



**ON**

*OBSERVATÓRIO NACIONAL*

---

MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA

**Glóbulos de Bok:  
Estabilidade e Formação Estelar**

por

**Germán A. Racca**

**Orientador: Dr. Ramiro de la Reza  
Co-Orientador: Dr. José W. S. Vilas-Boas**

Dissertação apresentada ao Observatório Nacional do Rio de Janeiro como requisito parcial à obtenção do grau de

**Doutor em Astronomia**

Rio de Janeiro, 10 de Agosto de 2007



## LA SUMA

Ante la cal de una pared que nada  
nos veda imaginar como infinita  
un hombre se ha sentado y premedita  
trazar con rigurosa pincelada

en la blanca pared el mundo entero:  
puertas, balanzas, tártaros, jacintos,  
ángeles, bibliotecas, laberintos,  
anclas, Uxmal, el infinito, el cero.

Puebla de formas la pared. La suerte,  
que de curiosos dones no es avara,  
le permite dar fin a su porfía.

En el preciso instante de la muerte  
descubre que esa vasta algarabía  
de líneas es la imagen de su cara.

Jorge Luis Borges, *Los Conjurados*, 1985



*À memória do meu pai Elpidio J. Racca*

*A minha mãe Raquel H. Blengino*



# Agradecimentos

Quero agradecer, além da minha família, a todas as pessoas que conheci e fiz amizade no Brasil, principalmente no Rio de Janeiro, no decorrer do meu doutorado. Algumas pessoas contribuíram no profissional, dando conselhos ou discutindo assuntos científicos, e outras contribuíram no pessoal, com amizade e alegria.

Primeiramente, quero expressar minha profunda gratidão a meu orientador, Dr. Ramiro de la Reza, não só por me aceitar como aluno e me ajudar com sua experiência para concluir meu doutorado, mas também pela amizade e carinho. Ramiro: muchísimas gracias!

Meu co-orientador, Dr. Williams Vilas-Boas, foi fundamental nos últimos tempos do meu doutorado, contribuindo com todo seu conhecimento e experiência sobre os glóbulos de Bok. Agradeço a ele por me receber com tanta disponibilidade no INPE e por todas as conversas que tivemos sobre minha tese. Williams: muitíssimo obrigado!

Agradeço a Renata, que sem ter conhecimentos de Astrofísica, teve que suportar minhas conversas sobre glóbulos de Bok (?), mas meu agradecimento é, principalmente, pelo Amor.

Agradeço a meu “hermano colombiano” Giovanni, com quem dividi apartamento quando cheguei no Rio, e a partir dessa época viramos grandes amigos, compartilhando importantes momentos de nossas vidas no Brasil. Os outros integrantes do *407C* também merecem meu agradecimento, já que com eles aprendi a falar minhas primeiras palavras em português (sem sucesso!):

Álvaro, Alessandro (“o alagoano”) e Gustavo.

Agradeço a Patricio, com quem construí uma grande amizade. Embora chileno, ele também é meu “hermano”! Também agradeço a Rodney (“el cabroncito”), pela amizade e as alegrias compartilhadas.

Quatro mulheres merecem um especial agradecimento: Aldinêz (a maior “cara de fuinha”), Carolina (“Carito”), Mereane (“bruxinha”) e Raquel. Vocês serão minhas eternas amigas!

Mais duas mulheres: Fernada e Patrícia (por onde andam?), adoro vocês, muito obrigado por tudo!

Agradeço a meu compatriota Gerónimo, pela erva mate e alfajores que compra para mim cada vez que viaja para Argentina. A Beck, meu colega de sala e companheiro de almoço no restaurante do ON. A Vinícius, pelas caronas e amizade. A Flávio, pela amizade e as conversas interessantes, especialmente sobre *J.L.B.* A Eugueni, pelos e-mails com artigos sobre os glóbulos. A Vladimir, pelas excelentes aulas sobre a estrutura da Galáxia. A Simone e Claudio, que me receberam com muita alegria. A Sergio, Diana e Clarita. A André (valeu pelas caronas!), Ernandes, Dudu, Nobar, Marisela, Eugênio (“o caricaturista”), Daniel e Ana, Jorge, Luis, Iran, Maurício, Guga, Fernando...

Agradeço a meus amigos do INPE, que sempre me receberam com alegria e se tornaram grandes amigos meus: Éder e Carla (meus “hermanos brasileiros”), Julio (o grande fornecedor de pisco), Kenny, Júnior, Jorge, Ênia (“magrilda”, valeu pela correção on-line!), Priscila, Cristiane, Carla, Armando, Xico, Wivaldo, Leonardo, Avelino, Reitano, César, Paulo, Dinalva...

Quero agradecer especialmente a Iara e Vera, pela paciência e amizade. Também ao pessoal do DTIN, principalmente a Márcio e Renato. E a todos os funcionários do ON com quem fiz amizade durante estes anos.



# Resumo

Nesta Tese, estudamos uma coleção de glóbulos de Bok do Hemisfério Sul, com a finalidade de analisar os diferentes estágios evolutivos e determinar as condições físicas que precedem a uma eventual formação de estrelas de baixa massa. Para este fim, selecionamos 21 glóbulos, onde 11 deles são classificados como *starless* e 10 têm associados fontes IRAS discretas. Em uma primeira etapa da análise, utilizamos a metodologia da extinção determinada a partir de observações no infravermelho, que diferentemente das técnicas no sub-milimétrico ou milimétrico, não dependem da temperatura da poeira. Para isto, utilizamos pela primeira vez o catálogo 2MASS para mapear a distribuição da extinção em glóbulos de Bok, e mediante uma análise da estabilidade, encontramos efectivamente que os dois grupos de glóbulos se encontram em estados evolutivos diferentes. Os glóbulos *starless* estariam associados a uma etapa pré-estelar, enquanto os glóbulos IRAS corresponderiam a uma etapa mais evoluída, na direção da formação estelar. A técnica da extinção permitiu detectar núcleos densos embebidos, com picos de absorção invisíveis nas imagens ópticas. Neste sentido, a técnica baseada nas cores do 2MASS se apresentou sendo muito sensível e útil para o mapeamento de nuvens escuras pequenas. O estudo da estrutura interna dos glóbulos significou passar por várias etapas, nas quais se determinaram as distâncias aos glóbulos e se construíram os perfis radiais dos núcleos densos embebidos. A integração destes perfis levou ao cálculo das massas dos glóbulos. Posteriormente, estes perfis foram modelados com esferas isotérmicas em equilíbrio hidrostático (esferas de Bonnor-Ebert). Resolvendo numericamente a equação de Lane-Emden, foram determinados para cada glóbulo o parâmetro de estabilidade ( $\xi_{max}$ ) e a extinção central ( $A_V^c$ ). Os resultados mais significativos deste trabalho se referem às condições de estabilidade dos dois grupos. A maioria (87%) dos

glóbulos *starless* se encontra num estado estável frente ao colapso gravitacional. Ao contrario, a maioria (62%) dos glóbulos IRAS se encontra na região de instabilidade. Para caracterizar as fontes infravermelhas associadas aos glóbulos IRAS, assumimos que estas corresponderiam a diferentes classes de protoestrelas. Para isto, construímos as distribuições espectrais de energia (SEDs) e calculamos os índices espectrais  $\alpha$ , assim como as temperaturas bolométricas de cada fonte. De 13 fontes IRAS, encontramos que 10 correspondem a protoestrelas de Classe 0 e I, e 3 à Classe II. A maioria das fontes de Classe 0 e I estão associadas a núcleos densos instáveis gravitacionalmente, segundo o parâmetro  $\xi_{max}$ , e as fontes mais evoluídas, de Classe II, estão associadas a glóbulos estáveis. Finalmente, mediante observações milimétricas das moléculas de  $^{13}\text{CO}$  e  $\text{C}^{18}\text{O}$ , analisamos os glóbulos BHR 138 e BHR 149. Ao contrario das linhas simétricas de BHR 149, foi encontrada uma assimetria no caso de BHR 138, que é compatível com movimentos de colapso gravitacional no glóbulo. Esta idéia de um provável colapso estaria sustentada pela instabilidade gravitacional do núcleo e pela presença de uma protoestrela de Classe 0. Usando um modelo simples de colapso (*two-layer*), foi possível determinar uma velocidade de colapso de 0.25 km/s. No entanto, observações de linhas moleculares ópticamente finas seriam necessárias para descartar outros efeitos diferentes do colapso gravitacional.

# Abstract

In this Thesis, we study a collection of Southern Bok globules, with the purpose of analyzing the different evolutionary states and to determine the physical conditions that precede an eventual low-mass star formation. To do this, we selected 21 globules, where 11 of them are classified as starless and 10 are associated with IRAS point sources. In a first stage of the analysis, we used the methodology of the extinction determined from infrared observations, that differently from the technique in the milimetre and sub-milimetre, does not depend on the dust temperature. For this, we used for the first time the 2MASS catalogue to map the extinction distribution in Bok globules, and by means of a stability analysis, we found effectively that the two groups of globules are in different evolutionary states. The starless globules would be associated to a pre-stellar stage, while the IRAS globules would correspond to a more evolved stage, in the direction to the star formation. The extinction technique allowed us to detect embedded dense cores, with absorption peaks invisible in optical images. In this sense, the technique based on 2MASS colors appears to be very sensible and useful for mapping small dark clouds. To study the internal structure of the globules, we pass through some stages, where we determined the distances to the globules, and constructed radial profiles of the embedded dense cores. The integration of these profiles led to the calculation of the masses of the globules. Then, these profiles were modeled with isothermal spheres in hydrostatic equilibrium (Bonnor-Ebert spheres). By solving the Lane-Emden equation numerically, we determined the stability parameter ( $\xi_{max}$ ) and the central extinction ( $A_V^c$ ) for each globule. The most significant results of this work are related to the stability conditions in the two groups. The majority (87%) of the starless globules are found to be in a stable state against gravitational collapse. On the contrary,

the majority (62%) of the IRAS globules are found to be in the instability region. To characterize the infrared sources associated with the IRAS globules, we assumed that these sources would correspond to different protostellar classes. For this, we constructed spectral energy distributions (SEDs) and calculated the spectral index  $\alpha$ , as well as the bolometric temperature for each source. Out of 13 sources, we found that 10 correspond to Class 0 and I protostars, and 3 to the Class II. The majority of the Class 0 and I sources are associated with gravitationally unstable dense cores, according to the  $\xi_{max}$  parameter, and the more evolved Class II sources are associated with stable globules. Finally, by means of millimetric observations of  $^{13}\text{CO}$  and  $\text{C}^{18}\text{O}$  molecules, we analyzed the globules BHR 138 and BHR 149. As opposed to symmetric lines in BHR 149, we found an asymmetry in the case of BHR 138, that is compatible with gravitational collapse motions in the globule. This idea of a probable collapse would be supported by the gravitational instability of the core and by the presence of a Class 0 protostar. Using a simple collapse model (*two-layer*), it was possible to determine a collapse velocity of 0.25 km/s. However, observations of optically thin molecular lines would be necessary to discard other effects than the gravitational collapse.

# Sumário

<b>Agradecimentos</b>	<b>vii</b>
<b>Resumo</b>	<b>ix</b>
<b>Abstract</b>	<b>xi</b>
<b>Lista de Figuras</b>	<b>xvii</b>
<b>Lista de Tabelas</b>	<b>xix</b>
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
1.1 Nuvens Moleculares . . . . .	1
1.2 Glóbulos de Bok e Núcleos Densos . . . . .	2
1.3 Objetivos e Estrutura da Tese . . . . .	4
<b>2 Amostra e Dados Observacionais</b>	<b>6</b>
2.1 Seleção da Amostra . . . . .	7

---

2.2	Dados Observacionais . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Mapas de Extinção Visual</b>	<b>10</b>
3.1	Método dos Excessos de Cor . . . . .	11
3.2	Construção dos Mapas de Extinção . . . . .	13
<b>4</b>	<b>Determinação de Distâncias</b>	<b>18</b>
4.1	Aplicação do Método . . . . .	19
<b>5</b>	<b>Estudo da Estrutura Interna: Modelos de Bonnor-Ebert</b>	<b>26</b>
5.1	Descrição do Modelo de Bonnor-Ebert . . . . .	27
5.2	Aplicação do Modelo de Bonnor-Ebert . . . . .	31
5.3	Seqüência Evolutiva dos Glóbulos de Bok . . . . .	37
<b>6</b>	<b>Estudo da Formação Estelar: Fontes Infravermelhas</b>	<b>47</b>
6.1	Distribuição Espectral de Energia . . . . .	48
6.2	O Diagrama BLT . . . . .	54
6.3	Formação Estelar e Estabilidade . . . . .	56
<b>7</b>	<b>BHR 138: Um Glóbulo em Colapso?</b>	<b>58</b>
7.1	Observações e Redução dos Espectros . . . . .	59
7.2	Modelagem da Linha de $^{13}\text{CO}$ . . . . .	62
7.3	Resultados . . . . .	65

---

<b>8</b>	<b>Discussão, Resultados e Conclusões</b>	<b>67</b>
<b>A</b>	<b>Mapas de Extinção</b>	<b>72</b>
<b>B</b>	<b>Cálculos Teóricos: Equação de Lane-Emden e <math>T_{BE}</math></b>	<b>94</b>
B.1	Equação de Lane-Emden . . . . .	94
B.2	Temperatura de Bonnor-Ebert . . . . .	96
<b>C</b>	<b>Perfis de Extinção</b>	<b>98</b>
<b>D</b>	<b>Cálculo de Incertezas na Modelagem de Bonnor-Ebert</b>	<b>114</b>

# Lista de Figuras

3.1	Mapas de extinção visual de Barnard 68. . . . .	15
3.2	Mapa de extinção visual do glóbulo IRAS BHR 058. . . . .	16
3.3	Mapa de extinção visual do glóbulo <i>starless</i> BHR 059. . . . .	17
4.1	Distribuição galáctica dos glóbulos de Bok . . . . .	20
4.2	Excesso de cor versus distância para estrelas na vizinhança de cada glóbulo. . . . .	22
5.1	Curva $p - V$ para uma esfera isotérmica composta de hidrogênio molecular, com $T = 10$ K e $M = 1 M_{\odot}$ . . . . .	30
5.2	Perfil radial de extinção visual de Barnard 68. . . . .	32
5.3	Perfis radiais de extinção visual dos glóbulos BHR 139 e BHR 145. . . . .	33
5.4	Comparação entre as massa observadas ( $M$ ) e as massas de Bonnor-Ebert ( $M_{BE}$ ). . . . .	38



5.5	Relação entre $\xi_{max}$ e o contraste entre a densidade central e a densidade na borda para os núcleos densos embebidos nos glóbulos de Bok . . . . .	39
5.6	Histogramas do parâmetro de estabilidade $\xi_{max}$ . . . . .	40
5.7	Perfil de densidade colunar de uma nuvem esférica colapsando em diferentes instantes de tempo. . . . .	41
6.1	Seqüência evolutiva empírica da SED para YSOs de baixa massa. . . . .	49
6.2	Distribuições espectrais de energia para as fontes infravermelhas associadas aos glóbulos IRAS. . . . .	51
6.0	Diagrama BLT para as fontes infravermelhas associadas aos glóbulos IRAS. . . . .	56
7.1	Ilustração esquemática do perfil assimétrico originado numa nuvem colapsando . . . . .	60
7.2	Perfis das linhas de $^{13}\text{CO}$ e $\text{C}^{18}\text{O}$ . . . . .	61
7.3	Representação esquemática da variação de temperatura de excitação com a profundidade óptica nos modelos <i>two-layer</i> e <i>hill</i> . . . . .	63
7.4	Modelagem do perfil da linha de $^{13}\text{CO}$ para BHR 138. . . . .	66
D.1	Representação esquemática do cálculo de incertezas nos parâmetros $\xi_{max}$ e $A_V^c$ , provenientes da modelagem teórica de Bonnor-Ebert . . . . .	115

# Lista de Tabelas

2.1	Coordenadas dos glóbulos de Bok . . . . .	9
4.1	Distâncias aos glóbulos de Bok . . . . .	21
5.1	Coordenadas e tamanhos dos núcleos densos . . . . .	42
5.2	Massas e densidades dos núcleos densos . . . . .	43
5.3	Parâmetros físicos dos glóbulos de Bok derivados da modelagem teórica de Bonnor-Ebert assumindo $T = 10$ K . . . . .	44
5.4	Parâmetros físicos dos glóbulos de Bok derivados da modelagem teórica de Bonnor-Ebert usando $T = T_{BE}$ . . . . .	45
5.5	Valores médios dos parâmetros físicos que caracterizam os glóbulos de Bok . . . . .	46
6.1	Classificação espectral dos YSOs nos glóbulos IRAS . . . . .	50
6.2	Relação entre os YSOs e a estabilidade dos glóbulos de Bok . . . . .	57
7.1	Parâmetros observacionais das linhas espectrais . . . . .	62

---

7.2	Parâmetros obtidos com o modelo <i>two-layer</i> . . . . .	66
7.3	Parâmetros obtidos com o modelo <i>hill</i> . . . . .	66

# Capítulo 1

## Introdução

### 1.1 Nuvens Moleculares

As nuvens escuras foram identificadas facilmente a partir de observações visuais e usando telescópio já no século XVIII (Herschel, 1785). De fato, o complexo conhecido como “Saco de Carvão” pode ser facilmente detectado sem necessidade de telescópio na direção da Via Láctea. Somente no começo do século XX, Barnard (1919) e Wolf (1923) deram início a uma catálogo de regiões opacas individuais, distribuídas em diferentes regiões da Galáxia. A forte opacidade levou alguns pesquisadores a pensarem que o principal componente destas nuvens seria uma alta concentração de poeira interestelar.

Somente mais tarde, já nos anos ‘50, os resultados observacionais mostraram evidências surpreendentes e diferentes do que se pensava anteriormente. A primeira surpresa foi constatar que as nuvens escuras tinham uma componente HI extremamente baixa ou quase ausente (Bok et al., 1955; Heiles, 1969). Este resultado levou Bok a fazer uma predição importante que mais tarde tornou-se correta: as nuvens seriam formadas principalmente de material molecular. A primeira confirmação de que as nuvens contêm uma componente molecular veio com a detecção da molécula de CO na nuvem molecular de Órion (Wilson et al., 1970). Outra surpresa foi constatar que a poeira, embora existente, era pouco abundante. Nessa época, já se tinha a idéia de que a principal componente das nuvens escuras seria hidrogênio molecular ( $H_2$ ), com traços de outras moléculas simples e complexas, porém

menos abundantes, e de pouca poeira interestelar. (A componente molecular corresponde a 99% em massa, enquanto a poeira contribui com 1% (e.g., Knapp & Kerr, 1974)).

Ainda que o principal constituinte das nuvens moleculares seja  $H_2$ , esta molécula é de difícil observação em comprimentos de onda de rádio. Isto se deve a que, sendo  $H_2$  uma molécula mononuclear, a mais leve de todas, ela não tem momento de dipolo elétrico e não é excitada num meio com temperatura característica das nuvens moleculares, por isso não apresenta transições rotacionais. Por esta razão, o método tradicional usado para derivar as propriedades físicas básicas das nuvens moleculares (e.g., massas, densidades, temperaturas e propriedades dinâmicas) é a observação espectroscópica de moléculas como CO, CS e  $NH_3$ , as quais são vários ordens de grandeza ( $\sim 4-9$ ) menos abundantes que o  $H_2$ . Várias outras moléculas podem ser usadas com esse objetivo (van Dishoeck & Hogerheijde, 1999). Porém, a interpretação das observações de linhas moleculares nem sempre fornecem informações precisas sobre as nuvens. Várias complicações (e.g., afastamento do equilíbrio termodinâmico local, variação nas opacidades, evolução química, depleção) comprometem a derivação de propriedades importantes, como a distribuição da massa e a estrutura de uma nuvem molecular (Alves et al., 1999), quando esses efeitos não são levados em consideração .

Como a razão gás-poeira, estabelecida observacionalmente, é aceita como constante em nuvens interestelares (e.g., Bohlin et al., 1978), a forma mais confiável para traçar o conteúdo total de gás em uma nuvem molecular é medindo a distribuição da poeira através dela, a qual é diretamente determinada via medições da extinção sofrida pelas estrelas de fundo em comprimentos de onda do infravermelho próximo (Lada et al., 1994).

## 1.2 Glóbulos de Bok e Núcleos Densos

Bok & Reilly (1947) foram os primeiros a dar atenção às pequenas regiões escuras, arredondadas e densas, às quais chamaram “glóbulos”, e sugeriram a possibilidade de que a formação estelar poderia ocorrer dentro delas. Estes objetos foram chamados posteriormente de glóbulos de Bok. Trata-se, em geral, de estruturas isoladas, frias ( $T \sim 10$  K) e densas ( $n \sim 10^{4-5}$   $cm^{-3}$ ), sendo as técnicas baseadas principalmente no infravermelho, sub-milimétrico, milimétrico e rádio as que deram a verdadeira importância ao estudo destas

estruturas como sítios potenciais para a formação de estrelas de baixa massa ( $< 10 M_{\odot}$ ).

Sendo a maioria das estrelas formadas nos complexos moleculares de maiores massas, em aglomerados embebidos em nuvens moleculares gigantes e não em isolamento, é muito importante conhecer em detalhe os processos físicos que dão lugar à formação de uma estrela num ambiente isolado. Para isto, os glóbulos de Bok constituem o “laboratório” ideal para estudar a formação isolada de estrelas de baixa massa. Sua estrutura simples permite modelá-los com certos detalhes, em contraste com a formação estelar em complexos moleculares maiores, onde movimentos em grande escala, regiões HII e formação estelar múltipla dentro da nuvem podem dificultar a identificação dos mecanismos de formação estelar simples.

A extinção visual foi usada para estudar 248 glóbulos de Bok por Clemens & Barvainis (1988) no Hemisfério Norte, e 169 glóbulos por Bourke et al. (1995a, daqui em diante BHR) no Hemisfério Sul. Regiões de alta densidade colunar em nuvens maiores, como as estudadas por Benson & Myers (1989) mediante emissão molecular de  $\text{NH}_3$ , indicativa de densidades  $\gtrsim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ , foram chamadas “núcleos densos”. Os núcleos densos que não contêm protoestrelas ou YSOs<sup>1</sup>, que não estão associados a fontes IRAS<sup>2</sup> infravermelhas nem apresentam fluxos bipolares, são chamados “núcleos sem estrelas”, conhecidos como “núcleos *starless*” na literatura (Beichman et al., 1986), denominação que nós adotaremos neste trabalho. Os núcleos densos que apresentam alguma evidência de formação estelar, como protoestrelas de Classe 0 ou I embebidas, são chamados “núcleos protoestelares” (André et al., 2000). Os núcleos *starless* que apresentam emissão sub-milimétrica, indicando densidades de  $10^{5-6} \text{ cm}^{-3}$ , são chamados “núcleos pré-protoestelares”, ou simplesmente “núcleos pré-estelares” (Ward-Thompson et al., 1994).

No milimétrico ou sub-milimétrico, estudos de núcleos *starless* como em Ward-Thompson et al. (1994) indicam que os perfis 1D, médias da distribuição azimutal, são planos para raios  $< 3000-7000 \text{ AU}$ , e inclinados para raios maiores. Estes perfis se desviam da distribuição  $n(r) \propto r^{-2}$  da esfera isotérmica singular, proposta por Shu (1977) como sendo o estado inicial dos núcleos densos isolados antes do colapso gravitacional. Perfis similares são obtidos mapeando a distribuição da poeira em um núcleo denso ou glóbulo de Bok. Estas configurações são melhores descritas por “esferas de Bonnor-

---

<sup>1</sup>Young Stellar Objects

<sup>2</sup>Infrared Astronomical Satellite

Ebert” (Bonnor, 1956; Ebert, 1955), as quais são soluções não singulares das equações de equilíbrio hidrostático confinadas por uma pressão externa. Na aproximação isotérmica 1D, existe uma família de soluções de Bonnor-Ebert, parametrizadas pela densidade central  $n_c$ , onde o perfil de densidade está caracterizado por dois regimes: um decréscimo lento da densidade para pequenos raios e um decréscimo mais rápido, tipo lei de potência ( $\sim r^{-2}$ ), para raios maiores.

Modelagens detalhadas de perfis usando observações no infravermelho (e.g., Kandori et al., 2005; Teixeira et al., 2005) e emissão contínua (e.g., Ward-Thompson et al., 1999) confirmam que as esferas de Bonnor-Ebert são uma boa aproximação às estruturas internas dos núcleos *starless*. Porém, não é atualmente possível distinguir entre uma esfera de Bonnor-Ebert estática e uma colapsando com perfis baseados em emissão ou absorção de poeira, já que a estrutura do perfil, para uma dada  $n_c$ , não varia significativamente até as últimas etapas do colapso (Myers, 2005).

### 1.3 Objetivos e Estrutura da Tese

Nesta Tese, vamos estudar uma amostra de 21 glóbulos de Bok do Hemisfério Sul, selecionada de BHR. Dos 21 glóbulos, 11 não apresentam indícios de formação estelar, sendo que os 10 restantes tem associadas fontes infravermelhas IRAS. Conforme definições anteriores, no primeiro grupo estão “glóbulos *starless*”, e no segundo “glóbulos IRAS”. Mapas de extinção visual serão construídos a partir de observações no infravermelho extraídas do catálogo de fontes pontuais do 2MASS<sup>3</sup>, que nos permitirão detectar os núcleos densos embebidos nos glóbulos de Bok. Em seguida, a partir da construção de perfis radiais destes núcleos, aplicaremos o modelo das esferas isotérmicas de Bonnor-Ebert para estudar a estrutura interna dos glóbulos. O estudo das fontes infravermelhas associadas aos glóbulos IRAS nos ajudarão a estudar a formação estelar associada a eles. Finalmente, a partir da radioemissão de linhas de CO de alguns desses glóbulos IRAS, estudaremos indícios de um possível colapso gravitacional.

Pela primeira vez, o 2MASS é utilizado para estudar objetos isolados e compactos, como os glóbulos de Bok apresentados nesta Tese. Esses resultados sugerem que o catálogo de fontes pontuais do 2MASS, contendo

---

<sup>3</sup>Two Micron All Sky Survey

471 milhões de estrelas, se constitui numa ferramenta poderosa para mapear a extinção visual em nuvens escuras, com a vantagem de que, sendo um catálogo público, não se precisa de tempo de observação, e os dados que disponibilizam já estão prontos para serem usados. Isto nos possibilitou analisar a maior amostra de glóbulos de Bok no infravermelho próximo, embora ainda seja uma amostra limitada do ponto de vista estatístico. Observações com maiores telescópios e melhores resoluções permitem estudar em detalhe as distribuições de densidades dessas nuvens escuras, que ainda são pouco conhecidas, e particularmente os glóbulos de Bok.

A estrutura da Tese é a seguinte: no Capítulo 2 descrevemos os detalhes da seleção da amostra a partir do trabalho de BHR e das observações no infravermelho. No Capítulo 3 construiremos os mapas de extinção visual e no Capítulo 4 faremos uma determinação das distâncias aos glóbulos de Bok. No Capítulo 5 ajustaremos os perfis radiais com o modelo isotérmico de Bonnor-Ebert. No Capítulo 6 estudaremos a natureza das fontes IRAS e finalmente no Capítulo 7 aplicaremos um modelo simples de colapso a um dos glóbulos IRAS, cujas observações de linhas moleculares em rádio parecem compatíveis com uma região em colapso.



# Capítulo 2

## Amostra e Dados Observacionais

Clemens & Barvainis (1988), com o objetivo de investigar a natureza física do gás molecular precedente à formação de estrelas e dos processos mais importantes que desencadeiam a formação estelar, realizaram um catálogo de pequenas nuvens moleculares ou glóbulos de Bok do Hemisfério Sul. Até estes anos, os catálogos disponíveis eram os de Barnard (1927) e de Lynds (1962), os quais eram completos para nuvens com tamanhos angulares maiores que  $10'$  de arco. Porém, a maioria das nuvens menores não apareciam nesses catálogos. Em consequência, Clemens & Barvainis (1988) realizaram uma nova busca nas placas do POSS<sup>1</sup> com a finalidade de encontrar as menores nuvens moleculares. As nuvens selecionadas para o catálogo têm tamanhos angulares médios menores que  $10'$ , apresentam condensações ópticamente opacas e estão razoavelmente isoladas de nebulosidades brilhantes e de outras nuvens escuras. A forma da condensação não foi um critério de seleção, já que a forma de uma nuvem pode depender da sua evolução ou das propriedades do campo magnético.

Alguns anos depois, BHR montaram um catálogo similar para glóbulos de Bok do Hemisfério Sul, baseados no catálogo de Hartley et al. (1986) de nuvens escuras com declinação  $< -33^\circ$ , o qual surgiu como complemento do catálogo de Lynds (1962) que contém nuvens escuras no intervalo de declinação  $-33^\circ$  a  $+90^\circ$ . Diferentemente de Clemens & Barvainis (1988), o propósito de BHR foi escolher um subconjunto de nuvens opacas do catálogo de Hartley et al. (1986), e não uma busca de nuvens não catalogadas. O cri-

---

<sup>1</sup>Palomar Observatory Sky Survey

tério de seleção de BHR foi o mesmo que o adotado por Clemens & Barvainis (1988).

Neste Capítulo vamos descrever a amostra de glóbulos de Bok com a qual vamos trabalhar, e os dados observacionais que vamos usar para estudar as propriedades físicas destas pequenas nuvens escuras.

## 2.1 Seleção da Amostra

No início deste trabalho, a idéia foi estudar glóbulos de Bok listados por BHR sob as seguintes condições:

1. que fossem completamente isolados, ou seja, que não tivessem associados nebulosidades brilhantes e nem a complexos moleculares maiores,
2. que possuíssem uma determinação de suas distâncias,
3. que não tivessem associados fontes pontuais IRAS.

Seguindo estes critérios, obtivemos uma amostra inicial de 11 glóbulos. Posteriormente, no decorrer do trabalho, adicionamos um segundo grupo de objetos:

4. satisfazendo às condições 1 e 2, e que tivessem associados fontes pontuais IRAS.

Foram encontrado 10 objetos que satisfaziam esta última condição. No total, a nossa amostra de glóbulos de Bok do Hemisfério Sul, escolhida do trabalho de BHR, consiste de 21 objetos, dos quais 11 correspondem a glóbulos *starless* e 10 a glóbulos IRAS. Na Tabela 2.1 apresentamos os objetos selecionados. A coluna 1 indica o nome do glóbulo seguindo a notação de BHR, a coluna 2 indica o nome como aparece no catálogo de Hartley et al. (1986), as colunas 3 e 4 são a ascensão reta e declinação, a coluna 5 mostra o tamanho óptico em minutos de arco, e a coluna 6 a distância determinada por BHR.

## 2.2 Dados Observacionais

Os dados no infravermelho próximo usados neste trabalho foram obtidos do 2MASS (Skrutskie et al., 2006). O catálogo de fontes pontuais do 2MASS contém 471 milhões de estrelas, cobrindo 99.998% do céu nas bandas J( $1.24 \mu\text{m}$ ), H( $1.66 \mu\text{m}$ ) e  $K_s$ ( $2.16 \mu\text{m}$ )<sup>2</sup>. As observações deste catálogo foram feitas com dois telescópios de 1.3 m de diâmetro, localizados em Mount Hopkins (Arizona, EUA) e em Cerro Tololo (Chile). O catálogo de fontes pontuais do 2MASS é mais que 99% completo para  $J < 15.8$ ,  $H < 15.1$  e  $K_s < 14.3$ .

Para cada um dos glóbulos da Tabela 2.1, procuramos as magnitudes JHK e suas correspondentes incertezas no 2MASS, em regiões de  $15' \times 15'$  centradas nos glóbulos. Somente aquelas estrelas cujas incertezas fotométricas foram  $\leq 0.1$  mag em todas as bandas foram extraídas, garantindo uma relação  $S/N \geq 10$ . A procura das estrelas no catálogo foi feita através da interface web Gator<sup>3</sup>.

---

<sup>2</sup>Nos seguintes capítulos, o filtro “ $K_s$ ” será chamado simplesmente “K”

<sup>3</sup><http://irsa.ipac.caltech.edu/applications/Gator/>

TABELA 2.1: Coordenadas dos glóbulos de Bok

BHR	DC	$\alpha$ (J2000) ( <i>h m s</i> )	$\delta$ (J2000) ( $^{\circ}$ <i>' "</i> )	Tamanho óptico ( <i>a' × b'</i> )	Distância (pc)
<i>Glóbulos starless</i>					
016	255.4-3.9	08 05 26	-39 08 54	6 × 2	300
044	269.5+4.0	09 26 19	-45 11 00	2 × 2	300
053	274.2-0.4	09 28 47	-51 36 42	8 × 4	500
059	291.1-1.7	11 07 07	-62 05 48	5 × 3	250
074	300.0-3.7	12 22 09	-66 27 06	3 × 3	175
075	300.2-3.5	12 24 13	-66 10 42	6 × 3	175
111	327.2+1.8	15 42 20	-52 49 06	3 × 2	250
113	331.0-0.7	16 12 43	-52 15 36	8 × 4	200
133	340.5+0.5	16 46 45	-44 30 48	10 × 4	700
144	346.4+7.9	16 37 28	-35 13 54	7 × 1	170
145	347.5-8.0	17 48 01	-43 43 12	8 × 5	450
<i>Glóbulos IRAS</i>					
034	267.2-7.2	08 26 34	-50 39 54	8 × 2	400
058	289.3-2.8	10 49 00	-62 23 06	5 × 3	250
117	334.6+4.6	16 06 18	-45 55 18	7 × 2	250
121	337.1-4.9	16 58 42	-50 35 48	2 × 2	300
126	338.6+9.5	16 04 29	-39 37 48	6 × 5	170
138	345.0-3.5	17 19 36	-43 27 06	10 × 6	400
139	345.2-3.6	17 20 45	-43 20 30	4 × 2	400
140	345.4-4.0	17 22 55	-43 22 36	6 × 3	400
148	349.0+3.0	17 04 26	-36 18 48	2.5 × 2.5	200
149	349.2+3.1	17 04 27	-36 08 24	3 × 1	200

# Capítulo 3

## Mapas de Extinção Visual

Até o século passado, o método geral para estudar a estrutura das nuvens escuras baseava-se na análise estatística das estrelas de fundo, afetadas pela extinção devido à poeira. Esta técnica, introduzida por Wolf (1923), é conhecida como o método de contagem de estrelas, e foi melhorada e muito usada por Bok (1937, 1956). Neste método, uma grade retangular é sobreposta à imagem da nuvem e conta-se o número de estrelas em cada caixa da grade até uma magnitude limite. Estas contagens são comparadas com aquelas feitas numa região próxima e livre de escurecimento. A extinção é:

$$A_\lambda = \frac{1}{b_\lambda} \log \left( \frac{N_{off}}{N_{on}} \right), \quad (3.1)$$

onde  $N_{on}$  é a densidade estelar na nuvem,  $N_{off}$  é a densidade estelar no campo de comparação e  $b_\lambda$  é a inclinação da função de luminosidade cumulativa das estrelas no campo de referência.

Esta técnica sofre de muitas limitações, sendo a principal, a incerteza introduzida pela estatística de Poisson. Por exemplo, usando as placas do POSS no óptico, basta uma extinção de umas 4-5 magnitudes para detectar só uma estrela numa caixa de um minuto de arco na região do plano Galáctico (Lada et al., 1994).

Como a extinção diminui quando o comprimento de onda aumenta é pos-

sível detectar mais estrelas de fundo no infravermelho. Assim, usando uma lei de extinção podemos mapear mais profundamente a nuvem, alcançando valores de 10-20 magnitudes de extinção visual (e.g., Lada et al., 1994; Racca et al., 2002). Desta forma, observações simultâneas em vários comprimentos de onda no infravermelho permitem determinar extinções maiores e de uma forma mais direta, com melhor resolução angular e menores incertezas. É este o método que detalharemos e usaremos na seguinte seção para construir os mapas de extinção dos glóbulos de Bok da nossa amostra.

### 3.1 Método dos Excessos de Cor

O método dos excessos de cor (método NICE<sup>1</sup>, Lada et al., 1994) utiliza uma região ou campo de comparação livre de avermelhamento como referência para medir as extinções na região da nuvem, e assume que a população estelar é a mesma em ambos os campos. O excesso de cor  $E(H - K)$  de uma estrela pode ser calculado facilmente se conhecemos a cor intrínseca da estrela:

$$E(H - K) = (H - K)_{obs} - (H - K)_{int}. \quad (3.2)$$

As cores  $(H - K)$  intrínsecas de estrelas de seqüência principal e gigantes compreendem um intervalo muito pequeno: de 0.0 até 0.3 magnitudes para estrelas com tipos espectrais entre A0 e M5-7 (Koornneef, 1983; Bessell & Brett, 1988).

Assumindo que todas as estrelas observadas na direção da nuvem são idênticas em natureza às estrelas no campo de comparação, podemos usar a cor  $(H - K)$  média das estrelas do campo de comparação para aproximar a cor intrínseca de todas as estrelas do fundo da nuvem:

$$(H - K)_{int} \equiv \overline{(H - K)_{comp}}. \quad (3.3)$$

Usando as equações 3.2 e 3.3 calculamos os excessos de cor para todas as estrelas na região da nuvem, e finalmente a extinção visual  $A_V$  mediante a

---

<sup>1</sup>Near Infrared Color Excess

lei de extinção no sistema do 2MASS (Nielbock & Chini, 2005):

$$A_V = 19.4 \times E(H - K), \quad (3.4)$$

cuja incerteza associada é:

$$\sigma_{A_V} = 19.4 \times \sqrt{\sigma_i^2 + \sigma_{comp}^2}, \quad (3.5)$$

onde  $\sigma_i$  é a incerteza na cor ( $H - K$ ) observada e  $\sigma_{comp}$  é a incerteza na cor média do campo de comparação (equação 3.3). Cerca de 90% das regiões de comparação possuem  $\sigma_{comp} \sim 0.1$  mag, o qual fixa o valor mínimo mensurável da extinção em  $\sim 2$  mag. Somente duas regiões possuem  $\sigma_{comp} \sim 0.2$  mag, obtendo-se um valor mínimo de  $\sim 4$  mag de extinção visual.

Obtivemos desta forma uma distribuição de extinção na região da nuvem. Porém, os pontos medidos (estrelas) estão distribuídos de forma não uniforme, resultando em regiões mais amostradas e menos amostradas. Para produzir um mapa e caracterizar a estrutura global da nuvem, suavizamos os dados convoluindo espacialmente as médias da extinção com um filtro gaussiano (kernel) com um determinado parâmetro de suavização (resolução), e por último fizemos a amostragem do mapa à frequência de Nyquist (e.g., Lada et al., 1999). A forma do kernel gaussiano está dada por:

$$K(\alpha, \alpha_i, \delta, \delta_i) = \frac{1}{2\pi} \exp\left(-\frac{r_i^2}{2h^2}\right), \quad (3.6)$$

onde

$$r_i^2 = (\delta - \delta_i)^2 + (\alpha - \alpha_i)^2 \cos^2(\delta), \quad (3.7)$$

e  $h$  é a resolução do mapa. Portanto, a extinção visual  $A_V$  em cada ponto  $(\alpha, \delta)$  do mapa é calculada usando:

$$A_V(\alpha, \delta) = \frac{\sum_{i=1}^n K(\alpha, \alpha_i, \delta, \delta_i) \times A_V(\alpha_i, \delta_i)}{\sum_{i=1}^n K(\alpha, \alpha_i, \delta, \delta_i)}, \quad (3.8)$$

onde  $n$  é o número total de estrelas observadas na região da nuvem e  $A_V(\alpha_i, \delta_i)$  é dado pela equação 3.4. Finalmente, a incerteza  $\sigma_{A_V}$  associada a esta determinação da extinção no ponto  $(\alpha, \delta)$  está dada por (Lombardi & Alves, 2001):

$$\sigma_{A_V}(\alpha, \delta) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n K^2(\alpha, \alpha_i, \delta, \delta_i) \times \sigma_{A_V}^2(\alpha_i, \delta_i)}{\sum_{i=1}^n K^2(\alpha, \alpha_i, \delta, \delta_i)}}, \quad (3.9)$$

onde  $\sigma_{A_V}(\alpha_i, \delta_i)$  é dado pela equação 3.5.

## 3.2 Construção dos Mapas de Extinção

Para testar o método NICE usando os dados do 2MASS, vamos aplica-lo a Barnard 68 (B68), que é um glóbulo de Bok muito estudado. Alves et al. (2001) observaram B68 com o telescópio NTT<sup>2</sup> do ESO<sup>3</sup> nas bandas JHK para produzir um mapa deste glóbulo com uma resolução de 10'' de arco.

A escolha do parâmetro de suavização  $h$  é um compromisso entre um mapa final com alta relação sinal-ruído e baixa resolução espacial, ou um mapa mais ruidoso com alta resolução (Lombardi & Alves, 2001). A escolha do parâmetro de suavização para realizar nosso mapa de B68 (e para todos os glóbulos da amostra) é de  $h = 20''$ . Porém, foram testados outros valores: com  $h = 10''$ , o mapa de B68 é muito ruidoso, e com  $h = 30''$  o mapa perde detalhes. Portanto, a escolha de  $h = 20''$  fornece a melhor resolução espacial para uma relação sinal-ruído entre 10 e 20 na região central de B68.

As Figuras 3.1 (a e b) mostram os mapas de extinção visual de B68 construído por Alves et al. (2001) usando os dados do NTT e por nós usando os dados do 2MASS, respectivamente. Vemos uma correspondência muito boa entre eles se levamos em consideração que o catálogo 2MASS utilizou um telescópio de 1.3 m, enquanto que Alves et al. usaram um telescópio de 3.5 m e integrações mais longas.

As Figuras 3.2 (a e b) mostram o mapa de extinção visual do glóbulo

---

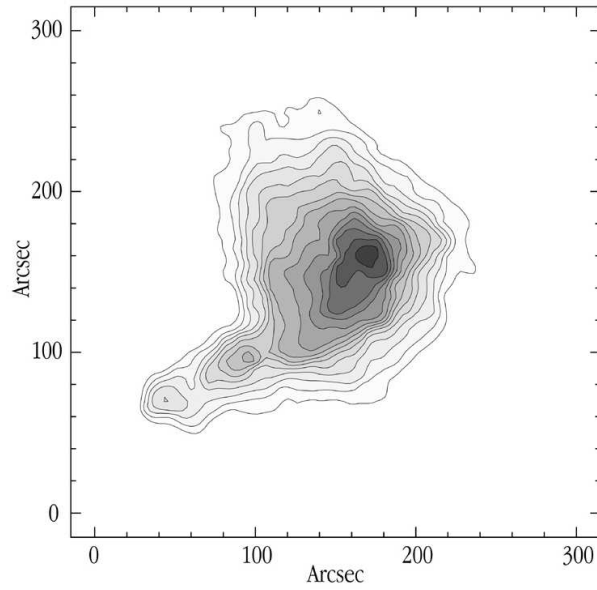
<sup>2</sup>New Tecnology Telescope

<sup>3</sup>European Southern Observatory

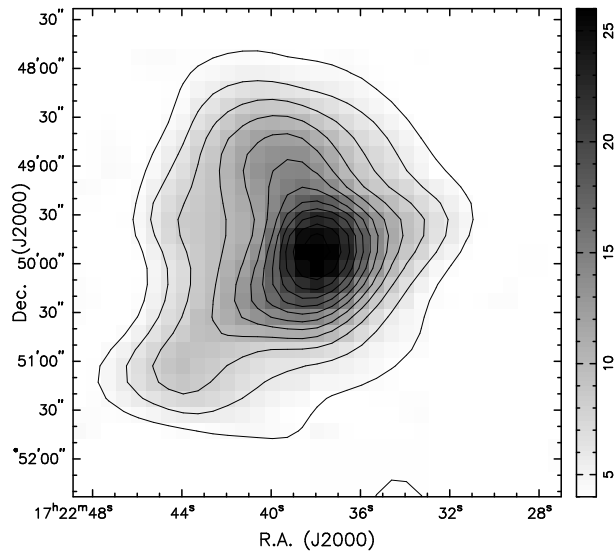


IRAS BHR 058 e a imagem do glóbulo composta pelas bandas J, H e K respectivamente. Resultado similar é mostrado nas Figuras 3.3 (a e b) para o glóbulo *starless* BHR 059. Os mapas foram construídos usando o método descrito em §3.1, com uma resolução de  $20''$ . Cada imagem é uma combinação das três bandas JHK, onde o filtro J corresponde à cor azul, H à cor verde, e K à cor vermelha. Os mapas e imagens compostas dos outros glóbulos se encontram no Apêndice A.

Os mapas ocupam uma região de  $15' \times 15'$  com centro na posição listada na Tabela 2.1. O valor da extinção está codificado seguindo um esquema de cores: a cor azul representa o valor mínimo mostrado, enquanto que a cor vermelha representa o máximo valor alcançado pela extinção nessas regiões. A barra à direita de cada figura indica o valor, em magnitudes, da extinção para cada cor. Também são mostrados, para cada figura, os contornos de igual extinção sobrepostos aos mapas. As estrelas que aparecem nos mapas denotam a posição das fontes IRAS associadas aos glóbulos (ver Capítulo 6).

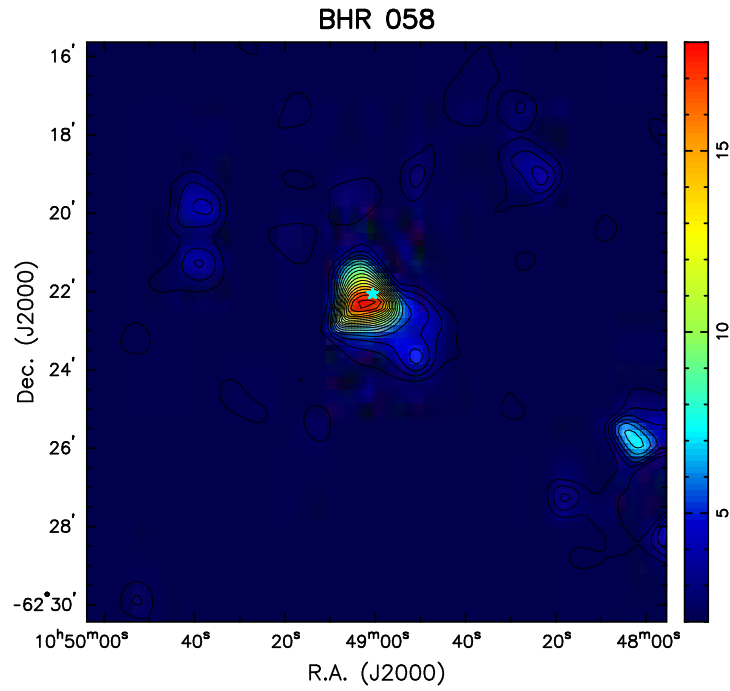


(a) Mapa construído usando os dados do NTT com resolução de  $10''$ . Os contornos começam em  $A_V = 4$  e se incrementam em passos de 2. O pico de extinção é de 33 magnitudes no centro.



(b) Mapa construído usando os dados do 2MASS com resolução de  $20''$ . Os contornos começam em  $A_V = 4$  e se incrementam em passos de 2 até 26. O pico de extinção é de 27 magnitudes no centro.

FIGURA 3.1: Mapas de extinção visual de Barnard 68 construídos por (a) Alves et al. (2001) e (b) neste trabalho.

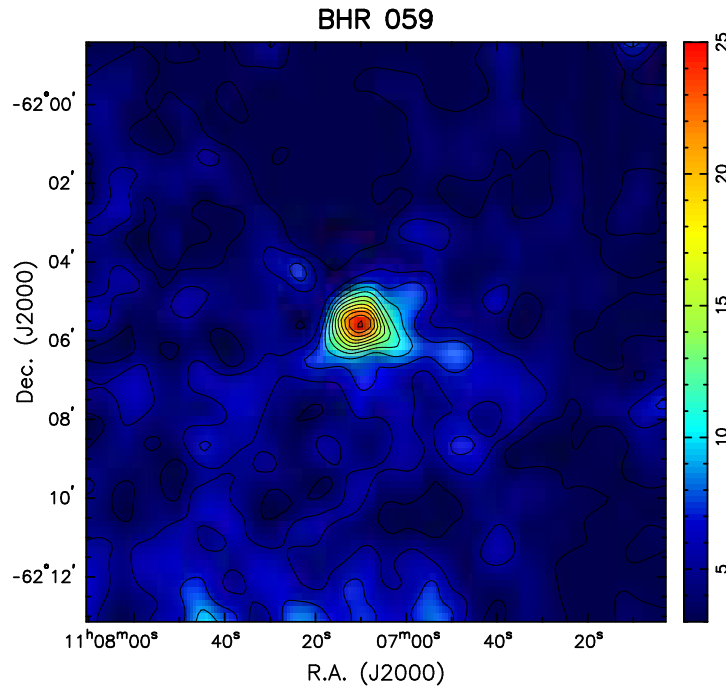


(a)



(b)

FIGURA 3.2: (a) Mapa de extinção visual do glóbulo IRAS BHR 058. Os contornos começam em  $A_V = 2$  e se incrementam em passos de 1, até 18 magnitudes. (b) Imagem composta do glóbulo nas bandas J (azul), H (verde) e K (vermelho).



(a)



(b)

FIGURA 3.3: (a) Mapa de extinção visual do glóbululo *starless* BHR 059. Os contornos começam em  $A_V = 3$  e se incrementam em passos de 2, até 25 magnitudes. (b) Imagem composta do glóbululo nas bandas J (azul), H (verde) e K (vermelho).

# Capítulo 4

## Determinação de Distâncias

O conhecimento das distâncias às nuvens escuras é sumamente importante, já que são necessárias para determinar vários parâmetros físicos fundamentais, como massas, tamanhos, densidades e também para calcular as luminosidades dos objetos jovens embebidos nas nuvens moleculares. Vários métodos tem sido usados para determinar distâncias, sendo os mais típicos a contagem de estrelas (Bok & Bok, 1941) e diagramas de Wolf (Wolf, 1923). Uma técnica mais recente, proposta por Maheswar et al. (2004), usa a fotometria óptica e infravermelha de banda larga para as estrelas no campo da nuvem.

Neste trabalho vamos utilizar a técnica de Dickman & Clemens (1983), a qual usa o gráfico do excesso de cor  $E(B - V)$  versus a distância para estrelas na vizinhança da nuvem. Neste gráfico, um salto no avermelhamento indicaria a presença de uma nuvem ou um grupo de nuvens. Este mesmo método foi usado por BHR para estimar a distância de alguns dos seus glóbulos. Porém, como estes autores não mostraram os gráficos gerados, nós decidimos calcular novamente essas distâncias.

## 4.1 Aplicação do Método

Para fazer uma estimativa das distâncias aos glóbulos de Bok da nossa amostra, precisamos conhecer o avermelhamento  $E(B-V)$  das estrelas numa área determinada ao redor de cada glóbulo. Dickman & Clemens (1983) usaram uma região de  $11^\circ \times 16^\circ$ , no seu trabalho. BHR usaram regiões circulares de  $5^\circ$  de raio. Se a região não tinha uma quantidade suficiente de estrelas, eles aumentavam o raio até  $7.5^\circ$  ou  $10^\circ$ . Neste trabalho usamos o catálogo SKY2000 (Myers et al., 2002), o qual possui informação para  $\sim 300,000$  estrelas mais brilhantes que 8 magnitudes, para procurar estrelas em círculos de  $3^\circ$  centrados em cada glóbulo. A Figura 4.1 mostra a distribuição galáctica dos glóbulos. O círculo em volta deles representa a região usada para determinar a distância. Como vemos, algumas regiões coincidem, dada a proximidade entre os glóbulos. Nestes casos, uma única região foi usada.

Para calcular o excesso de cor  $E(B-V)$  de cada estrela, procuramos no catálogo SKY2000 todas aquelas estrelas com tipos espectrais conhecidos, magnitude visual aparente  $V$ , e índice de cor observado  $(B-V)$ . Sabendo o tipo espectral de uma estrela, podemos conhecer a magnitude absoluta  $M_V$  e o índice de cor intrínseco  $(B-V)_0$  usando a calibração de Schmidt-Kaler (1982). Assumindo o valor de 3.1 para o cociente entre a extinção total e selectiva (Rieke & Lebofsky, 1985), temos que a extinção ao longo da linha de visada de uma estrela na vizinhança de um glóbulo é:

$$A_V = 3.1 \times E(B-V) = 3.1 \times [(B-V) - (B-V)_0], \quad (4.1)$$

e finalmente a distância em parsecs, corrigida por extinção, é calculada usando:

$$\log(r) = \frac{1}{5}(V - M_V + 5 - A_V). \quad (4.2)$$

A Figura 4.2 mostra os gráficos de  $E(B-V)$  vs. distância para todos os glóbulos de Bok, e a Tabela 4.1 mostra os resultados. A coluna 1 indica o nome do glóbulo, a coluna 2 a distância obtida neste trabalho, e a coluna 3 a distância obtida por BHR.

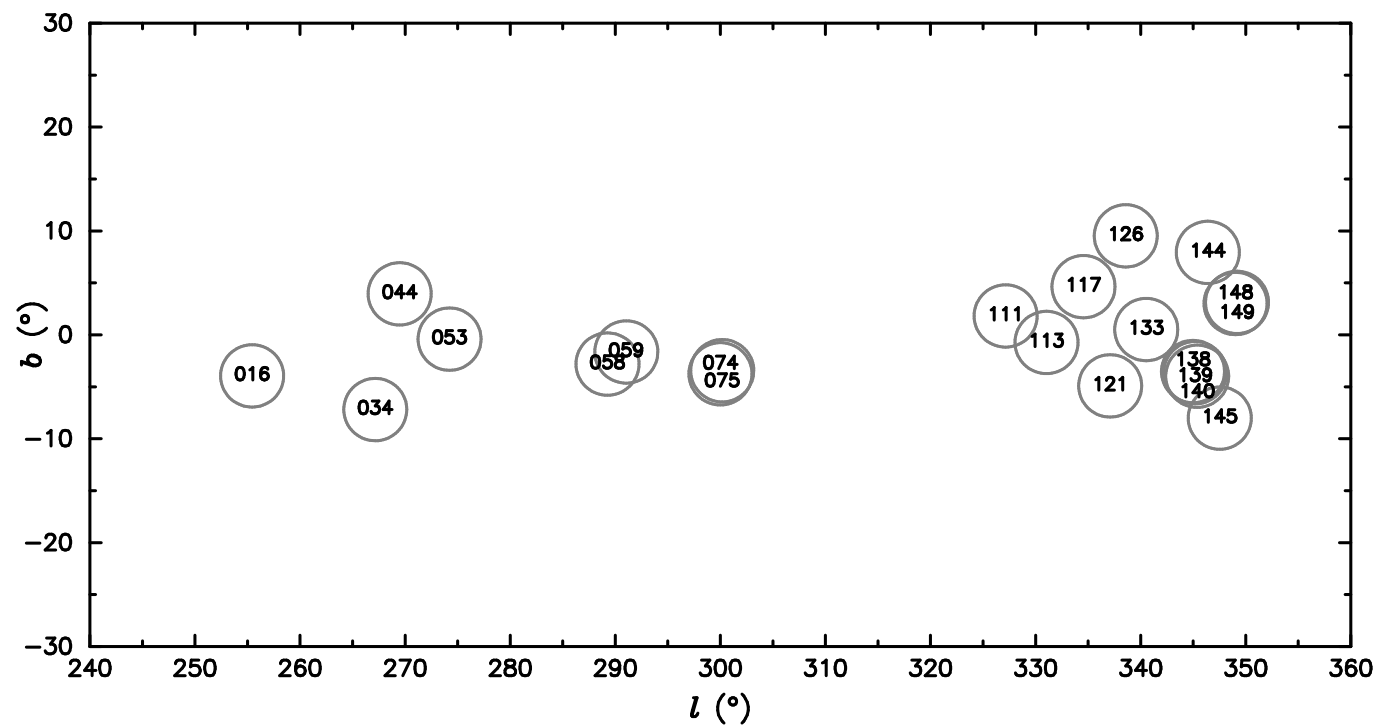


FIGURA 4.1: Distribuição galáctica dos glóbulos de Bok da amostra. O círculo ao redor de cada objeto representa uma região de  $3^\circ$  usada para procurar estrelas com tipos espectrais conhecidos no catálogo SKY2000. Em alguns casos, a mesma região foi usada para glóbulos próximos.

TABELA 4.1: Distâncias aos glóbulos de Bok

BHR	Distância <sup>a</sup> (pc)	Distância <sup>b</sup> (pc)
016	250	300
034	200	400
044	200	300
053	200	500
058	200	250
059	200	250
074	175	175
075	175	175
111	250	250
113	200	200
117	175	250
121	125	300
126	250	170
133	225	700
138	225	400
139	225	400
140	225	400
144	225	170
145	150	450
148	175	200
149	175	200

<sup>a</sup> Distância obtida neste trabalho.

<sup>b</sup> Distância obtida por Bourke et al. (1995a).



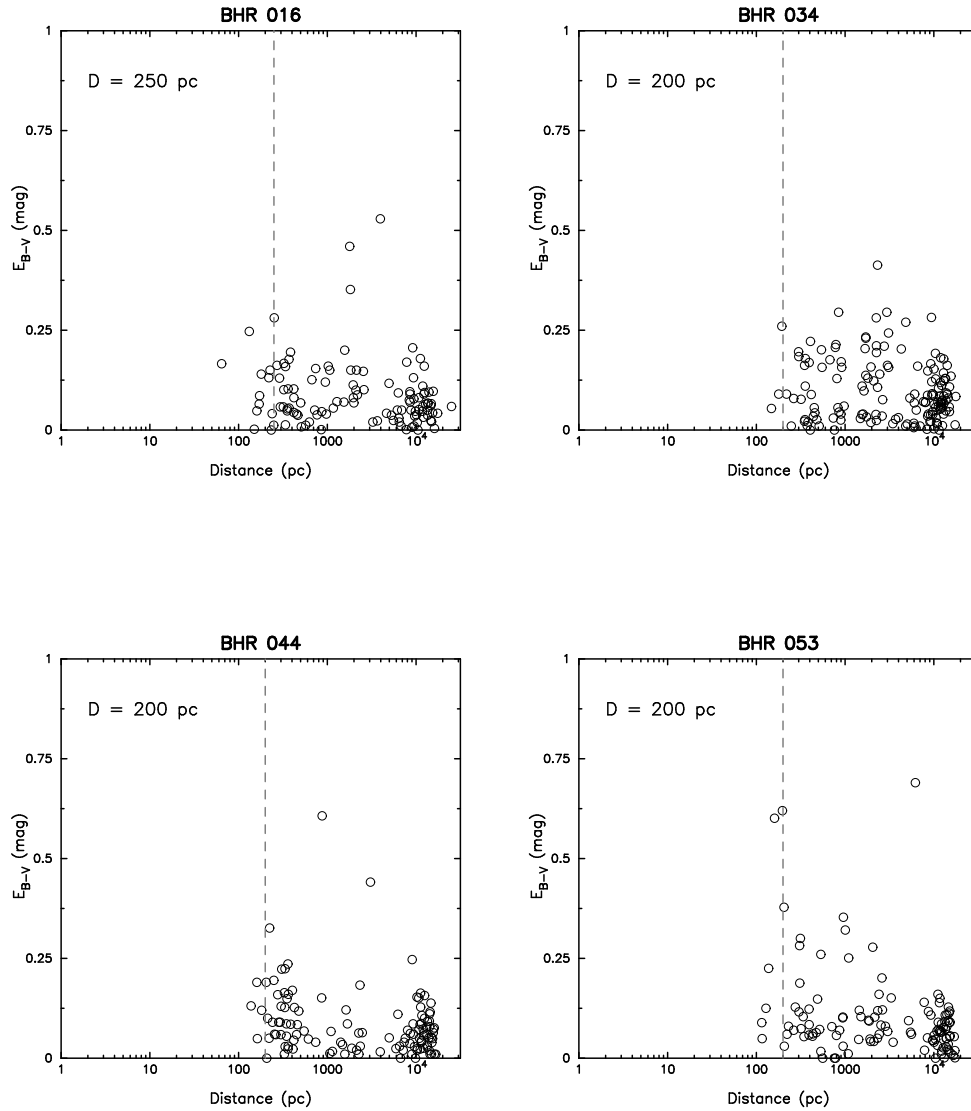


FIGURA 4.2: Excesso de cor versus distância para estrelas na vizinhança de cada glóbulo. A linha vertical tracejada indica o valor da distância adotada neste trabalho.

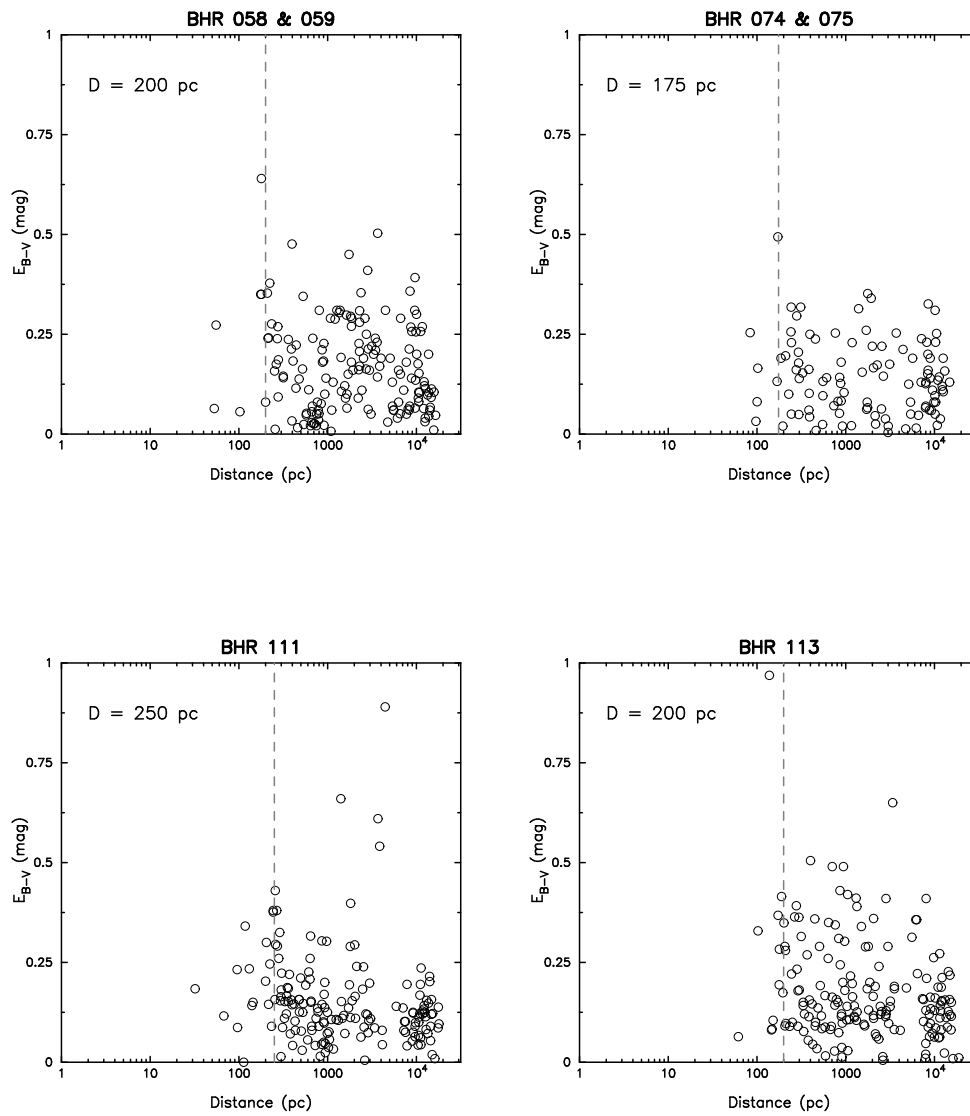


FIGURA 4.2: Continuação.

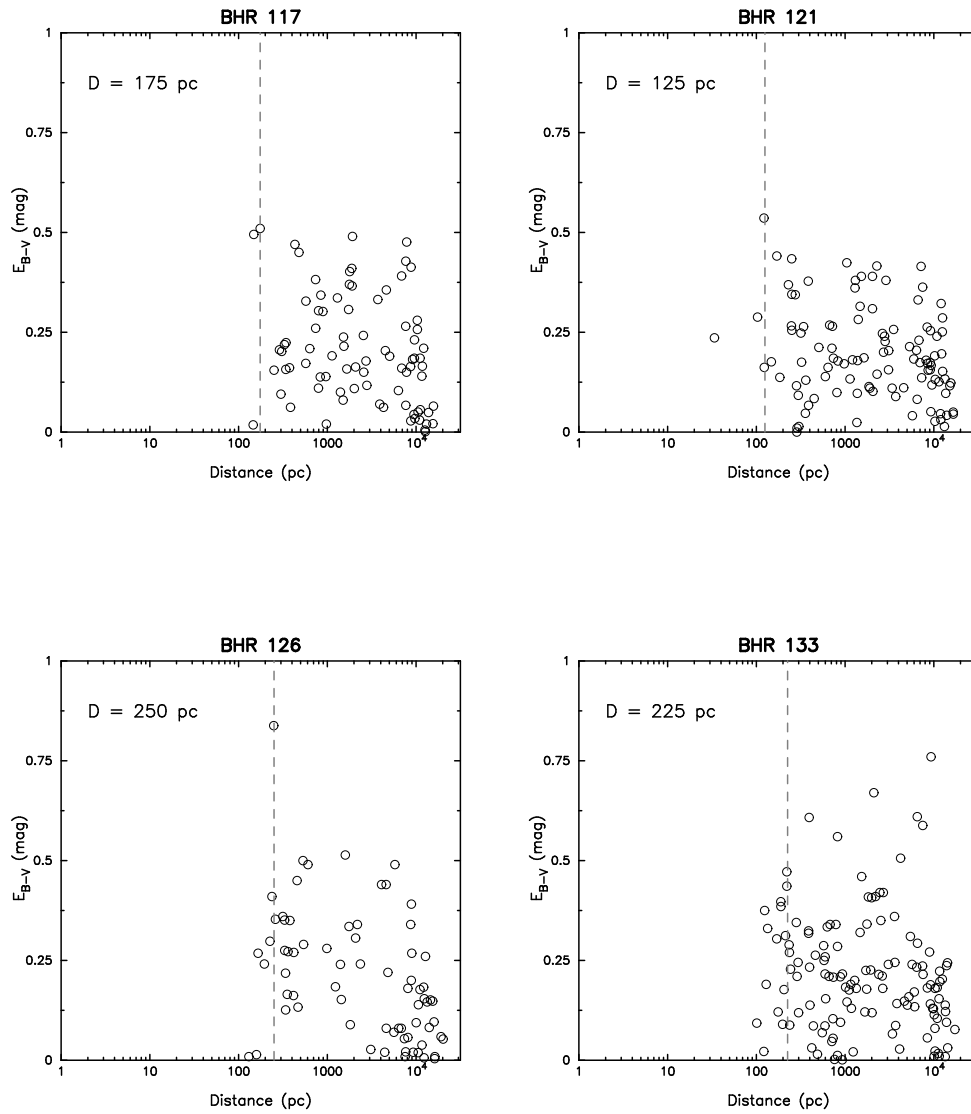


FIGURA 4.2: Continuação.

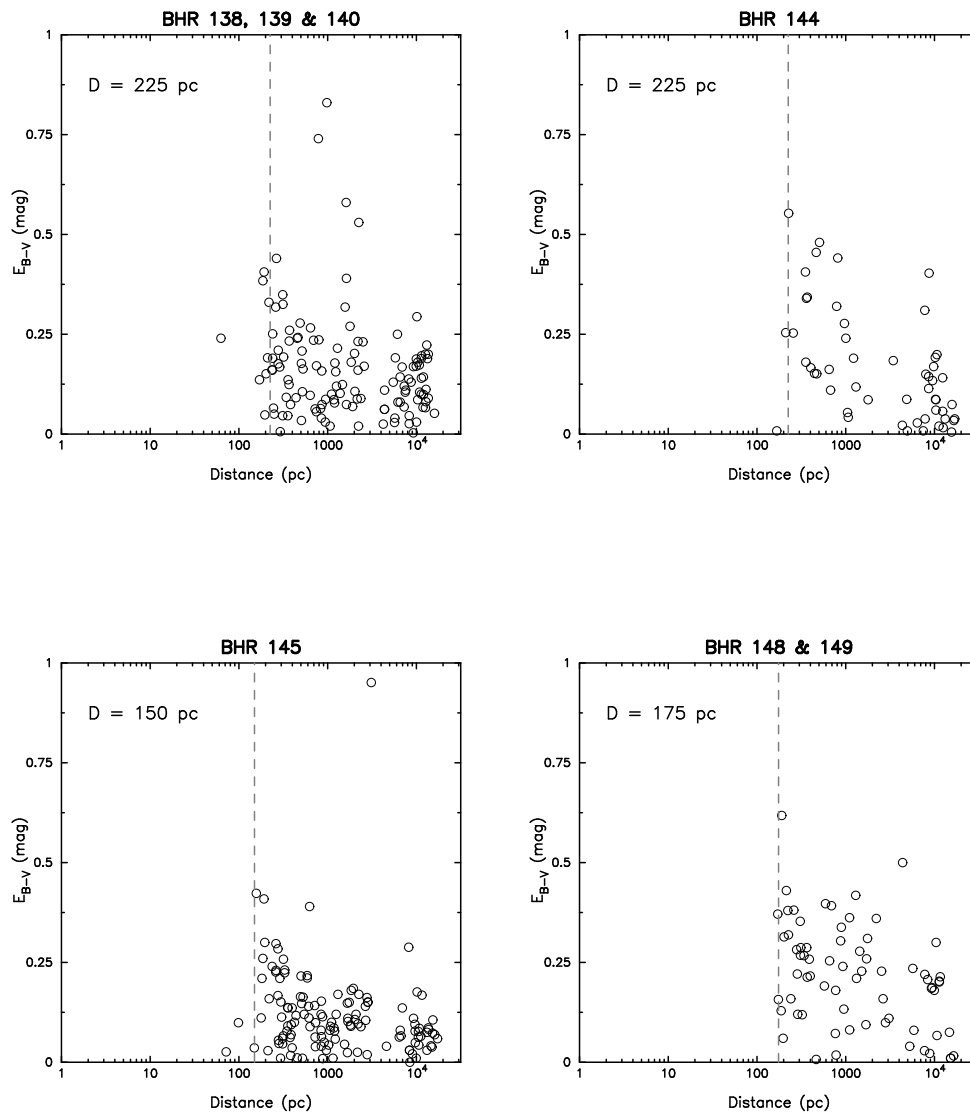


FIGURA 4.2: Continuação.

# Capítulo 5

## Estudo da Estrutura Interna: Modelos de Bonnor-Ebert

Neste Capítulo, para estudar a estrutura interna e a estabilidade dos glóbulos de Bok, vamos aproximar nossas nuvens com as esferas isotérmicas de Bonnor-Ebert. A partir dos mapas de extinção gerados no Capítulo 3, vamos construir perfis de extinção radiais para todos os glóbulos de Bok aqui considerados. Como a extinção visual é proporcional à densidade colunar do hidrogênio ao longo da linha de visada, e portanto à densidade, um gráfico da forma  $A_V$  vs.  $r$  é proporcional a um gráfico da forma  $\rho(r)$  vs.  $r$ , o qual nos permitirá comparar os perfis observados com os teóricos e decidir qual é o melhor ajuste, e calcular as constantes físicas que caracterizam o glóbulo e seu parâmetro crítico correspondente.

Uma bola de gás auto-gravitante, em equilíbrio hidrostático, onde a pressão e a densidade em cada ponto estão relacionadas através da equação de estado isotérmica, é chamada esfera de Bonnor-Ebert (Bonnor, 1956; Ebert, 1955). Bonnor (1956) estudou a estabilidade gravitacional de esferas isotérmicas e deduziu um parâmetro crítico que permite classificá-las como estáveis ou instáveis frente ao colapso gravitacional.

Como descrito em §1.2, a forma do perfil de densidade de Bonnor-Ebert consiste de uma região central plana e uma região externa mais inclinada, da forma  $\rho \propto r^{-2}$ . Para uma esfera de Bonnor-Ebert com raio  $R$  e densidade central  $\rho_c$ , seu perfil normalizado, ou seja  $\rho(r)/\rho_c$  vs.  $r/R$ , está caracteri-

zado por um raio adimensional,  $\xi_{max}$ , cujo valor crítico é 6.5. Este valor do parâmetro crítico corresponde a um contraste entre a densidade central e a densidade na borda da esfera de 14. Valores cada vez maiores deste parâmetro denotam esferas mais centralmente condensadas.

Utilizando observações no infravermelho próximo, Alves et al. (2001) demonstraram que uma esfera de Bonnor-Ebert, com parâmetro de estabilidade  $\xi_{max} = 6.9$ , ajusta de forma excelente o perfil de densidade colunar observado do glóbulo *starless* B68. Harvey et al. (2001) modelaram o perfil do glóbulo protoestelar B335 com  $\xi_{max} = 12.5$ , e Harvey et al. (2003) calcularam  $\xi_{max} = 25$  para o núcleo *starless* L694-2. O Glóbulo 2 do Saco de Carvão foi modelado com uma esfera de Bonnor-Ebert em dois trabalhos: Racca et al. (2002) derivaram  $\xi_{max} = 7.3$ , enquanto Lada et al. (2004) calcularam  $\xi_{max} = 5.8$ . Porém, as observações de Lada et al. (2004) são mais sensíveis que as de Racca et al. (2002). Em trabalhos mais recentes, Huard et al. (2006) acharam  $\xi_{max} = 35.8$  para o núcleo protoestelar L1014, e Kainulainen et al. (2007) obtiveram  $\xi_{max} = 23$  para o glóbulo protoestelar DClD303.8-14.2 e  $\xi_{max} \gtrsim 8$  para o glóbulo *starless* Thumbprint Nebula.

O único estudo estatístico de glóbulos de Bok no infravermelho foi feito por Kandori et al. (2005). Estes autores estudaram uma amostra de 10 glóbulos de Bok, e incluíram 4 objetos da literatura. Eles encontram que mais da metade dos glóbulos *starless* de sua amostra se localizam próximos ao estado crítico, com  $\xi_{max} = 6.5 \pm 2$ . Portanto, Kandori et al. (2005) sugerem que uma esfera de Bonnor-Ebert no estado crítico caracterizaria a estrutura típica dos glóbulos *starless*. O resto dos glóbulos *starless* e os que apresentam formação estelar, mostram estados claramente instáveis, com  $\xi_{max} > 10$ .

## 5.1 Descrição do Modelo de Bonnor-Ebert

Consideremos uma massa esférica de gás perfeito, em equilíbrio isotérmico, sob os efeitos da sua própria gravidade. Em cada ponto, o gás obedece à equação local de estado

$$p = \rho \frac{k_B T}{m} = \rho a^2, \quad (5.1)$$

onde  $k_B$  é a constante de Boltzmann,  $T$  a temperatura da nuvem e  $m$  a massa média das partículas do gás, sendo  $a = \sqrt{k_B T / m}$  a velocidade isotérmica do som. O gás também satisfaz a equação de equilíbrio hidrostático:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( \frac{r^2}{\rho} \frac{dp}{dr} \right) = -4\pi G \rho. \quad (5.2)$$

Combinando as equações 5.1 e 5.2 obtemos a distribuição de densidade de uma esfera de gás isotérmica:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( \frac{r^2}{\rho} \frac{d\rho}{dr} \right) = -\frac{4\pi G \rho}{a^2}. \quad (5.3)$$

Se agora transformamos 5.3 com as seguintes substituições :

$$\rho = \rho_c e^{-\psi}, \quad r = \beta^{1/2} \rho_c^{-1/2} \xi, \quad (5.4)$$

onde  $\rho_c$  é a densidade central e  $\beta = a^2 / 4\pi G$ , obtemos a equação modificada de Lane-Emden (ver Apêndice B):

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left( \xi^2 \frac{d\psi}{d\xi} \right) = e^{-\psi}. \quad (5.5)$$

As condições de borda a serem satisfeitas no centro  $r = 0$  são:

$$\rho = \rho_c, \quad \frac{d\rho}{dr} = 0, \quad (5.6)$$

e nas novas variáveis dadas por 5.4, as condições se tornam:

$$\psi(0) = 0, \quad \frac{d\psi(0)}{d\xi} = 0, \quad (5.7)$$

o qual determina completamente a solução de 5.5. A solução assim determinada pode se aplicar a esferas de gás de diferentes densidades centrais  $\rho_c$ .

Portanto, podemos ver  $\rho_c$  como o parâmetro da família de esferas de gás isotérmicas.

Bonnor (1956) construiu a curva  $p - V$  de um esfera de gás com massa  $M$  e temperatura  $T$  constantes, sujeita a uma pressão externa  $p_b$ . Através de uma análise de perturbações, Bonnor deduziu a fórmula para a derivada parcial da pressão externa com respeito ao volume  $V$  da esfera, obtendo como resultado (equação 2.16 do artigo de Bonnor):

$$\left(\frac{\partial p_b}{\partial V}\right)_{M,T} = -\frac{2p_b}{3V} \frac{1 - \left(\frac{4\pi}{3}\right)^{1/3} \frac{GM^2}{6p_b V^{4/3}}}{1 - \frac{Ma^2}{3p_b V}}. \quad (5.8)$$

Integrando esta equação, obtemos o resultado exibido na Figura 5.1. Esta figura mostra que, para grandes valores de  $V$  a curva segue a lei de Boyle  $pV = \text{const.}$ , mas para grandes valores de  $p_b$  a curva espirala ao redor do ponto crítico C, ou seja, a curva exibe a chamada instabilidade de Bonnor. Para os pontos da curva entre  $V = \infty$  e A, o valor máximo de  $p$ ,  $\partial p_b / \partial V$  é negativo e o equilíbrio é estável. Para os pontos da curva onde esta derivada é positiva, o equilíbrio é instável. Bonnor demonstrou que todos os pontos da curva na região espiral, ou seja entre os pontos A e C, correspondem a estados instáveis gravitacionalmente.

Como conseqüência do que foi dito no parágrafo anterior, se avaliamos o raio adimensional  $\xi$  no raio  $R$  da nuvem,

$$\xi_{max} = \xi(R) = \frac{R}{a} \sqrt{4\pi G \rho_c}, \quad (5.9)$$

vemos que este parâmetro constitui uma família de soluções à equação 5.5, ou seja, o valor de  $\xi_{max}$  caracteriza cada uma das soluções da equação de Lane-Emden. Bonnor (1956) derivou um valor crítico do raio adimensional,  $\xi_{crit}$ , e encontrou que se  $\xi_{max} < \xi_{crit}$  a nuvem é estável, se  $\xi_{max} = \xi_{crit}$  a nuvem se encontra marginalmente estável, e se  $\xi_{max} > \xi_{crit}$  a nuvem é instável frente ao colapso gravitacional, onde  $\xi_{crit} = 6.5$ . De forma equivalente, o contraste entre a densidade central e a densidade na borda é função de  $\xi_{max}$ :



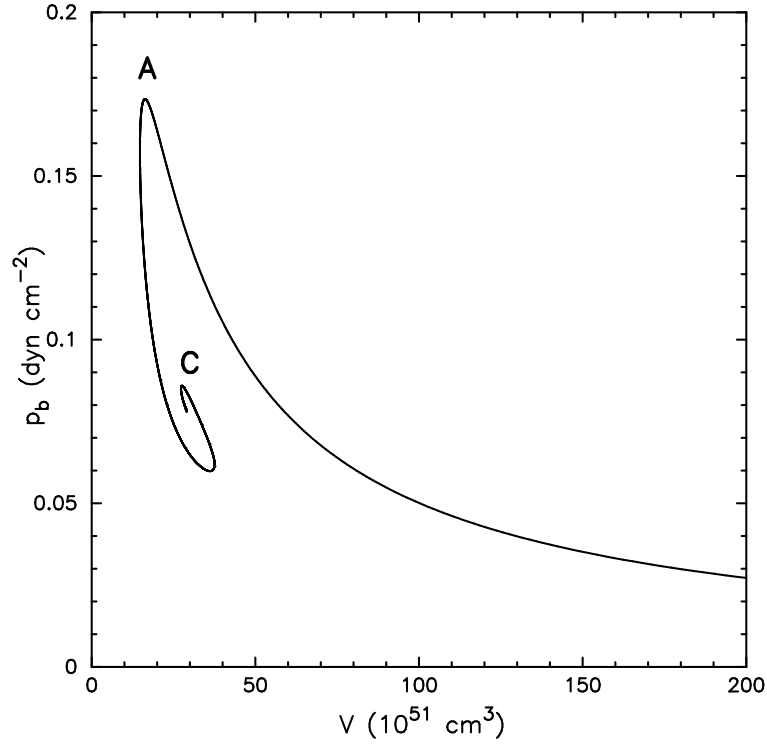


FIGURA 5.1: Curva  $p - V$  para uma esfera isotérmica composta de hidrogênio molecular, com  $T = 10$  K e  $M = 1 M_{\odot}$ . Para grandes volumes, a isoterma segue a curva  $pV = \text{const.}$ , mas para pequenos tamanhos, a curva se afasta dela e a nuvem se torna instável, espiralando aoredor do ponto C. A região de estabilidade é à direita do ponto A.

$$\frac{\rho_c}{\rho_R} = e^{\psi(\xi_{max})}. \quad (5.10)$$

Se  $\rho_R = \rho(R)$ , e no estado crítico  $\xi_{max} = 6.5$ , obtemos  $\rho_c/\rho_R = 14$ . A equação 5.10 mostra que, para estados estáveis onde  $\xi_{max} < 6.5$ , o contraste de densidade é menor que para os estados instáveis, onde  $\xi_{max} > 6.5$ .

Finalmente, conhecendo o raio  $R$  da nuvem e o parâmetro de estabilidade  $\xi_{max}$ , podemos calcular todos os parâmetros físicos da nuvem, como a densidade central:

$$\rho_c = \frac{1}{4\pi G} \left( \frac{a\xi_{max}}{R} \right)^2, \quad (5.11)$$

ou a densidade central volumétrica:

$$n_c = \frac{\rho_c}{m} = \frac{\rho_c}{\mu m_H}, \quad (5.12)$$

onde  $\mu$  é o peso molecular médio da molécula de  $\text{H}_2$  e  $m_H$  é a massa do átomo de hidrogênio. Neste trabalho usamos  $\mu=2.33$  assumindo uma abundância de He de 8%.

A massa da esfera de Bonnor-Ebert é dada por:

$$M_{BE} = \frac{1}{\sqrt{4\pi\rho_c}} \left(\frac{a^2}{G}\right)^{3/2} \xi_{max}^2 \left(\frac{d\psi}{d\xi}\right)_{\xi=\xi_{max}}, \quad (5.13)$$

e a pressão externa nas bordas da nuvem:

$$P_{ext} = a^2 \rho_c e^{-\psi(\xi_{max})}. \quad (5.14)$$

## 5.2 Aplicação do Modelo de Bonnor-Ebert

Para construir os perfis radiais de extinção visual, vamos definir a posição do centro do glóbulo como sendo o ponto do pico de extinção, o qual não coincide necessariamente com a posição listada na Tabela 2.1. Como alguns mapas de extinção apresentam mais do que um núcleo na região do mesmo glóbulo (ver figuras no Apêndice A), vamos ter mais perfis radiais que mapas de extinção e designaremos com uma letra os novos núcleos identificados dentro de um mesmo glóbulo. Em seguida, vamos colocar anéis concêntricos, de raio igual a  $20''$  de arco, e tomamos a média da extinção visual à frequência de Nyquist, obtendo assim um valor médio da extinção a cada  $10''$  de arco.

A Figura 5.2 mostra o perfil radial para B68, e a Figura 5.3 mostra os perfis do glóbulo IRAS BHR 139 e do glóbulo *starless* BHR 145, junto com uma mapa ampliado do núcleo. O resto dos perfis são mostrados no Apêndice C. As barras de erro associadas a cada extinção no perfil, representam a

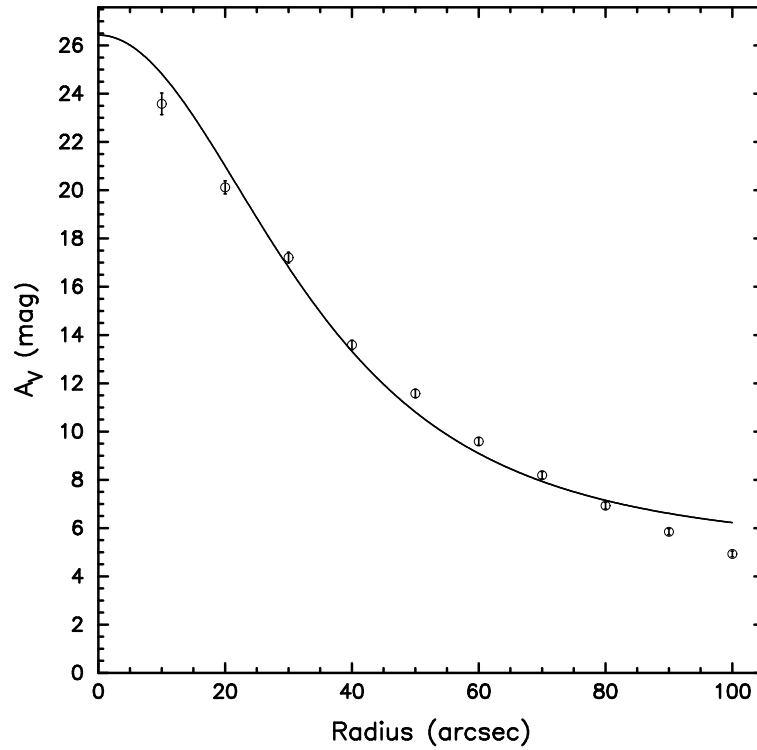


FIGURA 5.2: Perfil radial de extinção visual de Barnard 68. A curva sólida representa o perfil teórico de Bonnor-Ebert com  $\xi_{max} = 6.9$ .

propagação dos erros de cada pixel dentro do anel, calculados com a equação 3.5 do Capítulo 3.

Uma vez construídos os perfis radiais para cada glóbulo ou núcleo, podemos calcular a massa deles integrando o perfil até o raio da nuvem:

$$M = m \int_{\Omega} N_{H_2} d\Omega, \quad (5.15)$$

onde  $N_{H_2}$  é densidade colunar de hidrogênio molecular e  $\Omega$  é a área da nuvem projetada no plano do céu. Se comparamos uma imagem visual dos glóbulos com os mapas de extinção do Apêndice A, veremos que o 2MASS detectou os núcleos densos embebidos no meio mais difuso dos glóbulos. Neste trabalho, vamos definir o raio  $R$  de um núcleo denso como sendo a distância, desde o pico de extinção, ao ponto onde o perfil atinge um nível constante de extinção ou *plateau*.

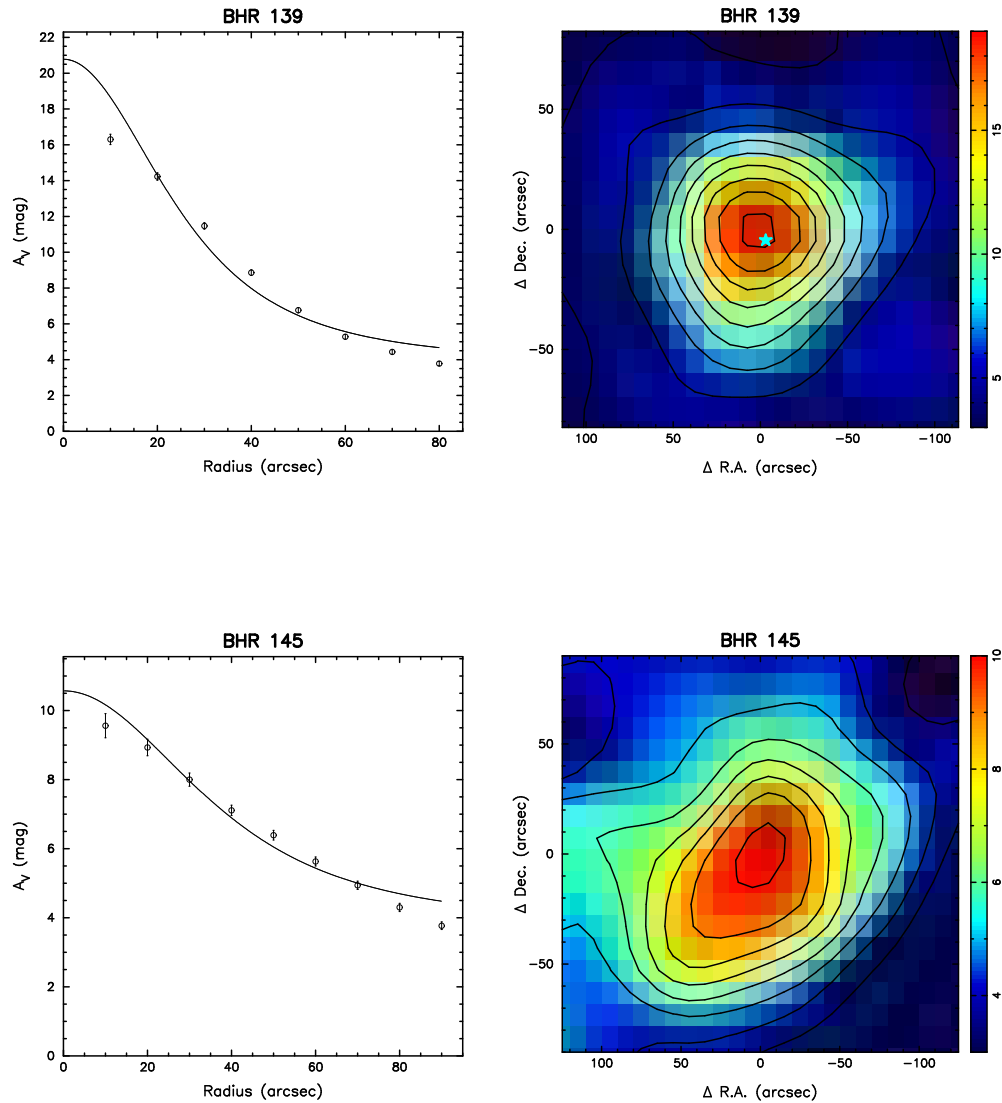


FIGURA 5.3: Perfis radiais de extinção visual do glóbulu IRAS BHR 139 (*painel superior*) e do glóbulu *starless* BHR 145 (*painel inferior*). A curva representa a modelagem teórica de Bonnor-Ebert. À direita de cada perfil se mostra uma região ampliada do mapa de extinção onde se encontra o núcleo denso.

Na Tabela 5.1 são listados, na coluna 1, os glóbulos e respectivas subestruturas, nas colunas 2 e 3 as coordenadas equatoriais para o pico de extinção e finalmente na coluna 4 o tamanho do glóbulo. Usando a razão gás-poeira de Bohlin et al. (1978) para calcular a densidade colunar em termos da extinção visual:

$$N_{H_2} = 9.4 \times 10^{20} A_V \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}, \quad (5.16)$$

e subtraindo a contribuição da estrutura difusa subjacente ao glóbulo, temos que a massa de um núcleo é:

$$M = 2\pi \left( \frac{N_{H_2}}{A_V} \right) \mu m_H D^2 \int_0^R (A_V - A_V^{\text{plateau}}) r dr, \quad (5.17)$$

onde  $D$  é a distância ao glóbulo e  $A_V^{\text{plateau}}$  é a extinção atribuída à região difusa onde o núcleo está embebido. Na Tabela 5.2, a coluna 1 indica o glóbulo, a letra representa um determinado núcleo ou subestrutura do glóbulo; a coluna 2 mostra o valor da extinção do *plateau*; a coluna 3 é a massa total do núcleo, calculada com a equação 5.15; a coluna 4 é a massa com o valor do *plateau* subtraído, calculada usando a equação 5.17, e as colunas 5 e 6 mostram, respectivamente, os valores das densidades volumétricas médias, sem e com a correção pelo valor do *plateau*, dadas por:

$$\bar{n} = \frac{3M}{4\pi \mu m_H R^3}. \quad (5.18)$$

Como vimos em §5.1, a resolução da equação de Lane-Emden produz um perfil de densidade normalizado ( $\rho/\rho_c$  vs.  $r$ ), o qual fica completamente determinado pelo valor de  $\xi_{max}$ . Isto significa que precisamos de dois parâmetros adicionais para escalonar os perfis teóricos aos observados: o raio físico do núcleo e a extinção central  $A_V^c$ , onde o raio  $R$  já foi definido anteriormente. Portanto, para ajustar os perfis observados geramos perfis teóricos normalizados, cada um deles com  $\xi_{max}$  no intervalo [1,30], com incrementos de 0.1. Logo, multiplicamos cada perfil normalizado por um valor da extinção central, com  $A_V^c$  no intervalo [5,30] e com passos também de 0.1. Desta forma, obtivemos  $\sim 70,000$  perfis teóricos, os quais vão ser comparados com o perfil observado, e ajustados mediante o método de  $\chi^2$ :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left[ \frac{A_V^{teo}(i) - A_V^{obs}(i)}{A_V^{teo}(i)} \right]^2. \quad (5.19)$$

O mínimo valor de  $\chi^2$  assim definido determina os melhores valores de  $\xi_{max}$  e  $A_V^c$  que melhor ajustam o perfil teórico ao observado. Logo depois, com a equação 5.12 calculamos a densidade volumétrica central, com 5.13 calculamos a massa, e com 5.14 a pressão externa (em unidades da constante de Boltzmann  $k_B$ ). O modelo de Bonnor-Ebert que ajustamos a B68 a partir dos dados do 2MASS fornecem os seguintes valores:

$$\xi_{max} = 6.9 \pm 0.2,$$

$$A_V^c = 21.5 \pm 0.4.$$

O  $\xi_{max}$  está em concordância com os valores obtidos por Alves et al. (2001), que calcularam  $\xi_{max} = 6.9 \pm 0.2$ . Infelizmente, estes autores não mostram o valor teórico da extinção central. Porém, Hotzel et al. (2002), usando os dados de Alves et al. (2001), modelaram B68 com  $\xi_{max} = 7.0$  e  $A_V^c = 30.3$ . A diferença em  $A_V^c$  entre nosso ajuste e o ajuste de Hotzel et al. (2002) se deve a que B68 foi observado com maior resolução e sensibilidade que o 2MASS. Isto possibilitou detectar uma maior quantidade de estrelas que não foram detectadas pelo 2MASS. O cálculo de incertezas nos parâmetros do ajuste é explicado no Apêndice D.

A Tabela 5.3 mostra os resultados da modelagem de Bonnor-Ebert. A coluna 1 indica o glóbulu ou núcleo denso, as colunas 2 e 3 mostram o valor do parâmetro de estabilidade e a extinção central, respectivamente. A coluna 4 mostra a densidade volumétrica central, a coluna 5 a massa, a coluna 6 a pressão externa, e a coluna 7 o valor mínimo de  $\chi^2$ . Nesta tabela, os valores das densidades, massas e pressões foram calculados usando uma temperatura  $T = 10$  K, valor típico de núcleos densos (Benson & Myers, 1989) e glóbulos de Bok (Bourke et al., 1995b). Os valores de  $A_V^c$  e  $\xi_{max}$ , fixos pelo ajuste de Bonnor-Ebert, também permitem calcular a temperatura da esfera de Bonnor-Ebert (Lada et al., 2004):

$$T_{BE} \text{ (K)} = \frac{RA_V^c}{\kappa(\xi_{max})(10^8 \xi_{max})^2}, \quad (5.20)$$

onde

$$\kappa(\xi_{max}) = 2 \int_0^{\xi_{max}} \frac{\rho(r)}{\rho_c} d\left(\frac{\xi}{\xi_{max}}\right) \quad (5.21)$$

é a densidade colunar adimensional (ver Apêndice B). A Tabela 5.4 mostra os parâmetros físicos dos glóbulos derivados usando a temperatura de Bonnor-Ebert dada pela equação 5.20. A coluna 1 indica o glóbulo, a coluna 2 é a densidade central  $n_c$ , a coluna 3 é a massa  $M_{BE}$ , a coluna 4 é a pressão externa  $P_{ext}$ , e a coluna 5 é a temperatura  $T_{BE}$  utilizada para calcular os parâmetros anteriores.

Na Figura 5.4 comparamos as massas observadas (coluna 4 da Tabela 5.2) com as massas obtidas na modelagem de Bonnor-Ebert (coluna 3 da Tabela 5.4). A Figura 5.4(a) mostra uma grande dispersão entre as massas observadas e as calculadas quando usamos temperatura de 10 K. Se usamos  $T_{BE}$  para derivar as massas, a Figura 5.4(b) mostra uma correlação entre as massas, mas as massas observadas, calculadas integrando o perfil de extinção, são sempre maiores que as massas de Bonnor-Ebert.

Finalmente, na Tabela 5.5 apresentamos os valores médios dos parâmetros físicos que caracterizam os glóbulos de Bok, no formato  $(\bar{x} \pm \sigma)$ , onde  $\sigma$  é o desvio padrão, o qual representa uma medida da dispersão dos valores de cada parâmetro. Para os glóbulos *starless* e IRAS, a média de  $\xi_{max}$  se localiza antes e depois do valor crítico, respectivamente. Porém, a dispersão em  $\xi_{max}$  para os glóbulos *starless* é duas vezes menor que para os glóbulos IRAS (ver próxima seção). As massas, os tamanhos e as densidades centrais são muito parecidos entre os dois tipos de glóbulos. Tatematsu et al. (2004) estudaram uma amostra de 8 núcleos densos, pertencentes à nuvem de Taurus, usando a molécula  $N_2H^+$ , e não acharam diferenças nas massas e nos tamanhos para núcleos *starless* e núcleos com protoestrelas. Estes autores obtêm  $M = 1.30 \pm 0.63 M_\odot$ ,  $R = 0.035 \pm 0.004$  pc para núcleos *starless*, e  $M = 1.59 \pm 0.97 M_\odot$ ,  $R = 0.031 \pm 0.006$  pc para núcleos com protoestrelas. Jijina et al. (1999) fizeram um catálogo de núcleos densos, extraídos da literatura, observados na molécula  $NH_3$ . Usando a mediana em lugar da média, estes autores calcularam  $R = 0.07$  pc para núcleos *starless*, e  $R = 0.10$  pc para núcleos associados a fontes IRAS.

Os valores médios da temperatura de Bonnor-Ebert apresentam uma dis-

persão muito grande. A Tabela 5.4 mostra valores de  $T_{BE}$  muito baixos,  $\sim 2$ -5 K. Isto pode ser devido às incertezas na determinação das distâncias, já que da equação 5.20 vemos que  $T_{BE}$  depende diretamente do raio  $R$  do glóbulo, o qual é o produto entre o tamanho angular e a distância. Consideremos, por exemplo, o caso dos três núcleos densos (A, B e C) embebidos em BHR 044, os quais possuem  $T_{BE} = 4, 4.5, \text{ e } 5$  K. Aumentando a distância de 200 pc para 400 pc, obtendríamos  $T_{BE} = 8, 9, \text{ e } 10$  K, valores consistentes com resultados observacionais.

### 5.3 Seqüência Evolutiva dos Glóbulos de Bok

Na Figura 5.5 mostramos o parâmetro de estabilidade  $\xi_{max}$  versus o contraste de densidade  $\rho_c/\rho_R$  para os glóbulos de nossa amostra. Os dados em cinza representam os glóbulos *starless* e os dados em preto os glóbulos IRAS. Podemos ver claramente que a maioria dos glóbulos ou núcleos *starless* se situam próximos ao valor crítico  $\xi_{max} = 6.5$ , representado pela linha vertical tracejada.

Analizando os glóbulos separadamente nesta figura, vemos que só 2 de 16 núcleos *starless* (13%) correspondem a estados instáveis, ligeiramente em excesso em relação ao valor crítico. Para os glóbulos IRAS, temos que 8 de 13 núcleos (62%) se situam na região de instabilidade. Isto pode ser visto mais claramente nos histogramas da Figura 5.6, onde as distribuições de glóbulos *starless* têm média abaixo de 6.5 e os glóbulos IRAS acima desse valor. Portanto, os glóbulos de Bok de nossa amostra que estão associados a fontes pontuais IRAS tendem a exibir estados instáveis, enquanto os glóbulos *starless*, os quais não apresentam evidência de formação estelar, mostram estados estáveis. Isto concorda com os resultados de Kandori et al. (2005), que obtém que 7 de 11 glóbulos *starless* se localizam próximos ao estado crítico.

Recentemente, Kandori et al. (2005) e Myers (2005) calcularam a evolução de uma nuvem esférica, assumindo como condição inicial um perfil de Bonnor-Ebert no estado crítico. Os cálculos mostram que, a medida que a nuvem colapsa, seu perfil de densidade conserva a forma de um perfil de Bonnor-Ebert, com o parâmetro de estabilidade  $\xi_{max}$  (ou o contraste de densidade  $\rho_c/\rho_R$ ), aumentando sistematicamente ao longo do colapso. Este efeito é mostrado na Figura 5.7, extraída de Kandori et al. (2005), onde os perfis



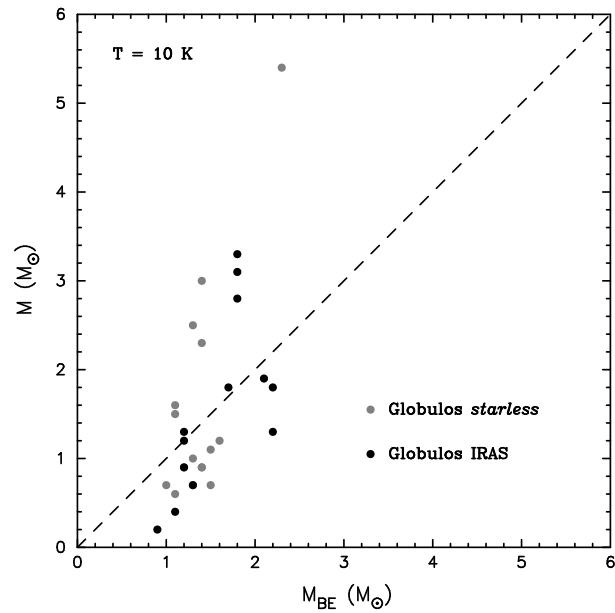
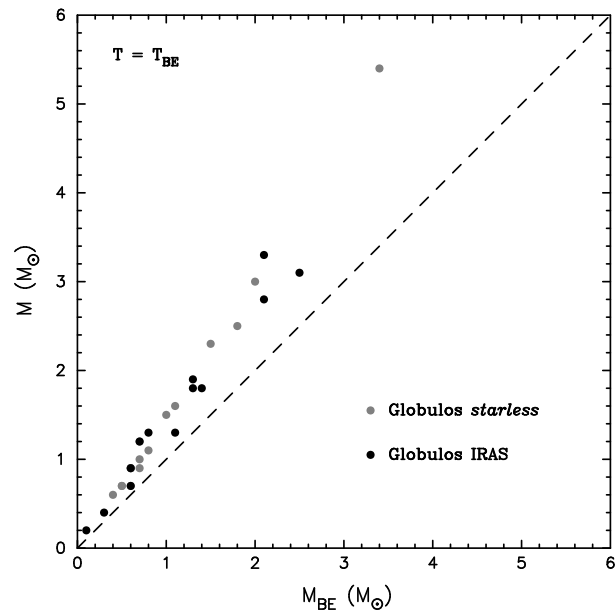
(a)  $M$  vs.  $M_{BE}$  usando  $T = 10$  K(b)  $M$  vs.  $M_{BE}$  usando  $T = T_{BE}$ 

FIGURA 5.4: Comparação entre as massa observadas ( $M$ ) e as massas de Bonnor-Ebert ( $M_{BE}$ ) assumindo (a)  $T = 10$  K e (b)  $T = T_{BE}$ .

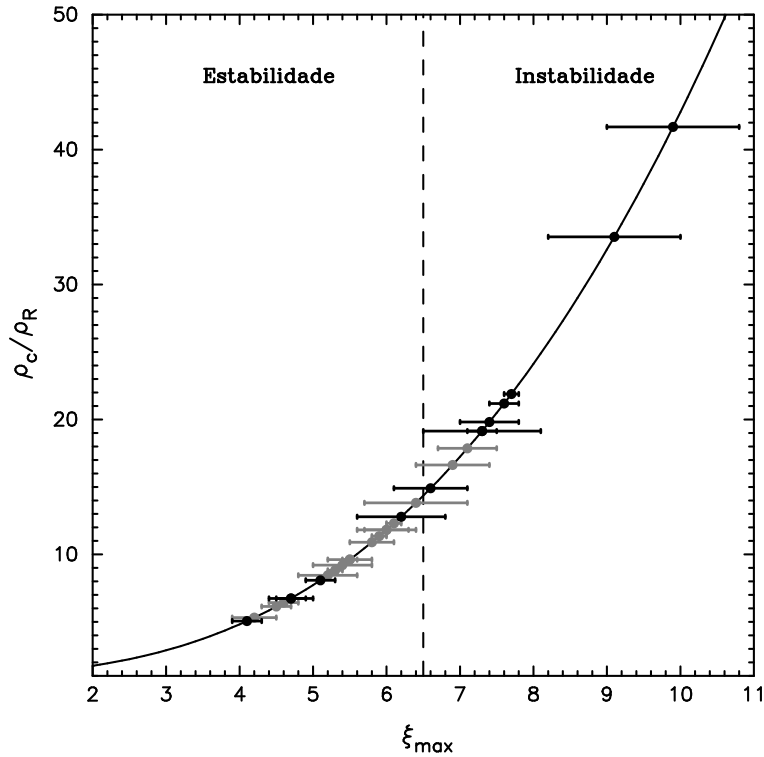


FIGURA 5.5: Relação entre  $\xi_{max}$  e o contraste entre a densidade central e a densidade na borda para todos os núcleos densos embebidos nos glóbulos de Bok da amostra. Os pontos em cinza correspondem aos glóbulos *starless*, e os pontos em preto aos glóbulos IRAS. A linha vertical tracejada corresponde a  $\xi_{max} = 6.5$ .

de densidade colunar de uma esfera em colapso, para diferentes instantes de tempo, são modelados por uma esfera de Bonnor-Ebert. Esta figura sugere que o estado evolutivo de um glóbulos em colapso pode ser estimado a partir da forma instantânea do seu perfil de densidade, caracterizado por  $\xi_{max}$ . Portanto, ainda que um glóbulos se encontre num estado instável e em colapso, seu perfil de densidade mantém uma configuração do tipo Bonnor-Ebert, desde que seu estado inicial seja uma esfera de Bonnor-Ebert crítica. Ademais, os cálculos teóricos de Kandori et al. (2005) demonstram que a distribuição dos valores de  $\xi_{max}$  deveriam atingir o valor máximo numa região próxima ao valor crítico, já que o tempo de evolução diminui quando a densidade aumenta. Isto é evidente na Figura 5.5 para os glóbulos da nossa amostra. Da Figura 5.6(a) vemos que a distribuição de  $\xi_{max}$  para os glóbulos *starless* alcança o valor máximo no intervalo 5-6, enquanto a Figura 5.6(b) mostra que o valor máximo para os glóbulos IRAS está no intervalo 7-8, estando ambos os picos ao redor do valor crítico 6.5.

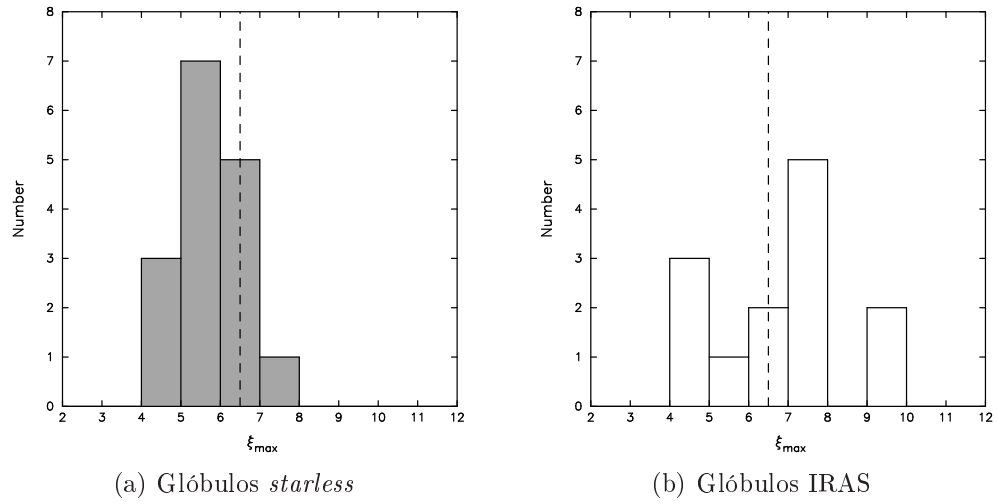


FIGURA 5.6: Histogramas do parâmetro de estabilidade  $\xi_{max}$  para glóbulos *starless* e glóbulos IRAS. A linha vertical tracejada corresponde a  $\xi_{max} = 6.5$ .

Finalmente, o fato de que os perfis de densidade dos glóbulos *starless* e dos glóbulos IRAS, inclusive dos glóbulos ou núcleos em colapso, possam ser modelados com esferas isotérmicas de Bonnor-Ebert, indica que as condições iniciais do colapso gravitacional devem ser similares às descritas por uma esfera de Bonnor-Ebert numa configuração crítica.

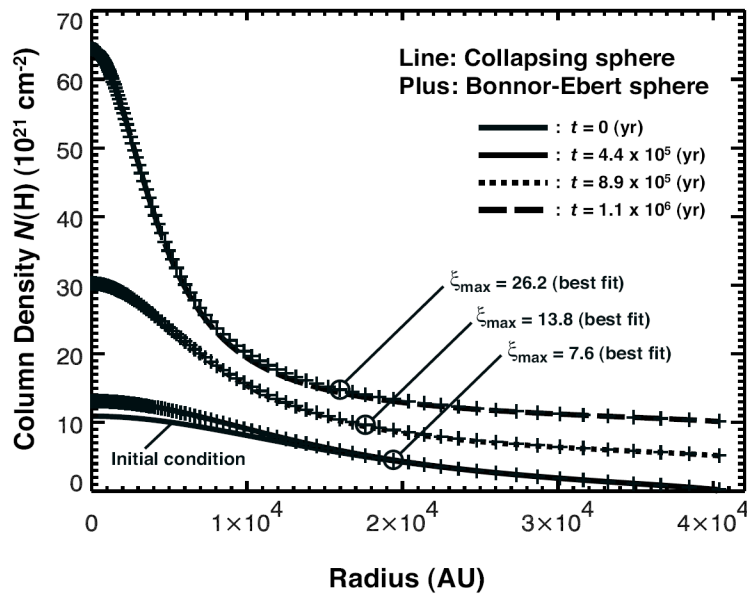


FIGURA 5.7: Perfil de densidade colunar de uma nuvem esférica colapsando em diferentes instantes de tempo, cujo estado inicial é uma esfera de Bonnor-Ebert crítica com  $n_c = 2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$  e  $T = 10 \text{ K}$ . Os ajustes de Bonnor-Ebert são indicados com signos '+'. Figura extraída de Kandori et al. (2005).

TABELA 5.1: Coordenadas e tamanhos dos núcleos densos

BHR	$\alpha(\text{J2000})$ (h m s)	$\delta(\text{J2000})$ (° ' ")	$R$ (pc)
Glóbulos <i>starless</i>			
016 A	08 05 18	-39 08 53	0.07
016 B	08 05 27	-39 08 17	0.07
044 A	09 26 09	-45 11 08	0.07
044 B	09 26 20	-45 10 55	0.06
044 C	09 25 59	-45 11 48	0.06
053	09 28 46	-51 36 25	0.08
059	11 07 10	-62 05 36	0.07
074	12 22 07	-66 27 17	0.08
075	12 24 14	-66 10 59	0.08
111 A	15 42 19	-52 48 24	0.12
111 B	15 42 48	-52 50 35	0.07
113	16 12 51	-52 16 20	0.05
133	16 46 42	-44 31 10	0.07
144 A	16 37 29	-35 13 43	0.07
144 B	16 37 35	-35 14 43	0.07
145	17 47 52	-43 42 17	0.07
Glóbulos IRAS			
034 A	08 26 46	-50 40 16	0.11
034 B	08 26 27	-50 39 30	0.07
059	10 49 02	-62 22 17	0.09
117 A	16 06 25	-45 54 16	0.07
117 B	16 06 11	-45 56 30	0.08
121 A	16 58 46	-50 36 35	0.05
121 B	16 58 36	-50 35 40	0.04
126	16 04 29	-39 37 44	0.11
138	17 19 32	-43 26 54	0.11
139	17 20 51	-43 19 43	0.09
140	17 22 54	-43 22 04	0.10
148	17 04 26	-36 18 35	0.07
149	17 04 31	-36 07 52	0.08

TABELA 5.2: Massas e densidades dos núcleos densos

BHR	$A_V^{plateau}$ (mag)	$M^a$ ( $M_\odot$ )	$M^b$ ( $M_\odot$ )	$\bar{n}^a$ ( $10^4 \text{ cm}^{-3}$ )	$\bar{n}^b$ ( $10^4 \text{ cm}^{-3}$ )
Glóbulos <i>starless</i>					
016 A	8.1	8.5	3.0	10.0	3.6
016 B	6.0	5.2	1.1	6.1	1.3
044 A	5.6	4.2	0.9	4.9	1.1
044 B	6.1	3.4	0.7	6.3	1.4
044 C	3.6	2.2	0.6	4.1	1.2
053	6.6	7.3	2.3	5.7	1.8
059	6.9	6.6	2.5	7.7	2.9
074	3.7	3.4	0.7	2.6	0.6
075	3.8	4.5	1.2	3.5	0.9
111 A	9.0	21.4	5.4	5.0	1.2
111 B	8.8	6.8	0.9	8.0	1.0
113	8.1	3.2	0.6	10.3	1.8
133	9.2	5.8	0.7	6.8	0.8
144 A	12.1	8.3	1.6	9.7	1.9
144 B	11.1	7.7	1.5	9.0	1.8
145	3.8	2.9	0.9	3.4	1.1
Glóbulos IRAS					
034 A	2.1	4.3	1.3	1.3	0.4
034 B	2.2	2.0	0.7	2.3	0.9
058	1.9	5.0	3.1	2.7	1.7
117 A	7.6	5.5	1.2	6.5	1.4
117 B	7.2	6.4	1.3	5.0	1.0
121 A	3.3	1.6	0.4	5.1	1.2
121 B	3.0	0.9	0.2	5.6	1.3
126	5.7	10.3	1.9	3.1	0.6
138	1.8	4.4	1.8	1.3	0.5
139	3.8	6.4	2.8	3.5	1.5
140	5.4	9.7	3.3	3.9	1.3
148	4.8	3.6	0.9	4.2	1.0
149	3.4	4.8	1.8	3.7	1.4

<sup>a</sup> Sem subtrair o valor do *plateau*.<sup>b</sup> Subtraindo o valor do *plateau*.

TABELA 5.3: Parâmetros físicos dos glóbulos de Bok derivados da modelagem teórica de Bonnor-Ebert assumindo  $T = 10$  K

BHR	$\xi_{max}$	$A_V^c$ (mag)	$n_c$ ( $10^4 \text{ cm}^{-3}$ )	$M_{BE}$ ( $M_\odot$ )	$P_{ext}/k_B$ ( $10^4 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$ )	$\chi^2$
<i>Glóbulos starless</i>						
016 A	$5.9 \pm 0.1$	$20.4 \pm 0.4$	7.2	1.4	6.3	1.1
016 B	$7.1 \pm 0.4$	$9.4 \pm 0.5$	10.4	1.5	5.8	1.2
044 A	$6.9 \pm 0.5$	$8.7 \pm 0.5$	11.3	1.4	6.8	1.1
044 B	$4.2 \pm 0.3$	$5.2 \pm 0.4$	5.7	1.0	10.7	1.1
044 C	$5.2 \pm 0.4$	$5.8 \pm 0.5$	8.7	1.1	10.3	1.2
053	$5.3 \pm 0.1$	$11.8 \pm 0.2$	5.1	1.4	5.8	1.3
059	$6.1 \pm 0.1$	$20.2 \pm 0.4$	8.8	1.3	7.2	1.3
074	$6.4 \pm 0.7$	$5.0 \pm 0.8$	7.7	1.5	5.6	1.1
075	$6.0 \pm 0.3$	$5.6 \pm 0.3$	5.5	1.6	4.6	1.2
111 A	$5.5 \pm 0.1$	$11.5 \pm 0.2$	2.2	2.3	2.3	1.4
111 B	$5.4 \pm 0.4$	$5.2 \pm 0.3$	6.0	1.4	6.5	1.1
113	$5.8 \pm 0.3$	$7.4 \pm 0.4$	8.0	1.3	7.3	1.2
133	$6.0 \pm 0.4$	$6.0 \pm 0.4$	9.2	1.3	7.8	1.2
144 A	$4.6 \pm 0.2$	$9.8 \pm 0.3$	5.4	1.1	8.4	1.1
144 B	$4.5 \pm 0.2$	$9.2 \pm 0.2$	5.2	1.1	8.4	1.2
145	$5.5 \pm 0.3$	$6.8 \pm 0.3$	7.7	1.2	8.0	1.2
<i>Glóbulos IRAS</i>						
034 A	$9.9 \pm 0.9$	$8.5 \pm 0.8$	9.4	2.2	2.3	1.2
034 B	$6.6 \pm 0.5$	$6.7 \pm 0.5$	10.3	1.3	6.9	1.6
058	$7.7 \pm 0.1$	$21.4 \pm 0.5$	8.5	1.8	3.9	1.9
117 A	$4.7 \pm 0.2$	$6.7 \pm 0.2$	5.2	1.2	7.8	1.3
117 B	$4.1 \pm 0.2$	$5.0 \pm 0.0$	3.1	1.2	6.2	1.1
121 A	$9.1 \pm 0.9$	$8.0 \pm 0.8$	30.4	1.1	9.2	1.1
121 B	$7.3 \pm 0.8$	$5.6 \pm 0.5$	32.3	0.9	16.9	1.4
126	$6.2 \pm 0.6$	$5.9 \pm 0.4$	3.5	2.1	2.8	1.0
138	$7.4 \pm 0.4$	$7.4 \pm 0.5$	5.0	2.2	2.5	1.9
139	$7.3 \pm 0.2$	$17.0 \pm 0.4$	7.6	1.8	4.0	1.4
140	$5.1 \pm 0.2$	$9.8 \pm 0.3$	2.9	1.8	3.6	1.2
148	$4.7 \pm 0.3$	$5.0 \pm 0.1$	5.2	1.2	7.8	1.1
149	$7.6 \pm 0.2$	$12.5 \pm 0.4$	8.8	1.7	4.2	1.6

TABELA 5.4: Parâmetros físicos dos glóbulos de Bok derivados da modelagem teórica de Bonnor-Ebert usando  $T = T_{BE}$ 

BHR	$n_c$ ( $10^4 \text{ cm}^{-3}$ )	$M_{BE}$ ( $M_\odot$ )	$P_{ext}/k_B$ ( $10^4 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$ )	$T_{BE}$ (K)
Glóbulos <i>starless</i>				
016 A	11.5	2.0	15.0	14.8
016 B	6.2	0.8	1.9	5.5
044 A	5.2	0.7	1.5	4.9
044 B	2.5	0.5	2.1	4.6
044 C	3.2	0.4	1.5	3.9
053	5.0	1.5	5.9	10.4
059	10.9	1.8	11.6	13.1
074	2.4	0.6	0.6	3.5
075	2.8	0.7	1.1	4.6
111 A	3.5	3.4	5.4	15.1
111 B	2.7	0.6	1.2	4.2
113	3.8	0.7	1.8	5.1
133	3.0	0.5	1.0	3.8
144 A	4.1	1.1	5.5	8.7
144 B	3.8	1.0	5.2	8.4
145	3.2	0.6	1.6	4.8
Glóbulos IRAS				
034 A	4.4	1.1	0.5	5.0
034 B	3.9	0.6	1.0	4.0
058	11.0	2.5	6.9	13.7
117 A	3.0	0.7	2.6	6.0
117 B	1.7	0.8	2.0	6.0
121 A	9.4	0.3	0.7	2.6
121 B	6.5	0.1	0.6	1.8
126	2.1	1.3	1.0	6.0
138	3.1	1.4	1.0	6.2
139	8.3	2.1	5.0	11.5
140	3.2	2.1	4.6	11.4
148	2.2	0.6	1.5	4.5
149	7.8	1.3	2.9	7.9



TABELA 5.5: Valores médios dos parâmetros físicos que caracterizam os glóbulos de Bok

Parâmetro	Glóbulos <i>starless</i>	Glóbulos IRAS
$\xi_{max}$	$5.7 \pm 0.8$	$6.7 \pm 1.7$
$R$ (pc)	$0.07 \pm 0.01$	$0.08 \pm 0.02$
$M$ ( $M_{\odot}$ )	$1.6 \pm 1.2$	$1.6 \pm 1.0$
$T_{BE}$ (K)	$7.2 \pm 4.0$	$6.7 \pm 3.4$
$T = 10$ K		
$n_c$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$(7.1 \pm 2.3) \times 10^4$	$(10.2 \pm 9.7) \times 10^4$
$M$ ( $M_{\odot}$ )	$1.4 \pm 0.3$	$1.6 \pm 0.5$
$P_{ext}/k_B$ ( $\text{cm}^{-3}$ K)	$(7.0 \pm 2.1) \times 10^4$	$(6.0 \pm 4.0) \times 10^4$
$T = T_{BE}$		
$n_c$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$(4.6 \pm 2.7) \times 10^4$	$(5.1 \pm 3.0) \times 10^4$
$M_{BE}$ ( $M_{\odot}$ )	$1.1 \pm 0.8$	$1.1 \pm 0.7$
$P_{ext}/k_B$ ( $\text{cm}^{-3}$ K)	$(3.9 \pm 4.0) \times 10^4$	$(2.3 \pm 2.0) \times 10^4$

# Capítulo 6

## Estudo da Formação Estelar: Fontes Infravermelhas

É difícil de observar diretamente a região onde se forma uma estrela devido a que este processo ocorre quando a protoestrela se encontra embebida no material da sua nuvem original. Porém, as observações no infravermelho conseguem atravessar este material de alta extinção, possibilitando o estudo das fontes pontuais associadas aos núcleos densos embebidos nas nuvens moleculares.

Para estudar as propriedades das fontes IRAS associadas aos glóbulos da nossa amostra, procuramos os valores dos fluxos medidos nos seguintes catálogos:

- DENIS<sup>1</sup> para a banda I(0.79  $\mu\text{m}$ ),
- 2MASS para as bandas J(1.24  $\mu\text{m}$ ), H(1.66  $\mu\text{m}$ ) e K(2.16  $\mu\text{m}$ ),
- MSX<sup>2</sup> para as bandas A(8.28  $\mu\text{m}$ ), C(12.13  $\mu\text{m}$ ), D(14.65  $\mu\text{m}$ ) e E(21.34  $\mu\text{m}$ ),
- IRAS para as bandas 12  $\mu\text{m}$ , 25  $\mu\text{m}$ , 60  $\mu\text{m}$  e 100  $\mu\text{m}$ .

---

<sup>1</sup>Deep Near-Infrared Survey

<sup>2</sup>Midcourse Space Experiment

Para determinar a natureza das fontes IRAS embebidas nos glóbulos, vamos usar dois critérios para segregar as classes espectrais: em §6.1 vamos construir a distribuição espectral de energia (SED<sup>3</sup>) e calcular o índice espectral e em §6.2 vamos calcular a luminosidade bolométrica e a temperatura bolométrica das fontes IRAS.

## 6.1 Distribuição Espectral de Energia

A forma do espectro de banda larga ou SED de um YSO depende da natureza e distribuição do material circumstelar, como podemos ver no esquema evolutivo da Figura 6.1. Isto implica uma correlação entre a SED e o estado evolutivo do YSO, onde os estágios iniciais (protoestelares), durante os quais um embrião estelar está rodeado por grandes quantidades de material circumstelar colapsante, têm características infravermelhas muito diferentes dos estágios mais avançados (pré-seqüência principal), esquematizados na Figura 6.1, onde a maior parte do material original já foi incorporado à estrela jovem (Lada, 1999).

Os dois gráficos superiores da Figura 6.1 mostram que as fontes de Classe 0 (André et al., 1993) e de Classe I (Lada, 1987; Adams et al., 1987) estão caracterizadas por SEDs com picos no infravermelho distante e sub-milimétrico, como conseqüência da emissão de um envoltório colapsante de poeira fria. Estes objetos são os YSOs mais profundamente embebidos e escurecidos, isto é, são protoestrelas e portanto os objetos menos evolucionados. O momento angular da nuvem molecular original faz que o material colapsante se acumule num disco aplanado em rotação. Uma vez que o colapso do envoltório cessa, o disco de poeira ainda pode produzir emissão substancial no infravermelho, já que o disco pode ser aquecido pela estrela central e re-irradiar no infravermelho, e por acreção do material do disco sobre a estrela central. Esta parte da evolução dá lugar às fontes de Classe II e III (Lada, 1987; Adams et al., 1987), cujas SEDs estão caracterizadas por picos no óptico e infravermelho próximo, onde domina a emissão de fotosferas estelares, como mostrado nos dois gráficos inferiores da Figura 6.1. Estes objetos estão muito menos avermelhados e correspondem às estrelas T Tauri, denominadas CTTS<sup>4</sup> e WTTS<sup>5</sup>.

---

<sup>3</sup>Spectral Energy Distribution

<sup>4</sup>Classical T Tauri Stars

<sup>5</sup>Weak Emission T Tauri Stars

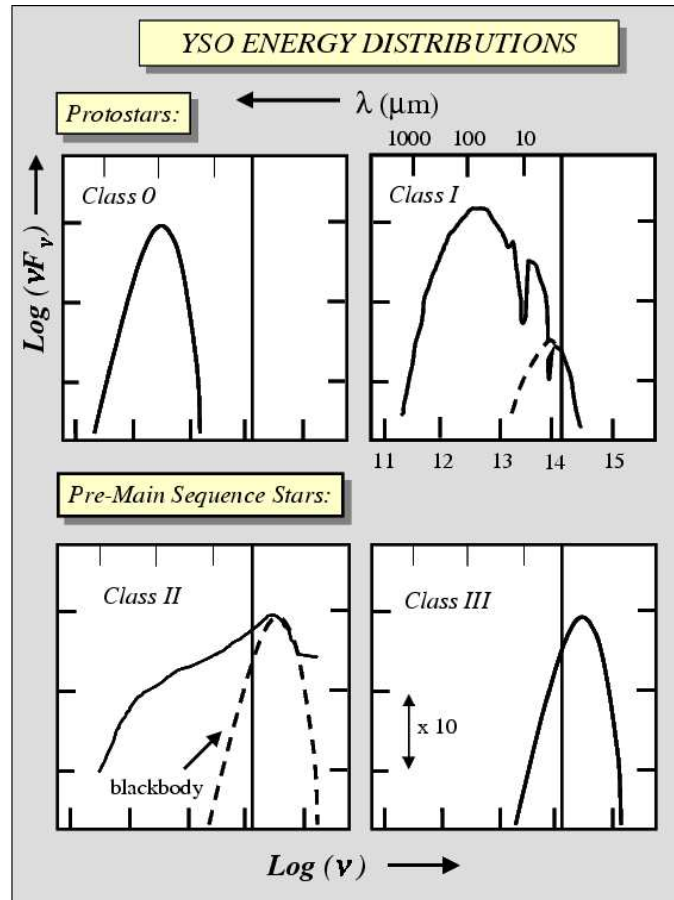


FIGURA 6.1: Seqüência evolutiva empírica da SED para YSOs de baixa massa. A linha vertical em cada painel refere-se ao comprimento de onda  $2.2\mu\text{m}$ . As quatro classes correspondem a estados evolutivos sucessivos. Figura extraída de Lada (1999).

Baseados nas formas das SEDs observadas das fontes infravermelhas, Adams et al. (1987) definiram o índice espectral  $\alpha$  entre as bandas  $2\text{-}25\mu\text{m}$  como:

$$\alpha = \frac{d \log(\lambda F_\lambda)}{d \log(\lambda)}, \quad (6.1)$$

onde  $F_\lambda$  é o fluxo correspondente ao comprimento de onda  $\lambda$ . Os diferentes índices espectrais computados em regiões de formação estelar são interpretados como uma seqüência evolutiva, obtendo-se a seguinte classificação:

TABELA 6.1: Classificação espectral dos YSOs nos glóbulos IRAS

BHR	IRAS	$\alpha$	Classe <sup>a</sup>	$L_{bol}$ ( $L_{\odot}$ )	$T_{bol}$ (K)	Classe <sup>b</sup>
034	08250-5030	...	...	1.0	28.7	0
058	10471-6206	1.3	I	2.2	31.7	0
117	16029-4548	-1.0	II	4.2	741.8	II
121	16549-5030	...	...	0.6	226.9	I
	16554-5031	1.7	I	1.3	98.3	I
126	16009-3927	-2.5	III	37.6	2478.5	II
138	17159-4324	...	...	3.3	27.7	0
139	17172-4316	0.7	I	2.8	123.5	I
	17169-4314	...	...	1.9	90.3	I
140	17193-4319	1.5	I	1.9	35.5	0
	17195-4320	...	...	15.4	1676.5	II
148	17011-3613	1.6	I	1.6	31.3	0
149	17012-3603	1.1	I	1.5	39.3	0

<sup>a</sup> Classificação espectral segundo o índice  $\alpha$ .

<sup>b</sup> Classificação espectral segundo  $T_{bol}$ .

$$\begin{aligned}
 \text{Fontes de Classe I} &\longrightarrow \alpha > 0 \\
 \text{Fontes de Classe II} &\longrightarrow 0 > \alpha > -2 \\
 \text{Fontes de Classe III} &\longrightarrow -2 > \alpha
 \end{aligned}$$

As SEDs dos glóbulos IRAS são mostradas na Figura 6.2. Para calcular o índice espectral  $\alpha$ , ajustamos uma reta usando o método de mínimos quadrados, aos pontos entre as bandas 2.2 e 25  $\mu\text{m}$ , com a exigência de que estes pontos tenham uma incerteza determinada. Os fluxos que são limites superiores não foram levados em consideração.

Na Tabela 6.1 são mostrados, respectivamente, o índice  $\alpha$  e a correspondente classificação espectral segundo esse índice. Foi possível determinar o índice para 8 de 13 fontes IRAS, das quais seis correspondem à Classe I, uma à Classe II, e uma à Classe III.

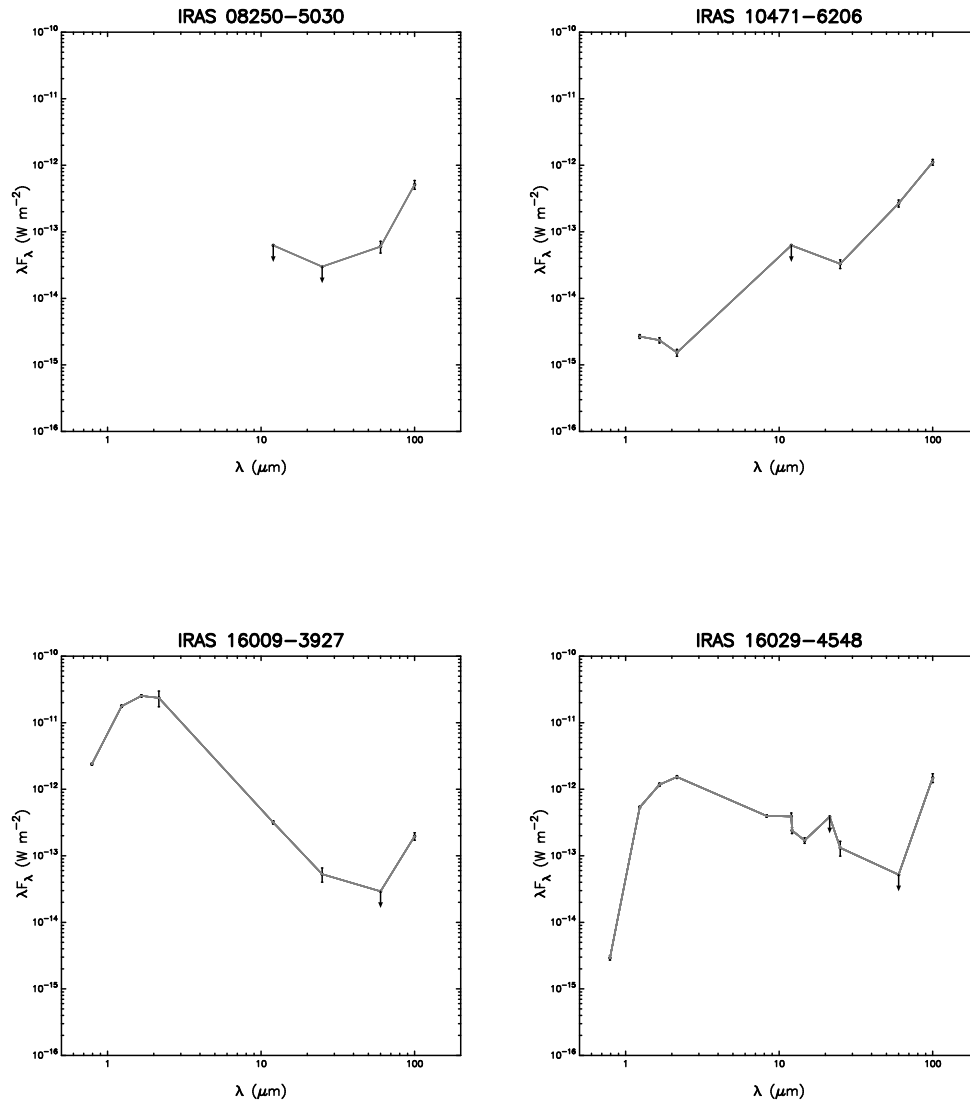


FIGURA 6.2: Distribuições espectrais de energia para as fontes infravermelhas associadas aos glóbulos IRAS.

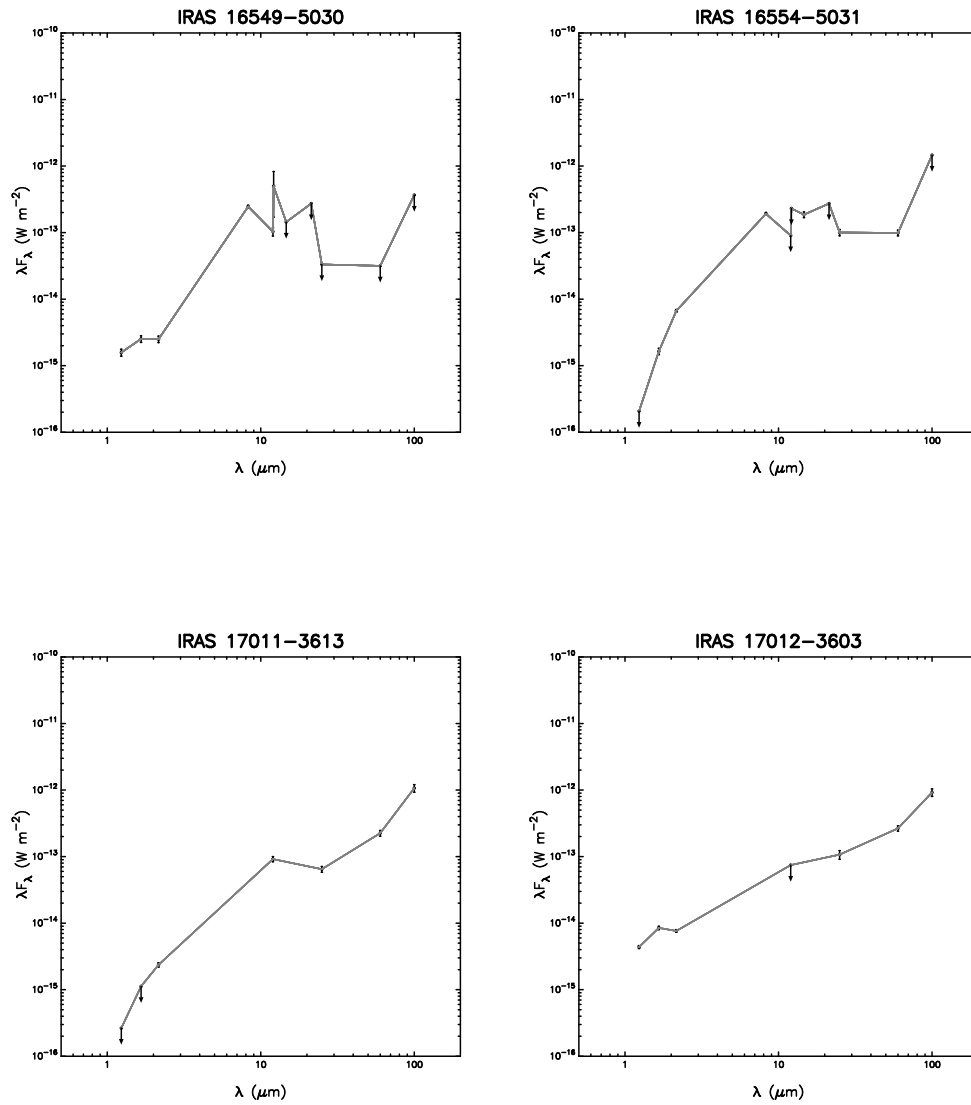


FIGURA 6.2: Continuação.

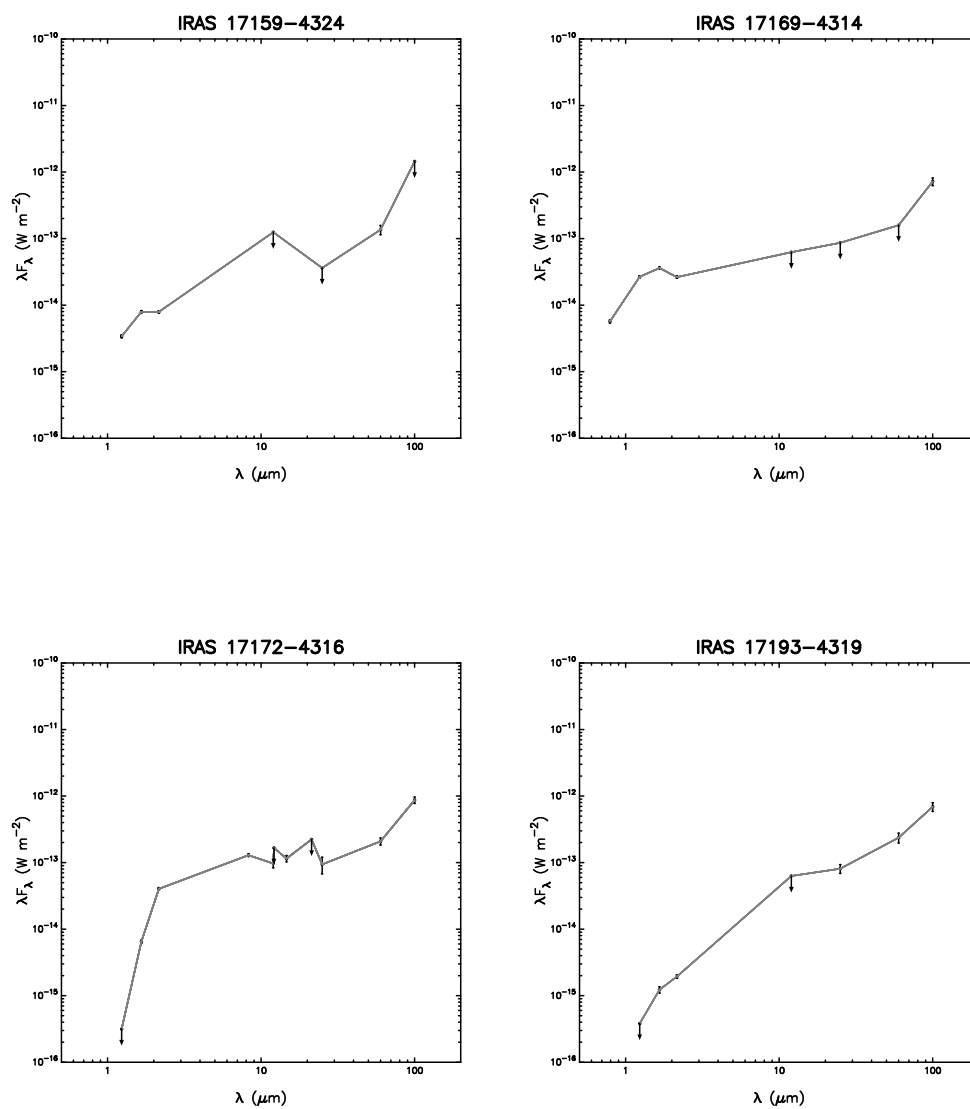


FIGURA 6.2: Continuação.



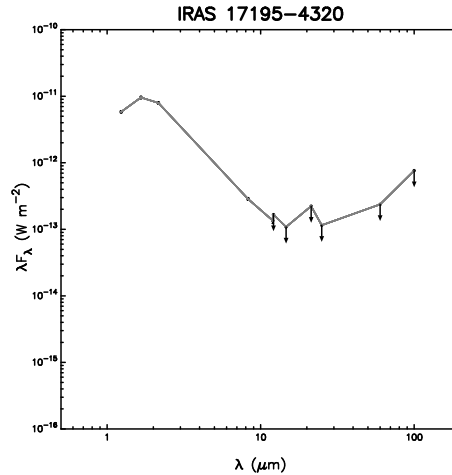


FIGURA 6.2: Continuação.

## 6.2 O Diagrama BLT

Uma ferramenta muito útil para estudar o estado evolutivo de um objeto jovem é o diagrama da luminosidade bolométrica ( $L_{bol}$ ) vs. temperatura bolométrica ( $T_{bol}$ ), chamado diagrama BLT<sup>6</sup>. Myers & Ladd (1993) usaram  $T_{bol}$  para caracterizar os YSOs.  $T_{bol}$  está definida como a temperatura de um corpo negro que tem a mesma frequência média que o espectro contínuo observado. Uma estrela de seqüência principal cujo espectro é um corpo negro tem  $T_{bol} = T_{eff}$ . Uma estrela de pré-seqüência principal com excesso infravermelho tem um espectro mais largo e vermelho que um corpo negro, e portanto  $T_{bol} < T_{eff}$ . Uma fonte infravermelha embebida é vermelha demais para ter uma medição óptica de  $T_{eff}$ , seu espectro é muito mais largo que um corpo negro, e sua  $T_{bol}$  é muito pequena ( $< 500$  K, Chen et al., 1995).

Para derivar a luminosidade bolométrica dos YSOs, integramos as SEDs em todo o intervalo de comprimentos de onda:

$$L_{bol} = 4\pi D^2 \int_0^{\infty} F_{\lambda} d\lambda = 9.2\pi D^2 \int_0^{\infty} \lambda F_{\lambda} d\log\lambda. \quad (6.2)$$

Na maioria dos casos, o menor comprimento de onda disponível para realizar a integração é a banda J. Como as SEDs de todas as fontes crescem

<sup>6</sup>Bolometric Luminosity-Temperature

quando aumenta o comprimento de onda (ver Figura 6.2), vamos ignorar o termo entre  $\lambda = 0$  e a banda J, já que é muito pequeno comparado com a luminosidade total. Portanto, dividimos a integração em duas partes:

$$L_{bol} = 9.2\pi D^2 \left( \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda F_\lambda d\log\lambda + \int_{\lambda_2}^{\infty} \lambda F_\lambda d\log\lambda \right), \quad (6.3)$$

onde  $\lambda_1 = J$  e  $\lambda_2 = 100 \mu\text{m}$ , o maior comprimento de onda disponível. Para calcular a segunda parte, nós não conhecemos o espectro entre  $\lambda_2$  e infinito, porém, assumimos que a SED é proporcional a  $\lambda^{-1}$  (Wilking et al., 1989).

A temperatura bolométrica é definida por Myers & Ladd (1993) como:

$$T_{bol} \equiv \frac{\zeta(4)}{4\zeta(5)} \frac{h\bar{\nu}}{k_B} = 1.25 \times 10^{-11} \bar{\nu} \text{ (K Hz}^{-1}\text{)}, \quad (6.4)$$

onde  $\zeta(n)$  é a função Zeta de Riemann de argumento  $n$  e a frequência média  $\bar{\nu}$  é a razão entre os momentos de primeira e zero ordem do espectro da fonte:

$$\bar{\nu} = \frac{\int_0^\infty \nu F_\nu d\nu}{\int_0^\infty F_\nu d\nu}. \quad (6.5)$$

Uma vez calculados estes parâmetros, construímos o diagrama BLT. Chen et al. (1995) estabeleceram uma correspondência entre os intervalos de temperatura no diagrama BLT e a classe evolutiva de um YSO, obtendo como resultado a seguinte classificação:

Fontes de Classe 0	→	$T_{bol} < 70 \text{ K}$
Fontes de Classe I	→	$70 \text{ K} < T_{bol} < 650 \text{ K}$
Fontes de Classe II	→	$650 \text{ K} < T_{bol} < 2800 \text{ K}$
Fontes de Classe III	→	$2800 \text{ K} < T_{bol}$

Os valores de  $L_{bol}$ ,  $T_{bol}$  e a classificação espectral segundo esse critério, são mostrados nas colunas 5, 6 e 7 da Tabela 6.1, respectivamente. Das 13 fontes IRAS, seis foram classificadas como pertencentes à Classe 0, quatro à Classe I, e três à Classe II. O diagrama BLT é exibido na Figura 6.0, onde

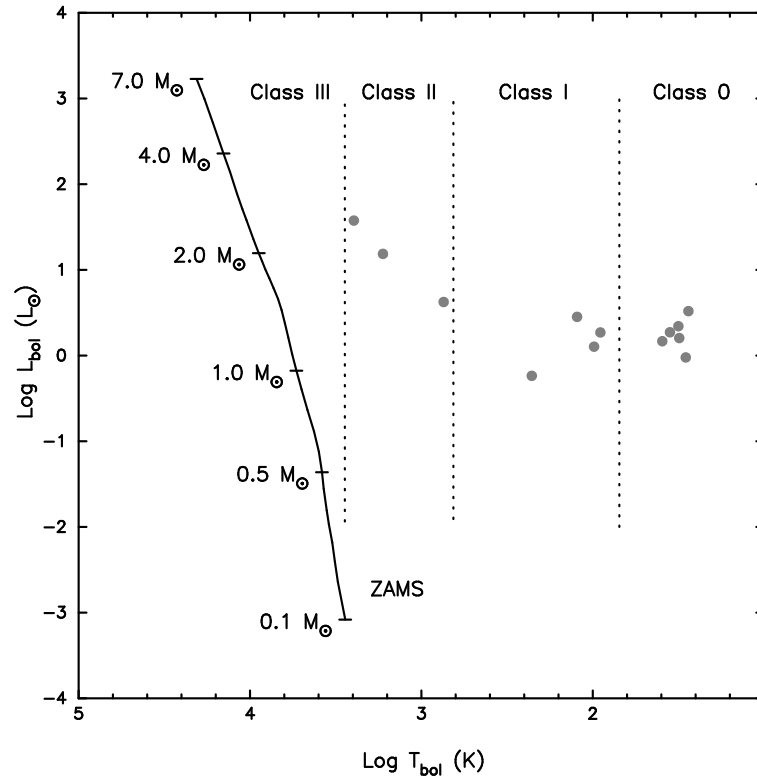


FIGURA 6.0: Diagrama BLT para as fontes infravermelhas associadas aos glóbulos IRAS da amostra. A linha sólida indica a seqüência principal de idade zero. As linhas tracejadas verticais determinam os limites das classes espectrais.

a linha sólida corresponde à seqüência principal de idade zero ou ZAMS<sup>7</sup>, e as linhas verticais tracejadas representam os intervalos correspondentes às diferentes classes espectrais.

### 6.3 Formação Estelar e Estabilidade

Como discutido em §6.1, a fase protoestelar (Classes 0 e I) está caracterizada pelo colapso gravitacional do envoltório circumstelar, enquanto na fase de pré-seqüência principal a maior parte deste material circumstelar já foi incorporado à estrela jovem (Classes II e III). Portanto, é importante analisar a relação entre a estabilidade de um glóbulo de Bok associado a uma fonte IRAS e o estado evolutivo dessa fonte.

<sup>7</sup>Zero Age Main-Sequence

TABELA 6.2: Relação entre os YSOs e a estabilidade dos glóbulos de Bok

BHR	Classe <sup>a</sup>	$\xi_{max}$
034	0	9.9, 6.6
058	0	7.7
117	II	4.7, 4.1
121	I, I	9.1, 7.3
126	II	6.2
138	0	7.4
139	I, I	7.3
140	0, II	5.1
148	0	4.7
149	0	7.6

<sup>a</sup> Classificação espectral segundo  $T_{bol}$ .

A Tabela 6.2 mostra os glóbulos IRAS na coluna 1, a classe espectral na coluna 2 e na coluna 3 o parâmetro de estabilidade  $\xi_{max}$  determinado no Capítulo 5. Foi utilizada a classificação espectral derivada da  $T_{bol}$  porque ela foi obtida para todos os glóbulos e também há uma boa correlação entre as classificações derivadas de ambos os métodos. Nesta tabela vemos que a maioria das fontes classificadas como protoestelares, isto é, as Classes 0 e I, estão associadas a glóbulos de Bok instáveis, enquanto as fontes mais evoluídas estão associadas a glóbulos estáveis.

De fato, existem alguns casos encontrados na literatura, mencionados no início do Capítulo 5, onde um glóbulo classificado como instável pela análise de Bonnor-Ebert, alberga um objeto protoestelar. Por exemplo, o glóbulo CB188, analisado por Kandori et al. (2005), possui  $\xi_{max} = 16.0$  e contém a protoestrela IRAS 19179+1129, classificada como Classe I. B335, um glóbulo em colapso, alberga a protoestrela de Classe 0 IRAS 19345+0727 e possui  $\xi_{max} = 12.5$  (Harvey et al., 2001). Huard et al. (2006) obtiveram  $\xi_{max} = 35.8$  para o núcleo denso L1014, o qual contém a protoestrela denominada L1014-IRS. O glóbulo DCld303.8-14.2, caracterizado por  $\xi_{max} = 23$  (Kainulainen et al., 2007), alberga a protoestrela IRAS 13036-7640.

# Capítulo 7

## BHR 138: Um Glóbulo em Colapso?

As principais etapas da formação estelar isolada são a formação de um núcleo denso gravitacionalmente ligado e o colapso gravitacional desse núcleo. A análise espectral de linhas moleculares em emissão permite estudar os movimentos cinemáticos dentro da nuvem, principalmente a fase do colapso gravitacional (e.g., Evans, 1999) e os fluxos bipolares associados às estrelas jovens (e.g., Bachiller, 1996).

Em um núcleo denso, linhas moleculares traçadores de profundidade óptica moderada, como os mais comumente usados CS ( $J = 2 \rightarrow 1$ ) ou HCO<sup>+</sup> ( $J = 1 \rightarrow 0$ ), se tornam auto-absorvidas. A medida que a nuvem se contrai pela influência da gravidade, as regiões centrais se tornam mais densas que as externas. Isto gera um gradiente de temperatura de excitação no gás molecular dentro do núcleo, onde a temperatura de excitação na região central é maior que na região externa, ainda que a temperatura cinética seja constante dentro do núcleo molecular. A emissão proveniente da parte de trás da nuvem não é absorvida devido à alta temperatura de excitação no centro do núcleo, mas a emissão proveniente da frente da nuvem é absorvida pelo gás molecular com menor temperatura de excitação. Desta maneira, a emissão que provém de trás da nuvem será deslocada para o azul com um pico maior que a emissão que provém da frente da nuvem, deslocada para o vermelho, como ilustra a Figura 7.1. Estes perfis assimétricos, onde a emissão azul apresenta um pico maior que a emissão vermelha, são chamados “perfis deslocados para o azul”

(*blue-shifted profiles*).

O colapso gravitacional não é o único fenômeno que pode dar lugar a perfis deslocados para o azul. Por exemplo, a sobreposição de duas nuvens ao longo da linha de visada ou efeitos de rotação podem causar assimetria no perfil da linha. Mapas de linhas moleculares ópticamente finas com alta resolução especial são necessários para elucidar definitivamente esta questão. Múltiplos picos de velocidades observados na direção de um glóbulo também podem ser explicados por modos de vibração de um glóbulo como um todo (e.g., Lada et al., 2003).

Neste Capítulo, vamos usar observações milimétricas das moléculas  $^{13}\text{CO}$  e  $\text{C}^{18}\text{O}$ , na transição rotacional  $J = 1 \rightarrow 0$ , para estudar os glóbulos BHR 138 e BHR 149. Ambos os glóbulos formam parte de um *survey* na direção de mais de 30 condensações densas identificadas na direção do Escorpião (Vilas-Boas et al., 2000). Dentre todas as condensações apenas BHR 138 apresenta perfil deslocado para o azul, enquanto que BHR 149 mostra o perfil típico observado nas outras condensações. A presença de um perfil deslocado para o azul no espectro de  $^{13}\text{CO}$  de BHR 138 provê indícios de um eventual colapso gravitacional, como discutido anteriormente.

## 7.1 Observações e Redução dos Espectros

Os espectros das linhas de emissão rotacional ( $J=1 \rightarrow 0$ ) de  $^{13}\text{CO}$  (110,201 GHz) e  $\text{C}^{18}\text{O}$  (109,782 GHz) foram obtidos em 1992 e 1994 utilizando a antena de 15 m do radiotelescópio SEST<sup>1</sup> em La Silla, Chile. A temperatura típica do sistema foi de 390 K e a resolução do espectrômetro acusto-óptico foi de 43 KHz (0.11 km/s), com uma banda de 100 MHz. Os espectros foram obtidos no modo de chaveamento em frequência (*frequency switching*) com 7 MHz de separação entre os espectros, integrados durante períodos de dois minutos e calibrados com uma carga fria para obter a correção para a atenuação atmosférica. A relação sinal-ruído é, em geral, maior que 10. A largura do feixe a meia potência (HPBW) é 48'' com eficiência de feixe  $\eta = 0.9$ .

A redução dos espectros de  $^{13}\text{CO}$  e  $\text{C}^{18}\text{O}$  foi feita utilizando o programa de redução de linhas espectrais Drawspec<sup>2</sup>. As linhas foram ajustadas por

---

<sup>1</sup>Swedish-ESO Submillimeter Telescope

<sup>2</sup><http://www.cv.nrao.edu/~hliszt>

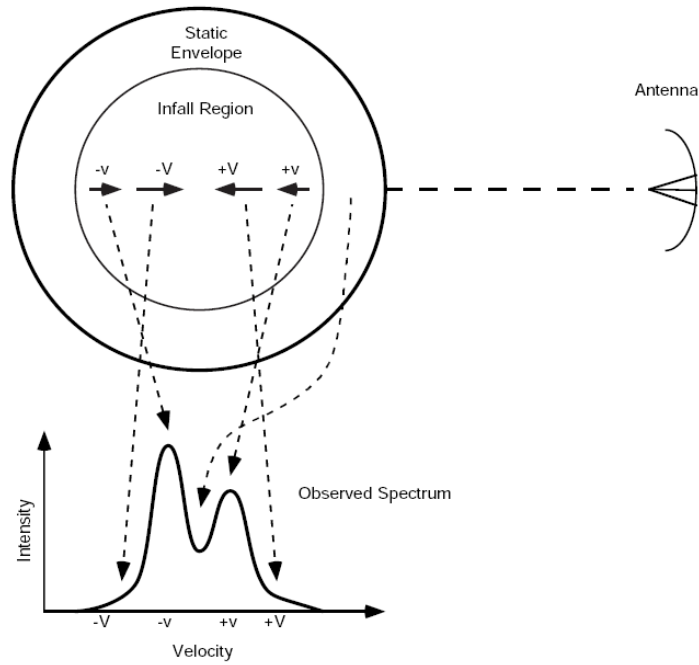


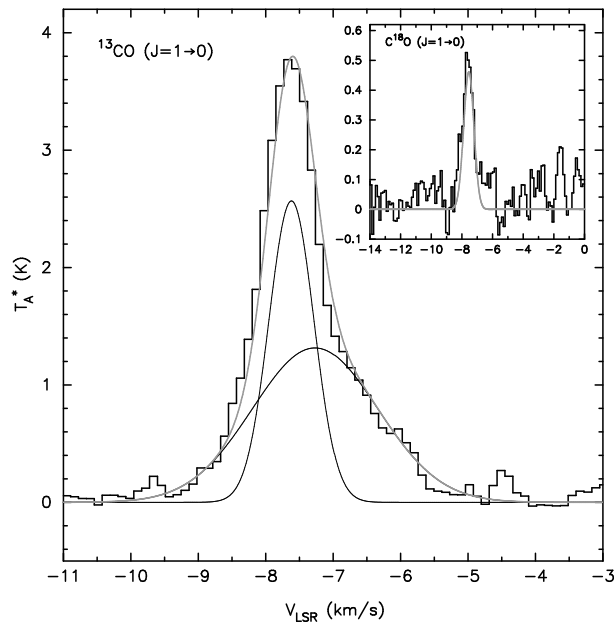
FIGURA 7.1: Ilustração esquemática do perfil assimétrico originado numa nuvem colapsando. Figura extraída de Evans (1999).

gaussianas. No caso do espectro de  $^{13}\text{CO}$  para BHR 138, o ajuste foi feito por duas gaussianas independentes. Para maiores detalhes sobre a redução dos espectros e os cálculos para a obtenção dos parâmetros das linhas, ver Vilas-Boas et al. (1994) e Barbosa Junior (2005).

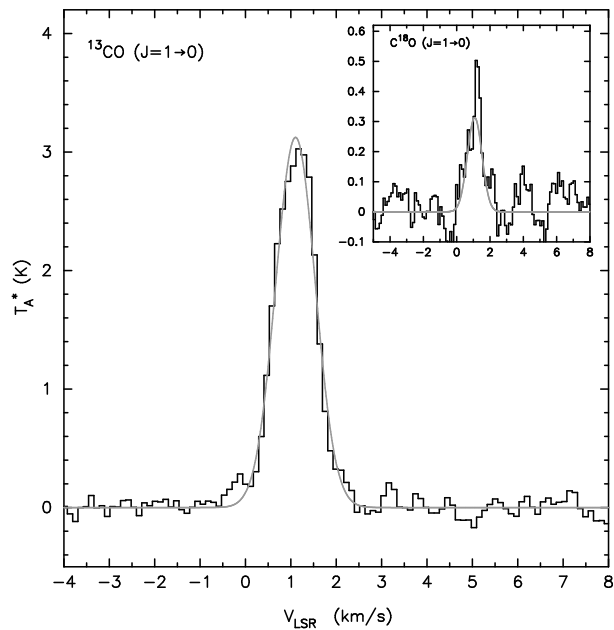
A Figura 7.2 mostra os espectros de  $^{13}\text{CO}$  e  $\text{C}^{18}\text{O}$  observados em BHR 138 e BHR 149. Os histogramas correspondem ao espectro observado, e as gaussianas em cinza são o ajuste feito com o programa Drawspec. Para o caso do  $^{13}\text{CO}$  em BHR 138, a gaussiana resultante é a soma das duas gaussianas graficadas em linhas finas. A Tabela 7.1 lista as propriedades extraídas do ajuste das linhas. A coluna 1 indica a temperatura de antena,  $T_A^*$ , corrigida da atenuação atmosférica, a coluna 2 a velocidade do centro da linha,  $V_{LSR}$ , em relação ao padrão local de repouso (LSR)<sup>3</sup>, e a coluna 3 a largura da linha a meia altura (FWHM)<sup>4</sup>.

<sup>3</sup>Local Standard of Rest

<sup>4</sup>Full Width at Half Maximum



(a) BHR 138



(b) BHR 149

FIGURA 7.2: Perfis das linhas de  $^{13}\text{CO}$  e  $\text{C}^{18}\text{O}$  observadas em (a) BHR 138 e (b) BHR 149. As linhas foram ajustadas por gaussianas usando o programa Drawspec. Para BHR 138, a linha resultante é a soma de duas gaussianas independentes.



TABELA 7.1: Parâmetros observacionais das linhas espectrais

	$T_A^*$ (K)	$V_{LSR}$ (km s <sup>-1</sup> )	$\Delta V$ (km s <sup>-1</sup> )
BHR 138			
<sup>13</sup> CO	2.57 ± 0.11	-7.62 ± 0.01	0.78 ± 0.03
	1.32 ± 0.10	-7.27 ± 0.04	2.18 ± 0.09
C <sup>18</sup> O	0.46 ± 0.05	-7.55 ± 0.05	0.82 ± 0.11
BHR 149			
<sup>13</sup> CO	3.12 ± 0.03	1.11 ± 0.01	1.02 ± 0.01
C <sup>18</sup> O	0.31 ± 0.03	1.08 ± 0.05	1.01 ± 0.12

## 7.2 Modelagem da Linha de <sup>13</sup>CO

Se comparamos os espectros de <sup>13</sup>CO para BHR 138 e BHR 149 nas Figuras 7.2(a) e 7.2(b), respectivamente, podemos ver claramente a assimetria apresentada pela linha em BHR 138, sendo que BHR 149 mostra uma linha perfeitamente simétrica. O espectro de BHR 138 não apresenta dois picos distintos como mostrado na Figura 7.1. Todavia, mostra um perfil típico de regiões em colapso denominadas *red shoulders* por Myers et al. (1996).

Dado o perfil assimétrico que a linha de <sup>13</sup>CO apresenta em BHR 138, uma das questões fundamentais é saber se é este realmente um perfil indicativo de colapso. Conforme discutido anteriormente, uma das possibilidades para explicar esse perfil seria a sobreposição de nuvens distintas na linha de visada ou efeitos de rotação das nuvens. A análise do campo desse glóbululo (Figura A.15) mostra um objeto completamente isolado e o feixe da antena contém apenas o glóbululo. Situação similar ocorre com BHR 149 que também está isolado e o perfil não sugere qualquer assimetria de linhas. Análise de 30 glóbululos do Escorpião também não mostram perfis com assimetrias do tipo identificadas em BHR 138. De acordo com Vilas-Boas et al. (2000) apenas 4 condensações de sua amostra observadas nessa região apresentam contaminações por sobreposição de nuvens no feixe da antena. Geralmente as componentes que contaminam as emissões de CO nessa região apresentam larguras de linhas muito grandes (> 4 km/s) em diferentes velocidades radiais.

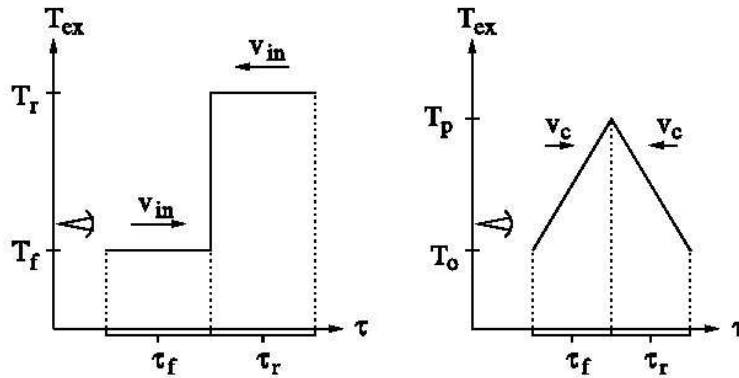


FIGURA 7.3: Representação esquemática da variação de temperatura de excitação com a profundidade óptica nos modelos *two-layer* (esquerda) e *hill* (direita). Adaptada de De Vries & Myers (2005).

Como as emissões de  $^{13}\text{CO}$  e  $\text{C}^{18}\text{O}$  são originadas nas regiões mais externas dos glóbulos, com densidades menores que  $10^5 \text{ cm}^{-3}$  (e.g., Alves et al., 1999), esperaríamos também identificar essa assimetria na linha de  $\text{C}^{18}\text{O}$ . Todavia, a relação sinal-ruído para o espectro dessa molécula não permite identificar confiavelmente a componente deslocada para o vermelho. Integrações mais longas seriam necessárias para melhorar a relação sinal-ruído.

Os possíveis efeitos de rotação (Barranco & Goodman, 1998) dos glóbulos só poderão ser avaliados a partir de mapas de transições moleculares ópticamente finas (e.g.,  $\text{N}_2\text{H}^+$ ). Estudos de rotação de glóbulos *starless* através da transição  $\text{NH}_3$  (1,1) mostram gradientes de velocidades máximos, devido a rotação, da ordem de  $1.4 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$  (Barranco & Goodman, 1998; Swift et al., 2005) e um estudo de uma amostra de 12 glóbulos *starless* e 14 protoestelares em  $\text{N}_2\text{H}^+$  (Caselli et al., 2002) sugere gradientes de velocidade típicos de  $2 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$  em ambos os tipos de glóbulos. Portanto, interpretamos o perfil da linha de  $^{13}\text{CO}$  em BHR 138 como indicativo de colapso gravitacional, e para estimar a velocidade do colapso, vamos aplicar dois modelos usando a mesma técnica de ajuste empregada por De Vries & Myers (2005).

O primeiro modelo, proposto por Myers et al. (1996), é chamado *two-layer* e consiste de duas camadas de gás em colapso, as quais se aproximam com uma velocidade relativa de duas vezes a velocidade de colapso  $v_{\text{in}}$ . Na Figura 7.3 vemos uma representação gráfica deste modelo. Cada camada tem temperatura de excitação constante: a camada da frente, afastando-se do observador, tem a temperatura do fundo ( $T_f = T_b = 2.7 \text{ K}$ ), enquanto

que a camada de trás, a qual é mais quente, tem temperatura  $T_r$ . Assume-se que as duas camadas têm a mesma dispersão de velocidades  $\sigma$  e uma profundidade óptica total  $\tau_0$  no centro da linha. Integrando a equação do transporte radiativo, De Vries & Myers (2005) obtêm a temperatura de brilho emergente da linha espectral:

$$\Delta T_B = J(T_r)(1 - e^{-\tau_r})e^{-\tau_f} + J(T_f)(e^{-\tau_f - \tau_r} - e^{-\tau_f}), \quad (7.1)$$

onde  $J(T) = T_0/[\exp(T_0/T) - 1]$ ,  $T_0 = h\nu/k_B$ ,  $\nu$  é a frequência da transição, e  $\tau_f$  e  $\tau_r$  são as profundidades ópticas das camadas da frente e de trás, respectivamente:

$$\tau_f(v) = \tau_0 \exp \left[ -(v - v_{LSR} - v_{in})^2 / 2\sigma^2 \right], \quad (7.2)$$

$$\tau_r(v) = \tau_0 \exp \left[ -(v - v_{LSR} + v_{in})^2 / 2\sigma^2 \right], \quad (7.3)$$

onde  $v_{LSR}$  é a velocidade ao longo da linha de visada, assumindo que é a mesma para ambas regiões. Portanto, este modelo tem cinco parâmetros livres:

$$\tau_0, v_{in}, T_r, \sigma, v_{LSR}.$$

O segundo modelo, chamado *hill*, consiste de um núcleo denso com uma temperatura de excitação pico  $T_p$  no centro, e uma temperatura de excitação  $T_0$  nas bordas do núcleo. O perfil  $J(T)$  decresce linearmente desde  $J(T_p)$  no centro até  $J(T_0)$  nas bordas do núcleo. A profundidade óptica é  $\tau_C$  e a velocidade de colapso é  $v_C$ . Uma representação esquemática deste modelo é mostrado na Figura 7.3. Assumindo  $T_0 = T_b$ , este modelo tem os seguintes parâmetros livres:

$$\tau_C, v_C, T_p, \sigma, v_{LSR}.$$

## 7.3 Resultados

Para realizar o ajuste dos parâmetros de cada modelo, utilizamos o programa desenvolvido por De Vries & Myers (2005), obtido no site do primeiro autor<sup>5</sup>. É preciso atribuir valores iniciais ao programa para obter o melhor parâmetro ajustado. A Tabela 7.2 mostra os resultados obtidos para o modelo *two-layer*, e a Tabela 7.3 mostra os resultados correspondentes ao modelo *hill*. O modelo que melhor ajusta os dados observacionais de BHR 138, segundo o valor de  $\chi^2$ , é o modelo *two-layer*. A Figura 7.4 mostra o ajuste obtido com este modelo, onde o histograma corresponde à linha observada, e a curva em cinza representa o ajuste teórico, o qual sugere uma velocidade de colapso de 0.25 km/s.

Considerando a média dos gradientes de velocidade devidos a rotação da ordem de  $1.2 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$  como sendo típico de glóbulos, conforme discutido no item 7.2, é possível que a velocidade de colapso derivada para BHR 138 esteja superestimada em função dos efeitos de rotação que não foram corrigidos neste trabalho. Dentre os fatores que poderiam afetar nossas conclusões, a rotação parece ser a componente mais relevante. Tomando esse gradiente e o tamanho de BHR 138, a rotação poderia estar contaminando o espectro dessa fonte com 0.14 km/s, assumindo o momento angular perpendicular à linha de visada. Nesse caso, a velocidade de colapso deveria ser da ordem de 0.1 km/s.

Numa amostra de 53 núcleos *starless* observados em  $\text{N}_2\text{H}^+$ , Lee et al. (2001) encontram velocidades de colapso de  $\sim 0.1 \text{ km/s}$  usando o modelo *two-layer*. Usando observações da molécula CS, Swift et al. (2006) calcularam uma velocidade de colapso de 0.15 km/s para o núcleo *starless* L1551-MC, utilizando o modelo *hill*. Myers et al. (1996), usando o modelo *two-layer*, obtiveram uma velocidade de 0.35 km/s no núcleo denso L1251B, o qual abriga uma protoestrela.

---

<sup>5</sup>[http://cfa-www.harvard.edu/~cdevries/analytic\\_infall.html](http://cfa-www.harvard.edu/~cdevries/analytic_infall.html)

TABELA 7.2: Parâmetros obtidos com o modelo *two-layer*

$\tau_0$	$v_{in}$ (km s <sup>-1</sup> )	$T_r$ (K)	$\sigma$ (km s <sup>-1</sup> )	$v_{LSR}$ (km s <sup>-1</sup> )	$\chi^2$
1.6	0.25	10.9	0.6	-6.9	1.2

TABELA 7.3: Parâmetros obtidos com o modelo *hill*

$\tau_C$	$v_C$ (km s <sup>-1</sup> )	$T_p$ (K)	$\sigma$ (km s <sup>-1</sup> )	$v_{LSR}$ (km s <sup>-1</sup> )	$\chi^2$
4.2	0.49	7.7	0.3	-7.1	3.8

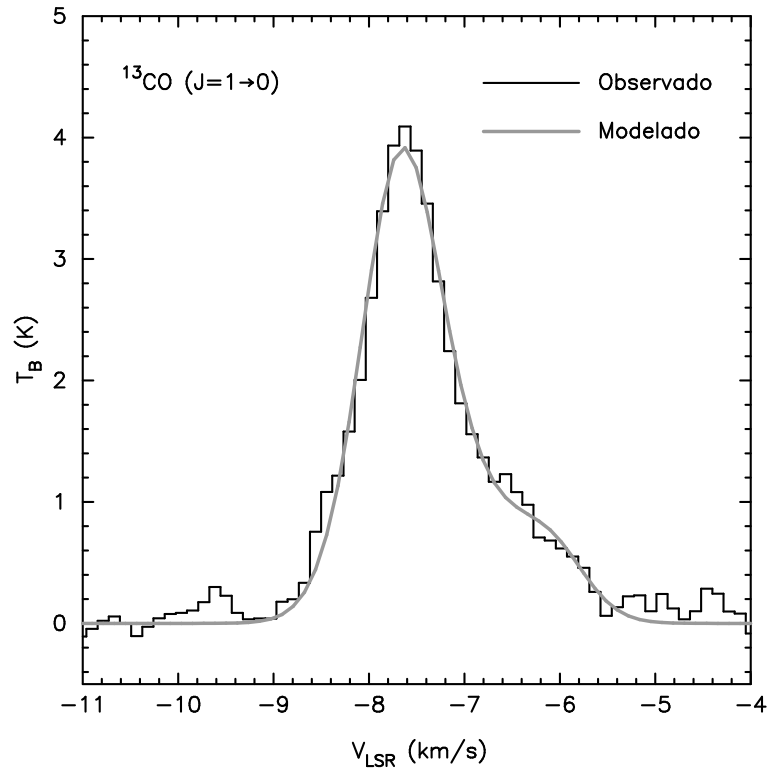


FIGURA 7.4: Modelagem do perfil da linha de <sup>13</sup>CO para BHR 138. A curva em preto representa os dados observados, e a curva em cinza, o modelo *two-layer* de De Vries & Myers (2005). Este modelo prevê uma velocidade de colapso de 0.25 km/s.

# Capítulo 8

## Discussão, Resultados e Conclusões

Em um recente artigo de revisão, Bergin & Tafalla (2007) enfatizam que até hoje o tema central do equilíbrio das nuvens escuras e de sua trajetória evolutiva para formar estrelas com a ação da gravidade, é amplamente controverso e polêmico. De fato, duas visões completamente diferentes aparecem na literatura. Uma primeira, defende que o caminho para a formação estelar segue uma via quase-estática. A outra, considera que as nuvens são objetos dinâmicos e que a formação estelar é um processo rápido.

A “escola quase-estática” se apoia no fato de que as nuvens ou glóbulos teriam uma vida longa, na faixa de 10 milhões de anos (Muschovias et al., 2006). Neste caso, existe um suporte de natureza magnética contra a gravidade, produzindo assim um sistema virializado. Nestas condições, as estrelas formadas seguem um processo formador ineficiente. De outro lado, a “escola dinâmica” (Elmegreen, 2000) se apoia no fato da falta de equilíbrio, num estado onde existe uma turbulência supersônica, que segundo simulações numéricas, teria um tempo de vida curto, ou seja, um decaimento rápido numa escala dinâmica (Mac Low et al., 1998; Padoan & Nordlund, 1999). Ademais, se os campos magnéticos (pouco conhecidos e difíceis de medir) são fracos, a formação estelar seria um processo mais rápido. Dentro desta concepção, as nuvens não passariam por um estado de equilíbrio e teriam tempos de vida menores, da ordem de 3-4 milhões de anos. (Ballesteros-Paredes et al., 1999; Vázquez-Semadeni et al., 2003; Hartmann, 2003).

Enquanto esta disputa entre estas concepções continua, o objetivo nesta Tese é tentar contribuir no conhecimento, ainda incompleto, da física que governa as nuvens escuras, estudando um grupo de glóbulos de Bok, com a finalidade de estabelecer as condições iniciais de uma provável formação estelar.

Para isto, selecionamos um grupo de 11 glóbulos de Bok, caracterizados como *starless*, e um outro grupo de 10 glóbulos de Bok que têm associados fontes IRAS discretas, que nós chamamos de glóbulos IRAS. A idéia que estaria por trás destas duas seleções de glóbulos é que os glóbulos *starless* estariam associados a uma etapa evolutiva pré-estelar, ou bem pré-colapso gravitacional, e que os glóbulos IRAS indicariam uma etapa evolutiva mais avançada na direção da formação estelar.

Em um primeiro estágio aplicamos a metodologia da extinção (Lada et al., 1994), a qual é independente da temperatura da poeira, ao contrário das metodologias baseadas em observações na faixa milimétrica e sub-milimétrica do espectro, as quais dependem diretamente da temperatura da poeira e de sua emissividade. Em um segundo estágio, estudamos as condições de um provável colapso gravitacional do glóbulo BHR 138, utilizando observações moleculares de CO.

Nesta Tese, usamos pela primeira vez o catálogo 2MASS para estudar um grupo de 21 glóbulos de Bok. No Capítulo 2 apresentamos a amostra dos glóbulos, extraída do trabalho de BHR, com a qual trabalhamos. No Capítulo 3 usamos as estrelas de fundo dos glóbulos, detectadas por 2MASS nas bandas JHK, para construir mapas de extinção visual empregando a técnica de Lada et al. (1994), a qual se baseia no fato de que a extinção visual, ao longo da linha de visada de uma estrela, é proporcional ao excesso de cor medido no infravermelho próximo. Para testar o método, construímos mapas de B68 usando diferentes resoluções, e usamos como referência o mapa de B68 construído por Alves et al. (2001), com resolução de  $10''$ . A escolha final do valor da resolução dos mapas contruídos com 2MASS, tanto para B68 quanto para todos os glóbulos, é de  $20''$ . A Figura 3.1 compara ambos os mapas, e mostra que nosso mapa traça a mesma distribuição de extinção que o mapa de Alves et al. (2001), porém degradado a uma resolução duas vezes menor. Estes mapas nos ajudaram a detectar os núcleos densos embebidos nos glóbulos de Bok, as vezes mais que um, e a determinar com precisão os valores de picos de extinção visual, os quais permanecem invisíveis nas imagens ópticas. Portanto, o 2MASS constitui uma ferramenta muito poderosa para mapear a extinção em nuvens escuras pequenas, e construir assim

catálogos para uma posterior observação desses núcleos densos com alta resolução espacial (interferômetros) em transições moleculares traçadoras de alta densidade, como CS, NH<sub>3</sub> e N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>, os quais nos permitirão estudar com mais detalhes as condições iniciais, prévias ao colapso gravitacional, dos núcleos moleculares densos.

Como é preciso conhecer as distâncias aos glóbulos para determinar suas propriedades físicas, no Capítulo 4 fizemos uma estimativa das distâncias, usando o método de Dickman & Clemens (1983), onde as magnitudes, cores e tipos espectrais das estrelas na vizinhança dos glóbulos foram obtidas do catálogo SKY2000. Usando um raio de 3° em volta de cada glóbulo, na Figura 4.2 graficamos o excesso de cor,  $E(B - V)$ , versus a distância para todas as estrelas dentro dessa região circular. Um salto no excesso de cor em um destes gráficos, indicaria a presença de uma nuvem ao longo da linha de visada, e esse valor da distância é atribuído ao glóbulo. É difícil explicar as diferenças entre as distâncias aqui determinadas e as calculadas por BHR usando o mesmo método, pois estes autores não mostram os gráficos. No entanto, podemos dizer que as nossas distâncias são mais confiáveis, já que o catálogo SKY2000 possui  $\sim 300,000$  estrelas, enquanto o catálogo usado por BHR, *MK Classification Extension* (III/78), só contém informação para  $\sim 36,000$  estrelas. O catálogo que usamos, em virtude do número de estrelas, nos permitiu restringir a área em volta do glóbulo reduzindo confusão com nuvens vizinhas.

Já no Capítulo 5 contruimos os perfis radiais de todos os núcleos densos embebidos nos glóbulos de Bok. Integrando estes perfis, calculamos as massas observadas, levando em consideração o valor da extinção constante ou *plateau* na qual os núcleos estão embebidos. Os perfis destes núcleos foram modelados com esferas isotérmicas, em equilíbrio hidrostático, conhecidas como esferas de Bonnor-Ebert, resolvendo a equação de Lane-Emden (5.5) em forma numérica e determinamos o parâmetro de estabilidade  $\xi_{max}$  e a extinção visual central  $A_V^c$ . Os dois parâmetros obtidos no ajuste teórico,  $\xi_{max}$  e  $A_V^c$ , nos permitiram determinar as propriedades físicas (massa, densidade central, pressão externa) dos núcleos densos: na Tabela 5.3 apresentamos estes valores assumindo uma temperatura de 10 K para todos os glóbulos, e na Tabela 5.4 estes mesmos valores foram calculados usando a temperatura do ajuste de Bonnor-Ebert,  $T_{BE}$ , a qual depende dos parâmetros do ajuste ( $\xi_{max}$  e  $A_V^c$ ) e do tamanho do núcleo. As massas e os tamanhos não apresentam diferenças substanciais entre os glóbulos *starless* e os glóbulos IRAS. Isto concorda com o trabalho de Tatematsu et al. (2004), onde estes autores não encontram diferenças entre as massas e tamanhos para núcleos *starless* e



núcleos com protostrelas na nuvem de Taurus, usando observações da molécula  $N_2H^+$ . Os tamanhos dos núcleos densos, *starless* e IRAS, determinados neste trabalho, coincidem com os determinados por Jijina et al. (1999) numa amostra observada em  $NH_3$ . Com a análise da estabilidade de Bonnor-Ebert, vimos que a maioria dos núcleos *starless* (87%) se encontra em estados estáveis frente ao colapso gravitacional, e que a maioria dos núcleos IRAS (62%) se encontra na região de instabilidade. De fato, a Figura 5.5, a qual correlaciona o parâmetro de estabilidade  $\xi_{max}$  com o grau de condensação central da nuvem, mostra claramente que os glóbulos *starless* se distribuem ao redor do valor crítico. Isto também é visível nos histogramas da Figura 5.6, onde o parâmetro  $\xi_{max}$  para os glóbulos *starless* tem um pico antes do valor crítico, enquanto para os glóbulos IRAS o pico se localiza acima do valor crítico, mas a distribuição de  $\xi_{max}$  para estes glóbulos tem maior dispersão que para os *starless*. Este comportamento também é observado no trabalho de Kandori et al. (2005), onde estes autores fizeram uma análise similar, e encontraram que a maioria dos glóbulos *starless* se encontra em estados estáveis frente ao colapso gravitacional.

Com a finalidade de caracterizar as fontes infravermelhas associadas aos glóbulos IRAS, no Capítulo 6 assumimos que as fontes IRAS embebidas nos glóbulos são objetos estelares jovens, ou YSOs, e construímos as distribuições espectrais de energia, SEDs, procurando os fluxos das fontes IRAS em outros comprimentos de onda. Foram usados os seguintes catálogos: DENIS (banda I), 2MASS (bandas J, H, K), MSX (bandas A, C, D, E), além do próprio catálogo IRAS (bandas 12, 25, 60, 100  $\mu m$ ). Construindo as SEDs com estes dados, computamos o índice  $\alpha$  como sendo a inclinação do gráfico logarítmico  $\lambda F_\lambda$  vs.  $\lambda$ , entre os comprimentos de onda 2-25  $\mu m$  (Adams et al., 1987). Além deste indicador da classe espectral de um YSO, também calculamos a temperatura bolométrica,  $T_{bol}$ , a qual está definida como a temperatura de um corpo negro que possui a mesma frequência média que o espectro contínuo observado (Myers & Ladd, 1993). Tanto o índice  $\alpha$  quanto  $T_{bol}$  produziram resultados similares (ver Tabela 6.1). Segundo a temperatura bolométrica, encontramos que 10 de 13 fontes IRAS correspondem a fontes protoestelares (Classes 0-I), e 3 são de Classe II. Isto significa que a maioria dos YSOs embebidos nos glóbulos IRAS estão na fase protoestelar. Ademais, correlacionando a classe espectral de um YSO com a estabilidade do glóbulo associado, achamos que a maioria das fontes protoestelares estão associadas a glóbulos instáveis, enquanto as fontes mais evoluídas estão associadas a glóbulos estáveis, segundo o parâmetro de estabilidade  $\xi_{max}$  (ver Tabela 6.2).

Finalmente, no Capítulo 7 utilizamos observações milimétricas das mo-

---

lécúlas de  $^{13}\text{CO}$  e  $\text{C}^{18}\text{O}$  para estudar os glóbulos BHR 138 e BHR 149. Enquanto os perfis de ambas as linhas para BHR 149 são perfeitamente simétricas, a linha de  $^{13}\text{CO}$  para BHR 138 apresenta uma assimetria, estando o perfil deslocado para o azul. O perfil da linha de  $\text{C}^{18}\text{O}$  para este glóbulo, embora mais fraca e com menor relação sinal-ruído, também parece apresentar esta assimetria. Perfis deste tipo, encontrados em núcleos densos, são indicativos de colapso gravitacional (Myers et al., 1996). Porém, é preciso contar com informações adicionais para garantir que realmente estamos observando movimentos provenientes de um colapso gravitacional, já que estas assimetrias podem ser confundidas com outros efeitos, como sobreposição de nuvens ao longo da linha de visada ou efeitos de rotação. Observações de linhas moleculares ópticamente mais finas que o CO, como por exemplo  $\text{NH}_3$  ou  $\text{N}_2\text{H}^+$ , apareceriam simétricas em regiões de colapso, o qual descartaria a possibilidade de efeitos como os mencionado anteriormente. Como neste trabalho não temos estas observações complementares, assumimos que a assimetria na linha de  $^{13}\text{CO}$  observada em BHR 138, representa um eventual colapso gravitacional do glóbulo, baseados no fato de que este glóbulo se encontra num estado instável segundo a análise de Bonnor-Ebert, e que ademais abriga uma protoestrela de Classe 0. Para inferir a velocidade deste provável colapso, ajustamos o perfil desta linha usando dois modelos de colapso, desenvolvidos por De Vries & Myers (2005). O modelo chamado *two-layer* por estes autores, foi o que melhor ajustou a linha, obtendo-se uma velocidade de 0.25 km/s. A aplicação deste modelo em núcleos densos, como por exemplo no trabalho de Lee et al. (2001), produz velocidades de colapso da ordem de  $\sim 0.1$  km/s. No trabalho original, onde o modelo *two-layer* foi desenvolvido, Myers et al. (1996) obtiveram uma velocidade de colapso de 0.35 km/s para o núcleo protoestelar L1251B.

# Apêndice **A**

## Mapas de Extinção

Neste Apêndice incluímos os mapas de extinção visual construídos no Capítulo 3.

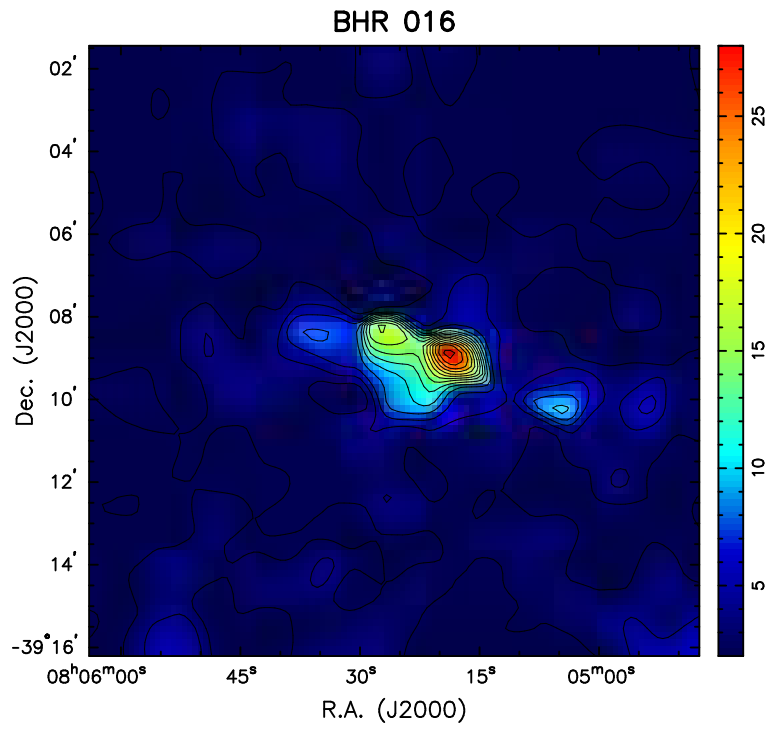


FIGURA A.1:  $A_V = \{2, 4, 6, 8, 10, 12, 14, 16, 18, 20, 22, 24, 26, 28\}$  mag.

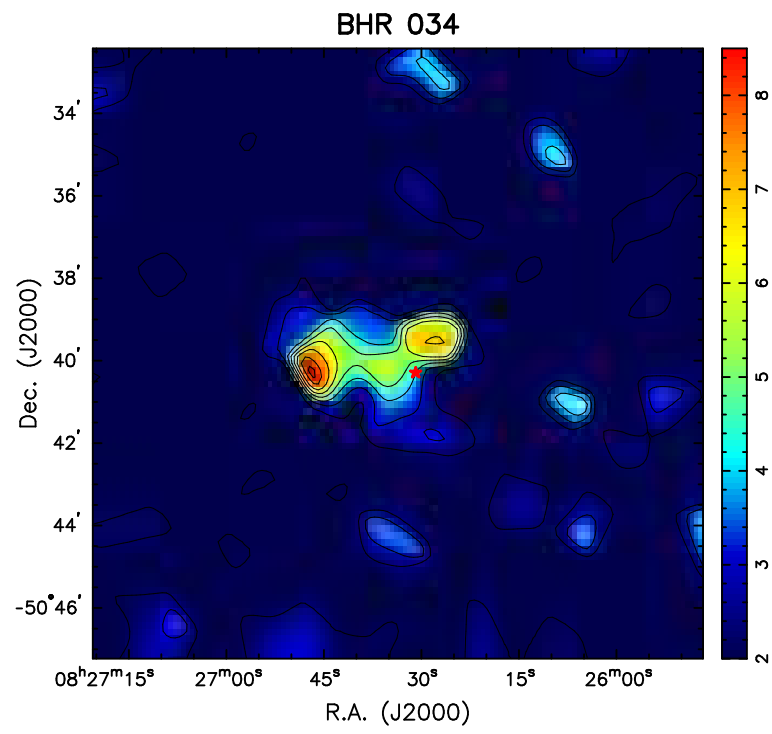


FIGURA A.2:  $A_V = \{2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 8.5\}$  mag.

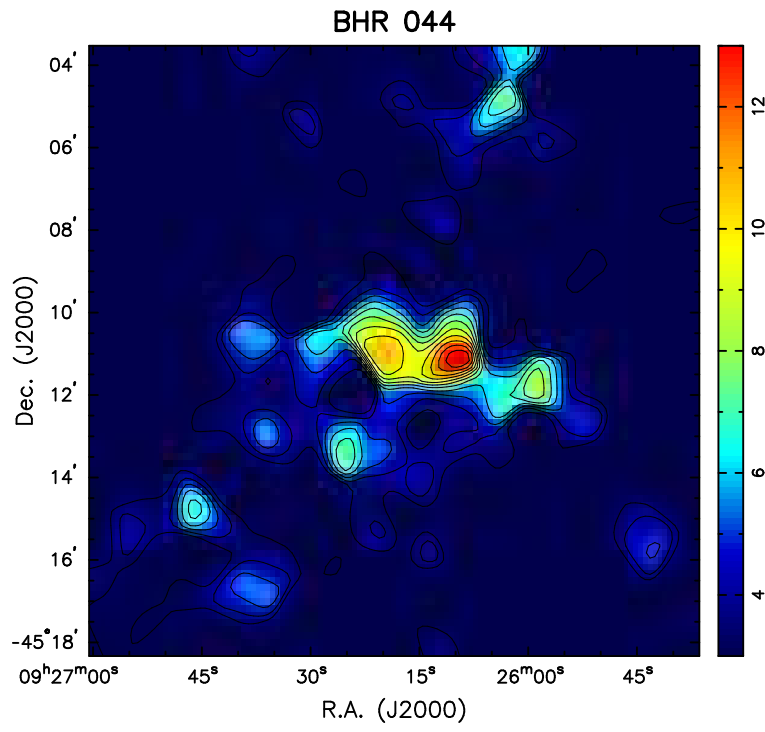


FIGURA A.3:  $A_V = \{3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13\}$  mag.

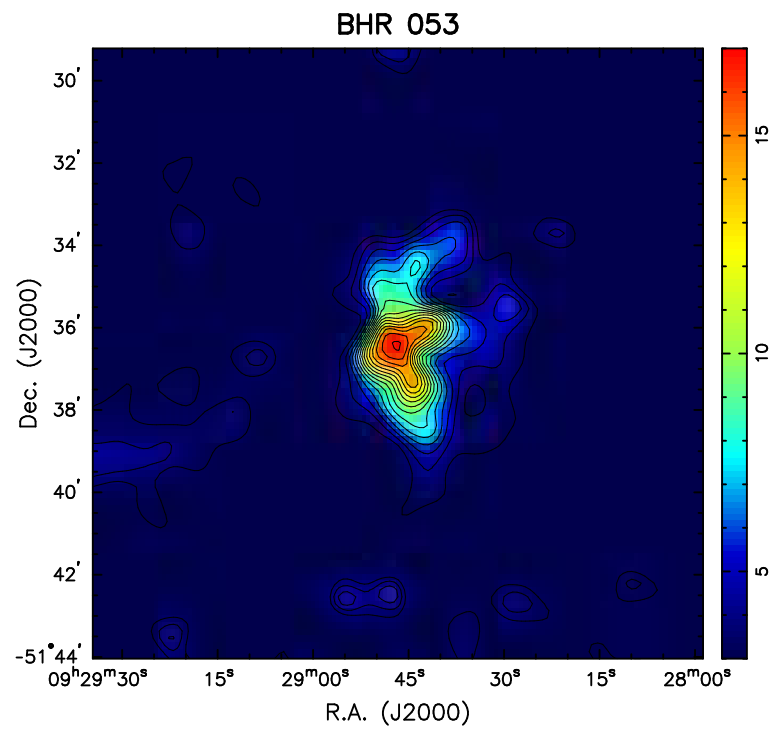


FIGURA A.4:  $A_V = \{3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17\}$  mag.

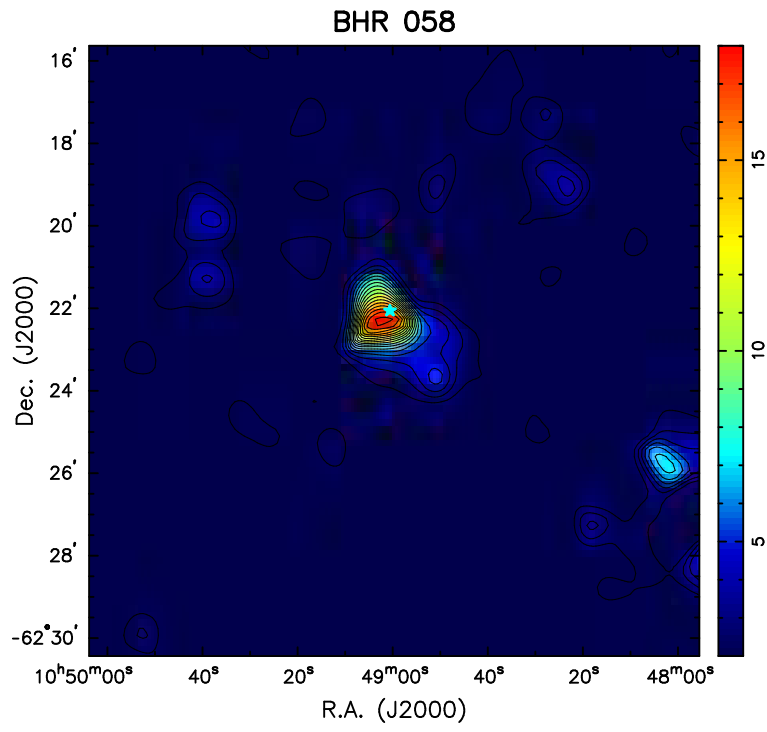


FIGURA A.5:  $A_V = \{2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18\}$  mag.



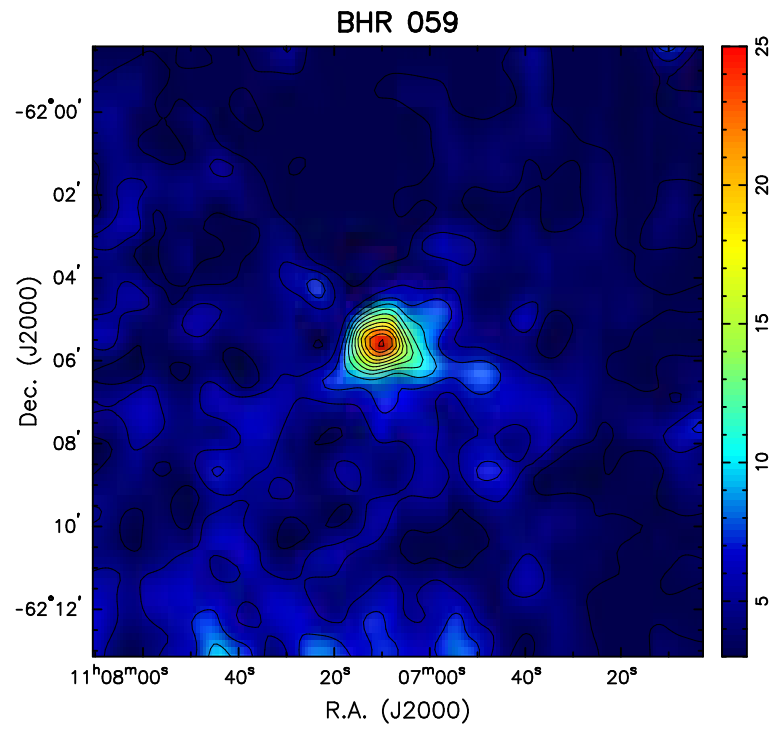


FIGURA A.6:  $A_V = \{3, 5, 7, 9, 11, 13, 15, 17, 19, 21, 23, 25\}$  mag.

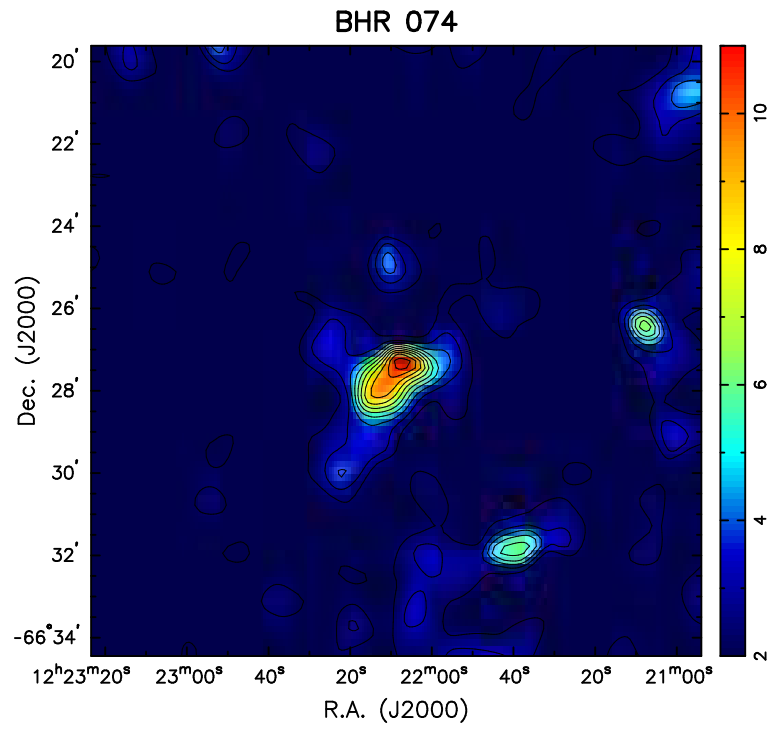


FIGURA A.7:  $A_V = \{2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11\}$  mag.

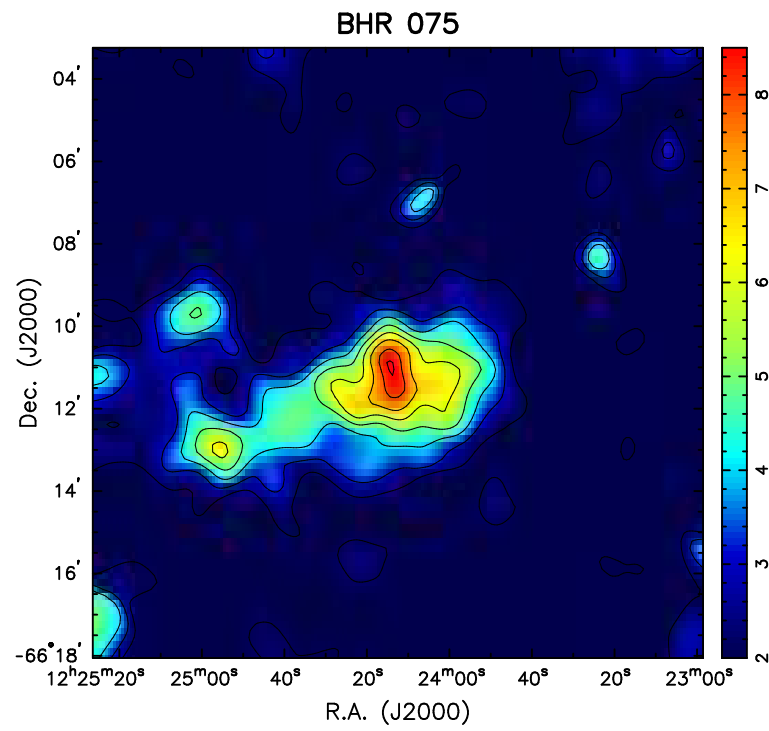


FIGURA A.8:  $A_V = \{2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 8.5\}$  mag.

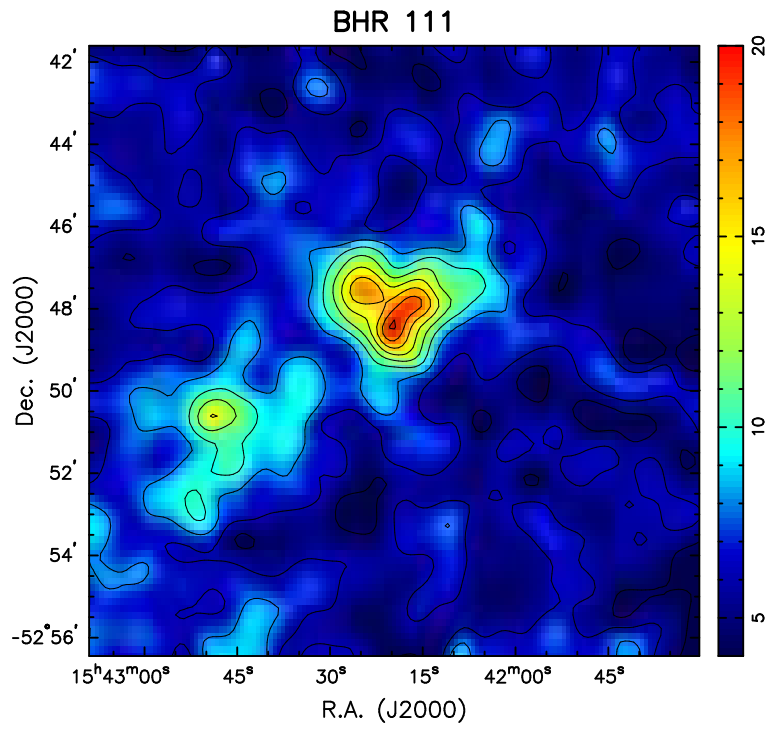


FIGURA A.9:  $A_V = \{4, 6, 8, 10, 12, 14, 16, 18, 20\}$  mag.

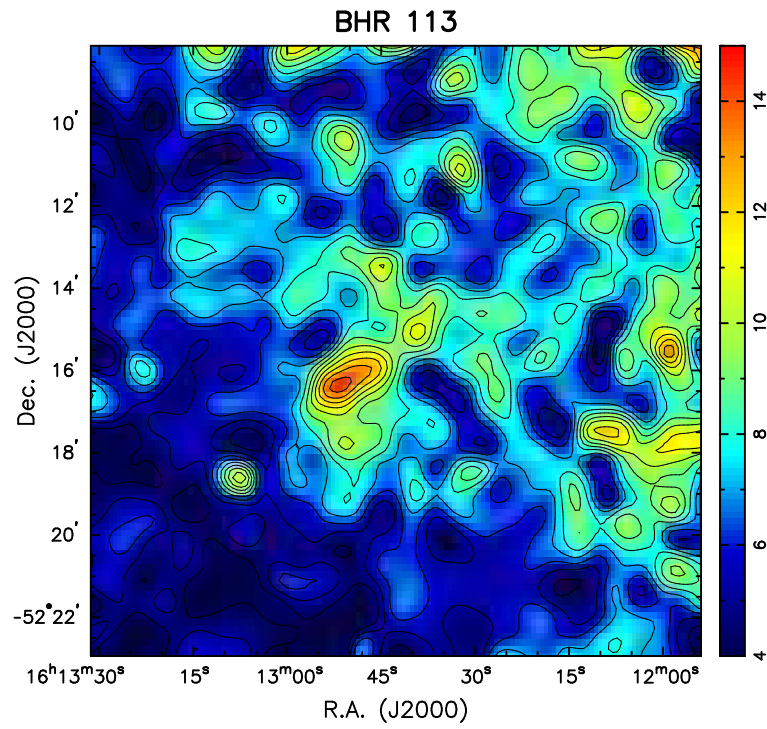


FIGURA A.10:  $A_V = \{4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15\}$  mag.

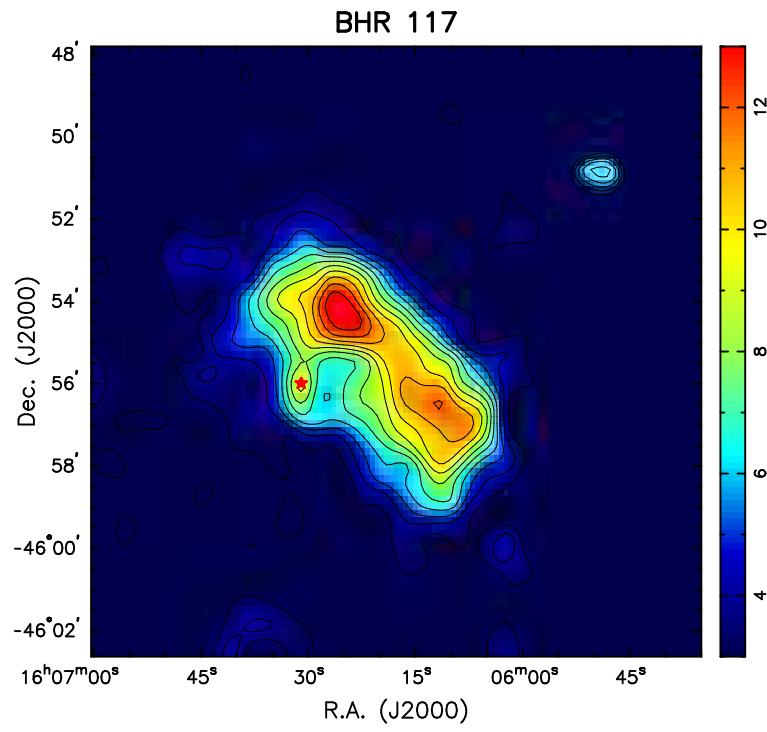


FIGURA A.11:  $A_V = \{3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13\}$  mag.

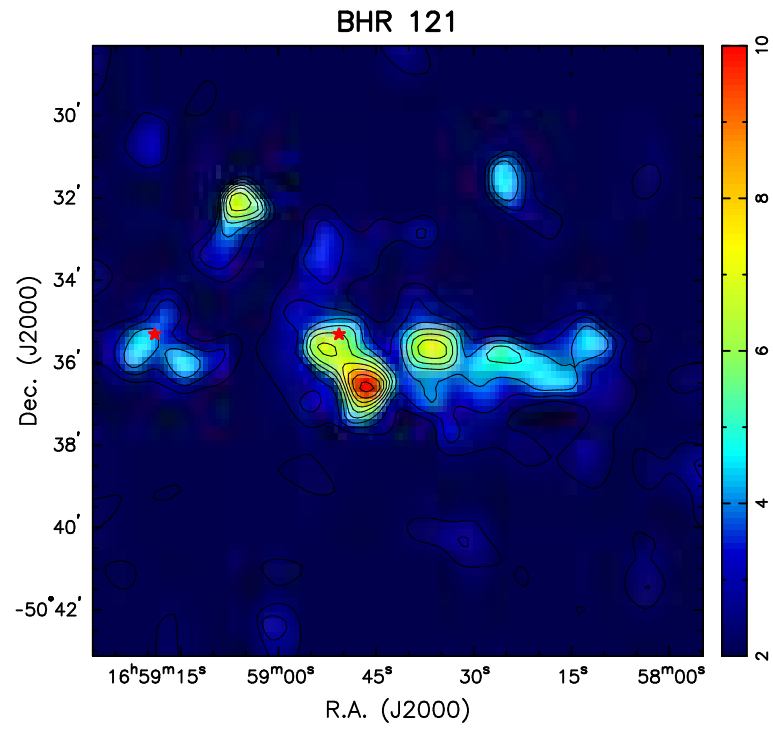


FIGURA A.12:  $A_V = \{2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10\}$  mag.

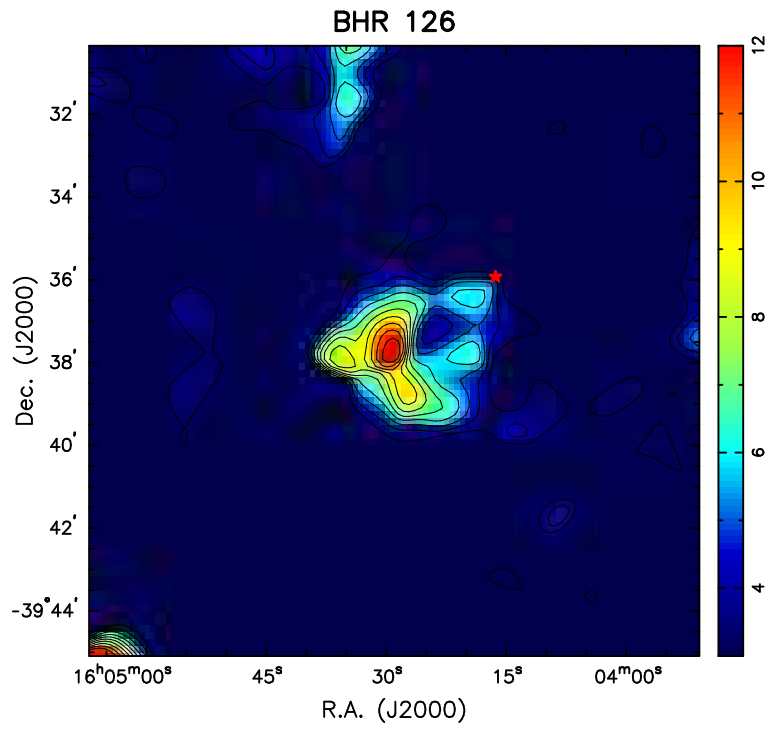


FIGURA A.13:  $A_V = \{3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12\}$  mag.



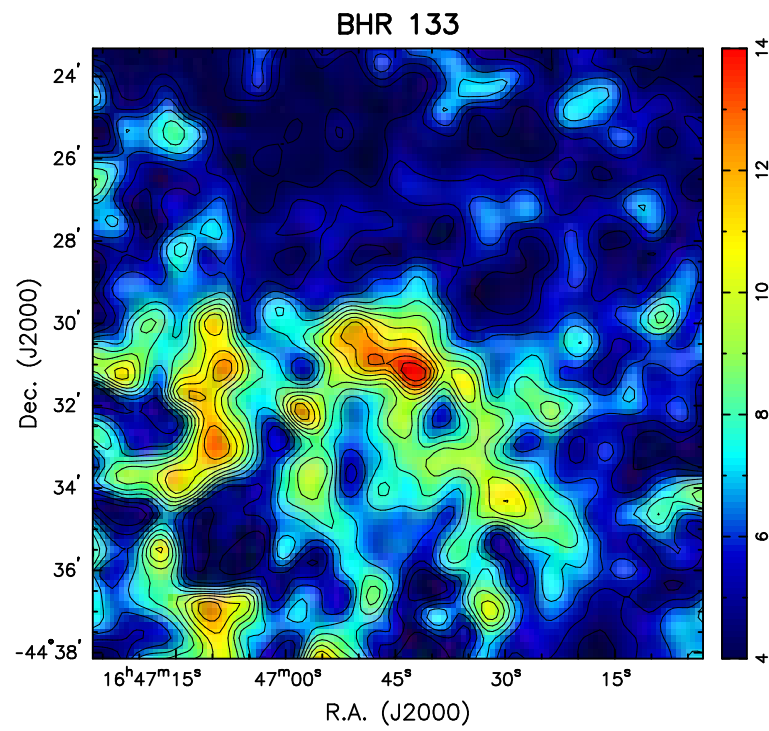


FIGURA A.14:  $A_V = \{4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14\}$  mag.

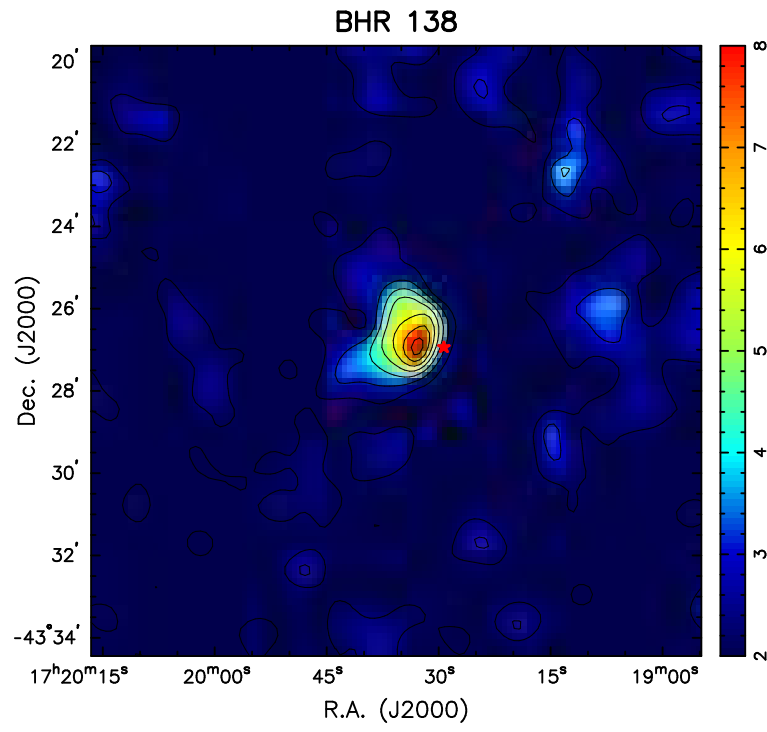


FIGURA A.15:  $A_V = \{2, 3, 4, 5, 6, 7, 8\}$  mag.

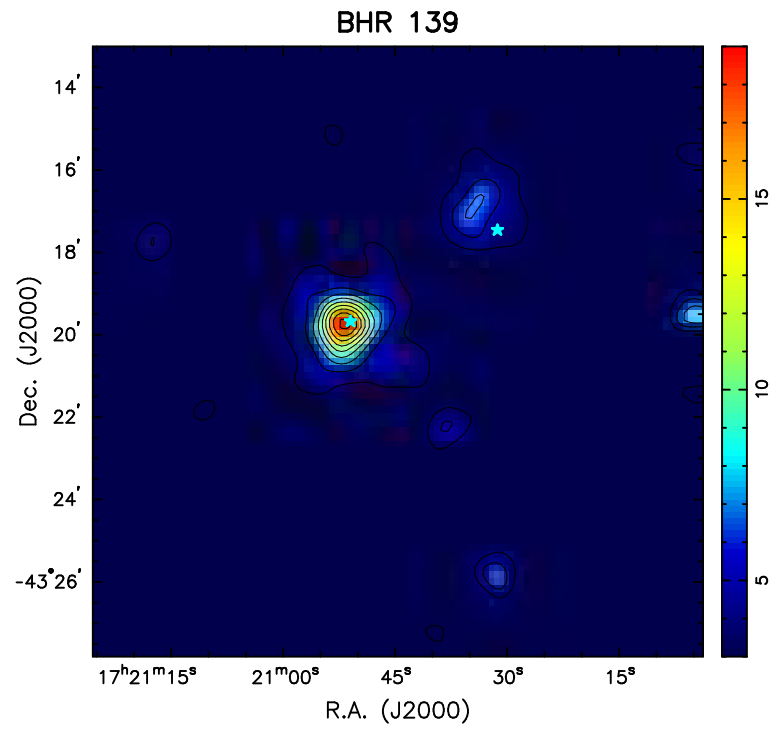


FIGURA A.16:  $A_V = \{3, 5, 7, 9, 11, 13, 15, 17, 19\}$  mag.

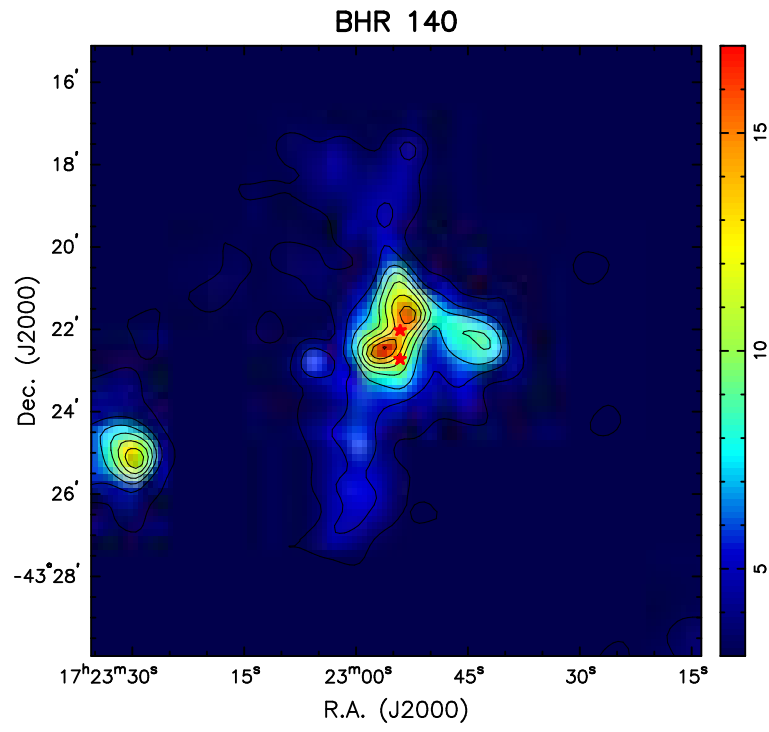


FIGURA A.17:  $A_V = \{3, 5, 7, 9, 11, 13, 15, 17\}$  mag.

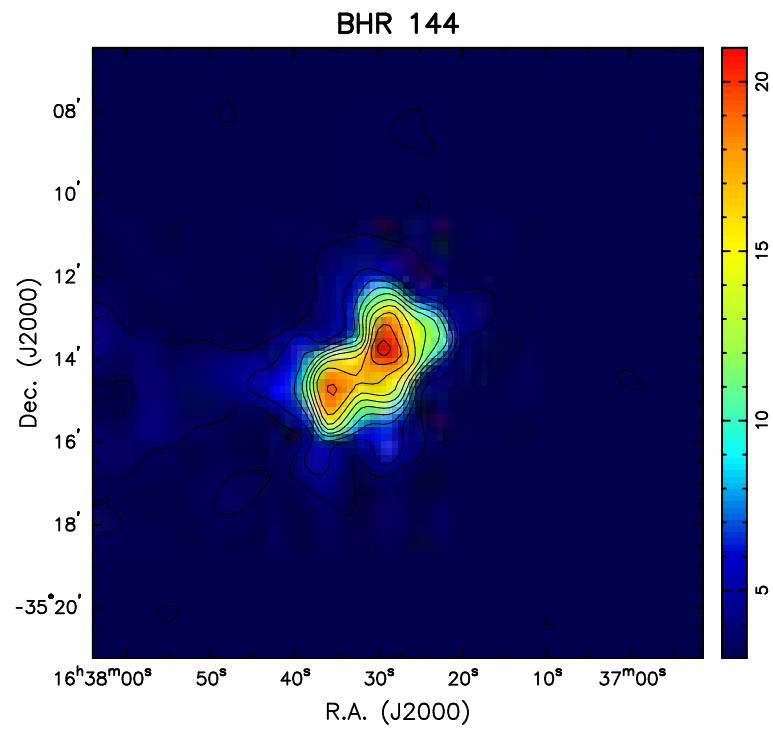


FIGURA A.18:  $A_V = \{3, 5, 7, 9, 11, 13, 15, 17, 19, 21\}$  mag.

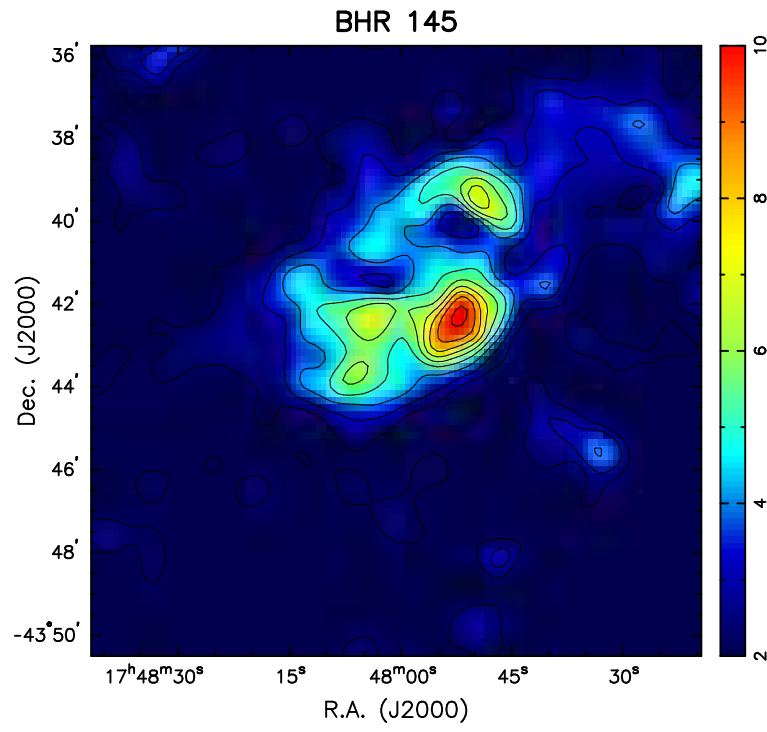


FIGURA A.19:  $A_V = \{2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10\}$  mag.

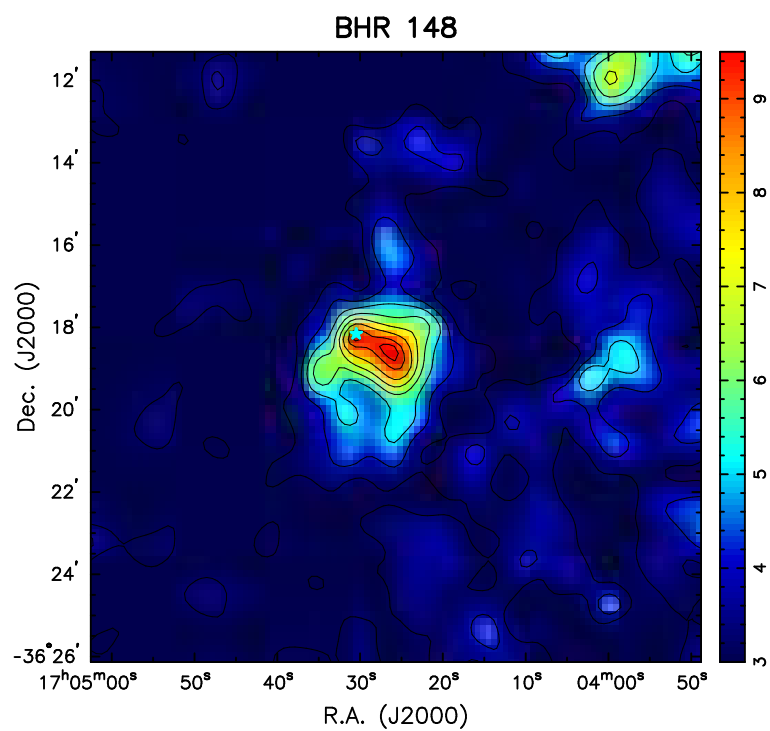


FIGURA A.20:  $A_V = \{3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 9.5\}$  mag.

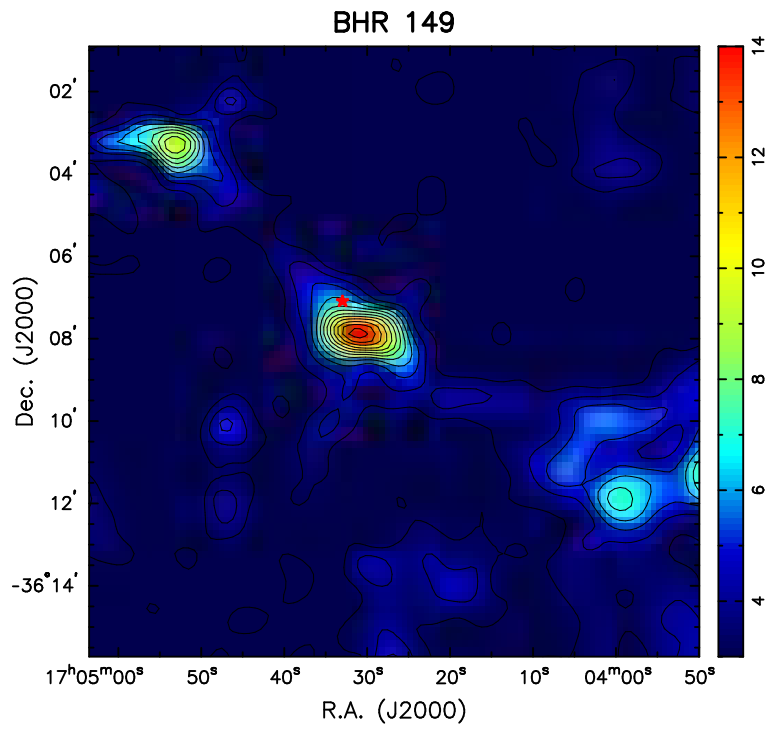


FIGURA A.21:  $A_V = \{3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14\}$  mag.



# Apêndice **B**

## Cálculos Teóricos: Equação de Lane-Emden e $T_{BE}$

Neste Apêndice vamos derivar a equação modificada de Lane-Emden (5.5) e a equação da temperatura de Bonnor-Ebert (5.20), utilizadas no Capítulo 5.

### B.1 Equação de Lane-Emden

Para derivar a equação 5.5 vamos usar as equações de equilíbrio hidrostático e de conservação de massa:

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM\rho}{r^2}, \quad (\text{B.1})$$

$$\frac{dM}{dr} = 4\pi r^2 \rho. \quad (\text{B.2})$$

Reescrevendo B.1 como:

$$\frac{r^2}{\rho} \frac{dP}{dr} = -GM, \quad (\text{B.3})$$

e derivando respeito a  $r$ , temos que:

$$\frac{d}{dr} \left( \frac{r^2}{\rho} \frac{dP}{dr} \right) = -G \frac{dM}{dr}. \quad (\text{B.4})$$

Se agora substituimos  $dM/dr$  de B.2 em B.4, obtemos:

$$\frac{1}{r^2} \left( \frac{r^2}{\rho} \frac{dP}{dr} \right) = -4\pi G \rho, \quad (\text{B.5})$$

que é a equação 5.2. Esta equação contém duas variáveis independentes,  $P$  e  $\rho$ . Para eliminar uma delas, usamos a equação de estado isotérmica:

$$P = \rho a^2, \quad (\text{B.6})$$

onde  $a$  é a velocidade do som. Substituindo B.6 em B.5, obtemos:

$$\frac{1}{r^2} \left( \frac{r^2}{\rho} \frac{d\rho}{dr} \right) = -\frac{4\pi G \rho}{a^2}, \quad (\text{B.7})$$

a qual pode ser integrada numericamente especificando as condições de borda e o valor de  $a$ . Transformando B.7 com as seguintes substituições:

$$\rho = \rho_c e^{-\psi}, \quad (\text{B.8})$$

$$r = (\beta/\rho_c)^{1/2} \xi, \quad (\text{B.9})$$

onde  $\rho_c$  é a densidade central e  $\beta = a^2/4\pi G$ , depois de alguns passos algébricos temos que:

$$\frac{\rho_c}{\beta} \frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left( \xi^2 \frac{d\psi}{d\xi} \right) = \frac{4\pi G \rho_c}{a^2} e^{-\psi}. \quad (\text{B.10})$$

Finalmente, especificando o valor de  $\beta$  em B.10, obtemos a equação modificada de Lane-Emden:

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left( \xi^2 \frac{d\psi}{d\xi} \right) = e^{-\psi}. \quad (\text{B.11})$$

## B.2 Temperatura de Bonnor-Ebert

Para derivar a temperatura de Bonnor-Ebert,  $T_{BE}$ , usamos o valor da densidade colunar no centro da esfera:

$$N_c = 2 \int_0^R n(r) dr. \quad (\text{B.12})$$

Da equação 5.9 para  $\xi_{max}$  e da relação B.9, sabemos que  $dr = (R/\xi_{max})d\xi$ , e substituindo em B.12 obtemos:

$$N_c = 2 n_c R \int_0^{\xi_{max}} \frac{n(r)}{n_c} d \left( \frac{\xi}{\xi_{max}} \right). \quad (\text{B.13})$$

Definindo a densidade colunar adimensional como (equação 5.21):

$$\kappa(\xi_{max}) = 2 \int_0^{\xi_{max}} \frac{n(r)}{n_c} d \left( \frac{\xi}{\xi_{max}} \right), \quad (\text{B.14})$$

onde  $n(r)/n_c = e^{-\psi}$ , a equação B.13 para  $n_c$  fica:

$$n_c = \frac{N_c}{\kappa(\xi_{max})R} \quad (\text{B.15})$$

Agora usamos a razão gás-poeira (equação 5.16) no centro da esfera para escrever  $N_c$ :

$$N_c = 9.4 \times 10^{20} A_V^c, \quad (\text{B.16})$$

e a equação 5.11 para escrever  $n_c$ , com  $a = \sqrt{k_B T/m}$ :

$$n_c = \frac{k_B T}{4\pi G m^2} \left( \frac{\xi_{max}}{R} \right)^2. \quad (\text{B.17})$$

Substituindo B.16 em B.15, e igualando a B.17, obtemos:

$$n_c = \frac{9.4 \times 10^{20} A_V^c}{\kappa(\xi_{max})R} = \frac{k_B T}{4\pi G m^2} \left( \frac{\xi_{max}}{R} \right)^2. \quad (\text{B.18})$$

Finalmente, resolvendo B.18 para  $T$ , depois de alguns passos algebraicos obtemos a temperatura de Bonnor-Ebert:

$$T_{BE} = \frac{R A_V^c}{\kappa(\xi_{max})(10^8 \xi_{max})^2} \text{ K}, \quad (\text{B.19})$$

De B.19 vemos que  $T_{BE}$  depende dos valores provenientes da modelagem teórica de Bonnor-Ebert,  $\xi_{max}$  e  $A_V^c$ , e do raio  $R$ .

# Apêndice C

## Perfis de Extinção

Neste Apêndice incluímos os perfis de extinção visual construídos no Capítulo 5.

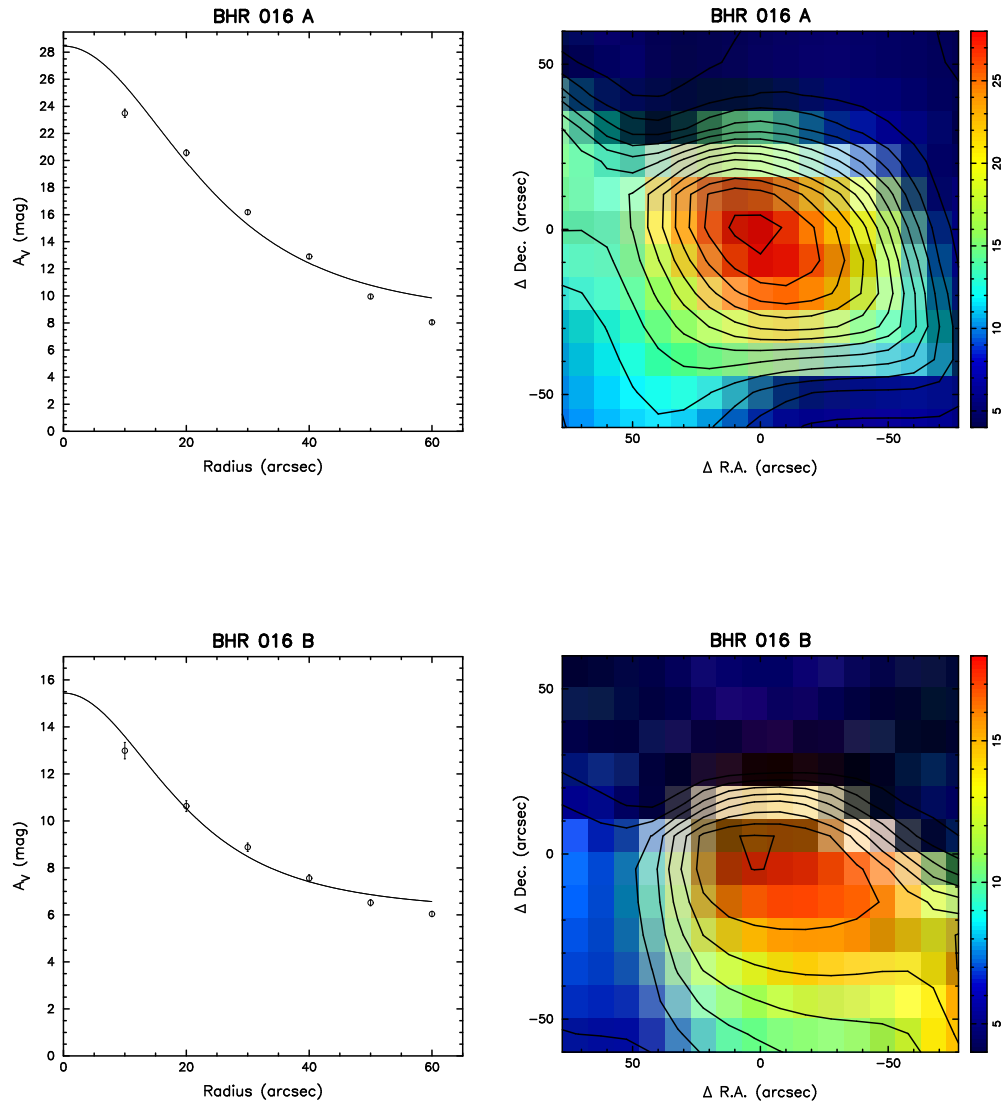


FIGURA C.1: Perfis radiais de extinção visual dos núcleos densos embebidos nos glóbulos de Bok. A curva representa a modelagem teórica de Bonnor-Ebert. À direita de cada perfil se mostra uma região ampliada do mapa de extinção onde se encontra o núcleo.

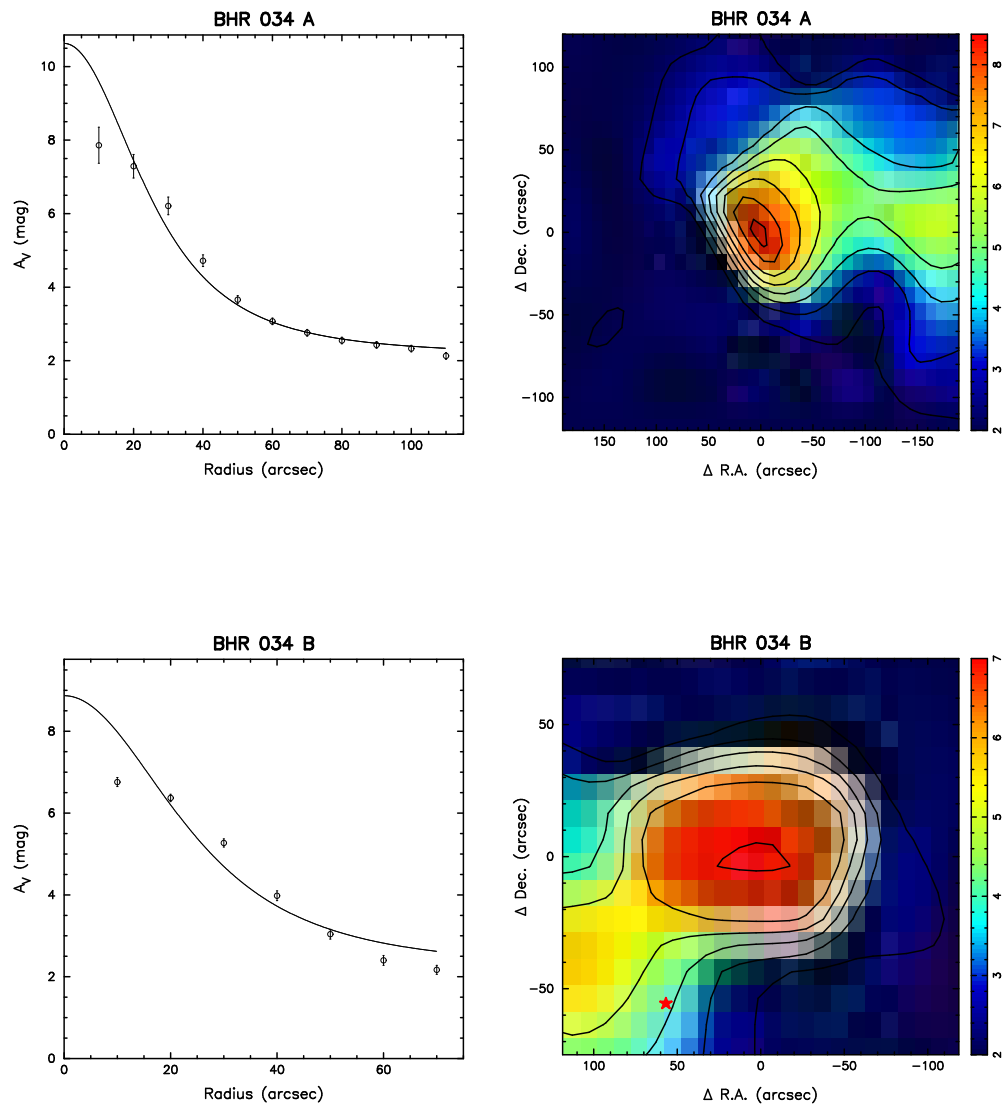


FIGURA C.1: Continuação.

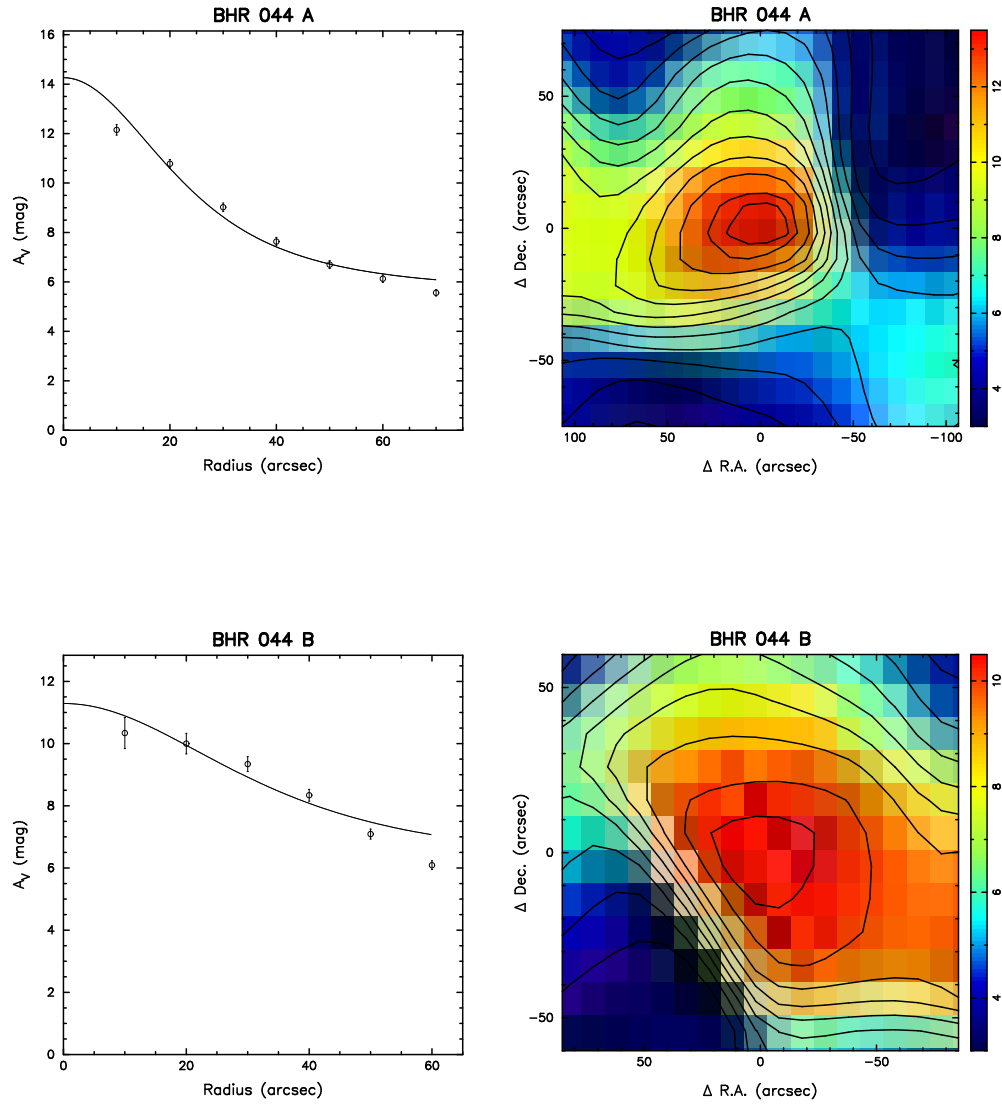


FIGURA C.1: Continuação.



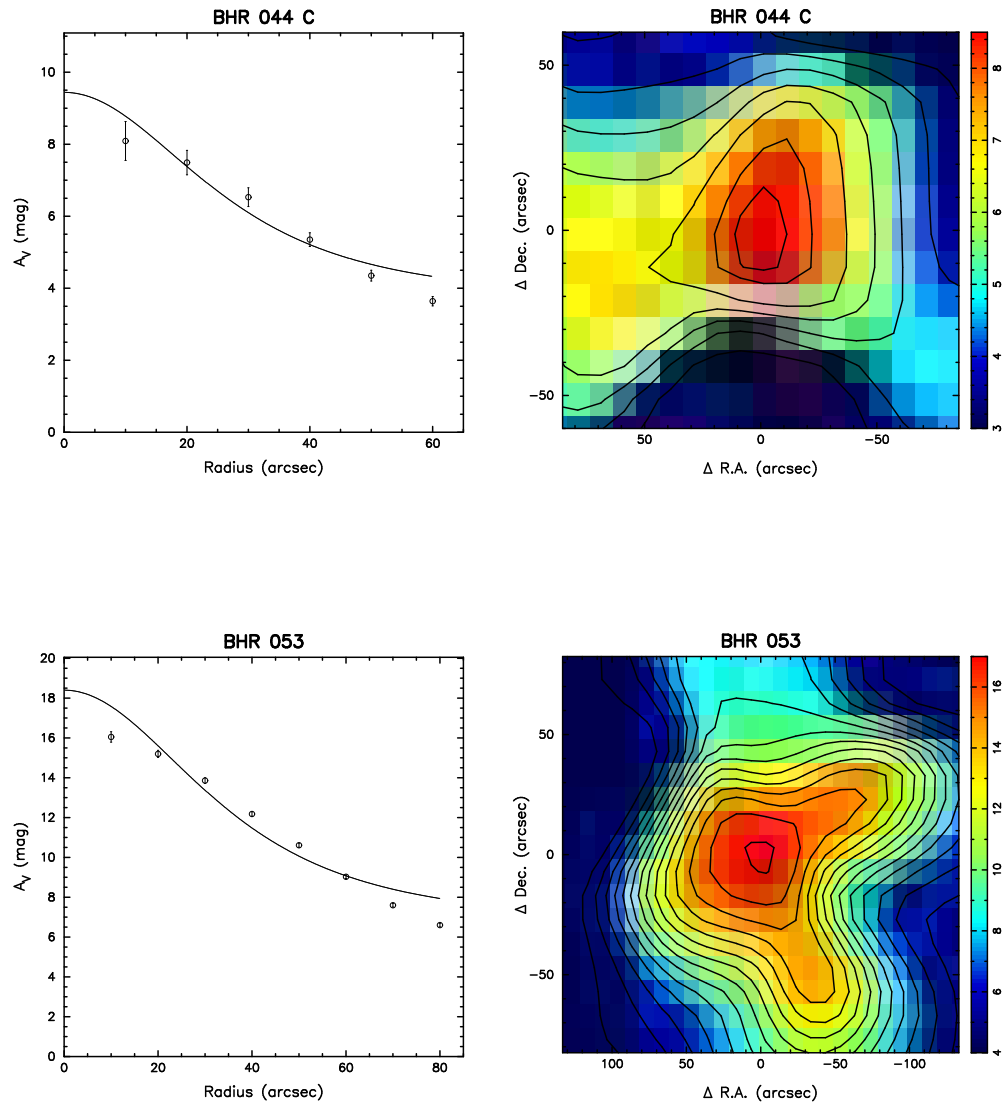


FIGURA C.1: Continuação.

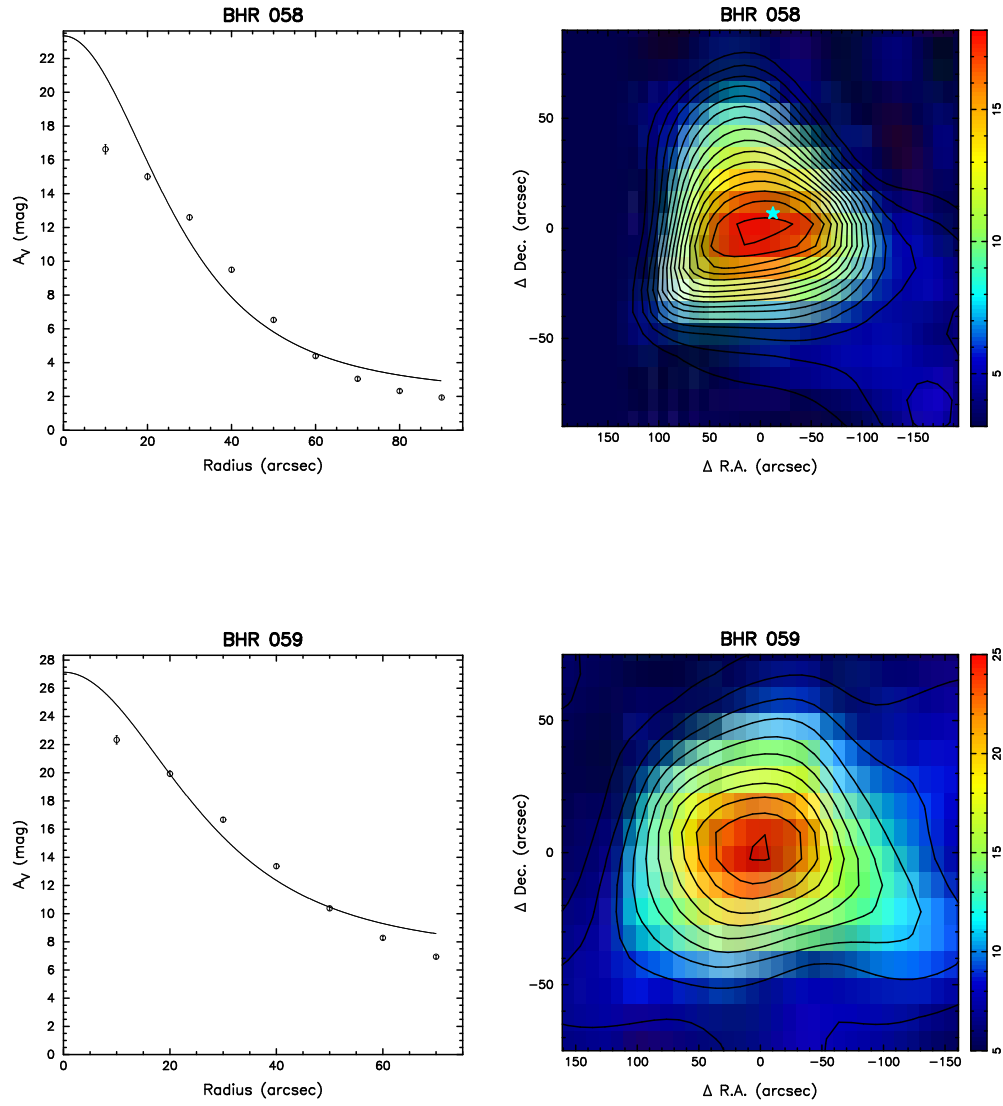


FIGURA C.1: Continuação.

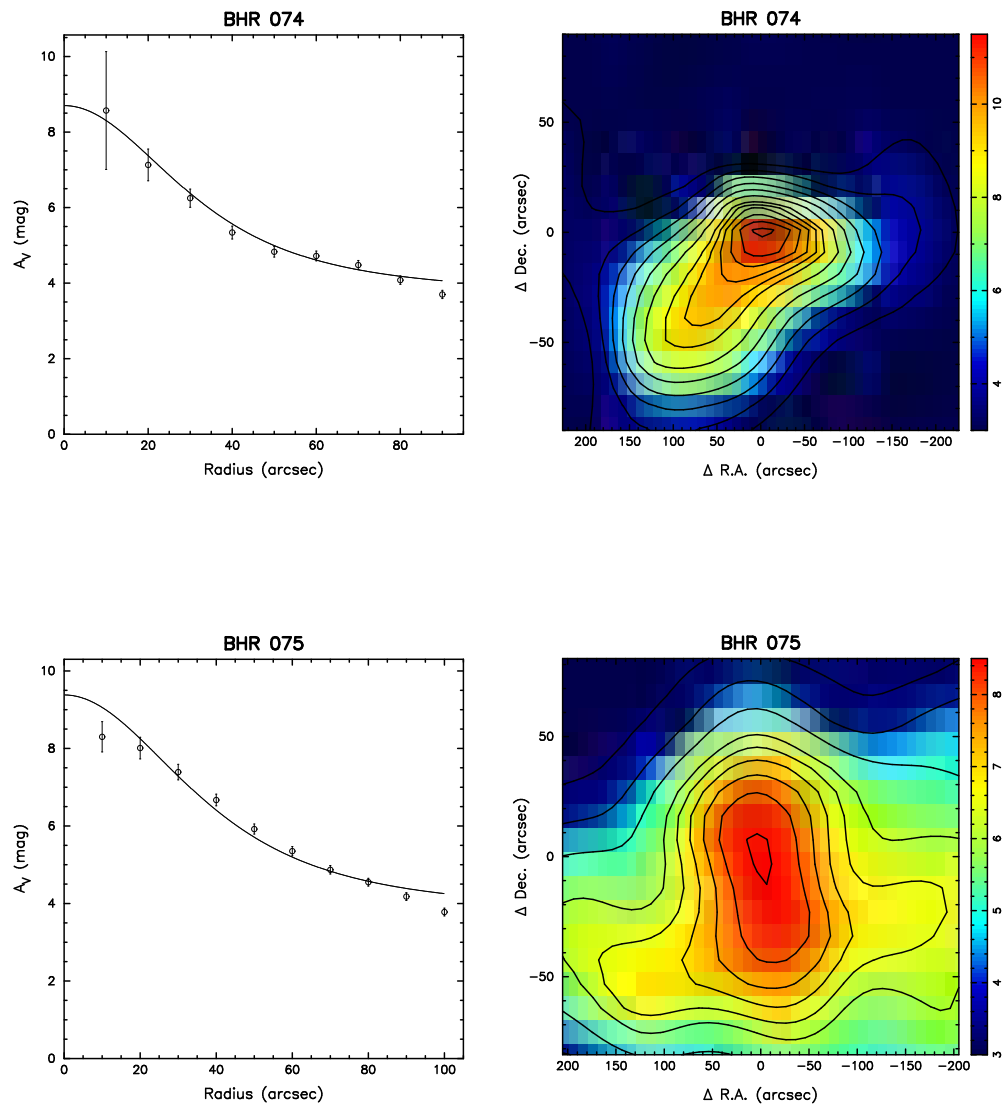


FIGURA C.1: Continuação.

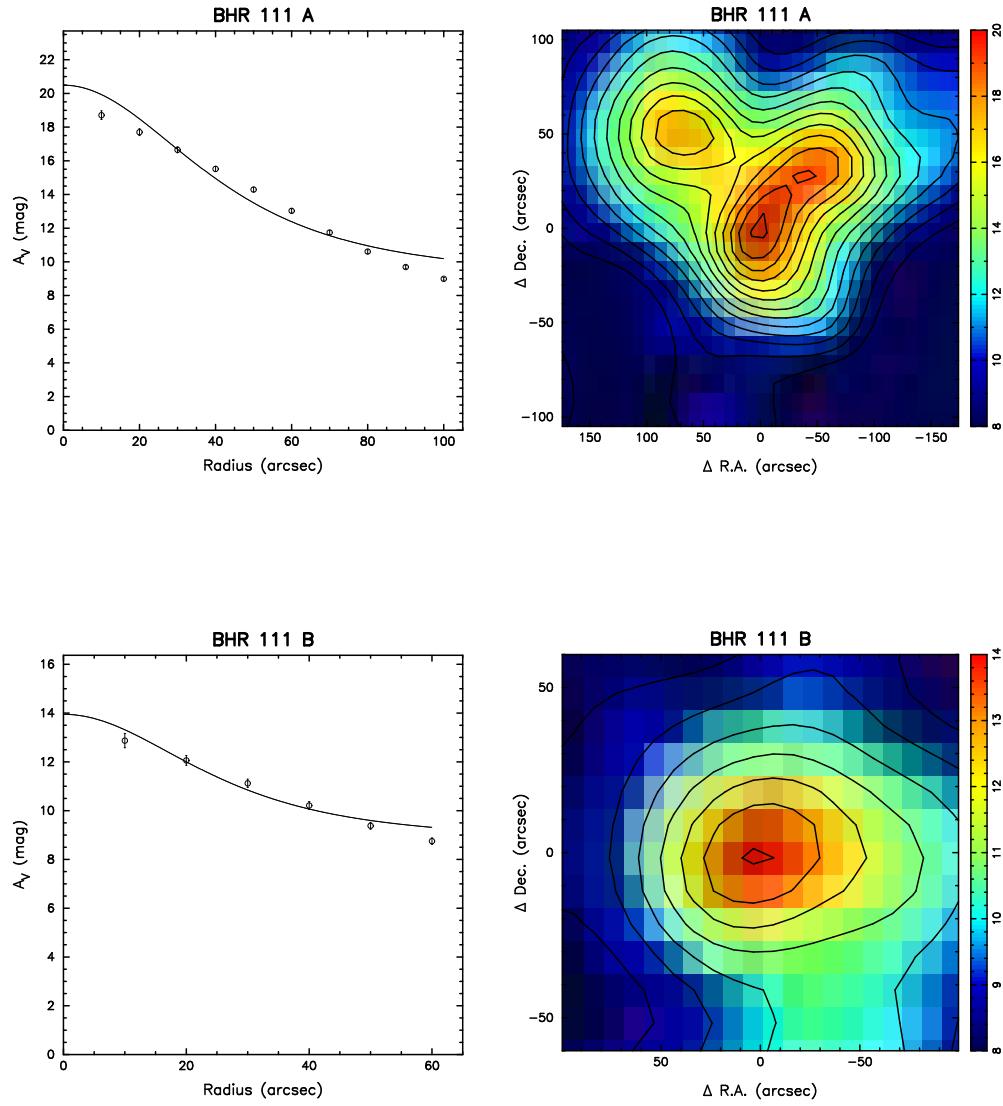


FIGURA C.1: Continuação.

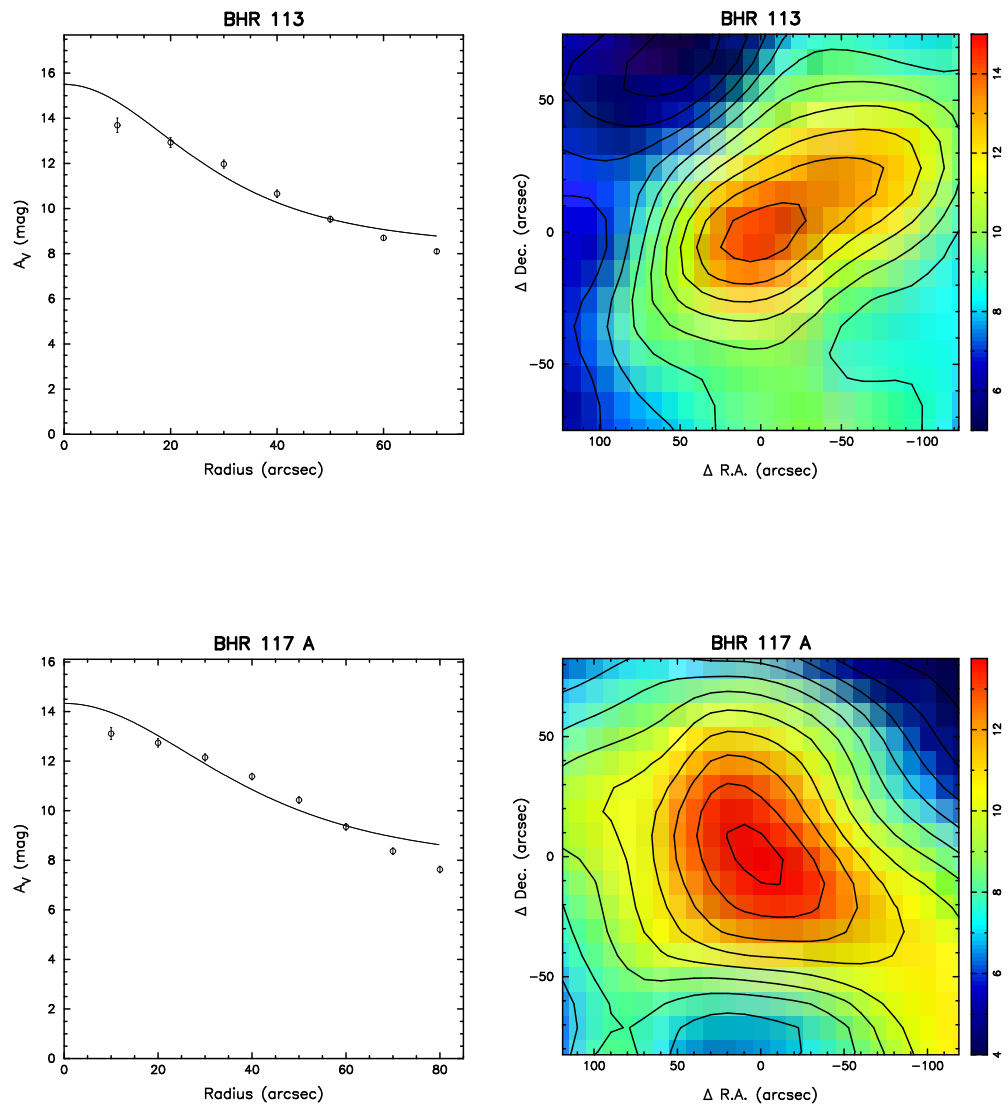


FIGURA C.1: Continuação.

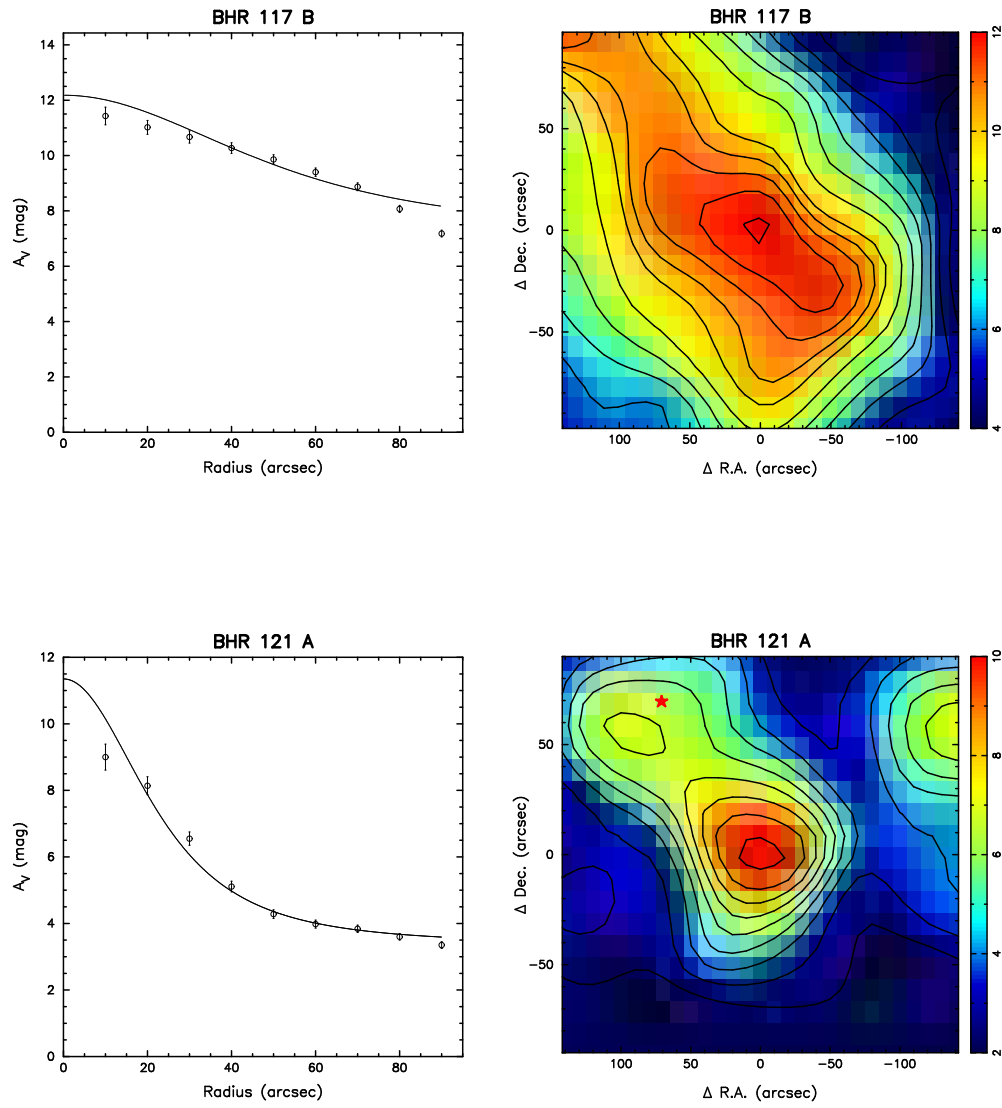


FIGURA C.1: Continuação.

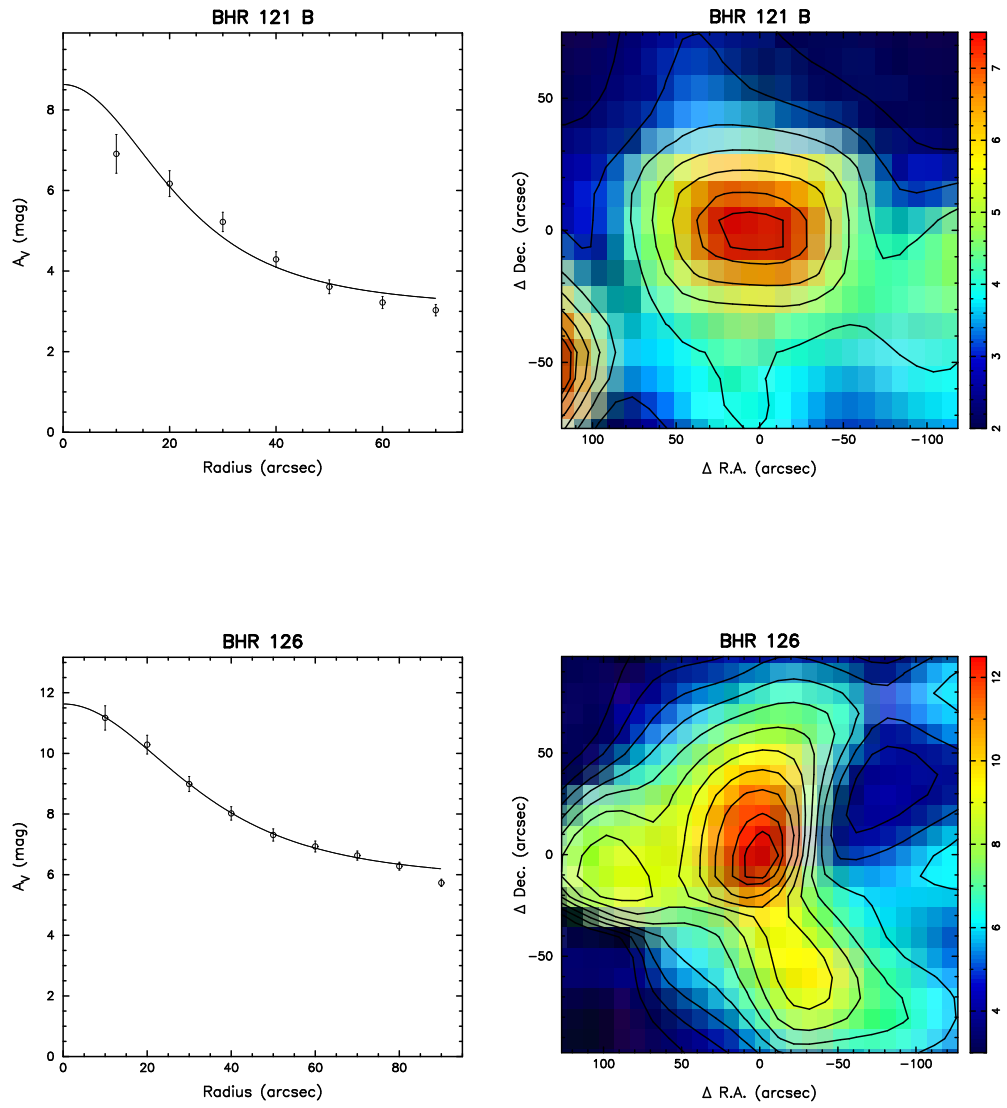


FIGURA C.1: Continuação.

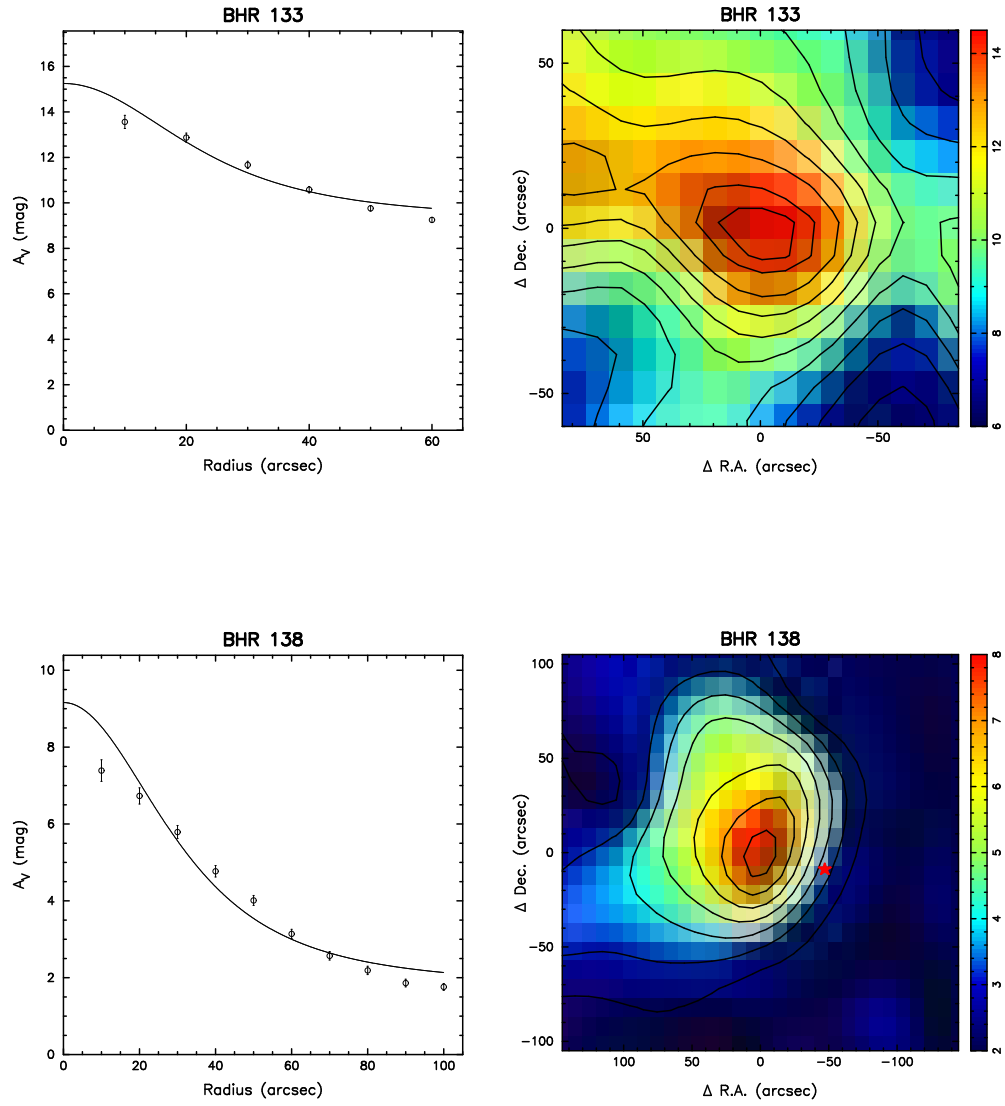


FIGURA C.1: Continuação.



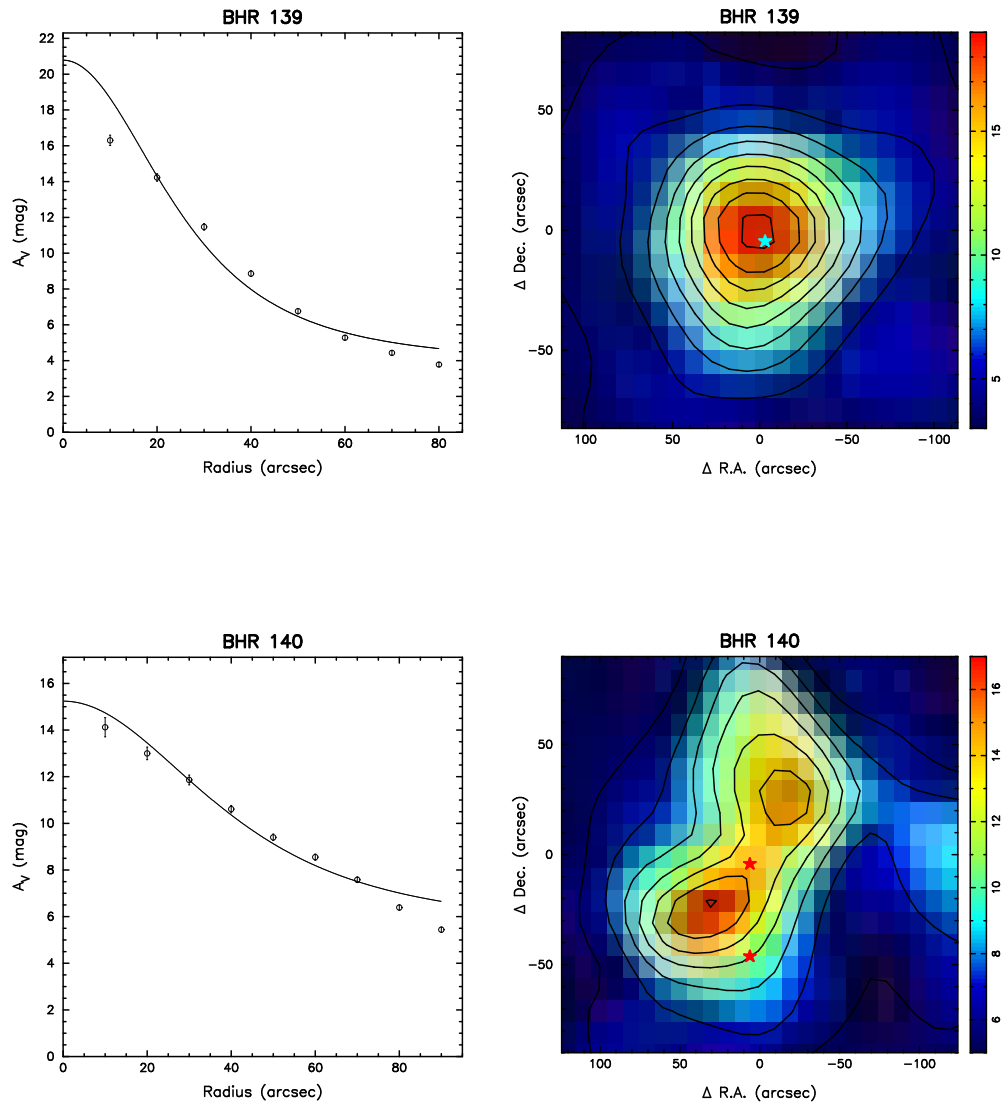


FIGURA C.1: Continuação.

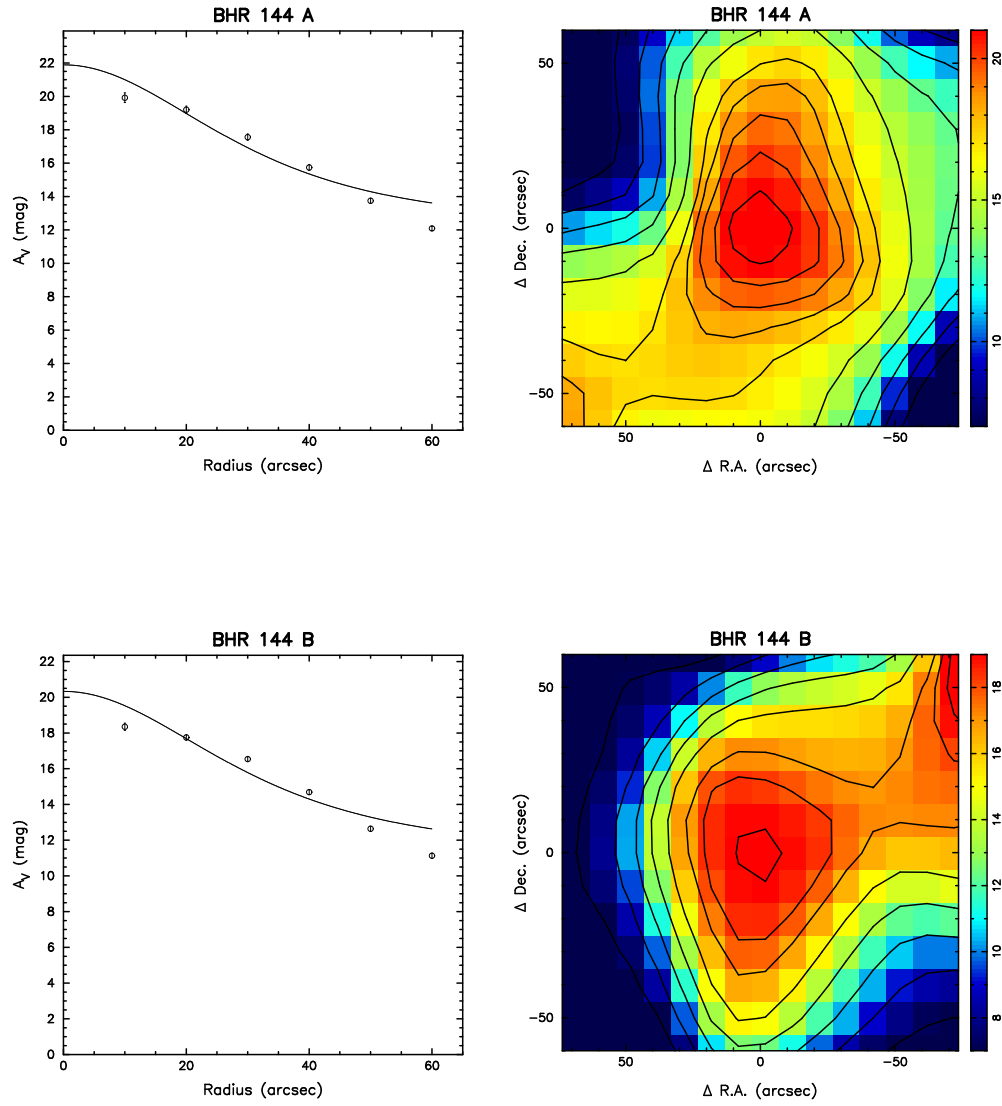


FIGURA C.1: Continuação.

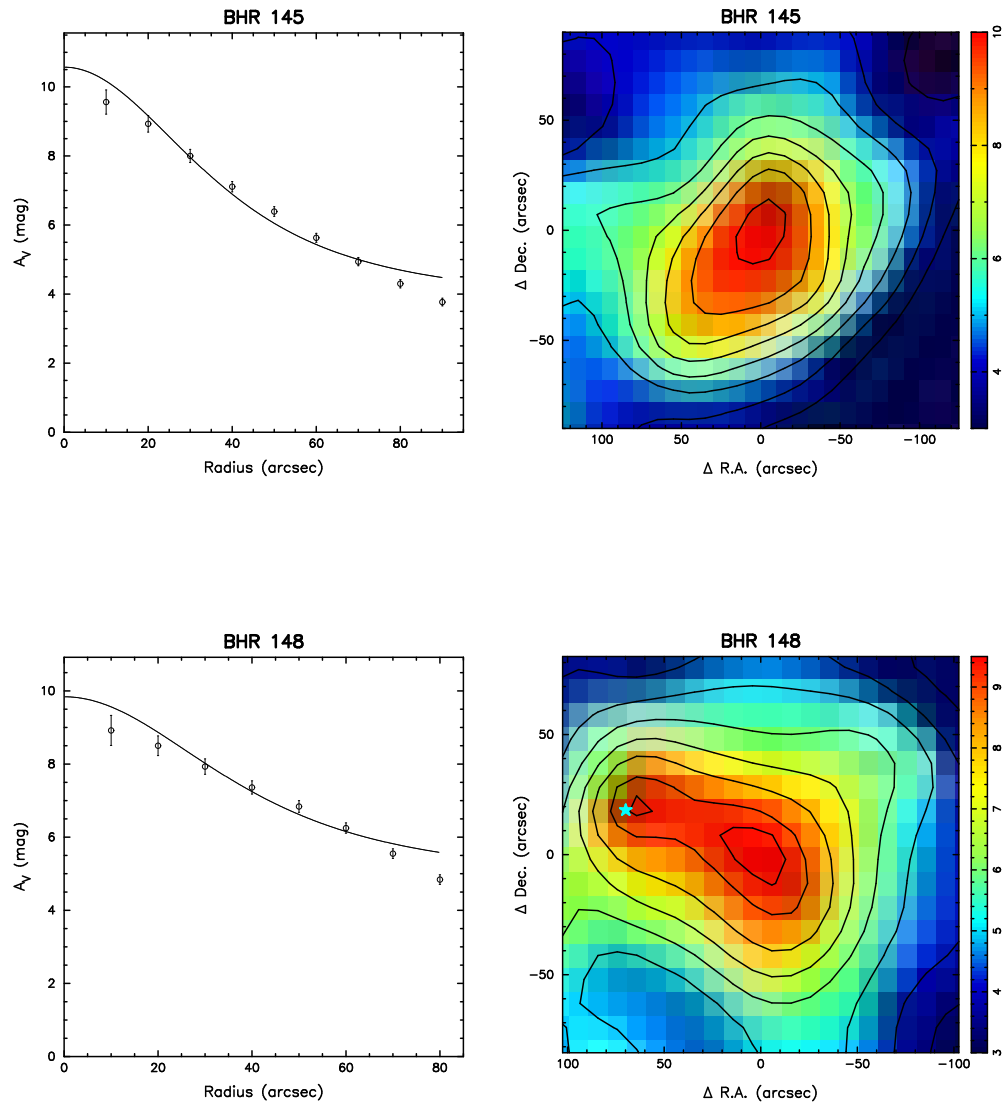


FIGURA C.1: Continuação.

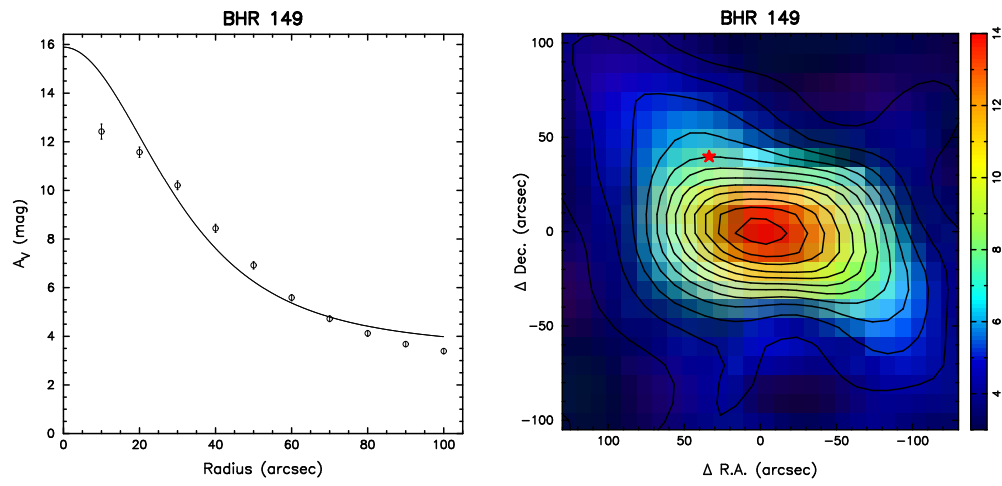


FIGURA C.1: Continuação.

# Apêndice **D**

## Cálculo de Incertezas na Modelagem de Bonnor-Ebert

Neste apêndice vamos descrever o método usado para calcular as incertezas dos parâmetros ajustados no modelo de Bonnor-Ebert (ver §5), ou seja, no parâmetro de estabilidade  $\xi_{max}$  e na extinção central  $A_V^c$ . Assumindo uma distribuição gaussiana de erros nos perfis de extinção da Figura C.1, vamos simular perfis de extinção visual mediante a seguinte receita:

1. Dado um perfil observado, com as correspondentes incertezas nos valores médios da extinção, como o representado na Figura D.1, assinamos a cada ponto uma distribuição gaussiana, com média igual ao valor observado da extinção e com sigma igual à incerteza observada.
2. Geramos aleatoriamente um valor de extinção a partir de cada distribuição gaussiana do perfil, obtendo desta forma um perfil sintético.
3. Ajustamos este perfil simulado como o modelo de Bonnor-Ebert mediante o método de  $\chi^2$ , dado por:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left[ \frac{A_V^{teo}(i) - A_V^{sim}(i)}{A_V^{teo}(i)} \right]^2, \quad (D.1)$$

segundo a descrição do modelo no Capítulo 5, obtendo assim o conjunto de valores  $\{\xi_{max}, A_V^c\}$  que melhor ajustam o perfil simulado.

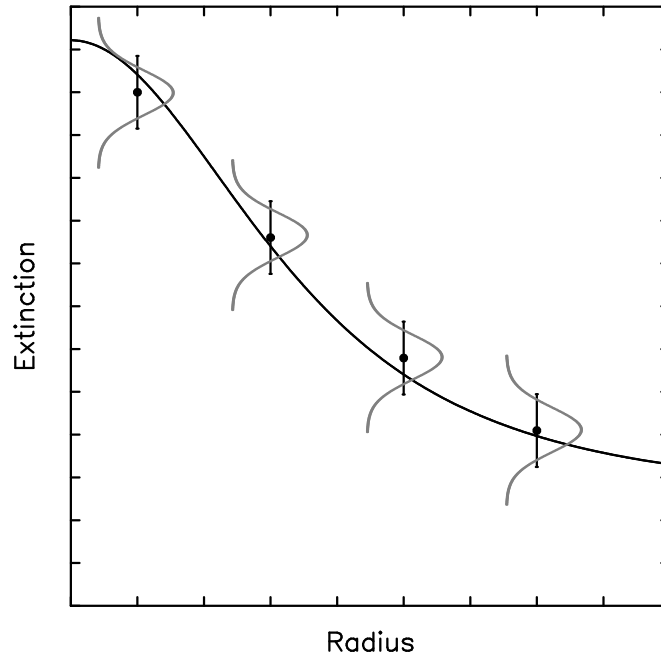


FIGURA D.1: Representação esquemática do cálculo de incertezas nos parâmetros  $\xi_{max}$  e  $A_V^c$ , provenientes da modelagem teórica de Bonnor-Ebert (ver §5). Assume-se que cada erro segue uma distribuição gaussiana, a partir da qual geramos perfis sintéticos para estimar as incertezas nos parâmetros ajustados.

4. Repetimos os passos 2 e 3  $n$  vezes, onde  $n$  é suficientemente grande de tal forma que a distribuição resultante de parâmetros ajustados seja insensível ao valor exato (para nosso caso,  $n = 300$ ).
5. O desvio estandar da distribuição dos  $n$  valores de  $\xi_{max}$  e de  $A_V^c$  que melhor ajustam os  $n$  perfis simulados, provêm uma estimativa da incerteza nos parâmetros que melhor ajustam o perfil original observado:

$$\sigma(\xi_{max}) = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\xi_{max,i} - \bar{\xi}_{max})^2}, \quad (D.2)$$

$$\sigma(A_V^c) = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (A_{V,i}^c - \bar{A}_V^c)^2}. \quad (D.3)$$

# Referências Bibliográficas

- Adams, F.C., Lada, C.J., & Shu, F.H. 1987, *ApJ*, 321, 788
- Alves, J.F., Lada, C.J., & Lada, E.A. 1999, *ApJ*, 515, 265
- Alves, J.F., Lada, C.J., & Lada, E.A. 2001, *Nature*, 409, 159
- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, *ApJ*, 406, 122
- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 2000, em *Protostars and Planets IV*, eds. V. Mannings, A. P. Boss, & S. S. Russell (Tucson: Univ. of Arizona Press), 59
- Bachiller, R. 1996, *ARA&A*, 34, 111
- Ballesteros-Paredes, J., Vázquez-Semadeni, E., & Scalo, J. 1999, *ApJ*, 515, 286
- Barbosa Junior, P.R. 2005, Tese de Mestrado, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), Brasil
- Barnard, E.E. 1919, *ApJ*, 49, 1
- Barnard, E.E. 1927, *A Photographic Atlas of Selected Regions of the Milky Way*, eds. E.B. Frost & M.R. Calvert (Washington: Carnegie Institute)
- Barranco, J.A. & Goodman, A.A. 1998, *ApJ*, 504, 207
- Beichman, C.A., Myers, P.C., Emerson, J.P., Harris, S., Mathieu, R., Benson, P.J., & Jennings, R.E. 1986, *ApJ*, 307, 337
- Benson, P.J., & Myers, P.C. 1989, *ApJS*, 71, 89

- Bergin, E.A., & Tafalla, M. (2007arXiv0705.3765B)
- Bessell, M.S., & Brett, J.M. 1988, PASP, 100, 1134
- Bohlin, R. C., Savage, B. D., & Drake, J. F. 1978, ApJ, 224, 132
- Bok, B. J. 1937, The distribution of the stars in space (Chicago: University of Chicago Press)
- Bok, B.J., & Bok, P.F. 1941, The Milky Way (Cambridge: Harvard University Press)
- Bok, B.B., & Reilly, E.F. 1947, ApJ, 105, 255
- Bok, B.J., Lawrence, R.S., & Menon, T.K. 1955, PASP, 67, 108
- Bok, B. J. 1956, AJ, 61, 309
- Bonnor, W. B. 1956, MNRAS, 116, 351
- Bourke, T.L., Hyland, A.R., & Robinson, G. 1995a, MNRAS, 276, 1052 (BHR)
- Bourke, T.L., Hyland, A.R., Robinson, G., James, S.D., & Wright, C.M. 1995b, MNRAS, 276, 1067
- Caselli, P., Benson, P.J., Myers, P.C., & Tafalla, M. 2002, ApJ, 572, 238
- Chen, H., Myers, P.C., Ladd, E.F., & Wood, D.O.S. 1995, ApJ, 377, 392
- Clemens, D.P., & Barvainis, R. 1988, ApJS, 68, 257
- De Vries, C.H., & Myers, P.C. 2005, ApJ, 620, 800
- Dickman, R.L., & Clemens, D.P. 1983, ApJ, 271, 143
- Ebert, R. 1955, Zs. Ap., 217
- Elmegreen, B.G. 2000, ApJ, 530, 277
- Evans, N.J.II. 1999, ARA&A, 37, 311
- Hartley, M., Manchester, R.N., Smith, R.M., Tritton, S.B., & Goss, W.M. 1986, A&AS, 63, 27
- Hartmann, L. 2003, ApJ, 585, 398



- Harvey, D.W.A., Wilner, D.J., Lada, C.J., Myers, P.C., Alves, J.F., & Chen, H. 2001, *ApJ*, 563, 903
- Harvey, D.W.A., Wilner, D.J., Lada, C.J., Myers, P.C., & Alves, J.F. 2003, *ApJ*, 598, 1112
- Heiles, C. 1969, *ApJ*, 156, 493
- Herschel, W. 1785, *Phil. Trans.* LXXV, 213
- Hotzel, S., Harju, J., Juvela, M., Mattila, K., & Haikala, L.K. 2002, *A&A*, 391, 275
- Huard, T.L., Myers, P.C., Murphy, D.C., Crews, L.J., Lada, C.J., et al. 2006, *ApJ*, 640, 401
- Jijina, J., Myers, P.C., & Adams, F.C. 1999, *ApJSS*, 125, 161
- Kainulainen, J., Lehtinen, K., Väisänen, P., Bronfman, L., & Knude, J. 2007, *A&A*, 463, 1029
- Kandori, R., Nakajima, Y., Tamura, M., Tatematsu, K., Aikawa, Y., et al. 2005, *AJ*, 130, 2166
- Knapp, G.R., & Kerr, F.J. 1974, *A&A*, 35, 361
- Koornneef, J. 1983, *A&A*, 128, 84
- Lada, C.J. 1987, em *Star Forming Regions*, IAU Symposium 115, eds. M. Peimbert & J. Jugaku, 1
- Lada, C.J., Lada, E.A., Clemens, D.P. & Bally, J. 1994, *ApJ*, 429, 694
- Lada, C.J. 1999, em *The Origin of Stars and Planetary Systems*, eds. C. J. Lada & N. D. Kylafis (Dordrecht: Kluwer), 143
- Lada, C.J., Alves, J.F., & Lada, E.A. 1999, *ApJ*, 512, 250
- Lada, C.J., Bergin, E.A., Alves, J.F., & Huard, T.L. 2003, *ApJ*, 586, 286
- Lada, C.J., Huard, T.L., Crews, L.J., & Alves, J.F. 2004, *ApJ*, 610, 303
- Lada, C.J., Alves, J.F., & Lombardi, M. 2007, em *Protostars and Planets V*, eds. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil (Tucson: Univ. of Arizona Press), 3
- Lee, C.W., Myers, P.C., & Tafalla, M. 2001, *ApJSS*, 136, 703

- Lombardi, M., & Alves, J.F. 2001, *A&A*, 377, 1023
- Lynds, B.T. 1962, *ApJS*, 7, 1
- Mac Low, M.M., Klessen, R.S., Burkert, A., & Smith M.D. 1998, *Phys. Rev. Lett.*, 80, 2754
- Maheswar, G., Manoj, P., & Bhatt, H.C. 2004, *MNRAS*, 355, 1272
- Mouschovias, T.C., Tassis, K., & Kunz, M.W. 2006 *ApJ*, 646, 1043
- Myers, J.R., Sande, C.B., Miller, A.C., Warren Jr., W.H., Tracewell, D.A. et al. 2002, *SKY2000 Catalog (V/109)*
- Myers, P.C., & Ladd, E.F. 1993, *ApJ*, 413, L47
- Myers, P.C., Mardones, D., Tafalla, M., Williams, J.P., & Wilner, D.J. 1996, *ApJ*, 465, L133
- Myers, P.C. 2005, *ApJ*, 623, 280
- Nielbock, M. & Chini, R. 2005, *A&A*, 434, 585
- Padoan, P., & Nordlund, Å. 1999, *ApJ*, 526, 279
- Racca, G., Gómez, M., & Kenyon, S.J. 2002, *AJ*, 124, 2178
- Rieke, G.H., & Lebofsky, M.J. 1985, *ApJ*, 288, 618
- Schmidt-Kaler, T.H. 1982, em *Landolt-Börnstein, New Series, Group VI, Vol. 2b, Stars and Star Clusters*, eds. K. Schaifers & H. H. Voigt (New York: Springer), 1
- Shu, F.H. 1977, *ApJ*, 214, 488
- Skrutskie, M.F., Cutri, R.M., Stiening, R., Weinberg, M.D., Schneider, S., et al. 2006, *AJ*, 131, 1163
- Spitzer, L. 1978, *Physical Processes in the Interstellar Medium* (New York: Wiley-Interscience)
- Swift, J.J., Welch, W.J., & Di Francesco, J. 2005, *ApJ*, 620, 823
- Swift, J.J., Welch, W.J., Di Francesco, J., & Stojimirović, I. 2006, *ApJ*, 637, 392

- Tatematsu, K., Umemoto, T., Kandori, R., & Sekimoto, Y. 2004, *ApJ*, 606, 333
- Teixeira, P.S., Lada, C.J., & Alves, J.F. 2005, *ApJ*, 629, 276
- van Dishoeck, E.F., & Hogerheijde M.R. 1999, em *The Origin of Stars and Planetary Systems*, eds. C. J. Lada & N. D. Kylafis (Dordrecht: Kluwer), 97
- Vázquez-Semadeni, E., Ballesteros-Paredes, J., & Klessen, R.S. 2003, *ApJL*, 585, L131
- Vilas-Boas, J.W.S., Myers, P.C., & Fuller, G.A. 1994, *ApJ*, 433, 96
- Vilas-Boas, J.W.S., Myers, P.C., & Fuller, G.A. 2000, *ApJ*, 532, 1038
- Ward-Thompson, D., Scott, P.F., Hills, R.E., & André, P. 1994, *MNRAS*, 268, 276
- Ward-Thompson, D., Motte, F., & André, P. 1999, *MNRAS*, 305, 143
- Wilking, B.A., Lada, C.J., & Young, E.A. 1989, *ApJ*, 340, 823
- Wilson, R.W., Jefferts, K.B., & Penzias, A.A. 1970, *ApJ*, 161, L43
- Wolf, M. 1923, *Astronomische Nachrichten*, 219, 109