusões de Busarello et al. (1988) à respeito da anisotropia reinante nas galáxias elípticas. Modelando estes sistemas com base no teorema do tensor virial e partindo dos limites observados para a elipticidade, esses autores chegam à conclusão de que a dispersão de velocidades no plano equatorial da galáxia é aproximadamente 1.5 vezes maior do que a componente dessa grandeza na direção polar.

Cinco galáxias da amostra têm seu achatamento determinado pela rotação: a elíptica brilhante NGC 4697 e os sistemas de menor luminosidade NGC 4387, NGC 4551, NGC 4478 e NGC 5845. Estes objetos foram estudados por Davies (1981) e por Davies et al. (1983) chegando a similar conclusão quanto ao caráter rotacional do achatamento. A análise desses autores fundamenta-se no posicionamento desses sistemas no gráfico de Binney (ver figura 4), mais precisamente no valor da razão V/σ comparada com o correspondente valor dessa razão para o caso estritamente isotrópico. Contudo, para estar em condições de explicar o afastamento de uma dada galáxia do estado isotrópico, torna-se imprescindível a modelagem de sua

dinâmica interna. É o caso da galáxia brilhante em Virgo NGC 4697 que, embora rotacionalmente achatada, não é isotrópica pois tem parâmetros $\beta_1 = 0.9$ e $\beta_2 = 1$. Dos sistemas de pouca-luminosidade mencionados acima, os três primeiros, ou seja, NGC 4387, NGC 4551 e NGC 4478 possuem dispersão de velocidades isotrópica, enquanto que NGC 5845 apresenta-se como sistema com anisotropia: $\beta_1 = 0.82$, $\beta_2 = 1.0$. Entretanto, com referência à galáxia NGC 5845, é necessário destacar que devido à dificuldade encontrada no ajuste de sua curva de rotação, este objeto pode, na realidade, ser um sistema SO. Suspeita neste sentido foi levantada por Davies et al. (1983), autores das observações cinemáticas dessa galáxia, que utilizamos no presente trabalho. Esta suposição seria consistente com a análise realizada por Lauer (1985) que achou evidências para a existência de um disco estelar em NGC 5845. As evidências sobre a presença de discos, isofotas retangulares ("boxiness"), faixas de poeira e outras subestruturas nas galáxias elípticas são obtidas, usualmente, através da análise cuidadosa dos contornos isofotais e de seus afastamentos da forma elíptica pura. Neste contexto, é interessante assinalar que Carter (1987) e Jedrzejewski (1987) encontraram indícios da presença de um disco estelar também na galáxia NGC 4697. Tanto NGC 5845 como NGC 4697 foram classificadas por Nieto (1988) como sendo "elípticas de disco". Da figura 5 resulta claro, no entanto, a natureza dinâmica inteiramente diferente desses sistemas. Diferença refletida no comportamento do perfil de dispersão em ambos os sistemas: enquanto que em NGC 5845 a dispersão cai rapidamente com a distância ao centro, em NGC 4697 esse decai

mento se processa lentamente.

Do ajuste dos perfis teóricos de dispersão de velocidades e de rotação podemos derivar a razão massa-luminosidade f_B , na banda azul em unidades solares bem como a massa do sistema. Os resultados decorrentes desses ajustes se encontram na tabela 4, para ajustes com parâmetro $\alpha = 0$, e na tabela 5 para ajustes que exigem $\alpha \neq 0$. Para metade da nossa amostra (8 galáxias) foram obtidos ajustes que requerem parâmetro $\alpha \neq 0$. Isto significa que, nessas galáxias, a distribuição espacial da matéria luminosa difere da distribuição espacial da componente não-luminosa. Para essas galáxias com $\alpha \neq 0$ relacionamos na tabela 5 os valores da razão massa-luminosidade f_B e da massa na distância máxima (dada em Kpc) para a qual o perfil de dispersão foi observado. Salientamos o fato de que para essas galáxias com $\alpha \neq 0$ foram inicialmente ajustados modelos para $\alpha = 0$. Apesar destes modelos satisfazerem as condições, expostas no capítulo anterior, para serem considerados fisicamente adequados, a qualidade do ajuste, por eles fornecida, é inferior quando comparada com os concorrentes modelos com $\alpha \neq 0$. Exemplificamos esta situação na figura 6 onde apresentamos, para algumas das galáxias com $\alpha \neq 0$, os perfis de dispersão dos melhores modelos com $\alpha = 0$. Além disso, como mostra a tabela 6, a qualidade do ajuste torna-se sensivelmente melhor quando passamos a modelos com $\alpha \neq 0$. Lembramos ainda que nossos ajustes são condicionados pois referem-se ao estado com f_B consistente fornecidos pelos perfis.

A razão massa-luminosidade das galáxias elípticas cal

Tabela 4

Razão massa-luminosidade e massa ($\alpha=0$)

NGC (1)	f_B (2)	M (3)
3379	14 ± 5	4.76×10^{11}
4472	21 ± 9	2.50×10^{12}
5845	25 ± 9	2.92×10^{11}
4374	25 ± 11	2.12×10^{12}
4839	20 ± 8	5.16×10^{12}
4406	14 ± 6	1.19×10^{12}
7097	17 ± 6	8.60×10^{11}
4486	21 ± 8	2.22×10^{12}

Notas - Col. (1). Número NGC da galáxia. Col. (2). Razão massa-luminosidade (em unidades solares) na banda B. Para o cálculo de f_B usamos as velocidades de grupo e raios efetivos da tabela 2, constante de Hubble $H_0 = 50 \text{ Km.s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ e magnitude B_T corrigida pela extinção da Galáxia. Col. (3). Massa galáctica em unidades da massa solar M_\odot .

Tabela 5

Razão massa-luminosidade e massa ($\alpha \neq 0$)

NGC (1)	f_{BC} (2)	f_B (3)	M (4)
4697	8 ± 3	17 (7 kpc)	9.36×10^{11} (7 kpc)
4387	8 ± 3	20 (2 kpc)	8.51×10^{10} (2 kpc)
4551	9 ± 3	35 (3 kpc)	1.56×10^{11} (3 kpc)
4478	7 ± 3	26 (3 kpc)	2.07×10^{11} (3 kpc)
3904	8 ± 3	20 (4 kpc)	6.73×10^{11} (4 kpc)
6909	4 ± 1	8 (7 kpc)	3.40×10^{11} (7 kpc)
4889	12 ± 5	15 (10 kpc)	4.72×10^{12} (10 kpc)
4473	10 ± 4	28 (4 kpc)	6.21×10^{11} (4 kpc)

Notas: Col.(1). Número NGC da galáxia. Col.(2). Razão massa-luminosidade central (em unidades solares) na banda B. Col. (3). Razão massa-luminosidade (em unidades solares) na banda B calculada no raio máximo das observações. O raio máximo das observações é dado em kiloparsecs. Col.(4). Massa galáctica (em unidades da massa solar M_{\odot}) computada no raio máximo das observações.

Tabela 6

Comparação de modelos para galáxias com $\alpha \neq 0$

NGC	χ^2 (por grau de liberdade) para melhor modelo com $\alpha = 0$	χ^2 (por grau de liberdade) para melhor modelo com $\alpha \neq 0$
4697	1.52	0.93
4387	1.36	0.47
4551	3.04	0.73
4478	7.64	0.61
3904	11.15	1.67
6909	1.79	0.33
4889	3.74	2.36
4473	9.92	0.52

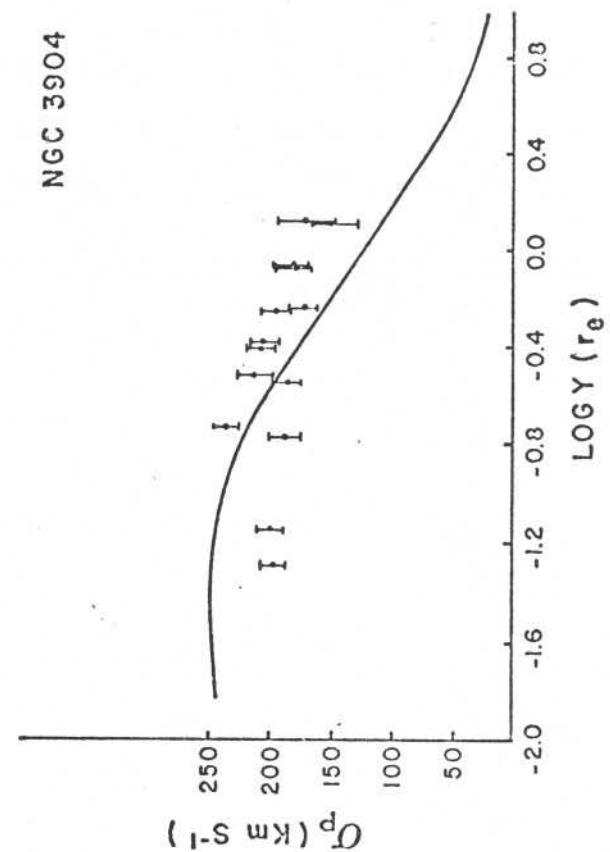
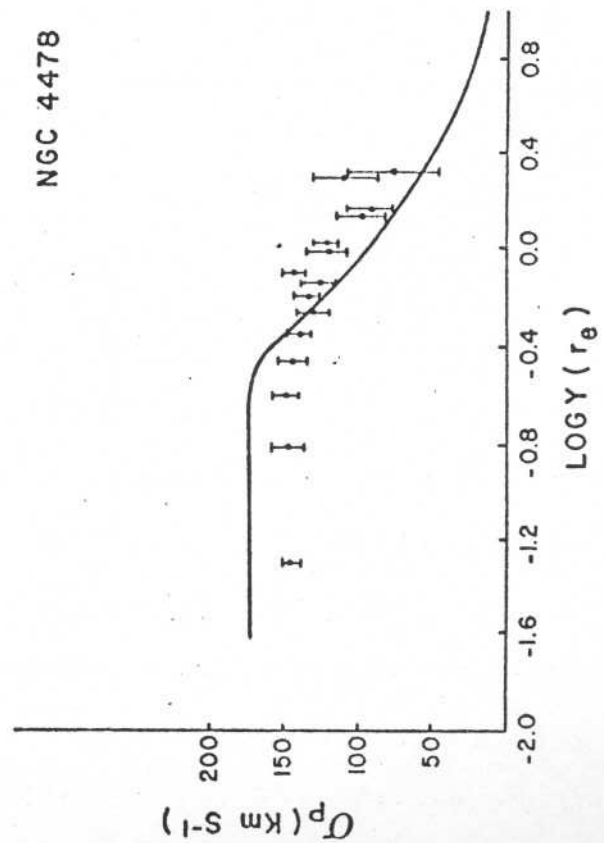
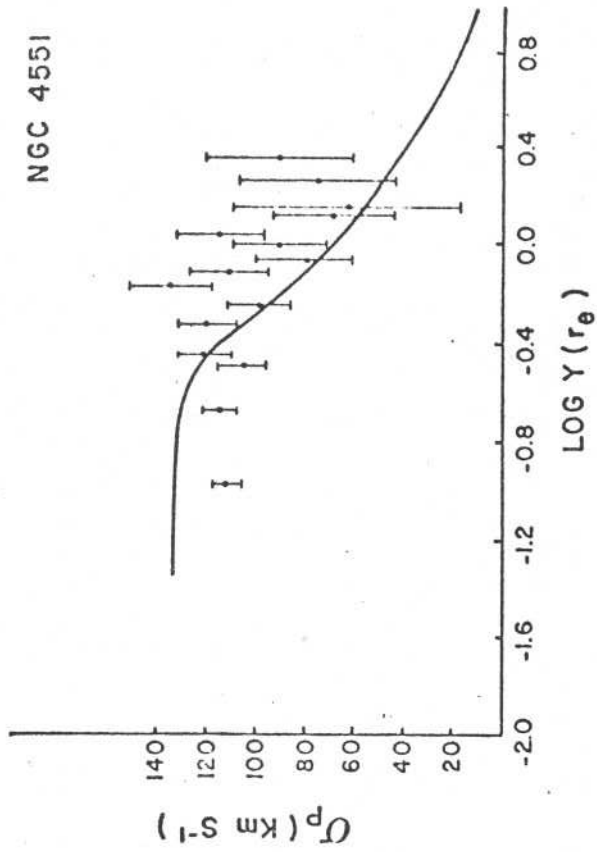
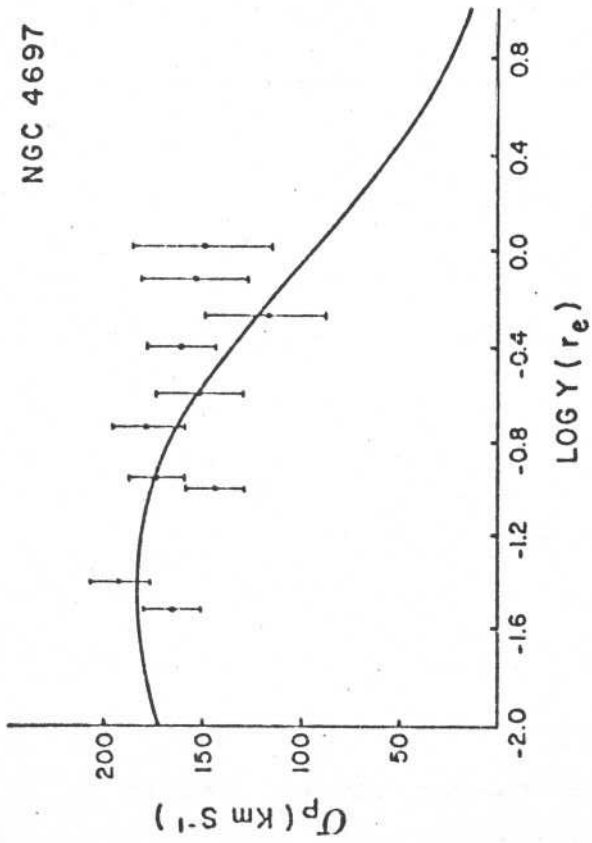


FIG. 6 - PERFIS DE DISPERSÃO σ_p DE MODELOS COM $\alpha=0$ PARA ALGUMAS GALÁXIAS COM $\alpha \neq 0$

culada pelo método dinâmico engloba, evidentemente, toda a massa gravitante geradora do potencial galáctico. Essa massa poderá incluir, eventualmente, alguma componente escura de origem não-estelar. Por isso, e com o intuito de fazer-se uma comparação com os resultados dinâmicos, apresentam interesse os modelos que permitem determinar a razão M/L devido somente à componente estelar (luminosa e não-luminosa) da galáxia. Nos referimos aos modelos construídos com base na técnica da síntese espectral aplicada às galáxias elípticas. Fundamenta-se esta técnica na correlação existente entre a cor integrada da galáxia e a estrutura das populações estelares do sistema. Uma das formas mais usadas desta técnica, a síntese espectral evolutiva (Gunn et al. 1981; Bruzual 1982) faz uso das trajetórias evolutivas estelares com a finalidade de obter, a partir de um espectro inicial de massa estelar e de uma taxa de formação estelar, a distribuição das estrelas no diagrama HR para os distintos estágios evolutivos da galáxia. Isto oferece a possibilidade de calcular (sintetizar) propriedades integrais do sistema, tais como distribuição espectral de energia, índices de cor e razão massa-luminosidade. O procedimento da síntese espectral evolutiva é compatível com a evolução estelar, permitindo investigar a evolução da composição química dos sistemas estelares e os efeitos de tal evolução nas propriedades fotométricas integradas. Utilizando uma técnica de síntese evolutiva deste tipo, Larson e Tinsley (1974) determinaram as propriedades fotométricas integradas correspondentes a modelos dinâmicos, descritivos da formação e evolução de galáxias elípticas com simetria esférica, calculados por Larson (1974). Nestes mo

delos dinâmicos o colapso é descrito através da interação de dois fluídos, um estelar, e outro gasoso, sendo que a taxa de formação estelar foi considerada proporcional à densidade do gás e a função inicial de massa estelar, representada por meio de uma gaussiana ou através de uma lei de potência, do tipo de Salpeter (1955). De todos os modelos computados por Larson e Tinsley, somente o modelo S foi capaz de reproduzir os gradientes de cor e de metalicidade observados nas galáxias elípticas. Conseguiu-se isto no modelo S graças à introdução de um corte na formação estelar após o sistema ter atingido um certo estágio evolutivo. O espectro inicial de massa estelar no modelo S é do tipo de Salpeter, com limites inferior e superior de massas iguais a $0.02 M_{\odot}$ e $50 M_{\odot}$ respectivamente. O limite inferior foi adotado igual a $0.02 M_{\odot}$ com a finalidade de obter metalicidade similar à solar. O modelo S produz uma razão massa-luminosidade constante igual a $f_B = 22$ dentro de um raio de 18 kpc no qual o modelo foi calculado. Este valor é consistente com o valor médio $\langle f_B \rangle = 20$ das galáxias com $\alpha = 0$ pertencentes à nossa amostra (tabela 4). Isto significa que nas galáxias com $\alpha = 0$, as distribuições espaciais das componentes luminosa e não-luminosa são similares em regiões de raio da ordem de 18 kpc. Os limites de massa do modelo S incluem, evidentemente, uma ampla gama de objetos estelares, desde os de pouca massa até remanescentes estelares muito massivos. Da consistência das razões f_B podemos concluir, portanto, que nossos modelos dinâmicos são compatíveis com os resultados obtidos dos modelos de síntese evolutiva para as galáxias elípticas.

É significativo o fato de que a utilização da componente estelar luminosa, em conjunção com o teorema do virial, fornece para a razão massa-luminosidade valores, $5 < f_B < 12$ (Binney 1982), inferiores aos obtidos dinamicamente.

Em virtude destes resultados torna-se interessante com parar agora nossas razões f_B , para aquelas galáxias com $\alpha = 0$, com as decorrentes de outros modelos dinâmicos e com as provenientes de modelos para o perfil da radiação- x das elípticas. Três de nossos sistemas com $\alpha = 0$, a saber, NGC 3379, NGC 4472 e NGC 4406 foram estudados por Bacon et al (1983) e por Bacon (1984) na base de modelos hidrodinâmicos com f_B constante, ou seja, independente da distância ao centro da galáxia. Estes modelos possuem elipsóides de velocidades orientados radialmente com parâmetro de anisotropia $\beta = 1 - \sigma_{\theta\theta}^2 / \sigma_{RR}^2$ variável; aqui $\sigma_{\theta\theta}^2$ é a dispersão de velocidades na direção do ângulo polar θ num sistema de coordenadas esféricas. Re-escalando as razões f_B das três galáxias com $\alpha = 0$, acima assinadas, para as distâncias utilizadas em tais modelos, verifica-se que elas são sistematicamente maiores do que as obtidas por esses autores. Por exemplo, para o par de galáxias NGC 4472 e NGC 4406 residentes no aglomerado de Virgo obtém-se, usando a distância 12.5 Mpc, $f_B = 34$ e $f_B = 28$ respectivamente, enquanto que os correspondentes valores encontrados por Bacon são de apenas 8.1 e 10.5. A origem desta discrepância estaria, mais provavelmente, no cálculo do perfil de densidade ρ ; infelizmente Bacon não esclarece a forma em que tal grandeza foi computada. Outra possível fonte de divergência seria a característica, já res-

saltada anteriormente, de que em nossos modelos a anisotropia e a razão axial real encontram-se em estreito vínculo. Tal propriedade está ausente nos modelos de Bacon. Além disso, nestes modelos é impossível separar os perfis de rotação e de dispersão para o caso anisotrópico, tornando difícil a obtenção de razões f_B consistentes para os sistemas anisotrópicos. Da tabela 3 observamos que este é precisamente o caso para NGC 3379 e principalmente para NGC 4472 e NGC 4406.

O método dinâmico de Schwarzschild foi empregado por Katz e Richstone (1985) para modelar NGC 4472 e a galáxia NGC 4374, em Virgo, que também faz parte de nossa subamostra com $\alpha=0$. As galáxias são consideradas sistemas esféricos e os perfis de dispersão observados são usados para obter ajustes com base em modelos com f_B tanto constante como variável. Infelizmente a delimitação dos modelos se vê comprometida visto os intervalos de variação da razão f_B serem bastante amplos. Contudo, os limites superiores, $f_B = 18$ para NGC 4472 e $f_B = 16$ para NGC 4374, fornecidos pelos modelos com razão massa-luminosidade constante são compatíveis com nossos valores de f_B para essas galáxias.

A razão massa-luminosidade f_B de NGC 4472, NGC 4374 e de NGC 4406 têm sido determinadas também a partir da observação da radiação-X proveniente dessas galáxias (Forman et al. 1985). A radiação-X observada é originária de coroas de plasma situadas em torno das galáxias. A densidade do plasma é considerada função somente da distância galactocêntrica, quer dizer, admite-se simetria esférica para a coroa. Embora as ob

servações disponíveis não permitam ainda fixar a forma do perfil de temperatura do plasma, a evidência existente é a de um estado aproximadamente isotérmico. Supondo-se ainda o plasma em equilíbrio hidrostático, é possível calcular, da densidade e temperatura do gás, a massa e a razão massa-luminosidade da galáxia. Com base nestes pressupostos, Forman et al. (1985) determinaram a razão f_B decorrente da massa total contida dentro do raio máximo (R_{MAX}) de detecção dos raios-X no sistema galáctico. O valor $f_B = 14$, registrado por esses autores, para NGC 4374 é compatível com nosso resultado; já os resultados $f_B = 33$ com $R_{MAX} = 62$ Kpc para NGC 4472 e $f_B = 62$ com $R_{MAX} = 86$ Kpc para NGC 4406 são elevados quando comparados com os relacionados para essas galáxias na tabela 4. Todavia, como apontado por Trinchieri et al. (1986), a suposição de equilíbrio hidrostático pode resultar infundada a grandes distâncias do centro das galáxias NGC 4472 e NGC 4406, visto as assimetrias apresentadas pelas isofotas da radiação-X proveniente desses sistemas. Semelhantes assimetrias surgem como resultado da perturbação do plasma em torno das galáxias por parte do gás intra-aglomerado. Em tais casos, segundo Trinchieri et al. (1986) (ver também Canizares 1987), é preferível aplicar a hipótese de equilíbrio hidrostático, com o intuito de obter estimativas da massa, a distâncias menores do que o raio onde as perturbações aparecem. Aplicando este procedimento, Canizares (1987) obtem para NGC 4472 uma razão massa-luminosidade média contida no intervalo $20 \leq f_B \leq 30$ para uma distância máxima de $R_{MAX} = 40$ Kpc. Este valor é consistente com nossa razão $f_B \approx 21$ para essa galáxia.

De todos os sistemas integrantes de nossa amostra, NGC 4486 (M87) é a galáxia que tem sido mais extensamente investigada na literatura. M87 aparece formando parte do grupo de galáxias com $\alpha=0$ porque, no intervalo em que foi observada, seu perfil de dispersão mostra tendência a declinar com o aumento da distância ao centro. A massa de M87, contida dentro de um raio de 18 Kpc, foi estimada por Huchra e Brodie (1987) usando, para isso, um sistema de aglomerados globulares pertencentes a esta galáxia. Medindo-se a velocidade radial de cada aglomerado é possível calcular a dispersão das velocidades radiais de cada um deles em relação à média do sistema; estas dispersões permitem, por sua vez, obter estimativas da massa, interna ao grupo de aglomerados, através da utilização de algum estimador de massa. Os estimadores usados por Huchra e Brodie foram o teorema do virial e o estimador da massa projetada (Bahcall e Tremaine 1981). As massas, num raio de 18 Kpc, obtidas dessa maneira oscilam no intervalo $(5-6) \times 10^{12} M_{\odot}$ sendo a razão massa-luminosidade resultante $f_B \approx 150$. Estes resultados são elevados quando contrastados com os nossos valores: $M=1.7 \times 10^{12} M_{\odot}$, $f_B = 28$, obtidos reescalando-se a razão M/L_B para a distância do aglomerado de Virgo (15.7 Mpc) utilizada por Huchra e Brodie. Por outro lado, é importante levar em consideração o fato de que, como assinalado por Huchra e Brodie, os resultados fornecidos pelos estimadores podem estar afetados por erros sistemáticos devido ao pressuposto de constituírem os aglomerados observados (contidos exclusivamente dentro de um anel em volta da galáxia) uma amostra representativa de todo o sistema de a-

glomerados globulares de M87. Estes erros, segundo os autores, podem levar a super-estimar a massa da galáxia. Isto, porém, não invalida o resultado dinâmico muito importante, decorrente do trabalho de Huchra e Brodie, de ser a dispersão de velocidades dos aglomerados globulares significativamente maior do que seria de esperar a partir de modelos com massa-luminosidade constante, quer dizer, de modelos com $\alpha=0$. Em virtude desta situação, torna-se importante comparar nossos resultados para M87 com aqueles provenientes do estudo, realizado por Fabricant e Gorenstein (1983), da distribuição de massa em torno desta galáxia. Baseia-se a análise destes autores no perfil observado da radiação-X de M87. Ao contrário de NGC 4472 e NGC 4406, em M87 as perturbações dos contornos isofotais da radiação-X são desprezíveis apresentando simetria circular em boa aproximação. Isto torna a condição de equilíbrio hidrostático do plasma, que como vimos permite calcular o campo gravitacional, mais verossímil. A uma distância de 22 Kpc do centro galáctico, Fabricant e Gorenstein encontram uma massa de $1.3 \times 10^{12} M_{\odot}$ e razão massa-luminosidade no intervalo $12 < M/L < 50$ o que é compatível com nossos valores $M = 1.6 \times 10^{12} M_{\odot}$ e $f_B = 29$, calculados tomando-se a distância a Virgo de 15 Mpc adotada por esses autores. Segundo Fabricant e Gorenstein a massa atinge o valor de $1.2 \times 10^{13} M_{\odot}$ a uma distância de 87 Kpc do centro o que sugere que, tanto a massa quanto a razão massa-luminosidade de M87 estão crescendo com o raio, em oposição a nossa descrição dessa galáxia com base em um modelo com $\alpha=0$.

Esta aparente contradição obtida para NGC 4486, bem

como os resultados alcançados para as restantes galáxias com $\alpha=0$, nos leva a formular a questão seguinte: suponhamos que a matéria não-luminosa possua escala de variação espacial maior do que aquela da componente luminosa, neste caso, teriam as galáxias com $\alpha=0$ de nossa amostra, aparentemente caracterizadas por razão M/L constante, em realidade razão massa-luminosidade crescente quando analisadas a grandes distâncias do núcleo? Notamos que a maior parte das galáxias de nossa amostra que têm $\alpha \neq 0$ possuem observações que se estendem a distâncias comparativamente maiores, em termos do raio efetivo da galáxia, do que aquelas existentes para os sistemas com $\alpha=0$. Para verificar a possibilidade levantada pela questão formulada graficamos, na figura 7, o valor do parâmetro α versus o raio máximo no qual o perfil de dispersão foi observado. O gráfico mostra claramente que as galáxias com $\alpha = 0$ são aquelas cujas observações cinemáticas se estendem a pouca distância do centro galáctico. Conclui-se, portanto, de que nas elípticas as componentes luminosa e não-luminosa possuem distribuições espaciais diferentes. Evidentemente, isto não implica numa razão massa-luminosidade crescente em todas as galáxias elípticas sem exceção. A galáxia NGC 4889 destacada na figura 7 constitui, evidentemente, um caso especial já que apresenta parâmetro $\alpha \neq 0$ mesmo para valores de r/r_e pequenos. Esta galáxia é classificada no Segundo Catálogo de Referência de Galáxias Brilhantes (de Vaucouleurs et al. 1976) como representante do tipo morfológico cD. É interessante assinalar que NGC 4839, a outra galáxia da nossa amostra com classificação morfológica cD (Oemler 1976), per-

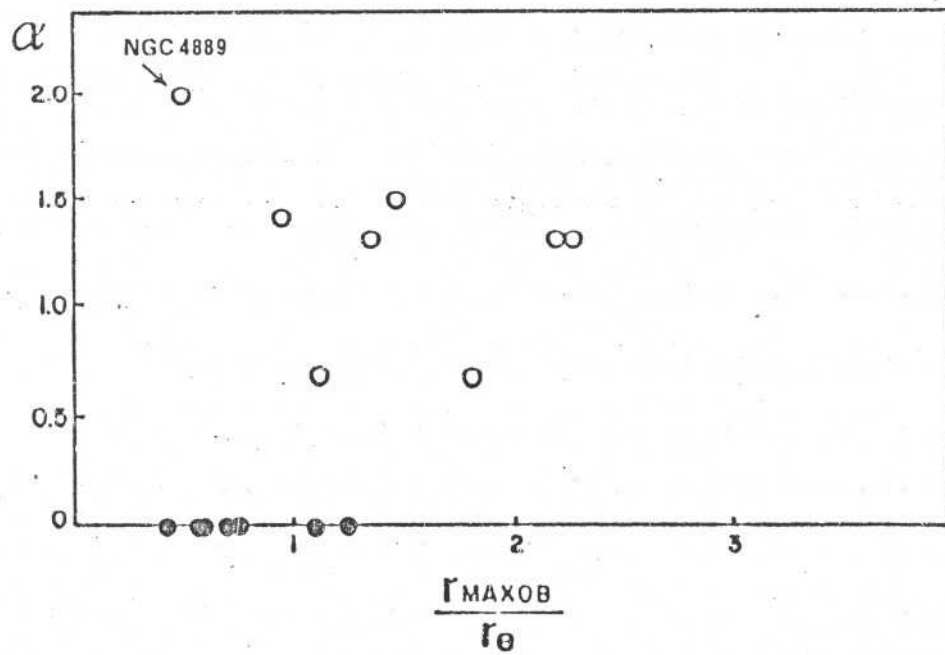


FIG.7_ PARÂMETRO α VERSUS O RAI0 MÁXIMO DE OBSERVAÇÃO
(EM UNIDADES DO RAI0 EFETIVO r_e) DO PERFIL DE DISPERSÃO

tence ao grupo de sistemas com $\alpha=0$. Embora tanto NGC 4889 quanto NGC 4839 sejam membros do aglomerado de Coma, a posição desse par de galáxias no aglomerado é radicalmente diferente. Com efeito, NGC 4889 é uma das galáxias centrais em Coma ao passo que NGC 4839 situa-se nas regiões externas desse aglomerado. Tal circunstância é inédita para sistemas estelares do tipo cD e os resultados obtidos para NGC 4889 e NGC 4839 nos permitem inferir sobre a importância da posição ocupada pelas galáxias nos aglomerados: a influência da posição manifesta-se não no fato da existência ou inexistência de matéria não-luminosa nas galáxias elípticas mas na escala da variação espacial dessa componente. A comparação de NGC 4889 em Coma com NGC 4486 em Virgo sugere que a grandeza dessa influência depende do estado de evolução dinâmica do aglomerado.

Dos sistemas com $\alpha \neq 0$ merece menção a elíptica compacta, do tipo cE, NGC 4478. Esta galáxia é vizinha de M87 em Virgo e foi estudada fotométricamente por Prugniel et al. (1987). A análise do perfil de luminosidade de NGC 4478 revelou evidências de interação com sua vizinha mais massiva M87. Com o intuito de estudar essa interação, Nieto e Prugniel (1987) investigaram o processo de decaimento orbital de NGC 4478 em M87. Considerando órbitas circulares e massa igual a $2 \times 10^{10} M_{\odot}$ para NGC 4478, Nieto e Prugniel encontraram tempos de decaimento muito longos, da ordem de $10^9 - 10^{10}$ anos, o que significaria praticamente a ausência de qualquer interação entre os sistemas, em conflito com os resultados fo

métricos. Por outro lado, nossos resultados para NGC 4478 mostram que esta galáxia possui razão massa-luminosidade variável, sendo sua massa, no raio máximo das observações cinemáticas, igual a $2 \times 10^{11} M_{\odot}$. Isto, evidentemente, poderia resolver o conflito mencionado acima, tornando muito verossímil a existência de interação entre NGC 4478 e M87. Vemos, portanto, que as elípticas compactas podem, tal qual as elípticas normais, apresentar razão M/L variável; NGC 4478 não seria o único exemplo existente já que observações radio do gás HI em 4 elípticas de baixa luminosidade sugerem a presença de matéria não-luminosa na elíptica compacta NGC 5666 (Lake et al. 1987).

Os valores do parâmetro α encontrados no presente trabalho representam, provavelmente, valores médios. Em uma situação mais geral os parâmetros de anisotropia podem variar com o raio na galáxia influenciando assim os valores de α . Entretanto, a experiência com nossos modelos nos leva a acreditar que tais efeitos não podem ser substanciais. Com efeito, como mostramos, a maioria dos sistemas anisotrópicos possui $\beta_2 > 1$ e este parâmetro afeta de maneira muito eficiente o campo de rotação nas galáxias elípticas, tornando a existência de modelos consistentes, com elevada anisotropia, pouco provável. Além disso, existe o problema da estabilidade visto que estados com altos valores do parâmetro $1/\beta_1$ são globalmente instáveis e, portanto, inadequados fisicamente.

CAPÍTULO 5

CONCLUSÕES

A descrição dos sistemas estelares através de modelos dinâmicos constitui, necessariamente, um processo gradativo de englobamento das variadas características observadas nesses sistemas. As galáxias elípticas, consideradas até há pouco tempo atrás como sistemas de estrutura simples, revelaram muitas propriedades cuja inclusão num único modelo resulta tarefa das mais difíceis. Como vimos na introdução, às distintas maneiras de abordagem do problema dinâmico associa-se um método de descrição e a passagem de um para outro prende-se muitas vezes à necessidade de simplificar a complexidade matemática do problema. Assim, a solução da equação de Vlasov, fundamento do método cinético, no caso geral, num espaço de 7 dimensões é tarefa extremamente complexa, mesmo se encarada numericamente. Igualmente complexo se apresenta o tratamento, num único modelo, de características tais como triaxialidade, anisotropia, elipticidade variável, "twists" e existência de integrais não-clássicas do movimento. É indispensável por conseguinte, a introdução de hipóteses que tornem o problema passível de análise.

Os pressupostos adotados neste trabalho foram os seguintes: a) as soluções das equações hidrodinâmicas de Jeans correspondem a funções de distribuição que satisfazem a equação de Vlasov; nesta hipótese baseia-se em geral o uso da aproximação hidrodinâmica, b) simetria axial com forma oblonga dos sistemas elípticos, c) elipticidade e parâmetros de a-

anisotropia independentes da distância na galáxia. O objetivo de nossa análise para as elípticas foi duplo: 1) estabelecer o grau e tipo de anisotropia reinante nesses sistemas, 2) estudar o problema da existência de matéria não-luminosa. Com essa finalidade tentamos restringir ao máximo os parâmetros de anisotropia mediante a utilização simultânea, para cada galáxia, dos perfis de dispersão e de rotação. Além disso, a possibilidade de serem diferentes as distribuições espaciais das componentes luminosa e escura é levada em consideração permitindo que a razão M/L seja grandeza variável com o raio na galáxia.

As principais conclusões alcançadas da aplicação dos nossos modelos auto-consistentes a uma amostra de 16 galáxias elípticas são:

- a) as galáxias elípticas brilhantes têm seu achatamento determinado pela anisotropia do tensor de dispersão de velocidades ao passo que os sistemas de baixa luminosidade devem sua forma à rotação; a anisotropia reside principalmente no parâmetro $\beta_2 = \sigma_{RR}^2 / \sigma_{ZZ}^2$ governado pela terceira integral do movimento;
- b) metade da amostra estudada possui M/L crescente com a distância ao centro da galáxia apontando para a existência de matéria não-luminosa nesses sistemas; para as restantes galáxias da amostra, aquelas descritas por modelos com M/L constante, a comparação com outros autores nos leva a crer que os perfis de dispersão e rotação observados não se estendem a distâncias suficientemente grandes do centro de

maneira a permitir a detecção da componente não-luminosa.

Isto sugere que as componentes luminosa e não-luminosa nas elípticas possuem diferentes escalas espaciais;

- c) a comparação entre si das galáxias tipo cD NGC 4889 e NGC 4839 em Coma e da primeira com M87 no aglomerado de Virgo sugere que as elípticas com posição central nos aglomerados têm alterada a escala de variação de sua componente não-luminosa, dependendo este efeito do estado de evolução dinâmica do aglomerado;
- d) as elípticas compactas, a exemplo das elípticas normais, podem possuir também razão M/L variável; este fato pode ser importante auxiliar na solução do problema de resultados conflitantes obtidos para a elíptica compacta NGC 4478 em Virgo.

O método de construção dos modelos apresentados neste trabalho pode ser utilizado para efetuar uma análise dinâmica mais particularizada das galáxias elípticas. Pode-se por exemplo, utilizar perfis de luminosidade, para cada sistema, que proporcionem uma descrição mais detalhada do que o perfil de luminosidade de de Vaucouleurs. Além disso, nossos modelos são facilmente reformulados para o caso de elipsóides pro longos tornando mais amplo seu campo de aplicação. Permanecendo dentro de uma forma intrínseca fixa e fazendo-se uma análise particularizada do perfil de elipticidade, é possível estudar os efeitos introduzidos pela variação da elipticidade na dinâmica interna das elípticas. A adoção de uma lei de va-

riação para os parâmetros de anisotropia, embora possível, representa um passo mais complexo pois exige a análise pormenorizada da estabilidade dos estados dinâmicos gerados por essa lei.

BIBLIOGRAFIA

- Aarseth, S.J., Binney, J. (1978], *Mon.Not.R.Astron.Soc.* 185, 227.
- Bacon, R., Simien, F., Monnet, G. (1983]. *Astron. Astrophys.* 128, 405.
- Bacon, R. (1985). *Astron. Astrophys.* 143, 84.
- Bahcall, J., Tremaine, S. (1981). *Astrophys. J.* 244, 805.
- Barnes, J., Goodman, J., Hut, P. (1986). *Astrophys. J.* 300, 112.
- Bertola, F., Capaccioli, M. (1975). *Astrophys. J.* 200, 439.
- Bertola, F., Galleta, G. (1978]. *Astrophys. J. Lett.* 226, L 115.
- Bertola, F., Galleta, G., Zeilinger, W.W. (1985). *Astrophys. J. Lett.* 292, L 51.
- Bertola, F., Capaccioli, M., Galleta, G., Rampazzo, R. (1988). *Astron. Astrophys.* 192, 24.
- Binney, J. (1976). *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 177, 19.
- Binney, J. (1978). *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 183, 501.
- Binney, J. (1981). "The Structure and Evolution of Normal Galaxies" ed. S.M. Fall e D. Lynden-Bell (Cambridge University Press), pag. 55.
- Binney, J., Mamon, G.A. (1982). *Mon.Not.R.Astron. Soc.* 200, 361.
- Binney, J. (1982). *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 20, 399.
- Bishop, J. (1986). *Astrophys. J.* 305, 14.
- Bosma, A. (1978). Ph.D. Thesis, Rijksuniversiteit te Groningen.
- Bruzual, A.G. (1982). Ph.D. Thesis, University of California, Berkeley.
- Burstein, D., Heiles, C. (1984). *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 54, 33.
- Busarello, G., Filippi, S., Ruffini, R. (1988]. *Astron. Astrophys.* 197, 91.

- Caldwell, N., Kirshner, R., Richstone, D.O. (1986). *Astrophys. J.* 305, 136.
- Canizares, C.R. (1987). *Dark Matter in the Universe*, IAU Symp. No. 117, ed. J. Kormendy and G.R. Knapp, (Reidel, Dordrecht), pag. 165.
- Carter, D. (1987), *Astrophys. J.* 312, 514.
- Carvalho, R. (1988). Tese de doutorado, Observatório Nacional, Rio de Janeiro.
- Davies, R.L. (1981). *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 194, 879.
- Davies, R.L., Efsthathiou, G., Fall, M.S., Illingworth, G., Schechter, P.L. (1983). *Astrophys. J.* 266, 41.
- Davies, R.L., Illingworth, G. (1983). *Astrophys. J.* 266, 516.
- Davies, R.L. (1987). *Structure and Dynamics of Elliptical Galaxies*, IAU Symp. No. 127 (Princeton), ed. T. de Zeeuw, pag. 63.
- de Freitas Pacheco, J.A., de Souza, R.E., Arakaki, L. (1983), *Astron. J.* 88, 1435.
- Dejonghe, H., Merrit, D. (1988). *Astrophys. J.* 328, 93.
- de Vaucouleurs, G. (1959). *Handbuch der Physik* 53, 311.
- de Vaucouleurs, G. (1975). *Stars and Stellar Systems, Vol.9, Galaxies and the Universe*, ed. A. Sandage, M. Sandage and J. Kristian (University of Chicago Press, Chicago), pag. 557.
- de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Corwin, H.R. (1976). *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies* (University of Texas, Austin) (RC2).
- de Vaucouleurs, G., Capaccioli, M. (1979). *Astrophys. J., Suppl. Ser.* 40, 699.
- Djorgovski, S., Davis, M. (1987). *Astrophys. J.* 313, 59.
- Dressler, A., Lynden-Bell, D., Burstein, D., Davies, R.L., Faber, S.M., Terlevich, R.J., Wegner, G. (1987). *Astrophys. J.* 313, 42.

- Duncan, M.J., Wheeler, J.C. (1980). *Astrophys. J. Lett.* 237, L27.
- Faber, S.M., Jackson, R.E. (1976). *Astrophys. J.* 204, 668.
- Fabricant, D., Gorenstein, P. (1983). *Astrophys. J.* 267, 535.
- Forman, W., Jones, C., Tucker, W. (1985). *Astrophys. J.* 293, 102.
- Fridman, A.M., Polyachenko, V.L. (1984). *Physics of Gravitating Systems, Vol. 1 e 2* (New York: Springer).
- Galletta, G. (1980). *Astron. Astrophys.* 81, 179.
- Gregory, S.A. (1975). *Astrophys. J.* 199, 1.
- Gunn, J.E., Stryker, L.L., Tinsley, B.M. (1981). *Astrophys. J.* 249, 48.
- Huchra, J., Brodie, J. (1987). *Astron. J.* 93, 779.
- Illingworth, G. (1977). *Astrophys. J. Lett.* 218, L43.
- Jeans, J.H. (1922). *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 82, 122.
- Jedrzejewski, R.I. (1987). *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 226, 747.
- Katz, N., Richstone, D.O. (1985). *Astrophys. J.* 296, 331.
- King, I.R. (1978). *Astrophys. J.* 222, 1.
- Kormendy, J. (1982). *Morphology and Dynamics of Galaxies, Twelfth Advanced Course of the Swiss Society of Astronomy and Astrophysics*, ed. L. Martinet, M. Mayor (Sauverny: Geneva Observatory), pag. 115.
- Lake, G. (1979). *Photometry, Kinematics and Dynamics of Galaxies*, ed. D.S. Evans, pag. 381.
- Lake, G., Schommer, R.A., Van Gorkom, J.H. (1987). *Astrophys. J.* 314, 57.
- Larson, R.B. (1974). *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 166, 585.
- Larson, R.B., Tinsley, B. (1974). *Astrophys. J.* 192, 293.
- Lauer, T.R. (1985). *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 216, 429.
- Lynden-Bell, D. (1967). *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 136, 101.

- Mamon, G.A. (1983). Internal Kinematics and Dynamics of Galaxies, IAU Symp. No.100, ed. E.Athanassoula (Reidel, Dordrecht), pag. 295.
- Marchant, A.B., Olson, D.W. (1979). *Astrophys. J. Lett.* 230, L157.
- Mathews, W.G. (1978). *Astrophys. J.* 219, 413.
- Merrit, D., Aguilar, L.A. (1985). *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 217, 787.
- Michard, R. (1985). *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 59, 205.
- Nieto, J.L., Prugniel, P. (1987). *Astron. Astrophys.* 186, 30.
- Nieto, J.L. (1988). "Early-Type Galaxies" 2da Reunión Regional de Astronomía Extragaláctica, Academia Nacional de Ciências de Córdoba.
- Ogorodnikov, K.F. (1965). "Dynamics of Stellar Systems" (New York: Pergamon).
- Ostriker, J.P., Peebles, P.J.E. (1973). *Astrophys. J.* 186, 467.
- Prugniel, P., Nieto, J.L., Simien, F. (1987). *Astron. Astrophys.* 173, 49.
- Richstone, D.O. (1979). *Astrophys. J.* 234, 825.
- Richstone, D.O. (1984). *Astrophys. J.* 281, 100.
- Richstone, D.O., Tremaine, S. (1984). *Astrophys. J.* 286, 27.
- Richstone, D.O., Tremaine, S. (1985). *Astrophys. J.* 296, 370.
- Rubin, V.C., Ford, W.K., Thonnard, N. (1978). *Astrophys. J. Lett.* 225, L107.
- Rubin, V.C., Burstein, D., Ford, W.K., Thonnard, N. (1985). *Astrophys. J.* 289, 81.
- Ruiz, M.T. (1975). Ph. D. Thesis, Princeton University.
- Sadler, E.M. (1984). *Astron. J.* 89, 23.
- Sadler, E.M. (1984). *Astron. J.* 89, 34.
- Salpeter, E.E. (1955). *Astrophys. J.* 121, 161.
- Sandage, A., Tammann, G.A. (1981). A revised Shapley-Ames Catalog of Bright Galaxies (University of Texas Press, Austin).

- Sargent, W., Schechter, P., Boksenberg, A., Shortridge, K. (1977).
Astrophys. J. 212, 326.
- Sargent, W., Young, P.J., Boksenberg, A., Shortridge, K., Lynds,
C.R., Hartwick, F.D.A. (1978). Astrophys. J. 221, 731.
- Schmidt, M. (1956). Bulletin of the Astronomical Institutes of the
Netherlands, 13, No 468, pag. 15.
- Schwarzschild, K. (1907). Göttingen Nach. 614.
- Schwarzschild, M. (1979). Astrophys. J. 232, 236.
- Stark, A.A. (1977). Astrophys. J. 213, 368.
- Terlevich, R., Davies, R.L., Faber, S.M., Burstein, D. (1981).
Mon.Not.R.Astron.Soc. 196, 381.
- Tonry, J.L., Davis, M. (1979). Astron. J. 84, 1511.
- Trinchieri, G., Fabbiano, G., Canizares, C.R. (1986). Astrophys.
J. 310, 637.
- Van Albada, T.S. (1982). Mon. Not. R. Astron. Soc. 201, 939.
- Vandervoort, P.O. (1984). Astrophys. J. 287, 475.
- Wiegandt, R. (1980). Astron. Astrophys. 82, 177.
- Williams, T.B., Schwarzschild, M. (1979). Astrophys. J. 227, 56.
- Williams, T.B. (1981). Astrophys. J. 244, 458.
- Young, P., Sargent, W., Boksenberg, A., Lynds, C.R., Hartwick, F.
(1978). Astrophys. J. 222, 450.
- Young, P., Sargent, W., Kristian, J., Westphal, J.A. (1979). As-
trophys. J. 234. 76.

Todos os Interessados em Publicações do
Observatório Nacional. Devem Dirigir-se a

MCT - CNPq
Observatório Nacional
Biblioteca
Setor de Reprodução Gráfica
r. Gal. José Cristino, 77 - CP. 23002
20921 - São Cristovão, RJ
BRASIL
Telf. 5807313 - r.271