

**O Meio Interestelar Local na Direção das Nuvens
Escuras Saco de Carvão e Chamaeleon-Musca**

Wagner José Corradi Barbosa

Março de 1998

WAGNER JOSÉ CORRADI BARBOSA

**O MEIO INTERESTELAR LOCAL NA DIREÇÃO DAS
NUVENS ESCURAS SACO DE CARVÃO E CHAMAELEON-
MUSCA**

Tese apresentada à UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS
GERAIS, como requisito parcial para a obtenção do grau de
DOUTOR EM CIÊNCIAS

Área de concentração: ASTROFÍSICA
Orientador: Prof. Gabriel A. P. Franco (UFMG)

Departamento de Física - ICEX - UFMG

Março de 1998

Para Magda e Hugo

Agradecimentos

A Maguinha, por simplesmente tudo.

Ao Gabriel, pela orientação e compreensão em todos os momentos.

A meus pais por tudo o que tem feito, e ainda fazem por mim.

À minha família, pela confiança e pelo incentivo, especialmente Tia Regina, Lúcia, Rafaella, Phillippe, Jansen e Cristina.

Aos amigos (cuja lista infelizmente não cabe aqui), especialmente os do Grupo de Astrofísica por estarem sempre presentes com valiosas sugestões e palavras de incentivo.

Aos funcionários do DF por toda a ajuda e solidariedade prestadas.

Ao CNPq, à Fapemig e ao Colegiado de Pós-Graduação em Física pelo apoio financeiro.

Mange tak til Jens Knude for den sikker vejledning og stor hjælp.

Mange tak til Peter og Rosane Højskov, Anne, Ravo, Bjørn, Janda, Fernanda, Bertil, Michael, Lars, Bodil Helt, Leif Hansen, Rildete og Rosane (in memorian) for at gøre min og min families liv i Danmark så bekvemt, at vi ikke kan finde ord til at udtrykke vor dybe taknemlighed.

Tak til Niels Bohr Institut for Astronomi, Fysik og Geofysik staff for den hjælp. Venlig tak til Randi Møller, du ved hvorfor!!!

To the European Southern Observatory for allocating the observational periods.

À TODOS aqueles que mereciam ter sido mencionados.

Índice

RESUMO	v
ABSTRACT	vii
1 Introdução	1
1.1 Dados observacionais sobre a estrutura e cinemática do meio interestelar local . .	4
1.2 Trabalho Proposto	6
2 Dados Fotométricos	8
2.1 Fotometria Fotoelétrica	8
2.2 O Sistema Fotométrico $uvby\beta$ de Strömngren	10
2.3 Dados Observacionais	11
3 Associação Física entre as Nuvens Saco de Carvão e Chamaeleon-Musca	16
3.1 Método de Obtenção do Avermelhamento Interestelar	16
3.1.1 Classificação Espectral Prévia	16
3.1.2 Cálculo dos Parâmetros Estelares Intrínsecos, Excessos de Cor e Distâncias	17
3.1.3 Critérios de Exclusão	20
3.2 Análise da Distribuição dos Excessos de Cor	20
4 Observações de Alta Resolução das Linhas de Absorção Interestelar do Sódio Neutro	34
4.1 As Observações	34

4.1.1	Instrumentação Utilizada	34
4.1.2	Imagens de Calibração do Perfil Instrumental	35
4.1.3	Estrelas Padrão de Velocidade Radial e Correção de Linhas Telúricas	35
4.2	Redução dos Dados Espectroscópicos	36
5	Cinemática das Componentes do Meio Interestelar Local na Direção das Nuvens Saco de Carvão e Chamaeleon-Musca	40
5.1	Interação da Radiação com a Matéria	40
5.2	Perfil Teórico das Linhas de Absorção	42
5.3	Mecanismos de Alargamento das Linhas	46
5.3.1	Perfil de Voigt	47
5.4	Método de Ajuste dos Perfis	48
5.5	Análise das Velocidades Radiais, Colunas de Densidade, Dispersões de Velocidade e Larguras Equivalentes	51
6	Conclusão	72
A	Detalhes da Redução dos Dados do CAT/CES usando o IRAF	75
	REFERÊNCIAS	83

Lista de Figuras

1.1	Representação esquemática das Bolhas Local e Loop I e detalhe da zona de interação entre elas	5
1.2	Diagramas de excesso de cor vs. distância obtidos por Franco (1989, 1991) para as nuvens Saco de Carvão e Chamaeleon-Musca	6
4.1	Identificação das linhas de tório na região do Na I D usadas na solução de dispersão	39
5.1	Perfis genéricos de uma linha de emissão e duas de absorção	41
5.2	Definição da largura equivalente W_ν de uma linha espectral	49
5.3	Exemplo de uma curva de crescimento genérica	50

Lista de Tabelas

3.1	Critérios para separação dos tipos espectrais baseado nos índices fotométricos . . .	17
3.2	Critérios para a exclusão das estrelas inadequadas ao cálculo do avermelhamento	20
4.1	Informações sobre as estrelas padrão de velocidade radial e correção telúrica . . .	36
4.2	Comparação dos valores nominais e medidos do Ganho e Ruído de Leitura	37
A.1	Arquivos de tradução das palavras-chave do IHAP para o IRAF	76

Resumo

Investigações recentes da distribuição dos excessos de cor na direção do centro geométrico do complexo de nuvens Chamaeleon-Musca e da nuvem escura Saco de Carvão sugeriram que, apesar de estarem separadas por mais de 15° no céu, estas nuvens poderiam estar fisicamente associadas. Para se comprovar tal hipótese um novo programa fotométrico foi realizado, utilizando-se o telescópio dinamarquês de 50 cm instalado no European Southern Observatory (ESO), em La Silla (Chile). Foram selecionadas todas as estrelas dos tipos espectrais anteriores a G0 do catálogo do Smithsonian Astronomical Observatory (SAO) cobrindo a área definida pelas coordenadas Galácticas: $294^\circ \leq l \leq 307^\circ$ e $-20^\circ \leq b \leq 5^\circ$, que contêm as nuvens em questão. Este novo programa resultou em um total de 1017 estrelas com dados $uvby\beta$ de excelente qualidade.

A análise dos vários diagramas de excesso de cor $E(b-y)$ por distância indica que existe um volume local de baixa densidade, limitado por uma extensa estrutura de poeira interestelar que dista cerca de 150 ± 30 pc do Sol, e é seguida por uma segunda região onde pouco avermelhamento é detectado por 350 pc. A presença dessa estrutura de poeira interestelar, à mesma distância das nuvens estudadas, sugere que as nuvens Saco de Carvão, Chamaeleon e Musca (SCCM) podem ser regiões de maior densidade embebidas em uma estrutura de grande escala, provavelmente relacionada com a interface entre as Bolhas Local e Loop I.

Além disso a distribuição do avermelhamento indica que o excesso de cor mínimo $E(b-y)_{\min}$, causado pela estrutura de poeira, apesar de não apresentar uma dependência com a longitude Galáctica, parece aumentar com a latitude Galáctica. Tal aumento sugere que a lâmina pode não ser homogênea, estando quase que perpendicular ao plano Galáctico, ou que a lâmina tem uma mesma coluna de densidade mínima, mas está curvada na direção oposta ao Sol.

Para se investigar a cinemática das componentes do meio interestelar local na direção das nuvens SCCM, foi realizado um programa espectroscópico, visando a obtenção de espectros de alta resolução ($R \approx 60\,000$) das linhas de absorção interestelar do doubleto de sódio neutro. Utilizando-se o telescópio CAT (“Coudé Auxiliary Telescope”) de 1.4m, também instalado no ESO, foram observadas 64 estrelas do tipo espectral B localizadas até 500 pc do Sol, e cujos valores de excesso de cor e distância foram precisamente determinados na investigação fotométrica acima.

A análise das componentes do gás interestelar na direção das nuvens SCCM indica que o material está distribuído em duas estruturas tipo-lâmina, que se estendem por toda a área estudada. Uma delas está situada a distâncias menores do que 60 pc, enquanto a outra, correspondendo à lâmina de poeira observada fotometricamente, está localizada em torno de 120 a 150 pc do Sol.

A componente mais próxima tem baixa coluna de densidade ($\log N_{\text{NaI}} \approx 11.2 \text{ cm}^{-2}$), está se aproximando do Sol, em relação ao padrão local de repouso (LSR), a uma velocidade média $V_{\text{LSR}} \approx -7 \text{ km s}^{-1}$, e está sujeita a movimentos supersônicos turbulentos, como indicado pelo parâmetro de dispersão de velocidades $b \approx 5 \text{ km s}^{-1}$. Já a estrutura mais distante tem coluna de densidade entre $12.3 \leq \log N_{\text{NaI}} \leq 13.2 \text{ cm}^{-2}$ e tem menor dispersão de velocidades $b \approx 2.5 \text{ km s}^{-1}$. A sua velocidade está centrada em torno de 0 km s^{-1} , em relação ao LSR, mas existe uma tendência de aumento desde -3 km s^{-1} em torno do plano Galáctico para $+3 \text{ km s}^{-1}$ próximo à latitude Galáctica $b = -18^\circ$.

A estrutura de menor coluna de densidade é consistente com outras observações de um fluxo de matéria vindo da direção da associação Sco-Cen. Do ponto de vista das velocidades radiais, a componente densa em torno de 120 – 150 pc tem coluna de densidade que sugere gás neutro associado com a lâmina de poeira observada na direção das nuvens SCCM. O fato de que as velocidades observadas neste trabalho ($-4 \text{ km s}^{-1} \leq V_{\text{LSR}} \leq +3 \text{ km s}^{-1}$) são também observadas em direções adjacentes, supostamente relacionadas com a interface entre as bolhas Local e Loop I, sugere que a lâmina densa de poeira e gás também faz parte da zona de interação entre as bolhas.

Abstract

Recent investigations of the colour excess distribution towards the geometric center of the Chamaeleon-Musca dark clouds complex and the Southern Coalsack dark cloud have suggested that, although being apart by more than 15° , these clouds might be physically associated. In order to sustain such hypothesis a new photometric programme has been carried out to trace the extinction between the features. We used the Strömgren Automatic Telescope at the European Southern Observatory (ESO), in La Silla (Chile), to obtain $uvby\beta$ photometry for all stars, earlier than G0 in the catalog of the Smithsonian Astronomical Observatory, covering the area defined by the Galactic coordinates $308^\circ \geq l \geq 294^\circ$ and $-20^\circ \leq b \leq 5^\circ$. The programme has resulted on very precise $uvby\beta$ data for 1017 stars.

Analysis of the colour excess $E(b-y)$ *vs.* distance diagrams for these stars has indicated the presence of a local low absorption volume limited at 150 ± 30 pc from the Sun by an extended interstellar dust sheet-like structure, that is followed by a region where almost no additional reddening is measured for another 350 pc. The existence of such absorbing feature, at a distance identical to the molecular clouds, has suggested that Coalsack, Chamaeleon and Musca might be dense condensations embedded in the diffuse medium composing the feature.

Furthermore, the minimum column density of the absorbing structure seemed to increase with the Galactic latitude, but without clear dependence on the Galactic longitude. Such effect suggested either an inhomogeneous sheet-like structure, that could be perpendicular to the Galactic plane, or a sheet-like structure of same minimum column density, curved away from the Sun. When viewed in connection to the other data on the local ISM, the existence of these two low-reddening volumes has led to the idea that the dust sheet could be part of a large scale structure, probably related to the interface of the Local and Loop I Bubbles.

To investigate the local interstellar medium (ISM) components towards the Southern Coalsack and Chamaeleon-Musca dark clouds we have used the 1.4m Coudé Auxiliary Telescope at ESO to obtain high-resolution ($R \approx 60\,000$) spectra of the interstellar NaI D absorption lines towards 64 B-type stars ($d \leq 500$ pc) selected to cover these clouds. The radial velocities, column densities, velocity dispersions, colour excess and distances to the stars have been used to understand the kinematics and distribution of the interstellar cloud components.

The analysis indicates that the interstellar gas is distributed in two extended sheet-like

structures permeating the whole area, one at $d \leq 60$ pc and another, that corresponds to the dust sheet observed photometrically, around 120-150 pc from the Sun. The nearby feature is approaching the Sun with average radial velocity of -7 km s^{-1} , has low average column density $\log N_{\text{NaI}} \approx 11.2 \text{ cm}^{-2}$ and is subject to supersonic turbulent motion as indicated by the velocity dispersion $b \approx 5 \text{ km s}^{-1}$. The more distant feature has column densities between $12.3 \leq \log N_{\text{NaI}} \leq 13.2 \text{ cm}^{-2}$, average velocity dispersion $b \approx 2.5 \text{ km s}^{-1}$. Its velocity is centered around 0 km s^{-1} , but there is a trend for increasing from -3 km s^{-1} near $b = 1^\circ$ to 3 km s^{-1} near $b = -18^\circ$.

The nearby low column density feature indicates a general outflow from the Sco-Cen association, in agreement with several independent lines of data in the general searched direction. From the radial velocities point of view, the component around 120 – 150 pc has column densities that suggest neutral gas associated to the dust sheet-like feature observed towards the studied clouds. The fact that the velocities observed in this work ($-4 \text{ km s}^{-1} \leq V_{\text{LSR}} \leq +3 \text{ km s}^{-1}$) are also observed in adjacent directions, supposedly related to the interface of the Local and Loop I bubbles, suggest that Coalsack, Chamaeleon and Musca seem to be part of such interaction zone.

Capítulo 1

Introdução

A confirmação definitiva da existência de nuvens de poeira interestelar só foi fornecida em 1930 por R. J. Trumpler. Comparando as distâncias de alguns aglomerados abertos, obtidas fotométrica e geometricamente, ele notou que existia uma diferença sistemática, que aumentava progressivamente para os aglomerados mais distantes. Como parecia improvável que os tamanhos dos aglomerados fossem aumentando com a distância, Trumpler concluiu que uma extinção geral diminuía a magnitude aparente das estrelas fazendo com que, em alguns casos, as suas distâncias fossem superestimadas. Ele também demonstrou que a extinção interestelar é seletiva, de forma que, mais luz é absorvida nos comprimentos de onda menores, provocando um progressivo avermelhamento.

Na região do visível a extinção varia com λ^{-1} , e portanto, não pode ser devida a partículas muito menores que o comprimento de onda da luz. Pequenas partículas, como átomos ou moléculas, exibiriam espalhamento Rayleigh que segue a lei λ^{-4} , além do que uma densidade muito alta ao longo de toda a linha de visada seria necessária para reproduzir as observações. Partículas muito maiores que o comprimento de onda da luz (corpos meteoríticos) são cinzas, isto é, não mostram extinção seletiva (lei λ^0).

Como apenas elementos mais pesados que H e He podem formar materiais sólidos, e esses elementos constituem menos de 1.5% da matéria interestelar, uma grande fração destes elementos deve estar acumulada na forma de poeira interestelar. Assim, os grãos de poeira têm de ser partículas sólidas com raio¹ de aproximadamente $0.3 \mu\text{m}$. Uma análise detalhada da absorção da luz desde o ultravioleta até o infravermelho requer pelo menos três tipos diferentes de partículas no meio interestelar para explicar os efeitos observados: partículas “grandes”, que são as principais causadoras de espalhamento e polarização na região óptica; partículas “pequenas” que afetam a extinção no ultravioleta e partículas “muito pequenas” que são responsáveis pelas características observadas da extinção no infravermelho (Laureijs, 1989).

¹O valor preciso do raio depende do índice de refração do material que constitui o grão

A interação do campo de radiação estelar com os grãos de poeira produz, além da extinção, um progressivo avermelhamento, pois a luz azul sofre seletivamente mais extinção que a luz vermelha. Se medirmos então a magnitude de uma estrela, m_λ , em dois comprimentos de onda diferentes, λ_1 e λ_2 , haverá portanto uma diferença entre as absorções $A(\lambda)$. A esta diferença é dado o nome de excesso de cor,

$$E(\lambda_1, \lambda_2) = A(\lambda_1) - A(\lambda_2). \quad (1.1)$$

Logo, para uma dada estrela, o excesso de cor é proporcional ao número de partículas absorvedoras ao longo da linha de visada. Relacionando este excesso de cor com a extinção total num comprimento de onda, $A(\lambda_1)$, através de uma lei de absorção interestelar, a magnitude aparente da estrela neste comprimento de onda efetivo λ_1 poderá ser corrigida. Isto implica que se tivermos uma estimativa da magnitude absoluta, M_λ , poderemos calcular a distância d (pc) até a estrela com a equação:

$$d = 10^{(m_{\lambda_1} - M_{\lambda_1} - A_{\lambda_1} + 5)/5}, \quad (1.2)$$

e portanto poderemos estudar a distribuição do avermelhamento e, conseqüentemente da poeira interestelar, sobre uma dada região.

A matéria interestelar é uma mistura de poeira e gás residindo na forma de nuvens ou complexos de nuvens que causam a extinção da luz estelar. Se traçarmos um diagrama dos excessos de cor pelas distâncias às estrelas de um campo cobrindo alguma dessas nuvens, poderemos (em princípio) inferir a distância a estas estruturas. Isso é possível porque a luz das estrelas que estiverem atrás da nuvem terão um valor mais alto de excesso de cor (sofrerão mais extinção) do que as outras que se encontram na frente da mesma. Este efeito pode aparecer como um salto em excesso de cor (degrau) a uma distância que é supostamente a distância à nuvem em questão.

Por outro lado, o gás interestelar, apesar de ser muito mais abundante do que a poeira, por causa de sua alta transparência não é facilmente visível nem contribui de forma significativa para a extinção interestelar. Composto em sua maior parte por átomos de hidrogênio e hélio (cerca de 99% da massa) o gás interestelar é frio e não luminoso, exceto próximo às estrelas muito quentes onde ele é ionizado pelo campo de radiação ultravioleta e brilha por fluorescência.

Em condições interestelares típicas a maioria dos átomos de H e He encontram-se no estado fundamental e não absorve os fótons na região do visível. Entretanto a existência do gás é revelada pela presença de linhas de absorção muito estreitas superpostas sobre o espectro contínuo das estrelas cuja luz o tenha atravessado. Dos átomos e íons na forma de gás produzindo linhas de absorção interestelar na região do visível os mais abundantes são Na I, Ca II, K II, Ti II e Fe I.

Em particular, cada elemento químico, na forma gasosa, produz um padrão característico de linhas de absorção ou emissão. Se este padrão (medido no laboratório) for reconhecido no espectro pode ser identificada a presença deste elemento ao longo da linha de visada. Se o gás

estiver movendo-se em relação ao observador as linhas deste padrão estarão deslocadas por uma quantidade que é proporcional à velocidade radial v_r do material (Efeito Doppler). Convencionase que se o material estiver afastando-se do observador as velocidades radiais são positivas e se estiver aproximando-se as velocidades são negativas.

Como, na maioria dos casos, uma nuvem de gás interestelar não se move com a mesma velocidade radial da estrela observada, os desvios Doppler das linhas interestelares são diferentes daqueles das linhas estelares. Desse modo a cinemática do gás interestelar pode ser estudada identificando-se esses desvios da linha interestelar ($\Delta\lambda$) em relação ao comprimento de onda nominal da transição (λ_0), medido em laboratório. A velocidade radial pode então ser calculada por

$$v_r = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = c \frac{\lambda_c - \lambda_0}{\lambda_0}, \quad (1.3)$$

onde c é a velocidade da luz, e λ_c o comprimento de onda central da linha em questão.

Como nem todos os átomos absorvem energia exatamente no mesmo comprimento de onda, existirá, conseqüentemente, uma certa dispersão em torno do comprimento de onda central da linha, o que implica uma “dispersão” Δv das velocidades em torno da velocidade radial medida. Este fato se deve a vários efeitos², sendo os mais importantes a largura finita dos níveis de energia dos átomos da nuvem responsável pela linha, ao movimento aleatório e macroscópico do material, a pressão sobre os átomos e a presença de fortes campos magnéticos.

Isto indica que a intensidade I_ν da linha de absorção dependerá, portanto, não só da profundidade óptica τ_ν da nuvem (e por conseqüência do número N de átomos ou íons absorvedores), mas também da distribuição de velocidades dos absorvedores. Contudo, se o perfil verdadeiro da linha for medido o número de átomos, ou como é usualmente chamado, a coluna de densidade, pode ser obtida. Em uma linha de absorção a intensidade se relaciona com a profundidade óptica através da expressão:

$$\frac{I_\nu}{I_0} = 1 - e^{-\tau_\nu}, \quad (1.4)$$

e esta última com o perfil da linha de absorção $\phi(\Delta\nu)$ e a coluna de densidade por:

$$\tau_\nu = Ns\phi(\Delta\nu), \quad (1.5)$$

onde s é a seção de choque de absorção integrada, e $\Delta\nu = \nu - \nu_c$, a distância do centro da linha em unidades de frequência. Com a análise dos perfis de linha, velocidades radiais, colunas de densidade, dispersão de velocidades e a distância das estrelas, pode-se investigar a cinemática das componentes do gás interestelar nas direções estudadas.

²Tais efeitos são chamados de “mecanismos de alargamento de linha”. Veja Capítulo 5

1.1 Dados observacionais sobre a estrutura e cinemática do meio interestelar local

Atualmente os diferentes dados observacionais sugerem que o Sol encontra-se localizado dentro de uma nuvem de gás de densidade baixa ($n_{\text{HI}} \leq 0.1 \text{ cm}^{-3}$), morna ($T \approx 8000 \text{ K}$) e parcialmente ionizada, cujo diâmetro varia de 2 a 30 pc. Circundando esta nuvem, há uma região de densidade extremamente baixa ($n_{\text{HI}} \leq 0.025 \text{ cm}^{-3}$) e forma bastante irregular, que está preenchida com gás quente ($T \approx 10^6 \text{ K}$) coexistindo com nuvens de gás atômico e molecular dentro de seu interior. Usualmente chamada de Bolha Local, esta região pode ter sido criada pela explosão de uma ou mais supernovas perto do Sol alguns milhões de anos atrás. O raio da Bolha Local varia desde 30 até 300 pc, dependendo da direção observada (Cox & Reynolds 1987; Gehrels & Chen 1993; Frisch 1993, 1996; Hartquist 1994; Bruhweiler 1996).

Ao longo da linha de visada das nuvens Saco de Carvão e Chamaeleon-Musca (SCCM) – assunto principal deste trabalho – existe uma cavidade maior, chamada Loop I, de densidade muito baixa ($n_{\text{HI}} \leq 0.001 \text{ cm}^{-3}$) e preenchida com gás quente ($T \approx 10^6 \text{ K}$; Berkhuijsen et al. 1971, McCammon et al. 1983). Acredita-se que Loop I tenha sido formada pela ação coletiva dos fortes ventos estelares e consequentes explosões de supernova das estrelas da associação Scorpio-Centauri (Sco-Cen), que agindo sobre o material interestelar deixado após a formação estelar, criaram uma bolha de gás e poeira concêntrica a esta associação (Weaver 1979; Iwan 1980; de Geus 1992).

Dada a proximidade dessas duas bolhas acredita-se que elas estejam sofrendo algum tipo de interação. Segundo as simulações de bolhas de plasma em expansão por Yoshioka & Ikeuchi (1990), se uma das bolhas atingiu o estágio radiativo de evolução antes da colisão, os dois interiores não deveriam se misturar. Na região de significativa compressão entre elas deveria se formar uma parede fina e densa, com uma estrutura anular de material neutro denso à sua volta. Evidências observacionais da existência de tal região anular, em torno da interface entre as bolhas Local e Loop I, foram recentemente encontradas nos dados de raios-X de baixa energia e hidrogênio neutro em emissão á 21 cm por Egger & Aschenbach (1995).

Como foi notado por Dame et al. (1987) e Crawford (1991) as nuvens moleculares na direção da Sco-Cen – ρ Oph, Lupus, R Cra, G317-4, Saco de Carvão, Chamaeleon e Musca – estão localizadas á uma distância média de 150 pc do Sol e parecem definir uma “parede” de material denso que pode ser relacionada com a zona de interação das bolhas Local e Loop I. Mais ainda, Knude (1984) e Franco (1990) observaram efeitos de estruturas tipo-lâmina sobre a distribuição dos excessos de cor em algumas destas direções que também foram interpretados como sendo devido às partes mais difusas da mencionada interface.

Uma representação esquemática das duas bolhas é dada no lado esquerdo da Figura 1.3, baseada no modelo de Iwan (1980). Uma visão frontal da distribuição das nuvens escuras na direção da zona de interação entre as bolhas é dada no lado direito da mesma figura. As posições e tamanhos das nuvens foram obtidas de Dame et al. (1987) e os contornos da região anular de Egger & Aschenbach (1995).

Nesse quadro, pode se imaginar que o material interestelar foi comprimido de ambos os

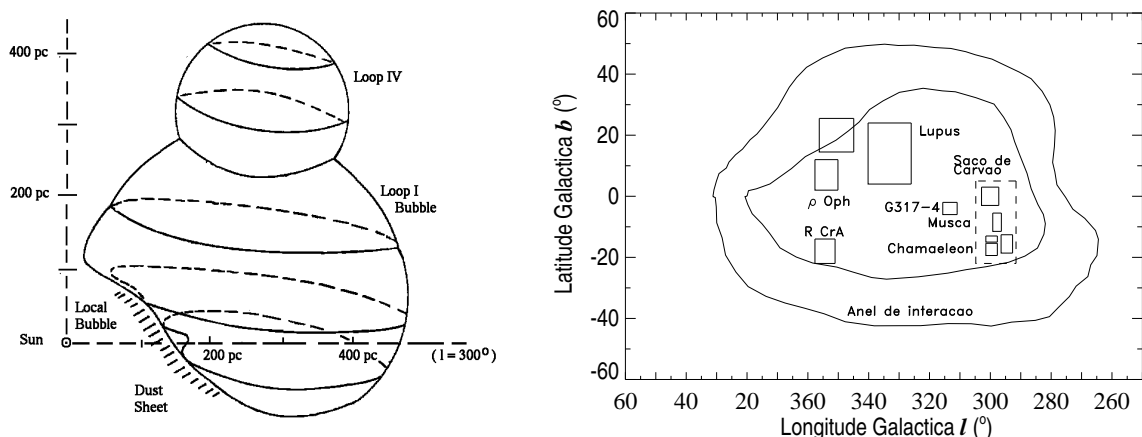


Figura 1.1: à esquerda Representação esquemática das Bolhas Local e Loop I baseado no modelo de Iwan (1980). à direita Detalhe das nuvens escuras na direção da zona de interação das bolhas Local e Loop I. As posições e tamanhos das nuvens foram obtidas do “survey” de CO em emissão realizado por Dame et al. (1987) e os contornos da região anular dos dados do “ROSAT all-sky survey” de Egger & Aschenbach (1995). O retângulo tracejado delimita a região estudada neste trabalho

lados da interface. Do lado mais distante, pela ação dos eventos energéticos das estrelas da associação Sco-Cen varrendo o material deixado após a formação estelar (Weaver 1979; Iwan 1980; Crawford 1991; de Geus 1992), e do lado mais próximo, pelos eventos que criaram a região de baixa densidade em torno do Sol (e.g. Gehrels & Chen 1993; Frisch 1993, 1996; Cox & Reynolds 1987; Welsh et al. 1994).

Várias linhas independentes de dados indicam que a nuvem de gás interestelar de baixa densidade em torno do Sol flui através do sistema solar a uma velocidade de -20 km s^{-1} desde a direção $l = 314^\circ$ e $b = -1^\circ$ (Frisch & York 1986). Este movimento é usualmente chamado de “vento interestelar local”, e parece ser parte do lado mais próximo da bolha Loop I, que empurra o material através do sistema solar (Frisch 1981; Crutcher 1982).

Em adição, as linhas de absorção interestelar dentro de 100 pc do Sol, mostram evidências de um fluxo de material análogo ao “vento interestelar local”. Supondo que o Sol está embebido dentro de um “vento interestelar” único que se move desde a direção (l_v, b_v) com velocidade v_v Crutcher (1982) obteve os seguintes valores $(l_v, b_v, v_v) = (345^\circ, -10^\circ, -15 \text{ km s}^{-1})$. Em uma análise semelhante Frisch & York (1986) obtiveram os valores $(354^\circ, +3^\circ, -12 \text{ km s}^{-1})$ e Crawford (1991) obteve os valores $(301^\circ, +59^\circ, -9 \text{ km s}^{-1})$. Numa análise mais elaborada Lallement et al. (1986) encontraram evidências de quatro movimentos separados (cf. Tab. 2 do artigo), os quais são conhecidos como os vetores *Asterix*, *Obelix*, *Idefix* e *Panoramix*.

Supondo que este fluxo poderia ser descrito considerando-se que as nuvens estão na superfície de uma esfera centrada na associação Sco-Cen ($l_o = 320^\circ$, $b_o = 11^\circ$) Crawford (1991) obteve uma velocidade de expansão $v_o = 7 \text{ km s}^{-1}$. Em qualquer um dos casos, este fluxo parece ser causado pela expansão da bolha Loop I nas vizinhanças do sistema solar, onde seus efeitos são sentidos como emissão de raios-X de baixa intensidade e atividades de ondas de choque (Frisch & York 1986).

Egger & Aschenbach (1995) observaram que a coluna de densidade do hidrogênio neutro

aumenta de menos do que 10^{20} cm^{-2} para cerca de $7 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ em torno de 70 pc do Sol, e que este aumento, supostamente, é devido à estrutura anular formada pela interação da bolha Local com a bolha Loop I. Esta distância também é sugerida por Centurion & Vladilo (1991), que encontraram a presença de uma “parede” de gás neutro localizada á 40 ± 25 pc do Sol, cuja coluna de densidade do hidrogênio neutro N_{HI} é aproximadamente 10^{20} cm^{-2} .

Em adição às velocidades indicativas do fluxo de material da Sco-Cen, algumas das estrelas mais distantes ($d \approx 100$ pc) também apresentam componentes com velocidades em torno de 0 km s^{-1} (Frisch & York 1986). Na faixa de longitude de $360^\circ \leq l \leq 345^\circ$ existem várias componentes com baixa velocidade radial ($-4 \text{ km s}^{-1} \leq V_{\text{LSR}} \leq +4 \text{ km s}^{-1}$), consistentes com a proximidade das nuvens ρ Oph e Lupus (Crawford 1991). Para as latitudes positivas entre as longitudes $325^\circ \leq l \leq 295^\circ$, também foram observadas várias componentes com velocidades que são baixas, mas claramente negativas ($-4 \text{ km s}^{-1} \leq V_{\text{LSR}} \leq 0 \text{ km s}^{-1}$).

1.2 Trabalho Proposto

Em duas investigações recentes, uma na direção do centro geométrico do complexo de nuvens Chamaeleon-Musca (Franco 1991), e outra na direção da nuvem escura Saco de Carvão (Franco 1989, 1995) foram notadas grandes semelhanças nos diagramas de excesso de cor $E(b-y)$ por distância d (pc). Como pode ser visto na Figura 1.1, apesar dessas nuvens estarem separadas por mais de 15° no céu, os diagramas mostram que a transição para valores maiores de excesso de cor ocorre aproximadamente à mesma distância, e o valor mínimo deste aumento, depois que a transição acontece, é aproximadamente o mesmo: $\Delta E(b-y) \approx 0^m.100$.

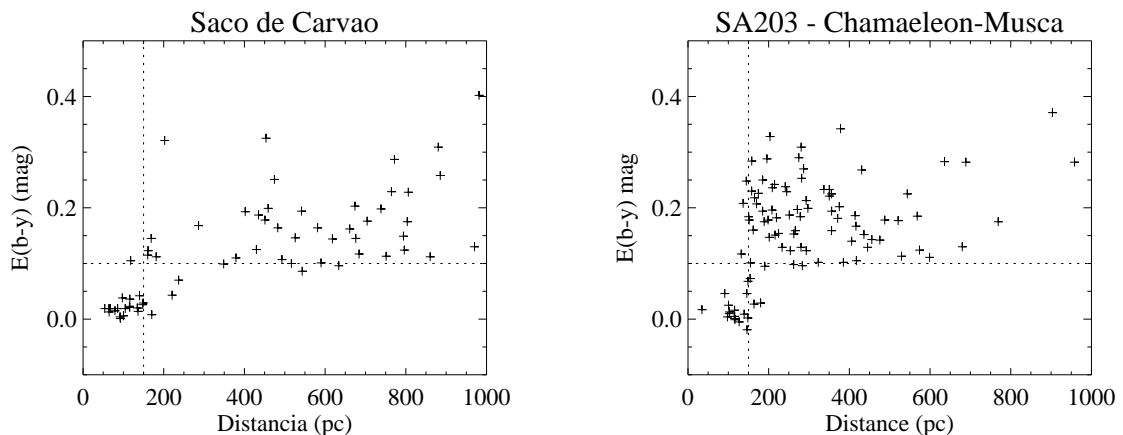


Figura 1.2: Diagramas de excesso de cor $E(b-y)$ vs. distância d (pc), obtidos por Franco (1989, 1991), para estrelas cobrindo a nuvem escura Saco de Carvão e o complexo de nuvens Chamaeleon-Musca. Apesar das regiões observadas estarem separadas por mais de 15° os diagramas mostram características similares. O valor adotado para a lei de extinção foi $R = 3.1$

Tais efeitos sugeriram que essas nuvens poderiam estar fisicamente associadas, e um novo

programa fotométrico foi realizado para se comprovar tal hipótese. Foram selecionadas todas as estrelas dos tipos espectrais anteriores a G0 do catálogo do Smithsonian Astronomical Observatory (SAO) cobrindo a área definida pelas coordenadas Galácticas: $294^\circ \leq l \leq 307^\circ$ e $-20^\circ \leq b \leq 5^\circ$, que contém as nuvens em questão. As observações foram realizadas durante dois períodos observacionais, um em abril de 1992 (24 noites) e um outro em março de 1994 (30 noites), usando o telescópio dinamarquês de 50 cm “Strömgren Automatic Telescope”, instalado no European Southern Observatory (ESO) em La Silla, Chile. Este novo programa resultou em um total de 1017 estrelas com dados $uvby\beta$ de excelente qualidade (Corradi & Franco 1995, veja Capítulo 2).

Deve se notar, entretanto, que uma análise de qualidade requer a utilização de alguns critérios de seleção que excluam objetos que podem contaminar a amostra com resultados expúrios. Os critérios utilizados são discutidos em detalhe no Capítulo 3. A análise da distribuição dos excessos de cor é dada no item 3.2 (Corradi, Franco & Knude 1997).

Para se investigar a cinemática das componentes do meio interestelar local na direção das nuvens SCCM foi realizado um programa espectroscópico visando a obtenção de espectros de alta resolução ($R \approx 60\,000$) das linhas de absorção interestelar do dubleto de sódio neutro (NaI D). Foram selecionadas estrelas do tipo espectral B, localizadas até 500 pc do Sol, e cujos valores de excesso de cor e distância foram precisamente determinados na investigação fotométrica mencionada anteriormente.

Os dados foram obtidos em duas missões observacionais, uma em Abril/96 (5 noites) e outra em Abril/97 (6 noites). Foi utilizado o telescópio “Coudé Auxiliary Telescope” (CAT) de 1.4m, instalado no ESO, equipado com o “Coudé Echelle Spectrometer” (CES). Detalhes sobre as observações e sobre o método de redução, que envolve a correção dos efeitos da instrumentação, calibração dos espectros em comprimento de onda, eliminação da influência das linhas telúricas e a transformação para a escala de velocidades, referida ao Padrão Local de Repouso (LSR), encontram-se descritos no Capítulo 4.

Para a obtenção das velocidades radiais V_{LSR} , colunas de densidade ($\log N_{\text{NaI}}$) e parâmetro de dispersão de velocidades (b) das componentes individuais contribuindo para os perfis das linhas de absorção utilizou-se o método de ajuste de perfis, discutido no Capítulo 5. A análise dos resultados é dada no item 5.5 (Corradi, Franco & Knude 1998).

Capítulo 2

Dados Fotométricos

2.1 Fotometria Fotoelétrica

Através da fotometria fotoelétrica, pode-se determinar valores de excesso de cor e distância para um conjunto de estrelas medindo-se os seus brilhos (magnitudes) em vários comprimentos de onda. Isto pode ser feito com um detector que meça o fluxo F da radiação incidindo sobre sua superfície por unidade de tempo e de comprimento de onda. Entretanto, o fluxo medido é o resultado de vários efeitos sobre a radiação emitida, e pode ser representado da seguinte forma:

$$F = \int_{\lambda_a}^{\lambda_b} F_*(\lambda) T_{in}(\lambda, d) T_a(\lambda) T_t(\lambda) T_f(\lambda) \phi_d(\lambda) \quad (2.1)$$

onde

- $F_*(\lambda)$ é o fluxo da estrela que seria recebido na Terra na ausência de perturbações sobre o feixe ao longo de seu caminho. Ele é o produto de propriedades intrínsecas da estrela e obedece à lei do inverso do quadrado da distância em acordo com a lei de conservação do fluxo de energia;
- $T_{in}(\lambda, d)$ é a fração da radiação que é transmitida através do espaço interestelar até o observador. Este termo é função de λ e da distância d à estrela porque os grãos de poeira do meio interestelar que causam absorção e difusão estão espalhados de forma não homogênea pelo espaço;
- $T_a(\lambda)$ é a fração da radiação que é transmitida através da atmosfera terrestre. A luz atravessa uma coluna de ar (massa de ar) e sofre espalhamento seletivo e forte absorção no ultravioleta;
- $T_t(\lambda)$ é a fração da radiação que é transmitida através do sistema óptico do telescópio;

- $T_f(\lambda)$ é a fração da radiação que é transmitida pelo sistema de filtros que definem a faixa de comprimentos de onda que vão incidir sobre o detector;
- $\phi_d(\lambda)$ é a função característica do detector com o qual a luz estelar será finalmente medida.

Para que o fluxo medido forneça dados de alta qualidade é necessário que haja uma uniformização que permita que os dados obtidos em locais diferentes, por instrumentos com sensibilidades diferentes e sob condições observacionais diferentes possam ser comparados.

Em primeiro lugar, para se criar condições observacionais reprodutíveis, os comprimentos de onda limite do sistema devem depender apenas da transmissão dos filtros T_f . Assim pode-se controlar melhor a influência da atmosfera sobre os resultados, porque a transmissão atmosférica T_a varia não só de noite para noite como pode também variar durante a mesma noite. Como a transmissão do telescópio T_t é praticamente constante sobre um longo período de tempo e a janela do telescópio é muito maior que a “janela” óptica da atmosfera, sua influência fica reduzida. Mas para se evitar os problemas de aberração cromática e aumentar a transmissão no ultravioleta deve-se empregar um telescópio refletor.

É interessante também que se use um fotômetro multicanal. Neste, o feixe é dividido antes de passar pelo conjunto de filtros e incidir sobre os detectores. Assim medidas simultâneas podem ser realizadas melhorando a precisão na determinação de índices de cor, já que pequenas variações na transparência da atmosfera influenciam igualmente as medidas sobre todos os filtros. Os detectores podem ser tubos fotomultiplicadores ou CCDs, sensíveis à região espectral sob estudo, com boa eficiência quântica, grande capacidade de integração temporal, boa precisão na definição do sinal de entrada e com sensibilidade numa grande faixa de intensidades.

Um sistema fotométrico é definido pelo produto

$$S(\lambda) = T_f(\lambda) T_t(\lambda) \phi_d(\lambda). \quad (2.2)$$

Para que tal sistema seja útil sua função sensibilidade $S(\lambda)$ deve ser bem conhecida e deve ser independente do tempo tanto quanto possível. Contudo, na prática $S(\lambda)$ acaba sendo variável pois, partes do fotômetro precisam ser trocadas, os filtros e as partes refletivas mudam sua curva de transmissão com o tempo. Assim $S(\lambda)$ é única para uma dada instrumentação e define um sistema fotométrico único, chamado *sistema instrumental*.

Em princípio, poderia medir-se esta função sensibilidade do sistema fotométrico no laboratório a cada observação, mas não seria prático refazê-lo a cada noite. Uma maneira mais prática é medir as magnitudes de um conjunto de estrelas bem conhecidas e uniformemente distribuídas pelo céu, com uma determinada instrumentação, transformá-las para fora da atmosfera e assim estabelecer um *sistema fotométrico padrão*.

2.2 O Sistema Fotométrico $uvby\beta$ de Strömgren

Além da precisão que pode ser alcançada através de suas medidas, dentre os sistemas fotométricos encontrados, o sistema $uvby\beta$ proposto por Strömgren (1956, 1963, 1966) e complementado por Crawford & Mander (1966) é o que mais se enquadra dentro dessas características. Ele é definido exclusivamente pelos filtros de banda intermediária ($uvby$) e banda estreita ($H\beta$) tais que termos de correção de segunda ordem na extinção e nas equações de transformação tornam-se desnecessários.

O limite inferior do filtro u (3150 Å), bem como o limite superior do filtro y (5650 Å) encontram-se dentro da região transparente da atmosfera, tornando os limites deste sistema independentes da atmosfera terrestre. O filtro y foi planejado de tal forma que a magnitude y correlacione-se bem com a magnitude V do sistema UBV de Johnson. Entre os filtros u e v encontra-se a descontinuidade de Balmer, isto é, à direita de u ($\lambda > 3500$ Å) e à esquerda de v ($\lambda < 4100$ Å). Estes filtros não cobrem regiões de linhas espectrais, exceto a linha $H\delta$ (4100 Å), na faixa de v até o tipo espectral G0. Para estrelas mais frias, o espectro tem um grande número de linhas fracas, úteis na determinação da composição química.

Os filtros b e y não transmitem linhas espectrais e portanto o índice de cor ($b-y$), apresenta-se livre do efeito de bloqueio da radiação pelas linhas fracas e pode ser indicador de temperatura efetiva. Entretanto, este índice é afetado pelo avermelhamento interestelar. Um índice de cor mede essencialmente a inclinação do espectro contínuo na região espectral onde é definido.

Como o índice ($v-b$) é afetado pelo bloqueio de linhas e o índice ($b-y$) não o é, a diferença entre eles, chamada $m_1 = (v-b) - (b-y)$, indica o bloqueio de linhas (line blanketing). A presença de linhas de absorção metálicas¹ provoca uma mudança na inclinação do espectro contínuo; duas estrelas de mesma temperatura e densidade superficial podem ter composição química diferentes, isto é, mesmos átomos em proporções diferentes, portanto índices m_1 (metallicidade) diferentes.

Analogamente, estrelas de mesma temperatura podem ter luminosidades diferentes caso tenham gravidades superficiais diferentes. Para se determinar como a inclinação do contínuo fica afetada pela descontinuidade de Balmer, que correlaciona-se com a gravidade superficial $\log g$, define-se um outro índice de cor $c_1 = (u-v) - (v-b)$. Como o bloqueio em u é aproximadamente o dobro do em v , elimina-se o efeito de “blanketing”, deixando-se apenas os efeitos da descontinuidade de Balmer, portanto independentes da composição química da estrela.

O índice $H\beta$ é obtido pela razão de dois filtros interferenciais centrados sobre a linha $H\beta$ do hidrogênio ($\lambda = 4861$ Å), sendo um filtro largo ($\Delta\lambda \cong 150$ Å) e outro estreito ($\Delta\lambda \cong 30$ Å). Desta maneira este índice independe não só da extinção atmosférica mas também do avermelhamento interestelar. O filtro estreito mede o núcleo da linha, enquanto o largo mede também parte do contínuo. O índice $H\beta$ pode ser indicador de temperatura ou luminosidade dependendo do tipo espectral. Além disso, o sistema $uvby\beta$ possui um conjunto de estrelas padrão bem determinado (Crawford & Mander 1966) e a precisão que pode ser alcançada com este sistema é dificilmente obtida com outros sistemas fotométricos.

¹Em astrofísica são considerados metais todos os elementos de número atômico maior que o do He.

2.3 Dados Observacionais

Os detalhes da missão observacional e da redução dos dados, bem como os resultados obtidos, podem ser encontrados no artigo “*uvby β* photometry of 1017 stars earlier than G0 in the Centaurus-Crux-Musca-Chamaeleon direction”, apresentado a seguir. Os dados encontram-se disponíveis apenas no formato eletrônico, via “ftp anônimo: `ftp 130.79.128.5`” desde o “Centre de Données astronomiques de Strasbourg” (CDS).

uvby β photometry of 1017 stars earlier than G0 in the Centaurus-Crux-Musca-Chamaeleon direction ^{*,**}

W. J. B. Corradi and G. A. P. Franco

Departamento de Física - ICEx - UFMG, Caixa Postal 702, 30.161-970 - Belo Horizonte - MG, Brasil

Received October, 1994; accepted December, 1994

Abstract. — Strömrgren *uvby* β photometry has been collected for a total of 1017 stars earlier than G0 lying in an area of the sky containing the Southern Coalsack, the Musca, and the Chamaeleon dark clouds. The targets were selected from the SAO star catalog, and the results, which are only available in electronic form at the CDS, give V , $b - y$, m_1 , c_1 , and β on the standard systems, with overall rms errors for one observation of one star of 0^m008 , 0^m004 , 0^m006 , 0^m009 , and 0^m011 , respectively. The observational data introduced here is aimed for an investigation of the colour excess distribution in direction to the mentioned dark clouds as well as to the interstellar medium surrounding them.

Key words: Strömrgren photometry - stars: earlier than G0 - interstellar medium: clouds: Southern Coalsack; Chamaeleon.

1. Introduction

An investigation of the distribution of the interstellar dust material toward the Southern Coalsack (Franco 1989a, 1995) and the Chamaeleon-Musca dark clouds (Franco 1991) has been previously conducted based on four-colour and $H\beta$ photometry. It is remarkable that the obtained colour excess *vs* distance diagram obtained for stars toward the Southern Coalsack resembles very much the one obtained for stars toward the Chamaeleon-Musca dark clouds. Based on this similarity, one have suspected that these clouds could be the effect of directions showing high column density embedded in a unique large extended structure, probably related to the Loop I Bubble (Iwan 1980).

In order to investigate the hypothesis of a possible association between these clouds, a new photometric program has been conducted aiming to collect the data needed to study the distribution of the interstellar medium toward a region covering all these clouds. This article in-

roduces the obtained *uvby* β photometry for the observed stars.

2. The observations

Since the main purpose was to investigate the distribution of the interstellar dust material along directions through the Southern Coalsack and the main clouds composing the Chamaeleon-Musca dark clouds complex, as well as through the medium surrounding these clouds, a sample of stars covering a large area in the sky has been selected from the SAO star catalog. The surveyed area was chosen as covering the galactic coordinates $294^{\circ}5 \leq l \leq 307^{\circ}0$, and $-20^{\circ} \leq b \leq 4^{\circ}$, being that, stars below declination -80° were discarded due to difficulties in observing such low declination stars from the European Southern Observatory (ESO), on Cerro La Silla-Chile, where the observations were carried out. A total of 1053 stars earlier than G0 were selected from the catalog. Figure 1 shows the distribution onto the sky of the selected objects as well as the contours of the Coalsack, Musca and the Chamaeleon dark clouds.

The observations were carried out during two observing periods, one in April 1992 (24 nights – GAPF) and the other one in March 1994 (30 nights – WJBC), us-

Send offprint requests to: G. A. P. Franco

* Based on observations collected with the Strömrgren Automatic Telescope (Danish 50 cm) at the European Southern Observatory (ESO), La Silla, Chile

** The data are only available in electronic form at the CDS via anonymous ftp 130.79.128.5

ing the Strömgen Automatic Telescope (Danish 50 cm). The telescope was equipped with a six-channel $uvby\beta$ spectrograph-photometer (Florentin Nielsen 1985), which allows simultaneous measurements for the $uvby$ passbands, or simultaneous measurements for the narrow and wide passbands used to define the $H\beta$ index. This telescope also allows fully automatic observations (Florentin Nielsen et al. 1987), which has been used during some of the nights. On the remaining nights, the observations were collected using the non-automatic mode, that is, centering of the observed stars inside the diaphragm was attained manually. No systematic differences has been noticed between the two modes of observations.

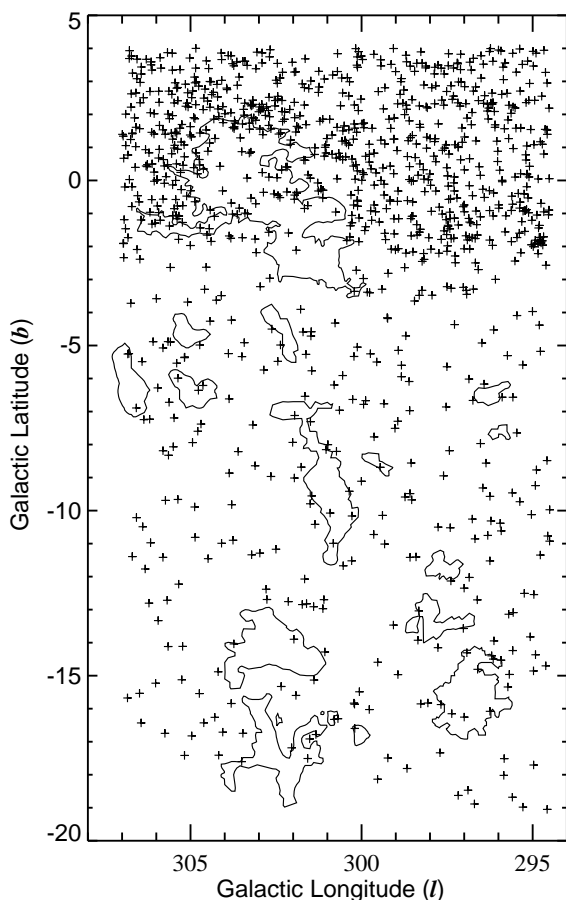


FIGURE 1. Distribution of the 1053 selected stars onto the sky. The contour for the Southern Coalsack represents the outer 2 K km s^{-1} velocity integrated CO emission obtained by Nyman et al. (1989), while the other contours are based on the dark clouds catalogue by Feitzinger & Stüwe (1984).

The procedure used during the measurements as well as the method used to reduce the data, such as: extinction correction, transformations to the $uvby$ and to the $H\beta$ standard systems, is described in details in a previous paper by Franco (1994). The observations collected in April

1992 were performed about 10 months after the violent eruption of Mt. Pinatubo on the island of Luzon in the Phillipines, that occurred on June 14/15, 1991. The effects, on the atmospheric extinction at La Silla, caused by the large amounts of aerosols introduced into the stratosphere has been discussed by Grothues and Gochermann (1992). The obtained y -colour extinction coefficient, k_y , showed large variations from night to night, indicating an additional extinction of 0.05 to 0.10 mag am^{-1} , in comparison to the standard extinction coefficient for an average photometric night sky at La Silla. No differences has been noticed for the extinction coefficients for colour indices as compared to the standard values, indicating that the additional extinction caused by Pinatubo eruption seems to be wavelength independent, in agreement to the results obtained by Grothues and Gochermann. Although showing a value larger than the standard one, the y -colour extinction coefficient proved to be very stable during each night used for four-colour measurements. Figure 2 gives the obtained values for the y -colour extinction coefficients for all nights employed for four-colour measurements in both observing runs.

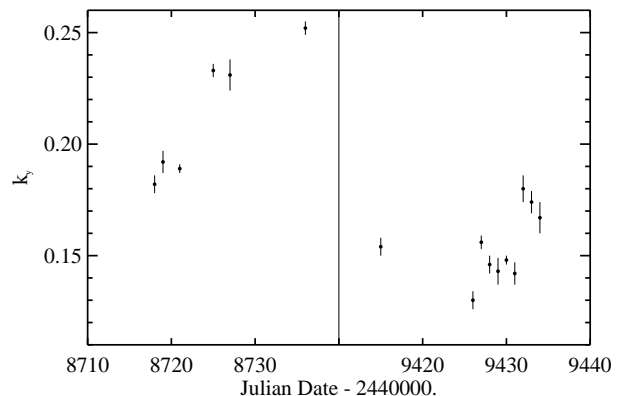


FIGURE 2. Extinction coefficients obtained for the y -colour. The vertical bars indicate the estimated errors of the obtained values.

Taking into account the calculated mean errors of the measurements of stars with two or more observations, one obtained that the overall rms errors for one observation of one star are $0^{\text{m}}008$, $0^{\text{m}}004$, $0^{\text{m}}006$, $0^{\text{m}}009$, and $0^{\text{m}}011$ in V , $b - y$, m_1 , c_1 , and β , respectively.

3. The results

The observations transformed to the standard $uvby\beta$ systems for 1017 observed stars are only available in electronic form at the CDS via anonymous ftp 130.79.128.5. The Table contains the star identification in the SAO catalogue as well as its HD number, the Michigan two dimen-

sional classification (Houk & Cowley 1975), right ascension and declination for the equinox 1950.0, the computed V magnitude on the Johnson system, the $(b - y)$, m_1 , c_1 , and the β indices, respectively.

In order to control the data quality, a comparison to earlier published $uvby\beta$ data of common stars has been performed. Our survey contains 210 stars in common to an earlier catalogue published by Franco (1989b). The obtained comparison between both results is given in Table 1, which shows that the agreement is very good. Table 2 gives the comparison to earlier results obtained by Knude (1992) for 31 common B type stars, while Table 3 gives the comparison to earlier results obtained by Olsen (1983) for 54 common A and F type stars. Again, the agreement can be considered very good, with a small systematic difference observed for the $H\beta$ index.

Most of the stars were observed at least twice in $uvby$ (about 80%), as well as in $H\beta$ (about 96%). Among them there are few objects that show rather large mean errors in magnitude and/or colour indices. Some of these stars show evolved or other kind of peculiar spectra. Five stars were found in the *General Catalogue of Variable Stars* (Kholopov et al. 1985-88) — 251436 (TU Mus), 251606 (LZ Cen), 251791 (S Mus), 251878 (R Cru), and 252281 (V606 Cen).

TABLE 1. Comparison to earlier results obtained by Franco (1989b). The mean differences represent the average of the results obtained in this paper minus the results obtained by Franco for 210 common stars. The errors quoted are rms errors of the mean differences. Units in 0^m001 .

	V	$b - y$	m_1	c_1	$H\beta$
\bar{x}	-6.1	-1.6	1.9	-1.8	5.6
σ	± 13.4	± 5.8	± 8.2	± 12.4	± 16.1

TABLE 2. Comparison to earlier results obtained by Knude (1992). The mean differences represent the average of the results obtained in this paper minus the results obtained by Knude for 31 common stars. The errors quoted are rms errors of the mean differences. Units in 0^m001 .

	V	$b - y$	m_1	c_1	$H\beta$
\bar{x}	-4.2	5.3	-1.7	-0.2	-13.3
σ	± 20.0	± 8.3	± 13.0	± 10.1	± 15.8

TABLE 3. Comparison to earlier results obtained by Olsen (1983). The mean differences represent the average of the

results obtained in this paper minus the results obtained by Olsen. The errors quoted are rms errors of the mean differences. Units in 0^m001 .

	V	$b - y$	m_1	c_1	$H\beta$
\bar{x}	-8.8	-1.2	3.1	-12.7	-11.4
σ	± 12.2	± 4.7	± 9.9	± 13.0	± 13.5
N	54	54	54	54	14

A detailed analysis of the data introduced in this paper is under preparation and will be published elsewhere. However, it is instructive to analyse the obtained $(b - y)$ versus β diagram for the observed stars. Figure 3 gives the $(b - y)$ vs. β diagram for the A and F type stars, while the same diagram for the B type stars is shown in Figure 4. As expected, most of the F type stars ($\beta \leq 2^m720$), which are in average closer than the other ones, show a concentration close to the standard relation, indicating very little colour excess. On the other hand, most the early B type stars show a minimum colour excess of about $E(b - y) = 0^m100$, which is thought to be caused by a sheet-like structure all over the surveyed area, containing the Southern Coalsack and the Chamaeleon-Musca dark clouds.

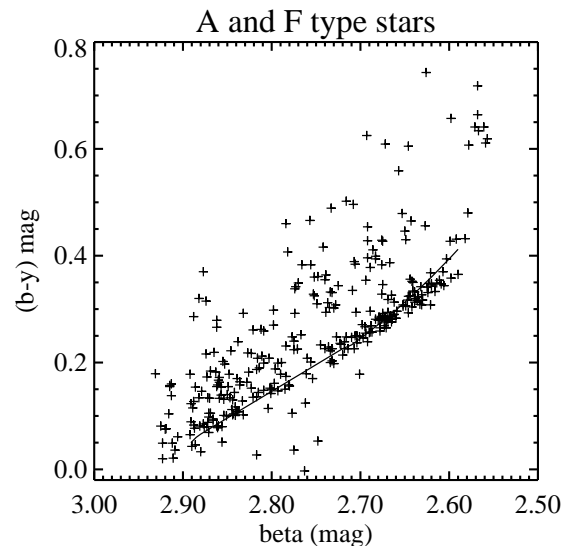


FIGURE 3. The $(b - y)$ vs. β diagram for the observed A and F type stars. The standard β - $(b - y)_o$ relation is indicated by the solid curve. Some of the stars appearing on the upper right-hand corner of this diagram are in fact late type stars which erroneously appear as earlier than G0 in the SAO catalogue.

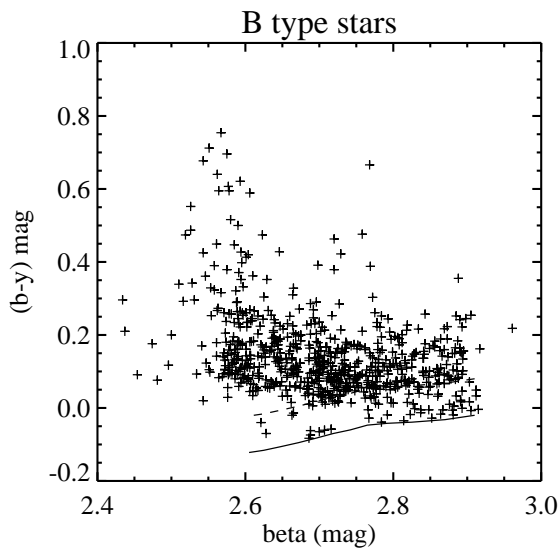


FIGURE 4. The $(b-y)$ vs. β diagram for the observed B type stars. The standard β - $(b-y)_o$ relation is indicated by the solid curve, while the dashed curve gives this relation shifted by a reddening $E(b-y) = 0^m 100$.

This article was processed by the author using Editions de Physique - Springer T_EX AA macro package 1990.

Acknowledgements.

The Danish Board for Astronomical Research is thanked for allocating the observing periods. The Brazilian Agencies CNPq and FAPEMIG are acknowledged for partially supporting this research.

References

- Feitzinger J.V. & Stüwe J.A. 1984, A&AS 58, 365
 Florentin Nielsen R. 1985, A 6-Channel *uvby*- β Spectrophotometer for the Danish 50 cm Telescope, Copenhagen Univ. Obs. Internal Report 9
 Florentin Nielsen R., Nørregaard P. & Olsen E.H. 1987, The Messenger 50, 45
 Franco G.A.P. 1989a, A&A 215, 119
 Franco G.A.P. 1989b, A&AS 77, 227
 Franco G.A.P. 1991, A&A 251, 581
 Franco G.A.P. 1994, A&AS 104, 9
 Franco G.A.P. 1995, A&A – in preparation
 Grothues H.-G. & Gochermann J. 1992, The Messenger, 68, 43
 Houk N. & Cowley A.P. 1975, University of Michigan Catalogue of Two-Dimensional Spectral Types for HD Stars, Univ. of Michigan, Ann Arbor, Vol. 1
 Iwan D. 1980 ApJ 239, 316
 Kholopov P.N., Samus' N.N., Frolov M.S., Goranskij V.P., Gorynya N.A., Kireeva N.N., Kukarkina N.P., Kurochkin N.E., Medvedeva G.I., Perova N.B., & Shugarov S.Yu. 1985-88, *General Catalogue of Variable Stars*, 4th edition (Moscow: Nauka Publishing House).
 Knude J. 1992, A&AS 92, 841
 Nyman L.-Å., Bronfman L., Thaddeus P. 1989 A&A 216, 185

Capítulo 3

Associação Física entre as Nuvens Saco de Carvão e Chamaeleon-Musca

3.1 Método de Obtenção do Avermelhamento Interestelar

3.1.1 Classificação Espectral Prévia

O sistema fotométrico $uvby\beta$ nos permite fazer uma estimativa do tipo espectral através da análise dos índices de cor livres do avermelhamento interestelar que podem ser obtidos dos índices $(b - y)$, m_1 e c_1 . Supondo uma lei de extinção interestelar padrão ($R = 3.1$), a extinção total A_v , e os excessos de cor, em função de $(b - y)$ são:

$$A_v = 4.3E(b - y); \quad (3.1)$$

$$E(c_1) = 0.20E(b - y); \quad (3.2)$$

$$E(m_1) = -0.32E(b - y); \quad (3.3)$$

$$E(b - y) = (b - y) - (b - y)_0. \quad (3.4)$$

Podemos definir então os seguintes índices livres de avermelhamento:

$$[m_1] = m_0 + 0.32(b - y)_0 = m_1 + 0.32(b - y); \quad (3.5)$$

$$[c_1] = c_0 - 0.20(b - y)_0 = c_1 - 0.20(b - y); \quad (3.6)$$

$$[u - b] = [c_1] + 2[m_1]. \quad (3.7)$$

Com estes índices pode-se construir diagramas de $[c_1] \times [m_1]$ e $[u - b] \times \beta$ que permitem fazer uma classificação espectral prévia das estrelas observadas para a separação dos tipos espectrais B, A e F, bem como detectar estrelas peculiares. Estrelas dos tipos espectrais de O9 até B9 são chamadas de grupo OB, enquanto aquelas compreendidas entre os tipos A3 até G0 são o grupo AF. As estrelas na faixa A0 até A2 são as A intermediárias (AI) e estrelas com valor de $[m_1] > 0.400$ são dos tipos K1 até M.

Strömgen (1966 - Fig. 1) mostrou ainda que as estrelas de população I das classes B2 até K0 de classe de luminosidade V (seqüência principal) ocupam, nestes diagramas, faixas bem definidas e bem separadas das estrelas de classe de luminosidade Ia, Ib, II, III e IV. As de classe II não são bem separadas das de classe Ia e Ib, e não existe uma separação clara entre as de classe III e IV, exceto para as estrelas de B9 até A5. A despeito da ambiguidade em torno do máximo de Balmer, uma estrela OB pode ser distinguida de uma AF. Elas podem ter valores idênticos de β e $[u - b]$, mas $[m_1]$ para as AF é consideravelmente maior. Deste modo a separação pode ser feita com base apenas nos índices fotométricos. Os critérios limites da fotometria Strömgen para a classificação espectral prévia são dados na Tabela 3.1.

Tabela 3.1: Critérios para separação dos tipos espectrais baseado nos índices fotométricos

Grupo	Critérios		
OB	$2.920 \geq \beta \geq 2.900$	$[u - b] \leq 1.34$	
OB	$2.900 \geq \beta \geq 2.880$	$[u - b] \leq 1.37$	
OB	$2.880 \geq \beta \geq 2.860$	$[u - b] \leq 1.40$	$[m_1] \leq 0.170$
OB	$2.860 \geq \beta \geq 2.840$	$[u - b] \leq 1.43$	$[m_1] \leq 0.160$
OB	$\beta \geq 2.840$	$[u - b] \leq 1.46$	$[m_1] \leq 0.160$
AF	$\beta \leq 2.889$	$1.25 \leq [u - b] \leq 1.30$	$[m_1] \geq 0.190$
AF	$\beta \leq 2.889$	$1.30 \leq [u - b] \leq 1.35$	$[m_1] \geq 0.190$
AF	$\beta \leq 2.889$	$1.35 \leq [u - b] \leq 1.40$	$[m_1] \geq 0.190$
AF	$\beta \leq 2.880$	$1.40 \leq [u - b] \leq 1.45$	$[m_1] \geq 0.183$
AF	$\beta \leq 2.872$	$1.45 \leq [u - b] \leq 1.50$	$[m_1] \geq 0.176$
AF	$\beta \leq 2.864$	$[u - b] \leq 1.50$	$[m_1] \geq 0.170$
KM			$[m_1] \geq 0.400$
AI	$\beta \geq 2.910$	$[c_1] \geq 1.017$	$0.150 \leq [m_1] \leq 0.220$

3.1.2 Cálculo dos Parâmetros Estelares Intrínsecos, Excessos de Cor e Distâncias

Através das calibrações dos parâmetros observados que são indicadores de temperatura pode se obter os índices estelares intrínsecos, corrigidos do avermelhamento interestelar. Com eles calcula-se o excesso de cor $E(b - y)$ e a distância d .

O grupo AF

Para as estrelas F, os índices β e $(b - y)$ são os indicadores de temperatura. Como β não é afetado pelo avermelhamento interestelar e pelo bloqueio de linhas, ele foi escolhido como parâmetro independente na calibração da cor intrínseca $(b - y)_0$. Para este estudo são definidos dois novos parâmetros:

$$\delta m_1(\beta) = m_1^{std} - m_1^{obs}; \quad (3.8)$$

$$\delta c_1(\beta) = c_1^{obs} - c_1^{std}, \quad (3.9)$$

onde m_1^{obs} e c_1^{obs} são os índices medidos e m_1^{std} e c_1^{std} são os índices padrões obtidos por Crawford (1975, 1978, 1979), para um dado valor de β . O parâmetro δm_1 leva em conta que duas estrelas de mesma temperatura (β) podem sofrer bloqueios de linha diferentes. O parâmetro δc_1 leva em conta que duas estrelas de mesma temperatura (β) podem ter descontinuidades de Balmer diferentes. Desse modo δm_1 é um indicador de metalicidade e δc_1 é um indicador de diferenças de luminosidade (gravidade).

A calibração da magnitude absoluta é feita em função dos indicadores de temperatura (β) e de luminosidade (δc_1). Foram usados dados de estrelas com paralaxes trigonométricas precisas para fixar de maneira independente o ponto zero da calibração e alguns aglomerados galácticos para obter a inclinação da relação entre M_v e β . Também foram levados em conta os efeitos evolutivos fazendo-se uma correção através do índice δc_1 . Maiores detalhes podem ser encontrados em Crawford (1978).

Para estrelas do tipo A (A3-A9), os índices exercem as mesmas funções que no tipo F. β é o parâmetro independente e mede temperatura e c_1 é o indicador de luminosidade. Estrelas com δc_1 muito negativo podem ser binárias ou Ap (peculiares). E estrelas com $\delta m_1 \leq -0.020$ são em sua maioria estrelas do tipo Am (metálicas).

Para as estrelas na faixa das A intermediárias, ao se aproximar do máximo, a descontinuidade de Balmer, que é função só da gravidade superficial, passa a ser afetada também pela temperatura e se torna função das duas grandezas, permanecendo assim até que se atinja o outro lado do máximo onde ela passa a depender apenas da temperatura. Como os resultados obtidos com estas calibrações não são precisos, as estrelas pertencentes a este grupo serão excluídas das análises.

Após a classificação espectral prévia (Tab. 3.1), se a estrela for AF a cor intrínseca $(b - y)_0$, será calculada pelas relações obtidas por Crawford (1975, 1979). Se for F com as equações (3.10a) e (3.10b), e se for A com as equações (3.11a) e (3.11b), através de um processo iterativo até a convergência em $(b - y)_0$:

$$(b - y)_0 = 0.222 + 1.11\Delta\beta + 2.7(\Delta\beta)^2 - 0.05\delta c_1 - (0.1 + 3.6\Delta\beta)\delta m_1, \quad (3.10a)$$

onde

$$\Delta\beta = 2.720 - \beta; \quad (3.10b)$$

$$(b - y)_0 = 2.946 - \beta - 0.1\delta c_1 - 0.25\delta m_1 \quad \text{se } \delta m_1 < 0; \quad (3.11a)$$

$$(b - y)_0 = 2.946 - \beta - 0.1\delta c_1 \quad \text{se } \delta m_1 > 0. \quad (3.11b)$$

A magnitude absoluta será calculada, se for F, com a equação (3.12) e se for A, com a equação (3.13):

$$M_v = M_v^{std} - (9 + 20\Delta\beta)\delta c_0; \quad (3.12)$$

$$M_v = M_v^{std} - 9\delta c_0. \quad (3.13)$$

Desse modo calcula-se a extinção total e a distância d pode ser obtida de acordo com a equação (3.14):

$$d = 10^{(V - M_v - 4.3E(b-y) + 5.) / 5}. \quad (3.14)$$

O grupo OB

Nesta faixa de tipos espectrais os índices c_1 e $(b - y)$ são ambos indicadores de temperatura. Entretanto, c_1 é consideravelmente menos afetado pelo avermelhamento e será tomado como parâmetro da calibração. O índice β passa a ser indicador de luminosidade, o que é adequado para a calibração da magnitude absoluta, já que β é livre do avermelhamento interestelar. Surge um efeito da temperatura, vindo do fato de que duas estrelas de mesma intensidade de linha mas com temperaturas diferentes podem não ter a mesma luminosidade.

Nesse caso após a classificação espectral prévia, a cor intrínseca $(b - y)_0$ é obtida através de um método iterativo, interpolando à partir do índice c_1 na relação padrão obtida por Crawford (1978). O cálculo da magnitude absoluta utiliza as equações:

$$M_v = M_v^{std} - 10\Delta\beta \quad \text{para } 0.20 \leq c_0 \leq 0.90; \quad (3.15a)$$

$$M_v = M_v^{std} \quad \text{para } c_0 \text{ fora do intervalo}, \quad (3.15b)$$

onde

$$\Delta\beta = \beta(std, c_0) - \beta. \quad (3.15c)$$

A absorção total A_v e a distância d são obtidas do mesmo modo que para as AF.

3.1.3 Critérios de Exclusão

Nem todas as estrelas observadas são úteis para o estudo do avermelhamento interestelar. Estrelas evoluídas ou que possuem peculiaridades no espectro desviam muito das calibrações e os resultados obtidos podem não ser de boa qualidade. Olsen (1979) estudando a distribuição das estrelas A e F no diagrama $[c_1] \times [m_1]$ delimitou as regiões onde se situam estrelas peculiares, metálicas e de alta luminosidade. Tobin (1985) estudando a distribuição das estrelas do tipo espectral B no diagrama $\beta \times c_0$, que é semelhante a um diagrama HR, derivou critérios para distinguir estrelas peculiares e evoluídas (classe de luminosidade). Tais critérios de exclusão das estrelas inadequadas à realização deste projeto, são sumarizados na tabela 3.2.

Tabela 3.2: Critérios para a exclusão das estrelas inadequadas ao cálculo do avermelhamento

Critérios		Provável Razão de Exclusão
$0.043 < (b - y)_0 < 0.270$	$\delta m_0 > 0.045$	Ap, FHB, FBSwl e F pop. II
$0.270 < (b - y)_0 < 0.412$	$\delta m_0 > 0.100$	evoluídas
$0.043 < (b - y)_0 < 0.222$	$\delta m_0 < -0.025$	Am, Ap e F gigantes
$0.222 < (b - y)_0 < 0.270$	$\delta m_0 < -0.025$	Am, Ap, FmDel e F gigantes
$0.270 < (b - y)_0 < 0.412$	$\delta m_0 < -0.015$	Am, Ap, FmDel, F gigantes e G
$0.043 < (b - y)_0 < 0.412$	$\delta c_0 > 0.280$	evoluídas
$0.043 < (b - y)_0 < 0.412$	$\delta c_0 < -0.045$	F peculiares
$0.412 < (b - y)_0 < 0.500$	$c_0 > 0.400$	K, GII/Ib e G gigantes
$0.412 < (b - y)_0 < 0.500$	$c_0 > 0.200$	G4V subanãs
$0.175 < [m_1] < 0.215$	$c_0 > 0.935$	Ap
$(b - y)_0 > 0.500$		K2, CF8, K5 e G1 gigantes
$[m_1] < 0.175$	$(b - y)_0 < 0.043$	Ap quentes, supergigantes
$\beta < 2.590$	$\beta > 2.890$	fora da calibração para o grupo AF
$c_0 < -0.15$		B evoluídas
$-0.15 < c_0 < 0.20$	$\delta\beta > 0.025$	B evoluídas
$0.20 < c_0 < 0.50$	$\delta\beta > 0.050$	B evoluídas
$0.50 < c_0 < 0.85$	$\delta\beta > 0.075$	B evoluídas
$c_0 > 0.85$		B evoluídas
$\delta\beta < -0.010$		B evoluídas
$E(b - y)_0 < -0.015$	$\delta m_0 < -0.02$	variável ou peculiar
$\delta m_0 > 0.04$		variável ou peculiar
$\beta < 2.590$		fora da calibração para o grupo OB

FHB = Field Horizontal Branch; FBSwl = Field Blue Stragglers weakened line; FmDel = Fm Delphini

3.2 Análise da Distribuição dos Excessos de Cor

Os resultados da análise dos diagramas de excesso de cor encontram-se descritos no artigo “Physical association between the Southern Coalsack and the Chamaeleon-Musca dark clouds”, apresentado a seguir.

Physical association between the Southern Coalsack and the Chamaeleon-Musca dark clouds^{*}

W.J.B. Corradi^{1,2}, G.A.P. Franco¹, and J. Knude²

¹ Departamento de Física – ICEx – UFMG, Caixa Postal 702, 30161-970, Belo Horizonte – MG, Brazil

² Niels Bohr Institute for Astronomy, Physics and Geophysics, Juliane Maries Vej 30, DK-2100, Copenhagen Ø, Denmark
 (corradi@astro.ku.dk, franco@fisica.ufmg.br, indus@astro.ku.dk)

Received 20 August 1996 / Accepted 5 June 1997

Abstract. The results of a photometric programme aiming to investigate the hypothesis of a physical association between the Southern Coalsack and the Chamaeleon-Musca dark clouds are presented. The analysis is based upon $uvby\beta$ photometry for 1017 stars selected from the Smithsonian Astrophysical Observatory star catalog to cover these clouds and the connecting area defined by the galactic coordinates: $308^\circ \geq l \geq 294^\circ$ and $-20^\circ \leq b \leq 5^\circ$. To ensure a more complete sample the data were complemented by $uvby\beta$ photometry for 213 stars of Kapteyn's Selected Area 203, that lies at the center of the Chamaeleon-Musca dark clouds complex.

The distribution of the colour excesses $E(b - y)$ for stars with line-of-sight *inside* and *outside* the dark clouds' contours indicates the presence of a local low absorption volume that is limited at 150 ± 30 pc from the Sun by an extended interstellar dust feature, and is followed by another region with almost no additional reddening for another 350 pc. Combined with other data on the local ISM, the existence of the dust feature permeating the whole connecting area and the identical distance of the Southern Coalsack and Chamaeleon-Musca dark clouds suggest that these clouds could be dense condensations in the diffuse medium composing the interface of the Local and Loop I Bubbles.

Apparently, the minimum column density of the dust feature does not show a clear dependence with the galactic longitude, but may increase with the galactic latitude in the sense that $[E(b - y)_{\min}, b] = [0^m.050; 0^\circ] \rightarrow [0^m.100; -8^\circ] \rightarrow [0^m.150; -15^\circ]$. The quoted increase suggests either the approaching of the tangential point of a warped sheet-like structure of same column density and curved away from the Sun, or an inhomogeneous sheet-like structure roughly perpendicular to the galactic plane.

Send offprint requests to: W.J.B. Corradi (Brazilian Address)

^{*} Based on data collected with the Strömgren Automatic Telescope - SAT - Danish 50 cm installed at the European Southern Observatory (ESO) in La Silla, Chile

Key words: stars: distances – ISM: clouds – ISM: individual objects: Southern Coalsack – Chamaeleon-Musca – Loop I – Local Bubble

1. Introduction

Accurate distances to dark clouds and their distribution in the Interstellar Medium (ISM) are important tools that can provide constraints for studies of, e.g., star formation, infrared emission, ultraviolet scattering and shadowing experiments. The Southern Coalsack and the Chamaeleon-Musca dark clouds have been subject of various investigations, but the results have been disagreeing (Franco 1989a, 1991; Schwartz 1991).

The Southern Coalsack ($l = 303^\circ$, $b = 0^\circ$) has a complex structure and in some places shows several velocity components (Nyman et al. 1989). Although highly fragmented, a characteristic of clouds with star formation, it seems to be one of the few massive ($3500 M_\odot$) molecular clouds without star formation (e.g. Westerlund 1960; Tapia 1973; Weaver 1973; Bok et al. 1977). A distance of 150 pc was first suggested by Unsöld (1929) and Müller (1934) by means of star count studies. Later, Rodgers (1960) determined a value of 174 pc from photographic photometry. Seidensticker (1987, 1989), using UBV and $H\beta$ photoelectric photometry, proposed that the Southern Coalsack was mainly composed by two clouds, respectively, 188 and 243 pc from the Sun.

Franco (1989a) used Strömgren $uvby\beta$ photometry and found that the cloud might be at 180 ± 26 pc. Recently, analysing colour excesses from a fainter magnitude limited sample towards Selected Area 194 (SA 194), which covers the northern part of the cloud, Franco (1995) has found that the main structure of the Southern Coalsack is not farther than 200 pc from the Sun, with indications of dust as close as 150 pc.

The Chamaeleon-Musca complex is mainly formed by four clouds: Cha I ($l = 297^\circ.2$, $b = -15^\circ.6$), Cha II ($l = 303^\circ.0$, $b = -14^\circ.3$), Cha III ($l = 302^\circ.4$, $b = -17^\circ.4$) and Musca

($l = 300^\circ.6$, $b = -8^\circ.5$). The distance to Cha I is the most discussed, not only due to difficulties in obtaining a consistent explanation for the extinction law towards the cloud, but also because of the interest on it as a region of rich low-mass star formation. Most attempts to obtain the distance to Cha I has been centered on the analysis of the very young star HD 97300, which is clearly associated to this cloud (Cederblad 1946). The discussion has been whether the ratio R of total to selective extinction is abnormal ($R \approx 5$) or not ($R \approx 3$). If R is normal an explanation of the infrared excess observed for this star is missing (Henize 1963; Grasdalen et al. 1975; Hyland et al. 1982; Jones et al. 1985; Thé et al. 1986; Steenman & Thé 1989). Distances ranging from 115 to 215 pc have been suggested. Independently of this star, a distance estimate to Cha I was proposed by Whittet et al. (1987), who derived a distance of 140 pc using a colour excess vs. distance relation for field stars. This value implies an anomalous extinction law toward HD 97300.

Concerning the distance to the other clouds very little has been done so far. According to King et al. (1979), Cha II would be between 165 and 330 pc. Hetem et al. (1988) proposed a distance of 200–250 pc to Musca assuming that it was possibly related to the Chamaeleon complex. Fitzgerald et al. (1976) investigating the Thumbprint nebula, close to the line-of-sight of Cha III, suggested a distance of 400 pc to this nebula. Graham & Hartigan (1988) assumed this distance as being the most appropriate to Cha II.

Using $wvby\beta$ photometry for stars in SA 203, which lies close to the geometrical center of the Chamaeleon-Musca complex but without covering most of the complex's clouds, Franco (1991) suggested the existence of a sheet-like structure positioned at about 140 pc. It was also suggested that the clouds in this general direction could be physically associated, forming an extended structure. If so, Cha I is placed at 140 pc, in agreement with Whittet et al. (1987), and Cha II would be no farther than 158 ± 40 pc, much closer than the otherwise suggested 400 pc.

1.1. Are the Southern Coalsack and the Chamaeleon-Musca dark clouds physically associated?

With a standard value for $R = 3.1$, a comparison of the colour excess $E(b-y)$ vs. distance diagrams for the Chamaeleon-Musca complex (Franco 1991) and the Southern Coalsack (Franco 1989a) shows great similarities. As can be seen in Fig. 1, the jump of the colour excess to higher values occurs approximately at the same distance, and the observed minimum value of this rise is almost the same: $\Delta E(b-y) \approx 0^m.100$.

Although the clouds are apart by more than 15° these facts suggest that they might be dense condensations embedded in an extended interstellar structure. As discussed in this paper, such a structure might be related to the interface between the Local and Loop I Bubbles.

The observational data are described in Sect. 2 and colour excesses vs. distance diagrams are used in Sect. 3 to investigate the reddening distribution. The two low reddening volumes and the sheet-like dust feature are discussed in connection to the

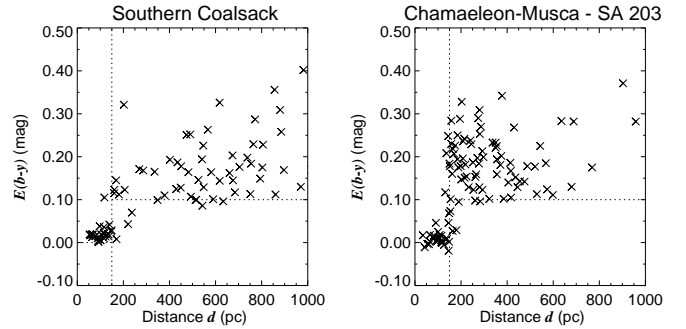


Fig. 1. Colour excess vs. distance diagrams, obtained by Franco (1989a, 1991), for the stars covering the Southern Coalsack and the Chamaeleon-Musca clouds. Besides the clouds are apart from each other by more than 15° both diagrams show similar characteristics. A standard value ($R = 3.1$) has been adopted for the extinction law

other data on the local ISM in Sects. 4 and 5, respectively. The conclusions are summarized in Sect. 6.

2. Observational data

In order to sustain the hypothesis of a physical association of the Southern Coalsack and the Chamaeleon-Musca complex, a new photometric programme has been carried out to trace the extinction between the features. We used the Strömgren Automatic Telescope (SAT) in La Silla, Chile, to obtain $wvby\beta$ photometry for all stars in the area defined by the galactic coordinates $308^\circ \geq l \geq 294^\circ$ and $-20^\circ \leq b \leq 5^\circ$, that were earlier than G0 in the catalog of the Smithsonian Astrophysical Observatory (SAO).

The SAT is equipped with a permanent six-channel $wvby\beta$ spectrograph-photometer (Florentin-Nielsen 1985), which allows simultaneous four-colour measurements for the $wvby$ passbands, or simultaneous measurements for the narrow and wide passbands used to define the $H\beta$ index. Most stars were observed at least four times, twice in $wvby$ and twice in $H\beta$. These measurements were used to obtain the visual photoelectric V magnitude, the colour index $(b-y)$, the colour index differences m_1 and c_1 , and the $H\beta$ index on the standard system (Crawford & Barnes 1970; Grønbech et al. 1976; Crawford & Mander 1966).

The rms errors for one observation of one star are $0^m.008$, $0^m.004$, $0^m.006$, $0^m.009$ and $0^m.011$, in V , $(b-y)$, m_1 , c_1 and β , respectively. Details describing the observational method and the data for the 1017 observed stars can be found in Corradi & Franco (1995). The data were complemented by the $wvby$ and $H\beta$ measurements of 213 stars from the Potsdam Spektral-Durchmusterung of the SA 203, at the geometrical center of the Chamaeleon-Musca dark clouds (Franco 1992).

Intrinsic colours, absolute magnitudes and distances have been computed following the calibrations suggested by Crawford (1975, 1978, 1979) and Olsen (1988). For the F-type stars the calibration of Olsen (1988) was adopted instead of Crawford (1975) since the former includes metal weak stars. The accuracy of reddenings and distances is estimated by the propagation of

Table 1. Galactic delineation of the eight sub-areas, and their respective total number of stars N

Sub-area	Gal. Longitude (l°)	Gal. Latitude (b°)	N
I	$308 \geq l \geq 300$	$0 \leq b \leq 5$	118
II	$300 \geq l \geq 294$	$0 \leq b \leq -5$	88
III	$308 \geq l \geq 300$	$-5 \leq b \leq 0$	15
IV	$300 \geq l \geq 294$	$5 \leq b \leq 0$	61
V	$308 \geq l \geq 300$	$-12 \leq b \leq -5$	52
VI	$300 \geq l \geq 294$	$-12 \leq b \leq -5$	16
VII	$308 \geq l \geq 300$	$20 \leq b \leq 12$	40
VIII	$300 \geq l \geq 294$	$-20 \leq b \leq -12$	49

the measuring errors into the calibrations, applying the method described by Knude (1978c). Taking into account the rms errors of one observation of one star, stated above, colour excesses $E(b - y)$ have been estimated with a mean accuracy of 0.018, and the distances to the A- and F-type stars with mean accuracy of 21%. For the B-type stars the distance accuracy is within 15–30%. To calculate stellar distances standard ratio between visual absorption and reddening $A_V = 4.3 E(b - y)$ has been adopted.

In order to compute intrinsic properties a set of criteria must be met. The criteria are those proposed by Olsen (1979), Crawford (1975, 1978, 1979) and Tolin (1985); and a detailed description is given by Franco (1989b). Known variables were also excluded (Kholopov et al. 1985), e.g. LZ Cen (Vaz et al. 1995), as well as stars with mean errors larger than 5 times the standard deviation in any magnitude and/or colour indices. Moreover, as the estimates of $E(b - y)$ and distance for stars belonging to the intermediate group, mostly composed by A1–A2 type stars, may be less accurate they were also excluded from the present analysis.

Of the 1218 stars, only 510 fulfilled the imposed selection criteria. The (l, b) positions of the final sample of accepted stars are given in Fig. 2. The thick contours are the lowest opacity level of the photographic Dark Clouds Catalogue (DCC) compiled by Feitzinger & Stüwe (1984). The thinner contour is the outer 2 K km s^{-1} velocity integrated CO emission for the Southern Coalsack (Nyman et al. 1989). The horizontal and vertical dashed lines delineate eight sub-areas that will be used to discuss the details of the reddening distribution. The limits of the sub-areas, identified by the roman numbers, are summarized in Table 1.

Stars with line-of-sight *inside* and *outside* the DCC contours, are indicated by the (\times) and (+) signs, respectively. Such a division seems proper for our analysis of a connection between the diffuse and dense ISM. Near the galactic plane ($-5^\circ < b < 5^\circ$) the DCC contours may be partially related to some background clouds that are not associated to the Southern Coalsack, so a sub-group *inside* the CO contour has been defined to avoid this problem. Stars in this sub-group are indicated by the (\square) signs.

The last column of Table 1 indicates the total number of stars in each sub-area. The average number of stars per square degree

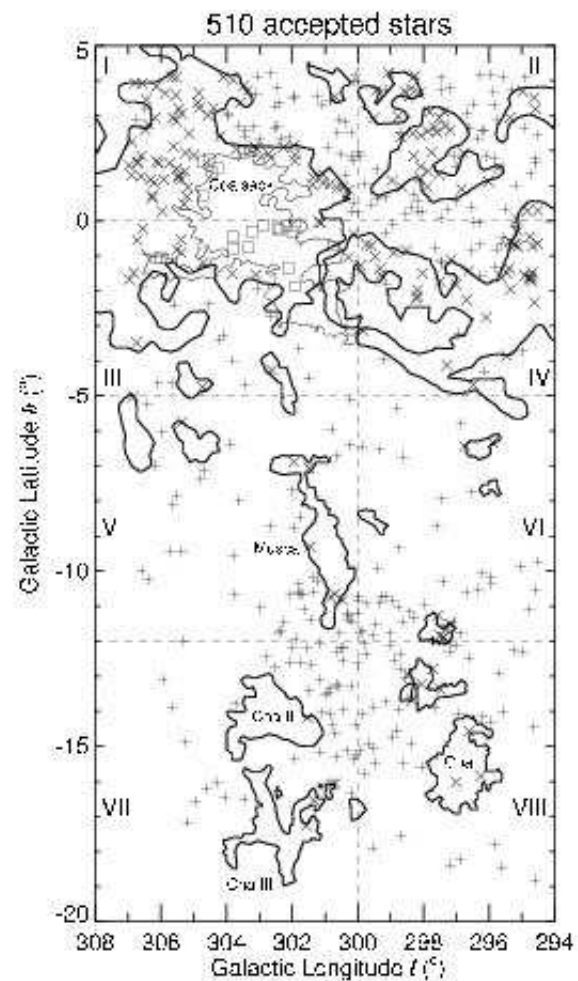


Fig. 2. Distribution of the 510 stars which fulfilled the imposed selection criteria. The clouds' contours defined by the thick lines are the lowest opacity level of the DCC and the thin one is the outer 2 K km s^{-1} velocity integrated CO emission contour for the Southern Coalsack. Stars with line-of-sight *inside* and *outside* the DCC contours are represented by the (\times) and (+) signs, respectively. Stars *inside* the (\square) contour are indicated by the (\square) signs. The horizontal and vertical dashed lines delineate eight sub-areas identified by roman numbers.

ranges from 0.8 to 3. This variation is probably of no importance since we are probing a large scale feature. We are aware that the stellar magnitude distribution over the field is inhomogeneous, but since a lower reddening envelope is the interesting issue the varying limiting magnitude carries no importance. The working hypothesis is that a sheet is present from the Coalsack to the Chamæleon-Musca dark clouds and where we have a star beyond $\approx 150 \text{ pc}$, the sheet is detected. The feature is coherent - Fig. 1 shows that beyond 150 pc no zero reddening stars are present - so all stars must be affected by a common structure.

3. Reddening distributions

With the colour excesses and distances of the 510 selected stars $2B(b - y)$ vs. $d(\text{pc})$ diagrams have been obtained. Figs. 3a and

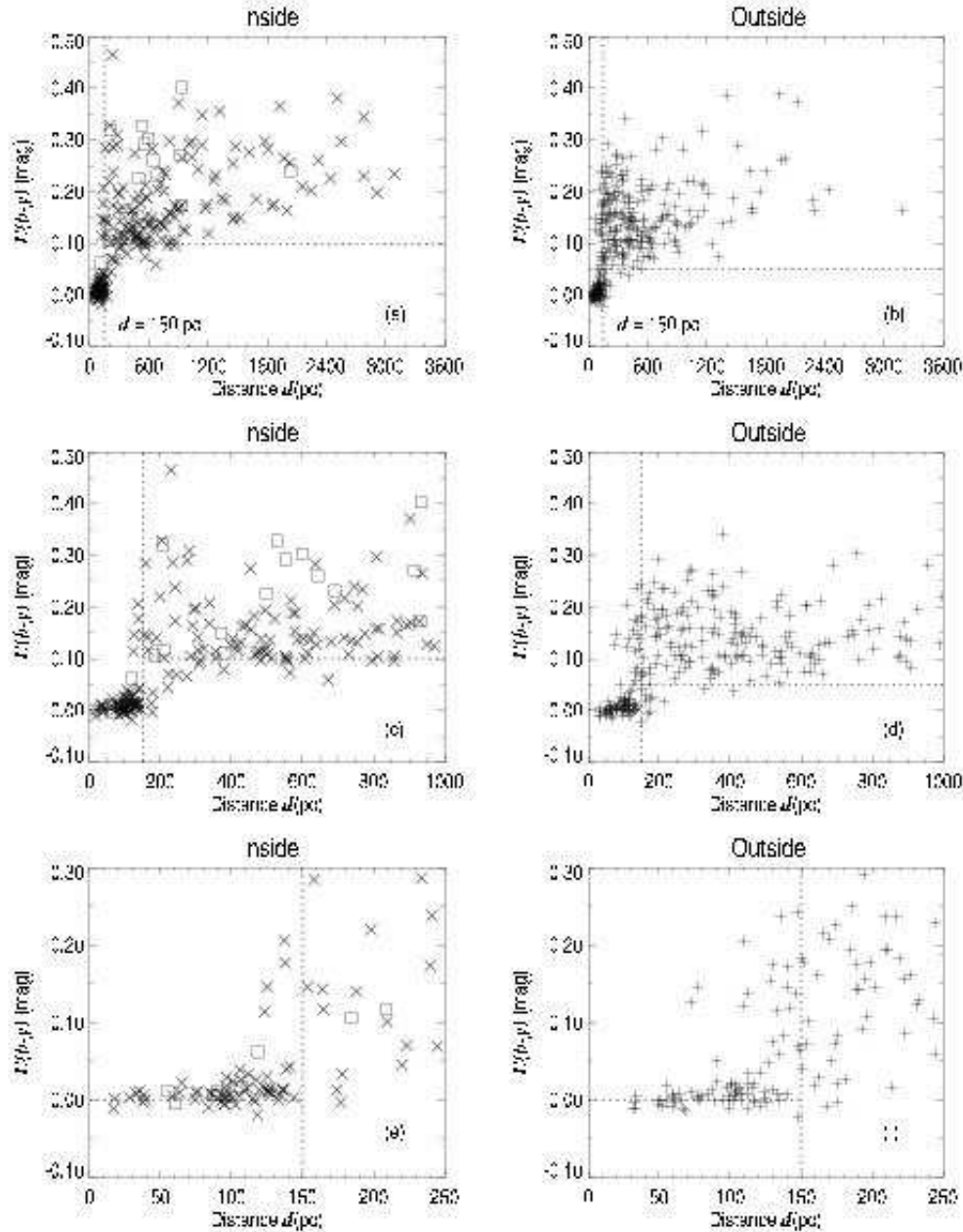


Fig. 3a–f. Colour excess vs. distance diagrams for the accepted stars. **a** in the *inside* group, **b** in the *outside* group. The vertical dotted lines at $d = 150$ pc indicate where higher absorption sets in and the horizontal ones indicate the respective lower envelopes of absorption $E(b - p) \approx 0.100$ (*inside*) and $E(b - p) \approx 0.050$ (*outside*) formed beyond this distance. Stars in the sub group *inside* the CO emission contour for the Southern Coalsack (0+) signs) have the same behaviour of the other *inside* stars. **c** and **d** detailed view up to distances of 1 kpc, where the lower envelopes can be better seen, suggesting that an extended interstellar structure has probably been crossed. **e** and **f** detailed view up to 250 pc. The foreground reddening is very low to both groups and a transition region, where $E(b - p)$ has a sudden increase, sets in the distance range of 150 – 30 pc.

3b show a region up to about 150 pc with very little reddening, which is followed by another region with a lower envelope $E(b - p) \approx 0.100$ to the *inside* and $E(b - p) \approx 0.050$ to the *outside* groups. The vertical dotted lines at $d = 150$ pc indicate where higher absorption sets in and the horizontal ones indicate the respective lower envelopes of absorption formed beyond this distance.

Figs. 3c and 3d are a view for distances up to 1 kpc. The lower envelopes of minimum reddening can be better seen, suggesting that an extended interstellar structure may have been crossed. Note that stars *outside* the CO contour follow the tendency of the others *inside* the DCC contours. An even more detailed view up to 250 pc can be seen in Figs. 3e and 3f. The foreground reddening is very low to both *inside* and *outside* groups, and, at

the distance range of 150 – 30 pc, a transition region appears where the $E(b - p)$ values have a sudden increase.

The $E(b - p)$ vs. d diagrams of the eight sub areas, up to distances of 1 kpc, are shown in Fig. 4 to the *inside* (left) and *outside* (right) groups. The structure in all sub areas is fairly similar, i.e., there is a steep rise of the reddening after 150 – 30 pc forming a lower envelope of minimum absorption beyond this distance. Note also the presence of an upper envelope of maximum absorption. These effects indicate that an extended interstellar structure can be permeating the whole area.

Since the observed stars are within different dark clouds the colour excesses, shown in Fig. 3, could be either the effect of a common structure containing the embedded molecular clouds or just an effect of different superposing structures. In order to investigate how the reddening is distributed over the area

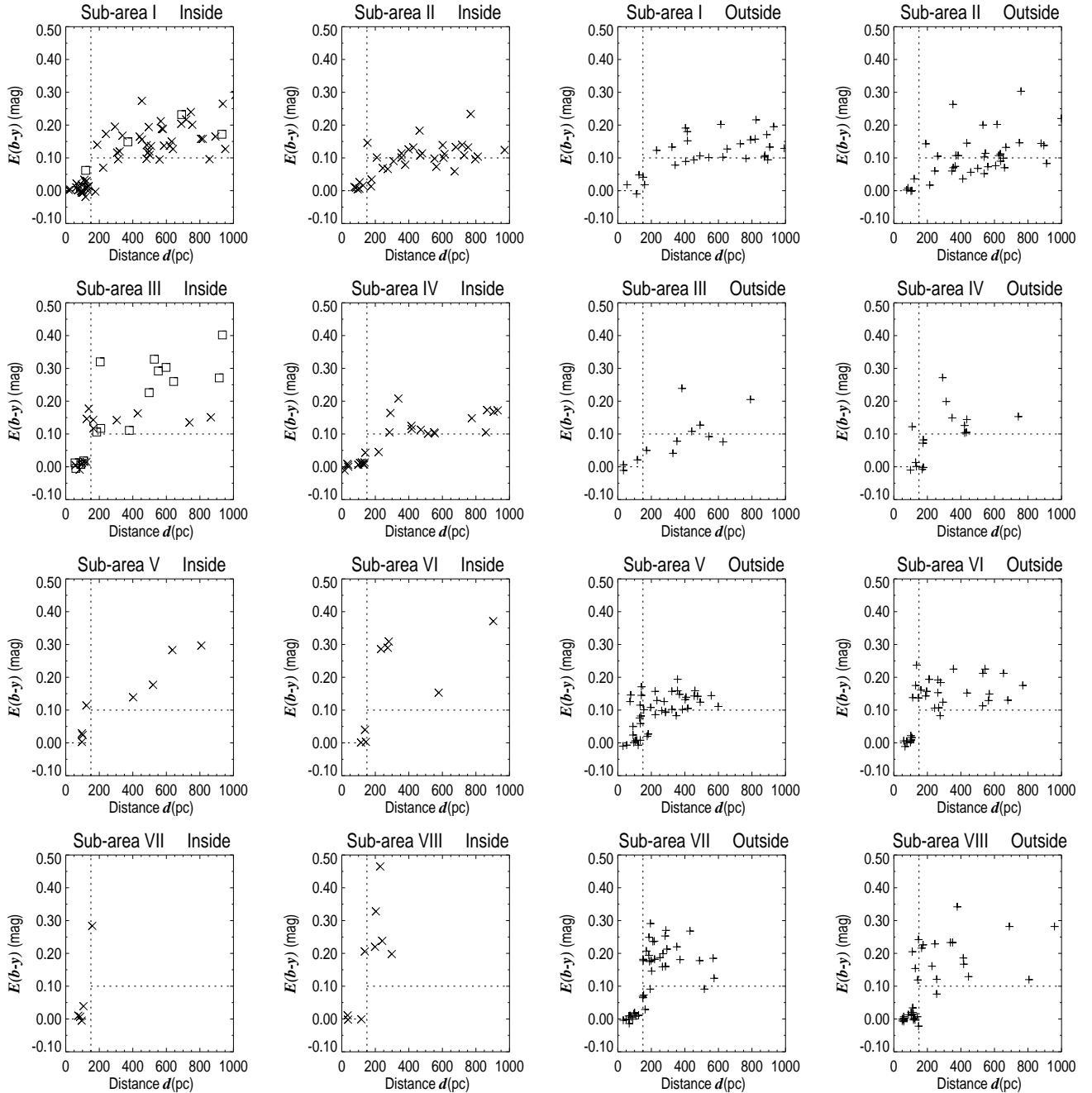


Fig. 4. $E(b-y)$ vs. d diagrams for the eight sub-areas investigated, up to distances of 1 kpc. (left) to the *inside* group. (right) to the *outside* group. The structure in all sub-areas is fairly similar with the steep rise of the reddening, after 150 ± 30 pc, forming a lower envelope of minimum absorption beyond this distance. Such effect indicates the existence of a structure permeating the whole area. Note, however, that the lower envelope of colour excesses seems to be increasing its minimum value with the galactic latitude, as can be visualized using the reference dashed lines (see discussion in the text)

we have analysed the colour excesses using the eight sub-areas mentioned on Sect. 2.

It is remarkable that the lower envelope of colour excesses seems to have an increasing value with galactic latitude, as can be visualized using the reference dashed lines traced at $E(b-y) = 0^m100$. For the *outside* group, near the galactic plane, but mostly in sub-area II, the lower envelope of $E(b-y)$ seems to

be around 0^m050 . Increases to around 0^m100 in sub-areas V-VI, and seems to further increase to 0^m150 in sub-area VII.

For the *inside* group a similar effect may be present, but the small number of stars at the higher latitudes does not allow such an increasing effect to be clearly revealed. Anyway, near the galactic plane the lower level seems to be 0^m100 , then increases to around 0^m150 in sub-areas V-VI, and most proba-

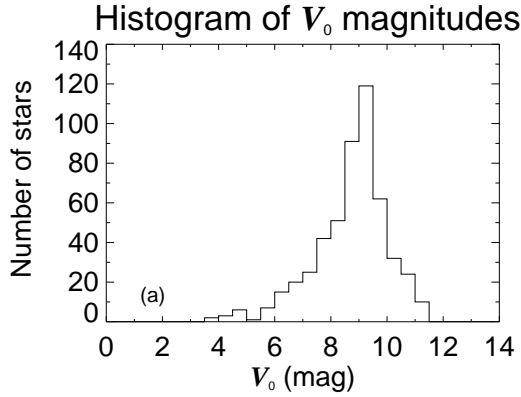


Fig. 5. a Histogram of photoelectric V_0 magnitudes for the 510 stars fulfilling the selection criteria. Note the decrease in the number of stars fainter than $V_0 \approx 9^m.5$ meaning that (for SAO and Potsdam stars) the final sample may be complete, in magnitude, only down to this value

bly increases to $0^m.200$ in sub-areas VII-VIII. In sub-area II for the *inside* and *outside* groups the envelope is remarkably well defined at $0^m.050$. There are some stars indicating this value as a minimum reddening for sub-areas I, III and IV, which might suggest $E(b - y) \approx 0^m.050$ as representative of the reddening caused by the feature's most diffuse parts. We refer to Sect. 4 for a more thorough discussion.

Summing up, the existence of a common envelope of minimum colour excess starting approximately at the same distance in all sub-areas suggests obscuring material distributed in an extended interstellar structure. The Southern Coalsack and the Chamaeleon-Musca dark clouds seem to be part of the sheet since they are also located at 150 ± 30 pc from the Sun. As the complete range of colour excess from $\approx 0^m.100$ to $0^m.275$, shown by the stars in a very narrow distance slot centered on 150 pc (Figs. 3e and 3f), does not change for another 350 pc (Fig. 3c and particularly 3d) the dust sheet at 150 pc may be followed by another low column density volume. Finally, if the increase of the $E(b - y)$ lower envelope's value with the galactic latitude is real, it could be either due to approaching the tangential point of a warped sheet-like structure of same column density and curved away from the Sun, or an inhomogeneous sheet-like structure roughly perpendicular to the galactic plane.

3.1. Limiting magnitude effects on $E(b - y)$ and distances

In a sample of probes from a limited spectral range and brighter than a common faintest magnitude the reddening data are expected to be complete to a maximum observable colour excess, given at each distance by the sample's limiting magnitude, rather than being complete to the distance of the most distant observed star (Knude 1987). The histogram of the V_0 magnitudes for the 510 accepted stars, shown in Fig. 5a, indicates that there is a decrease in the number of stars fainter than $V_0 \approx 9^m.5$, the approximate SAO limit. As our sample may be complete only

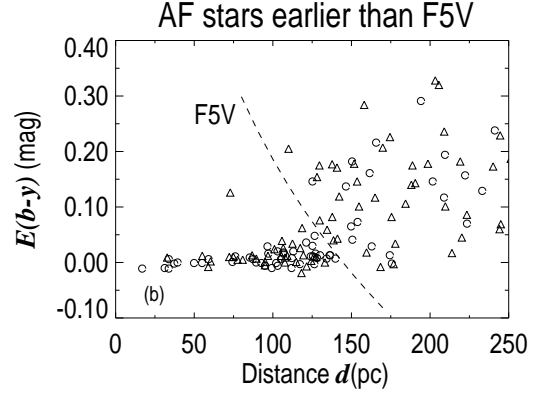


Fig. 5. b Colour excess vs. distance diagram for the subsample of A- and F-type stars earlier than F5 V. The (Δ) represents the A-type stars and the (\circ) the F-type. The dashed curve is the maximum observable $E(b - y)$ for a zero age main sequence F5 V star with magnitude $V_0 = 9^m.5$. Note that stars showing additional reddening of $E(b - y) = 0^m.1 - 0^m.3$ would still be included in the sample within 100 pc

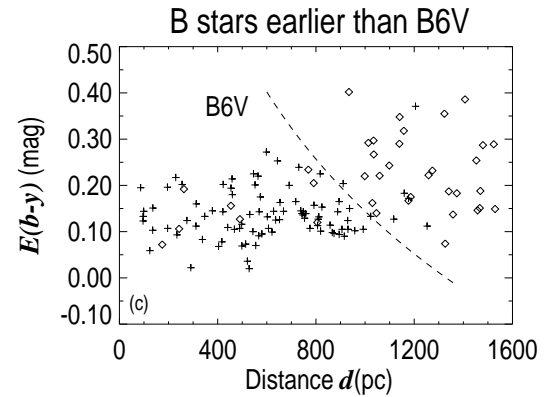


Fig. 5. c Same as 5b, but for all B-type stars earlier than B6 V. The stars in the range B6 V - B3 V are represented by (+) and those earlier than B3V, by (\circ). The dashed curve has the same meaning, but for a zero age main sequence B6 V star. With the B-type stars being able to pick up larger colour excesses even at greater distances, no reddenings larger than those observed seem to exist

down to this value, it would be important to see if this limit has any effects on the inclusion of colour excesses.

The colour excess vs. distance diagram in Fig. 5b illustrates that larger colour excesses could have been detected, assuming they existed, by plotting all A- and F-type stars in the restricted spectral/luminosity range earlier than F5 V. The A- and F-type stars are represented by (Δ) and (\circ), respectively. The dashed curve indicates the maximum detectable $E(b - y)$ as a function of distance for a zero age main sequence (standard line) F5 V star with magnitude $V_0 = 9^m.5$.

As several stars in this sub-sample are expected to be more luminous than the zero age main sequence F5 V, the dashed curve is a lower limit to the maximum detectable $E(b - y)$ at a given distance, which means that such stars have residual ca-

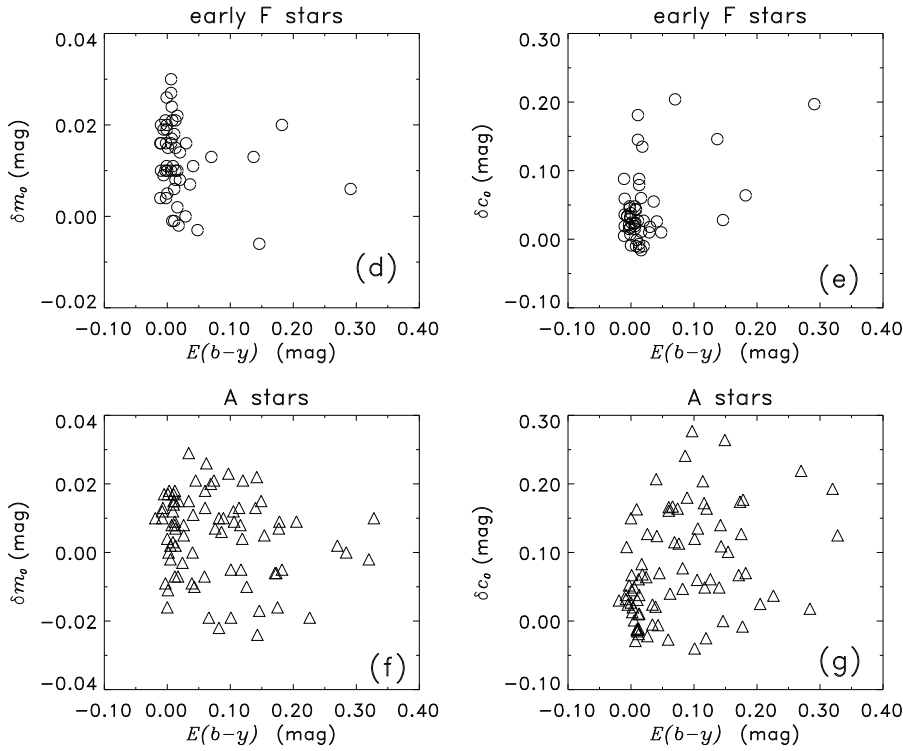


Fig. 5. **d** δm_o vs. $E(b-y)$, **e** δc_o vs. $E(b-y)$ for all early F-type stars in the sample with magnitude $V_0 \leq 9^m5$. **f-g** Same, but for all A-type stars. The existence of a limiting magnitude introduces no correlation between colour excesses and stellar properties. Therefore, the features on the colour excess vs. distance diagrams must be representative, instead of being caused by selection effects

capacity to pick up more reddening. In other words, stars showing additional reddening of $E(b-y) = 0^m1 - 0^m3$ would still be included in the sample brighter than $V_0 = 9^m5$, depending on the distance.

The same discussion can be illustrated for the earliest stars of the sample. The B-type stars are intrinsically brighter and can pick up larger reddenings, even at the larger distances. In Fig. 5c all B-type stars earlier than B6 V were plotted. The dashed curve still have the same meaning, but for a zero age main sequence B6 V star with magnitude $V_0 = 9^m5$. Stars in the range B6 V - B3 V are represented by (+), and those earlier than B3 V by (\diamond). With the B-type stars being able to pick up larger colour excesses, even at greater distances, no reddenings larger than those observed seem to exist at the covered distance range.

Moreover, the use of a magnitude limited sample of A- and F-type stars to probe a dusty environment may also be the explanation for some relationship between colour excess $E(b-y)$ and stellar properties δm_o , δc_o (Knude 1991). The photometric parameters δm_o and δc_o are correlated to $[\text{Fe}/\text{H}]$ and how much brighter than the standard line a star is. Because of the sample's limiting magnitude, for a given intrinsic stellar colour the probability to observe less evolved stars decreases with distance, implying that we might be unable to observe most old metal-rich stars at a given distance. Generally, we could say that we would tend to observe only the less reddened ones at large distances.

Figs. 5d-g show the $\delta m_o - E(b-y)$ and $\delta c_o - E(b-y)$ diagrams for subsamples of early F-type and A-type stars, with magnitude $V_0 \leq 9^m5$. These diagrams do not show any correlation between stellar properties and colour excesses, implying that the existence of a limiting magnitude seemingly does not

affect the completeness of the colour excesses and distances entering the final sample. Therefore, we conclude that the features on the colour excess vs. distance diagrams must be representative, instead of being caused by selection effects.

4. The low reddening volumes

4.1. The local low reddening volume and the Local Bubble

In the immediate solar neighbourhood the observational data suggest that the Sun is immersed at the edges of a warm ($T \approx 8000$ K), low density ($n_{\text{HI}} < 0.1 \text{ cm}^{-3}$) and mostly neutral ($n_e/n_{\text{HI}} < 0.5$) interstellar cloudlet termed the Local Interstellar Cloud (LIC). The LIC has a maximum neutral hydrogen column density $N_{\text{HI}} \approx 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, with $N_{\text{HI}} \approx 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ being a typical value. It becomes ionized at the farther edges, and, if uniform extends 2-30 pc in some directions (e.g., Bertaux et al. 1985; Bruhweiler & Vidal-Madjar 1987; Frisch et al. 1990; Lallement et al. 1995).

The LIC and other cloudlets are embedded in an irregularly shaped region, whose radius ranges from 30 to 300 pc, and is deficient in dense neutral hydrogen compared to the galactic average (Frisch & York 1983, 1991; Paresce 1984; Snowden et al. 1990; Juda 1991; Welsh et al. 1994; Tinbergen 1982; Warwick et al. 1993; Malina et al. 1994; Perry & Johnston 1982). Usually called Local Bubble, this cavity is filled with hot ($T \approx 10^6$ K), low-density ($n_{\text{HI}} \leq 0.025 \text{ cm}^{-3}$) gas, and as recently shown by the ROSAT and EUVE shadowing experiments, coexists with the neutral atomic and molecular gas within its interior (e.g. Kerp 1993; Snowden et al. 1991, 1993, 1995; Wang & Yu 1995, Bowyer et al. 1995).

The Local Bubble origin has been long discussed by various authors (e.g. Cowie & Songaila 1986; Cox & Reynolds 1987; Bochkarev 1987; Kosarev 1994; Hartquist 1994; Bruhweiler 1996). One interpretation is that the confinement of the Local Bubble could be the edges of a remnant from a supernova (SN) explosion that pressurized and heated the hot gas, swept out, compressed and destroyed the cooler gas within its interior, but was shaped by the existing large scale cool gas (Cowie & Songaila 1986).

It has been suggested either that the Geminga pulsar could be the remnant of such a SN explosion which took place near the Sun less than 1 million years ago (Gehrels & Chen 1993; Frisch 1993) or that the Local Bubble may have been produced around 10^6 years ago by various SN explosions of stars from an already dissolved stellar association (e.g. Hartquist 1994). On the other hand, Bruhweiler (1996) suggested that there may not exist a bubble, with the contours being, in fact, defined by the intersection of the dense neutral gas shock fronts of large interstellar structures, like the Orion-Eridanus Bubble, Gum Nebula and the four radio continuum loops, Loop I to IV.

Since the closest star in our sample is at 15 pc the LIC cannot be addressed properly. Neither it seems appropriate to make generalizations on the Local Bubble exclusively from our data. Nevertheless, one certain conclusion is that a local low absorption volume exists in the general direction surveyed. The stars in the *inside* and *outside* groups show that between 15 and 100 pc from the Sun, the average colour excess is 0^m006 and 0^m004 , respectively, with a standard deviation of $\pm 0^m008$ in both cases. If the standard dust-to-gas relation (Knude 1978b) can be applied, the obtained neutral hydrogen column densities are $N_{\text{HI}} = 4.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ and $N_{\text{HI}} = 3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, characteristic of the lowest column densities found in the cold neutral ISM.

Up to 100 pc, the intercloud component of the ISM contributes with 0^m002 and closer than 150 pc less than 50% of the sky is expected to be covered by diffuse interstellar clouds (Knude 1979a, 1983). These clouds have mean colour excess $E_0(b-y) = 0^m030$, and an expected number of 4.3 per kpc (Knude 1979b, 1981). Thus, the solar vicinity could be seen as virtually free from dust within 75-100 pc or, instead, as containing 4.4×10^{-4} clouds pc^{-3} filling about 2% of the volume and distributed randomly in a low density medium (Knude 1984a).

This means that average reddenings may not be representative if the matter has a clumped distribution, with a significant amount of material concentrated only in a small part of the sky. Fig. 6a shows a very expanded view of the colour excess vs. distance diagrams for both *inside* and *outside* groups (previously given in Sect. 3) that supports the existence of the local low absorption volume.

As can be seen, the very small values of the colour excesses in both diagrams are spread in the whole distance range, even within 100-120 pc, where the probability to have one cloud is 30-40%, that is, the probability to be unreddened is 60%. In the *inside* diagram, there are 16 stars between 100 and 120 pc, implying 4-5 stars expected to have $E(b-y) \geq 0^m030$.

Further support to the existence of a local low reddening volume is given by the spatial distribution of the colour excesses shown in Fig. 6b. The stars are spread over the whole surveyed area, and apart from two very reddened ones, represented by the black squares, most of them present colour excesses lower than $\sigma_{E(b-y)}$, i.e., lower than 0^m018 . Among the 65 lines of sight, five stars indicate directions with colour excesses between $\sigma_{E(b-y)}$ and $E_0(b-y)$, and only one between $E_0(b-y)$ and 0^m055 (which corresponds to $\approx 3 \times \sigma_{E(b-y)}$). Note that in some directions, even *inside* the line of sight of the dark molecular clouds, almost no reddening is measured. Based on these diagrams, one would rather suggest that the clouds are randomly distributed in a low density medium, but probably occupying a small fraction of the volume.

The two most reddened stars mentioned above are SAO 252318 ($l = 306^\circ.4$, $b = -5^\circ.3$) and SAO 251863 ($l = 300^\circ.3$, $b = -6^\circ.4$). Both located in sub-area V, they show rather high colour excesses (0^m146 and 0^m126) at quite short distances of 77 and 73 pc, respectively. Except for the reddening, the photometry seems normal. On the other hand, they have been classified in the Michigan Catalogue (Houck & Cowley 1975) as G0 III and A5 III/IV stars, with remarks, which indicates that one should not be so confident on this spectral classification, and very careful when interpreting the results obtained for these two stars. Despite they met our selection criteria they were excluded from the averaging processes. The acquisition of additional photometry, as well as high dispersion spectroscopy would be interesting in order to investigate the existence or not of dust clouds nearer than 100 pc in these directions.

4.2. The second low reddening volume and Loop I

The Local Bubble is believed to interact with Loop I, another large neighbouring bubble along the whole fourth galactic quadrant. Loop I is centered at $l = (329^\circ \pm 1^\circ)$ and $b = (18^\circ \pm 3^\circ)$, and has a diameter of $116^\circ \pm 4^\circ$ (Berkhuijsen et al. 1971). According to Weaver (1979) strong stellar winds, acting on the material left-over after the Sco-Cen OB association has been formed, created a bubble of gas and dust concentric to the association.

In this picture, Loop I would be a single SN shell produced by the explosion of one of the most massive members of Sco-Cen OB association, having this shell inflated inside the hot, uniform and low density volume of the previously swept up (wind-driven) bubble. Arguing that a single SN remnant model would require different energies of explosion to fit the HI shell, radio continuum loop and X-ray data together, Iwan (1980) proposed that Loop I would be an old SN remnant that would have been reheated by a second SN shock.

In a more recent study de Geus (1992) identified three different HI shells with each one of the sub-groups (proposed by Blaauw 1964) of the Sco-Cen OB association: Upper Centaurus-Lupus (UCL), Upper Scorpius (US) and Lower Centaurus-Crux (LCC). The UCL-shell would be the one modeled by Weaver (1979) and Iwan (1980). It would be located at 140 ± 20 pc

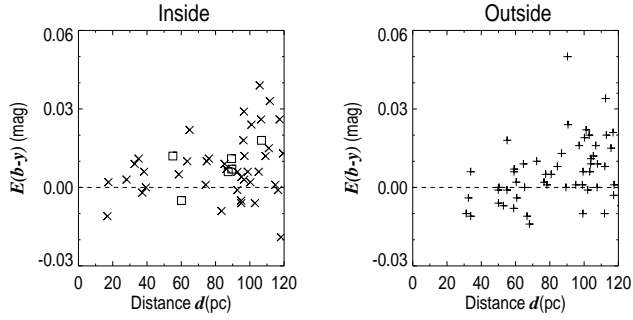


Fig. 6. a Expanded view of the colour excess vs. distance diagrams. (left) *inside* group. (right) *outside* group. The local volume is characterized by very small values of the colour excesses, even around 100–120 pc where some of the stars should be reddened by, at least, one average diffuse cloud. The two most reddened stars within 120 pc, SAO 251863 and 252318, were not included in the *outside* diagram (cf. Fig. 3f and see text for further comments)

from the Sun, centered at ($l = 320^\circ$, $b = 10^\circ$), and with radius of 110 ± 30 pc.

The US-shell, related to the Ophiuchi complex, would be located at 160 ± 22 pc, with center at ($l = 347^\circ$, $b = 21^\circ$) and radius of 40 ± 4 pc. The LCC-shell, besides the coincidence with the LCC sub-group did not show kinematic structure of neutral gas being part of an expanding shell. Nevertheless, from the curvature of the HI loop at ($l = 295^\circ$, $b = 18^\circ$), it was deduced that the shell should be located at 130 ± 24 pc from the Sun, with center at ($l = 300^\circ \pm 5^\circ$, $b = 8^\circ \pm 5^\circ$) and radius of 35 ± 10 pc.

The almost constant envelopes of minimum and maximum colour excess, centered in a very narrow distance slot around 150 pc (cf. Figs. 3e and 3f), remain unchanged for about 350 pc after crossing the dust feature suggesting that a second low reddening region has been reached. Such a low density region can be identified with the interior of the Loop I Bubble.

5. The dust sheet-like feature

The effects of the extended absorbing dust feature, that confines the low reddening volume, can be visualized on the diagrams of $E(b - y)$ vs. l (Fig. 7a) and $E(b - y)$ vs. b (Fig. 7b). The dashed lines indicate the limits of the sub-areas, and the stellar distances have been restricted to less than 500 pc. The sheet and the no-reddening values are present - and well separated - everywhere.

In sub-areas I, III and IV the lower envelopes of colour excess around $E(b - y) \approx 0^m 100$ strongly indicate the influence of the outskirts of the Southern Coalsack on the reddening distribution. The fact that these values are comparable to those obtained for stars with line of sight *inside* the CO contour suggests that the surrounding material is probably related to the cloud, in agreement with what would be expected from the displayed DCC contours. In sub-area VII, which contains the molecular clouds Cha II and Cha III, it seems highly probable that the colour excesses are caused by the front layer of these clouds. In

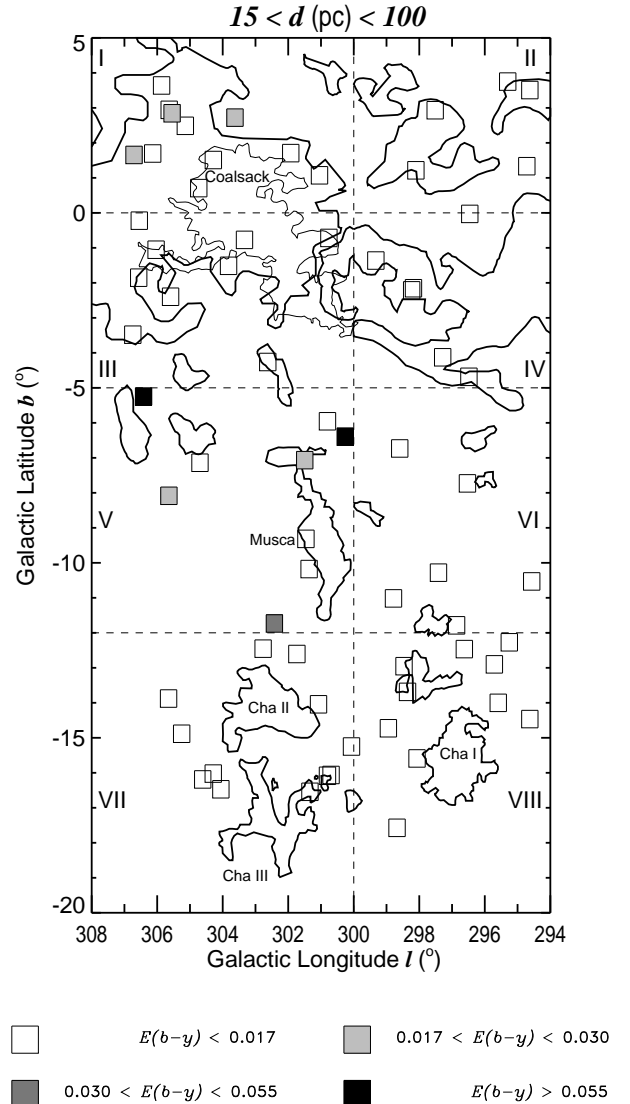


Fig. 6. b Spatial distribution of the colour excesses of the stars nearer than 100 pc. Apart the two very reddened stars (black squares) most of those spread over the whole area present reddening lower than $\sigma_{E(b-y)}$, characterizing the low reddening volume

this sub-area, for the longitude range $308^\circ \geq l \geq 303^\circ$, the lack of stars with high colour excesses values is not real, but due to the absence of measured stars (see Fig. 2).

Apparently, the jump in $E(b - y)$ caused by the dust feature does not show clear dependence with the galactic longitude, but may increase with the galactic latitude. If the jump in $E(b - y)$ really increases with the galactic latitude, it could be represented by $[E(b - y)_{\min}, b] = [0^m 050; 0^\circ] \rightarrow [0^m 100; -8^\circ] \rightarrow [0^m 150; -15^\circ]$. The quoted increase might indicate, if we postulate that the dust sheet is roughly perpendicular to the galactic plane, that the sheet does not have the same optical thickness because $E(b - y)_{\min}(b)$ does not follow a simple $E(b - y) \sec(b)$ law.

The quoted increase might also be the result of approaching the tangential point of a warped sheet-like structure with same

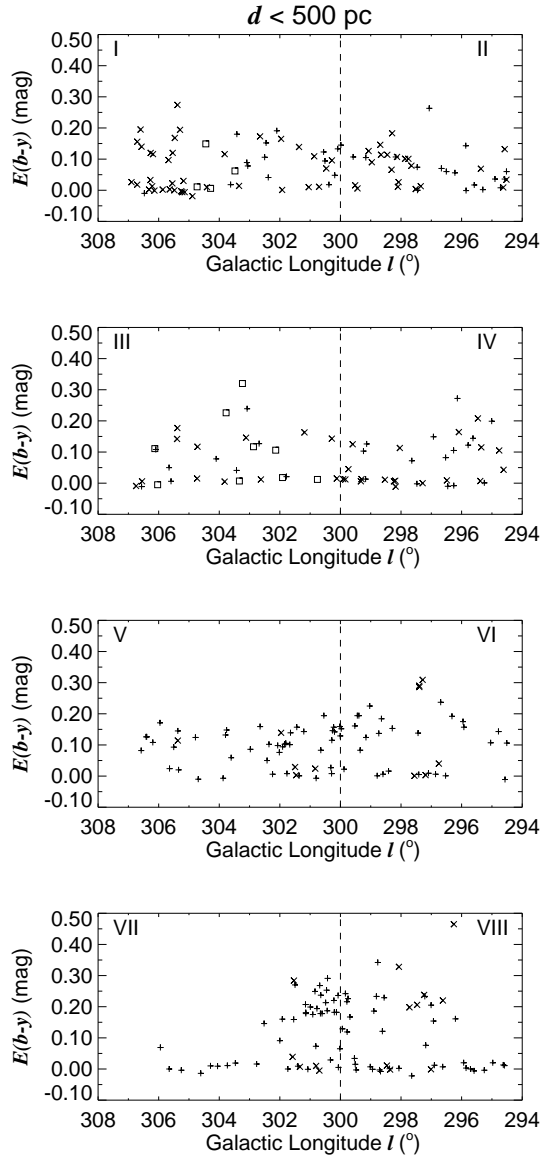


Fig. 7. a $E(b - y)$ vs. l diagrams. The extended interstellar absorbing feature, that covers the whole connecting area, causes a shift to higher values forming lower envelopes of minimum $E(b - y)$ in all eight sub-areas. The value of this shift does not show clear dependence with the galactic longitude, but, as we move to the higher latitudes an increase of the shift can be noted. In sub-area VII, all stars with $l \geq 303^\circ$ are within 150 pc (details in the text)

column density, curved away from the Sun. If the dust sheet is part of a small bubble, it could be associated to the LCC-shell proposed by de Geus (1992). If the dust sheet is part of a larger structure, warped in this part of the sky, it could be associated to the UCL-shell, as proposed by Iwan (1980). Owing to the small surveyed latitude range, we cannot rule out any of the possibilities, but, the reddening data do not show clear signs of the LCC-shell existence. Neither Crawford (1991), using high resolution observations of interstellar Na I and Ca II found pos-

itive velocity components corresponding to the receding part of this shell.

Close to the galactic plane, along directions where the DCC higher opacity is not expected, the minimum colour excess is $E(b - y)_{\min} \approx 0^m.050$. Some stars in sub-areas I, III and IV, and even most of the stars of the *inside* group in sub-area II suggest that this minimum value should be representative of the diffuse medium constituting the dust sheet in this region of the sky. One could think about the combined column density of $4.3 \times (120 + 350)/1000$ interstellar diffuse clouds, whose $E_0(b - y) = 0^m.030$, were initially occupying the 120 pc of the observed local volume and the 350 pc of the following second low density volume. If this matter were swept up from both sides (by the energetic events that created both cavities) to form the absorbing dust feature, the column density of the most diffuse parts of the sheet would correspond to a colour excess $E(b - y)_{\min} = 0^m.061$.

In summary, the existence of the dust sheet-like feature permeating the studied area and the identical distance of the Southern Coalsack and Chamaeleon-Musca dark clouds suggest that these clouds may be dense condensations in the diffuse medium composing the sheet. Furthermore, the existence of the two low reddening volumes suggests that the sheet may be related to the interface between the Local and Loop I Bubbles.

5.1. Connection to the other data on the Local-Loop I bubble's interface

Similar effects of crossing a dust feature have been previously reported for directions lying close to the studied area. Knude (1984b) investigating the dust counterparts of arching structures towards the Sco-Cen OB association found that most stars more distant than 150 pc in SA 193 ($l = 293^\circ.0$, $b = 0^\circ.7$) clearly defined a lower envelope of $E(b - y) \approx 0^m.020$. Such behaviour has been suggested as the effect of a spatially confined, non-coherent structure with some diffuse matter inside it.

Franco (1990) also found towards SA 195 ($l = 318^\circ$, $b = -1^\circ.7$), SA 192 ($l = 280^\circ.3$, $b = -6^\circ.8$) and SA 175 ($l = 290^\circ.4$, $b = 15^\circ.5$), the common presence of lower envelopes with minimum colour excesses around $0^m.050$, suggesting the existence of sheet-like features of absorbing material in front of some of the observed stars. These effects were attributed to the most diffuse parts of the interface between the Local and Loop I Bubbles, causing a minimum jump of $E(b - y) \approx 0^m.050$, and reaching into a low density uniform volume after crossing the sheet-like structure.

Remarkably, the molecular clouds along other directions of the Sco-Cen OB association (e.g. ρ Oph, Lupus, G317-4 and R CrA) seem to define, together with Coalsack, Chamaeleon and Musca, a dense wall of matter at almost the same mean distance of 150 pc, that ranges from galactic longitudes 360° to 290° and $-25^\circ \leq b \leq 25^\circ$ (Dame et al. 1987, cf. his Fig. 7; Franco 1990). For instance, towards the ρ Oph/US-shell direction the physical relationship between the molecular complex and the edges of the neutral hydrogen shell suggested that the Ophiucus

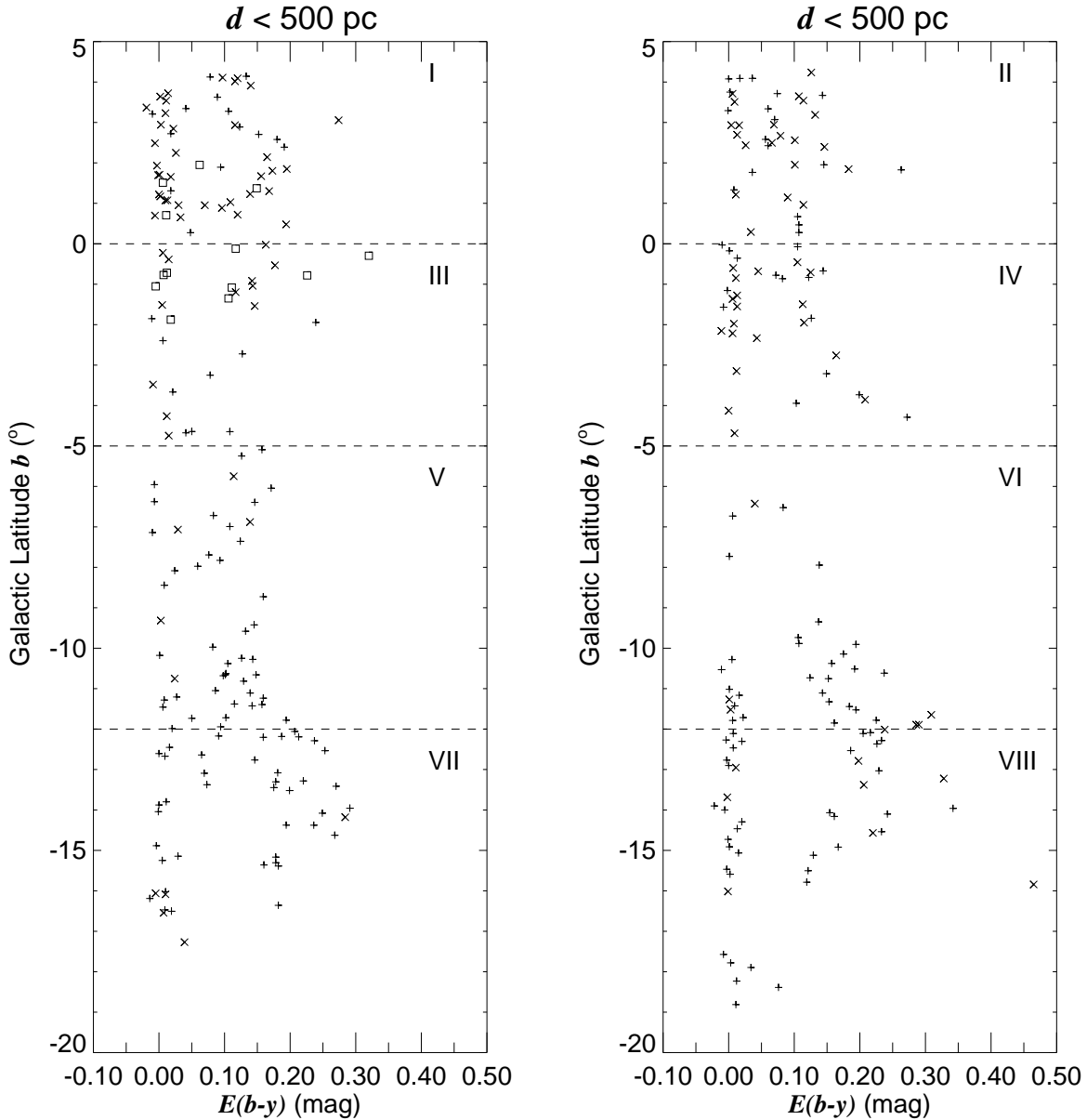


Fig. 7. b $E(b-y)$ vs. b diagrams. The extended interstellar absorbing feature, that covers the whole connecting area, causes a shift to higher values forming lower envelopes, for the non-zero reddenings, of minimum $E(b-y)$ in all eight sub-areas. The shift seems to increase with the galactic latitude (further details in the text)

complex also might have formed as condensations in the US-shell (de Geus 1992).

Moreover, the high latitude HI column density distribution of Heiles & Jenkins (1976) shows one set of arching filaments concentric to both sides of $l = 330^{\circ}$, overlapping the radio continuum Loop I. These low-velocity filaments follow the flow patterns of the optical polarization vectors of Mathewson & Ford (1970), implying a direct association with the local magnetic field. Assuming that the dust producing polarization is associated to the HI gas, plots of polarization vs. distance for stars in different distance intervals suggest a distance around 115-158 pc to the HI filaments (Cleary et al. 1979). Recent

polarization data of Reiz & Franco (1997) for 360 stars with accurate distance determination support this result.

The facts above lead us to the idea that Coalsack, Chamaeleon and Musca may be dense condensations superposed on the HI filaments composing the Local-Loop I Bubbles' interface, while the other mentioned clouds, ρ Oph, Lupus, G317-4, R CrA, would be at other areas of the interaction zone of the two bubbles. In this case the interstellar material might have been compressed at the far side, by the action of energetic events from OB stars of the Sco-Cen association sweeping up the unused material after the star formation, and at the near side, either by a supernova explosion occurring near the Sun, or by

what caused the local low density region. A schematic representation of this scenario would correspond to the one proposed by Iwan (1980; see his Fig. 11).

This global picture agrees with the simulations of spherical waves associated with expanding plasma bubbles by Yoshioka & Ikeuchi (1990). If at least one of the bubbles has already reached the radiative stage of evolution prior to the collision, the two interiors will not merge but a thin dense wall or diaphragm will be formed at the region of significant compression between them, and a ring-like structure of dense neutral matter will be formed at the outer rim, surrounding the wall.

Observational support for the existence of such ring-like feature has already been found on the ROSAT all-sky survey data by Egger & Aschenbach (1995). A soft X-ray shadow was discovered on the edges of the Loop I Bubble, cast by a warped annular volume of dense neutral matter that supposedly formed during the collision of the two bubbles. The shadow counterpart, a huge HI ring was also identified on the Dickey & Lockman (1990) data. The neutral hydrogen column density in some directions of the annular region jumps from less than 10^{20} to $\geq 7 \times 10^{20}$, which corresponds to the jump in colour excess caused by the dust sheet.

Egger & Aschenbach (1995) suggest that the steep increase of the column density caused by the annular feature occurs at a distance of ≈ 70 pc from the Sun. However, in the direction studied in this paper we have 65 stars before 120 pc and, for the column densities under discussion, $E(b-y)_{\text{sheet}}$ is 5 times higher than $\sigma_{E(b-y)}$. These facts imply that we could easily detect the sheet at 70 pc and much probably the dust and gas wall is twisted and folded, with different directions having different distances.

6. Conclusions

The colour excesses show a possible physical association between the Southern Coalsack and the Chamaeleon-Musca dark clouds that can be summarized in the following way:

- The distribution of the colour excesses $E(b - y)$ for stars with line-of-sight *inside* and *outside* the dark clouds' contours indicates the presence of a local low absorption volume that is limited at 150 ± 30 pc from the Sun by an extended interstellar dust feature, and is followed by another region with almost no additional reddening for another 350 pc. Combined with other data on the local ISM, the existence of the dust feature permeating the whole connecting area and the identical distance of the Southern Coalsack and Chamaeleon-Musca dark clouds suggest that these clouds could be dense condensations in the diffuse medium composing the interface of the Local and Loop I Bubbles.
- Apparently, the minimum column density of the dust feature does not show a clear dependence with the galactic longitude, but may increase with the galactic latitude in the sense that $[E(b - y)_{\text{min}}, b] = [0^{\text{m}}050; 0^{\circ}] \rightarrow [0^{\text{m}}100; -8^{\circ}] \rightarrow [0^{\text{m}}150; -15^{\circ}]$. The quoted increase suggests either the approaching of the tangential point of a warped sheet-like structure of same column density and curved away from

the Sun, or an inhomogeneous sheet-like structure roughly perpendicular to the galactic plane.

Acknowledgements. The Danish Board for Astronomical Research is thanked for allocating the observing periods at the SAT, and the European Southern Observatory for the assistance during the observing runs. The Brazilian Agencies FAPEMIG and CNPq are acknowledged for supporting this research. Dr. Helge Jønch-Sørensen and the staff at the NBIfAFG are gratefully acknowledged for the invaluable help.

References

- Berkhuijsen E.M., Haslam C.G.T., Salter C.J., 1971, *A&A* 14, 252
 Bertaux J.L., Lallement R., Kurt V.G., Mironova E.N., 1985, *A&A* 150, 1
 Blaauw A., 1964, *ARA&A* 2, 213
 Bochkarev N.G., 1987, *Ap&SS* 138, 229
 Bok B.J., Sim M.E., Hawaeden T.G., 1977, *Nat* 266, 145
 Bruhweiler F.C., 1996 In: Bowyer S., Malina R.F. (eds.) *Proc. IAU Colloq. 152, Astrophysics in the Extreme Ultraviolet*. Kluwer, Dordrecht, p. 261
 Bruhweiler F.C., Vidal-Madjar A., 1987, In: Kondo Y., et al. (eds.) *Exploring the Universe with the IUE satellite*, Reidel, Dordrecht, p. 467
 Cederblad S., 1946, *Medd. Lunds Astron. Obs. Ser. 11*, 119
 Cleary M.N., Heiles C., Haslam C.G.T., 1979, *A&AS* 36, 95
 Corradi W.J.B., Franco G.A.P., 1995, *A&AS* 112, 95
 Cox D.P., Reynolds R.J., 1987, *ARA&A* 25, 303
 Cowie L.L., Songaila A., 1986, *ARA&A* 24, 499
 Crawford D.L., 1975, *AJ* 80, 955
 Crawford D.L., 1978, *AJ* 83, 48
 Crawford D.L., 1979, *AJ* 84, 1858 (erratum: 85, 621)
 Crawford D.L., Barnes J.V., 1970, *AJ* 75, 978
 Crawford D.L., Mander J., 1966, *AJ* 71, 114
 Crawford I.A., 1991, *A&A* 247, 183
 Crutcher R.M., 1982 *A&A* 254, 82
 Dame, T.M., Ungerechts, H., Cohen, R.S., et al., 1987 *ApJ* 322, 706
 de Geus E.J., 1992 *A&A* 262, 258
 Dickey J.M., Lockman F.J., 1990, *ARA&A* 28, 215
 Egger R.J., Aschenbach B., 1995, *A&A* 294, L25
 Feitzinger J.V., Stüwe J.A., 1984, *A&AS* 58, 365 (erratum: 63, 203)
 Fitzgerald M.P., Stephens T.C., Witt A.N., 1976, *ApJ* 208, 709
 Florentin Nielsen R., 1985, A 6-Channel *wby* β Spectrophotometer for the Danish 50cm Telescope, Copenhagen Univ. Obs. Internal Report 9
 Franco G.A.P., 1989a, *A&A* 215, 119
 Franco G.A.P., 1989b, *A&AS* 78, 105
 Franco G.A.P., 1990, *A&A* 227, 499
 Franco G.A.P., 1991, *A&A* 251, 581
 Franco G.A.P., 1992, *A&AS* 93, 373
 Franco G.A.P., 1995, *A&AS* 114, 105
 Frisch P.C., 1993 *Nat* 364, 395
 Frisch P.C., York D.G., 1983 *ApJ* 271, L59
 Frisch P.C., York D.G., 1986 In: Smoluchowski R., Bahcall J.N., Matthews M.S. (eds.) *The Galaxy and the Solar System*. University of Arizona Press, Tucson, p. 83
 Frisch P.C., York D.G., 1991 In: Malina R.F., Bowyer S. (eds.) *Extreme Ultraviolet Astronomy*. Pergamon, New York, p. 322
 Frisch P.C., Welty D.E., York D.G., Fowler J.R., 1990 *ApJ* 357, 514
 Gehrels N., Chen W., 1993 *Nat* 361, 706
 Graham J.A., Hartigan P., 1988, *AJ* 95, 1197

- Grasdalen G., Joyce R., Knacke R.F., Strom S.E., Strom K.M., 1975, *AJ* 80, 117
- Grønbech B., Olsen E.H., Strömgren B., 1976, *A&AS* 26, 135
- Hartquist, T.W., 1994, *Ap&SS* 216, 185
- Heiles C., Jenkins E.B., 1976, *A&A* 46, 333
- Henize K.G., 1963, *AJ* 68, 280
- Hetem J.C.G., Sanzovo G.C., Lépine J.R.D., 1988, *A&AS* 76, 347
- Houk N., Cowley, A.P., 1975, Univ. of Michigan Catalogue of Two-Dimensional Spectral Types for HD star, Univ. of Michigan: Ann Arbor Vol. I
- Hyland A.R., Jones T.J., Mitchell R.M., 1982, *MNRAS* 201, 1095
- Iwan D., 1980, *ApJ* 169, 25
- Jones T.J., Hyland A.R., Harvey P.M., Wilking B.A., Joy M., 1985, *AJ* 90, 1191
- Juda M., Bloch J.J., Edwards B.C., et al., 1991 *ApJ* 367, 182
- Kosarev I.B., Loseva T.V., Nemtchinov I.V., Popel S.I., 1994 *A&A* 287, 470
- Kerp J., Herbstmeier U., Mebold U., 1993 *A&A* 268, L21
- Kholopov P.N., Samus' N.N., Frolov M.S., et al. 1985–88, General Catalogue of Variable Stars, 4th edition. Nauka Publishing House, Moscow
- King D.J., Taylor K.N.R., Tritton K.P., 1979, *MNRAS* 188, 719
- Knude J., 1978a, *A&AS* 33, 347
- Knude J., 1978b, In: Reiz A., Andersen J. (eds.) *Astronomical Papers dedicated to B. Strömgren*. Copenhagen Univ. Obs., Copenhagen, p. 273
- Knude J., 1979a, *A&A* 71, 344
- Knude J., 1979b, *A&A* 77, 198
- Knude J., 1981, *A&A* 97, 380
- Knude J., 1983, *A&A* 126, 89
- Knude J., 1984a In: Kondo Y., Bruhweiler F.C., Savage B.D. (eds.) *Proc. IAU Colloq. 81, Local Interstellar Medium*, NASA CP-2345, p. 123
- Knude J., 1984b In: *Proc. IAU Colloq. 81*, p. 149
- Knude J., 1987, *A&A* 171, 289
- Knude J., 1991, *A&A* 249, 88
- Lallement R., Vidal-Madjar A., Ferlet R., 1986, *A&A* 168, 225
- Lallement R., Ferlet R., Lagrange A.M., Lemoine M., Vidal-Madjar A., 1995 *A&A* 304, 461
- Mathewson D.S., Ford V.F., 1970, *Mem. Roy. Astron. Soc.* 74, 139
- Malina R.F., Marshall H.L., Antia B., et al., 1994, *AJ* 107, 751
- Müller R., 1934, *Z. Astrophys.* 8, 66
- Nyman L.-Å., Bronfman L., Thaddeus P., 1989, *A&A* 216, 185
- Olsen E.H., 1979, *A&AS* 37, 367
- Olsen E.H., 1988, *A&A* 189, 173
- Paresce F., 1984, *AJ* 89, 1022
- Perry C.L., Johnston L., 1982, *ApJS* 50, 451
- Reiz A., Franco G.A.P., 1997, *A&AS* (in preparation)
- Rodgers A.W., 1960, *MNRAS* 120, 63
- Schwartz R.D., 1991 In: Reipurth B. (ed.) *ESO Scientific Report No. 11, Low Mass Star Formation in Southern Molecular Clouds*, p. 93
- Seidensticker K.J., 1987, *Morphologie und Natur des Staubes der Dunkelwolke Kohlensack*. Ph. D. Dissertation, Bochum
- Seidensticker K.J., Schmidt-Kaler Th., 1989, *A&A* 225, 192
- Snowden S.L., Cox D.P., McCammon D., Sanders W.T., 1990 *ApJ* 354, 211
- Snowden S.L., Mebold U., Hirth W., Herbstmeier U., Schmidt J.H.M.M., 1991, *Sci*, 252, 1529
- Snowden S.L., McCammon D., Verter F., 1993, *ApJ* 409, L21
- Snowden S.L., Freyberg M.J., Plucinsky P.P., et al., 1995, *ApJ* 454, 643
- Steenman H., Thé P.S., 1989, *Ap&S* 161, 99
- Tapia S., 1973 In: Greenberg J.M., van de Hulst H.C. (eds.) *Proc. IAU Symp. 52, Interstellar Dust and Related Topics*. Reidel, Dordrecht, p. 43
- Thé P.S., Wesselius P.R., Tjin A Djie H.R.E., Steenman H., 1986, *A&A* 155, 347
- Tinbergen J., 1982, *A&A* 105, 53
- Tobin W., 1985, *A&A* 142, 189
- Unsöld A., 1929, *Harvard Bull.* 13, 870
- Vaz L.P.R., Andersen J., Rabello Soares M.C.A., 1995, *A&A* 301, 693
- Wang Q.D., Yu K.C., 1995, *AJ* 109, 698
- Warwick R.S., Barber C.R., Hodgkin S.T., Pye J.P., 1993, *MNRAS* 262, 289
- Weaver B., 1973, *ApJ* 184, 881
- Weaver H., 1979 In: Burton W.B. (ed.) *Proc. IAU Symp. 84, Large-Scale Characteristics of the Galaxy*. Reidel, Dordrecht, p. 295
- Welsh B.Y., Craig N., Vedder P.W., Vallerga J.V., 1994 *ApJ* 437, 638
- Westerlund B., 1960, *Ark. Astron.* 2, 451, *Uppsala Medd.* 131
- Whittet D.C.B., Kirrane T.M., Kilkenny D., et al., 1987, *MNRAS* 224, 497
- Yoshioka S., Ikeuchi S., 1990, *ApJ* 360, 352

Capítulo 4

Observações de Alta Resolução das Linhas de Absorção Interestelar do Sódio Neutro

4.1 As Observações

Para se investigar a cinemática das componentes do meio interestelar local na direção das nuvens Saco de Carvão, Chamaeleon e Musca foi realizado um programa espectroscópico visando a obtenção de espectros de alta resolução ($R \approx 60\,000$) das linhas de absorção interestelar do duplete de sódio neutro (Na I D). As estrelas foram selecionadas dentre as do tipo espectral B, com distância inferior à 500 pc do Sol, e cujos valores de excesso de cor e distância foram precisamente determinados na investigação fotométrica descrita no capítulo 2.

4.1.1 Instrumentação Utilizada

Os dados foram obtidos em duas missões observacionais, uma em Abril/96 (5 noites) e outra em Abril/97 (6 noites). Foi utilizado o telescópio “Coudé Auxiliary Telescope” (CAT) de 1.4m, instalado no ESO, equipado com o “Coudé Echelle Spectrometer” (CES). As observações foram conduzidas no modo de operação por controle remoto, desde a sede do ESO em Garching bei München, Alemanha. A instrumentação foi otimizada para a região do comprimento de onda central $\lambda_c = 5890 \text{ \AA}$, e com a largura de fenda de $459 \mu\text{m}$ (rede echelle na 38ª ordem) fornecendo uma resolução instrumental real em comprimento de onda $\Delta\lambda = 105,0 \text{ m\AA}$. Este valor corresponde a uma resolução instrumental em velocidade $\Delta v = 5.3 \text{ km s}^{-1}$ (FWHM) e uma resolução espectral $R \approx 56\,000$. Tais valores foram deduzidos do ajuste de Gaussianas nas linhas espectrais do tório (veja Seção 4.2), utilizadas para calibração dos comprimentos de onda.

O detector utilizado foi um CCD LORAL/LESSER 2688 x 512, com 16 elementos (*pixels*) de “pre-scan”. O CCD tem *pixels* de $15 \mu\text{m} \times 15 \mu\text{m}$, corrente de escuro $1.8 e^-/\text{pixel}/\text{hora}$ a 164 K, ruído de leitura $8.3 e^-$ e alta linearidade, com desvios menores do que 0,3% até 100 000

e^- /pixel. A eficiência combinada do CAT/CES é cerca de 8% em torno de 5890 Å, e devido ao desenho da câmera apenas uma ordem pode ser selecionada. Informações mais detalhadas sobre o CAT/CES podem ser encontradas em Kaper & Pasquini (1996).

4.1.2 Imagens de Calibração do Perfil Instrumental

A meta a ser atingida durante a redução dos dados é não deixar que a qualidade dos dados de calibração cause degradação na relação sinal-ruído das imagens de programa. Uma das fontes de ruído que não pode ser corrigida é o “ruído de leitura” ou “read-out noise” (RON). Este problema aparece porque o nível de carga de cada *pixel* do CCD é medido por um amplificador que introduz um nível de ruído totalmente aleatório. Felizmente, para a instrumentação encontrada nos dias de hoje, o RON é poucas vezes uma fonte de ruído importante.

Os maiores problemas estão associados com a divisão pela imagem de campo plano (que pode degradar a relação sinal-ruído) e com as distorções criadas por “raios cósmicos”, eventos aleatórios de grande intensidade que contaminam a região do CCD atingida, modificando o perfil do espectro e afetando a subtração do céu. Esses problemas podem ser contornados obtendo-se várias imagens e combinando-as numa imagem média para eliminação de raios cósmicos. O ruído pixel-a-pixel também pode ser monitorado, acompanhando o desvio padrão das contagens antes e depois de se combinar as imagens. No caso da divisão pelo campo plano o número de contagens deve ser alto para não afetar a relação S/N, mas sem exceder o limite de linearidade do CCD.

No início e no fim de cada noite foram tomadas várias imagens de “bias”, “dark” e campo plano (interno e de cúpula), visando a remoção das variações de resposta intrínseca do CCD. Exposições da lâmpada de tório foram tomadas antes e depois de cada exposição dos objetos para se obter uma melhor transformação para a escala de comprimentos de onda.

Para as estrelas de programa os tempos de integração foram tais que a razão sinal-ruído S/N nos espectros instrumentais fosse superior a 150. Dependendo da magnitude visual e do tipo espectral da estrela os tempos de integração variaram de 2 minutos até 2,5 horas. Para se limitar os efeitos de raios cósmicos nos espectros individuais foram tomadas pelo menos duas exposições de cada objeto, e os tempos de integração individuais foram limitados a um máximo de 30 min.

4.1.3 Estrelas Padrão de Velocidade Radial e Correção de Linhas Telúricas

A observação de estrelas padrão de velocidade radial é necessária para determinar o ponto zero da escala de velocidades em programas visando a obtenção de velocidades radiais precisas. Os problemas associados com a contaminação das linhas telúricas nos espectros na região do sódio foram bem documentados por Hobbs (1978). Em particular, duas linhas telúricas (5889.637 Å e 5890.09 Å) estão muito próximas do comprimento de onda de repouso da linha D2 (5889.951 Å) do duplete de sódio.

A lista de estrelas padrão de velocidade radial e para a remoção da contaminação das linhas

telúricas é dada na Tabela 4.1. As informações básicas foram tomadas de Heydari-Malayeri et al. (1989), onde as velocidades (heliocêntricas) estão dadas em km s^{-1} . No caso das estrelas padrão são também fornecidas as velocidades radiais medidas (veja descrição dos ajustes no Capítulo 5). Tais valores serão usados na discussão dos possíveis erros sistemáticos no ponto zero das velocidades radiais.

Tabela 4.1: Informações sobre as estrelas padrão de velocidade radial e de correção das linhas telúricas. As velocidades (heliocêntricas) estão em km s^{-1}

Correção Telúrica				
Estrela	V	Tipo Esp.	V_{radial}	$V_{\text{rotacional}}$
α Leo	1.35	B7V	6.0	329
γ Lup	2.80	B2IVe	2.0	266
Estrelas Padrão de Velocidade Radial				
Estrela	V	Tipo Esp.	V_{pad}	V_{obs}
105156	6.24	B8III	-22.3 ± 0.5	-23.9 ± 0.1
119076	3.61	dF8	5.0 ± 0.2	5.0 ± 0.0
120946	5.20	dF6	53.3 ± 0.2	55.2 ± 0.2
122056	5.90	dF8	-17.4 ± 0.2	-16.2 ± 0.1
144889	5.40	B9s	-3.8 ± 1.3	-4.7 ± 0.1
150547	2.59	cF3	24.7 ± 0.2	26.5 ± 0.1
170457	2.84	gG1	-13.5 ± 0.1	-13.5 ± 0.1
180915	2.66	gG4	-7.0 ± 0.0	-6.9 ± 0.1
200185	5.40	K5	0.0 ± 0.2	0.5 ± 0.3

4.2 Redução dos Dados Espectroscópicos

O processamento das imagens CCD e a extração dos espectros, foi feito utilizando-se as rotinas do pacote de tratamento de dados “Image Reduction and Analysis Facility”¹ (IRAF; Tody 1986, 1993). Os passos seguidos estão descritos detalhadamente em Massey (1997) e Massey et al. (1992), e as adaptações necessárias para a redução dos dados obtidos com o CAT/CES, no Apêndice A.

Foi utilizado o algoritmo de extração “ótima” dos espectros, descrito por Horne (1986). Este e os outros algoritmos usados para combinar imagens utilizam as características de ruído do CCD (Ganho e RON) para fazer uma estimativa dos valores esperados² para as contagens e atingir melhores resultados. O ruído de leitura (em elétrons) e o Ganho (em elétrons/ADU) podem ser obtidos, usando-se imagens não processadas, através dos seguintes cálculos:

$$\text{Ganho} = \frac{[\langle flat_1 \rangle + \langle flat_2 \rangle] - [\langle bias_1 \rangle + \langle bias_2 \rangle]}{[\sigma(\Delta flat)]^2 - [\sigma(\Delta bias)]^2}, \quad (4.1)$$

¹IRAF é distribuído pelo “National Optical Astronomy Observatories” (NOAO), que são operados pela “Association of Universities for Research in Astronomy, Inc.”, em cooperação com a “National Science Foundation”

²Caso se use o algoritmo conhecido com *avsigclip* os valores esperados de ganho e RON são estimados empiricamente a partir dos dados

$$\text{RON} = \frac{\text{Ganho} * \sigma(\Delta bias)}{\sqrt{2}}, \quad (4.2)$$

onde $\Delta bias = bias_1 - bias_2$ e $\Delta flat = flat_1 - flat_2$.

Os valores médios obtidos usando-se dados em duas noites diferentes e os valores nominais fornecidos pelo ESO são listados na Tabela 4.2. Como se pode ver não há diferença significativa entre os valores. Admitindo-se que os erros introduzidos nunca são os menores possíveis optamos por utilizar os seguintes valores nas reduções: RON= 8.3 elétrons e Ganho= 1.70 elétrons/ADU.

Tabela 4.2: Comparação dos valores nominais e medidos do Ganho e Ruído de Leitura

	Ganho (elétrons/ADU)	RON (elétrons)	Tipo do campo plano
valores médios	1.55 (\pm 0.12)	6.8 (\pm 0.5)	Internos 03mar96
	1.53 (\pm 0.05)	6.7 (\pm 0.3)	Internos 13abr97
	1.51 (\pm 0.10)	6.6 (\pm 0.4)	Cúpula 03mar96
	1.60 (\pm 0.14)	7.0 (\pm 0.6)	Cúpula 13abr97
Valores médios obtidos pelo ESO	1.60	7.40	
	1.70	8.30	

Antes de processar qualquer imagem foi adicionado um “offset” de 32768 ADU em todas as imagens. Como a capacidade do CCD excede 65538 ADU, mas o programa de aquisição de dados no CAT/CES pode trabalhar apenas com números de 15 bits, o bit de paridade é utilizado fazendo com que a faixa das contagens varie desde -32768 até 32768 ADU.

A estimativa do nível pedestal das contagens no CCD utilizado (# 38 do ESO) é feita lendo-se as contagens sem mover as cargas (“pre-scan”). Contudo o número de colunas deixado para estimativa do “pre-scan” não permitiu uma boa determinação deste valor, principalmente nas imagens de campo plano onde uma certa contaminação se fez presente. Adotou-se então o procedimento de subtrair a imagem média de “bias”, cujo valor médio foi 168 ADU para as noites de 1996 e 197 ADU para as noites de 1997. Este procedimento justifica-se porque o ruído *pixel-a-pixel* do nível pedestal foi muito baixo (1.3 ADU) em ambos os períodos. O nível de corrente de escuro foi sempre abaixo de 1 ADU com ruído *pixel-a-pixel* \leq 3 ADU, em exposições de 30 min.

O nível médio das contagens nas imagens de campo plano foram sempre melhores do que 25 000. O ruído *pixel-a-pixel* de \approx 150 ADU introduz um erro menor que 1% na relação sinal-ruído dos espectros. Não existe um consenso sobre qual tipo de imagem de campo plano (interno ou cúpula) é a mais adequada. A vantagem do último tipo é que a luz percorre o mesmo caminho óptico que a do objeto observado, apesar da fonte (lâmpada) ter temperatura muito diferente da estrela. As imagens de campo plano de cúpula forneceram também a melhor correção para a forte distorção (“vignetting”) presentes nas bordas do CCD. A razão deste efeito é devida ao tamanho do CCD ser maior que a área iluminada pela óptica da câmera utilizada.

Nos casos onde a largura da fenda é estreita, e a região que contém contagens apenas do céu é pequena, o alinhamento das imagens no CCD torna-se um fator importante. Mais ainda quando se está extraindo o espectro de um objeto que ocupa uma fração substancial da fenda, a

resolução espectral pode ser degradada se existir um desalinhamento muito grande ou distorções ópticas no perfil espacial.

O alinhamento do espectro na fenda foi obtido medindo-se o desvio do centro do perfil das linhas de tório ao longo da direção espacial da fenda. O alinhamento dos espectros foi sempre melhor do que ≈ 0.009 pix/linha, e como a área útil do campo plano confina-se a 38 *pixels* o desalinhamento máximo foi cerca de 0.4 *pixel*. Comparado com a largura de 9-12 *pixels* do perfil espacial do espectro, este desalinhamento não introduziu nenhuma degradação na subtração do céu e extração dos espectros.

Devido à presença de armadilhas no CCD utilizado, 4 ou 5 linhas de absorção muito estreitas (1 *pixel*) estavam presentes no espectro mesmo depois da correção por campo plano. A intensidade depende do número de elétrons na coluna afetada e por esta razão não podem ser eliminadas perfeitamente na divisão pelo campo plano. Os *pixels* afetados foram substituídos pelos valores da mediana de 5 *pixels* em torno da região afetada.

Para cada objeto observado foi tomada uma exposição da lâmpada de tório a fim de monitorar os possíveis desvios durante a noite. A comparação dos vários espectros de tório, tomados ao longo de cada noite, mostrou, no entanto, que o CAT/CES é um instrumento bastante estável. Um conjunto de 20 - 30 linhas foram utilizadas para a solução de dispersão, identificadas a partir dos mapas de D' Odorico et al. (1987). Um espectro de tório obtido na região do Na I D, com as identificações das linhas utilizadas no cálculo da solução de dispersão, é dado na Figura 4.4. Um polinômio de segunda ordem foi sempre suficiente e os resíduos dos ajustes foram sempre menores do que 0.002 Å (0.05 km s⁻¹).

A **resolução instrumental** foi medida através do ajuste do perfil das linhas de tório com gaussianas. O valor médio da largura a meia-altura (FWHM) foi 3.8 *pixels* e a escala de comprimentos de onda por *pixel* 0.027 Å/pix (1.8 Å/mm). Disso resulta uma **resolução instrumental** $\delta\lambda = 3.8 \times 0.027 = 0.105$ Å, que corresponde a um **poder de resolução** $R \approx \lambda/\delta\lambda = 5890/0.105 = 56000$. A degradação da resolução é devida ao processo de super exposição com luz ultravioleta intensa (“UV flooding”) para aumentar a eficiência quântica. A correspondente **resolução instrumental em velocidade** $\delta v = c/R = 5.3$ km s⁻¹.

Após a solução de dispersão ser aplicada os contínuos foram normalizados (usando splines cúbicas de 2ª ou 3ª ordem) e os espectros individuais das estrelas de programa foram adicionados *pixel-a-pixel*. Para a maioria dos objetos as exposições foram tomadas dentro de uma ou duas horas de diferença. Desde que a mudança de velocidade do observador nesta escala de tempo são muito pequenas comparadas com a resolução instrumental, nenhuma degradação resultou do processo de co-adição dos espectros.

Para a extração das linhas telúricas utilizou-se os espectros da estrela α Leo, tomados toda noite em uma altura similar à das estrelas de programa. Esta é uma estrela com absorção puramente atmosférica, desavermelhada, brilhante, de tipo espectral B, com alta velocidade rotacional. A largura equivalente das linhas de sódio interestelar (se existentes) são menores do que 1 mÅ, de acordo com Welsh et al. (1990). A estrela γ Lup foi utilizada apenas para a verificação do controle da remoção das linhas telúricas. A largura equivalente das linhas de sódio interestelar são menores do que 1.4 mÅ, de acordo com Crawford (1989). Em geral, o processo

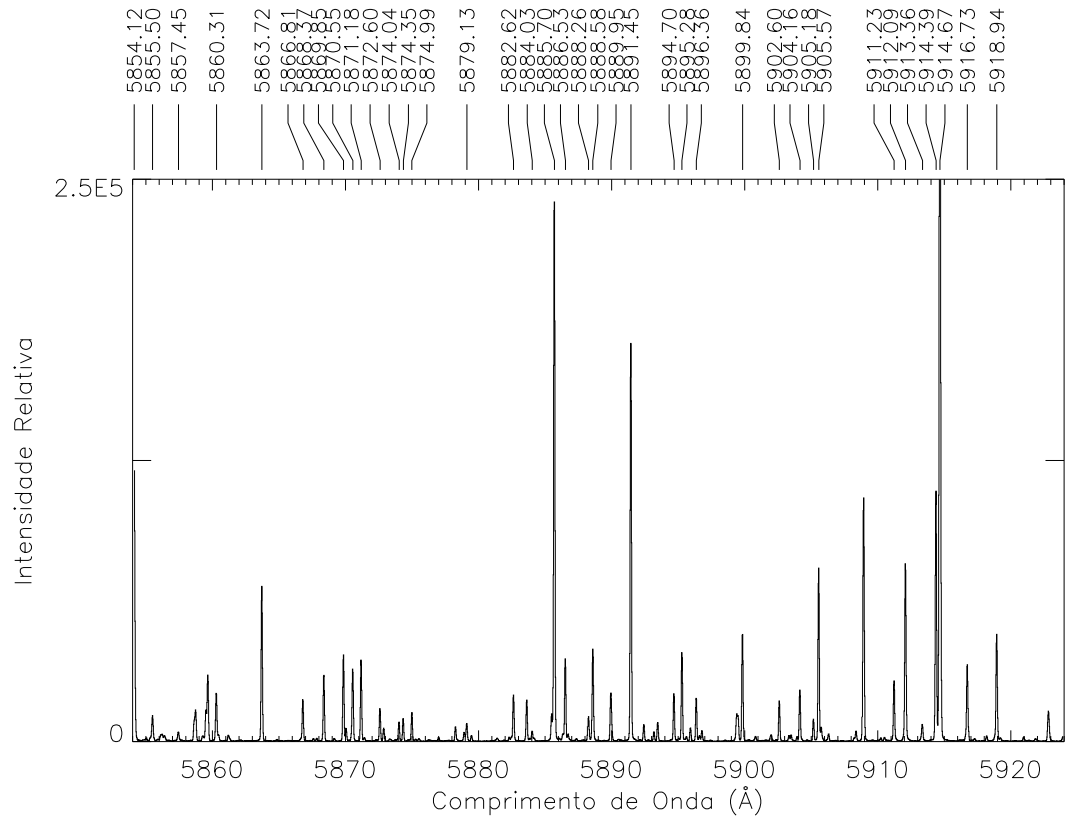


Figura 4.1: Identificação das linhas de tório na região do Na I D usadas na solução de dispersão

removeu as linhas telúricas de forma bem sucedida.

Capítulo 5

Cinemática das Componentes do Meio Interestelar Local na Direção das Nuvens Saco de Carvão e Chamaeleon-Musca

5.1 Interação da Radiação com a Matéria

Para entender como as intensidades observadas podem ser interpretadas em termos da densidade, temperatura, composição e velocidade do meio interestelar é preciso conhecer os processos físicos que envolvem a interação da radiação eletromagnética com a matéria. A análise dos efeitos macroscópicos desta interação sobre um feixe de fótons de intensidade I_ν deve levar em conta os processos de absorção, espalhamento e emissão dos fótons sobre o fluxo que entra e sai de uma camada espessa de material.

Como a interação da radiação com a matéria é um processo essencialmente estatístico quando o feixe de luz passa por uma camada *fina* de material existe uma probabilidade κ_ν dos fótons sofrerem espalhamento ou absorção que é inversamente proporcional ao livre caminho médio l_ν percorrido entre duas interações. Esta probabilidade é chamada de **opacidade** ou **coeficiente de extinção total**. Equivalentemente pode se imaginar que cada átomo apresenta uma **seção de choque** σ_ν de interação com a radiação, tal que a opacidade total de uma coluna de material contendo n átomos por unidade de volume, pode ser expressa por

$$\kappa_\nu = n_\nu \sigma_\nu. \quad (5.1)$$

Assim a energia total extraída do feixe ao atravessar uma camada de espessura dx do material, é dada por

$$dI_\nu = -\kappa_\nu I_\nu dx = -I_\nu d\tau_\nu, \quad (5.2)$$

onde τ_ν representa a **profundidade óptica** do material para radiação de frequência ν ; isto é, a razão entre a distância viajada pelo fóton e o seu livre caminho médio.

Analogamente se uma parte deste volume estiver emitindo uma quantidade j_ν de radiação na direção do feixe de luz, a quantidade de energia adicionada quando o feixe atravessa uma camada *fina* de material pode ser dada por

$$dI_\nu = j_\nu dx. \tag{5.3}$$

Se estes efeitos forem tomados de forma coletiva as modificações produzidas sobre a intensidade do feixe de luz passando por uma camada *espessa* do material, podem ser expressas pela “Equação de Transferência”

$$\frac{dI_\nu}{dx} = -\kappa_\nu I_\nu + j_\nu. \tag{5.4}$$

A solução formal¹ desta equação no caso da radiação ter atravessado uma região ou nuvem de gás, de profundidade óptica $\tau_{\nu c}$ é dada por

$$I_\nu = I_0 e^{-\tau_{\nu c}} + \int_0^{\tau_{\nu c}} \frac{j_\nu}{\kappa_\nu} e^{-\tau_\nu} d\tau_\nu, \tag{5.5}$$

onde I_0 é a intensidade da radiação antes de atravessar a nuvem e

$$\tau_{\nu c} = \int \kappa_\nu(x) dx. \tag{5.6}$$

Se representarmos numa forma gráfica a intensidade observada em função da frequência (ou do comprimento de onda) obtemos o *espectro* da radiação. A variação dos coeficientes de absorção e emissão com a frequência produz as características observadas, ou seja, as linhas de absorção ou emissão (veja Figura 5.1).

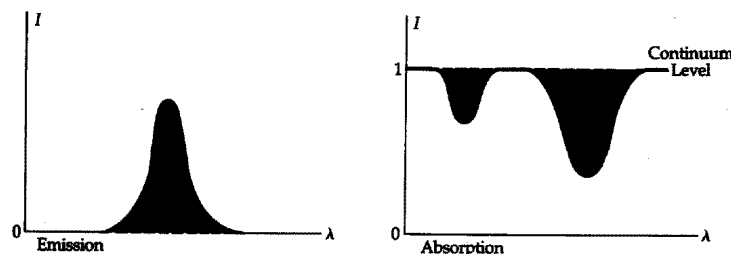


Figura 5.1: Perfis genéricos de uma linha de emissão e duas de absorção

¹No meio interestelar esta equação pode ser aplicada diretamente porque a observação de um ponto corresponde à observação ao longo de uma dada linha de visada

Desde que a radiação sendo absorvida está usualmente concentrada em um ângulo sólido muito pequeno, a emissão, geralmente isotrópica, é desprezível e a mudança em I_ν fica dada apenas pelo primeiro termo do lado direito da “Equação de Transferência”. Se expressarmos o coeficiente de extinção de forma simplificada por

$$\kappa_\nu = n \sigma \phi_\nu, \quad (5.7)$$

onde ϕ_ν é uma função² que leva em conta a dependência com a frequência ao longo da linha, σ é a seção de choque de absorção total integrada, poderemos expressar a intensidade por

$$\frac{I_\nu}{I_0} = e^{-\tau_{\nu c}} = e^{-N \sigma \phi_\nu}, \quad (5.8)$$

onde N é o número de átomos por cm^2 supondo o coeficiente de absorção independente da posição dentro da região onde a linha foi formada. Usualmente N é referida como a *coluna de densidade*.

Numa linha de absorção real I_0 é a intensidade do contínuo e I_ν a intensidade da linha em relação ao contínuo. Então o resultado acima nos indica que se pudermos relacionar a profundidade óptica com as quantidades básicas que descrevem os processos físicos na região da formação da linha, em princípio, poderemos obter um espectro teórico para comparar com as observações. Para atingir tal objetivo precisamos, portanto, obter uma expressão para o perfil intrínseco de uma linha de absorção, bem como avaliar os efeitos dos diversos mecanismos que podem modificá-lo.

5.2 Perfil Teórico das Linhas de Absorção

Os processos de absorção e emissão de um fóton são fundamentalmente um processo quântico, envolvendo a transição de um elétron de um nível de energia para outro. Isto significa dizer que para obter o perfil das linhas devemos descrever microscopicamente o que acontece quando um átomo absorve ou emite um fóton.

Formação de uma Linha Espectral

Normalmente num átomo os elétrons estão no estado fundamental (de mais baixa energia possível) mas podem absorver energia e passar para um estado excitado. Em geral a permanência neste estado excitado ocorre num intervalo de tempo muito curto ($\Delta t \approx 10^{-8}$ s), após o qual o elétron pode decair para o estado fundamental, com a emissão simultânea de luz, ou pode ser excitado para um estado mais alto caso absorva outro fóton. Neste decaimento para o estado fundamental novas transições podem ser induzidas em elétrons vizinhos.

²Esta função depende dos mecanismos que modificam o perfil da linha, identificados mais adiante neste capítulo

Como apenas alguns níveis de energia discretos são permitidos para um átomo isolado, as transições só ocorrem quando quantidades de energia, equivalentes à diferença de energia entre os níveis $\Delta E = h\Delta\nu$, forem absorvidas ou emitidas. Analogamente algumas transições podem ocorrer durante a colisão de um átomo com o outro, devido à transferência de energia cinética entre eles.

Quando uma transição acontece uma **linha espectral** é formada. Se ΔE for positiva a linha é dita ser de absorção e se ΔE for negativa a linha é dita ser de emissão. Uma transição individual não produz efeito significativo sobre a intensidade de um feixe, mas muitos átomos ou íons sofrendo a mesma transição, quase que ao mesmo tempo, são capazes de modificar apreciavelmente o fluxo radiativo na frequência da transição, gerando como efeito as “depressões” e “picos” característicos sobre o espectro contínuo de energia, ou seja, as linhas de absorção e emissão.

Intensidade de uma Linha e Probabilidade de Transição

A intensidade de uma linha de emissão é proporcional ao número de fótons emitidos na transição. Analogamente a intensidade de uma linha de absorção, relativa ao nível do contínuo, depende do número de fótons absorvidos na transição. Acontece porém que nem todas as transições entre os níveis de energia são possíveis. Primeiro porque os níveis mais altos são em geral destruídos pelas interações com outros átomos e depois porque os números quânticos, que descrevem as propriedades dos elétrons e sua configuração em um átomo, tem probabilidade de mudar mais através de um determinado caminho do que em outros durante uma transição. Isto faz com que algumas linhas sejam “permitidas” e outras sejam “proibidas”.

Mesmo dentre as linhas “permitidas” (de transições mais prováveis) existem diferenças consideráveis de intensidade devido às diferentes probabilidades de transição. Essas probabilidades são medidas pelos Coeficientes de Einstein para cada um dos três processos básicos no qual uma transição pode acontecer: *emissão espontânea*, *absorção* e *emissão estimulada*.

Considere uma transição ocorrendo entre dois níveis de energia i e j , separados por uma diferença de energia $\Delta E_{ij} = E_j - E_i = h\nu_{ij}$, e cujo peso estatístico do nível superior j seja g_j e do nível inferior i seja g_i . No processo de emissão espontânea a probabilidade de transição é uma constante atômica, chamada Coeficiente A_{ji} de Einstein, que depende do inverso do tempo de vida médio do elétron no nível j . Portanto quando um elétron decai, emitindo um fóton de energia ΔE_{ij} , a taxa na qual a energia é acrescentada ao feixe é

$$\frac{n_{j,\nu} A_{ji} h \nu_{ij}}{4\pi}, \quad (5.9)$$

onde $n_{j,\nu}$ é o número de átomos ou íons com elétrons no nível superior j .

Uma transição no sentido oposto – absorção – pode ocorrer apenas se radiação da frequência correta estiver incidindo sobre o átomo, e portanto deve ser proporcional à intensidade do feixe incidente. Nesse caso, quando a radiação passa por uma camada de material, a taxa na qual

energia é retirada do feixe é

$$- \frac{n_{i,\nu} B_{ij} I_{\nu_{ij}} h \nu_{ij}}{4\pi}, \quad (5.10)$$

onde n_i é o número de átomos ou íons com elétrons no nível inferior i , e B_{ij} é o Coeficiente de Einstein relacionado com as propriedades atômicas que indicam a probabilidade de absorção.

O processo de emissão estimulada, no qual um fóton incidente induz o decaimento de outros elétrons do nível j , pode ser visto como se fosse uma absorção negativa. A probabilidade de transição é descrita pelo Coeficiente B_{ji} de Einstein, e a taxa na qual energia é acrescentada ao feixe é dada por

$$\frac{n_{j,\nu} B_{ji} I_{\nu_{ij}} h \nu_{ij}}{4\pi}. \quad (5.11)$$

Na situação de equilíbrio estatístico a taxa de emissão deve balancear exatamente a taxa de absorção e a “Equação de Transferência” pode ser escrita numa formulação microscópica. Ou seja

$$\frac{dI_\nu}{dx} = \left[- (n_{i\nu} B_{ij} - n_{j\nu} B_{ji}) I_{\nu_{ji}} + n_{j\nu} A_{ji} \right] \frac{h \nu_{ij}}{4\pi}. \quad (5.12)$$

onde os coeficientes de absorção (incluindo os efeitos da emissão estimulada) e de emissão espontânea podem ser identificados por

$$\kappa_\nu = n_{i,\nu} \sigma_\nu = \frac{h \nu_{ij}}{4\pi} (n_{i,\nu} B_{ij} - n_{j,\nu} B_{ji}), \quad (5.13)$$

$$j_\nu = n_{j,\nu} A_{ji} \frac{h \nu_{ij}}{4\pi}. \quad (5.14)$$

Valores das Probabilidades de Transição

Os valores dos Coeficientes de Einstein podem ser obtidos calculando-se as taxas de absorção e emissão quando há equilíbrio termodinâmico, onde I_ν pode ser substituída pela função de Planck, os números de ocupação n_j e n_i são dados pela Equação de Boltzmann

$$\frac{N_j}{N_i} = \frac{g_j}{g_i} \exp - \left[\frac{(E_j - E_i)}{kT} \right], \quad (5.15)$$

que fornece o número de átomos no estado j relativo ao número de átomos no estado i para uma dada temperatura cinética T , e pela Equação de Saha

$$\frac{N_{i+1}}{N_i} \propto \left[\frac{(kT^{3/2})}{N_e} \right] \exp \left(- \frac{\chi_i}{kT} \right), \quad (5.16)$$

que fornece as populações relativas de íons nos níveis i e $(i + 1)$, para um átomo de potencial de ionização χ_i e o número de elétrons N_e .

Numa analogia com o caso clássico do amortecimento da radiação, os Coeficientes de Einstein são geralmente expressos em função da força de oscilador f_{ij} , considerada como o número efetivo de átomos num dado nível disponíveis para transição entre os níveis i e j , ou seja

$$A_{ji} = \frac{g_i}{g_j} \frac{8\pi^2 e^2 \nu^2}{m_e c^3} f_{ji} \quad (5.17)$$

$$B_{ij} = \frac{g_j}{g_i} B_{ji} = \frac{\pi e^2}{m_e h \nu} f_{ji}, \quad (5.18)$$

onde m_e é a massa do elétron.

Largura Intrínseca (Natural) da Linha

Se os níveis de energia fossem infinitamente estreitos as transições levariam à formação de linhas de emissão ou absorção também infinitamente estreitas. Entretanto os níveis de energia nominais representam os valores mais prováveis das energias que repousam na vizinhança dos níveis permitidos³. Isso quer dizer que a linha espectral vai ter um **alargamento intrínseco** em torno da frequência nominal de transição pois poderão ocorrer transições entre energias ligeiramente acima e abaixo dos valores “mais prováveis”.

Assim, se o número total de átomos disponíveis para fazer a transição for N , o número de átomos capazes de absorver e emitir energia na frequência ν_{ij} pode ser expresso por $N \phi_\nu$, onde ϕ_ν representa a forma do perfil intrínseco da linha. Essa largura natural da linha tem a forma de uma Lorentziana, devido à sua semelhança com a forma da intensidade produzida por um oscilador harmônico amortecido clássico, e por isso é chamado de *perfil de amortecimento*. Portanto, a forma da seção de choque de absorção devido ao alargamento natural da linha é dada por

$$\sigma_\nu = \sigma \frac{(\gamma/4\pi)^2}{(\nu - \nu_0)^2 + (\gamma/4\pi)^2}, \quad (5.19)$$

onde γ é a constante de amortecimento, $\nu_0 = \nu_{ij}$ é a frequência do centro da linha. Em geral a largura natural da linha é muito pequena, em torno de 0.05 m\AA , e é dificilmente observada. O valor de σ é dado pela integral

$$\int_0^\infty \sigma_\nu d\nu = \sigma = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{ji}. \quad (5.20)$$

³De acordo com o Princípio de Incerteza da Mecânica Quântica a largura de um nível de energia é limitada a $\Delta E \leq (1/2\pi)(h/\Delta t)$, porque o tempo de meia vida do estado excitado Δt é finito

5.3 Mecanismos de Alargamento das Linhas

Alargamento Doppler

Os movimentos macroscópicos e térmico do material provocam um alargamento das linhas espectrais devido ao Efeito Doppler. Considere dois átomos em movimento com uma velocidade relativa v . Se a frequência do fóton é ν_0 em relação ao átomo emissor, devido ao Efeito Doppler o átomo absorvedor verá o fóton na frequência $\nu = \nu_0 \left(1 - \frac{v}{c}\right)$

Então, num dado instante de tempo, os átomos em movimento absorverão em frequências ligeiramente menores e maiores do que a frequência central da linha, causando um **alargamento Doppler** no perfil da linha. Para uma dada frequência a seção de choque de absorção deverá levar em conta a fração relativa $P(v)$ de átomos se movendo com velocidade v integrada sobre todas as velocidades, tal que

$$\sigma_\nu = \int_0^\infty \sigma_{(\nu - \nu v/c)} P(v) dv. \quad (5.21)$$

Quando um gás está em uma certa temperatura cinética T , o movimento das partículas é caracterizado por apenas uma velocidade e a função de distribuição de velocidades $P(v)$, que dá a probabilidade de encontrar um átomo com velocidade v entre v e $v + dv$, é Maxwelliana. Isto é

$$P(v) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{v_D} \exp\left[-\frac{v^2}{v_D^2}\right], \quad (5.22)$$

sendo a dispersão das velocidades em torno da velocidade central da linha v_D , conhecida como a velocidade Doppler térmica, dada por

$$v_D = \sqrt{\frac{2kT}{m}}, \quad (5.23)$$

onde k é a constante de Boltzmann e m é a massa do átomo ou íon observado. A correspondente dispersão na escala de frequência é dada pela “constante Doppler” $\Delta\nu_D$, definida por

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_0 v_D}{c}. \quad (5.24)$$

A seção de choque de absorção nesse caso é dada por

$$\sigma_\nu = \frac{\sqrt{\pi} e^2}{m c} f \frac{1}{\Delta\nu_D} \int_{-\infty}^\infty \exp\left[-\left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_D}\right)^2\right] d\nu, \quad (5.25)$$

e o perfil da linha resultante é conhecido como um perfil Gaussiano. No caso de movimentos turbulentos do gás um perfil Gaussiano também resulta dos movimentos aleatórios do meio. Os efeitos das várias velocidades individuais são caracterizados pela velocidade turbulenta média v_t . Quando ambos os efeitos de alargamento térmico e turbulento estão presentes eles se combinam em um terceiro perfil Gaussiano, e a “velocidade Doppler” v_D (ou parâmetro de dispersão de velocidades b) passa a ser dada por

$$v_D = \sqrt{\frac{2kT}{m} + 2v_t^2}. \quad (5.26)$$

Alargamento Instrumental, Colisional e Outros

O uso de um telescópio e sua instrumentação introduz uma degradação nos dados que também resulta no alargamento da linha espectral. Este alargamento instrumental, no entanto, pode ser de menor importância se o efeito da instrumentação sobre uma linha ideal for conhecido. Tais efeitos podem ser removidos dos dados através da de-convolução do perfil instrumental dos dados.

Os níveis de energia de um átomo podem também ser perturbados pela presença de outros átomos, íons ou moléculas. Essas perturbações mudam os níveis para energias ligeiramente diferentes, e os átomos sofrem transições em frequências diferentes. Este efeito resulta no alargamento da linha, chamado usualmente de **alargamento colisional** ou **alargamento por pressão**. Isto ocorre porque o aumento da pressão diminui a separação entre os átomos, aumentando sua interferência mútua, e provocando uma mudança nos níveis de energia. Este efeito é mais importante em linhas fortes e o perfil resultante é semelhante ao perfil Lorentziano do alargamento natural da linha, com a constante γ , adaptada para levar em conta a nova probabilidade de transição.

Vários outros efeitos contribuem para o alargamento de uma linha espectral. Dentre eles estão a estrutura hiperfina dos níveis atômicos; Efeitos Zeeman e Stark que removem a degenerescência dos níveis devido à aplicação de fortes campos magnéticos ou elétricos; rotação; e expansão e contração de uma estrela.

5.3.1 Perfil de Voigt

Muito raramente o perfil de uma linha será o resultado de apenas um mecanismo de alargamento. Usualmente os efeitos de **alargamento natural da linha** e **alargamento Doppler** estão presentes, caso no qual o perfil é chamado de “Perfil de Voigt”, o resultado da convolução dos perfis Lorentziano e Gaussiano.

A seção de choque de absorção, nesse caso, é dada por

$$\sigma_\nu = \frac{\sqrt{\pi} e^2}{m_e c} f \frac{1}{\Delta\nu_D} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(\gamma/4\pi)^2}{\Delta\nu'^2 + (\gamma/4\pi)^2} \frac{1}{\Delta\nu_D} \exp\left[-\frac{(\Delta\nu - \Delta\nu')^2}{\Delta\nu_D^2}\right] d\Delta\nu' \quad (5.27)$$

onde $\Delta\nu' = \nu - \nu_0 (1 - v/c)$ representa o desvio Doppler do centro da linha devido ao movimento médio dos átomos e $\Delta\nu = \nu - \nu_0$ o desvio das frequências em torno do centro da linha. Se os valores de $\Delta\nu$, $\Delta\nu'$ e $(\gamma/4\pi)$ forem representados em termos da “constante Doppler”, através das seguintes substituições

$$v = \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_D} \quad u = \frac{\Delta\nu'}{\Delta\nu_D} \quad a = \frac{\gamma/4\pi}{\Delta\nu_D}, \quad (5.28)$$

a equação da seção de choque pode ser reescrita em termos da “Função de Voigt”. Ou seja,

$$\sigma_\nu = \frac{\pi e^2}{m_e c} f \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\Delta\nu_D} \left[\frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-(v-u)^2}}{u^2 + a^2} du \right], \quad (5.29)$$

onde a “Função de Voigt” é dada pelo termo entre colchetes. Nas situações de maior interesse astrofísico $a \ll 1$, o que significa dizer que o **alargamento Doppler** é mais importante que o **amortecimento** nas asas da linha. Neste limite uma expressão conveniente pode ser obtida através de um desenvolvimento em série de potências, conhecido como “Integral de Dawson”. Os detalhes deste desenvolvimento podem ser encontrados em Mihalas (1979).

5.4 Método de Ajuste dos Perfis

O próximo passo na análise das observações consiste na obtenção da relação entre a intensidade da linha e o número de átomos ou íons absorvendo a luz ao longo da linha de visada entre o observador e o objeto em questão. A profundidade óptica τ_ν ao longo da linha de visada está relacionada com a função do perfil de linha de absorção pela expressão $\tau_\nu = N\sigma\phi_\nu$. Se o perfil da linha for conhecido a coluna de densidade N pode então ser obtida.

Como na maioria dos casos os perfis observados das linhas apresentam formas bastante diferentes, torna-se útil definir uma quantidade que possa ser usada equivalentemente para comparar a quantidade total de energia absorvida do espectro contínuo. Como a intensidade total de uma linha é proporcional à sua área, utiliza-se a **largura equivalente**, uma grandeza que representa a largura de um perfil retangular hipotético de mesma área que a linha em questão (veja Figura 5.2). A **largura equivalente** da linha é definida por

$$W_\nu = \int \left(1 - \frac{I_\nu}{I_0}\right) d\nu = \int (1 - e^{-\tau_\nu}) d\nu, \quad (5.30)$$

onde I_ν é a intensidade medida e I_0 é o valor da intensidade na ausência da linha, usualmente chamada de intensidade do contínuo.

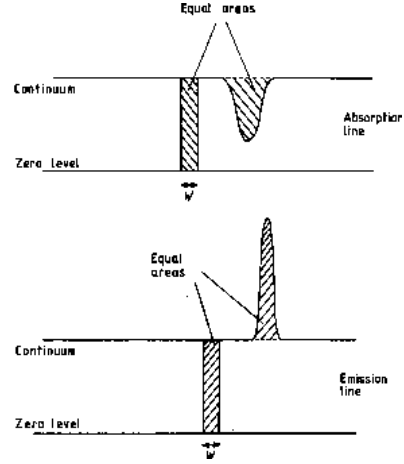


Figura 5.2: Definição da largura equivalente W_ν de uma linha espectral

Largura Equivalente e Curva de Crescimento

A largura equivalente é útil também nos casos em que os perfis detalhados das linhas de absorção não podem ser medidos. Nessas situações o relacionamento entre a largura equivalente W_ν e Nf (o número efetivo de átomos absorvedores na linha de visada), pode ser obtido através de uma representação gráfica de $W_\nu \times Nf$, chamada “Curva de Crescimento” (veja Figura 5.3). Quando a profundidade óptica τ_ν é pequena, o termo exponencial pode ser expandido em série de potências e

$$W_\nu = Nf\sigma. \quad (5.31)$$

Nesse caso a largura equivalente é dita estar na parte “linear” da curva de crescimento. Fisicamente isto equivale dizer que a taxa de absorção de energia varia linearmente com o número de átomos. Para grandes profundidades ópticas, I_ν/I_0 torna-se muito pequena e a quantidade de energia absorvida deixa de ser proporcional a τ_ν . A linha é dita estar “saturada”, pelo menos em seu centro, e a curva de crescimento passa a *depende da forma detalhada do perfil de linha*, pois o perfil está decrescendo tão rapidamente nas bordas da linha que grandes aumentos em Nf afetam muito pouco a largura equivalente. Se, por exemplo, a distribuição dos átomos for Maxwelliana (Eq. 1.22) a largura equivalente pode ser expressa por

$$W_\nu = 2 \Delta\nu_D \int (1 - e^{-Ce^{-x^2}}) dx \quad (5.32)$$

onde $C = \frac{Nf\sigma}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D}$ é a profundidade óptica no centro da linha. Nesta parte a curva de crescimento é dita estar na parte “plana”. Se duas linhas de um duplete, como as linhas de sódio, forem medidas, para um dado valor de C para a linha mais fraca corresponderá um valor $2C$ para a linha mais forte. Assim com a razão das larguras equivalentes medidas para o duplete o valor de C pode ser obtido, e a partir destes valores $\Delta\nu_D$ e N (Strömngren 1948).

Entretanto à medida que o valor de C cresce as linhas se tornam completamente saturadas e o método da “razão dos dubletos” começa a falhar porque a linha se torna insensível às variações

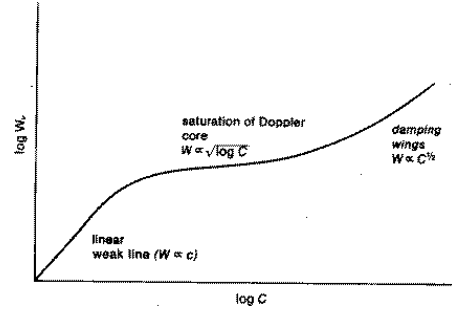


Figura 5.3: Exemplo de uma curva de crescimento genérica

de N e $\Delta\nu_D$. Nestas linhas suficientemente fortes o amortecimento da radiação nas asas torna-se importante, e se a resolução é inadequada para medir o perfil dessas asas, a largura equivalente $W = 2\sqrt{N s \gamma}$, pode ser usada. A linha é dita estar na parte da curva de crescimento onde a dependência é com a “raiz quadrada”.

Comparação dos Perfis Teóricos com os Observados

Atualmente, no entanto, os perfis das linhas de absorção podem ser medidos com precisão suficiente para tornar os efeitos do alargamento instrumental de menor importância tal que melhores resultados podem ser obtidos do ajuste direto dos perfis, ao invés da simples medida das larguras equivalentes em conjunção com o método da “razão dos dubletos”. A desvantagem deste último método está no fato de que, para sua aplicação uma forma particular para a distribuição de velocidades dos absorvedores, e portanto da curva de crescimento, deve ser suposta. Mas tais dificuldades podem ser superadas ajustando-se os valores de N e $\Delta\nu_D$ de forma a reproduzir os perfis observados. A maior vantagem nesse caso é que as componentes individuais podem ser identificadas e estudadas em maior detalhe (Hobbs 1969).

Para estudar as várias componentes ao longo da linha de visada, os perfis das linhas do dubleto de sódio D_1 e D_2 serão ajustados com perfis de Voigt, variando-se os parâmetros livres: velocidade radial da nuvem v_r , parâmetro de dispersão de velocidades $\Delta\nu_D$ (ou b) e a coluna de densidade total da nuvem N . A intensidade residual I_ν/I_0 , é dada por

$$I_\nu/I_0 = e^{-\tau} = e^{-N \sigma_\nu} \quad (5.33)$$

onde σ_ν é dada pela equação (5.29). As informações atômicas básicas são o comprimento de onda de repouso das linhas do dubleto de sódio $D_2 = 5889.9510 \text{ \AA}$ e $D_1 = 5895.9242 \text{ \AA}$, e as forças de oscilador $f_2 = 0.6311$ e $f_1 = 0.3180$ (Morton 1991).

Para as várias componentes, a profundidade óptica τ é calculada separadamente e somada a cada comprimento de onda. A intensidade residual assim obtida é convolucionada com a “função de resposta instrumental”, suposta ser Gaussiana e estimada pela largura das linhas do espectro de calibração do tório ($\Delta\lambda = 0.105 \text{ \AA}$), e o resultado superposto sobre os perfis medidos num processo iterativo, até que o ajuste tenha convergido. As larguras equivalentes são obtidas pela integração direta da intensidade residual. Maiores detalhes sobre o programa utilizado nos ajustes podem ser encontrados em Welty et al. (1994).

5.5 Análise das Velocidades Radiais, Colunas de Densidade, Dispersões de Velocidade e Larguras Equivalentes

Os resultados dessa análise encontram-se descritos na versão preliminar do artigo “Local Interstellar Medium Kinematics towards the Southern Coalsack and the Chamaeleon-Musca dark clouds”, apresentado a seguir.

A&A manuscript no.

(will be inserted by hand later)

Your thesaurus codes are:

9(08.04.1; 09.03.1; 09.09.1 Southern Coalsack; 09.09.1 Chamaeleon-Musca;
09.09.1 Loop I; 09.09.1 Local Bubble)

ASTRONOMY
AND
ASTROPHYSICS
26.2.1998

Local Interstellar Medium Kinematics towards the Southern Coalsack and Chamaeleon-Musca dark clouds*

I. Preliminary Version

W. J. B. Corradi¹, G. A. P. Franco¹, and J. Knude²

¹ Departamento de Física – ICEx – UFMG, Caixa Postal 702, 30161-970, Belo Horizonte – MG, Brazil

² Niels Bohr Institute for Astronomy, Physics and Geophysics – Juliane Maries Vej 30 – DK 2100 – Copenhagen Ø, Denmark
corradi@astro.ku.dk – franco@fisica.ufmg.br – indus@astro.ku.dk

Received should be inserted later; Accepted should be inserted later

Abstract. The results of a spectroscopic programme aiming to investigate the kinematics of the local interstellar medium (ISM) components towards the Southern Coalsack and Chamaeleon-Musca dark clouds are presented. The analysis is based upon high-resolution ($R \approx 60\,000$) spectra of the interstellar NaI D absorption lines towards 64 B-type stars ($d \leq 500$ pc) selected to cover these clouds and the connecting area defined by the Galactic coordinates: $308^\circ \geq l \geq 294^\circ$ and $-22^\circ \leq b \leq 5^\circ$.

The radial velocities, column densities, velocity dispersions, colour excess and distances to the stars are used to understand the kinematics and distribution of the interstellar cloud components. The analysis indicates that the interstellar gas is distributed in two extended sheet-like structures permeating the whole area, one at $d \leq 60$ pc and another around 120-150 pc from the Sun. The nearby feature is approaching to the Sun with average radial velocity of -7 km s⁻¹, has low average column density $\log N_{\text{NaI}} \approx 11.2$ cm⁻² and is either hotter or more turbulent with velocity dispersion $b \approx 5$ km s⁻¹. The more distant feature has column densities between $12.3 \leq \log N_{\text{NaI}} \leq 13.2$, average velocity dispersion $b \approx 2.5$ km s⁻¹ and seems associated to the dust sheet observed towards the Coalsack, Musca and Chamaeleon direction. Its velocity is centered around 0 km s⁻¹, but there is a trend for increasing from -3 km s⁻¹ near $b = 1^\circ$ to 3 km s⁻¹ near $b = -18^\circ$.

The nearby low column density feature indicates a general outflow from the Sco-Cen association, in agreement with several independent lines of data in the general searched direction. The dust and gas feature around 120 – 150 pc seem to be part of an extended large scale fea-

ture of similar kinematic properties, supposedly identified with the interaction zone of the Local and Loop I bubbles. At least in the studied direction, such findings cast some doubt on the distance to the interface of the bubbles being around 40 ± 25 pc from the Sun, if it is assumed that the annular volume of dense neutral matter that would have been formed during the collision of the two bubbles and the interface have similar properties.

Key words: Stars: distances - ISM: clouds - ISM: individual objects: Southern Coalsack - Chamaeleon-Musca - Loop I - Local Bubble

1. Introduction

The present work is part of a comprehensive investigation of the local interstellar medium (ISM) towards the Southern Coalsack and the Chamaeleon-Musca dark clouds. A previous photometric investigation has resulted on very precise *uvby* β data for 1017 stars covering these clouds and the connecting area: $307^\circ \geq l \geq 294^\circ$ and $-20^\circ \leq b \leq 5^\circ$ (Corradi & Franco 1995). Analysis of the colour excess $E(b-y)$ vs. distance diagrams for these stars has indicated the presence of a local low absorption volume limited at 150 ± 30 pc from the Sun by an extended interstellar dust sheet-like structure, that is followed by a region where almost no additional reddening is measured for another 350 pc.

The existence of such absorbing feature, at a distance identical to the molecular clouds, has suggested that Coalsack, Chamaeleon and Musca might be dense condensations embedded on the diffuse medium composing the feature. Furthermore, the minimum column density of the

Send offprint requests to: W. J. B. Corradi

* Based on data collect with the Coudé Auxiliary Telescope and Coudé Echelle Spectrometer installed at the European Southern Observatory (ESO) in La Silla, Chile

absorbing structure seemed to increase with the Galactic latitude, but without clear dependence on the Galactic longitude. Such effect suggested either an inhomogeneous sheet-like structure, that could be perpendicular to the Galactic plane, or a sheet-like structure of same minimum column density, curved away from the Sun (Corradi et al. 1997; hereafter Paper I).

As pointed out, when viewed in connection to the other data on the local ISM, the existence of these two low-reddening volumes has led to the idea that the dust sheet could be part of a large scale structure, probably related to the interface of the Local and Loop I Bubbles. Such an interface of dense matter may have resulted from the compression of the ISM by the action of energetic events of the Sco-Cen OB association from the far side (Weaver 1979; Iwan 1980; Crawford 1991; de Geus 1992) and either by a supernova explosion near the Sun or by what created the local low density region from the near side (e.g. Cowie & Songaila 1986; Cox & Reynolds 1987; Bochkarev 1987; Frisch 1993, 1996; Gehrels & Chen 1993; Hartquist 1994; Bruhweiler 1996).

Observational evidences of the annular volume of dense neutral matter, that supposedly would have been formed during the collision of the two bubbles, was recently found on the ROSAT all-sky survey data by Egger & Aschenbach (1995). Remarkably, as noticed by Dame et al. (1987), the molecular gas from $l \approx 360^\circ$ to 290° and $-25^\circ \leq b \leq 25^\circ$ seemingly define a large complex of clouds around 150 pc from the Sun, comprising, e.g., ρ Oph, R CrA, G317-4, Musca, Coalsack, Chamaeleon and the Lupus clouds.

In this case a schematic drawing of the interaction zone between the two bubbles and the dark clouds towards the Sco-Cen association would be like Fig. 1. The position and sizes of the dark clouds were obtained from Dame et al. (1987) and the ring-like contours from Egger & Aschenbach (1995). The dashed square delineates the region surveyed in this work.

To investigate the interstellar gas components towards the Coalsack, Chamaeleon and Musca dark clouds we have obtained high-resolution ($R \approx 60\,000$) spectra of the interstellar Na I D absorption lines. The obtained data are aimed to distinguish whether the components of the physical association proposed for these clouds are a combined effect of two or more distinct structures or an effect of a single feature. From the radial velocities, column densities, velocity dispersions and the known distance of the stars we aim to understand the kinematics of the interstellar gas components towards these dark clouds.

2. Observations

2.1. The Program Stars

In order to investigate the interstellar gas components towards the Coalsack, Chamaeleon and Musca dark clouds 60 B-type stars covering the area defined by the Galactic

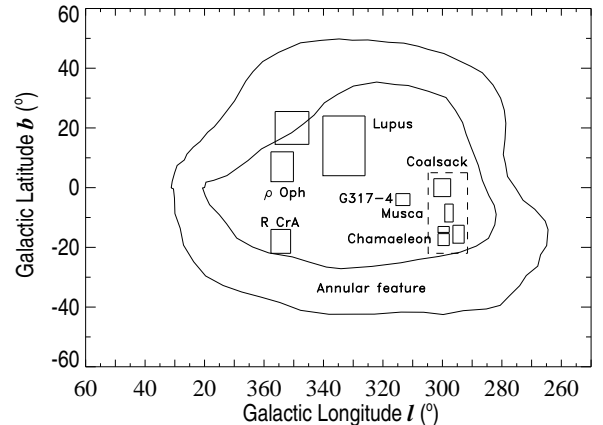


Fig. 1. Schematic representation of the interaction zone between the Local and Loop I Bubbles with the dark clouds towards the Sco-Cen association. The position and sizes of the dark clouds were obtained from the survey by Dame et al. (1987). The ring-like contours, taken from the ROSAT all-sky survey data by Egger & Aschenbach (1995), represent the annular volume of dense neutral matter supposedly formed during the collision of the two bubbles. The dashed square delineates the region surveyed in this work

coordinates: $307^\circ \geq l \geq 294^\circ$ and $-22^\circ \leq b \leq 5^\circ$ have been selected from the photometric sample by Corradi & Franco (1995). All targets are located within 500 pc from the Sun and have well determined $E(b-y)$ values, except for SAO257142, SAO258697 and PPM337863 that have been taken from the PPM catalogue to complement the data at the more negative latitudes. The stars SAO251050 and SAO224833 (ι Lup), initially chosen as candidates for telluric line correction, showed the presence of useful interstellar Na I D lines.

The basic information on the 65 stars is listed in Table 1. For each one the visual magnitude V , the Galactic longitude and latitude, the colour excess and the distance are given in successive columns. The mean errors in the colour excess and distance values are 0^m018 and 10-15%, respectively. The positions of the stars within the surveyed area are given in Fig. 2. The clouds' contours defined by the thick lines are the lowest opacity level of the photographic catalogue by Feitzinger & Stüwe (1984) and the thin one is the outer 2 K km s^{-1} velocity integrated CO emission contour for the Southern Coalsack (Nyman et al. 1989).

The data sample consists of three general divisions based upon the star's location within the area: *inside* the clouds' contours, in their *outskirts* and towards the *sheet-like* structure. They are, respectively, indicated by the (*), (Δ) and (\square) signs. The horizontal and vertical dashed lines delineate eight sub-areas, identified by the roman numbers, that will be used to discuss the details of the velocity structure. Note that 5 stars are within 100 pc,

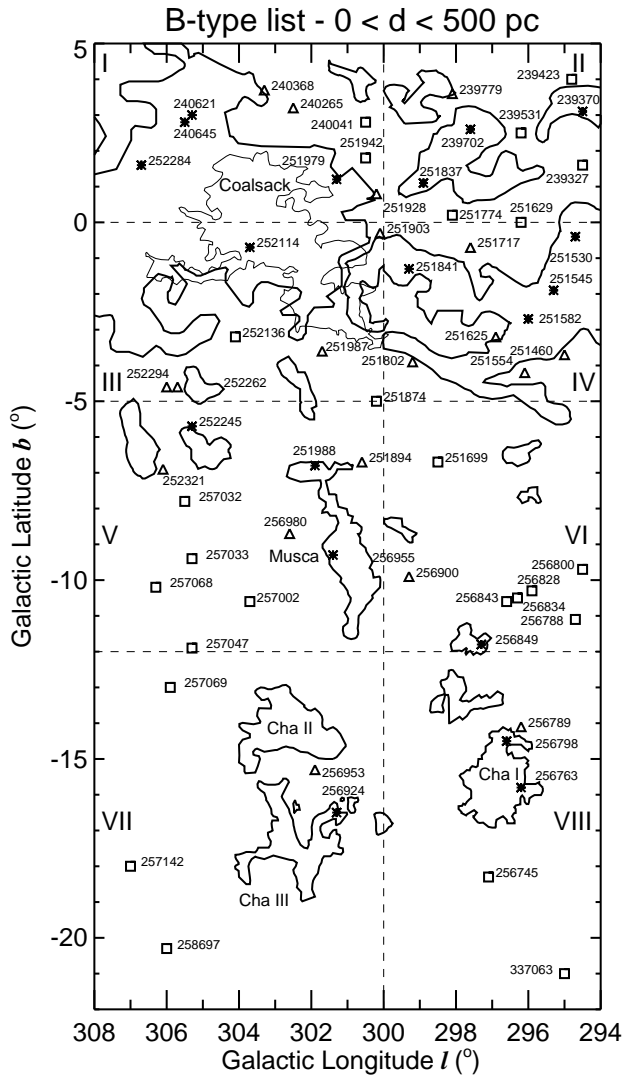


Fig. 2. Location of the stars within the studied area. The clouds’ contours defined by the thick lines are the lowest opacity level of the photographic catalogue by Feitzinger & Stüwe (1984) and the thin one is the outer 2 K km s⁻¹ velocity integrated CO emission contour for the Coalsack. The (*), (Δ) and (□) signs indicate the stars with line-of-sight *inside* the clouds’ contours, in their *outskirts* and towards the *sheet-like* structure, respectively. The horizontal and vertical dashed lines delineate eight sub-areas, identified by the roman numbers, that are used to discuss the details of the velocity structure.

field, and remove cosmic rays from the rows occupied by the stellar spectrum and the background regions. The one-dimensional spectra were then extracted using the IRAF “apall” routines, with variance weighting. Further details of the employed routines can be found in Massey (1997) and Massey et al. (1992).

It is worth reiterating that usually the dome flat-fields provided the best correction for the strong vignetting present in the spectra borders, besides that the affected parts were trimmed off the images. The wavelength cali-

bration was established with a set of 20 to 30 lines, identified using the thorium line wavelengths of D’Odorico et al. (1987). A second-order chebyshev function was fitted to the line wavelength as a function of the pixel number, with rms scatter of the residuals about the fit smaller than 0.002 Å (0.05 km s⁻¹) in all cases. The dispersion solution was applied to all science exposures with no re-binning of the data, and the final spectra normalized to unity continuum with cubic splines.

The individual normalized spectra were then co-added on a pixel-by-pixel basis, weighted by the inverse of the rms deviation of the continuum fit. No noticeable degradation in spectral resolution resulted from the co-addition procedure, since the individual spectra have been obtained within an hour or two of each other, and the velocity changes in the observer rest frame, over this time scale, are very small compared to the instrumental resolution.

Numerous absorption lines arising from the Earth’s atmosphere occur in this region of the spectrum, and two lines in particular (at 5889.637 Å and 5890.09 Å) are very close to the rest wavelength of the D₂ line. Hobbs (1978) discusses the origin and identification of these atmospheric (telluric) lines in the Na I D wavelength region. To reduce telluric line contamination the stellar spectra were divided out by a purely atmospheric absorption template spectrum obtained from a fast rotating, unreddened early-type star with no interstellar sodium, and taken at similar air mass. For both observing runs spectra of αLeo and γLup were taken each night. The equivalent width of the Na I D lines for these stars are estimated to be ≤ 1 mÅ and 1.4 mÅ, respectively (Welsh et al. 1991; Crawford 1991). Basic information about these two stars is given in Tab. 2.

Table 2. Basic information on the radial velocity standard stars and telluric correction stars. Further details are given in the text

Teluric Correction				
Star	<i>V</i>	Sp. Type	<i>V</i> _{radial}	<i>V</i> _{rotational}
α Leo	1.35	B7V	6.0	329
γ Lup	2.80	B2IVe	2.0	266
Radial Velocity Standard Stars				
Star	<i>V</i>	Sp. Type	<i>V</i> _{std}	<i>V</i> _{obs}
105156	6.24	B8III	-22.3 ± 0.5	-23.9 ± 0.1
119076	3.61	dF8	5.0 ± 0.2	5.0 ± 0.0
120946	5.20	dF6	53.3 ± 0.2	55.2 ± 0.2
122056	5.90	dF8	-17.4 ± 0.2	-16.2 ± 0.1
144889	5.40	B9s	-3.8 ± 1.3	-4.7 ± 0.1
150547	2.59	cF3	24.7 ± 0.2	26.5 ± 0.1
170457	2.84	gG1	-13.5 ± 0.1	-13.5 ± 0.1
180915	2.66	gG4	-7.0 ± 0.0	-6.9 ± 0.1
200185	5.40	K5	0.0 ± 0.2	0.5 ± 0.3

Since most of the telluric lines arise from water molecules, the strengths of the telluric lines change

throughout the night as the water content of the Earth’s atmosphere changes. Hence, the template spectra were properly scaled to match the strengths of the atmospheric lines in the object spectra. In Fig. 3 some of the strongest telluric lines in the Na I D region are identified. The success of the atmospheric correction procedure is apparent from the fact that all the telluric lines, which are clear of the interstellar lines, have been satisfactorily removed (see Figure 4).

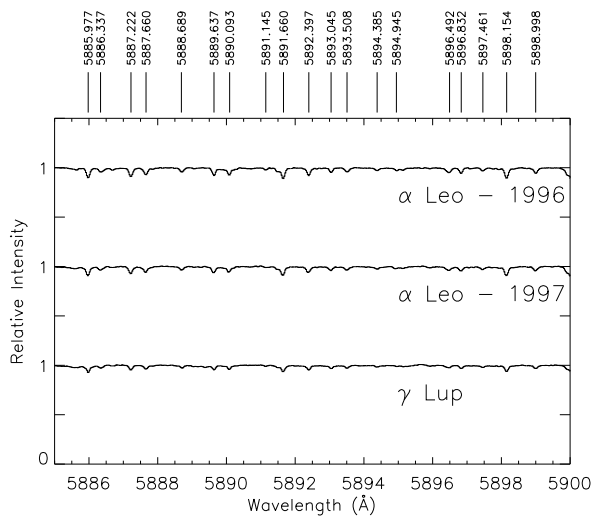


Fig. 3. Teluric Line Identification on the Na I D region of the spectra

Finally the observed wavelengths were brought to the velocity scale and converted to the Local Standard of Rest (LSR) velocity frame, assuming a solar motion of 20 km s^{-1} towards $\alpha = 18^{\text{h}}$ and $\delta = 30^{\circ}$ (Mihalas & Binney 1981). To access the zero point of the velocities a sample of radial velocity standard stars was observed. The relevant information, taken from Heydari-Malayeri et al. (1989), is given in Tab. 2. The heliocentric standard and measured radial velocities (in km s^{-1}) are listed in the last two columns. A comparison of the results show that the velocities match quite well, seemingly with no systematic offset.

4. The absorption-line profiles

All observed absorption lines show appreciable velocity structure, and thus profile fitting provides the best method for determining accurate interstellar column densities as well as to discern and determine the properties of the individual interstellar clouds contributing to the line profile. The observed profiles of the D₂ and D₁ absorption-lines

are shown in Figure 4. The dots represent the object spectra and the solid line gives the adopted multicomponent fit, as described below. Further details of the employed method can be found in Welty et al. (1994) and Sembach et al. (1989). The zero point of the velocities in the upper and lower panels are with respect to the rest wavelength of the D₂ (5889.9510 Å) and D₁ (5895.9242 Å) lines, respectively. In each panel the tick marks and numbers above the profiles indicate the average velocity of the D₂ and D₁ lines for each interstellar cloud determined in the fit.

Voigt line profiles parameterized by their velocity dispersion parameter b , cloud component velocity V_{LSR} and cloud column density N_{NaI} , were convolved with the instrumental profile (assumed to be Gaussian with a width of 5.3 km s^{-1}) and fitted to the observed data. Both the D₂ and D₁ lines were fitted simultaneously, with the fewest components that seemed reasonable. Inflections in line shape, as a result of additional components in the wings of the stronger lines, often indicated whether another component should be added to the model. The hyperfine structure splitting of $\sim 1 \text{ km s}^{-1}$ of the individual D lines were not included in the adjusts since the resolution of the data is sufficiently broad to be affected by the splitting.

In most cases the assigned initial values of b were from 2.0 to 4.0 km s^{-1} to all components. Also the three free parameters (N_{NaI} , V_{LSR} , b) for each component were allowed to vary in an iterative nonlinear least-squares fit to the observed profile. Some parameters occasionally were held fixed at “reasonable” values in order to facilitate convergence of the fits, but are thought to be as well determined as those allowed to vary.

The average of the D₂ and D₁ best fit values of these parameters are listed in Table 3. A total of 125 entries are given. Each successive column gives the star’s name, component number, LSR radial velocity V_{LSR} , heliocentric radial velocity V_{\odot} , logarithm of the column density $\log N_{\text{NaI}}$, velocity dispersion b and the equivalent widths W_{D2} and W_{D1} , respectively.

The distribution of the absolute mean errors for $\log N_{\text{NaI}}$, V_{LSR} and b are shown in Figure 5a-c. For narrow, isolated lines of moderate strength such errors are typically 1%-10% for $\log N_{\text{NaI}}$ and few hundredths of a km s^{-1} for b and V_{LSR} . For stronger, wider and more blended lines the uncertainties in $\log N_{\text{NaI}}$ are typically 5%-20%, and 0.1 - 0.4 km s^{-1} in b and V_{LSR} . For the strongest saturated lines, uncertainties in the actual component structure are likely to be the dominant error source.

The theoretical uncertainty in the placement of the continuum level is approximately equal to the rms scatter divided by the square root of the number of points used to define it (Howarth & Phillips 1986). The statistical error on line flux values are given by $\sigma_{\text{F}} = \frac{\Delta\lambda\sqrt{n}}{S/N}$, where n is the number of observed data points in the absorption profile,

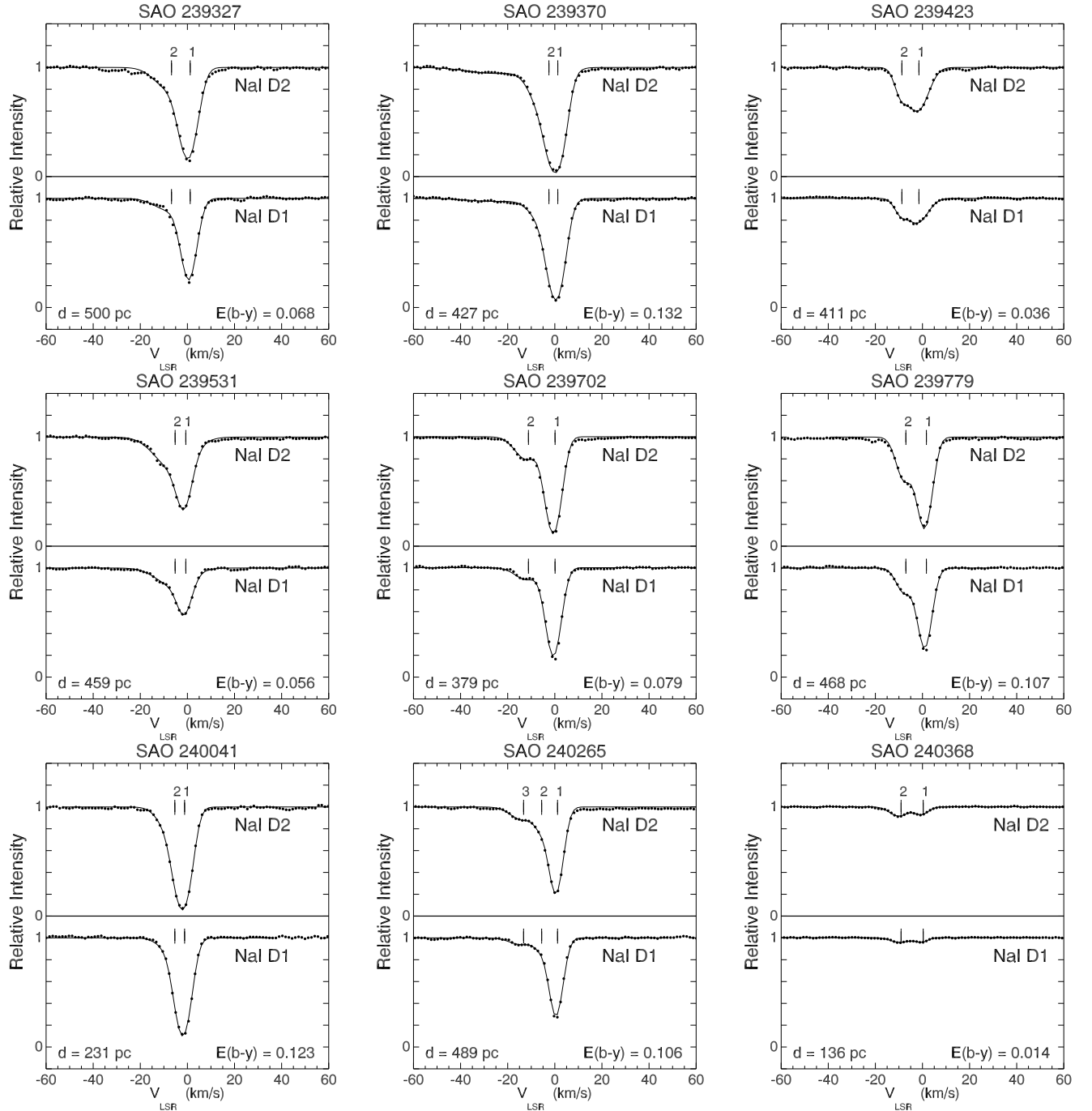


Fig. 4. The observed Na I D absorption lines. The observed intensities are plotted as dots; the smooth curves are theoretical line profiles with the parameters given in Table 3. The tick marks and the corresponded number indicate the average LSR velocity of the fitted components. The zero point of the velocity scale is referred to the rest wavelength of the D₂ and D₁ lines

$\Delta\lambda$ is the resolution element in $\text{\AA}/\text{pixel}$, and S/N is the signal-to-noise ratio of the exposure (Welsh et al. 1990). In most cases the continua are very well defined and statistical errors probably dominate the equivalent width errors. Typically for our observations, $n = 16$, $\Delta\lambda = 0.027\text{\AA}/\text{pix}$ and $S/N \geq 150$, so that $\sigma_F \leq 1 \text{ m\AA}$.

The star ιLup has been previously observed at similar resolution (4 km s^{-1}) by Welsh et al. (1994). The parameters for $(\log N_{\text{NaI}}, V_{\text{LSR}}, b)$ are $(10.9 \pm 0.02, -13.8 \pm 0.3, 4.6 \pm 0.3)$, and those obtained in this work are $(11.0 \pm 0.3, -13.42 \pm 0.09, 4.3 \pm 0.7)$. The remarkable agreement between the values is rather encouraging. Additional absorption features occur in some of the spectra of low $v \sin i$

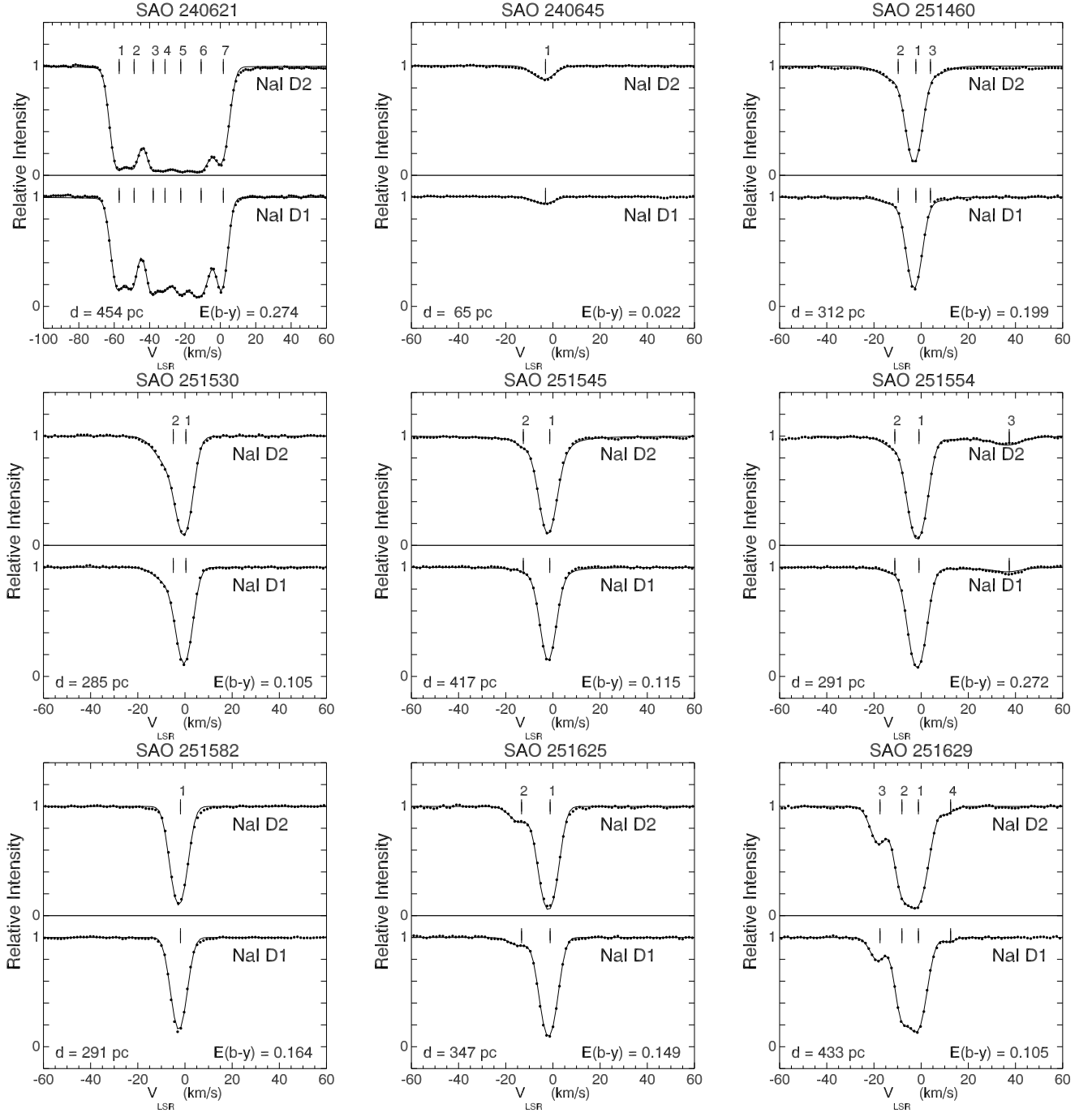


Fig. 4. (Continued)

stars shown in Fig. 4. The stellar Na I D lines are expected to be very weak throughout the class of B stars (being ≤ 2 mÅ for stars earlier than B7), but the cases where stellar lines have been identified were removed from the multi-component fit.

5. The kinematical structure

Histograms of the individual distributions of $\log N_{\text{NaI}}$, V_{LSR} and b are given in Figures 5d to 5f. Inspection of Fig. 5d shows a clear division of the column densities around $\log N_{\text{NaI}} \approx 12.0$ cm $^{-2}$. The average column density of the sub-samples is 11.2 cm $^{-2}$ and 12.7 cm $^{-2}$, respectively, both with small dispersion of ± 0.6 cm $^{-2}$. Figure 5e shows that the distribution of the LSR velocities, although centered around 0 km s $^{-1}$, is skewed to the nega-

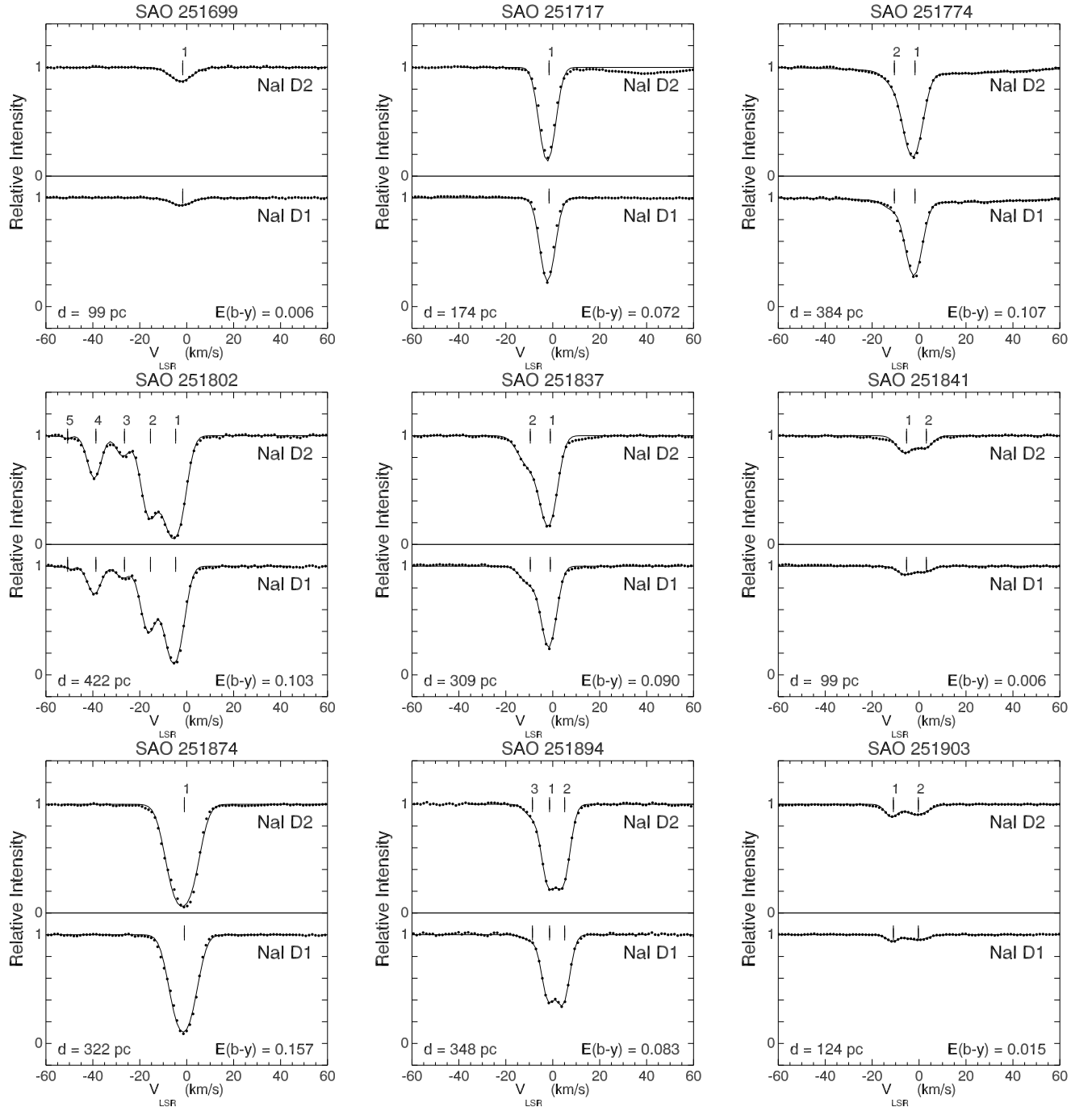


Fig. 4. (Continued)

tive side. Also the velocity dispersion parameter b shows a concentration around 2.5 km s^{-1} and another around 5.5 km s^{-1} . These trends are somewhat confirmed by Figs. 5g-i. For the sake of clarity few points of very high negative and positive LSR velocities have been excluded from these plots.

The correlation among these parameters can be seen in Figs. 5g to 5i, that shows the plots of b vs. $\log N_{\text{NaI}}$, $\log N_{\text{NaI}}$ vs. V_{LSR} and V_{LSR} vs. b , respectively. As one can

see the lower column densities spawn the whole velocity dispersion range, and are concentrated mostly on the negative velocity range. On the other hand, the higher column densities are concentrated around $b \approx 3 \text{ km s}^{-1}$, and have velocities spread by $\pm 3 \text{ km s}^{-1}$ around zero km s^{-1} in the LSR frame. The apparent lack of points with $\log N_{\text{NaI}} \leq 10.5 \text{ cm}^{-2}$ for all b may be due to our detection limits. The lack of points with $b \leq 1.5 \text{ km s}^{-1}$ for $\log N_{\text{NaI}} \geq$

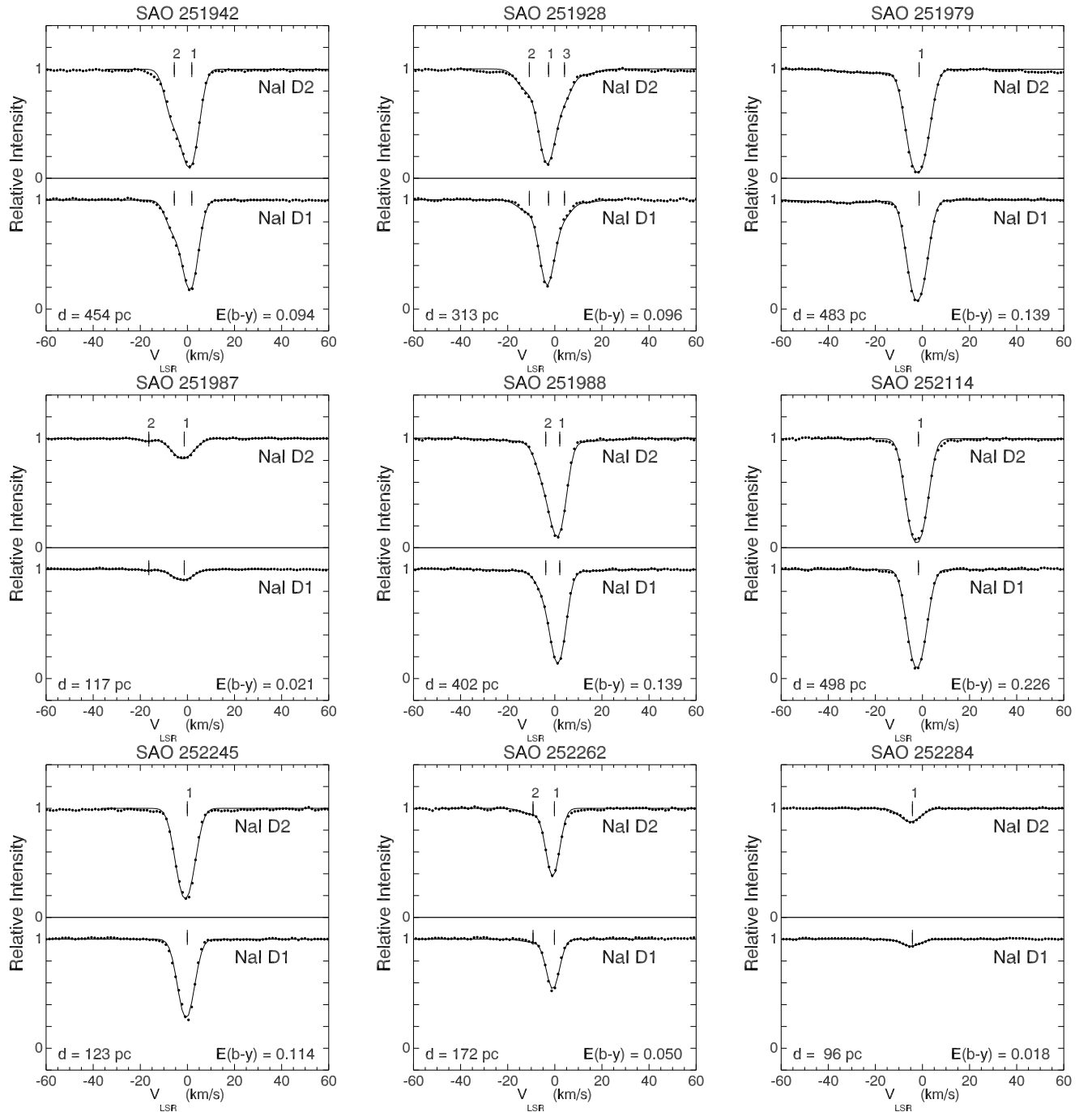


Fig. 4. (Continued)

11.5 cm^{-2} may be due to our inability to resolve closely blended components.

5.1. Distribution of the interstellar gas components

To investigate the distribution and kinematics of the interstellar gas components along the line-of-sight plots of $\log N_{\text{Na I}}$, V_{LSR} and b as a function of the stellar distance are given in Fig. 6. The *left* column shows those stars with line-of-sight *inside* the clouds' contours; the *middle*

column those in their *outskirts*; and the *right* column those towards the *sheet*.

The plotting symbols indicate a further division of the components according to the line profile characteristics. The line profiles with a *single weak* feature are represented by the open triangles, while those profiles with a *single strong* feature are represented by the solid triangles. The profiles with *two weak* features are represented by the plusses and asterisks, which indicate the features

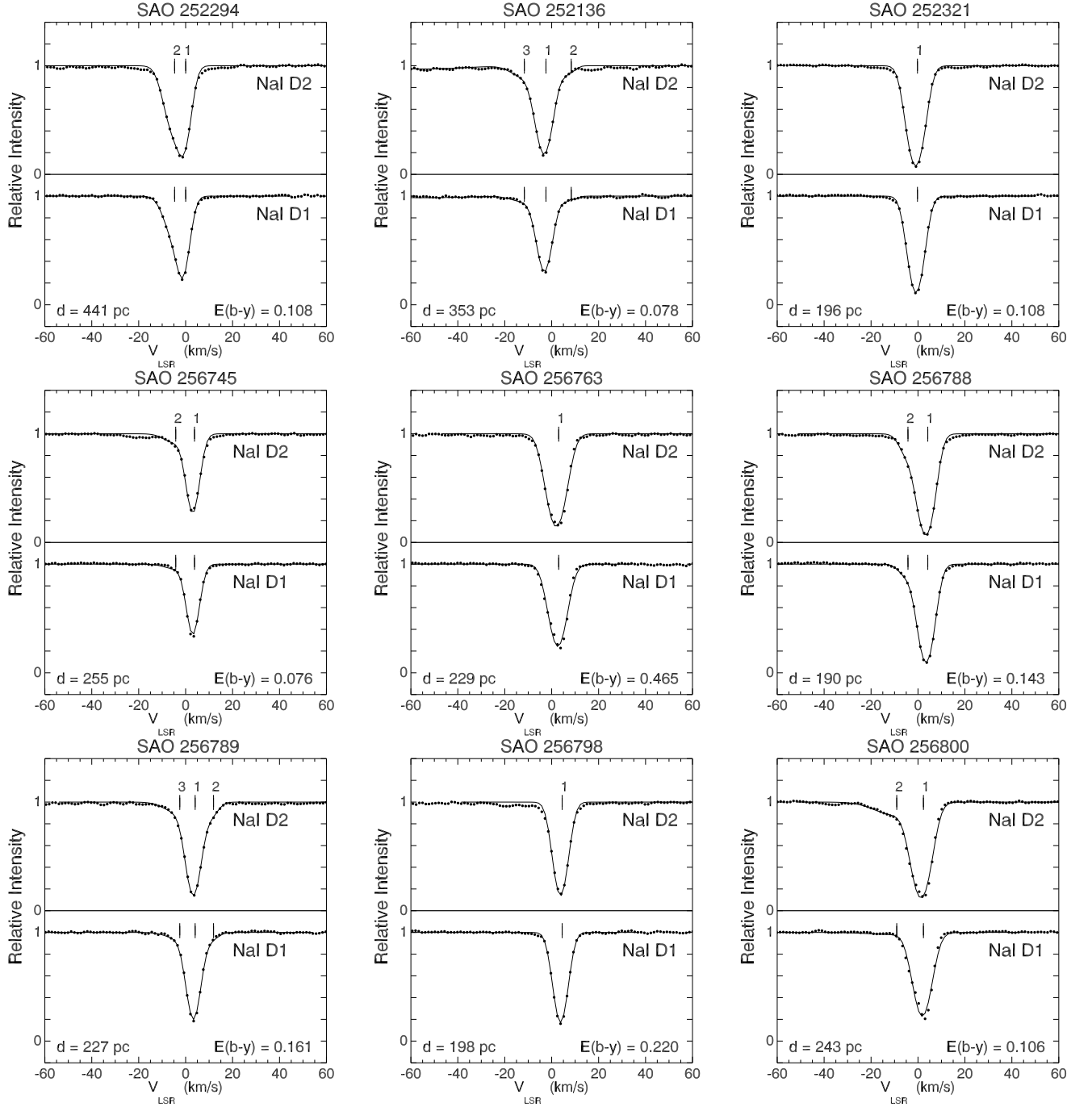


Fig. 4. (Continued)

with velocity similar to the single weak and single strong components, respectively. The profiles with *two or more* features are represented by the squares and circles. The open and solid squares indicate those features similar to the single weak and to the single strong components. The open circles indicate the other components, i.e., the third, fourth and so on.

The structure of the column density *vs.* distance diagrams for the stars *inside* the clouds' contours, in their

outskirts and towards the *sheet* is fairly similar. The *single weak* component is seen by the stars as close as 60-80 pc from Sun (open triangles and plusses), and by most of the more distant stars along the distance range (open squares). On the other hand, the *single strong* component is seen only by stars more distant than 120-150 pc from the Sun (solid triangles, asterisks and solid squares). The open circles tend to appear at distances greater than 300

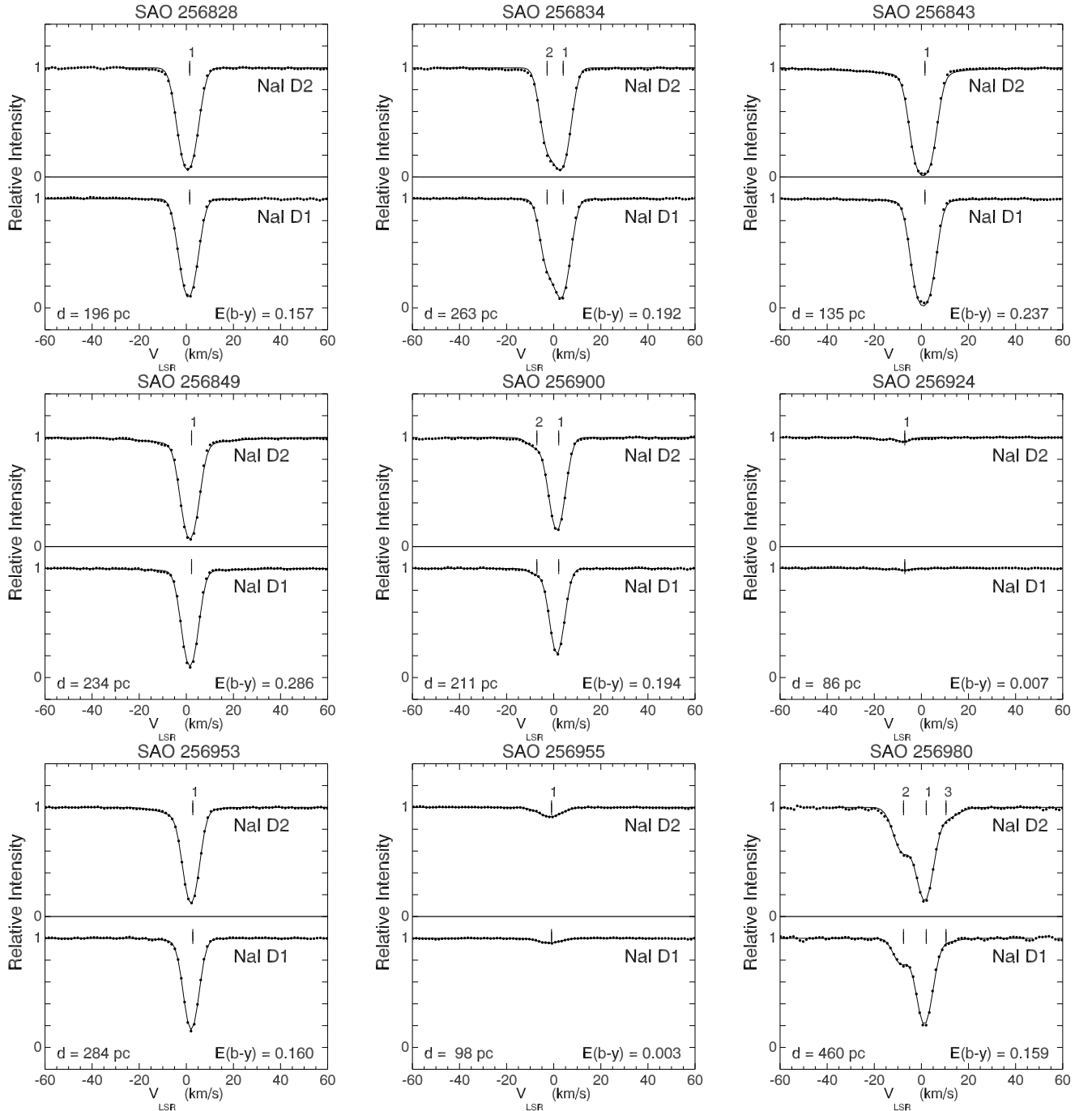


Fig. 4. (Continued)

– 350 pc, but without clear correlation with $\log N_{\text{NaI}}$ and V_{LSR} .

The velocities of the components identified along the line of sight also have a similar structure for the stars *inside* the clouds' contours, in their *outskirts* and towards the *sheet*. The *single weak* component (open triangles, open squares and pluses) has velocity more negative than -5 km s^{-1} , while the *single strong* component (solid triangle, solid square and asterisks) is centered at zero km s^{-1}

in the LSR frame. The fact that the pluses and asterisks show kinematic structure consistent with those of the *single weak* and the *single strong* components, respectively, suggests that the material have some inhomogeneities. The open circles appear in the whole range of radial velocities.

As well, the velocity dispersions of the components also have a similar structure for the stars *inside* the clouds' contours, in their *outskirts* and towards the *sheet*. The

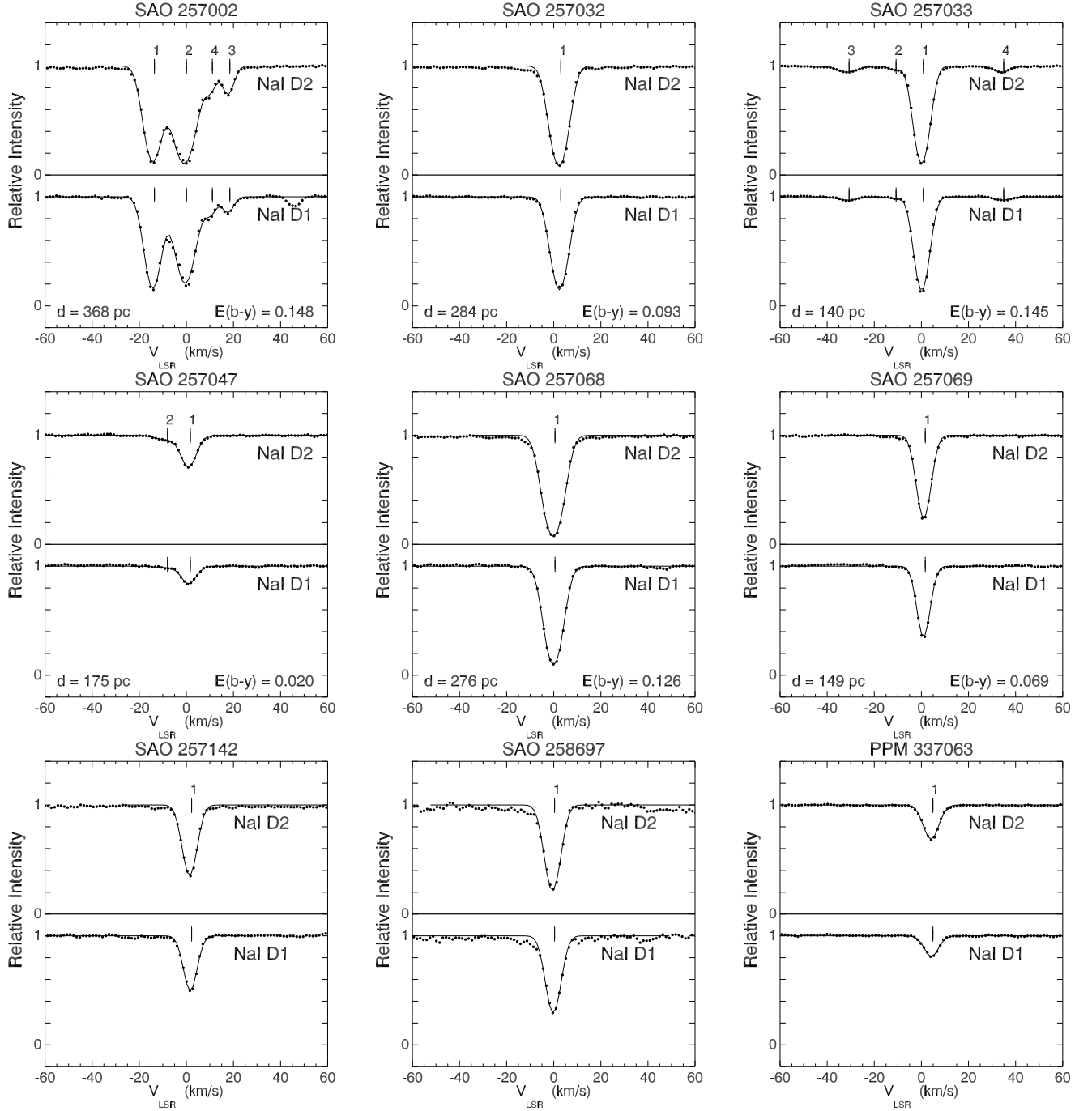


Fig. 4. (Continued)

single weak component has $b \approx 5.5$ km s⁻¹. On the other side the *single strong* component has $b \approx 2.5$ km s⁻¹.

The b value is a measure of both thermal and turbulent velocities in an interstellar cloud. We have $b = \sqrt{\frac{2kT}{m} + 2v_t^2}$, where v_t is the rms turbulent velocity, k is the Boltzmann's constant, T is the kinetic temperature and m is the mass of the atom. There is no independent way to determine the degree of turbulence within the material, but some qualitative considerations can be

done. The typical kinetic temperature of interstellar diffuse clouds is generally taken to be about 80 – 115 K, from observations of rotational excitation of H₂ (Savage et al. 1977). For Na I this corresponds to $0.24 \leq b \leq 0.29$ km s⁻¹. In this case the upper limits to v_t for the *weak* and *strong* components would be 1.8 and 3.9 km s⁻¹.

Assuming a sound speed for diffuse interstellar clouds about 0.7 km s⁻¹ (Spitzer 1978) the observed components are either significantly hotter than a standard diffuse cloud

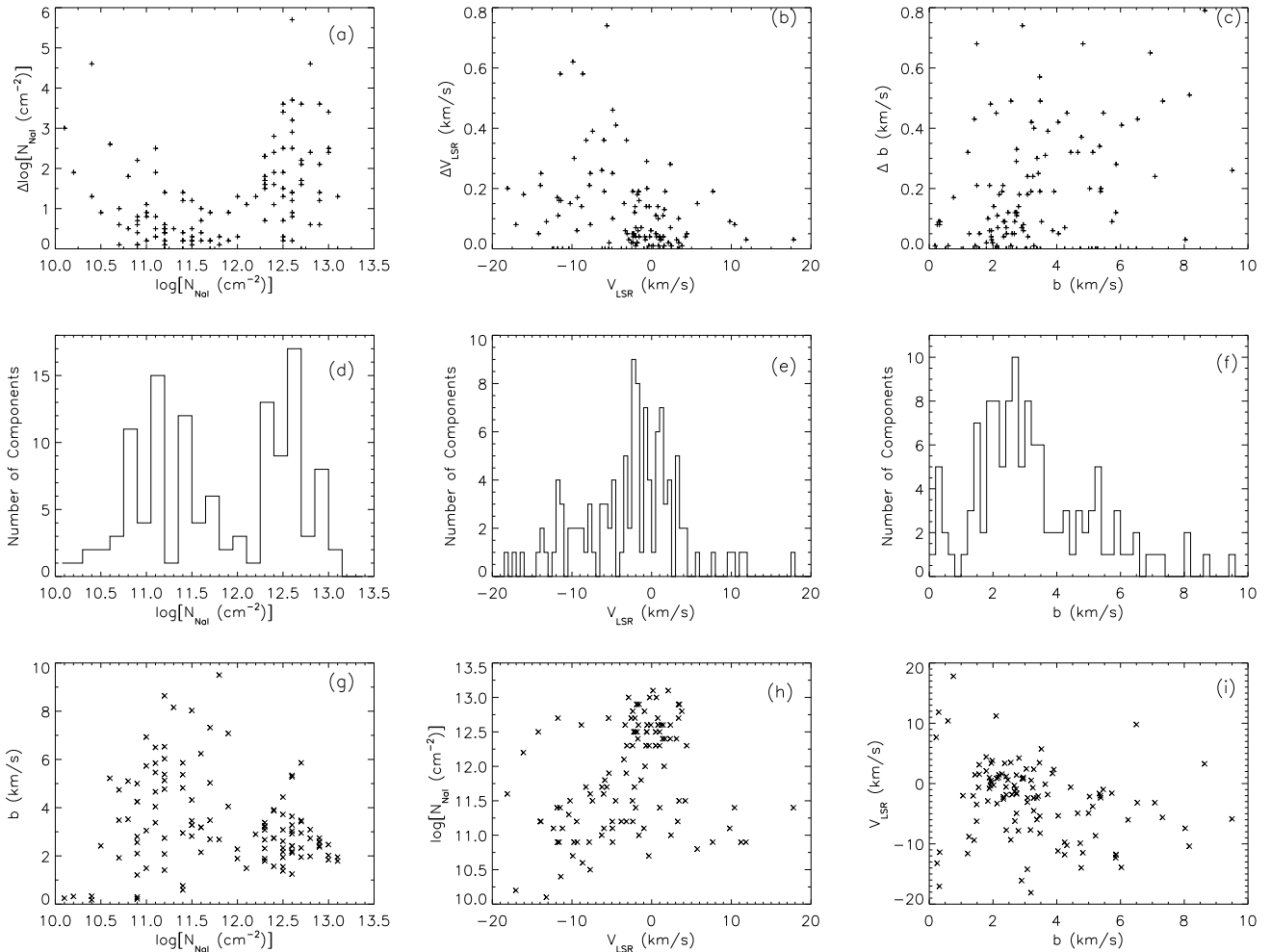


Fig. 5. Distribution of the free parameters determined in the profile fits and their absolute mean errors. **a-c** Distribution of the absolute mean errors in the fitted values of $\log N_{\text{NaI}}$, V_{LSR} and b , respectively. For narrow, isolated lines of moderate strength such errors are typically 1%-10% for $\log N_{\text{NaI}}$ and few hundredths of a km s^{-1} for b and V_{LSR} . For stronger, wider and more blended lines the uncertainties in $\log N_{\text{NaI}}$ are typically 5%-20%, and 0.1-0.4 km s^{-1} in b and V_{LSR} . **d-f** Histogram of $\log N_{\text{NaI}}$, V_{LSR} and b , respectively. There is a clear division of the column densities around $\log N_{\text{NaI}} \approx 12.0 \text{ cm}^{-2}$. The LSR velocities, although centered around 0 km s^{-1} , are skewed to the negative side. Also the velocity dispersion parameter b shows a concentration around 2.5 km s^{-1} and another around 5.5 km s^{-1} . **(g)** Distribution of $\log N_{\text{NaI}} \times b$. **(h)** Distribution of $\log N_{\text{NaI}} \times V_{\text{LSR}}$. **(i)** Distribution of $V_{\text{LSR}} \times b$. The lower column densities spawn the whole velocity dispersion range, and are concentrated mostly on the negative velocity range. On the other hand, the higher column densities are concentrated around $b \approx 3 \text{ km s}^{-1}$, and are essentially at rest in the LSR frame; although a $\pm 2 \text{ km s}^{-1}$ spread may be present. For the sake of clarity few points of very high negative and positive LSR velocities have been excluded from these plots. Further details can be found in the text

be seen that the *strong* component is only picked up by the reddened stars, i.e., those with $E(b-y) \geq 0^{\text{m}}050$, whereas the *weak* component is picked up by both reddened and unreddened stars, suggesting that dust and gas apparently have the same distribution along the line of sight.

The average column density of the *weak* component ($\log N_{\text{NaI}} \sim 11.2 \text{ cm}^{-2}$), would correspond to $\log N_{\text{H}} \sim 3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$. It is worth noticing at this point that,

in Fig. 6a of Paper I, around 60-70 pc the dispersion of the $E(b-y)$ increases, with the lower limit becoming slightly shifted to positive values. This indicates that the spectroscopy has provided a finer tuning of the existing low column density components, more difficult to disentangle based only on the colour excess values. On the other hand, it shows that the observed increase in the dispersion of $E(b-y)$ is real, and not due to observational errors, attesting the high quality of the photometric data and method.

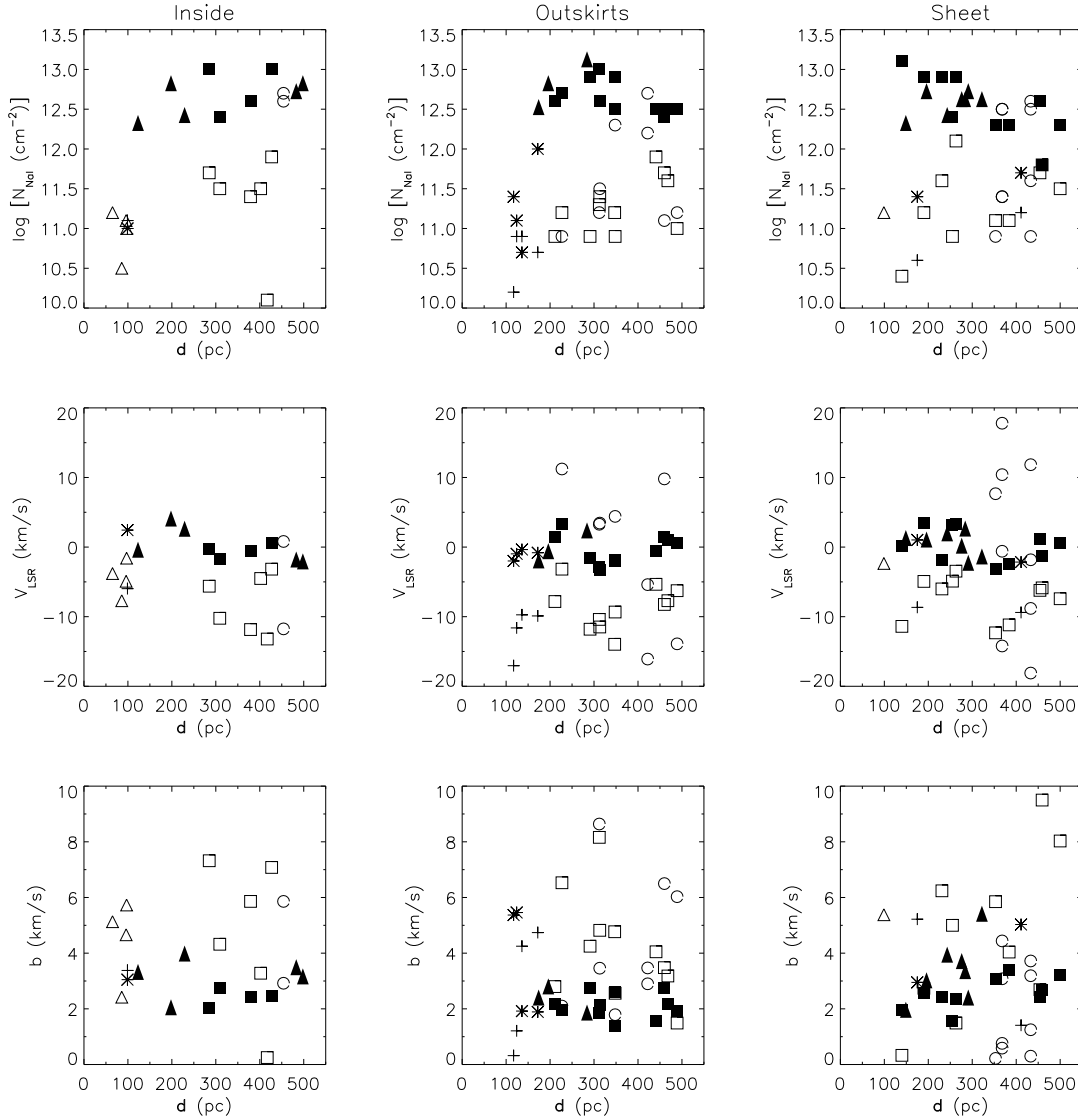


Fig. 6. Plots of $\log N_{\text{NaI}}$, V_{LSR} and b against the stellar distances. From *left to right* the columns show the stars with line-of-sight *inside* the clouds' contours, in their *outskirts*, and towards the *sheet*. The line profiles with a *single weak* feature are represented by the open triangles, while the profiles with a *single strong* feature are represented by the solid triangles. The profiles with *two weak* features are represented by the pluses and crosses, which indicate the features with velocity similar to the single weak and strong components, respectively. The profiles with *two or more* features are represented by the squares and circles. The open and solid squares indicate those features similar to the single weak and strong components. The open circles indicate the other ones, i.e., the third, fourth, etc. The same structure for the *weak* and the *strong* components suggests one interstellar gas at $d \leq 60$ pc and other ≈ 120 -150 pc. The *strong* component ($\log N_{\text{NaI}} \approx 12.7 \text{ cm}^{-2}$) is spread $\pm 3 \text{ km s}^{-1}$ around the zero velocities, and has low velocity dispersion $b \approx 2.5 \text{ km s}^{-1}$. The *weak* component ($\log N_{\text{NaI}} \approx 11.2 \text{ cm}^{-2}$) is approaching to the Sun with average V_{LSR} around -7 km s^{-1} and have larger velocity dispersion $b = 5 \text{ km s}^{-1}$. Further details in the text

There appears to have a common envelope of minimum and maximum column density, centered in a narrow distance slot around 120-150 pc, that remain unchanged up to 350-400 pc, suggesting that a second volume of low density may have been reached. The complete range of column densities from $\log N_{\text{NaI}} \sim 10.7$ to 11.7, is also

shown by the stars centered around 60 pc, suggesting a sheet-like structure.

Interestingly, the minimum and maximum column densities of the *strong* component ($\log N_{\text{NaI}} = 12.3$ and 13.2 cm^{-2}) correspond to $E(b-y) \sim 0^{\text{m}}050$ and $0^{\text{m}}300$, respectively, if it is assumed that the standard relationship between $\log N_{\text{NaI}}$ and $\log N_{\text{H}}$ (Ferlet et al. 1985) and

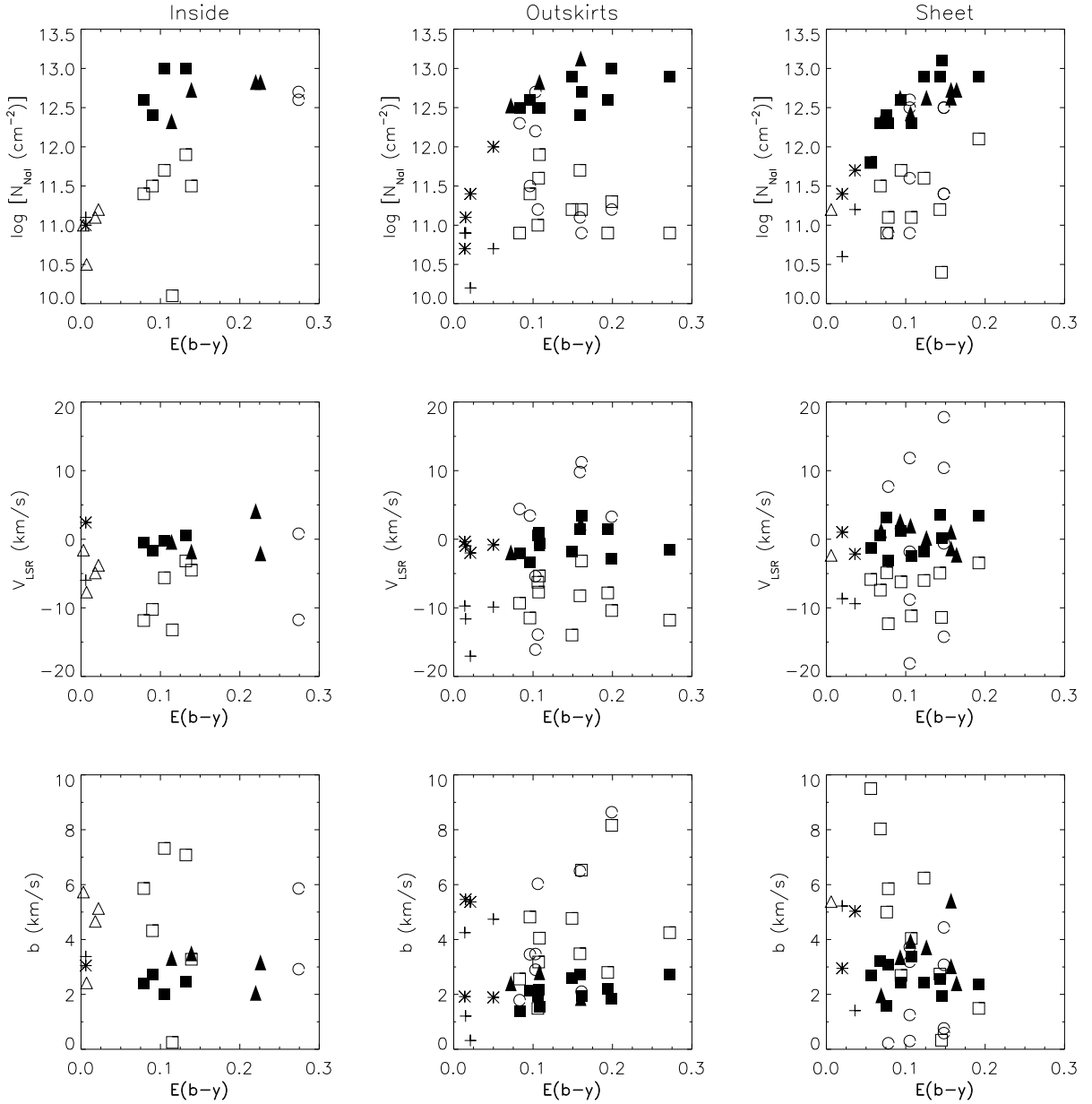


Fig. 7. Plots of $\log N_{\text{NaI}}$, V_{LSR} and b against the $E(b-y)$ colour excess. From left to right the columns show the stars with line-of-sight *inside* the clouds' contours, in their *outskirts*, and towards the *sheet*. The plotting symbols have the same meaning as in Fig. 6. The *strong* component is only picked up by the reddened stars, whereas the *weak* component is picked up by both reddened and unreddened stars. Such diagrams suggest that dust and gas apparently have the same distribution along the line of sight

$E(b-y)$ and $\log N_{\text{H}}$ (Knude 1978) are valid. This may suggest that the high column densities may be the gas related to the dust sheet-like structure, reported in Paper I. Since the Coalsack, Musca and Chamaeleon are also located around 150 ± 30 pc they seem also to be part of the gas composing the sheet.

Once the observed stars are within different dark clouds the column densities, radial velocities and veloc-

ity dispersions, shown in Figs. 5 to 7, could be either the effect of a common structure containing the embedded molecular clouds or just an effect of different superposing structures. In order to investigate how the parameters ($\log N_{\text{NaI}}$, V_{LSR} , b) are distributed over the studied area we have used the eight sub-areas delineated by the horizontal and vertical dashed lines and identified by the roman numbers in Fig. 2.

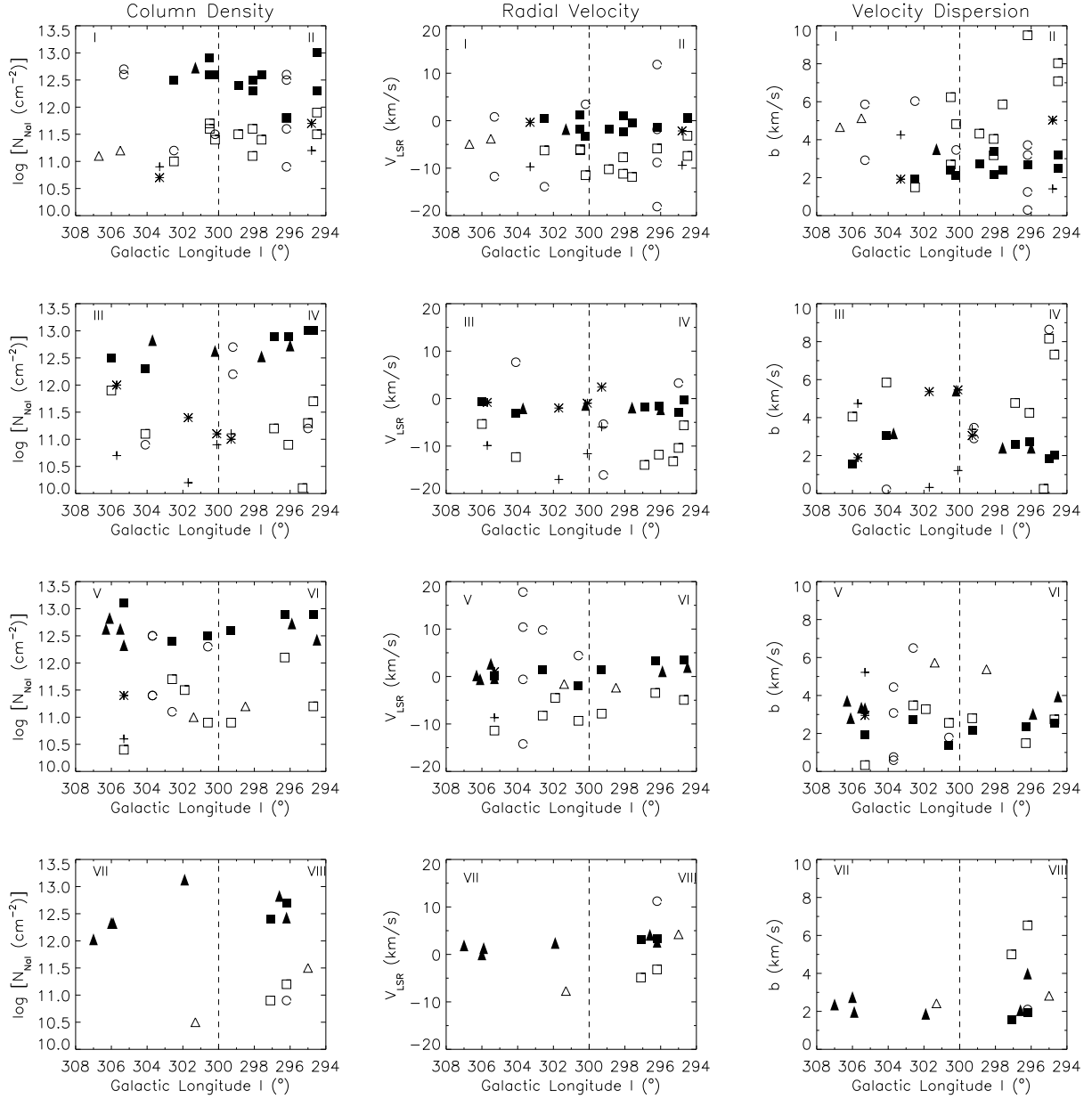


Fig. 8. a Distribution of $\log N_{\text{NaI}}$ (left), V_{LSR} (middle) and b (right) with the Galactic Longitude. The symbols have the same meaning as for Fig. 6 and the dashed lines indicate the dividing point between the sub-areas. The *weak* and the *strong* components form two extended interstellar components, that cover the whole connecting area. There seems to have no dependence with the Galactic longitude, but the radial velocity may be increasing with the latitude

Figures 8a and b show the distribution of $\log N_{\text{NaI}}$ (left), V_{LSR} (middle) and b (right) against the Galactic longitude and latitude, respectively, for the eight sub-areas. The symbols have the same meaning as for Fig. 6, and the vertical and horizontal dashed lines indicate the division between the sub-areas. The *strong* and *weak* components are present – and well separated – everywhere. The gas components form two extended interstellar features, that cover the whole connecting area.

Note, however, that the radial velocity of the *strong* component seems to increase from -3 km s^{-1} near the galactic plane to $+3 \text{ km s}^{-1}$ near the southern parts. This trend would be expected from an expanding bubble with the center around $l \approx 309^{\circ}$, $b = -9^{\circ}$. This fact is quite interesting given the fact that high thermal pressure has been measured for the hot gas phase for a nearby direction ($l = 309^{\circ}$, $b = -15^{\circ}$) from a combination of ROSAT 0.25 keV and optical data (Knude et al. 1998).

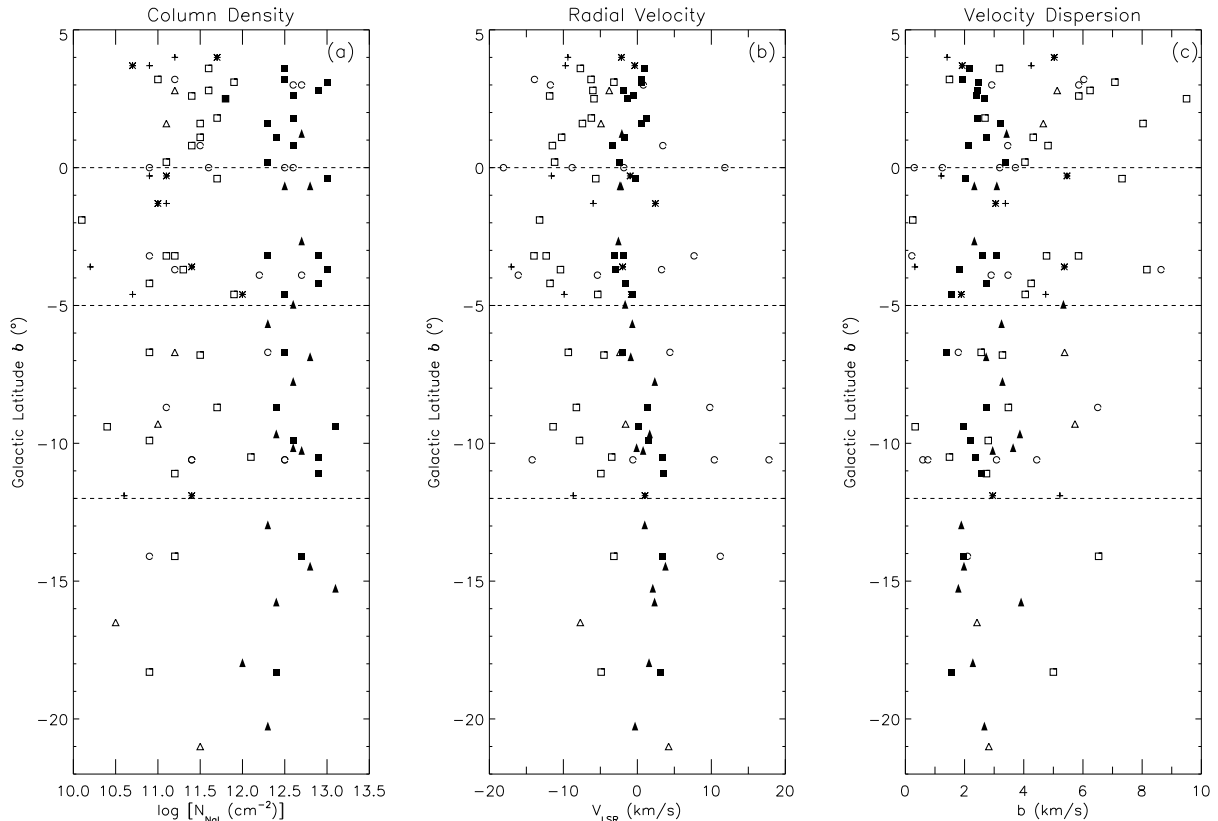


Fig. 8. b Distribution of $\log N_{\text{NaI}}$ (left), V_{LSR} (middle) and b (right) with the Galactic Latitude. The symbols have the same meaning as for Fig. 6 and the horizontal dashed lines indicate the dividing point between the sub-areas. The *weak* and the *strong* components are present in the whole latitude range. Note that radial velocity of the *strong* component seems to increase from -3 km s^{-1} near the galactic plane to $+3 \text{ km s}^{-1}$ near the southern parts

6. Discussion

The analysis of the identified components indicates that the interstellar gas is distributed in two extended sheet-like structures permeating the whole area, one at $d \leq 60 \text{ pc}$ and another around 150 pc from the Sun. The nearby feature is approaching to the Sun with average radial velocity of -7 km s^{-1} , has low average column density $\log N_{\text{NaI}} \approx 11.2 \text{ cm}^{-2}$ and is either hotter or more turbulent with velocity dispersion $b \approx 5 \text{ km s}^{-1}$. The more distant feature has column densities between $12.3 \leq \log N_{\text{NaI}} \leq 13.2$, average velocity dispersion $b \approx 2.5 \text{ km s}^{-1}$ and seems associated to the dust sheet observed towards the Coalsack, Musca and Chamaeleon direction. Its velocity is centered around 0 km s^{-1} , but there is a trend for increasing from -3 km s^{-1} near $b = 1^\circ$ to 3 km s^{-1} near $b = -18^\circ$.

There seems to have a common envelope of minimum and maximum column density, centered in a narrow distance slot around $120 - 150 \text{ pc}$, that remains unchanged up to 350 pc , suggesting that a volume of low density may have been reached. After that, a third group of high negative and positive velocity components seemingly arise

around $300-350 \text{ pc}$ from the Sun, however, without indications of an extended structure.

6.1. The nearby, low column density feature

Details of the overall distribution of the ISM ($d \leq 500 \text{ pc}$) along the studied direction have been extensively discussed in Paper I. The kinematics of the nearby gas has been reviewed by Frisch & York (1986, 1991). Details of the velocity structure in the region ($360^\circ \leq l \leq 295^\circ$ and $0^\circ \leq b \leq 30^\circ$), encompassing most of the Sco-Cen association, have been discussed by Crawford (1991).

In the immediate solar neighbourhood the observational data suggest that the Sun is immersed at the edges of a warm ($T \approx 8000 \text{ K}$), low density ($n_{\text{HI}} < 0.1 \text{ cm}^{-3}$) and mostly neutral ($n_e/n_{\text{HI}} < 0.5$) interstellar cloudlet termed the Local Interstellar Cloud (LIC). The LIC has a maximum neutral hydrogen column density $N_{\text{HI}} \approx 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, with $N_{\text{HI}} \approx 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ being a typical value. It becomes ionized at the farther edges, and, if uniform extends $2-30 \text{ pc}$ in some directions (e.g., Bertaux et al. 1985; Bruhweiler & Vidal-Madjar 1987; Frisch et al. 1990; Lallement et al. 1995).

Moving at $V_{\text{LSR}} = -20 \text{ km s}^{-1}$ from $l = 314^\circ$, $b = -1^\circ$, the LIC flows through the solar system and resonantly scatters solar H α (Lyman α) and HeI ($\lambda 584$) radiation. This flow, referred to as the local interstellar wind (LISW), seems to be part of the near side of the Loop I Bubble, that drives the material past the solar system (Frisch 1981; Crutcher 1982).

The LIC and other cloudlets are embedded in an irregularly shaped region, whose radius ranges from 30 to 300 pc, and is deficient in dense neutral hydrogen compared to the galactic average (e.g. Frisch & York 1983, 1991; Paresce 1984; Snowden et al. 1990; Welsh et al. 1994; Tinbergen 1982; Warwick et al. 1993). Usually called Local Bubble, this cavity is filled with hot ($T \approx 10^6$ K), low-density ($n_{\text{HI}} \leq 0.025 \text{ cm}^{-3}$) gas, and as recently shown by the ROSAT and EUVE shadowing experiments, coexists with the neutral atomic and molecular gas within its interior (e.g. Kerp 1993; Snowden et al. 1991, 1995; Wang & Yu 1995, Bowyer et al. 1995).

Optical interstellar absorption lines in stars within 100 pc of the Sun show evidence of a flow of material past the Sun, analogous to the LISW. Assuming that the Sun is embedded within a single coherently moving interstellar wind, from a direction (l_w, b_w) with velocity v_w , Crutcher (1982) obtained the following vector (l_w, b_w, v_w) = ($345^\circ, -10^\circ, -15 \text{ km s}^{-1}$). In a similar analysis Frisch & York (1986) obtained ($354^\circ, +3^\circ, -12 \text{ km s}^{-1}$) and Crawford (1991) obtained ($301^\circ, +59^\circ, -9 \text{ km s}^{-1}$). Alternatively, Lallement et al. (1986) found evidence for four separate coherent motions, which have been dubbed the *A, O, I, P* vectors (*cf.* their Tab. 2).

Another possible description for this flow assumes that the clouds exist on the surface of an expanding shell centered on the Sco-Cen association. Crawford (1991) has obtained an expansion velocity of $7 - 9 \text{ km s}^{-1}$ assuming the center at ($l = 320^\circ, b = +10^\circ$), the distance to the Sun of 140 pc and the radius of 110 pc, as suggested by de Geus (1992). In both cases, this flow appears to be driven by the expansion of the Loop I bubble into the general vicinity of the solar system, where its effects are felt as soft X-ray emission and shock front activity (Frisch & York 1986).

Since the closest star in our sample is at 65 pc the LIC cannot be addressed properly, neither the distance of the lower column density component. However, according to Welsh et al. (1994, and references therein) the column densities of the nearby feature observed in this work should not be much closer than 50 pc from the Sun.

For the latitude/longitude region observed in our work the velocities predicted by the interstellar wind flow vector and the expanding shell models give essentially the same results (*cf.* Fig 3 by Crawford 1991). In any case the velocity of the low column density component is consistent with the previous results, and indicate an outflow from the Sco-Cen association.

6.2. The interface between the Local and Loop I bubbles

A soft X-ray shadow has recently been discovered on the edges of the Loop I Bubble, cast by a warped annular volume of dense neutral matter that supposedly formed during its collision with the Local Bubble (Egger & Aschenbach 1995). The shadow counterpart, a huge HI ring was also identified on the Dickey & Lockman (1990) data.

Egger & Aschenbach (1995) suggested that the steep increase of the column density caused by the annular feature, from less than 10^{20} to $\geq 7 \times 10^{20}$, occurs at a distance of ≈ 70 pc from the Sun. This distance is thought to be supported by results from optical and UV spectral analysis of stars near the center of Loop I ($310^\circ \leq l \leq 330^\circ$ and $15^\circ \leq b \leq 25^\circ$) by Centurion & Vladilo (1991), who found the presence of a neutral gas wall of $N_{\text{H}} \sim 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ at a distance of 40 ± 25 pc.

However, for the hydrogen column density of the annular feature, the colour excess and the NaI column densities obtained in this work suggest that the interaction zone between the two bubbles is located around 120-150 pc from the Sun. The hydrogen column densities and velocities observed by Centurion & Vladilo (1991) are more consistent with our lower column density component at $d \leq 60$ pc. In the same strip of latitude, the wall of neutral gas has a column density $N_{\text{H}} \sim 10^{21}$, as suggested by Iwan (1980). Moreover, the hydrogen column densities towards the interaction ring, used by Egger & Aschenbach (1995; *cf.* their Fig. 4) suggest a value around $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ at 70 pc, also more consistent with our nearby feature. Since Centurion & Vladilo (1991) have observed only unreddened directions our results cast some doubt on the distance to the interaction zone being located around 70 pc. Of course, the annular region may be twisted and folded, with different directions having different distances.

In addition to the velocities indicative of the flow of material in the last section, some of the more distant stars also have components at nearly 0 km s^{-1} in the LSR (Frisch & York 1986). In the longitude range $360 \leq l \leq 345$ there are a number of low velocity ($-4 \leq V_{\text{LSR}} \leq +4 \text{ km s}^{-1}$) components with generally strong NaI lines, consistent with the proximity of the ρ Oph and Lupus clouds (Crawford 1991). In the longitude range $325 \leq l \leq 295$ there are also several components, in the positive latitudes, with LSR velocities which are small but clearly negative ($-4 \leq V_{\text{LSR}} \leq 0 \text{ km s}^{-1}$).

As mentioned in Sect. 5, the feature around 120 – 150 pc observed in our work, has column densities suggesting that the gas is associated to the dust sheet observed towards the Coalsack, Musca and Chamaeleon direction. It is certainly not appropriate to make generalizations exclusively from our data, but the fact that the velocities observed here are also in the same range ($-3 \leq V_{\text{LSR}} \leq +3 \text{ km s}^{-1}$), suggests that the dust and gas feature around 120 – 150 pc, seems to be part of an extended large scale fea-

ture of similar kinematic properties, supposedly identified with the interface of the Local and Loop I bubbles.

6.3. Comments on the ISM compression hypothesis

Although the kinematics of the material towards the Southern Coalsack, Musca and Chamaeleon direction is not fully understood yet, some considerations may be of interest for the new class of ISM models being explored, which assume that both local low density cavity formation and the reheating of the center occurred long ago, and there is no longer a fast shock wave at the bubble boundary (Shelton & Cox 1994, Edgar & Cox 1993).

If the dust and gas feature is part of the interaction zone between the Local and the Loop I bubbles, assuming that the ISM has been compressed by supernovae/stellar winds from Sco-Cen and a “younger” explosive event from the near side of the interface, why would the first low column density be moving toward the Sun? Galactic differential rotation accounts to at most 2 km s^{-1} at 150 pc and $l = 315^\circ$. As well the systemic velocities are seemingly very small.

Perhaps to explain the distribution and kinematics of the ISM in this direction would require that the dust and gas sheet of denser and colder material may have been formed from the events that created the local low density region and the Loop I bubble. On the other hand, the low column density, higher velocities and more turbulent component might be the shock front of wind blow shells from the Sco-Cen association, created after the Local-Loop I bubbles interaction zone formation. Of course, the current state of the discussed features may have a completely different reason, for example, the effects of the impact of a high velocity cloud onto the Galactic plane (Lépine & Duvert 1994).

7. Conclusions

The investigation of the interstellar gas components towards the Southern Coalsack, Chamaeleon and Musca dark have produced the following results:

- The interstellar gas is distributed in two extended sheet-like structures permeating the whole searched area, one at $d \leq 60$ pc and another around 120 – 150 pc from the Sun.
- The nearby feature is approaching to the Sun with average radial velocity of -7 km s^{-1} , has low average column density $\log N_{\text{NaI}} \approx 11.2 \text{ cm}^{-2}$ and is either hotter or more turbulent with velocity dispersion $b \approx 5 \text{ km s}^{-1}$. The more distant feature has column densities between $12.3 \leq \log N_{\text{NaI}} \leq 13.2$, average velocity dispersion $b \approx 2.5 \text{ km s}^{-1}$ and seems associated to the dust sheet observed towards the Coalsack, Musca and Chamaeleon direction. Its velocity is centered around 0 km s^{-1} , but there is a trend for increasing from -3 km s^{-1} near $b = 1^\circ$ to 3 km s^{-1} near $b = -18^\circ$.

- In agreement with several independent lines of data in the general surveyed direction the nearby low column density feature indicates a general outflow from the Sco-Cen association, while the dust and gas feature around 120 – 150 pc seem to be part of an extended large scale feature of similar kinematic properties, supposedly identified with the interaction zone of the Local and Loop I bubbles. At least in the studied direction, such findings cast some doubt on the distance to the interface of the bubbles being around 40 ± 25 pc from the Sun, if it is assumed that the annular volume of dense neutral matter that would have been formed during the collision of the two bubbles and the interface have similar properties.

Acknowledgements. The staff at ESO, both in La Silla and Garching are thanked for the assistance during the observing runs. Dr. Welty is thanked for the line-fitting program. The Brazilian Agencies CNPq and FAPEMIG, and the Danish NBIfAFG are acknowledged for supporting this research. W. Corradi wishes to express his gratitude to the NBIfAFG members, specially to Dr. Knude, for the invaluable help during the development of this work in Denmark.

References

- Berkhuijsen E.M., Haslam C.G.T., Salter C.J., 1971, A&A 14, 252
- Bertaux J.L., Lallement R., Kurt V.G., Mironova E.N., 1985, A&A 150, 1
- Blaauw A., 1964, ARA&A 2, 213
- Bochkarev N.G., 1987, Ap&SS 138, 229
- Bowyer S., Lieu R., Sidher S.D., et al., 1995, Nat 375, 212
- Bruhweiler F.C., 1996 In: Bowyer S., Malina R.F. (eds.) Proc. IAU Colloq. 152, Astrophysics in the Extreme Ultraviolet. Kluwer, Dordrecht, p. 261
- Bruhweiler F.C., Vidal-Madjar A., 1987, In: Kondo Y., et al. (eds.) Exploring the Universe with the IUE satellite, Reidel, Dordrecht, p. 467
- Centurion M., Vladilo G., 1991, ApJ 372, 494
- Corradi W.J.B., Franco G.A.P., 1995, A&AS 112, 95
- Corradi W.J.B., Franco G.A.P., Knude J., 1997, A&A 326, 1215 (Paper I)
- Cox D.P., Reynolds R.J., 1987, ARA&A 25, 303
- Cowie L.L., Songaila A., 1986, ARA&A 24, 499
- Crawford I.A., 1991, A&A 247, 183
- Crutcher R.M., 1982 A&A 254, 82
- Crutcher R.M., Lien D.J., 1984, In: Kondo Y., Bruhweiler F.C., Savage B.D. (eds.) Proc. IAU Colloq. 81, Local Interstellar Medium, NASA CP-2345, p. 117
- Dame, T.M., Ungerechts, H., Cohen, R.S., de Geus, E.J., Greiner, I.A., May, J. Murphy, D.C., Nyman, L.-Å., Thaddeus, P.: 1987, ApJ 322, 706
- de Geus E.J., 1992 A&A 262, 258
- Dickey J.M., Lockman F.J., 1990, ARA&A 28, 215
- D’Odorico S., Ghigo M., Ponz D., 1987 In: An Atlas of the Thorium Argonium Spectrum for the ESO Echelle Spectrograph in the $\lambda 3400 - 9000 \text{ \AA}$ Region, European Southern Observatory
- Edgar R.J., Cox D.P. 1993, ApJ 413, 190

Capítulo 6

Conclusão

Associação física entre as nuvens SCCM

Tanto para direções dentro e fora dos contornos do Saco de Carvão e Chamaeleon-Musca (SCCM), a análise dos vários diagramas de excesso de cor $E(b - y)$ por distância indica que existe um volume local de baixa densidade, limitado por uma extensa estrutura de poeira interestelar que dista cerca de 150 ± 30 pc do Sol, e é seguida por uma segunda região onde pouco avermelhamento é detectado por 350 pc. A existência dessa estrutura de poeira interestelar, à mesma distância das nuvens, sugere que estas podem ser regiões de maior densidade embebidas em uma estrutura de grande escala, provavelmente relacionada com a interface entre as Bolhas Local e Loop I.

Uma avaliação ainda mais detalhada da distribuição do avermelhamento indica que o excesso de cor mínimo $E(b - y)_{\min}$, causado pela estrutura de poeira, não apresenta uma dependência bem definida com a longitude Galáctica mas parece aumentar com a latitude Galáctica. Se este aumento é real, pode ser esquematicamente representado por $[E(b - y)_{\min}, b] = [0^m 050; 0^\circ] \rightarrow [0^m 100; -8^\circ] \rightarrow [0^m 150; -15^\circ]$. Nesse caso, ou a lâmina é não-homogênea e está quase perpendicular ao plano Galáctico, ou ela tem a mesma coluna de densidade mínima, e está curvada na direção oposta ao Sol. Na região acima do plano Galáctico, com longitudes entre $294^\circ \leq l \leq 300^\circ$, a lâmina de poeira apresenta o mesmo excesso de cor mínimo $-E(b - y)_{\min} \approx 0^m 050$ – tanto para as linhas de visada dentro quanto fora dos contornos das nuvens escuras. Tal resultado sugere que este valor pode ser representativo do avermelhamento causado pelas partes mais difusas da lâmina (Corradi et al. 1997).

Cinemática do gás interestelar na direção das nuvens SCCM

A análise das componentes do gás interestelar na direção das nuvens SCCM indica que o material está distribuído em duas estruturas tipo-lâmina, que se estendem por toda a área

estudada. Uma delas se encontra a distâncias menores do que 60 pc, enquanto a outra está localizada em torno de 120 a 150 pc do Sol. A estrutura mais próxima tem baixa coluna de densidade ($\log N_{\text{NaI}} \approx 11.2 \text{ cm}^{-2}$), está se aproximando do Sol a uma velocidade média $V_{\text{LSR}} \approx -7 \text{ km s}^{-1}$, e está sujeita a movimentos supersônicos turbulentos, como indicado pelo parâmetro de dispersão de velocidades $b \approx 5 \text{ km s}^{-1}$.

Já a estrutura mais distante tem coluna de densidade entre $12.3 \leq \log N_{\text{NaI}} \leq 13.2$, tem menor dispersão de velocidades $b \approx 2.5 \text{ km s}^{-1}$, e imagina-se que esteja relacionada com a lâmina de poeira observada na direção das nuvens SCCM. A sua velocidade (LSR) está centrada em torno de 0 km s^{-1} , mas existe uma tendência de aumento desde -3 km s^{-1} em torno do plano Galáctico para $+3 \text{ km s}^{-1}$ próximo à latitude Galáctica $b = -18^\circ$.

Uma vez que a estrela próxima de nosso conjunto está localizada a cerca de 65 pc do Sol não é possível estabelecer corretamente a distância da estrutura de mais baixa coluna de densidade. Entretanto, de acordo com as medidas de Welsh et al. (1994) a coluna de densidade dessa estrutura implica que ela não deve estar localizada a distâncias muito menores do que 50 pc do Sol. Mais ainda, para a faixa de longitudes e latitudes observadas neste trabalho os modelos de “vento interestelar” e “bolha em expansão” prevêm essencialmente as mesmas velocidades, impedindo uma possível discriminação entre eles. De qualquer forma a velocidade desta componente de baixa coluna de densidade é consistente com as observações de um fluxo de matéria vindo da direção da associação Sco-Cen.

Entretanto, para a coluna de densidade atribuída à estrutura anular, os excessos de cor e as colunas de densidade do NaI obtidos neste trabalho sugerem que a zona de interação entre as bolhas está localizada em torno de 120 – 150 pc do Sol. Enquanto que as colunas de densidade e velocidades do material encontrado por Centurion & Vladilo (1991) são mais consistentes com nossa componente de menor coluna de densidade, em torno de 60 pc. Como foi notado por esses mesmos autores, na mesma faixa de latitude de uma região adjacente, a “parede” de gás neutro tem coluna de densidade $N_{\text{HI}} \approx 10^{21} \text{ cm}^{-2}$, que corresponde a $\log N_{\text{NaI}} \approx 12.8 \text{ cm}^{-2}$.

Se observarmos em detalhes as colunas de densidade utilizadas por Egger & Aschenbach (1995) pode se notar que os valores em torno de 70 pc estão em torno de $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, o que corresponde à coluna de densidade do sódio neutro da nossa componente mais fraca, discutida aqui. Interessantemente, os excessos de cor parecem sofrer um ligeiro aumento em torno de 60-70 pc do Sol, e como a espectroscopia permite um ajuste mais fino do número de componentes ao longo da linha de visada, estes resultados sugerem que este aumento dos excessos de cor é real, e que pode estar relacionado com esta componente. Uma vez que Centurion & Vladilo (1991) observaram apenas regiões de baixo avermelhamento, nossos resultados colocam em dúvida a distância de 70 pc atribuída à zona de interação entre as duas bolhas.

Do ponto de vista das velocidades radiais, a componente densa em torno de 120 – 150 pc tem coluna de densidade que sugere gás neutro associado com a lâmina de poeira observada na direção das nuvens SCCM. Apesar de não ser apropriado fazer generalizações, o fato de que as velocidades observadas aqui ($-4 \text{ km s}^{-1} \leq V_{\text{LSR}} \leq +3 \text{ km s}^{-1}$) estão na mesma faixa observada por outros autores, sugere que a lâmina de poeira e gás faz parte de uma estrutura de grande escala de propriedades cinemáticas semelhantes, que supostamente é identificada com a interface entre as bolhas Local e Loop I.

Considerações para o Futuro

É intenção do autor estender os estudos sobre a distribuição e a cinemática do meio interestelar para outras regiões, tanto na direção da interface entre as bolhas Local e Loop I, quanto na direção da estrutura anular de gás neutro. Pretende-se estudar se a região anular também aparece nos dados obtidos pelo satélite IRAS de emissão em 60 e 100 μm .

Apesar da cinemática do material na direção das nuvens SCCM não estar completamente entendida no presente momento, algumas considerações podem ser feitas, e que são de interesse para os novos tipos de modelos que supõem que a formação da região local de baixa densidade e o aquecimento do gás neutro para altas temperaturas possa ter ocorrido há bastante tempo atrás (Shelton & Cox 1994, Edgar & Cox 1993).

Se a lâmina de gás e poeira é parte da zona de interação entre a bolha Local e Loop I, sob a hipótese de que o meio interestelar tenha sido comprimido, de um lado pela atividade estelar energética na Sco-Cen e de outro por uma explosão de supernova a menos de 1 milhão de anos atrás, porque a estrutura de mais baixa coluna de densidade estaria se movendo na direção do Sol? A rotação Galáctica diferencial é no máximo 2 km s^{-1} em torno de 150 pc e na direção $l = 315^\circ$. Do mesmo modo as velocidades dos centros de expansão são bem baixas, se estrelas e meio interestelar estão se movendo juntos.

Talvez um quadro que leve em conta a distribuição e cinemática do material na direção estudada seja tal que a lâmina densa de poeira e gás tenha sido formada pelos eventos que criaram a região local de baixa densidade e a bolha Loop I, alguns milhões de anos atrás. Desse modo a lâmina de menor coluna de densidade, com velocidades mais altas e maior turbulência seja o material na superfície de uma bolha criada pelos ventos estelares dos membros mais massivos da Sco-Cen, depois da formação da interface entre a bolha Local e Loop I. Naturalmente, estas estruturas podem ter sido criados na verdade por outros eventos, tais como o impacto de uma nuvem de alta velocidade sobre o plano Galáctico (Lépine & Duvert 1994, Covino et al. 1997, Gry et al. 1998).

Apêndice A

Detalhes da Redução dos Dados do CAT/CES usando o IRAF

A redução das imagens CCD com o IRAF utiliza principalmente o pacote `ccdred`. Como as rotinas (“tasks”) deste pacote são fortemente baseadas nas informações contidas nos cabeçalhos das imagens astronômicas, foi preciso fazer uma tradução das informações geradas pelo CAT/CES para os parâmetros que o pacote `ccdred` entende. Por exemplo, as coordenadas dos objetos e os tempos foram escritos no formato decimal mas o IRAF precisa dos valores no formato sexagesimal.

A tarefa `noao.astutil.asthedit` é utilizada na tradução das palavras-chave, mas antes de executá-la é preciso preparar a “tabela de tradução” examinando-se as palavras-chave que devem ser modificadas, e quais operações de conversão devem ser realizadas¹. O conteúdo das tabelas de tradução do IHAP (programa que controla a aquisição de dados no CAT/CES) para o IRAF é dado na Tabela A.1. Para as imagens das estrelas e da lâmpada de comparação usa-se o arquivo “`ihap2iraf_obj.dat`” e para as outras imagens “`ihap2iraf_cal.dat`”. As palavras-chave `imagetyp` e `imagesub` são usadas para combinar as imagens em sub-grupos.

A entrada para a tarefa `asthedit` consiste de dois arquivos, um contendo os nomes das imagens das estrelas e outro com as informações (coordenadas, época, tipo da imagem e sub-agrupamento) que serão utilizadas pela tabela de tradução. Para cada imagem deve haver uma linha correspondente no arquivo de informações. Se algum sub-agrupamento é utilizado o nome do arquivo com as palavras-chave adotadas deve ser incluído na tarefa `ccdred`. Com a tarefa `noao.observatory` se pode certificar que a base de dados do observatório está correta. No caso do ESO os dados já se encontram corretamente adicionados. A fim de otimizar a redução dos dados do CAT/CES em cada noite os arquivos de parâmetros `coude.cl` e `coude.dat` foram adaptados para `eso_catces.cl` e `eso_catces.dat`, cujo conteúdo pode ser encontrado abaixo.

O processamento final das imagens CCD e a extração dos espectros seguiu a sequência

¹As funções disponíveis podem ser obtidas com um “`help asthedit`”

Tabela A.1: Arquivos de tradução das palavras-chave do IHAP para o IRAF

ihap2iraf_obj.dat	
observat	"eso"
ut	sexstr ((@'tm-start'+0.1) / 3600.)
utend	sexstr ((@'tm-end'+0.1) / 3600.)
epoch	epoch (@'date-obs', ut)
st	mst (@'date-obs', ut, obsdb (observat, "longitude"))
exptime	(utend>=ut)?(utend-ut)*3600.:(utend+24.-ut)*3600.
darktime	exptime
ra	ra_precess (\$ra_cat, \$dec_cat, \$epoch_c, epoch)
dec	dec_precess (\$ra_cat, \$dec_cat, \$epoch_c, epoch)
airmass	eairmass (ra, dec, st, exptime, obsdb (observat, "latitude"))
imagetyp	\$imagetyp
imagesub	' '
rdnoise	8.30
gain	1.70
dispaxis	1
ihap2iraf_cal.dat	
observat	"eso"
ut	sexstr ((@'tm-start'+0.1) / 3600.)
utend	sexstr ((@'tm-end'+0.1) / 3600.)
exptime	(utend>=ut)?(utend-ut)*3600.:(utend+24.-ut)*3600.
darktime	exptime
imagetyp	\$imagetyp
imagesub	\$imagesub
rdnoise	8.30
gain	1.70

fornecida nas tarefas listadas a seguir. Antes de executar as tarefas é útil atualizar os parâmetros com as características dos dados a serem reduzidos. Através do exame de uma imagem de campo plano (usando a tarefa `implot`) determine a área útil do CCD e a região de overscan. Entre os valores nos campos de `biassec` e `trimsec` da tarefa `ccdproc`. Com um exame de uma imagem das estrelas de programa obtenha a largura próxima à base do perfil espacial, a estimativa inicial da região utilizada na subtração do céu. Entre estes valores nos campos `apall.width` e `apall.bsample`. Apesar dos parâmetros que controlam a extração poderem ser mudados interativamente este passo ajuda a começar com valores razoáveis.

```
#####
#           EXEMPLO DE TAREFA USADA NO PROCESSAMENTO DAS IMAGENS CCD
#####

#-----
# 10. PASSO: ler imagens, corrigir titulos, editar cabecalhos e adicionar offset
#           DESCOMENTE AS LINHAS ABAIXO PARA PROSSEGUIR
#-----
# muda para diretorio da noite desejada e inicializa os parametros da noite...
#-----
#cd home$/N03mar96
#setinstrument home$tasks/N03mar96/catces_N03mar96 site="" dir="" review-
#-----
# le o arquivos fits para o formato OIF do IRAF...
#-----
#delete keeplog.N03mar96 ver-
#dataio.rfits @names_fits.N03mar96 * @names_iraf.N03mar96 >> keeplog.N03mar96
#-----
# tarefa para editar os cabecalhos e corrigir titulos...
#-----
#chtitles_N03mar96 >> keeplog.N03mar96
#-----
# lista status do processamento com o comando ccdlist...
#-----
#delete ccdlist.N03mar96 ver-
#ccdlist N03mar96*.imh >> ccdlist.N03mar96
#-----
```



```

# edita cabecalhos das imagens dos objetos de programa e de calibracao para
# corrigir as informacoes astronomicas e traduzir as palavras chave do IHAP
# para as usadas pelas rotinas do IRAF ...
#-----
#delete asth_obj.N03mar96 ver-
#astheddit @obj_fname.N03mar96 home$tasks/ihap2iraf_obj.dat \
#table=obj_table.N03mar96 col="ra_cat dec_cat epoch_c imagetyp" \
#verbose+ >> asth_obj.N03mar96
#-----
# idem para as imagens de correcao do perfil instrumental (bias, dark, flat)
#-----
#delete asth_cal.N03mar96 ver-
#astheddit @cal_fname.N03mar96 home$tasks/ihap2iraf_cal.dat \
#table=cal_table.N03mar96 col="imagetyp imagesub" \
#verbose+ >> asth_cal.N03mar96
#-----
# adiciona offset de 32768 em todas as imagens porque o IHAP usa o bit de
# paridade para ler inteiros de 16-bits...
#-----
#imari @names_iraf.N03mar96 + 32768.0 @names_iraf.N03mar96 \
#verbose+ >> keeplog.N03mar96
#-----
# tarefa para gerar os valores de ganho e ruido de leitura (usando as imagens
# cruas) que contendo instrucoes do tipo:
#       findgain N033196_0021 N033196_0022 N033196_0003 N033196_0004 \
#       section=[1750:1800,10:20] >> rongain.N033196
#-----
#findgain.verbose=no
#imarith.verbose=no
#delete rongain.N03mar96 ver-
#findgain_N03mar96
#imarith.verbose=yes
#-----
# Gera grafico do ruido de leitura em funcao do ganho para avalicao do ccd...
#-----
#graph rongain.N03mar96 point+ title="Ruido vs. Ganho (03mar96)" \
#xlabel="Ganho (e/ADU)" ylabel="Ruido de Leitura (ADU)" round+ device=epsf
#-----
# 2o. PASSO - ESCOLHA A AREA UTIL DO CCD USANDO O COMANDO IMPLLOT E ACRESCENTE A
# INFORMACAO EM TRIMSEC. SE DESEJAR USAR OVERSCAN ACRESCENTE BIASSEC NA LINHA DO
# TASK CCDPROC E MUDE O SINAL DO PARAMETRO OVERSCAN DE (-) PARA (+)
#-----
# combina as imagens de bias e gera arquivos para analise estatistica dos erros
#-----
#zerocombine input="N*.imh" output="N03mar96_zero"
#delete ppn_zero.N03mar96 ver-
#-----
# tarefa para monitorar o ruido pixel a pixel das imagens de bias contendo
# instrucoes do tipo: imstat N033196*zero[1780:1830,37:47] >> ppn_zero.N03mar96
#-----
#statzero_N03mar96
#-----
# Subtrai imagem media de bias (sem correcao do overscan) e corta imagens...
#-----
#ccdproc images="N*.imh" overscan- zerocor+ zero="N03mar96_zero" \
#trim+ trimsec="[30:2680,27:59]"
#-----
# combina as imagens de campo plano interno e de cupula...
# gera arquivos para analise estatistica dos erros...
#-----
#flatcomb input="N*.imh" output="N03mar96_" subst+ ccdtyp=flat scale=mode
#-----
# tarefa para monitorar o ruido pixel a pixel das imagens de campo plano contendo
# instrucoes do tipo: imstat N033196*flat[1750:1800,15:25] >> ppn_flat.N03mar96
#-----
#delete ppn_flat.N03mar96 ver-
#statflat_N03mar96
#-----
# tarefa para monitorar o ruido pixel a pixel das imagens de campo plano contendo
# instrucoes do tipo: imstat N033196*dome[1750:1800,15:25] >> ppn_dome.N03mar96

```

```

#-----
#delete ppn_dome.N03mar96 ver-
#statdome_N03mar96
#-----
# combina as imagens de dark e gera arquivos para analise estatistica dos erros
#-----
#darkcomb input="N*.imh" output="N03mar96_dark" scale=exposure ccdtype=dark
#-----
# tarefa para monitorar o ruido pixel a pixel das imagens de dark contendo
# instrucoes do tipo: imstat N033196*dark[1750:1800,15:25] >> ppn_dark.N03mar96
#-----
#delete ppn_dark.N03mar96 ver-
#statdark_N03mar96
#-----

# 3o. PASSO - ESCOLHA A IMAGEM DE CAMPO PLANO A SER UTILIZADA E ATUALIZE O VALOR
# DO PARAMETRO VALUE EM HEDIT COM O SUBSET DA IMAGEM. DECIDA SE SERA' REMOVIDO
# A ESTRUTURA DE LARGA ESCALA DO FLATFIELD OU NAO. EDITE A LISTA DE PIXELS RUINS
# A SER USADA NA CORRECAO COM A TAREFA FIXPIX
#-----
# normaliza as imagens de campo plano, sem ajustar a estrutura de larga escala
#-----
#response N03mar96_dome2 N03mar96_dome2 N03mar96_domen interactive=no
#-----
# atualiza as imagens com a palavra chave do sub-grupo da imagem de campo plano
#-----
#hedit @obj_fname.N03mar96 fields="imagesub" value="dome2" verify-
#-----
# divide as imagens das estrelas de programa e calibracao pela de campo plano
#-----
#ccdproc images="N*.imh" ccdtype=object flatcor+ flat="N03mar96_domen"
#ccdproc images="N*.imh" ccdtype=comp flatcor+ flat="N03mar96_domen"
#-----
# interpola pixels ruins para a media dos pixels vizinhos - util quando se tem
# armadilhas no CCD que nao sao removidas no processo de divisao pelo flatfield
#-----
#ccdproc ima="N*.imh" ccdty=object fixp+ fixfil="home$tasks/eso_ccd38_bpu.dat"
#ccdproc ima="N*.imh" ccdty=comp fixp+ fixfil="home$tasks/eso_ccd38_bpu.dat"
#-----
# gera uma lista do status da reducao para verificacao...
#-----
#ccdlist N*.imh lo+ >> ccdlist.N03mar96
#-----
# Apaga as imagens intermediarias
#-----
#imdel @gzero.N03mar96,@gdark.N03mar96,@gflat.N03mar96 ver-

#####
# TAREFA PARA EXTRACAO, CALIBRACAO EM COMPRIMENTO DE ONDA, NORMALIZACAO DO
# CONTINUO, REMOCAO DA CONTAMINACAO PELAS LINHAS TELURICAS E CRIACAO DOS
# ARQUIVOS ASCII CONTENDO OS VALORES DE INTENSIDADE versus COMPRIMENTO DE ONDA
#####

#-----
# muda para diretorio contendo as imagens e atualiza os parametros...
#-----
#cd home$/N03mar96
#setinstrument home$tasks/N03mar96/catces_N03mar96 site="" dir="" review-
#specred.database="home$N03mar96/DB_N03mar96"
#-----
# limpa os raios cosmicos...
#-----
#cosmicrays
#-----
# entra no menu de extracao dos espectros...
#-----
#apall @gobj_cr.N03mar96 nfind=1
#-----
#atualiza nome das imagens das estrelas de comparacao...
#-----

```

```

#imrename N03mar96_0032 crN03mar96_0032
#-----
# extrai espectros das linhas de torio para calibracao em comprimento de onda
#-----
#apall.background="none"
#apall.rec=no
#apall.trace=no
#apall.inter=no
#apall.resize=no
#apall crN03mar96_0032 ref=crN03mar96_0027 out=compocrN03mar96_0027
#-----
# obtem solucao de dispersao para os espectros. Usa solucao do primeiro espectro
# como solucao inicial para os seguintes...
#-----
#identify compocrN03mar96_0027.0001.imh
#reidentify reference=compocrN03mar96_0027.0001.imh images=compocrN*.0001.imh
#-----
# Atualiza palavra-chave do dia juliano usada para a atribuicao dos espectros de
# referencia aos respectivos espectros das estrelas de programa...
#-----
#setjd images="*.0001.imh"
#-----
# atribui espectros de calibracao aos espectros das estrelas de programa
#-----
#refspectra input="cr*.0001.imh" references=refspec_table.N03mar96 \
#       select="match" confirm+ assign+ override+
#-----
# faz a transformacao da escala de pixels para comprimentos de onda usando:
#       starting wavelength      = 5855.0
#       ending wavelength       = INDEF      (resultado: 5924.039)
#       wavelenght interval per pixel= 0.027
#       number of pixels        = INDEF      (resultado: 2558)
#-----
#dispcor input="cr*.0001.imh" output="d//cr*.0001.imh"
#-----
# gera lista com o nome e caracteristicas dos espectros
#-----
# slist dcr* lo+ >> spec_data.N03mar96
#-----
# combina os espectros, escalonando pelo tempo de exposicao e somando
# pixel-a-pixel nos casos de mais de uma exposicao
#-----
#scombine dcr*_0030.0001.imh,dcr*_0031.0001.imh output=SA0251774.imh
#-----
# nos casos em que existe apenas uma imagem apenas gera uma copia com o nome
#-----
#imcopy dcrN03mar96_0027.0001.imh ALPHALEO
#-----
# Transforma os espectros nao normalizados em formato fits para copia
#-----
#wfits @spec_names.N03mar96 @spec_names.N03mar96//.fits
#-----
# corta os espectros antes da normalizacao
#-----
#scopy @spec_names.N03mar96 c//@spec_names.N03mar96 w1=5880.0 w2=5915.0
#-----
# normalizando espectros ao continuo
#-----
#continuum c*.imh n//c*.imh
#-----
# cria espectro template para remocao de linhas teluricas
#-----
#scopy ncALPHALEO_N03mar96.imh TELURIC.imh
#scopy TELURIC.imh TELURIC96.imh w1=5880.0 w2=5915.0
#-----
# Gera espectros corrigidos da contaminacao telurica
#-----
# Meca a intensidade de uma linha telurica (L=5898.156) no espectro template
# posicionando o cursor e apertando a tecla de espaco. Meca a intensidade da
# mesma linha no espectro da estrela de programa. Calcule a razao r entre as
# duas intensidades  $r = (1 - I_{telurica\_obj}) / (1 - I_{telurica\_template})$ 

```

```

# Usando a tarefa 'sarith' escalone o espectro template multiplicando por r e
# somando (1-r). Depois divida o espectro da estrela pelo espectro escalonado...
#-----
#sarith TELURIC96.imh * 0.8830 temp clo+
#sarith temp + 0.1170 temp clo+
#sarith ncSAO257033.imh / temp tncSAO257033.imh
#imdel temp.imh ver-
#-----
# Se for preciso soma constante para trazer continuo para 1. novamente...
#-----
#sarith ctncALPHALED_N03mar96 - 0.000 ctncALPHALED_N03mar96 clo+
#-----
#Grava arquivos fits normalizados ao continuo e corrigidos por contaminacao de
#linhas teluricas. Os arquivos "dat" serao a entrada do programa de ajuste
#-----
#wfits tnc//@spec_names.N03mar96 tnc//@spec_names.N03mar96//.fits
#wspec tnc//@spec_names.N03mar96 @spec_names.N03mar96//.dat hea- wfor="%0.5f"
#-----
# Cria arquivo com valores para a correcao de velocidades heliocentricas e LSR
#-----
#rvcorrect images=tnc*.imh header+ input+ imupdate+ vobs=0.
#hselect tnc*.imh $I,vhelio,vlsr yes > VELCORR.N03mar96

#####
# TAREFA PARA INICIALIZAR ARQUIVOS DE PARAMETROS: eso_catces.cl
#####
gkmosaic.input="plotfile.N033196"
imdelete.verify = yes
delete.verify = yes
imarith.pixtype="real"
imarith.calctype="real"
imarith.noact=no
#-----
ccdred.pixeltype = "real real"
ccdred.logfile = "home$N033196/keeplog.N033196"
ccdred.plotfile = ""
ccdred.backup = ""
ccdred.instrument = "home$tasks/N033196/catces_N033196.dat"
ccdred.ssfile = "home$N033196/subsets.N033196"
ccdproc.ccdtype = ""
ccdproc.readaxis = "line"
ccdproc.fixfile = "home$tasks/eso_ccd38_bpu.dat"
ccdproc.biassec = "[5:10,1:101]"
ccdproc.trimsec = "[30:2680,26:59]"
ccdproc.zero = "N033196_zero"
ccdproc.dark = "N033196_dark"
ccdproc.flat = "N033196_domen"
#-----
zerocombine.combine = "median"
zerocombine.reject = "avsigclip"
darkcombine.combine = "median"
darkcombine.reject = "avsigclip"
flatcombine.combine = "median"
flatcombine.reject = "avsigclip"
#-----
response.order=1
#-----
cosmicrays.input = "N*.imh"
cosmicrays.output = "cr//N*.imh"
cosmicrays.ccdtype= "object"
cosmicrays.thresho= 25.
cosmicrays.fluxrat= 2.
#-----
# PARAMETROS PARA EXTRACAO DOS ESPECTROS
#-----
specred.extinct=""
specred.caldir=""
specred.nsum=10
specred.dispaxis=1
specred.database="home$N033196/DB_N033196"
specred.logfile="home$N033196/keeplog.N033196"

```

```

#-----
apall.format = "onedspec"
apall.resize = yes
apall.extras = no
apall.line = INDEF
apall.nsum = 10
#-----
# parametros controlando abertura...
#-----
apall.lower = -6.0
apall.upper = 6.0
#-----
# parametros controlando abertura...
#-----
apall.b_sample= "-12:-9,9:12.0"
apall.b_naver= -100
apall.b_niter= 5
#-----
# parametros controlando algoritmo de centragem do espectro...
#-----
apall.width = 11.
apall.radius = 6.
apall.thresho= 0.
apall.nfind =1
#-----
# parametros controlando janela de extracao...
#-----
apall.ylevel = 0.08
apall.peak = yes
apall.bkg = yes
apall.avglimi= no
#-----
# parametros controlando tracado do centro do perfil espacial...
#-----
apall.t_nsum = 10
apall.t_step = 10
apall.t_nlost= 3
apall.t_funct= "spline3"
apall.t_order= 3
apall.t_niter= 10
#-----
# parametros controlando algoritmo de extracao...
#-----
apall.backgro= "fit"
apall.skybox = 5
apall.weights= "variance"
apall.pfit = "fit1d"
apall.clean = yes
apall.saturat= 55000.
apall.readnoi= 8.3
apall.gain = 1.7
apall.lsigma = 2.0
apall.usigma = 2.0
#-----
# parametros controlando algoritmo de identificacao das linhas de torio
# e a solucao de dispersao para transformacao de pixels para comprimento de onda
#-----
identify.section= "middle line"
identify.database= "home$N033196/DB_N033196"
identify.coordlist= "linelists$thar.dat"
identify.nsum = "10"
identify.match = 10.
identify.fwidth = 8.0
identify.cradius= 5.
#-----
# parametros controlando solucao de dispersao secundaria
#-----
reidentify.cradius= 5.
reidentify.coordlist= "linelists$thar.dat"
reidentify.database= "home$N033196/DB_N033196"
reidentify.logfiles= "home$N033196/keeplog.N033196"

```

```

reidentify.plotfile= "home$N033196/plotfile.N033196"
#-----
# parametros controlando ajuste do dia juliano para atribuicao dos espectros de
# referencia
#-----
setjd.observatory=""
setjd.date="date-obs"
setjd.exposure="exptime"
setjd.ra="ra"
setjd.dec="dec"
setjd.epoch="epoch"
setjd.jd="jd"
setjd.hjd="hjd"
setjd.ljd="ljd"
setjd.utdate=yes
setjd.uttime=yes
#-----
# parametros controlando atribuicao dos espectros de referencia
#-----
refspectra.input="crN033196*.0001.imh"
refspectra.select="match"
refspectra.reference="refspec_table.N033196"
refspectra.logfiles= "STDOUT,home$N033196/keeplog.N033196"
#-----
# parametros controlando aplicacao da solucao de dispersao
#-----
dispcor.input="@gobj_cr.N033196"
dispcor.output="d/@gobj_cr.N033196"
dispcor.database= "home$N033196/DB_N033196"
dispcor.logfile="home$N033196/keeplog.N033196"
#-----
# parametros controlando normalizacao do contínuo
#-----
continuum.logfile= "home$N033196/keeplog.N033196"
continuum.low_rej= 1.5
continuum.high_rej= 0.
#-----
# parametros controlando co-adicao pixel a pixel dos espectros normalizados
#-----
scombine.logfile="home$N033196/keeplog.N033196"
scombine.combine="sum"
scombine.reject="avsigclip"
scombine.first=no
scombine.scale="exposure"
#-----

#####
# TAREFA eso_catces.dat
#####
subset      imagesub

BIAS        zero
DARK        dark
OBJECT      object
'DOME FLAT' flat
'PROJECTOR FLAT' flat
'COMPARISON' comp
'SKY FLAT'  object
#-----

```

Referências

- [1] Berkhuijsen E.M., Haslam C.G.T., Salter C.J., 1971, A&A 14, 252
- [2] Bertaux J.L., Lallement R., Kurt V.G., Mironova E.N., 1985, A&A 150, 1
- [3] Blaauw A., 1964, ARA&A 2, 213
- [4] Bochkarev N.G., 1987, Ap&SS 138, 229
- [5] Bowyer S., Lieu R., Sidher S.D., et al., 1995, Nat 375, 212
- [6] Bruhweiler F.C., 1996 In: Bowyer S., Malina R.F. (eds.) Proc. IAU Colloq. 152, Astrophysics in the Extreme Ultraviolet. Kluwer, Dordrecht, p. 261
- [7] Bruhweiler F.C., Vidal-Madjar A., 1987, In: Kondo Y., et al. (eds.) Exploring the Universe with the IUE satellite, Reidel, Dordrecht, p. 467
- [8] Centurion M., Vladilo G., 1991, ApJ 372, 494
- [9] Corradi W.J.B., Franco G.A.P., 1995, A&AS 112, 95
- [10] Corradi W.J.B., Franco G.A.P., Knude J., 1997, A&A 326, 1215
- [11] Covino E., Alcalá J.M., Allain S., et al., 1997 A&A 187, 202
- [12] Cox D.P., Reynolds R.J., 1987, ARA&A 25, 303
- [13] Cowie L.L., Songaila A., 1986, ARA&A 24, 499
- [14] Crawford D.L., 1975, AJ 80, 955
- [15] Crawford D.L., 1978, AJ 83, 48
- [16] Crawford D.L., 1979, AJ 84, 1858
- [17] Crawford D.L., Barnes J.V. 1970, AJ 75, 978
- [18] Crawford D.L., Mander J. 1966, AJ 71, 114
- [19] Crawford I.A., 1991, A&A 247, 183
- [20] Crutcher R.M., 1982 A&A 254, 82
- [21] Crutcher R.M., Lien D.J., 1984, In: Kondo Y., Bruhweiler F.C., Savage B.D. (eds.) Proc. IAU Colloq. 81, Local Interstellar Medium, NASA CP-2345, p. 117

- [22] Dame, T.M., Ungerechts, H., Cohen, R.S., de Geus, E.J., et al. , 1987, ApJ 322, 706
- [23] de Geus E.J., 1992 A&A 262, 258
- [24] Dickey J.M., Lockman F.J., 1990, ARA&A 28, 215
- [25] D’Odorico S., Ghigo M., Ponz D., 1987 In: An Atlas of the Thorium Argonium Spectrum for the ESO Echelle Spectrograph in the λ 3400 – 9000 ÅRegion, European Southern Observatory
- [26] Edgar R.J., Cox D.P. 1993, ApJ 413, 190
- [27] Egger R.J., Aschenbach B., 1995, A&A 294, L25
- [28] Feitzinger J.V., Stüwe J.A., 1984, A&AS 58, 365 (erratum: 63, 203)
- [29] Ferlet R., Vidal-Madjar A., Gry C., 1985 ApJ 298, 838
- [30] Franco G.A.P., 1990, A&A 227, 499
- [31] Franco G.A.P., 1991, A&A 251, 581
- [32] Franco G.A.P., 1995, A&AS 114, 105
- [33] Frisch P.C., 1981 Nat 293, 377
- [34] Frisch P.C., 1993 Nat 364, 395
- [35] Frisch P.C., York D.G., 1983 ApJ 271, L59
- [36] Frisch P.C., York D.G., 1986 In: Smoluchowski R., Bahcall J.N., Matthews M.S. (eds.) The Galaxy and the Solar System. University of Arizona Press, Tucson, p. 83
- [37] Frisch P.C., York D.G., 1991 In: Malina R.F., Bowyer S. (eds.) Extreme Ultraviolet Astronomy. Pergamon, New York, p. 322
- [38] Frisch P.C., Welty D.E, York D.G., Fowler J.R., 1990 ApJ 357, 514
- [39] Gry C., Boulanger F., Falgarone E., Pineau des Forêts G., Lequeux J., 1998 A&A 1070, 1998
- [40] Gehrels N., Chen W., 1993 Nat 361, 706
- [41] Hartquist, T.W., 1994, Ap&SS 216, 185
- [42] Heydari-Malayeri M., Jarvis B., Gilliote A., 1989, In: “ESO Operating Manual N°9”
- [43] Hobbs L.M., 1969, ApJ 222, 491
- [44] Hobbs L.M., 1978, ApJ 222, 491
- [45] Horne K.D., 1986, PASP 98, 609
- [46] Howarth I.D., Phillips A.P., 1986, MNRAS 222, 809
- [47] Iwan D., 1980, ApJ 169, 25
- [48] Kaper L., Pasquini L., B., 1996, In: “CAT/CES Operating Manual”

- [49] Kerp J., Herbstmeier U., Mebold U., 1993 A&A 268, L21
- [50] Knude J., 1984, In: Kondo Y., Bruhweiler F.C., Savage B.D. (eds.) Proc. IAU Colloq. 81, Local Interstellar Medium, NASA CP-2345, p. 123
- [51] Knude J., 1978, In: Reiz A., Andersen J. (eds.) Astronomical Papers dedicated to B. Strömgren. Copenhagen Univ. Obs., Copenhagen, p. 273
- [52] Knude J., et al., 1998 (in preparation)
- [53] Lallement R., Vidal-Madjar A., Ferlet R., 1986, A&A 168, 225
- [54] Lallement R., Ferlet R., Lagrange A.M., Lemoine M., Vidal-Madjar A., 1995 A&A 304, 461
- [55] Laureijs, R., 1989, Ph. D. Thesis, “Infrared Properties of dust in interstellar clouds”, Groningen University.
- [56] Lépine J.R.D., Duvert G., 1994, A&A 286, 60
- [57] Malina R.F., Marshall H.L., Antia B., et al., 1994, AJ 107, 751
- [58] Massey P., Barnes J., Valdez F., 1992, In: “User’s Guide to Reducing Slit Spectra with IRAF”, NOAO, USA
- [59] Massey P., 1997, In: “User’s Guide to CCD Reductions with IRAF”, NOAO, USA
- [60] McCammon D., Burrows D.N., Sanders W.T., Kraushaar W.L., 1983 ApJ 269, 107
- [61] Mihalas, D., Binney J., 1981, In “Galactic Astronomy” 2nd edition (San Francisco, Freeman)
- [62] Nyman L.-Å., Bronfman L., Thaddeus P., 1989, A&A 216, 185
- [63] Paresce F., 1984, AJ 89, 1022
- [64] Perry C.L., Johnston L., 1982, ApJS 50, 451
- [65] Sembach K.R., Danks A.C., Savage B.D., 1993 A&AS 100, 107
- [66] Shelton R.L., Cox D.P., 1994 ApJ 434, 599
- [67] Snowden S.L., Cox D.P., McCammon D., Sanders W.T., 1990 ApJ 354, 211
- [68] Snowden S.L., Mebold U., Hirth W., Herbstmeier U., Schmidt J.H.M.M., 1991, Sci, 252, 1529
- [69] Snowden S.L., Freyberg M.J., Plucinsky P.P., et al., 1995, ApJ 454,643
- [70] Savage B.D., Bohlin R.C., Drake J.F., et al., 1977, ApJ 216, 291
- [71] Spitzer, Jr., L.: 1978, “Physical processes in the interstellar medium” (New York: John Wiley & Sons)
- [72] Strömgren, B., 1948, ApJ 10, 242
- [73] Strömgren, B., 1966, ARA&A 4, 433
- [74] Tinbergen J., 1982, A&A 105, 53

- [75] Tobin W., 1985, A&A 142, 189
- [76] Tody, D. 1986, In: (ed.) Crawford D.L. "The IRAF Data Reduction and Analysis System", Proc. SPIE Instrumentation in Astronomy VI, 627, 733
- [77] Tody, D. 1993, In: (eds) Hanisch R.J., Brissenden R.J.V., Barnes J. "IRAF in the Nineties" in Astronomical Data Analysis Software and Systems II, ASP Conf. Ser., 52, 173
- [78] Vidal-Madjar A., 1978, ApJ 155, 407
- [79] Wang Q.D., Yu K.C., 1995, AJ 109, 698
- [80] Warwick R.S., Barber C.R., Hodgkin S.T., Pye J.P., 1993, MNRAS 262, 289
- [81] Weaver H., 1979 In: Burton W.B. (ed.) Proc. IAU Symp. 84, Large-Scale Characteristics of the Galaxy. Reidel, Dordrecht, p. 295
- [82] Welsh B.Y., Vedder P.W., Vallergera J.V., Craig N., 1991 ApJ 381, 462
- [83] Welsh B.Y., Vedder P.W., Vallergera J.V., 1990 ApJ 358, 473
- [84] Welsh B.Y., Craig N., Vedder P.W., Vallergera J.V., 1994 ApJ 437, 638
- [85] Welty D.E., Hobbs L.M., Kulkarni V.P., 1994 ApJ 436, 152
- [86] Yoshioka S., Ikeuchi S., 1990, ApJ 360, 352